

博士論文

中性子-陽子散乱の理論的解析

平成8年3月

広島大学大学院生物圏科学研究科

吉野浩生

①

本書で用いる記号及び表記の定数(以下に示す)

◎ 記号等の記号

E_L : 実験系での中性子の入射運動エネルギー

E_{lab} : 実験系での陽子の入射運動エネルギー

\sqrt{s} : 二粒子系の不变質量 **博士論文** ρ_1, ρ_2 : 及び ρ_1, ρ_2 : 入射陽子の密度運動量

中性子-陽子散乱の理論的解析

◎ 研究所及び加速器

KEK: 高エネルギー加速器研究機構

LAMPF: Lawrence Livermore National Laboratory (米国)

DSI: Deutscher Synchrotron (ドイツ)

BNFL: ロシアにある加速器

Sackar: 米国にある研究所(私)

SATURN II: Sackarにある加速器

◎ 反応の表記

$np \rightarrow dX$: neutron + proton \rightarrow deuteron + X

$np \rightarrow d(\pi^0)$: neutron + proton \rightarrow deuteron + pion + pion (π^0 の数値が0)

${}^2\text{He}(\pi^0)X$: proton + ${}^2\text{He} \rightarrow$ deuteron + X

$np \rightarrow YN\pi^+$: neutron + proton \rightarrow nucleus + nucleus + π^+ or π^-

◎ その他

SE 部分相関分析: 常に同数値を仮定せずにしてのエネルギー点ごとに行う部分相関分析 (Single-Energy Partial Phase Shift Analysis) **平成8年3月**

ED 部分相関分析: 同数値を仮定せずにしてのエネルギー点ごとに行う部分相関分析 (Energy-Dependent Partial Phase Shift Analysis) **広島大学大学院生物圏科学研究科**

semi-ED 部分相関分析: 同数値を仮定せずにしてのエネルギー点ごとに行う部分相関分析 (Semi-Energy Dependent Partial Phase Shift Analysis) **環境計画科学専攻**

吉野浩生

本論文中用いる記号及び表記の定義を以下に与える。

◎ 力学量の記号

T_L : 実験室系での核子の入射運動エネルギー

P_L : 実験室系での核子の入射運動量

\sqrt{s} : 二核子系の不変質量 ($s = (p_1 + p_2)^2$, p_1 及び p_2 は、入射粒子の四元運動量)

◎ 研究所及び加速器の略称

KEK : 高エネルギー物理学研究所

LAMPF : Clinton P. Anderson Meson Physics Faculty (米国)

PSI : Paul Scherrer Institute (スイス)

DUBNA : ロシアにある加速器

Saclay : パリ郊外にある研究所 (仏)

SATURNE II : Saclay にある加速器

◎ 反応の表記

$np \rightarrow dX$: neutron + proton \rightarrow deuteron + X

$np \rightarrow d(\pi\pi)^0$: neutron + proton \rightarrow deuteron + pion + pion ($\pi\pi$ の総電荷が 0)

${}^3\text{He}(p, d)X$: proton + ${}^3\text{He} \rightarrow$ deuteron + X

$np \rightarrow NN\pi^\pm$: neutron + proton \rightarrow nucleon + nucleon + π^+ or π^-

◎ その他

SE 型位相差分析 : 解に関数型を仮定せずに 1 つのエネルギー点ごとに行う位相差分析 (Single-Energy Phase-Shift Analysis)

ED 型位相差分析 : 位相差のエネルギー従属性にフリーパラメータを含む関数型を仮定し、エネルギーの広い領域にわたって実験データについて、フリーパラメータの探索を行う位相差分析 (Energy-Dependant Phase-Shift Analysis)

semi-ED 型位相差分析 : 観測量のエネルギー依存性を考慮し、それにより解にエネルギー依存性を反映させる位相差分析 (semi-Energy Dependent Phase-Shift Analysis)

目次

I 序論	1
II $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応	5
II.1 はじめに	5
II.2 一核子交換モデル (σ 中間子生成モデル)	6
II.3 結果と考察	9
II.4 まとめ	12
III 中性子-陽子散乱の位相差分析	14
III.1 はじめに	14
III.2 中性子-陽子散乱の非弾性効果	15
III.3 実験データ	17
III.4 中性子-陽子散乱の位相差分析	18
III.5 考察	23
IV 結語	29
V 謝辞	31
付録 A $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の散乱振幅	32
付録 B 位相差分析に用いた実験データ及びその引用文献	35
付録 C ヘリシティ振幅と観測量の表現	46
付録 D 実験データと SE 型位相差分析の解による計算値	51
引用文献	94

I 序論

物質の基本的相互作用には、重力相互作用、電磁相互作用、強い相互作用及び弱い相互作用の4種類があることが知られている。この4種類の相互作用は、ビッグ・バンにより宇宙の始めの高温・高密度のクォーク流体が空間的に拡がるにつれ一つの相互作用から枝分かれしたものであると考えられるに至っている。強い相互作用をする粒子はハドロン（強粒子）と呼ばれるが、クォーク・グルオン流体からどのような形で陽子が誕生し、核物質が形成され、多くのハドロンが生まれるにいたったか、強い相互作用の詳細の解明に興味を持たれる。本研究はそのような強い相互作用の詳細を明らかにしようとする研究分野の一端を担うものである。

1950年代になって、 π 中間子と陽子の衝突実験において、共鳴現象が確認された。いわゆる $(3,3)$ 共鳴 $\Delta^{++}(I = \frac{3}{2}, J^P = \frac{3}{2}^+, M = 1232 \text{ MeV}, \Gamma = 115 \text{ MeV})$ である。その後、非常に多くの中間子-核子間及び中間子相互の共鳴粒子が発見された。これらの共鳴粒子はいずれも強い相互作用をすることから総称してハドロンと呼ばれる。ハドロンは、バリオン数 (B) と呼ばれる量子数が1のバリオン（重粒子）と、バリオン数0のメソン（中間子）とに大別される。そして、バリオン族とメソン族はそれぞれ規則正しい質量分布を示すことが明らかにされた。

1956年、陽子、中性子、 Λ 粒子を基本粒子とし、ハドロンはこれらの基本粒子の複合状態とする坂田模型が発表され、小川等によって $U(3)$ 理論に基づく質量公式が導かれた。しかし、この理論はメソンの質量分布の説明には成功したが、バリオンについてはうまくいかなかった。

その後、Gell-Mann と Zweig は、バリオンはいくつかのクォークからできているというクォーク模型を提唱し、 $SU(3)$ 理論によってハドロンの質量公式を導くことに成功した。それによると、 $B = 1$ のバリオンは、3個のクォークの複合系、 $B = 0$ のメソンは、1個のクォークと1個の反クォークとの複合系として説明される。これまでには、 $B = 0$ 及び1の粒子しか見つかっていなかったが、 $B = 0$ と1以外の粒子の存在は許されないとする禁止則が見い出されているわけではない。 $B = 2$ のバリオン、すなわちダイバリオンが存在する可能性がある。

1970年代の後半、米国アルゴンヌ研究所において陽子-陽子散乱のスピンの偏極実験が行われ、陽子の実験室系の入射運動エネルギー $T_L = 1 \sim 10 \text{ GeV}$ の領域でスピン相関係数の測定がなされた。その結果、観測量の中に共鳴現象らしい構造が $T_L = 1 \sim 2 \text{ GeV}$ の領域で発見され、ダイバリオンの存在の可能性が指摘された。これら陽子-陽子散乱の実験データの位相差分析によってアイソスピン $I = 1$ チャンネルでは、 1D_2 ($M = 2160 \text{ MeV}, \Gamma = 40 \text{ MeV}$) と 3F_3 ($M = 2220 \text{ MeV}, \Gamma = 120 \text{ MeV}$) の部分波にダイバリオンの存在の可能性が示唆され [1]、いくつかのグループの研究によって認められてきている [2~5]。

$^3\text{He}(p, d)X$ 反応の質量欠損スペクトル [6] 及び、同反応の A_y データのエネルギー分布

[7]、さらには、陽子-陽子弾性散乱の A_y データのエネルギー分布 [8] のそれぞれ独立な測定結果において、共通するエネルギー領域 ($\sqrt{s} \sim 2.16 \text{ GeV}, 2.19 \text{ GeV}$) に狭幅構造が発見された。Kobayashi *et al.*[9] 及び我々[10] の理論解析によって、幅の狭い ($\Gamma \sim 10 \text{ MeV}$) ダイバリオン ($J^P = 2^-, 3^- \text{ or } 5^-$) の存在の可能性が指摘された。

近年、800 MeV 以下のエネルギー領域で中性子-陽子散乱の実験データの充実が著しく、いくつかのグループによって位相差分析が行われている [11~13]。Hoshizaki *et al.*[12] は、その分析に基づいて $I = 0, J^P = 1^-, M = 2168 \text{ MeV}/c^2, \Gamma = 25 \text{ MeV}$ のダイバリオンの存在を示唆している。

最近 800 MeV から 1100 MeV のエネルギー領域でも、SATURNE II(仏) で中性子-陽子散乱の偏極実験が行われ、このエネルギー領域でも実験データの充実が著しく進んできている。

本研究では、低エネルギーで開発された核子-核子散乱の位相差分析のソフトウェアを中間エネルギー領域に適用できる形に発展させ、それを用いて $T_L = 500 \sim 1090 \text{ MeV}$ のエネルギー領域の中性子-陽子散乱の実験データの位相差分析を遂行する。具体的には次の形で進める。

1. LAMPF(米国), SATURNE(仏), PSI(スイス), DUBNA(露) の研究者に情報提供を求め、データベースの充実と信頼性を高める。
2. 非弾性効果は、1 GeV 以下では 99% 1π 中間子生成に依る。従って、VerWest & Arndt[16] や Bystricky *et al.*[14] によって評価された非弾性散乱の全断面積を用いれば充分である。両者の評価の間には、非弾性散乱断面積の $I = 0$ 成分の評価を除いてはほぼ差違はない。1 GeV 以上では $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応のしきい値効果などによって特定の部分波に吸収が強くなる可能性が生まれる。そこで、1 GeV 以上のデータの充実に伴う位相差分析の発展に備えて、この反応のしきい値効果を調べる。
3. VerWest と Arndt[16] は、中性子-陽子非弾性散乱の全断面積 (σ_r) の $I = 0$ 成分 ($\sigma_r^{(0)}$) は、800 MeV 以下で基本的に 0 と見なして、 $I = 0$ チャンネルの非弾性共鳴は存在しないとした。これに対し、Bystricky *et al.*[14] は、600 MeV で、 $\sigma_r^{(0)}$ は、 σ_r の約 67% と評価し、 $I = 0$ チャンネルの非弾性共鳴は存在し得るとしている。この主張の相違について検討を加える。
4. $T_L = 500 \sim 1090 \text{ MeV}$ の領域で、実験データが充実しているエネルギー点の 10 ポイントで、位相差分析を行う。位相差分析には single-energy analysis(SEA) と、energy-dependent analysis(EDA) とがある。データベースが充実していない場合は、EDA を行わざるを得ない。この 10 ポイントでは SEA を実行し、各エネルギー点での部分波振幅の決定を試みる。

5. Hoshizaki の示唆する 1P_1 状態の狭幅共鳴の共鳴点は 630 MeV である。従って、この検証を行うためには、 $T_L = 500 \sim 750$ MeV の領域で位相差分析を行わねばならない。しかし、この間で実験データの充実しているエネルギー点は、500, 580, 630 及び 730 MeV の 4 ポイントしかない。従って、この間で、EDA を行うしかないが、EDA は、散乱振幅のエネルギー依存性に関数型を仮定するため、観測量のエネルギー依存性の平滑化を避けられない。そこで、本研究では、微分断面積と、 A_{NN} データのエネルギー従属性が特に高いことに着目し、この二種のデータについてスプライン関数補間法によるデータ補間を行い、得られた準データ (pseudo data) を用いて、位相差分析を行った。この方法は、Nagata *et al.*[15] が、陽子-陽子散乱の位相差分析に用いた方法で、semi-EDA と呼ばれる。
6. 以上の位相差分析によって決定された部分波振幅のアーガンド・ダイアグラムを求め、ダイバリオンの探索を行う。
7. 以上の分析に基づき、このエネルギー領域における散乱振幅の一意的決定に必要な実験の提案を行う。

本研究は、これまで位相差分析の行われていない 800 MeV 以上のエネルギー領域の中性子-陽子散乱の位相差分析を行った点、そして、Hoshizaki の示唆した 1P_1 状態のダイバリオンの検証に semi-EDA を行い実験データの現状で最大限に検証の客観性を貫いた点に特色がある。

$np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ の理論計算は、本研究の主題の一つである 1 GeV 以上での位相差分析に資するものであり、かつ ABC 効果の研究の礎となるものである。

次の章では、その位相差分析の前段階として、中性子-陽子散乱の非弾性効果を調べるために行った $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の計算について述べる。第 III 章では、中性子-陽子散乱の位相差分析を行い、現段階での散乱振幅の決定と、実験の提案を行う。本研究のまとめを、第 IV 章に記す。

本論文は、以下の既に公表した論文の集大成である。関係論文 [1], [2], [3] を II 章に、[4], [5] を III 章にまとめた。

参考論文

I. 関係論文

- [1] H. Yoshino, J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda,
 $np \rightarrow \sigma d$ 反応のヘリシティ振幅,
Contributed paper to "RCNP 研究会「少数粒子系物理学」", 大阪大学核物理学研究センター, 1994 年 1 月 20 - 22 日.
- [2] N. Hiroshige, H. Yoshino, J. Nagata, M. Matsuda and T. Ueda,
SIGMA MESON PRODUCTION MODEL FOR $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ REACTION AT 1.46 and 1.9GeV/c,
Proceedings of the 23rd INS International Symposium on Nuclear and Particle Physics with Meson Beams in the 1GeV/c Region, pp. 493-494, Tokyo, March 15 - 18, 1995.
- [3] H. Yoshino, J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda,
On the $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ Reaction at $P_L=1.46$ and 1.9GeV/c,
Prog. Theor. Phys. **95**(1996),No.2 (to be published).
- [4] J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda,
Elastic pp Scattering Amplitudes at Intermediate Energy and Dibarions,
Prog. Theor. Phys. **95**(1996),No.3 (to be published).
- [5] H. Yoshino, J. Nagata, Y. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda,
Neutron-Proton Phase Shifts between 500 and 1090 MeV,
Prog. Theor. Phys. **95**(1996),No.3 (to be published).

II. その他

- [1] J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda,
Two-Pole Analysis of Narrow Structures in KEK $pp-A_y$, related with $pp-pp$, $\pi d-\pi d$ and $pp-\pi d$ observables,
Mod. Phys. Lett. **A7**(1992),3575.
- [2] J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda,
Phase Shift Analyses of pp Elastic Scattering between 500 and 800MeV,
Prog. Theor. Phys. **93**(1995),559.

II $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応

II.1 はじめに

中性子-陽子散乱の位相差分析を行う際、実験データの現状では非弾性効果の理論的検討が避けられない。入射運動エネルギーが π 中間子生成のしきい値エネルギーを越えたところで π 中間子生成反応が起こる。1 π 中間子生成のしきい値は 275 MeV、2 π 中間子生成のしきい値は 573 MeV である。本研究の位相差分析のエネルギー領域 $T_L = 500 \sim 1090$ MeV では、非弾性効果の大部分は 1 π 中間子生成である。これら非弾性効果は VerWest & Arbdtt[16] と Bystricky *et al.*[14] によって調べられている。

1 GeV を越えるエネルギー領域では、 $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ の ABC 効果としてしきい値効果の存在が指摘されている。この章では、この反応のしきい値効果を調べる。

$np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の重陽子の質量欠損スペクトルには 2 個の π 中間子の質量 (約 310 MeV) に対応する運動量の近傍で非常に強いピークがみられる。この効果は Abashan, Booth 及び Crowe によって初めて $nd \rightarrow {}^3\text{He}(\pi\pi)^0$ 反応で観測され、その頭文字をとって ABC 効果と呼ばれる [17]。その後、同様のピークが $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 等の反応 [18,19] で観測された。

この効果の起源を調べることは、中間エネルギー領域での軽い原子核生成に関連した反応の機構を考える為にも重要である。

$np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の実験データの ABC 効果を説明するのに有効なモデルが二つある。一つは中間状態に 2 個の Δ 粒子が生成され、その Δ 粒子が崩壊した核子から重陽子が生成されるモデル ($\Delta\Delta$ モデル) [20] である。もう一つは、2 個の π 中間子が放射されるときに交換された核子から重陽子が生成される二核子交換モデル [21] である。

$np \rightarrow dX$ 反応において重陽子の質量欠損スペクトルの複数の重陽子の散乱角にわたる最初の系統的な測定は、Plouin *et al.* によって核子の入射運動量 $P_L = 1.9$ GeV/c ($T_L = 1180$ MeV) で行われた [22,23]。この測定では、ABC 効果のピークが観測された。しかし、上述の $\Delta\Delta$ モデル及び、二核子交換モデルでは、この実験データを定量的には再現することができないということが分かった。

続いて $P_L = 1.46$ GeV/c ($T_L = 795$ MeV) で、同様に $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の系統的な測定 [24] がなされたが、この測定結果には ABC 効果の強いピークは見られなかった。ところが、この入射運動量における $\Delta\Delta$ モデル及び二核子交換モデルによる計算値にはピークが現れ、実験データと完全に矛盾する。

この章では、 π 中間子の終状態の相互作用を考慮した一核子交換モデルに基づく $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の理論計算を行い、その結果と 1.46 及び 1.9 GeV/c の実験データとの比較を行う。

II.2 一核子交換モデル (σ 中間子生成モデル)

一核子交換モデルの Feynman ダイアグラムを図 1 に示す。ここで、 $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の 2 個の π 中間子の終状態の相互作用を σ 中間子 ($I=0, J^P=0^+$) で表している。 σ 中間子は現在のところ観測されていないが、核力の 1 ボーズ粒子交換モデルの研究 [25,26] において必要な粒子であるということが分かっており、2 π 中間子交換の効果を負担するものであると認識されている。

この過程の微分断面積は、 p_1, p_2, q_1, q_2 及び q_3 をそれぞれ図の 2 つの核子、2 つの π 中間子及び重陽子の 4 元運動量とすると、

$$d\sigma = \frac{m^2}{32\pi^2 p \sqrt{s}} \frac{1}{4} \sum_{\lambda, \mu_1, \mu_2} |\mathcal{F}_{\lambda, \mu_1, \mu_2}(s, s_{12}, t_3, u_3)|^2 \frac{d^3 q_1}{E_1} \frac{d^3 q_2}{E_2} \frac{d^3 q_3}{E_3} \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2 - q_3), \quad (1)$$

で与えられる。ここで、 m は、核子の質量、 E_1, E_2, E_3 はそれぞれ 2 つの π 中間子及び重陽子の全エネルギー、 p は中性子の運動量の大きさ、 λ, μ_1, μ_2 はそれぞれ重陽子、中性子及び陽子のヘリシティである。ヘリシティは運動両方向のスピンの大きさである。また振幅の変数は、それぞれ $s = (p_1 + p_2)^2$ 、 $s_{12} = (q_1 + q_2)^2$ 、 $t_3 = (p_1 - q_3)^2$ 及び $u_3 = (p_2 - q_3)^2$ 、で定義されるローレンツ不変量である。散乱振幅 $\mathcal{F}_{\lambda, \mu_1, \mu_2}$ は $np \rightarrow d\sigma$ 反応の Born 項 (F^B) と $\sigma \rightarrow (\pi\pi)^0$ 反応の崩壊振幅 (F^d) の積であると仮定する。すなわち、

$$\mathcal{F}_{\lambda, \mu_1, \mu_2}(s, s_{12}, t_3, u_3) = F_{\lambda, \mu_1, \mu_2}^B(s, s_{12}, t_3, u_3) \cdot F^d(s_{12}). \quad (2)$$

と表わされるとする。この仮定についての議論を付録 A に与える。

一般に $np \rightarrow d\sigma$ 反応の不変散乱振幅 F_{fi} は、 s, t_3, u_3 を変数とする 6 個のローレンツ不変な関数 $A_i(s, t_3, u_3)$ を使って次のように表される。

$$F_{fi} = \sum_{i=1}^6 \bar{u}_c(p_2) I_i A_i(s, t_3, u_3) u(p_1). \quad (3)$$

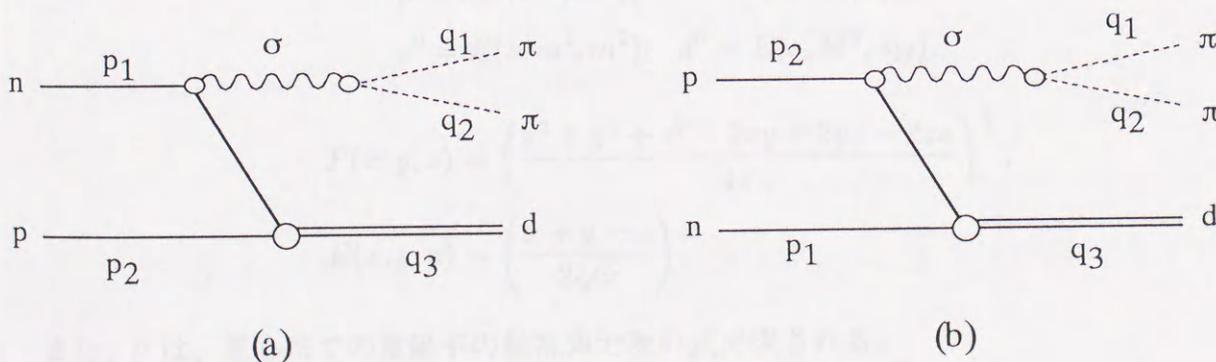


図 1: 一核子交換モデルによる $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の Feynman ダイアグラム。 p_1, p_2, q_1, q_2 及び q_3 は、それぞれ n, p, π, π 及び d の 4 元運動量である。

ここで、 $u(p_1)$ 及び $u(p_2)$ は、それぞれ中性子及び陽子の場の量で、 \bar{u}_c は、 u と荷電共役な場の量である。不変量 I_i は次のように選ばれる。

$$\begin{aligned} I_1 &= (P \cdot \xi), & I_2 &= (Q \cdot \xi), & I_3 &= (P \cdot \xi)(\gamma \cdot q_3), \\ I_4 &= (Q \cdot \xi)(\gamma \cdot q_3), & I_5 &= (\gamma \cdot \xi), & I_6 &= (\gamma \cdot \xi)(\gamma \cdot q_3), \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $P = \frac{1}{2}(p_1 + p_2)$, $Q = \frac{1}{2}(p_1 - p_2)$ 、また ξ は重陽子の偏極ベクトルである。 γ はディラックの γ 行列である。ヘリシティ振幅 $F_{\lambda\mu_1\mu_2}$ は、

$$F_{\lambda\mu_1\mu_2} = \langle \lambda | F_{fi} | \mu_1\mu_2 \rangle. \quad (5)$$

で、定義される。そして、ローレンツ不変な関数 A_i を使って次のように表される。

$$\begin{aligned} F_{\pm 1\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(s, s_{12}, t_3, u_3) &= \mp \frac{\sin \theta}{\sqrt{2}} \left(\frac{p^2}{m} A_2 + pk \cos \theta A_4 + A_5 + \frac{-p^0 d^0 \pm pk}{m} A_6 \right), \\ F_{0\frac{1}{2}\frac{1}{2}}(s, s_{12}, t_3, u_3) &= -\frac{kpp^0}{mM} A_1 + \frac{p^2 d^0}{mM} \cos \theta A_2 - \frac{p^0 k^2}{M} \cos \theta A_3 + \frac{kpd^0}{M} \cos^2 \theta A_4 \\ &\quad + \frac{d^0}{M} \cos \theta A_5 - \frac{p^0 M}{m} \cos \theta A_6, \\ F_{\pm 1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(s, s_{12}, t_3, u_3) &= \frac{1 \pm \cos \theta}{\sqrt{2}} \left(\pm \frac{pp^0 k}{m} (1 \mp \cos \theta) A_4 - \frac{p^0}{m} A_5 + d^0 A_6 \right), \\ F_{0\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}(s, s_{12}, t_3, u_3) &= -\frac{p^0 d^0}{mM} \sin \theta \left(-\frac{p^0 k^2}{d^0} A_3 + pk \cos \theta A_4 + A_5 - \frac{mM^2}{p^0 d^0} A_6 \right). \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 M 重陽子の質量である。また、 p, k, p^0 及び d^0 はそれぞれ重心系における中性子の運動量、重陽子の運動量、中性子の全エネルギー及び重陽子の全エネルギーであり、以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} p &= P(s, m^2, m^2), & k &= P(s, M^2, s_{12}), \\ p^0 &= E(s, m^2, m^2), & d^0 &= E(s, M^2, s_{12}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} P(x, y, z) &= \left(\frac{x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2yz - 2zx}{4x} \right)^{\frac{1}{2}}, \\ E(x, y, z) &= \left(\frac{x + y - z}{2\sqrt{x}} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

また、 θ は、重心系での重陽子の散乱角で次の式で表される。

$$\cos \theta = \frac{2p^0 d^0 - m^2 - M^2 + t_3}{2kp}. \quad (9)$$

他のヘリシティ振幅は、パリティの保存則により得られる。

$$F_{\lambda\mu_1\mu_2}(s, s_{12}, t_3, u_3) = F_{-\lambda-\mu_1-\mu_2}(s, s_{12}, t_3, u_3) \quad (10)$$

ボロン項の6つの不変な関数 A_i^B は、以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} A_1^B &= -2g_\sigma \left[\frac{R_1(t_3)}{m^2 - t_3} - \frac{R_1(u_3)}{m^2 - u_3} \right], \\ A_2^B &= 2g_\sigma \left[\frac{R_2(t_3)}{m^2 - t_3} + \frac{R_2(u_3)}{m^2 - u_3} \right], \\ A_3^B &= g_\sigma \left[\frac{R_3(t_3)}{m^2 - t_3} + \frac{R_3(u_3)}{m^2 - u_3} \right], \\ A_4^B &= -g_\sigma \left[\frac{R_4(t_3)}{m^2 - t_3} - \frac{R_4(u_3)}{m^2 - u_3} \right], \\ A_5^B &= 0, \\ A_6^B &= g_\sigma \left[\frac{R_6(t_3)}{m^2 - t_3} + \frac{R_6(u_3)}{m^2 - u_3} \right], \end{aligned} \quad (11)$$

ここで、 $R_1(t) = G_a(t) - mG_b(t) = -R_2(t)$, $R_3(t) = G_b(t) = -R_4(t)$, $R_6(t) = G_a(t)$ である。また g_σ は $NN\sigma$ vertex における結合定数である。 $G_a(t)$ と $G_b(t)$ は、 $d\pi\pi$ vertex における重陽子の形状因子である。 $G_a(t)$ 及び $G_b(t)$ については Locher *et al.*[27] によって与えられた値 (sol. 2) を用いた。

崩壊振幅については、以下の形をとった。

$$F^d(s_{12}) = \frac{1}{q^*(s_{12})} \exp(i \delta_{\pi\pi}(s_{12})) \sin \delta_{\pi\pi}(s_{12}), \quad (12)$$

ここで、 $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ は、 $I=0$ 過程の S 波の $\pi\pi$ phase shift である。

$q^*(s_{12})$ は、2個の π 中間子の静止系での π 中間子の運動量で、以下の式で与えられる。

$$q^*(s_{12}) = P(s_{12}, m_\pi^2, m_\pi^2). \quad (13)$$

式(1)より、実験室系での2階の微分断面積は

$$\frac{d^2\sigma}{dq_L d\Omega_L} = \frac{m^2}{8\pi p\sqrt{s}} \frac{q^*(s_{12})}{\sqrt{s_{12}}} \frac{q_L^2}{E_L} \frac{1}{4} \sum_{\lambda\mu_1\mu_2} |\mathcal{F}_{\lambda\mu_1\mu_2}(s, s_{12}, t_3, u_3)|^2, \quad (14)$$

で与えられる。ここで、 q_L と E_L は、それぞれ実験室系での重陽子の運動量と全エネルギーを表す。

II.3 結果と考察

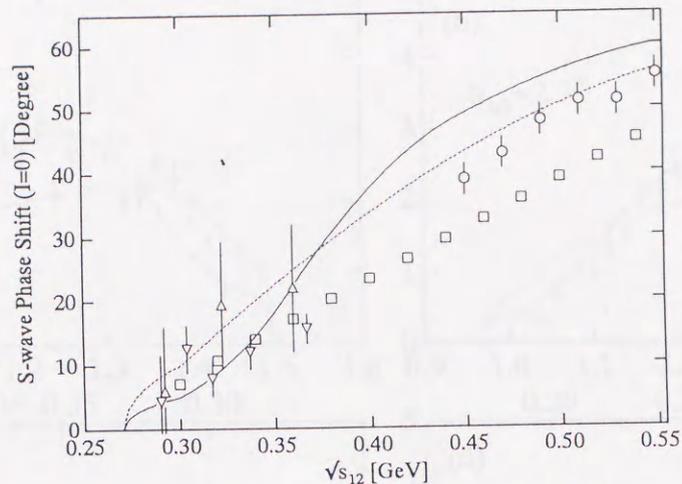


図 2: 本研究で用いた $I = 0$ チャンネルの S 波の $\pi\pi$ phase shift。点線は本文中の Case A に対応し、実線は Case B に対応する。○, □, ▽ 及び △ は、それぞれ Grayer *et al.*[29], Froggatt *et al.*[30], Rosselet *et al.*[31] 及び Zylbersztein *et al.*[32] による位相差分析の結果である。

まず、式 (12) の $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ として、図 2 に点線で描かれている 2-チャンネル ($\pi\pi, K\bar{K}$) K 行列解析の外挿値 [28] を使った (Case A)。位相差分析 [29~32] によって得られた $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ の値を同じ図に与えている。実線は後ほど定義する。結合定数 g_σ は 1.46 GeV/c での実験データを再現するように決定した。というのは 1.9 GeV/c のデータは 3 個の π 中間子及び η 中間子を生成する過程の効果も含むため、 g_σ を決定できないからである。

図 3 と図 4 に 1.46 及び 1.9 GeV/c での Case A の 重陽子の運動量スペクトルを破線で与えた。このときの結合定数は、 $g_\sigma = 0.65$ である。重陽子の運動量に対応する $\sqrt{s_{12}}$ の値を図の上辺に示した。

図 3 の実験データのスペクトルには ABC 効果のピークが見られない。また、スペクトルの最大値は重陽子の散乱角の増加と共に減少していることが分かる。1.46 GeV/c の破線で示された計算値は、重陽子の散乱角 $\theta_{lab} = 1.2, 2.7^\circ$ での運動量が低いデータとあまりよく一致していない。また、形も違っている。

比較のために重陽子の実験室系での散乱角 $\theta_{lab} = 4.4^\circ$ の図には $\Delta\Delta$ モデル [20] と二核子交換モデル [21] による計算値をそれぞれ一点鎖線と点線で与えている。

図 4 に 1.9 GeV/c での実験データと計算値を描いている。これを見ると、計算値の大きさは、運動量領域の中間あたりで、Plouin *et al.*[23] のモンテカルロ・シミュレーションの 2 個の π 中間子生成分のスペクトルの計算値 (影の部分) より小さくなっている。また、運動量領域の両端での ABC 効果のピークを再現していない。

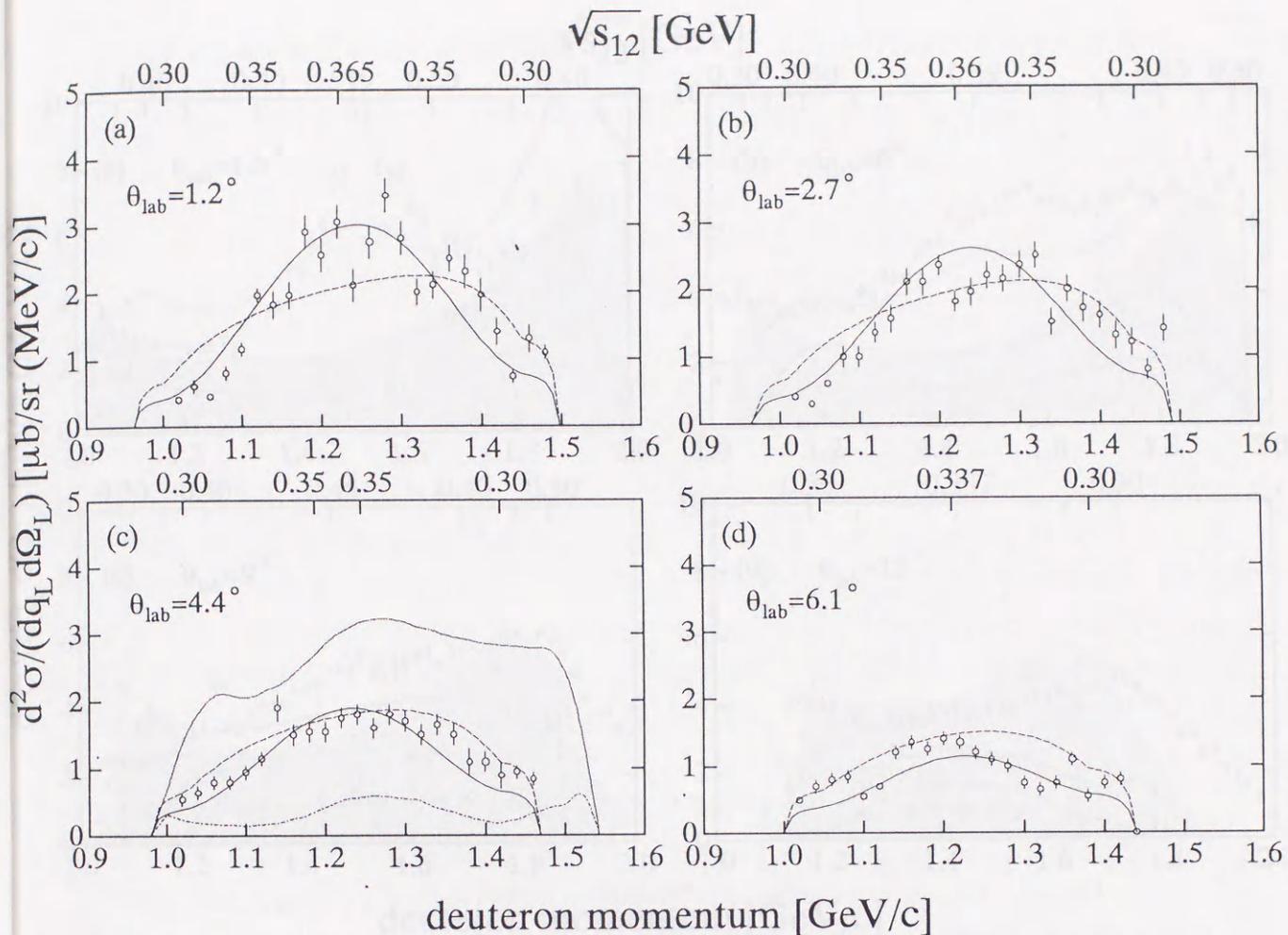


図 3: $P_L = 1.46$ GeV/c における $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の重陽子運動量スペクトルの実験データと計算値。重陽子の実験室系での散乱角は、 1.2° 、 2.7° 、 4.4° 及び 6.1° である。実験データは、LAMPF で Hollas *et al.*[24] によって測定された。実線は、Case B で、結合定数 $g_\sigma = 0.82$ 、破線は Case A で $g_\sigma = 0.65$ のときの計算値である。図 (C) の一点鎖線と点線は、それぞれ $\Delta\Delta$ model[20] 及び二核子交換モデル [21] による $\theta_{lab} = 4.5^\circ$ で $P_L = 1.5$ GeV/c における計算値である。

次に、1.46 GeV/c での実験データをよく再現し、1.9 GeV/c でのモンテカルロ・シミュレーションで得られたスペクトルの $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ の部分の大きさとも矛盾しないように $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ と g_σ の値を探した。 $\sqrt{s_{12}}$ の領域が、2 個の π 中間子生成のしきい値から約 0.36 GeV までの $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ の振る舞いが、1.46 GeV/c の実験データを再現するのに決定的である。というのは、図 3 に見られるように 1.46 GeV/c では、 $\sqrt{s_{12}}$ の最大値が約 0.36 GeV であるからである。 $\sqrt{s_{12}} \geq 0.36$ GeV の領域の $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ は、1.9 GeV/c の実験データからモンテカルロ・シミュレーションによって得られた $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 部分の大きさを再現するように決定した。このようにして得られた $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ (Case B) は、図 2 に実線で描かれている。また、

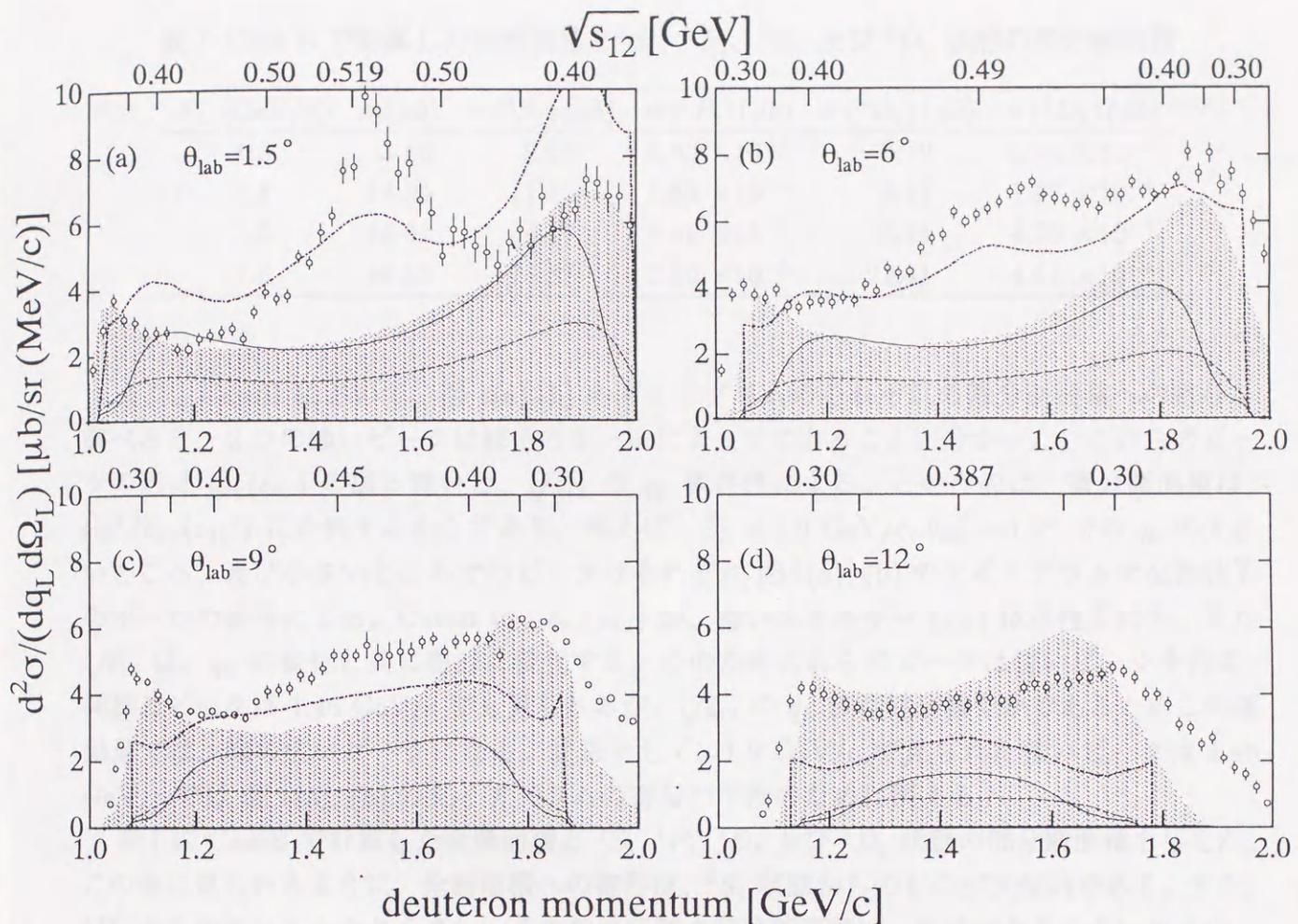


図 4: $P_L = 1.9 \text{ GeV}/c$ における $np \rightarrow dX$ 反応の重陽子運動量スペクトルの実験データと計算値。重陽子の実験室系での散乱角は、 1.5° 、 6° 、 9° 及び 12° である。実験データは、SATURNE で、Plouin *et al.*[22, 23] によって測定された。影の部分はモンテカルロ・シミュレーションによる 2π 中間子生成成分の計算値である。実線は、Case B で、結合定数 $g_\sigma = 0.82$ 、破線は Case A で $g_\sigma = 0.65$ のときの計算値、一点鎖線は σ 生成モデルと $\Delta\Delta$ モデルによる計算値の和を示す。

$g_\sigma = 0.82$ である。

このときの重陽子の運動量スペクトルは、図 3、4 に実線で示されている。図 3 を見ると、 $1.46 \text{ GeV}/c$ での計算値は、実験データと大きさも形もよく一致していることが分かる。 $1.9 \text{ GeV}/c$ では、計算値の大きさは、重陽子の散乱角が 12° を除いてモンテカルロ・シミュレーションの大きさとよくあっている。しかし、ABC 効果のピークの高さと位置をよく再現することができていない。また、計算値の大きさは、重陽子の散乱角の増加と共に減少するのに対し、実験データの大きさは、ほとんど変わらない。図 4(a) の $q_L = 1.5 \text{ GeV}/c$ あたりのピークは、 η 中間子生成に関するものであると考えられる。

表 I: Case B で計算した全断面積と 3S_1 、 1P_1 、 3D_1 及び 3D_2 状態の部分断面積

P_L (GeV/c)	$\sigma_t(\mu b)$	$\sigma({}^3S_1)(\mu b)$	$\sigma({}^1P_1)(\mu b)$	$\sigma({}^3D_1)(\mu b)$	$\sigma({}^3D_2)(\mu b)$
1.3	3.56	2.77	2.53×10^{-4}	0.78	3.84×10^{-5}
1.4	14.25	11.11	1.80×10^{-3}	3.12	1.97×10^{-4}
1.5	44.31	34.47	8.06×10^{-3}	9.74	4.23×10^{-4}
1.6	96.13	74.37	2.60×10^{-2}	21.41	4.64×10^{-4}

また、CaseB において、図 1(a),(b) のダイアグラムのそれぞれの微分断面積への寄与を調べると、2つの強いピークは核子のポールによってできることが分かった。これらのピークの形は $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ の振る舞いと、 $\sqrt{s_{12}}$ の q_L 依存性による。というのは、微分断面積は、 $\sin^2(\delta_{\pi\pi}(s_{12}))$ に比例するからである。例えば、 $P_L = 1.9$ GeV/c, $\theta_{lab} = 1.5^\circ$ での q_L の大きいところ、及び小さいところでのピークはそれぞれ図 1(a), (b) のダイアグラムの交換核子のポールの寄与による。CaseB は、 $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ が、強いエネルギー (s_{12}) 依存性を持ち、また $\sqrt{s_{12}}$ は、 q_L の変化と共に急激に変化する。そのためこれらのピークは鋭いピークを作る。同様のピークは 1.46 GeV/c でも見られるが、 $\sqrt{s_{12}}$ の q_L 依存性が緩やかであるためこの運動量では、幅の広いピークになる。結果として、1.9 GeV/c で見られた強いピークは 1.46 GeV/c では図 1(a), (b) のダイアグラムの寄与の干渉のために消える。

表 I に CaseB で計算した全断面積と 3S_1 、 1P_1 、 3D_1 及び 3D_2 状態の部分断面積を与えた。この表に見られるように、全断面積への寄与は、 3S_1 状態からのものが支配的である。また、 3D_1 からの寄与もかなり大きい。その他の状態の部分断面積は、無視できるくらい小さい。

II.4 まとめ

この章では、中間状態に σ 中間子生成モデルを使って $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の散乱振幅を計算した。また、その散乱振幅からこの反応の 1.46 及び 1.9 GeV/c における二階の微分断面積と、1.3 ~ 1.6 GeV/c での全断面積、部分断面積を求めた。

1.46 GeV/c での実験による重陽子の運動量スペクトルには、ABC 効果の強いピークが全く見られない。また、実験室系における重陽子の散乱角の増加と共にスペクトルの最大値が減少する。これらの実験データの特徴は、 $\pi\pi$ 散乱の位相差分析で得られている位相のずれと矛盾しない位相のずれ $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ (図 2 の実線) を使って再現することができた。一方 1.9 GeV/c での実験データには、明らかに ABC 効果のピークが重陽子の運動量領域の両端に見られる。そしてその大きさは、重陽子の散乱角が増加してもほとんど変化しない。また、モンテカルロシミュレーションによって得られたスペクトルの大きさも重陽子の散乱角とは無関係にほぼ一定である。計算値の大きさは、 $\theta_{lab} = 12^\circ$ を除いて、モンテカルロ・シミュ

レーションの結果と大きくは変わらない。

このモデルによって、1.46 GeV/c の実験データを再現することに成功し、1.9 GeV/c の実験データのモンテカルロ・シミュレーションによる $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 部分の大きさを再現することができた。しかし ABC 効果のピークの位置と高さを説明することは難しいということが分かった。

$\Delta\Delta$ モデルによる計算値は 1.9 GeV/c での実験データの形を再現しているが、大きさが 0.7 倍ほど小さい。そこで、 σ 中間子生成モデルと $\Delta\Delta$ モデルの両方で、この反応過程のより詳細な議論をする必要がある。参考のために、これら二つのモデルの干渉が小さいと仮定し、これらの計算値の和をとり、図 4 に一点鎖線で示した。また、中性子の入射運動量 $P_L = 1.5 \sim 2.0$ GeV/c の領域で $(\pi\pi)^0$ 生成のより詳細な実験をすることが望まれる。

この反応過程の部分波の全断面積への寄与の情報は、今後中性子-陽子弾性散乱の位相差分析を行う際の非弾性効果への有効な情報を与える。

III 中性子-陽子散乱の位相差分析

III.1 はじめに

この10年間で、陽子-陽子散乱、中性子-陽子散乱の中間エネルギー領域 ($T_L = 400 \sim 1000$ MeV) で非常に多くの実験データが蓄積された。そのことによって、このエネルギー領域での陽子-陽子散乱の位相差分析によってアイソスピン $I = 1$ チャンネルの解がほぼ一意的に決定され、 1D_2 と 3F_3 の部分波に共鳴的な構造が存在することがほぼ明らかになってきた [1~5]。中性子-陽子散乱のデータは陽子-陽子散乱の実験データと比較すると、位相差分析の解を一意的に決定できるほどには蓄積されていない。

Bystricky *et al.* は、入射運動エネルギー $T_L = 10 \sim 800$ MeV の領域で、中性子-陽子散乱の ED 型の位相差分析を行った [5]。その際、新たに計算した非弾性全断面積 (σ_r) [14] で、データベースを補っている。用いられた σ_r のエネルギー依存性は、実験データを一般化された Laguerre 多項式でフィットすることによって評価されている。 σ_r の評価は、中性子-陽子散乱の位相差分析には特に重要な意味を持つので次の節で検討を加える。以後、実験データの蓄積に伴い、いくつかのグループ [11~13] によって $T_L \leq 800$ MeV で $I = 0$ の散乱振幅を決定するために位相差分析が行われた。

$^3\text{He}(p, d)X$ 反応データ [6,7] 及び KEK- A_y データ [8] を Kobayashi *et al.* [9] 及び我々のグループ [10] が解析し $I = 1$ チャンネルに $\sqrt{s} = 2160$ MeV 及び 2190 MeV の狭幅共鳴の存在の証拠が報告されている。一方、中性子-陽子散乱の偏極実験の $I = 0$ チャンネルの縦方向偏極全断面積差 ($\Delta\sigma_L^{(0)}$) の $T_L \sim 630$ MeV 辺りに幅の狭い共鳴的なピークが観測された [33]。Hoshizaki は、430 MeV ~ 800 MeV の間の中性子-陽子散乱の位相差分析を行い、スピン・パリティ $J^P = 1^-$ で、質量 $M = 2168$ MeV/ c^2 ($T_L = 625$ MeV) の幅の狭い $I = 0$ チャンネルの共鳴状態の存在の可能性を示唆した [12]。

最近、中性子-陽子散乱のスピン相関観測量が、 $T_L \leq 800$ MeV のエネルギー領域では米国の LAMPF で、 $T_L \geq 800$ MeV のエネルギー領域ではフランスの SATURNE II で行われ、多種で多数の実験データが提供されている。

本研究では、入射運動エネルギーが、500 MeV から 1090 MeV の領域で、比較的データの充実している 10 個のエネルギーポイントを選び中性子-陽子散乱の位相差分析を行う。ここで、 $I = 1$ チャンネルの振幅は、同じエネルギーで陽子-陽子散乱の位相差分析によって決定された値 [37] に固定する。さらに $T_L = 500 \sim 800$ MeV の領域では、中性子-陽子散乱の semi-ED 型の位相差分析を行いその結果について議論する。

1P_1 状態の狭い幅の共鳴的構造は、全エネルギーにわたり平滑化された前方観測量 (σ_t , σ_r , $\Delta\sigma_L$ 及び $\Delta\sigma_T$) の準データ (pseudo-data) を使った SE 型位相差分析では見つからなかった。しかしながら、semi-ED 型位相差分析の解には共鳴的構造が現れた。また、現状の実験データでは、 3D_1 状態の反時計回りの振る舞いの可能性も除外することができない。

次節では、中性子-陽子散乱の非弾性効果について考察する。III.3 節では、今回の分析

に用いた実験データについて述べる。III.4 節では、500 ~ 1090 MeV の領域で中性子-陽子散乱の SE 型位相差分析の結果を示す。III.5 節では、500 MeV から 800 MeV の領域の semi-ED 型依存位相差分析の結果とまとめを与える。

III.2 中性子-陽子散乱の非弾性効果

中性子-陽子散乱の非弾性全断面積 $\sigma_r(np)$ は、中性子-陽子散乱の位相差分析を行う際、吸収効果の決定に決定的な役割を果たすので、高い精度で評価されることが必要である。VerWest *et al.*[16] と、Bystricky *et al.*[14] は、核子-核子散乱の非弾性過程の実験データから、アイソスピン不変性を条件として、 $\sigma_r(np)$ を評価している。両者の間の相違は、 $I=0$ の非弾性断面積 ($\sigma_r^{(0)}$) の評価の違いからでてくる。この相違について、ここで改めて議論する。陽子-陽子散乱と中性子-陽子散乱の全断面積 $\sigma_t(pp)$, $\sigma_t(np)$ と、 $I=1$ 及び $I=0$ チャンネルの全断面積 $\sigma^{(1)}$, $\sigma^{(0)}$ との関係は、

$$\begin{aligned}\sigma_t(pp) &= \sigma^{(1)} \\ \sigma_t(np) &= \frac{1}{2}(\sigma^{(1)} + \sigma^{(0)})\end{aligned}\quad (15)$$

となる。従って、 $I=1$ と 0 の非弾性断面積 $\sigma_r^{(1)}$ 及び $\sigma_r^{(0)}$ は、陽子-陽子及び中性子-陽子散乱の非弾性断面積によって、

$$\sigma_r^{(1)} = \sigma_r(pp) \quad (16)$$

$$\sigma_r^{(0)} = 2\sigma_r(np) - \sigma_r(pp) \quad (17)$$

で、与えられる。この関係は、 1π 中間子生成過程についても成り立つ。

$$\sigma^{(1)}(NN \rightarrow NN\pi) = \sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) + \sigma(pp \rightarrow pn\pi^+) \quad (18)$$

$$\begin{aligned}\sigma^{(0)}(NN \rightarrow NN\pi) &= 2[\sigma(np \rightarrow np\pi^0) + \sigma(np \rightarrow nn\pi^+) + \sigma(np \rightarrow pp\pi^-)] \\ &\quad - [\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) + \sigma(pp \rightarrow pn\pi^+)]\end{aligned}\quad (19)$$

同様の関係は複数の π 中間子生成についても成り立つ。 1π 中間子生成についてのこれまでに詳しく調べられたアイソスピンの不変性 [38 ~ 42] によって得られる関係は、

$$\sigma(np \rightarrow pp\pi^-) = \sigma(np \rightarrow nn\pi^+) \quad (20)$$

$$2\sigma(np \rightarrow pp\pi^-) + \sigma(pp \rightarrow np\pi^+) = 2[\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0) + \sigma(np \rightarrow np\pi^0)] \quad (21)$$

のようになる。(19), (20) と (21) 式より

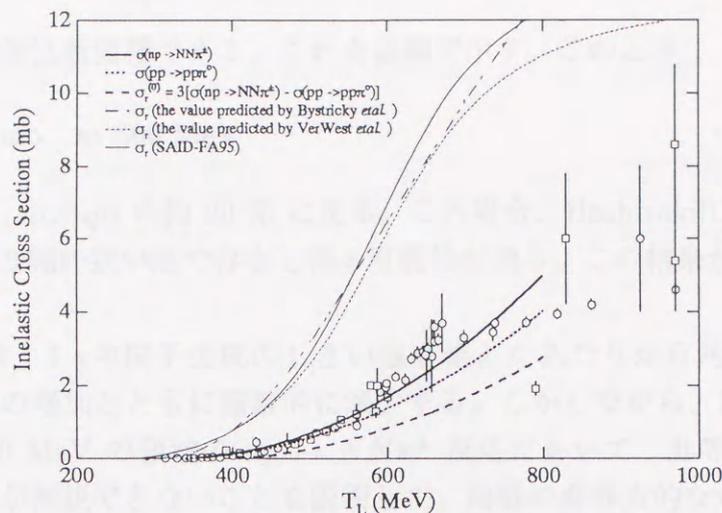


図 5: 非弾性断面積 $\sigma(np \rightarrow NN\pi^\pm)$ (\square) 及び $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ (\circ) の実験データ。実線と点線はそれぞれ 600 MeV 以下の $\sigma(np \rightarrow NN\pi^\pm)$ 及び $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ のデータを、二次関数で χ^2 -フィットし、800 MeV まで外挿した。

$$\sigma^{(0)}(NN \rightarrow NN\pi) = 3[2\sigma(np \rightarrow pp\pi^-) - \sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)] \quad (22)$$

となる。VerWest & Arndt は、800 MeV 以下の実験データより式 (22) の右辺がほぼ 0 となることを理由に $I = 0$ の非弾性共鳴は、800 MeV 以下では存在しないと結論している。それに対し、Bystricky *et al.* は、このエネルギー領域の実験データから式 (22) が壊れていることを指摘し、非弾性チャンネルのあらゆる実験データを Laguerre 多項式でフィットして、 $\sigma_i(np)$ を 4.2 GeV 以下で導出している。彼らの評価は、

$$\begin{aligned} \sigma_r(np) &= 6 \text{ mb} \quad \text{at } 600 \text{ MeV} \\ \sigma_r^{(0)} &= 1.5 \text{ mb} \quad \text{at } 600 \text{ MeV} \end{aligned}$$

である。

さて、Bystricky *et al.* が仮定したようなアイソスピン不変性の壊れは考え難い。そこで、VerWest & Arndt と同様に式 (22) が成り立っているとすると、 $\sigma^{(0)}(NN \rightarrow NN\pi)$ は、 $\sigma(np \rightarrow NN\pi^\pm)$ と $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ の差の 3 倍として与えられる。図 5 にそれぞれの実験データをプロットした。実線と点線は、それぞれ 600 MeV 以下の $\sigma(np \rightarrow NN\pi^\pm)$ データと $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ データを二次関数で χ^2 -フィットして求め 800 MeV まで外挿したものである。 $T_L = 600 \sim 700$ MeV あたりで $\sigma(pp \rightarrow pp\pi^0)$ が急に大きくなり低エネルギーのデータの外挿線より大きく上に出ているが、このエネルギー領域でこのような急激なエネルギー変化を来すようなしきい値効果は考え難い。従って、600 MeV 以下の実験データで評価した実線と点線で示す値が各々の断面積の真実の値であると考え。それらの差の 3 倍が $I = 0$

チャンネルの非弾性断面積である。これを破線で示す。このとき

$$\sigma_r^{(0)} \sim 1 \text{ mb at } 600 \text{ MeV}$$

となる。これは、 $\sigma_r(np)$ の約 20 % に及ぶ。この場合、Hoshizaki[12] の指摘する $I = 0$ 非弾性共鳴が、より幅の狭い形で存在し得る可能性が残る。この結果が、本研究の遂行の動機である。

吸収の効果は、 1π 中間子生成のしきい値を越えたあたりから角運動量の低い部分波に現れ、角運動量の増加とともに指数的に減少する。しかしながら、Bannwarth *et al.*[34] は $T_L = 460 \sim 560 \text{ MeV}$ の領域の $np \rightarrow NN\pi^\pm$ 反応において、非等方的な角分布を観測し 3D_1 状態の寄与が無視できないことを説明した。同様の非等方的な角分布は 443 MeV での $np \rightarrow pp\pi^-$ 反応でも得られた [35]。従って、これらのエネルギー領域での位相差分析において 3S_1 、 1P_1 及び 3D_1 状態の吸収効果を考慮すべきである。

また、前章で行った $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応のしきい値効果は、 $T_L = 1 \sim 2 \text{ GeV}$ で問題となるが、その効果は 1π 中間子生成過程に比べて小さいことが判明した。しかしながら、 3S_1 と 3D_1 状態で比較的大きな寄与を持つことが示された。このことから、位相差分析に際して、D波の吸収係数をフリーパラメータとして加える必要がある。

III.3 実験データ

次節で、 $T_L = 500, 580, 630, 730, 800, 830, 870, 930, 990$ 及び 1090 MeV のエネルギー一点で SE 型位相差分析 (single energy phase-shift analysis、以後 SE 型位相差分析と略称) を行う。その際、以下の基準に従ってそれぞれのエネルギー一点でデータベースを作成する。

1. 前方観測量を除いて、 $T_L \lesssim 800 \text{ MeV}$ のエネルギー一点では $\Delta T_L = \pm 20 \text{ MeV}$ の範囲で、 $T_L > 800 \text{ MeV}$ のエネルギー一点では、 $\Delta T_L = \pm 30 \text{ MeV}$ の範囲で、データを集める。
2. 1950 年代のいくつかの古いデータは削除する。
3. 前方観測量については、以下のようにデータベースを作成する。
 - (a) σ_r は、Bystricky *et al.* の計算値 [14] を用いる。その誤差は、 $\pm 0.1 \text{ mb}$ とする。
 - (b) σ_t 、 $\Delta\sigma_L$ 及び $\Delta\sigma_T$ には、実験データをそれぞれスプライン補間法によりエネルギー依存性を考慮して平滑化したものを用いる。誤差は、補間に用いたすべての実験データの誤差の平均値の 1.5 倍とする。
 - (c) 前方の振幅 F_1 の実数部と虚数部の比 α 及び、 $\text{Re } F_2$ 、 $\text{Re } F_3$ は、Grein *et al.*[36] が分散関係によって導出したものを用いることとする。

表 II: SE 型位相差分析で用いた実験データの種類とその数。実験データの引用文献は付録 B に与える。

$T_L(\text{MeV})$	500	580	630	730	800	830	870	930	990	1090
Forward Obs. ^{a)}	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)
$d\sigma/d\Omega$	383	335(25)	457	185(27)	318	410	138(25)	137(25)	254(25)	199
P	88	46(5)	102	51(7)	173	209	203(5)	218	76	58
R	4	3	4		13	13				
A	3	4	4		11	11				
R'	4		4		13	13				
A'	3		4		12	12				
D	3	3	12		11	18	7	9	4	4
D_{LS}					2	5	4	4	4	3
A_{NN}	14(14)	30(15)	14(14)	22(15)	58	120	95	77	40	43
A_{LL}	21	12(12)	33	14(14)	48	56	51	30	44	44
A_{SL}	20	7(7)	20	15(7)	57	64	37	29	43	37
$C_{\sigma\sigma}$	21		22		20					
K_{NN}	54	5	33		38	12	7	9	4	4
K_{LL}	7		39		39					
K_{LS}	18		39		41	5	4	4	4	3
K_{SL}	10	3	39		42	3				
K_{SS}	25	4	39		44	8	4	4	4	3
H_{LLN}					2	5	4	4	4	3
H_{LNS}					2	5	4	4	4	3
Total	685	459	872	294	951	976	565	536	492	411

^{a)} Forward Obs.: $\sigma_t, \sigma_r, \Delta\sigma_T, \Delta\sigma_L, \alpha, \text{Re}F_2, \text{Re}F_3$

SE 型位相差分析を行う際にそれぞれのエネルギー点で用いたデータ数を表 II に与える。実験データの種類、エネルギー、散乱角領域、実験室名及び引用文献については付録 B に掲げる。

特に、 $d\sigma/d\Omega$ の実験データは 500、630 及び 800 MeV を除いて、重心系での散乱角 $\theta_c = 60^\circ \sim 90^\circ$ の範囲にはほとんどない。そこでこれら $d\sigma/d\Omega$ ばかりでなく P, A_{NN}, A_{LL} 及び A_{SL} についても、スプライン補間法により実験データのエネルギー依存性を考慮した準データを作成し、データベースを充実させた。準データの数は () 内に記されている。

III.4 中性子-陽子散乱の位相差分析

部分波散乱行列 $S_{\ell,J}$ は、Arndt によって提案されたもの [4] を用いる。 $S_{\ell,J}$ は、 K 行列と以下の関係を持つ。

$$S_{\ell,J} = \frac{1 + iK_{\ell,J}}{1 - iK_{\ell,J}} \quad (23)$$

スピン-重項状態及び状態結合を持たない三重項状態に対しては、 K 行列は位相差 ($\delta_{\ell,J}, \rho_{\ell,J}$) によって次のように定義される。

$$K_{\ell,J} = \tan \delta_{\ell,J} + i \tan^2 \rho_{\ell,J} \quad (24)$$

ここで、 ℓ 及び J は、それぞれ軌道及び全角運動量である。
 普通に用いられる非弾性係数 $\eta_{\ell,J}$ は、 $\delta_{\ell,J}, \rho_{\ell,J}$ と、次の式によって関係づけられる。

$$\eta_{\ell,J}^2 = \frac{1 + |K_{\ell,J}|^2 - 2 \operatorname{Im} K_{\ell,J}}{1 + |K_{\ell,J}|^2 + 2 \operatorname{Im} K_{\ell,J}} \quad (25)$$

$\ell = J \pm 1$ の間の状態結合のある三重項状態に対しては、

$$K_{\ell,J} = \begin{bmatrix} K_- & K_0 \\ K_0 & K_+ \end{bmatrix} + i \begin{bmatrix} \tan^2 \rho_- & \tan \rho_- \tan \rho_+ \\ \tan \rho_- \tan \rho_+ & \tan^2 \rho_+ \end{bmatrix} \quad (26)$$

$$K_{\pm} = \frac{\sin(\delta_{J+1,J} + \delta_{J-1,J}) \pm \cos 2\epsilon_J \sin(\delta_{J+1,J} - \delta_{J-1,J})}{\cos(\delta_{J+1,J} + \delta_{J-1,J}) + \cos 2\epsilon_J \cos(\delta_{J+1,J} - \delta_{J-1,J})} \quad (27)$$

$$K_0 = \frac{\sin \epsilon_J}{\cos(\delta_{J+1,J} + \delta_{J-1,J}) + \cos 2\epsilon_J \cos(\delta_{J+1,J} - \delta_{J-1,J})}$$

となる。部分波振幅 $h_{\ell,J}$ は、部分波散乱行列と以下の式で関係づけられる。

$$h_{\ell,J} = \frac{1}{2i} (S_{\ell,J} - 1) \quad (28)$$

部分波振幅によるヘリシティ振幅の定義とヘリシティ振幅を使った観測可能量の表現は付録 C に与える。

位相差分析の解は、

$$\chi^2 = \sum_{i,j} \left((N_j \theta_{i,j}^{ex} - \theta_{i,j}^{th}) / \Delta \theta_{i,j}^{ex} \right)^2 \quad (29)$$

で定義される χ^2 値を最小にするようにフリーパラメータとして $\delta_{\ell,J}$ と $\rho_{\ell,J}$ を変化させ、その最確値として求められる。ここで、 $\theta_{i,j}^{ex}$ は観測量 i の j 番目の実験値、 $\Delta \theta_{i,j}^{ex}$ はその実験誤差、 $\theta_{i,j}^{th}$ は理論計算値である。また、 N_j は j 番目の実験グループにかかる再規格化パラメータである。ここでは N_j は、他のグループとの整合性の悪いいくつかの $d\sigma/d\Omega$ のデータのみフリーパラメータとして使用する。 $J > J_0$ となる部分波振幅は、 1π 中間子交換で計算する。ここで $T_L \leq 630$ MeV のエネルギー領域では、 $J_0 = 7$ 、 $730 \leq T_L \leq 990$ MeV では、 $J_0 = 8$ 、 $T_L = 1090$ MeV については、 $J_0 = 9$ にとった。また、 $NN\pi$ vertex の結合定数 $g_{NN\pi}^2 = 13.75$ を使う。

中性子-陽子散乱の散乱振幅は $I = 1$ 振幅と $I = 0$ の振幅から構成される。 $I = 1$ 振幅は以前行った陽子-陽子散乱の位相差分析 [37] によって得られた解に固定し、 $I = 0$ 振幅を上で述べた位相差分析法によって求める。

実験データが特に充実しているエネルギー点 $T_L = 500$ MeV を位相差分析の出発点に選ぶ。そして、得られた解を、次のエネルギー点でのサーチの出発値として使うことによって高いエネルギー点へ解析を進める。そして、低いエネルギーで決定した振幅と整合性のよい解を採用することにする。このようにして進めた SE 型の位相差分析で得られた 500 ~ 1090

MeV の解を、表 III に与える。また観測量の計算値の図は実験データとあわせて付録 D に与える。

表 III: SE 型位相差分析によって得られた解 (Sol.A)

$T_L(\text{MeV})$	500		580	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-11.44 ± 0.09	0.41 ± 0.09	-9.86 ± 0.10	1.61 ± 0.08
ϵ_1	6.54 ± 0.09		6.37 ± 0.03	
1P_1	-37.37 ± 0.09	13.83 ± 0.13	-40.83 ± 0.03	15.20 ± 0.05
3D_1	-29.66 ± 0.19	0.59 ± 0.14	-29.26 ± 0.15	5.14 ± 0.05
3D_2	18.62 ± 0.07	0.42 ± 0.17	17.69 ± 0.01	0.64 ± 0.03
3D_3	4.12 ± 0.05	0.05 ± 0.10	5.86 ± 0.03	2.24 ± 0.05
ϵ_3	8.67 ± 0.03		8.36 ± 0.01	
1F_3	-6.52 ± 0.06		-6.73 ± 0.03	
3G_3	-6.54 ± 0.05		-7.86 ± 0.02	
3G_4	8.43 ± 0.04		9.14 ± 0.11	
3G_5	-0.29 ± 0.03		-0.52 ± 0.02	
$T_L(\text{MeV})$	630		730	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-19.44 ± 0.19	3.28 ± 0.25	-21.01 ± 0.31	6.01 ± 0.35
ϵ_1	6.11 ± 0.11		4.17 ± 0.07	
1P_1	-42.09 ± 0.14	17.04 ± 0.31	-45.50 ± 0.22	23.01 ± 0.19
3D_1	-29.27 ± 0.19	12.46 ± 0.20	-30.97 ± 0.19	11.71 ± 0.16
3D_2	16.14 ± 0.12	0.51 ± 0.32	15.37 ± 0.06	5.99 ± 0.19
3D_3	3.83 ± 0.07	2.16 ± 0.47	2.81 ± 0.04	0.51 ± 0.06
ϵ_3	7.16 ± 0.06		4.92 ± 0.02	
1F_3	-8.89 ± 0.04		-8.24 ± 0.02	0.62 ± 0.12
3G_3	-4.14 ± 0.08		-5.74 ± 0.09	
3G_4	10.13 ± 0.09		10.99 ± 0.07	
3G_5	0.16 ± 0.06		-0.44 ± 0.03	
$T_L(\text{MeV})$	800		830	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-27.27 ± 0.06	8.19 ± 0.05	-30.86 ± 0.14	0.18 ± 0.15
ϵ_1	9.02 ± 0.01		6.93 ± 0.16	
1P_1	-41.83 ± 0.17	26.15 ± 0.23	-37.73 ± 0.21	27.41 ± 0.21
3D_1	-32.03 ± 0.11	4.89 ± 0.11	-31.16 ± 0.22	6.80 ± 0.25
3D_2	8.95 ± 0.14	3.76 ± 0.14	10.40 ± 0.15	10.58 ± 0.15
3D_3	2.78 ± 0.06	9.61 ± 0.08	1.75 ± 0.09	4.89 ± 0.14
ϵ_3	7.56 ± 0.05		6.61 ± 0.06	
1F_3	-10.42 ± 0.11	9.20 ± 0.09	-10.43 ± 0.12	9.73 ± 0.10
3G_3	-4.98 ± 0.05		-6.88 ± 0.07	
3G_4	10.45 ± 0.07		10.32 ± 0.07	
3G_5	0.26 ± 0.04		-0.36 ± 0.06	
ϵ_5			3.07 ± 0.03	
1H_5			-2.54 ± 0.07	
3I_5			-2.80 ± 0.05	
3I_6			5.19 ± 0.05	
3I_7			-1.23 ± 0.05	

表 III：続き

$T_L(\text{MeV})$	870		930	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	- 32.17±0.04	5.02±0.07	- 34.37±0.15	4.03±0.16
ϵ_1	8.74±0.24		5.89±0.23	
1P_1	- 42.46±0.25	23.99±0.31	- 42.33±0.29	27.02±0.30
3D_1	- 35.96±0.27	3.02±0.28	- 32.82±0.20	0.13±0.24
3D_2	8.73±0.19	13.31±0.16	10.38±0.22	21.02±0.17
3D_3	1.00±0.02	0.19±0.20	1.29±0.16	10.06±0.16
ϵ_3	4.59±0.08		3.18±0.10	
1F_3	- 11.67±0.19	0.14±0.16	- 10.40±0.16	5.00±0.14
3G_3	- 7.22±0.10		- 7.92±0.12	
3G_4	9.96±0.09		8.62±0.10	
3G_5	- 1.30±0.07		- 0.13±0.08	
ϵ_5	3.85±0.05		3.40±0.06	
1H_5	- 3.17±0.10		- 2.41±0.10	
3I_5	- 1.32±0.01		- 1.47±0.10	
3I_6	5.24±0.07		5.03±0.08	
3I_7	- 0.83±0.05		- 0.77±0.08	

$T_L(\text{MeV})$	990		1090	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	- 41.37±0.02	0.29±0.34	- 42.39±0.38	0.93±0.61
ϵ_1	6.62±0.08		3.32±0.22	
1P_1	- 40.20±0.15	34.96±0.08	- 34.52±0.40	32.87±0.24
3D_1	- 35.96±0.02	4.54±0.05	- 35.08±0.40	16.57±0.31
3D_2	0.73±0.04	15.25±0.13	7.14±0.30	21.75±0.19
3D_3	1.98±0.02	13.53±0.02	- 5.23±0.30	21.08±0.19
ϵ_3	3.61±0.01		3.35±0.12	
1F_3	- 10.71±0.05	1.29±0.09	- 11.38±0.13	1.44±0.19
3G_3	- 7.45±0.02		- 12.76±0.27	
3G_4	10.69±0.03		4.57±0.11	
3G_5	- 0.51±0.02		- 1.73±0.14	
ϵ_5	3.85±0.02		3.00±0.04	
1H_5	- 6.78±0.04		- 4.70±0.09	
3I_5	- 2.06±0.02		- 3.87±0.15	
3I_6	6.38±0.02		5.28±0.07	
3I_7	- 1.39±0.02		1.01±0.09	

$\theta_c = 90^\circ$ 近辺の $d\sigma/d\Omega$ と A_{NN} の間のデータフィッティングに強い相関が見られる。これは、 $d\sigma/d\Omega$ の展開式の中の $4|\phi_5|^2$ と A_{NN} の $2|\phi_5|^2$ の項の寄与によると考えられる。

位相差分析を行うことによって、使ったデータにいくつかの問題点が見つかった。

- 580 MeV : 散乱角の小さいところの $d\sigma/d\Omega$ [Ref. SI(89)] のデータは計算値よりも 1~2 mb ほど大きくなる。これは、この角度領域の $d\sigma/d\Omega$ データの前方データとの不一致によるものであろう。前方データはエネルギー従属性において他のエネルギー点のデータとの整合性を見ておりこの角度領域の $d\sigma/d\Omega$ の精度のよい測定が望まれる。
- 630 MeV : 散乱角が $\theta_c = 95^\circ \sim 180^\circ$ の $d\sigma/d\Omega$ [Ref. SH(74)] のデータは、他のグループのデータと非常に整合性が悪い。そのため位相差分析で、再規格化パラメータ $N(=1.4)$ がかけられた。

• 800 MeV : $d\sigma/d\Omega$ [Ref. SH(74)] は、他のグループのデータと比べて全体的に小さい。再規格化パラメータは $N = 1.4$ となった。

• 990 MeV : 90° 近辺の $d\sigma/d\Omega$ の実験データのばらつきが大きい。この角度領域で $d\sigma/d\Omega$ の計算値は、データのばらつきの中央辺りを通る。これは、上で述べたようにこのエネルギー点では A_{NN} データが充実しており、このデータが $|\phi_5|^2$ を決定することに起因する。

$T_L = 580, 870, 930$ 及び 1090 MeV での $d\sigma/d\Omega$ の計算値は、 $\theta_c = 90^\circ$ 付近で spline 補間法によって作った準データより大きい。しかし、 ϕ_5 振幅について上で述べた理由により準データより信頼性が高い。

今回の解析で得られた解は、以下のような特徴を持つ。

1. σ_r の計算値は $T_L \geq 800$ MeV の領域で SAID(FA95)[13] の値に近いが、少しだけ大きい。また、Bystricky *et al.*[14] によって評価された値より、傾きが緩やかである。
2. 800 MeV 以上で σ_r の計算値が SAID の値より少し大きくなっている為に 3D_2 状態の吸収が大きくなっている。
3. 1P_1 状態の吸収は全エネルギーにわたり相対的に大きい。

III.5 考察

Hoshizaki によって示唆された $J^P = 1^-$, $M = 2168$ MeV, $\Gamma = 25$ MeV, $\Gamma_{el}/\Gamma = 0.2$ の狭幅共鳴は、 1P_1 -部分波振幅の Argand diagram の 500 MeV から 700 MeV の間の反時計回りの振る舞いとして現れるはずである。前節で述べた SE 型位相差分析では、このエネルギー領域で解析が行われたのは 3 点のみである。これは、反時計まわりの振る舞いを調べるには少なすぎる。そこで、次に表 IV に示すデータベースを用い、500 MeV から 800 MeV までの ED 型位相差分析を行った。この解析を ED 型の位相差分析と呼ぶ理由は、 $d\sigma/d\Omega$ と A_{NN} の実験データのエネルギー依存性が重要であると考え、それらを spline 補間法で補間する事によってこれらの実験データの強いエネルギー依存性を部分波振幅の解に反映させたためである。データベースは、以下の原則で作成した。

1. $d\sigma/d\Omega$ データは $T_L = 740$ MeV を除くそれぞれのエネルギーで ± 20 MeV のエネルギー領域で選択し、 $T_L = 740$ MeV のみ ± 30 MeV で選択する。以後、データ選択のエネルギー幅をエネルギー・ビンと略称する。
2. $d\sigma/d\Omega$ 以外のデータのエネルギー・ビンは、 $T_L = 500, 560, 580, 630, 680$ 及び 740 MeV でそれぞれ 20, 20, 20, 20, 40 及び 50 MeV とする。
3. $d\sigma/d\Omega$ と A_{NN} のデータの顕著なエネルギー依存性を考慮するために、実験データにエネルギー依存の spline 補間法によって与えられた準データを加える。
4. P , A_{LL} 及び A_{SL} は実験データが不足しているため、spline 補間法によって準データを与える。準データの数は表 IV の () 内に記す。
5. $T_L = 744$ MeV の A_{NN} のデータ [Ref. LE(88)] は、エネルギー依存性において他のグループのデータとの整合性がよくないので解析の対象から除外する。
6. σ_r -データとして、前節と同様、Bystricky *et al.* の評価値を採用する。ただし、その誤差は以下のようにとり、二つのケースについて調べる。

(Case I) $\Delta\sigma_r = \pm 0.1$ mb (前節の SE 型位相差分析と同じ)

(Case II) $\Delta\sigma_r = \pm 0.5$ mb

位相差分析の検索パラメータの出発値として χ^2 -値の小さいものを選ぶと、 χ^2 -溪谷の底にまで至らず、途中につかまりやすい。本研究の ED 型の位相差分析では、隣り合う解析のエネルギー点が多すぎるとそのようなトラブルが発生する。これを避けるため、560 MeV と 580 MeV の出発値には 500 MeV の解を用い、630 MeV の出発値には 580 MeV の解を用いることにする。また、680 MeV と 740 MeV の出発値には 800 MeV の解を用いる。500 MeV と 800 MeV は、いずれも実験データの充実度の優れているエネルギー点である。 $T_L = 560,$

表 IV: ED 型位相差分析で用いた実験データの種類とその数。実験データの引用文献は付録 B に与える。

$T_L(\text{MeV})$	500	560	580	630	680	740
Forward Obs. ^{a)}	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)	7(4)
$d\sigma/d\Omega$	383	367(28)	335(25)	404	281(28)	388(25)
P	88	50	46(5)	102	80	85
R	4		3	4	4	
A	3		4	4	4	
R'	4			4	4	
A'	3			4	4	
D	3		3	12	8	
A_{NN}	14(14)	29(14)	29(14)	14(14)	29(14)	30(14)
A_{LL}	21	8(8)	12(12)	33	11(11)	35(14)
A_{SL}	20	9(9)	7(7)	20	9(9)	36(7)
$C_{\sigma\sigma}$	21			22		20
K_{NN}	54		5	33		36
K_{LL}	7			39		39
K_{LS}	18			39		39
K_{SL}	10		3	39		42
K_{SS}	25		4	39		42
Total	685	470	458	819	441	799

^{a)} Forward Obs.: $\sigma_t, \sigma_r, \Delta\sigma_T, \Delta\sigma_L, \alpha, \text{Re}F_2, \text{Re}F_3$

580, 680, 740 MeV は、先述のデータベースの作成の元でもなお解の安定性が悪い。そこで、560 MeV と、580 MeV は、500 MeV と 630 MeV の解との整合性の良否を、680 MeV と 740 MeV は、630 MeV と 800 MeV の解との整合性を解の選択則とした。

以後、前節の SE 型位相差分析の解を Sol.A、上で述べたデータベースを用いた ED 型の位相差分析のうち Case I の解を Sol.B、Case II の解を Sol.C と呼ぶことにする。Sol.B 及び Sol.C の phase shift を表 V、VI に記す。参考のために、Sol.B の $d\sigma/d\Omega$ と A_{NN} の計算値を図 6 に与える。Sols.A, B 及び C によって計算された前方観測量を実験データとあわせて図 7 に与える。Sols.A と B は、Bystricky *et al.* の σ_r への厳しい適合(約 1% の誤差)のせいで、600 MeV 近辺の Beddo *et al.* [33] の $\Delta\sigma_L$ データへの適合を拒む形になっていることが判る。 σ_r への適合を約 5% の誤差にゆるめた Sol.C は Beddo *et al.* の $\Delta\sigma_L$ データに適合し、 σ_r の計算値にも小さなふくらみが見られ、580 MeV で $\sigma_r^0 = 1.37 \text{ mb}$ となっている。これは、 σ_r の約 20% であり、III.2 節で行った考察の結果と一致する。 $\Delta\sigma_T$ の計算値に 560, 580 MeV で構造が見られるが、これは $\Delta\sigma_T$ データの実験誤差が大きいため、現状では注目するにあたらぬであろう。

1P_1 及び 3D_1 の部分波について、Sols.A, B 及び C の Argand diagrams を図 8 に与える。

一般に $\Delta\sigma_T$ に現れる状態結合のない波の共鳴は、bump(凸)構造となり、状態結合のある波の共鳴は、dip(凹)構造となる [33]。Sol.A の 3D_1 状態のアーガンダイアグラムにおける反時計廻りのエネルギー従属性は、図 7 で、 $\Delta\sigma_T$ の計算値が $T_L = 600 \sim 700 \text{ MeV}$ において示す幅の広い dip 構造に対応するものである。従って、本研究で初めて示唆された 3D_1 -状態の共鳴構造の真偽は、 $\Delta\sigma_T$ をこのエネルギー領域で図 7 から判断される精度で測

定されることによって明らかとなる。

1P_1 状態の共鳴的構造は、Beddo *et al.*[33] によって与えられた $\Delta\sigma_T$ データと強く関連している Sol.C にのみ見られる。そして、Sol.C を使って計算した $\sigma_r^{(0)}$ の値は、アイソスピンの不変性を考慮して低いエネルギーでの非弾性断面積の実験データを使って計算した値と矛盾していない。

表 V: ED 型位相差分析によって得られた解 (Sol.B)

$T_L(\text{MeV})$	560		580	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-14.36 ± 0.24	0.12 ± 0.23	-10.62 ± 0.25	7.84 ± 0.20
ϵ_1	4.67 ± 0.14		6.29 ± 0.14	
1P_1	-38.53 ± 0.10	14.05 ± 0.13	-39.61 ± 0.13	15.80 ± 0.17
3D_1	-30.17 ± 0.36	19.57 ± 0.20	-33.26 ± 0.35	10.68 ± 0.25
3D_2	19.43 ± 0.10	0.06 ± 0.22	16.94 ± 0.11	0.67 ± 0.20
3D_3	2.24 ± 0.10	0.32 ± 0.18	5.11 ± 0.09	0.21 ± 0.18
ϵ_3	7.56 ± 0.03		8.14 ± 0.04	
1F_3	-6.56 ± 0.06		-7.02 ± 0.08	
3G_3	-5.35 ± 0.07		-8.64 ± 0.10	
3G_4	9.76 ± 0.04		10.17 ± 0.05	
3G_5	-0.39 ± 0.05		0.35 ± 0.06	
$T_L(\text{MeV})$	630		680	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-17.21 ± 0.08	2.74 ± 0.08	-22.07 ± 0.22	4.96 ± 0.20
ϵ_1	7.11 ± 0.12		2.78 ± 0.19	
1P_1	-42.00 ± 0.14	17.34 ± 0.18	-46.06 ± 0.20	23.16 ± 0.25
3D_1	-31.36 ± 0.19	12.71 ± 0.10	-32.24 ± 0.36	19.43 ± 0.23
3D_2	15.43 ± 0.10	0.16 ± 0.19	18.19 ± 0.13	0.52 ± 0.24
3D_3	3.66 ± 0.07	0.69 ± 0.12	0.93 ± 0.13	0.03 ± 0.20
ϵ_3	7.59 ± 0.04		6.89 ± 0.06	
1F_3	-9.17 ± 0.08		-9.05 ± 0.11	3.04 ± 0.11
3G_3	-3.85 ± 0.05		-8.33 ± 0.12	
3G_4	10.77 ± 0.06		9.14 ± 0.07	
3G_5	0.30 ± 0.04		-0.83 ± 0.08	
$T_L(\text{MeV})$	740			
Partial waves	δ	ρ		
3S_1	-24.15 ± 0.20	9.01 ± 0.18		
ϵ_1	7.18 ± 0.15			
1P_1	-43.74 ± 0.16	25.71 ± 0.16		
3D_1	-32.21 ± 0.23	13.48 ± 0.22		
3D_2	12.51 ± 0.14	0.29 ± 0.19		
3D_3	2.28 ± 0.11	0.20 ± 0.18		
ϵ_3	7.33 ± 0.04			
1F_3	-8.83 ± 0.08	6.71 ± 0.09		
3G_3	-6.68 ± 0.09			
3G_4	10.00 ± 0.06			
3G_5	-0.55 ± 0.07			

表 VI: ED 型位相差分析によって得られた解 (Sol.C)

$T_L(\text{MeV})$	500		560	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-11.10 ± 0.23	0.32 ± 0.81	-15.68 ± 0.25	0.18 ± 0.23
ϵ_1	6.02 ± 0.16		4.17 ± 0.14	
1P_1	-38.54 ± 0.12	16.22 ± 0.36	-38.03 ± 0.10	18.13 ± 0.13
3D_1	-30.13 ± 0.14	5.57 ± 0.73	-30.38 ± 0.38	19.75 ± 0.20
3D_2	17.78 ± 0.14	0.05 ± 4.14	19.16 ± 0.10	0.24 ± 0.23
3D_3	3.30 ± 0.08	1.41 ± 0.66	2.42 ± 0.09	0.10 ± 0.20
ϵ_3	8.97 ± 0.06		7.77 ± 0.03	
1F_3	-6.15 ± 0.07		-6.74 ± 0.06	
3G_3	-5.94 ± 0.09		-5.90 ± 0.08	
3G_4	8.11 ± 0.08		9.74 ± 0.04	
3G_5	-0.60 ± 0.06		-0.48 ± 0.05	

$T_L(\text{MeV})$	580		630	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-11.18 ± 0.15	7.72 ± 0.20	-16.24 ± 0.08	4.09 ± 0.08
ϵ_1	6.53 ± 0.02		5.29 ± 0.02	
1P_1	-37.71 ± 0.05	23.52 ± 0.04	-44.48 ± 0.04	20.51 ± 0.06
3D_1	-33.65 ± 0.25	9.50 ± 0.05	-32.17 ± 0.18	14.22 ± 0.06
3D_2	15.40 ± 0.01	1.74 ± 0.03	16.29 ± 0.02	0.44 ± 0.03
3D_3	4.58 ± 0.04	0.51 ± 0.10	3.61 ± 0.05	2.67 ± 0.08
ϵ_3	8.64 ± 0.04		7.64 ± 0.04	
1F_3	-7.72 ± 0.02		-9.26 ± 0.03	
3G_3	-8.18 ± 0.03		-3.86 ± 0.03	
3G_4	10.26 ± 0.01		9.06 ± 0.01	
3G_5	0.34 ± 0.05		0.19 ± 0.04	

$T_L(\text{MeV})$	680		740	
Partial waves	δ	ρ	δ	ρ
3S_1	-19.93 ± 0.21	3.72 ± 0.21	-25.15 ± 0.20	9.89 ± 0.18
ϵ_1	2.37 ± 0.19		8.01 ± 0.16	
1P_1	-46.06 ± 0.19	19.83 ± 0.26	-42.78 ± 0.16	25.50 ± 0.17
3D_1	-31.98 ± 0.36	20.02 ± 0.23	-31.28 ± 0.22	12.68 ± 0.23
3D_2	19.10 ± 0.13	0.13 ± 0.26	11.75 ± 0.15	0.84 ± 0.20
3D_3	0.64 ± 0.13	0.05 ± 0.22	2.85 ± 0.11	0.35 ± 0.19
ϵ_3	6.79 ± 0.06		7.68 ± 0.04	
1F_3	-9.14 ± 0.11	0.75 ± 0.12	-8.96 ± 0.08	9.00 ± 0.08
3G_3	-7.97 ± 0.12		-6.23 ± 0.09	
3G_4	8.89 ± 0.07		10.36 ± 0.06	
3G_5	-0.93 ± 0.08		-0.02 ± 0.06	

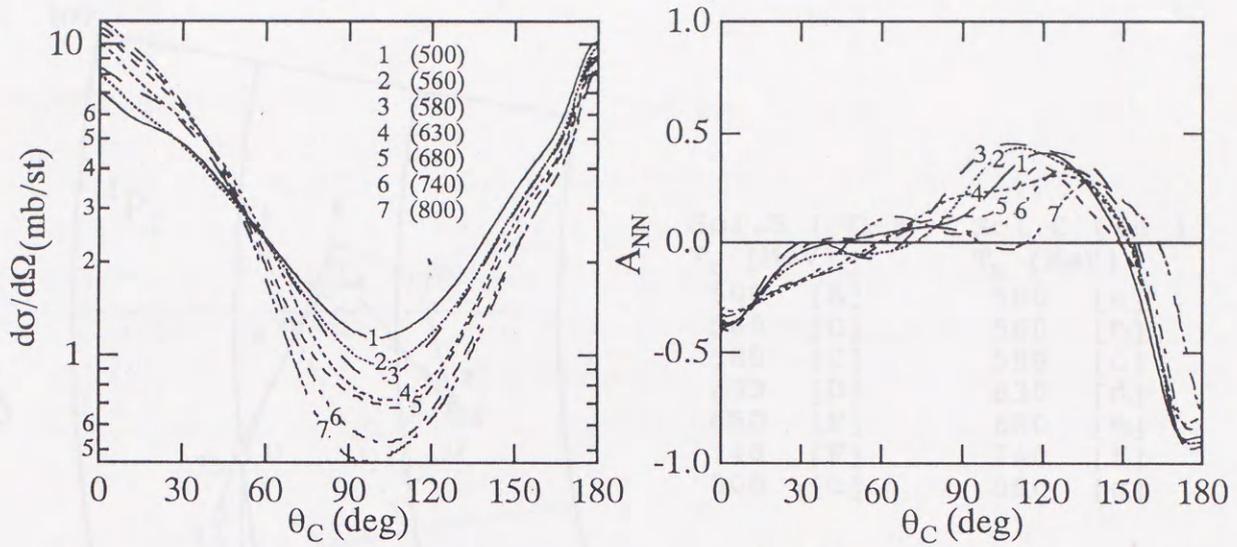


図 6: Sol.B による $d\sigma/d\Omega$ と A_{NN} の計算値のエネルギー依存性

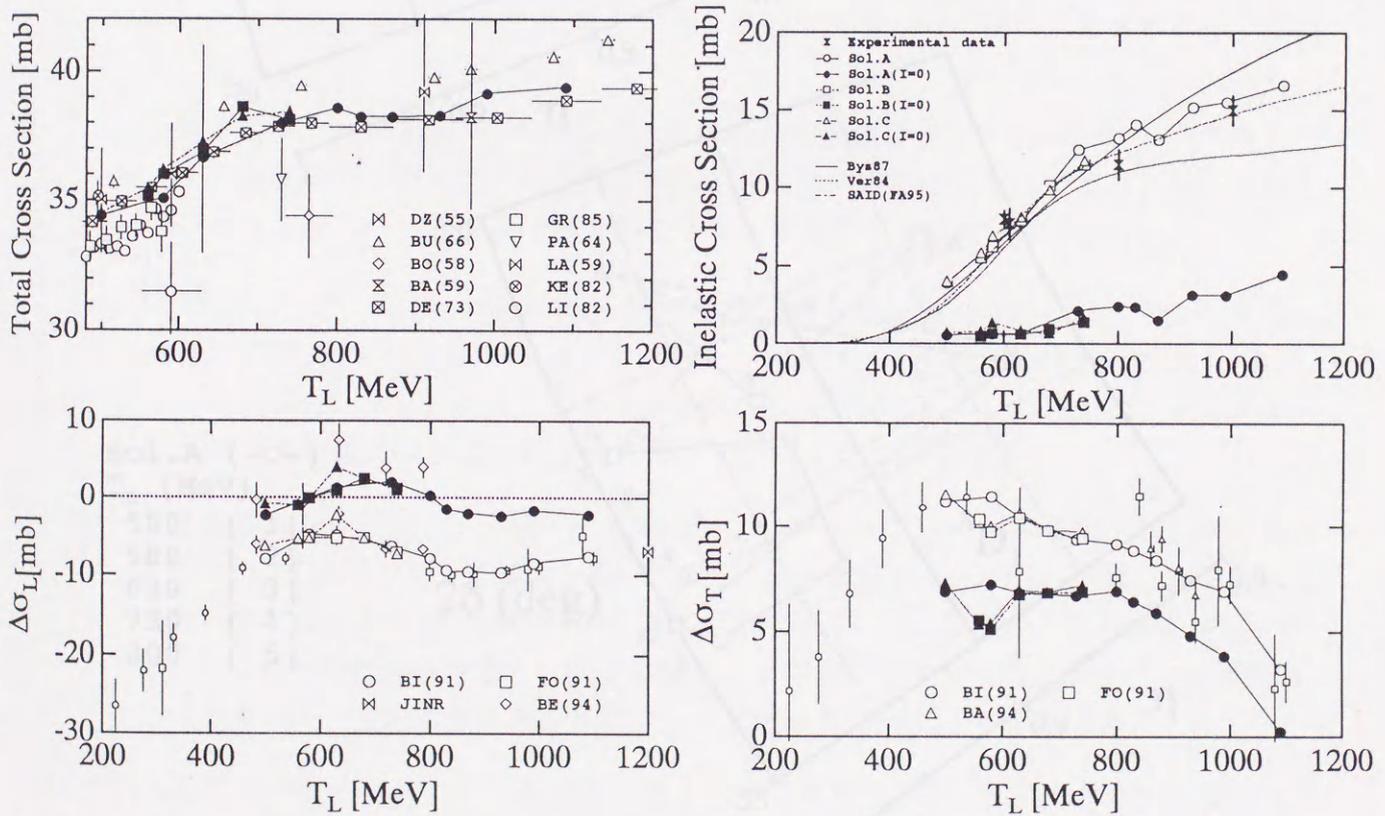


図 7: 前方観測の実験値と位相差分析によって得られた解

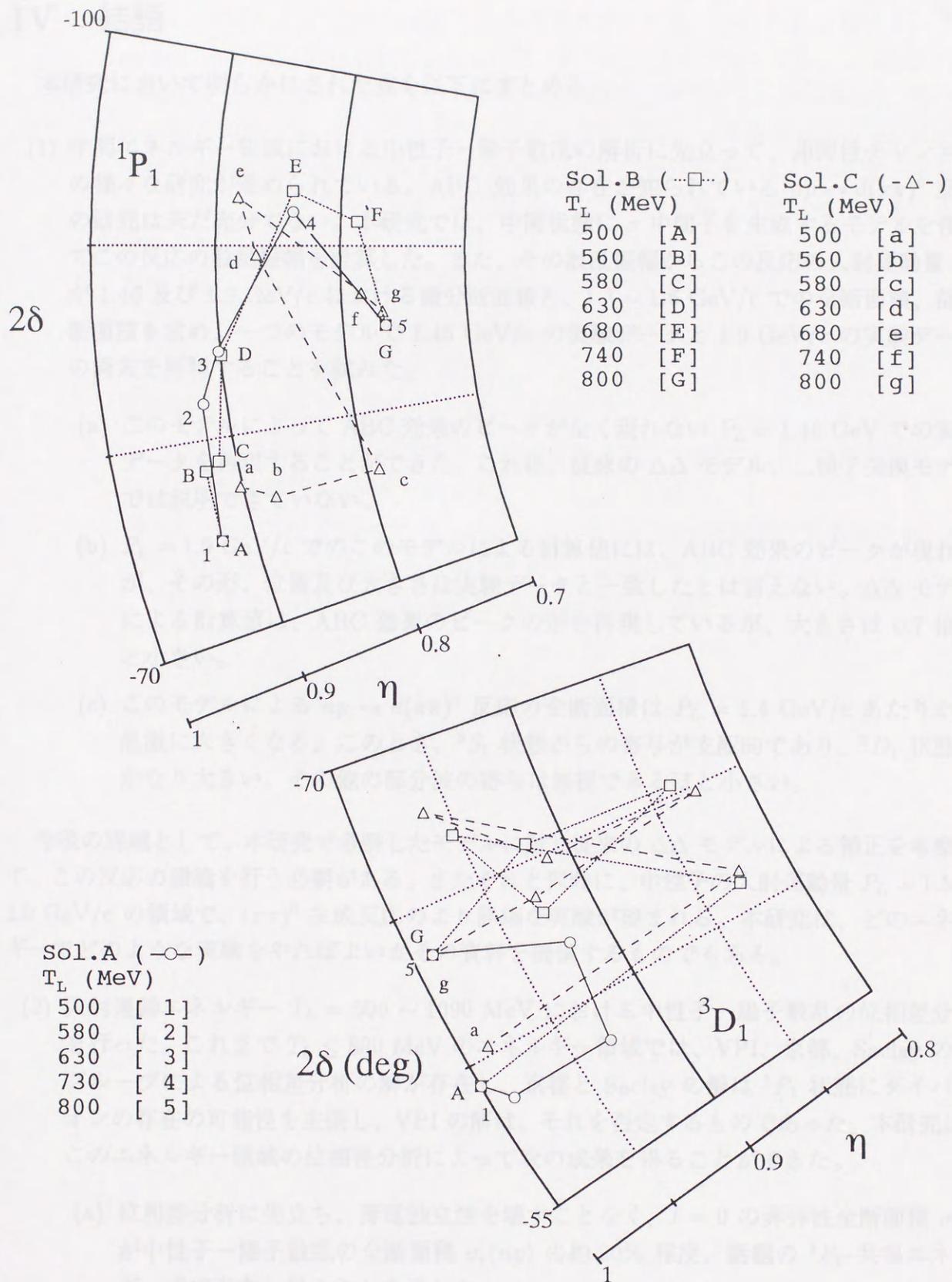


図 8: 位相差分析によって得られた 1P_1 , 3D_1 の部分波のアーガンドダイアグラム

IV 結語

本研究において明らかにされた点を以下にまとめる。

- (1) 中間エネルギー領域における中性子-陽子散乱の解析に先立って、非弾性チャンネルの様々な研究が進められている。ABC-効果の存在が知られている $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の研究は未だ充分でない。本研究では、中間状態に σ 中間子を生成するモデルを使ってこの反応の散乱振幅を計算した。また、その散乱振幅からこの反応の入射運動量 P_L が 1.46 及び 1.9 GeV/c における微分断面積と、1.3 ~ 1.6 GeV/c での全断面積、部分断面積を求め、一つのモデルで 1.46 GeV/c の実験データと 1.9 GeV/c の実験データの両方を再現することを試みた。
 - (a) このモデルによって ABC 効果のピークが全く現れない $P_L = 1.46$ GeV での実験データを再現することができた。これは、従来の $\Delta\Delta$ モデル、二核子交換モデルでは説明できていない。
 - (b) $P_L = 1.9$ GeV/c でのこのモデルによる計算値には、ABC 効果のピークが現れるが、その形、位置及び大きさは実験データと一致したとは言えない。 $\Delta\Delta$ モデルによる計算値は、ABC 効果のピークの形を再現しているが、大きさは 0.7 倍ほど小さい。
 - (c) このモデルによる $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の全断面積は $P_L = 1.4$ GeV/c あたりから急激に大きくなる。このとき、 3S_1 状態からの寄与が支配的であり、 3D_1 状態もかなり大きい。その他の部分波の寄与は無視できるほど小さい。

今後の課題として、本研究で考察したモデルに対し従来の $\Delta\Delta$ モデルによる補正を考察して、この反応の議論を行う必要がある。またそれと同時に、中性子の入射運動量 $P_L = 1.5 \sim 2.0$ GeV/c の領域で、 $(\pi\pi)^0$ 生成反応のより詳細な実験が望まれる。本研究は、どのエネルギーでどのような実験をやればよいかその資料を提供するものでもある。

- (2) 入射運動エネルギー $T_L = 500 \sim 1090$ MeV における中性子-陽子散乱の位相差分析を行った。これまで $T_L \leq 800$ MeV のエネルギー領域では、VPI、京都、Saclay の三グループによる位相差分析の解が存在し、京都と Saclay の解は 1P_1 状態にダイバリオンの存在の可能性を主張し、VPI の解は、それを否定するものであった。本研究は、このエネルギー領域の位相差分析によって次の成果を得ることができた。
 - (a) 位相差分析に先立ち、荷電独立性を壊すことなく、 $I = 0$ の非弾性全断面積 $\sigma_r^{(0)}$ が中性子-陽子散乱の全断面積 $\sigma_r(np)$ の約 20% 程度、話題の 1P_1 -共鳴エネルギー一点で存在し得ることを示した。

(b) 近年、800 MeV 以上で、実験データが提供されてきていることに基づき、従来の 800 MeV 以下で行われていた SE 型の位相差分析を 1090 MeV まで拡張して、500 MeV から 1090 MeV までの散乱振幅の決定に成功した。その結果、得られた解の 3D_1 状態のアーガンドプロットに反時計廻りの共鳴構造が見出された。この構造の真偽は $\Delta\sigma_T$ を $T_L = 600 \sim 700$ MeV で測定することによって、明らかにされることを示した。DWB 近似によって共鳴パラメータを求めてみると次の通りである。

質量 $M = 2180$ MeV, 共鳴幅 $\Gamma = 60$ MeV, 弾性率 $x = 0.04$

(c) 500 MeV から 800 MeV の間で準エネルギー従属性の位相差分析を行い、前方観測量の計算値のエネルギー従属性と、アーガンドダイアグラムの検討を行った。その結果、次のことを明らかにすることに成功した。

i. 600 MeV 付近の $\Delta\sigma_L$ データの共鳴構造に適合する解の $\sigma_r^{(0)}$ の計算値は、先の検討結果 (2)-(a) と一致する。

ii. この解の 1P_1 状態のアーガンドプロットは、反時計廻りの共鳴構造を示す。DWB 近似で決定された共鳴パラメータは次の通りである。

$M = 2150$ MeV, $\Gamma = 40$ MeV, $x = 0.1$

V 謝辞

本論文は、私が広島大学総合科学部、大学院生物圏科学研究科博士課程前後期在籍中に、総合科学部松田研究室において行った研究を総括したものです。研究を通じ終始懇切な指導、多くの有意義な議論及び適切な助言をいただいた松田正典教授に喪心より感謝いたします。また、論文作成にあたり適切な助言、指導をいただいた総合科学部の渡部三雄教授、星野公三教授、理学部の平田道紘教授に心よりお礼申し上げます。また、研究を共同で支えていただき多くの適切な指導、助言をいただいた広重昇阪南大学教授、上田保愛媛大学教授に深く感謝いたします。松田研究室の永田純一さんには、研究を進めていく上で、またその他の面でもよきアドバイスをいただきました。深く感謝いたします。檜原忠幹元広島大学教授には公私にわたりご指導いただきました。厚くお礼申し上げます。それから、平井宏治さん、酒井保さん、若林亨さん、中坊晃君、小林弘和君、吉野豊君の松田研究室の皆さんには多くの励ましと協力を頂きました。心から感謝いたします。

付録 A $np \rightarrow d(\pi\pi)^0$ 反応の散乱振幅

A.1 Isobar model と Watson final interaction model に共通する現象論的考え方

次の二つの現象論的仮説が共通している。

1. 初期状態が二体で終状態が三体の反応において二回の相互作用を通じて遷移するとし、その二回の相互作用が、完全に独立であるとする。即ち

$$\begin{aligned} F &= \langle q_1, q_2, q_3 | T | p_a, p_b \rangle \\ &= \sum_s \langle q_1, q_2 | T_2 | X_s \rangle \langle q_3, X_s | T_1 | p_a, p_b \rangle \end{aligned} \quad (\text{A.1})$$

で書けることを仮定する。

2. 最初の相互作用で終状態の粒子が生成され、続いてそれらのうちの二個の粒子が終状態で相互作用するとする。従って、式 (A.1) の振幅 $\langle q_1, q_2 | T_2 | X \rangle$ が次のように置き換えられると仮定する。即ち、

$$\langle q_1, q_2 | T_2 | X \rangle \rightarrow \langle q_1, q_2 | T_2 | q_1, q_2 \rangle \quad (\text{A.2})$$

この描像は、いろいろな反応において実験データをよく再現することから強い相互作用の特徴として認知されている [43]。

Isobar model は終状態の相互作用が中間子と重粒子の間の相互作用について立てられた現象論的モデルであるが、Watson model は、終状態の相互作用粒子を特定せず Isobar model を一般化したものである。

A.2 本研究における Watson model と Resonance model との相違

本研究の反応は、初期状態が二体で終状態が三体の反応であるから、この反応のダイアグラムは図 A.1 のようになる。本研究は、Watson model に基づいて、終状態でできた粒子のうち二個の π 中間子が強い相互作用をすると考え、式 (A.2) のように $\pi\pi$ 散乱振幅で置き換えて解析を行った。

Resonance model は、終状態相互作用が強く、2 個の π 中間子が共鳴状態を作っていると考えるモデルで散乱振幅として Breit-Wigner の共鳴式を用いる。このモデルを用いた場合、 $\pi\pi$ 共鳴の σ 粒子が実在する形の取り扱いとなる。実際には、これまで σ 粒子は発見されていない。従って、本研究では、Resonance model ではなく Watson model を採用した。

核子-核子散乱の 1 ボーズ粒子交換モデルによる解析の結果、 σ 粒子交換力は 2π が強く相関した状態での交換の効果を担うものと解釈されてきている。

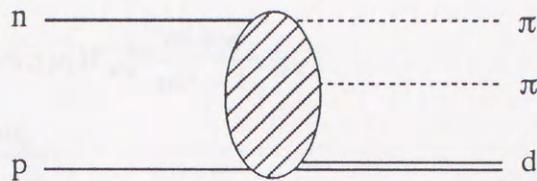


図 A.1: 初期状態が二体で終状態が三体の反応のダイアグラム

A.3 $np \rightarrow d(\pi\pi)$ 反応の計算

図1の Feynman diagram の計算を Bogoliubov[44] の表記法に基づいて行う。このダイアグラムに現れる相互作用ラグランジアンはそれぞれ、

$$g_{\sigma\pi\pi}\phi_\pi\phi_\pi\phi_\sigma, \bar{\psi}_N^c\Gamma_\mu\psi_N\varphi_d^\mu, g_{\sigma NN}\bar{\psi}_N\psi_N\phi_\sigma \quad (\text{A.3})$$

である。ここで ϕ_X はスカラー粒子 X の場の量、 φ_d^μ は重陽子の場の量、 ψ は核子の場の量である。 $g_{\sigma\pi\pi}$ 及び $g_{\sigma NN}$ は、それぞれ $\sigma\pi\pi$ 及び σNN vertexes の結合定数、 Γ_μ は、npd vertex の形状因子である。従って、このダイアグラムの相互作用ラグランジアンは、

$$L_{int} = g_{\sigma\pi\pi}\phi_\pi\phi_\pi\phi_\sigma \underbrace{g_{\sigma NN}\phi_\sigma}_{\text{pairing}} \underbrace{\bar{\psi}_n\psi_n\bar{\psi}_p^c\Gamma_\mu\psi_n\varphi_d^\mu}_{\text{npd vertex}} + g_{\sigma\pi\pi}\phi_\pi\phi_\pi\phi_\sigma \underbrace{g_{\sigma NN}\phi_\sigma}_{\text{pairing}} \underbrace{\bar{\psi}_p\psi_p\bar{\psi}_n^c\Gamma_\mu\psi_p\varphi_d^\mu}_{\text{npd vertex}} \quad (\text{A.4})$$

となる。— は、pairing (Bogoliubov[44]) を表す。

このプロセスの微分断面積を

$$d\sigma = \frac{m^2}{32\pi^2 p\sqrt{s}} \frac{1}{4} \sum_{\lambda,\mu_1,\mu_2} |\mathcal{F}_{\lambda,\mu_1,\mu_2}(s, s_{12}, t_3, u_3)|^2 \frac{d^3q_1}{E_1} \frac{d^3q_2}{E_2} \frac{d^3q_3}{E_3} \delta^4(p_1 + p_2 - q_1 - q_2 - q_3), \quad (\text{A.5})$$

と定義する (学位論文の式 (1))。散乱振幅 F は相互作用 Lagrangian (A.4) より次のように導かれる。

$$F = \bar{u}_c(p_2)\Gamma_\mu\xi^\mu \frac{1}{i} \frac{m + \hat{q}}{m^2 - t} i g_{\sigma\pi\pi} \frac{1}{i} \frac{m_\sigma}{m_\sigma^2 - s_{12}} i g_{\sigma NN} u(p_1) \quad (\text{A.6})$$

ここで、 ξ^μ は重陽子の偏極ベクトル、 q は核子の移行運動量 $t = q^2$ である。また重陽子の形状因子 Γ_μ は、

$$\Gamma_\mu = \gamma_\mu G_a(t) - \frac{1}{2}(p_1 - p_2)G_b(t) \quad (\text{A.7})$$

で、無次元量である。(学位論文 (11) 式すぐ下の、 $G_a(t)$, $G_b(t)$ と対応する。)

式 (A.6) を形式的に、

$$F = F(np \rightarrow \sigma d)F(\sigma \rightarrow \pi\pi) \quad (\text{A.8})$$

とおく。ここで

$$F(np \rightarrow \sigma d) = g_{\sigma NN} \bar{u}_c(p_2) \Gamma_\mu \xi^\mu \frac{m + \hat{q}}{m^2 - t} u(p_1) \quad (\text{A.9})$$

$$F(\sigma \rightarrow \pi\pi) = \frac{g_{\sigma\pi\pi} m_\sigma}{m_\sigma^2 - s_{12}} \quad (\text{A.10})$$

Watson model では、 $F(\sigma \rightarrow \pi\pi)$ は $F(\pi\pi \rightarrow \pi\pi)$ で置き換えられて、

$$F(\sigma \rightarrow \pi\pi) = \frac{1}{q^*(s_{12})} \exp(i \delta_{\pi\pi}(s_{12})) \sin \delta_{\pi\pi}(s_{12}) \quad (\text{A.11})$$

となる。ここで、 $q^*(s_{12})$ は、 $\pi\pi$ の静止系での π 中間子の運動量、 $\delta_{\pi\pi}(s_{12})$ は、 $\pi\pi$ 散乱の S-wave phase shift である。

Resonance model では、

$$F(\sigma \rightarrow \pi\pi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{m_\sigma} \Gamma}{m_\sigma^2 - s_{12} - im_\sigma \Gamma} \quad (\text{A.12})$$

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{q^*(s_{12})}{q^*(m_\sigma)} \quad (\text{A.13})$$

となる。

本研究では、先述の理由から Watson model の方を用いた。

付録 B 位相差分析に用いた実験データ及びその引用文献

今回の位相差分析に用いたデータとその引用文献を記す。付録 B の最後にインデックスに対応する引用文献を記した。

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
$d\sigma/d\Omega$	480.0	140.—179.	37	SIN	HU(80)
	481.0	12.—33.	42	SATURNE	SI(89)
	493.0	17.—97.	6	TRIUMF	KE(82)
	493.0	57.—63.	4	TRIUMF	KE(82)
	493.0	57.—172.	68	TRIUMF	KE(82)
	494.2	151.—180.	43	SATURNE	BI(75)
	495.7	117.—180.	71	LAMPF	BO(78)
	501.0	140.—179.	37	SIN	HU(80)
	518.5	117.—180.	75	LAMPF	BO(78)
	521.0	140.—179.	37	SIN	HU(80)
	530.0	10.—146.	28	HIROSHIMA	NAI(95)
	531.6	133.—180.	70	LAMPF	BO(78)
	532.0	12.—31.	41	SATURNE	SI(89)
	540.0	140.—179.	37	SIN	HU(80)
	541.6	116.—180.	79	LAMPF	BO(78)
	542.0	48.—178.	33	PPA	SH(74)
	558.0	139.—179.	37	SIN	HU(80)
	560.0	10.—146.	28	HIROSHIMA	NAI(95)
	564.9	115.—180.	80	LAMPF	BO(78)
	570.4	134.—180.	69	SATURNE	BI(75)
	578.0	139.—179.	37	SIN	HU(80)
	580.0	35.—179.	15	SIN	KA(56)
	580.0	30.—130.	25	HIROSHIMA	NAI(95)
	582.0	11.—30.	42	SATURNE	SI(89)
	588.4	114.—180.	82	LAMPF	BO(78)
	600.0	10.—126.	30	HIROSHIMA	NAI(95)
	609.8	133.—180.	70	SATURNE	BI(75)
	612.0	114.—179.	82	LAMPF	BO(78)
	630.0	12.—180.	21	DUBNA	KA(63)
	630.0	12.—180.	16	DUBNE	AM(59)
	633.0	11.—29.	42	SATURNE	SI(89)
	636.2	113.—179.	84	LAMPF	BO(78)
	647.5	51.—180.	146	LAMPF	EV(82)
	649.0	51.—178.	32	PPA	SH(74)

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
$d\sigma/d\Omega$	649.1	146.—180.	50	SATURNE	BI(75)
	660.4	112.—179.	85	LAMPF	BO(78)
	680.0	10.—146.	28	HIROSHIMA	NAI(95)
	683.0	10.—28.	42	SATURNE	SI(89)
	684.8	112.—179.	84	LAMPF	BO(78)
	689.7	149.—180.	42	SATURNE	BI(75)
	708.0	10.—27.	42	SATURNE	SI(89)
	710.0	159.—180.	9	BERKELY	LA(60)
	730.0	10.—132.	25	HIROSHIMA	NAI(95)
	730.8	135.—180.	62	SATURNE	BI(75)
	734.1	111.—179.	87	LAMPF	BO(78)
	770.6	179.—110.	98	LAMPF	BO(78)
	772.9	135.—180.	65	SATURNE	BI(75)
	784.0	9.—26.	42	SATURNE	SI(89)
	790.0	10.—61.	36	LAMPF	CA(78)
	801.9	60.—180.	141	LAMPF	JA(84)
	814.3	134.—180.	65	LAMPF	BI(75)
	817.0	50.—178.	34	PPA	SH(74)
	830.0	26.—132.	25	HIROSHIMA	NAI(95)
	834.0	10.—25.	39	SATURNE	SI(89)
	856.8	131.—180.	70	SATURNE	BI(75)
	870.0	26.—130.	25	HIROSHIMA	NAI(95)
	884.0	9.—24.	43	SATURNE	SI(89)
	930.0	26.—130.	25	HIROSHIMA	NAI(95)
	934.0	9.—24.	42	SATURNE	SI(89)
	941.8	130.—180.	70	SATURNE	BI(75)
	985.0	8.—23.	42	SATURNE	SI(89)
	985.3	130.—180.	70	SATURNE	BI(75)
	990.0	26.—130.	25	HIROSHIMA	NAI(95)
	991.0	14.—150.	16	BIRMINGHAM	MU(67)
	1028.0	48.—178.	33	PPA	SH(74)
	1029.1	131.—180.	68	SATURNE	BI(75)
	1073.2	130.—180.	68	SATURNE	BI(75)
	1085.0	9.—21.	41	SATURNE	SI(89)
	1090.0	26.—130.	22	HIROSHIMA	NAI(95)
	1117.5	130.—180.	68	SATURNE	BI(75)

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
<i>P</i>	485.0	61.—161.	30	LAMPF	MC(93)
	485.0	36.—109.	18	LAMPF	MC(95)
	495.0	34.—161.	19	TRIUMF	CL(80)
	495.0	68.—158.	11	TRIUMF	CL(80)
	498.0	33.—145.	8	BERKELY	CH(67)
	500.0	22.— 44.	3	LAMPF	MA(86)
	520.0	90.—180.	4	BERKELY	LE(71)
	525.0	57.—158.	22	LAMPF	NE(89)
	544.0	83.—118.	7	SATURNE	BAL(87)
	560.0	34.— 58.	6	HIROSHIMA	NAI(95)
	565.0	71.—166.	15	LAMPF	BH(81)
	575.0	57.—159.	22	LAMPF	NE(89)
	580.0	22.— 50.	5	HIROSHIMA	NAI(95)
	600.0	90.—180.	4	BERKELY	LE(71)
	601.0	33.—146.	8	BERKELY	CH(67)
	605.0	70.—125.	3	DUBNA	KA(67)
	605.0	55.—125.	4	DUBNA	BI(70)
	625.0	57.—159.	21	LAMPF	NE(89)
	633.0	12.— 34.	6	SATURNE	SI(89)
	635.0	59.—160.	30	LAMPF	MC(93)
	635.0	18.—146.	9	DUBNA	DZ(64)
	635.0	34.—124.	7	DUBNA	ZU(76)
	643.0	15.— 94.	21	LAMPF	GL(93)
	647.0	47.—118.	8	LAMPF	BAR(89)
	665.0	72.—166.	15	LAMPF	BH(81)
	675.0	57.—159.	18	LAMPF	NE(89)
	702.0	30.—143.	8	BERKERY	CH(67)
	719.0	95.—128.	10	SATURNE	BAL(87)
	725.0	57.—159.	18	LAMPF	NE(89)
	730.0	22.— 50.	7	HIROSHIMA	NAI(95)
	738.0	46.—120.	6	KEK	MA(80)
	744.0	93.—122.	10	SATURNE	LE(88)
	775.0	58.—159.	18	LAMPF	NE(89)
	784.0	11.— 30.	6	SATURNE	SI(89)
	788.0	57.—160.	30	LAMPF	MC(93)
	788.0	30.—128.	31	LAMPF	MC(95)
	790.0	167.—178.	6	LAMPF	RA(82)
	790.0	9.— 21.	3	LAMPF	GL(90)

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
<i>P</i>	794.0	93.—123.	7	SATURNE	LE(88)
	797.0	14.— 94.	21	LAMPF	GL(93)
	800.0	29.— 62.	10	SATURNE	BAL(93)
	800.0	48.—122.	29	SATURNE	BAL(93)
	800.0	33.—137.	6	SATURNE	BY(85)
	800.0	14.— 75.	18	LAMPF	BAR(83)
	800.0	58.—110.	6	LAMPF	BAR(89)
	830.0	133.—167.	5	BEVATRON	RO(70)
	834.0	11.— 30.	6	SATURNE	SI(89)
	840.0	48.—126.	33	SATURNE	BAL(93)
	840.0	49.—117.	15	SATURNE	BAL(93)
	850.0	33.— 55.	5	SATURNE	BY(85)
	860.0	48.—123.	28	SATURNE	BAL(93)
	860.0	49.— 89.	11	SATURNE	BAL(93)
	870.0	14.— 30.	5	HIROSHIMA	NAI(95)
	877.0	48.— 95.	24	SATURNE	BAL(93)
	877.0	92.—122.	9	SATURNE	BAL(93)
	880.0	48.—123.	29	SATURNE	BAL(93)
	880.0	48.— 96.	24	SATURNE	BAL(93)
	880.0	48.— 94.	14	SATURNE	BAL(93)
	880.0	92.—121.	5	SATURNE	BAL(93)
	880.0	29.— 55.	14	SATURNE	BAL(93)
	880.0	48.—116.	35	SATURNE	BAL(93)
	910.0	48.— 96.	25	SATURNE	BAL(93)
	910.0	97.—126.	5	SATURNE	BAL(93)
	910.0	48.— 96.	25	SATURNE	BAL(93)
	910.0	48.—121.	31	SATURNE	BAL(93)
	910.0	48.—124.	26	SATURNE	BAL(93)
	934.0	10.— 28.	6	SATURNE	SI(89)
	940.0	48.— 92.	23	SATURNE	BAL(93)
	940.0	98.—121.	4	SATURNE	BAL(93)
	940.0	48.— 92.	23	SATURNE	BAL(93)
	940.0	49.— 88.	11	SATURNE	BAL(93)
	940.0	98.—121.	4	SATURNE	BAL(93)
	940.0	29.—123.	35	SATURNE	BAL(93)
	985.0	10.— 27.	6	SATURNE	SI(89)
	1000.0	21.—150.	42	SATURNE	BAL(93)
	1000.0	49.—119.	16	SATURNE	BAL(93)

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
P	1030.0	30.—78.	12	ANL	MA(78)
	1080.0	50.—86.	10	SATURNE	BAL(93)
	1100.0	26.—126.	38	SATURNE	BAL(93)
	1100.0	50.—115.	10	SATURNE	BAL(93)
A_{NN}	500.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	530.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	560.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	565.0	71.—166.	15	LAMPF	BH(80)
	580.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	580.0	60.—124.	15	HIROSHIMA	NAI(95)
	600.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	630.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	665.0	80.—166.	15	LAMPF	BH(80)
	680.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	730.0	60.—124.	15	HIROSHIMA	NAI(95)
	740.0	70.—122.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
	744.0	97.—120.	7	SATURNE	LE(88)
	790.0	48.—149.	16	LAMPF	NA(89)
	794.0	98.—122.	5	SATURNE	LE(88)
	800.0	48.—122.	27	SATURNE	BAL(93)
	800.0	29.—62.	10	SATURNE	BAL(93)
	840.0	48.—125.	31	SATURNE	BAL(93)
	860.0	48.—123.	31	SATURNE	BAL(93)
	880.0	29.—121.	64	SATURNE	BAL(93)
910.0	48.—121.	19	SATURNE	BAL(93)	
940.0	26.—122.	41	SATURNE	BAL(93)	
1000.0	21.—150.	40	SATURNE	BAL(93)	
1080.0	53.—86.	10	SATURNE	BAL(93)	
1100.0	26.—143.	33	SATURNE	BAL(93)	
A_{SL}	484.0	80.—175.	20	LAMPF	DI(92)
	530.0	85.—140.	9	HIROSHIMA	NAI(95)
	560.0	85.—140.	9	HIROSHIMA	NAI(95)
	580.0	60.—140.	7	HIROSHIMA	NAI(95)
	600.0	85.—140.	9	HIROSHIMA	NAI(95)
	634.0	80.—175.	20	LAMPF	DI(92)
	680.0	85.—140.	9	HIROSHIMA	NAI(95)
730.0	84.—120.	7	HIROSHIMA	NAI(95)	

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
A_{SL}	744.0	93.—120.	8	SATURNE	LE(88)
	788.0	75.—174.	21	LAMPF	DI(92)
	794.0	93.—121.	8	SATURNE	LE(88)
	800.0	31.—147.	28	SATURNE	BAL(94)
	840.0	50.—123.	28	SATURNE	BAL(94)
	880.0	30.—148.	37	SATURNE	BAL(94)
	940.0	30.—148.	29	SATURNE	BAL(94)
	1000.0	30.—141.	43	SATURNE	BAL(94)
	1080.0	50.— 90.	11	SATURNE	BAL(94)
	1100.0	26.—148.	27	SATURNE	BAL(94)
	A_{LL}	484.0	80.—178.	21	LAMPF
530.0		80.—140.	8	HIROSHIMA	NAI(95)
560.0		80.—140.	8	HIROSHIMA	NAI(95)
580.0		60.—140.	12	HIROSHIMA	NAI(95)
630.0		60.—115.	12	SATURNE	BAL(88)
634.0		80.—178.	21	LAMPF	DI(92)
680.0		60.—140.	11	HIROSHIMA	NAI(95)
730.0		60.—124.	14	HIROSHIMA	NAI(95)
788.0		75.—174.	21	LAMPF	DI(92)
800.0		178.	1	SATURNE	BI(91)
800.0		30.—141.	26	SATURNE	BAL(94)
840.0		50.—126.	30	SATURNE	BAL(94)
880.0		48.— 90.	15	SATURNE	BAL(88)
880.0		30.—148.	36	SATURNE	BAL(94)
940.0		30.—139.	30	SATURNE	BAL(94)
980.0		49.— 83.	8	SATURNE	BAL(88)
1000.0		30.—141.	44	SATURNE	BAL(94)
1080.0		41.— 85.	10	SATURNE	BAL(88)
1100.0		29.—148.	34	SATURNE	BAL(94)
K_{SS}		485.0	114.—176.	5	LAMPF
	495.0	160.	1	TRIUMF	AM(77)
	495.0	65.—163.	11	TRIUMF	AX(80)
	506.4	160.	1	TRIUMF	AX(80)
	516.0	153.—166.	3	TRIUMF	AM(77)
	520.0	90.—180.	4	BERKELY	LE(70)
	600.0	65.—180.	4	BERKELY	LE(70)
	635.0	50.—178.	39	LAMPF	MC(92)

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index	
K_{SS}	788.0	47.—177.	39	LAMPF	MC(91)	
	790.0	168.—177.	3	LAMPF	RA(82)	
	800.0	48.—62.	2	SATURNE	BAL(94)	
	840.0	54.—74.	3	SATURNE	BAL(94)	
	880.0	50.—77.	4	SATURNE	BAL(94)	
	940.0	46.—71.	4	SATURNE	BAL(94)	
	1000.0	47.—77.	4	SATURNE	BAL(94)	
	1100.0	42.—68.	3	SATURNE	BAL(94)	
K_{LS}	485.0	74.—176.	7	LAMPF	MC(92)	
	495.0	65.—163.	11	TRIUMF	AX(80)	
	635.0	50.—178.	39	LAMPF	MC(92)	
	788.0	47.—177.	39	LAMPF	MC(91)	
	800.0	48.—62.	2	SATURNE	BAL(94)	
	840.0	54.—74.	3	SATURNE	BAL(94)	
	880.0	49.—77.	4	SATURNE	BAL(94)	
	940.0	46.—71.	4	SATURNE	BAL(94)	
	1000.0	47.—77.	4	SATURNE	BAL(94)	
	1100.0	42.—68.	3	SATURNE	BAL(94)	
K_{SL}	485.0	114.—176.	5	LAMPF	MC(92)	
	495.0	160.	1	TRIUMF	AM(77)	
	506.4	160.	1	TRIUMF	AX(80)	
	520.0	90.—124.	3	BERKELY	LE(70)	
	600.0	65.—102.	3	BERKELY	LE(70)	
	635.0	50.—178.	39	LAMPF	MC(92)	
	788.0	47.—177.	39	LAMPF	MC(91)	
	790.0	168.—177.	3	LAMPF	RA(82)	
	K_{LL}	485.0	74.—176.	7	LAMPF	MC(92)
		635.0	50.—178.	39	LAMPF	MC(92)
788.0		47.—177.	39	LAMPF	MC(91)	
K_{NN}	485.0	61.—160.	30	LAMPF	MC(93)	
	495.0	60.—158.	17	TRIUMF	CL(80)	
	516.0	153.—166.	3	TRIMUF	AM(77)	
	520.0	90.—180.	4	BERKELY	HA(70)	
	600.0	65.—180.	5	BERKELY	HA(70)	
	635.0	59.—172.	33	LAMPF	MC(93)	
	788.0	58.—171.	33	LAMPF	MC(93)	
	790.0	168.—177.	3	LAMPF	RA(82)	
	800.0	48.—64.	2	SATURNE	BAL(94)	

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
K_{NN}	840.0	52.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	860.0	53.—76.	3	SATURNE	BAL(94)
	880.0	50.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	910.0	52.—86.	5	SATURNE	BAL(94)
	940.0	48.—73.	4	SATURNE	BAL(94)
	1000.0	48.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	1100.0	43.—70.	4	SATURNE	BAL(94)
D	500.0	22.—44.	3	LAMPF	MA(86)
	612.0	52.—125.	3	DUBNA	GL(71)
	635.0	112.	1	DUBNA	DZ(64)
	647.0	47.—118.	8	LAMPF	BAR(89)
	800.0	14.—69.	4	LAMPF	BAR(85)
	800.0	58.—110.	5	LAMPF	BAR(89)
	800.0	48.—64.	2	SATURNE	BAL(94)
	840.0	52.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	860.0	53.—76.	3	SATURNE	BAL(94)
	880.0	50.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	910.0	52.—86.	5	SATURNE	BAL(94)
	940.0	48.—73.	4	SATURNE	BAL(94)
	1000.0	48.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	1100.0	43.—70.	4	SATURNE	BAL(94)
D_{LS}	800.0	48.—62.	2	SATURNE	BAL(94)
	840.0	54.—74.	3	SATURNE	BAL(94)
	880.0	50.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	940.0	46.—71.	4	SATURNE	BAL(94)
	1000.0	47.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	1100.0	42.—68.	3	SATURNE	BAL(94)
$C_{\sigma\sigma}$	484.0	75.—180.	21	LAMPF	GA(89)
	634.0	75.—180.	22	LAMPF	GA(89)
	788.0	75.—180.	20	LAMPF	GA(89)
H_{LLN}	800.0	48.—62.	2	SATURNE	BAL(94)
	840.0	54.—74.	3	SATURNE	BAL(94)
	880.0	49.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	940.0	46.—71.	4	SATURNE	BAL(94)
	1000.0	47.—77.	4	SATURNE	BAL(94)
	1100.0	42.—68.	3	SATURNE	BAL(94)
H_{SLN}	800.0	48.—62.	2	SATURNE	BAL(94)
	840.0	54.—74.	3	SATURNE	BAL(94)

Observables	T_L	$\theta_c(\text{deg})$	Number	Laboratory	Index
H_{SLN}	880.0	50.— 77.	4	SATURNE	BAL(94)
	940.0	46.— 71.	4	SATURNE	BAL(94)
	1000.0	47.— 77.	4	SATURNE	BAL(94)
	1100.0	42.— 68.	3	SATURNE	BAL(94)
R	500.0	22.— 55.	4	LAMPF	MA(86)
	605.0	70.—125.	3	DUBNA	KA(67)
	647.0	47.—108.	4	LAMPF	BAR(89)
	800.0	14.— 58.	9	LAMPF	BAR(85)
	800.0	69.—110.	4	LAMPF	BAR(89)
R'	500.0	22.— 55.	4	LAMPF	MA(86)
	647.0	47.—108.	4	LAMPF	BAR(89)
	800.0	14.— 58.	9	LAMPF	BAR(85)
	800.0	69.—110.	4	LAMPF	BAR(89)
A	500.0	22.— 44.	3	LAMPF	MA(86)
	605.0	55.—125.	4	DUBNA	BI(71)
	647.0	47.—108.	4	LAMPF	BAR(89)
	800.0	14.— 58.	7	LAMPF	BAR(85)
	800.0	69.—110.	4	LAMPF	BAR(89)
A'	500.0	22.— 44.	3	LAMPF	MA(86)
	647.0	47.—108.	4	LAMPF	BAR(89)
	800.0	14.— 58.	7	LAMPF	BAR(85)
	800.0	58.—110.	5	LAMPF	BAR(89)

Index	Reference
AM(59)	Amaglobeli, N. S., JETP(USSR) 34(1959)53.
AM(77)	Amsler, C. <i>et al.</i> , Nucl. Instr. and Method 144(1977)401.
AX(80)	Axen, D. <i>et al.</i> , Phys. Rev. C21(1980)998.
BAR(83)	Barlett, M. L. <i>et al.</i> , Phys. Rev. C27(1983)682.
BAR(85)	Barlett, M. L. <i>et al.</i> , Phys. Rev. C32(85)239.
BAR(89)	Barlett, M. L. <i>et al.</i> , Phys. Rev. C40(1989)2697.
BAL(87)	Ball, J. <i>et al.</i> , Nucl. Phys. B286(1987)635.
BAL(88)	Ball, J. <i>et al.</i> , Z.Phys. C40(1988)193.
BAL(93)	Ball, J. <i>et al.</i> , Nucl. Phys. A559(1993)477.
BAL(93)	Ball, J. <i>et al.</i> , Nucl. Phys. A559(1993)489.
BAL(93)	Ball, J. <i>et al.</i> , Nucl. Phys. A559(1993)511.
BAL(94)	Ball, J. <i>et al.</i> , Nucl. Phys. A574(1994)697.
BAL(94)	Ball, J. <i>et al.</i> , Z. Phys. C61(1994)579.

-
- BH(80) Bhatia, T. S. *et al.*, 5th International Symposium on Polarization Phenomena in Nuclear Physics, Santa Fe, August 11–15, 1980, Contributed Papers No1.4.
- BH(81) Bhatia, T. S. *et al.*, Phys. Rev. C24(1981)796.
- BI(71) Bilenkaya, S. I. *et al.*, JETP(USSR) 32(1971)569.
- BI(70) Bilenkaya, S.I.*et al.*, Preprint JINR P1–4960, Dubna 1970.
- BI(75) Bizard, *et al.*, Nucl. Phys. B85(1975)14.
- BI(91) Binz, PhD. Thesis, 1991.
- BO(78) Bonner, B. E. *et al.*, Bystricky, J. and Lehar, F., Physics Data Nr 11–1, Part I and II(1978) edited by H. Behrens and G. Ebel (Fachinformationszentrum Karlsruhe).
- BO(78) Bonner, B. E. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1200.
- BY(85) Bystricky, J., Nucl. Phys. A444(1985)597.
- CA(78) Carlini, R. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1341.
- CH(67) Cheng, D. *et al.*, Phys. Rev. 163(1967)1470.
- CL(80) Clough, A. S. *et al.*, Phys. Rev. C21(1980)988.
- DI(92) Ditzler, W. R. *et al.*, Phys. Rev. D46(1992)2792.
- DZ(64) Dzhelepov, P. *et al.*, Proceedings of the XIIth International Conference on High Energy Physics, Dubna 1964, Vol. 1, P.11.
- EV(82) Evans, M. L. *et al.*, Phys. Rev. C26(1982)2525.
- GA(89) Garnett, R. *et al.*, Phys. Rev. D40(1989)R1708.
- GL(71) Glonti, L. N. *et al.*, Preprint JINR P1–5743, Dubna 1971.
- GL(90) Glass, G. Phys. Rev. C41(1990)2732.
- GL(93) Glass, G. Phys. Rev. C47(1993)1369.
- HA(70) Pamela Hansea–Surko, Theses, UCLR–19451, Jan. 15, 1970.
- HU(80) Hürster, W. *et al.*, Phys. Lett. 90B(1980)367.
- JA(84) Mahavir Jain, Phys. Rev. C30(1984)566.
- KA(56) Kazarinov, Yu. M. *et al.*, JETP(USSR) 31(1956)169.
- KA(63) Kazarinov, Yu. M. *et al.*, Preprint JINR P–1207,DUBNA 1963.
- KA(67) Kazarinov, Yu. M. *et al.*, Yad. Fiz. 5(1967)140.
- KE(82) Keeler, R. K. *et al.*, Nucl. Phys. A377(1982)529.
- LA(60) Larsen, R. R., Nuovo Cim. 1039(1960)18.
- LE(70) Kwok–Chu Leung, Thesis, UCRL–19704, Mar. 23,1970.
- LE(88) de Lesquen, A. *et al.*, Nucl. Phys. B304(1988)673.
- MA(78) Marshak, M. L. *et al.*, Bystricky, J. and Lehar, F., Physics Data Nr 11–1, Part I and II(1978) edited by H. Behrens and G. Ebel (Fachinformationszentrum Karlsruhe).
-

-
- MA(80) Masaike, A., Bystricky, J. and Lehar, F., Physics Data Nr 11-1, Part I and II(1978) edited by H. Behrens and G. Ebel (Fachinformationszentrum Karlsruhe).
- MA(86) Marshall, J. A. *et al.*, Phys. Rev. C34(1986)1433.
- MC(91) McNaughton, M. W. *et al.*, Phys. Rev. C44(1991)2267.
- MC(92) McNaughton, M. W. *et al.*, Phys. Rev. C46(1992)47.
- MC(93) McNaughton, M. W. *et al.*, Phys. Rev. C48(1993)256.
- MC(95) McNaughton, M. W. *et al.*, Preprint LA-UR-95-1358, LAMPF 1995.
- MU(67) Murray, T. A. *et al.*, Nuovo Cim. 49(1967)261.
- NA(89) Nath, S. *et al.*, Phys. Rev. D39(1989)3520.
- NE(89) Newsom, C. R. *et al.*, Phys. Rev. C39(1989)965.
- RA(82) Ransome, R. D. *et al.*, Phys. Rev. Lett. 48(1982)781.
- RO(70) Rohrish, P. R. *et al.*, Phys. Lett. 31B(1970)617.
- SH(74) Shephard, P. F. *et al.*, Phys. Rev. D10(1974)2735.
- SI(89) Silverman, B. H. *et al.*, Nucl.Phys. A499(1989)763.
- ZU(76) Zulkarneev, R. *et al.*, Phys. Lett. 61B(1976)164.
-

$$\begin{aligned}
 P_{11} &= P_1 + \frac{1}{2J+1} P_{11} + \frac{1}{2J+1} P_{11} \\
 P_{21} &= 1 - P_1 + \frac{2+1}{2J+1} P_{11} + \frac{1}{2J+1} P_{11} \\
 P_{22} &= \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} (P_{21} - P_{11})
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

であり、 P_1 は Legendre Polynomials, θ は入射角すなわち散乱角である。全角運動量が J の核の核反応、及びそのように記述される。

$$\begin{aligned}
 M &= \text{スピン-角運動量} \\
 M_1 &= \text{スピン角運動量} \\
 M_2 &= \text{スピン角運動量}
 \end{aligned}
 \tag{3}$$

ここで、 M は、角運動量である。

二核子による核反応において、入射粒子、中間粒子、散乱粒子及び反散乱粒子のスピン角運動量を、散乱面に対して垂直な単位ベクトル \hat{z} 方向の単位ベクトル \hat{z} 、進行方向に対して垂直で散乱面内の単位ベクトル $\hat{y} = \hat{z} \times \hat{z}$ である。散乱面の下付の添字はこれら M, N, J 方向のスピン角運動量を測定して求められた値を示す。これらの角運動量は、ヤング対称性によって表現することができる。入射粒子、中間粒子、散乱粒子及び反散乱粒子のいずれのスピン角運動量を測定するかによって、これらの角運動量は以下のように場合分けされる。(入射、中間、散乱、反散) によりそれぞれの粒子の角運動量方向を示す。角運動量のない事を意味する。角運動量のない事を意味する。

付録 C ヘリシティ振幅と観測量の表現

ヘリシティ振幅は部分波振幅によって次のように表される。

$$\begin{aligned}
 \phi_1 &= \frac{\sqrt{\pi}}{p} \frac{1}{2} \sum_J \left((2J+1) h_J + J h_{J-1,J} + (J+1) h_{J+1,J} + 2\sqrt{J(J+1)} h^J \right) d_{00}^J \\
 \phi_2 &= \frac{\sqrt{\pi}}{p} \frac{1}{2} \sum_J \left(-(2J+1) h_J + J h_{J-1,J} + (J+1) h_{J+1,J} + 2\sqrt{J(J+1)} h^J \right) d_{00}^J \\
 \phi_3 &= \frac{\sqrt{\pi}}{p} \frac{1}{2} \sum_J \left((J+1) h_{J-1,J} + J h_{J+1,J} - 2\sqrt{J(J+1)} h^J + (2J+1) h_{J,J} \right) d_{11}^J \\
 \phi_4 &= \frac{\sqrt{\pi}}{p} \frac{1}{2} \sum_J \left((J+1) h_{J-1,J} + J h_{J+1,J} - 2\sqrt{J(J+1)} h^J - (2J+1) h_{J,J} \right) d_{-11}^J \\
 \phi_5 &= \frac{\sqrt{\pi}}{p} \frac{1}{2} \sum_J \left(\sqrt{J(J+1)} (h_{J-1,J} - h_{J+1,J}) + h^J \right) d_{10}^J
 \end{aligned} \tag{C.1}$$

ここで

$$\begin{aligned}
 d_{00}^J &= P_J \\
 d_{11}^J &= (P_J + \frac{J+1}{2J+1} P_{J-1} + \frac{J}{2J+1} P_{J+1}) / (1 + \cos \theta_c) \\
 d_{-11}^J &= (-P_J + \frac{J+1}{2J+1} P_{J-1} + \frac{J}{2J+1} P_{J+1}) / (1 - \cos \theta_c) \\
 d_{10}^J &= \frac{\sqrt{J(J+1)}}{2J+1} (P_{J+1} - P_{J-1}) / \sin \theta_c
 \end{aligned} \tag{C.2}$$

であり、 P_J は Legendre Polynomial、 θ_c は重心系での散乱角である。全角運動量が J の部分波振幅は、以下のように分類される。

$$\begin{aligned}
 h_J &: \text{スピン一重項} \\
 h_{\ell,J} (\ell = J, \ell = J \pm 1) &: \text{スピン三重項} \\
 h^J &: \ell = J+1 \text{ と } \ell = J-1 \text{ の間の遷移振幅}
 \end{aligned} \tag{C.3}$$

ここで、 ℓ は、軌道角運動量である。

二核子による散乱実験において、入射粒子、標的粒子、散乱粒子及び反跳粒子のスピンの向きを、散乱面に対して垂直な単位ベクトル N 進行方向の単位ベクトル L 、進行方向に対して垂直で散乱面内の単位ベクトル $S = N \times L$ で表す。観測量の添字はこれら L 、 N 、 S 方向のスピンの偏極率を測定して求められた事を示す。これらの観測量はヘリシティ振幅によって表現する事ができる。入射粒子、標的粒子、散乱粒子及び反跳粒子のいずれのスピンの偏極の量を測定するかによって、これら観測量は以下のように場合分けされる。(入射, 標的; 散乱, 反跳) によりそれぞれの粒子の偏極の方向を与える。0 は観測しない事を意味する。観測量の名称は英文のまま示す。

Forward observables

Total cross section

$$\sigma_t = 2\sqrt{\pi} \operatorname{Im} [\phi_1(0) + \phi_3(0)] \quad (\text{C.4})$$

Inelastic cross section

$$\sigma_r = \frac{\pi}{p^2} \sum_{\ell, J} (2L + 1) (1 - |\eta_{\ell, J}|^2) \quad (\text{C.5})$$

Elastic total cross section

$$\sigma_{el} = \sigma_t - \sigma_r \quad (\text{C.6})$$

Cross section difference in the longitudinal spin states

$$\Delta\sigma_L = \sigma(\rightarrow) - \sigma(\leftarrow) = 4\sqrt{\pi} \operatorname{Im} [\phi_1(0) - \phi_3(0)] \quad (\text{C.7})$$

Cross section difference in the spin states transverse to scattering plane

$$\Delta\sigma_T = \sigma(\uparrow\downarrow) - \sigma(\uparrow\uparrow) = -4\sqrt{\pi} \operatorname{Im} \phi_2(0) \quad (\text{C.8})$$

Differential cross section

$$d\sigma/dt = (0, 0; 0, 0) = \frac{1}{2} (|\phi_1|^2 + |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2 + 4|\phi_5|^2) \quad (\text{C.9})$$

Polarization

$$\begin{aligned} P &= (N, 0; 0, 0) = (0, N; 0, 0) = (0, 0; N, 0) = (0, 0; 0, N) \\ &= \operatorname{Im} [(\phi_1 + \phi_2 + \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.10})$$

Wolfenstein parameters

$$\begin{aligned} D &= (N, 0; N, 0) \\ &= (\operatorname{Re} [(\phi_1^* \phi_3 - \phi_2^* \phi_4)] + 2|\phi_5|^2) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

$$\begin{aligned} R &= (S, 0; S, 0) \\ &= (-\operatorname{Re} [\phi_5^* (\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)] \sin \theta_S + \operatorname{Re} [\phi_1^* \phi_3 + \phi_2^* \phi_4] \cos \theta_S) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

$$\begin{aligned} R' &= (S, 0; L, 0) \\ &= (-\operatorname{Re} [\phi_5^* (\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)] \cos \theta_S - \operatorname{Re} [\phi_1^* \phi_3 + \phi_2^* \phi_4] \sin \theta_S) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

$$\begin{aligned} A &= (L, 0; S, 0) \\ &= (\operatorname{Re} [\phi_5^* (\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)] \cos \theta_S \\ &\quad + \frac{1}{2} (|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 - |\phi_4|^2) \sin \theta_S) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

$$\begin{aligned}
A' &= (L, 0; L, 0) \\
&= \left(-\operatorname{Re}[\phi_5^*(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)] \sin \theta_S \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2}(|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 - |\phi_4|^2) \cos \theta_S \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.15}$$

Two spin correlation parameters (single scattering)

$$\begin{aligned}
A_{NN} &= (N, N; 0, 0) \\
&= \operatorname{Re}[(\phi_1^*\phi_2 - \phi_3^*\phi_4) + 2|\phi_5|^2] / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.16}$$

$$\begin{aligned}
A_{SS} &= (S, S; 0, 0) \\
&= \operatorname{Re}[(\phi_1^*\phi_2 + \phi_3^*\phi_4)] / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.17}$$

$$\begin{aligned}
A_{SL} &= (S, L; 0, 0) \\
&= \operatorname{Re}[(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 + \phi_4)^*\phi_5] / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.18}$$

$$\begin{aligned}
A_{LL} &= (L, L; 0, 0) \\
&= \frac{1}{2} \left(-|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2 \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.19}$$

Two spin correlation parameters (double scattering)

$$D_{NN} = (0, N; 0, N) = D \tag{C.20}$$

$$\begin{aligned}
D_{SS} &= (0, S; 0, S) \\
&= (-\sin \theta_R \operatorname{Re}[(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)^*\phi_5] - \cos \theta_R \operatorname{Re}[\phi_1^*\phi_3 + \phi_2^*\phi_4]) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.21}$$

$$\begin{aligned}
D_{SL} &= (0, S; 0, L) \\
&= (-\sin \theta_R \operatorname{Re}[\phi_1^*\phi_3 + \phi_2^*\phi_4] + \cos \theta_R \operatorname{Re}[(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)^*\phi_5]) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.22}$$

$$\begin{aligned}
D_{LS} &= (0, L; 0, S) \\
&= \left(\frac{1}{2} \sin \theta_R (|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 - |\phi_4|^2) \right. \\
&\quad \left. - \cos \theta_R \operatorname{Re}[(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)^*\phi_5] \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.23}$$

$$\begin{aligned}
D_{LL} &= (0, L; 0, L) \\
&= \left(-\sin \theta_R \operatorname{Re} [(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)^* \phi_5] \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \cos \theta_R (|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 + |\phi_3|^2 - |\phi_4|^2) \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.24}$$

Polarization transfer parameters

$$\begin{aligned}
K_{NN} &= (N, 0; 0, N) \\
&= \left(-\operatorname{Re} [(\phi_1^* \phi_4 - \phi_2^* \phi_3)] + 2|\phi_5|^2 \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.25}$$

$$\begin{aligned}
K_{SS} &= (S, 0; 0, S) \\
&= \left(\sin \theta_R \operatorname{Re} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] - \cos \theta_R \operatorname{Re} [\phi_1^* \phi_4 + \phi_2^* \phi_3] \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.26}$$

$$\begin{aligned}
K_{SL} &= (S, 0; 0, L) \\
&= \left(-\sin \theta_R \operatorname{Re} [\phi_1^* \phi_4 + \phi_2^* \phi_3] - \cos \theta_R \operatorname{Re} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.27}$$

$$\begin{aligned}
K_{LS} &= (L, 0; 0, S) \\
&= \left(\cos \theta_R \operatorname{Re} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] \right. \\
&\quad \left. - \frac{1}{2} \sin \theta_R (|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 - |\phi_3|^2 - |\phi_4|^2) \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.28}$$

$$\begin{aligned}
K_{LL} &= (L, 0; 0, L) \\
&= \left(\sin \theta_R \operatorname{Re} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{2} \cos \theta_R (|\phi_1|^2 - |\phi_2|^2 - |\phi_3|^2 + |\phi_4|^2) \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.29}$$

Three spin correlation parameters

$$\begin{aligned}
H_{SNS} &= (S, N; 0, S) \\
&= \left(-\sin \theta_R \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_2 + \phi_3^* \phi_4] + \cos \theta_R \operatorname{Im} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] \right) / (d\sigma/dt)
\end{aligned} \tag{C.30}$$

$$H_{NSS} = (N, S; 0, S)$$

$$= (\sin \theta_R \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_2 - \phi_3^* \phi_4] - \cos \theta_R \operatorname{Im} [(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)^* \phi_5]) / (d\sigma/dt) \quad (\text{C.31})$$

$$\begin{aligned} H_{NLS} &= (N, L; 0, S) \\ &= (\sin \theta_R \operatorname{Im} [(\phi_1 - \phi_2 + \phi_3 + \phi_4)^* \phi_5] - \cos \theta_R \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_4 + \phi_2^* \phi_3]) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.32})$$

$$\begin{aligned} H_{LNS} &= (L, N; 0, S) \\ &= (\sin \theta_R \operatorname{Im} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] - \cos \theta_R \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_3 + \phi_2^* \phi_4]) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.33})$$

$$\begin{aligned} H_{LNL} &= (L, N; 0, L) \\ &= (-\sin \theta_R \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_3 + \phi_2^* \phi_4] - \cos \theta_R \operatorname{Im} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5]) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.34})$$

$$\begin{aligned} H_{SNL} &= (S, N; 0, L) \\ &= (\sin \theta_R \operatorname{Im} [(\phi_1 - \phi_2 - \phi_3 - \phi_4)^* \phi_5] + \cos \theta_R \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_2 + \phi_3^* \phi_4]) / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.35})$$

$$\begin{aligned} H_{SSN} &= (S, S; 0, N) \\ &= \operatorname{Im} [(\phi_1 + \phi_2 - \phi_3 + \phi_4)^* \phi_5] / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.36})$$

$$\begin{aligned} H_{LSN} &= (L, S; 0, N) \\ &= -\operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_3 - \phi_2^* \phi_4] / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.37})$$

$$\begin{aligned} H_{SLN} &= (S, L; 0, N) \\ &= \operatorname{Im} [\phi_1^* \phi_4 - \phi_2^* \phi_3] / (d\sigma/dt) \end{aligned} \quad (\text{C.38})$$

ここで θ_S 、 θ_R はそれぞれ実験室系での散乱角と反跳角である。

図 D.1. $T_L = 300 \text{ MeV}$ における陽子-陽子衝突断面積の実験値と 3E 型検出器分析によって得られた計算値(---)との比較

付録 D 実験データと SE 型位相差分析の解による計算値

SE 型位相差分析によって得られた解を用いて計算した観測量と実験データとの比較を示す。

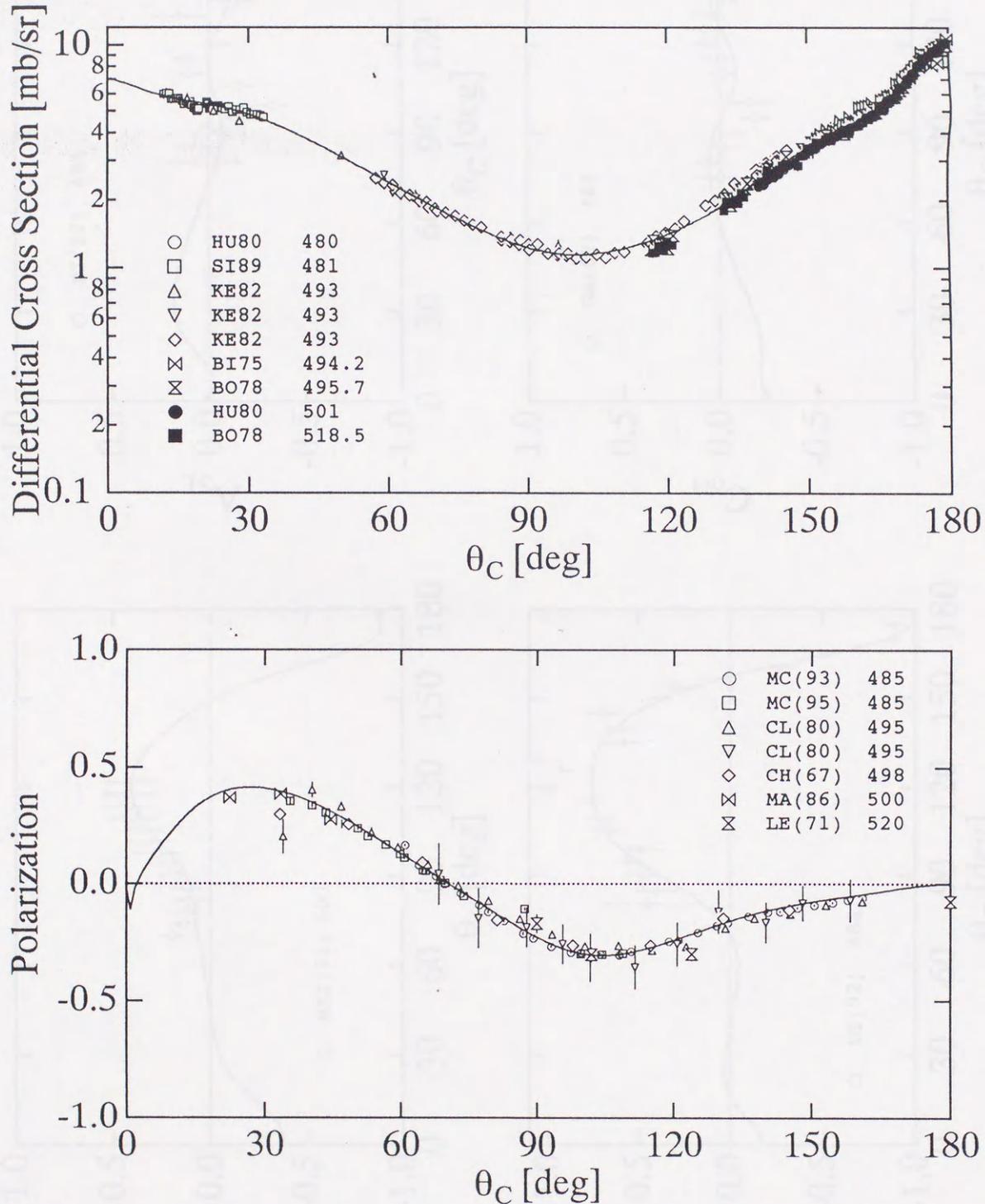


図 D.1. $T_L = 500$ MeV における様々な観測量の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

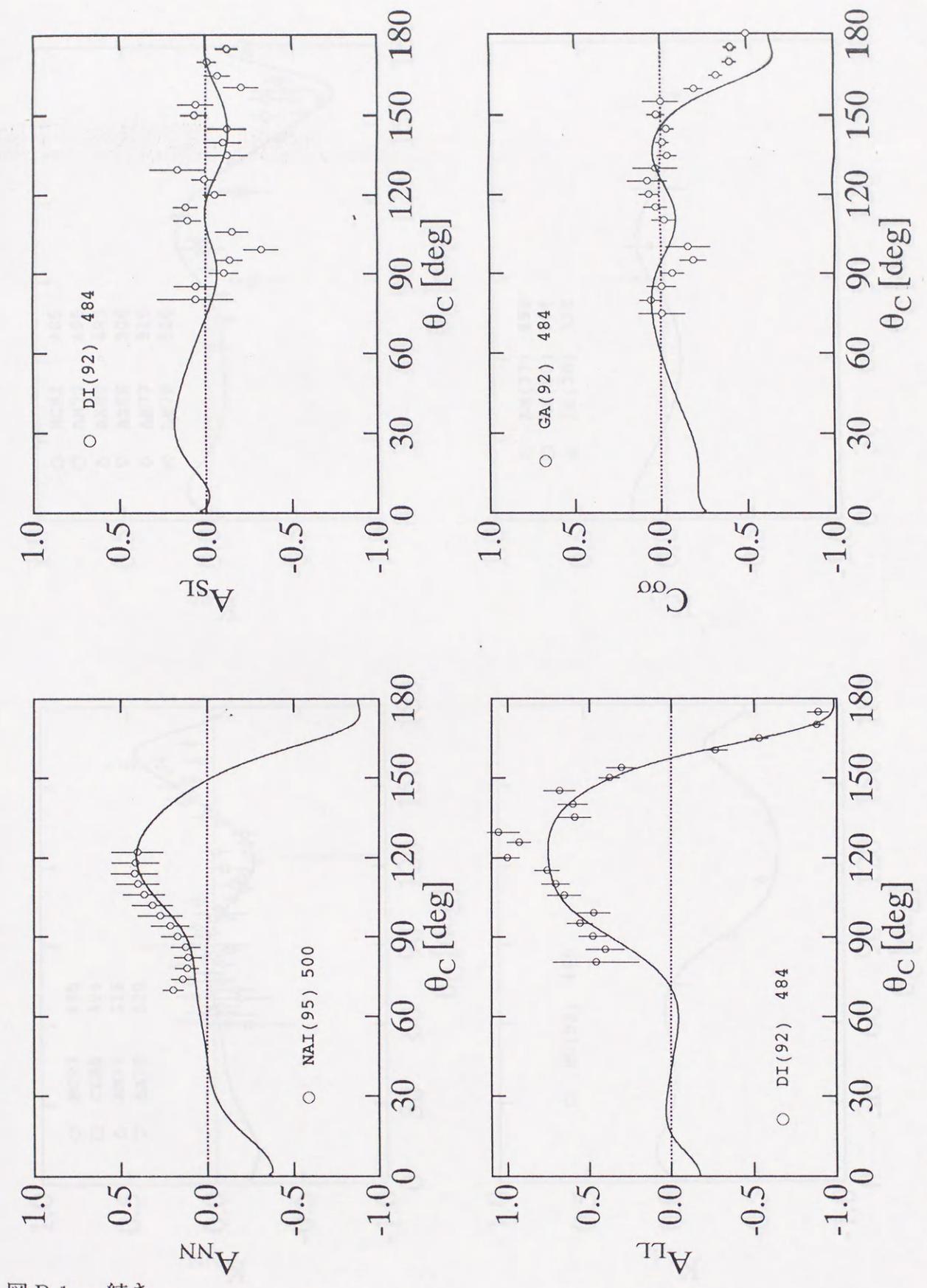


図 D.1. 続き

図 D.1. 続き

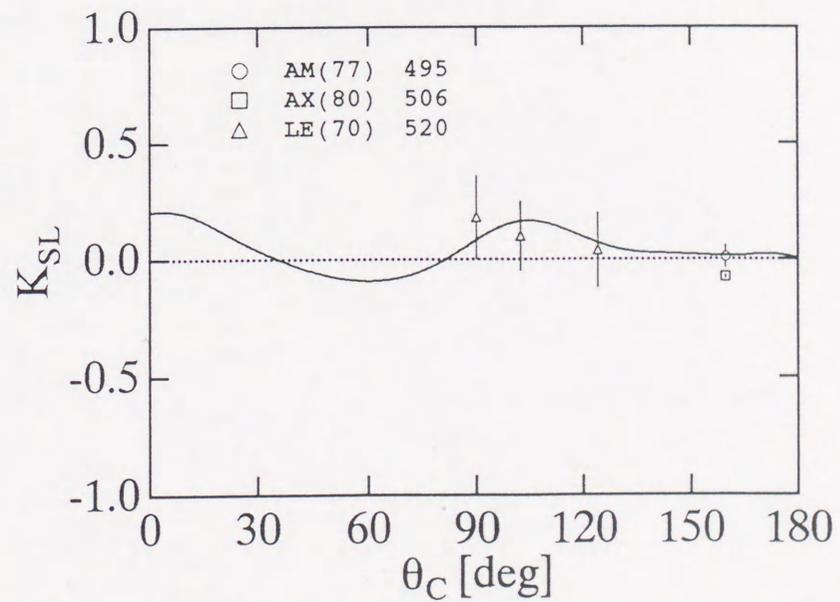
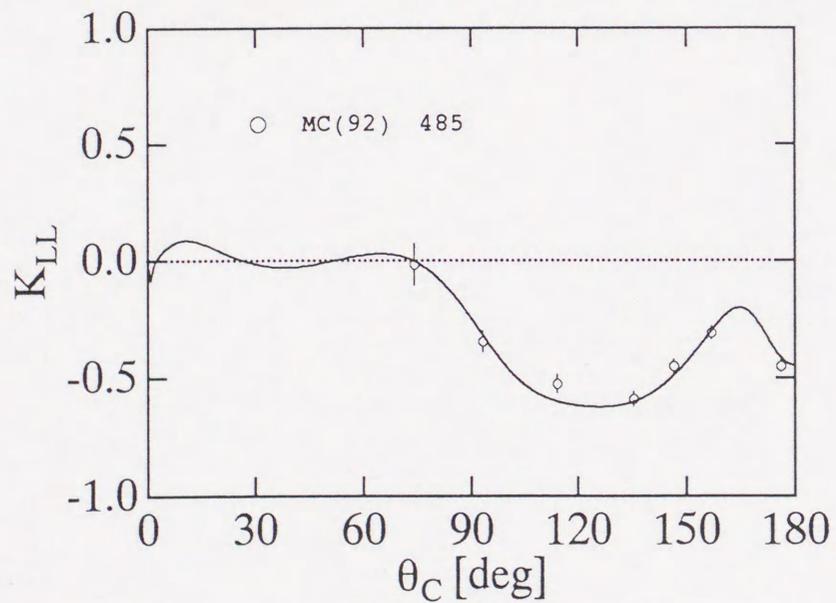
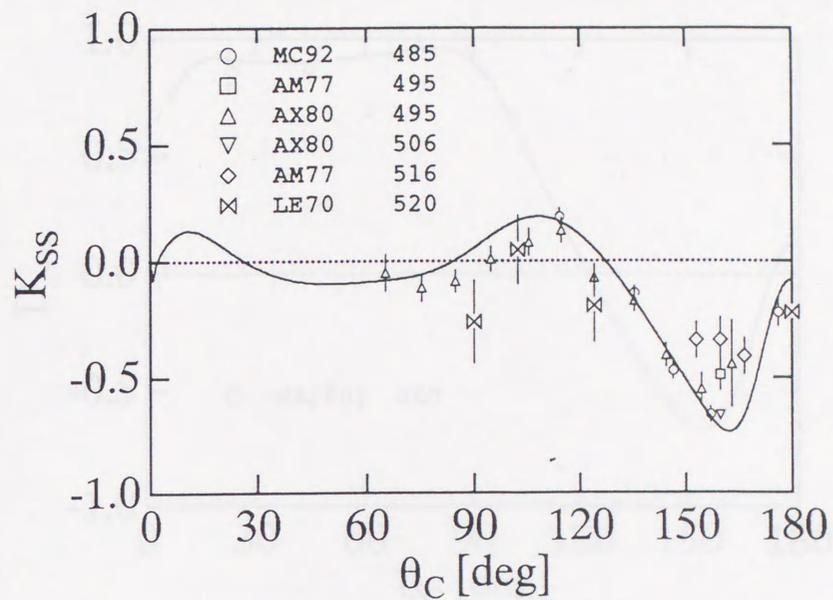
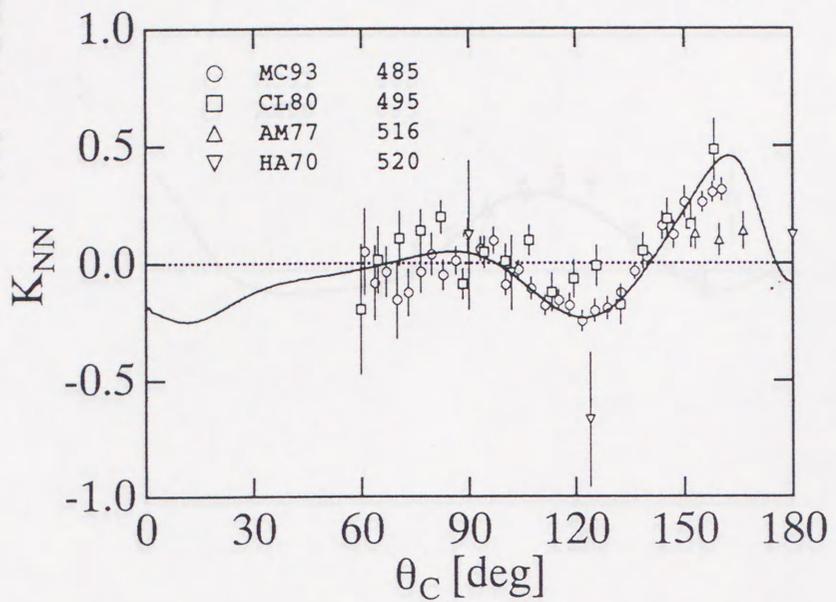
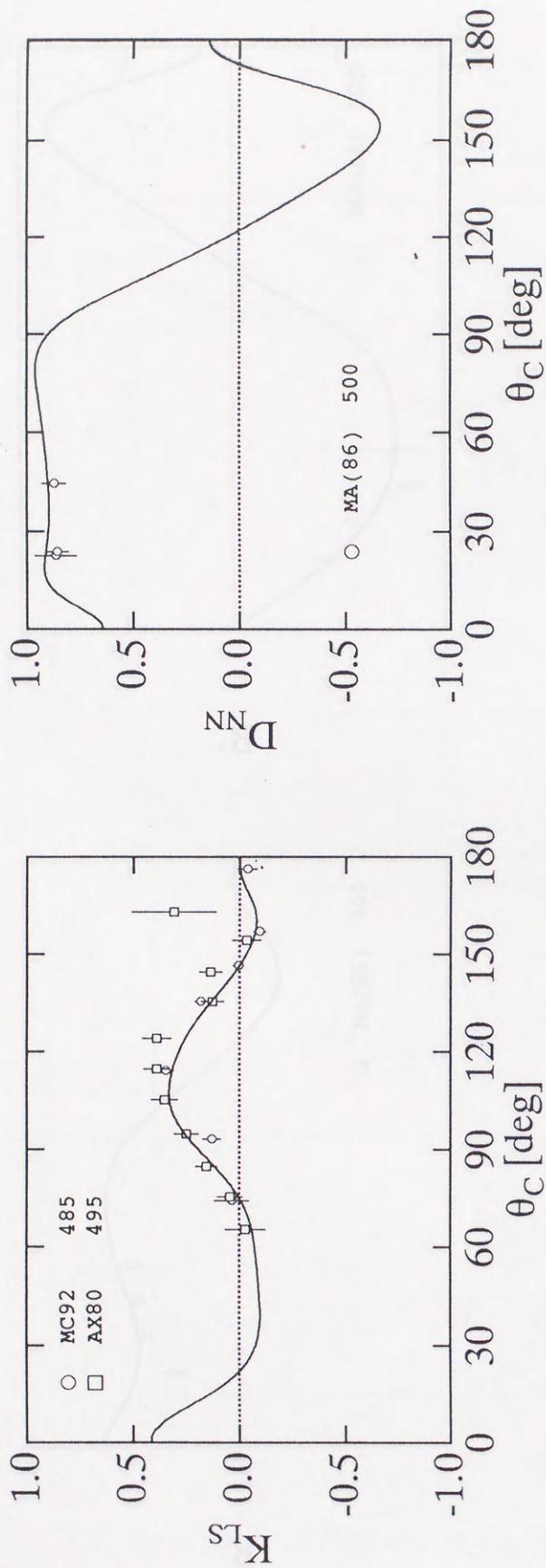


図 D.1. 続き



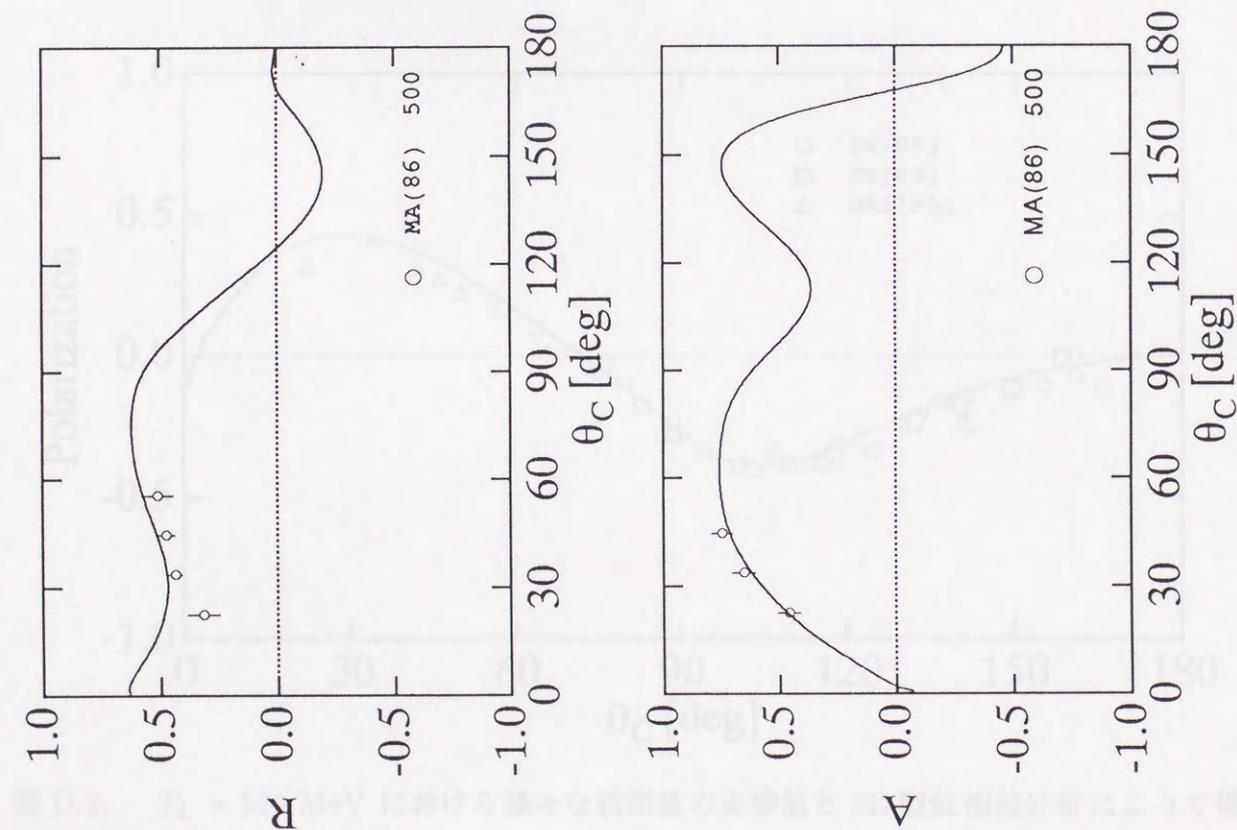
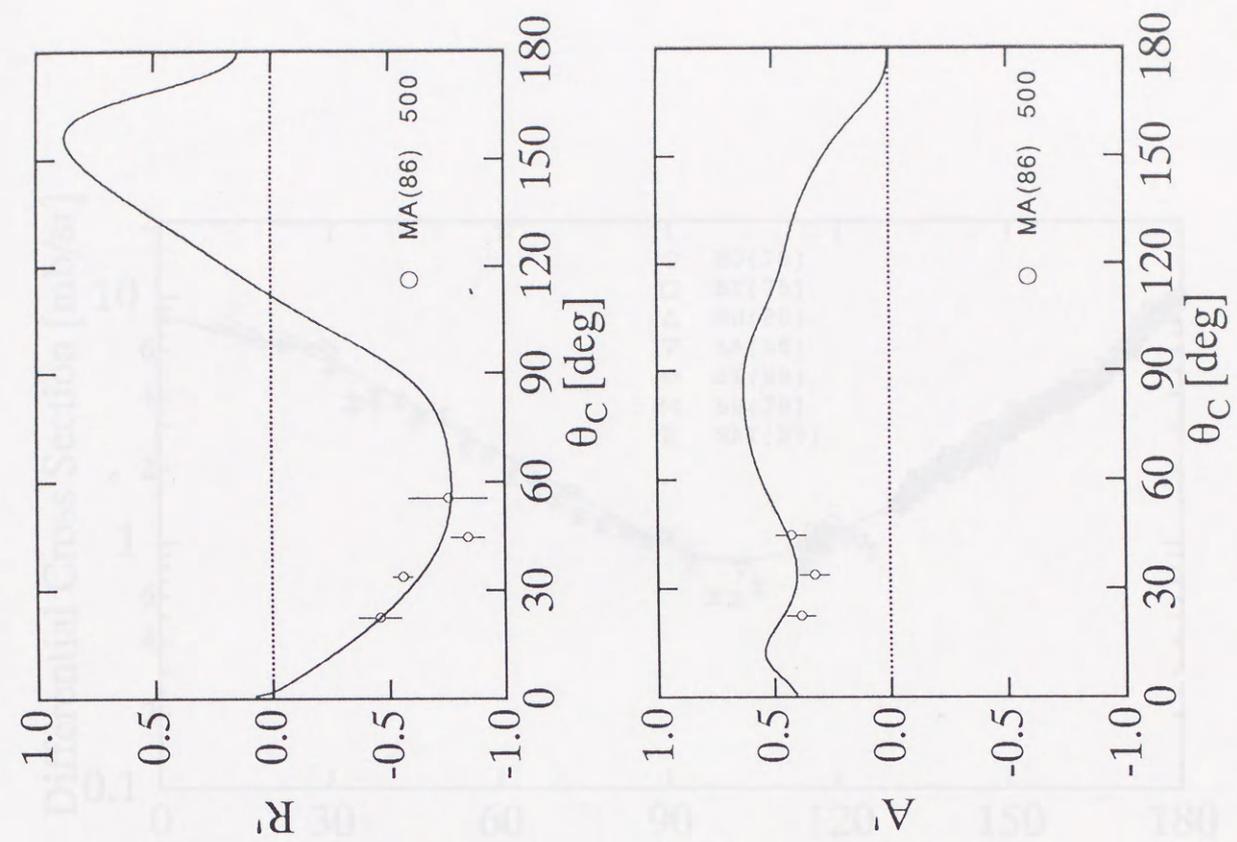


図 D.1. 続き

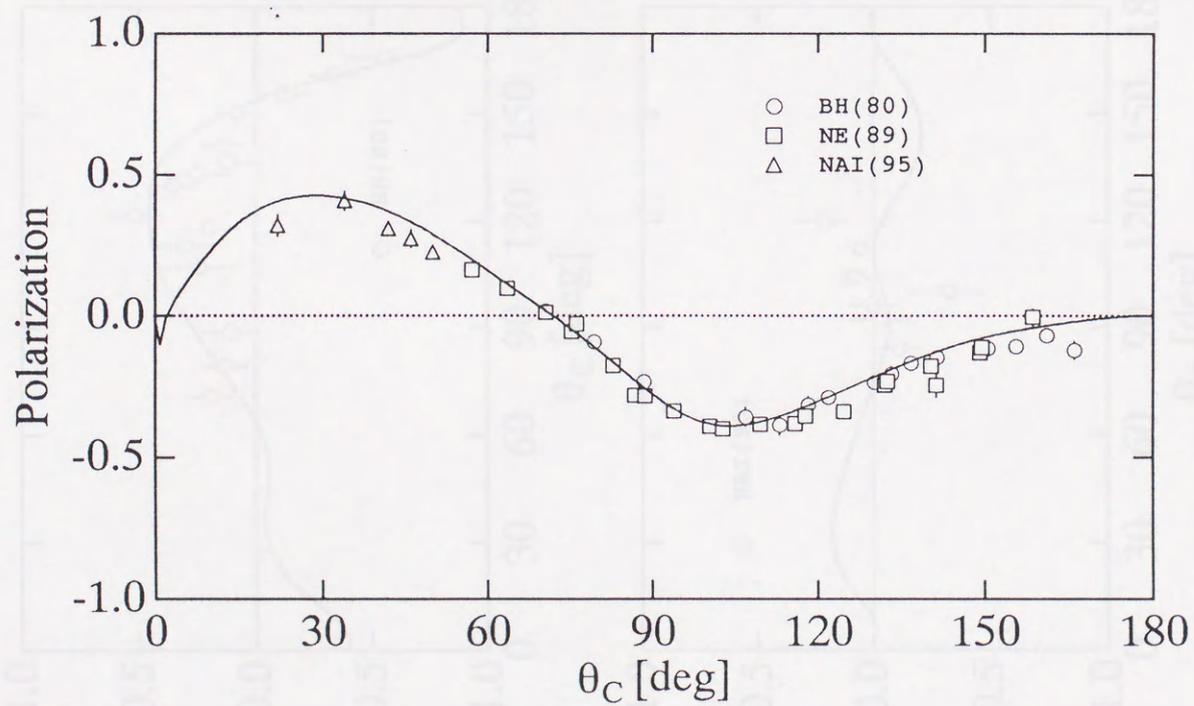
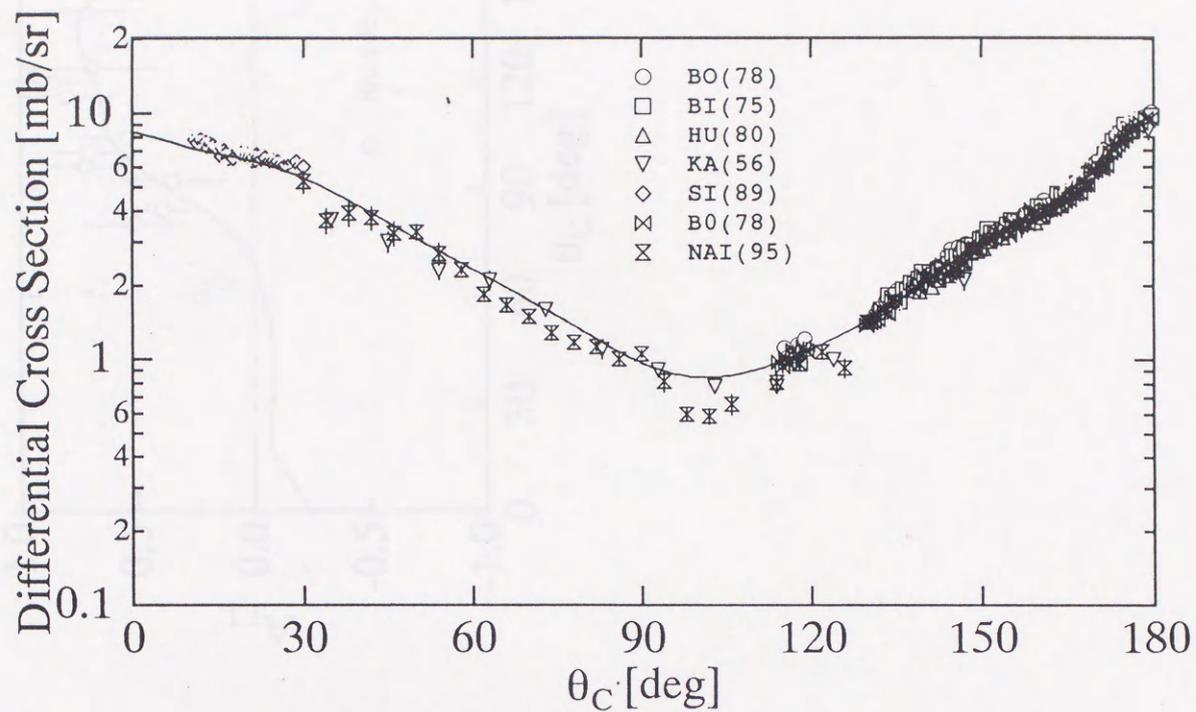


図 D.2. $T_L = 580$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.2. 続

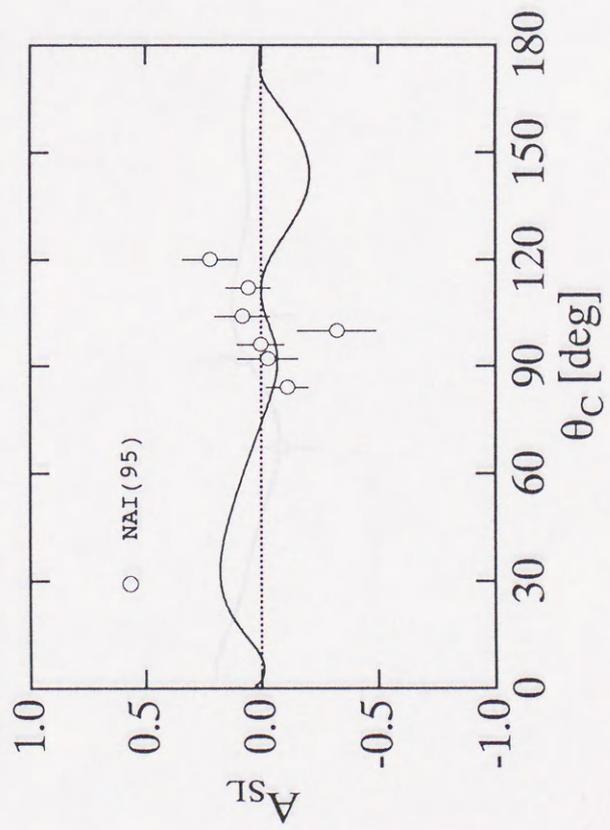
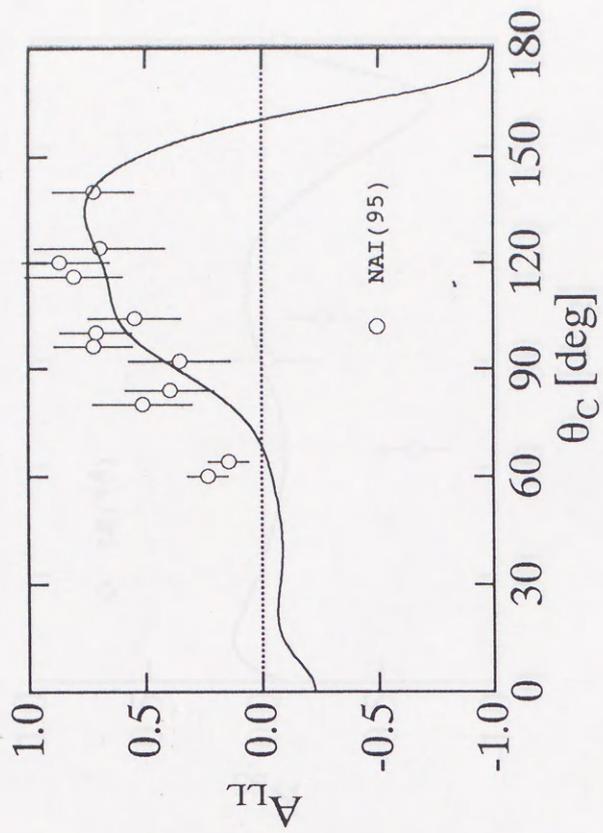
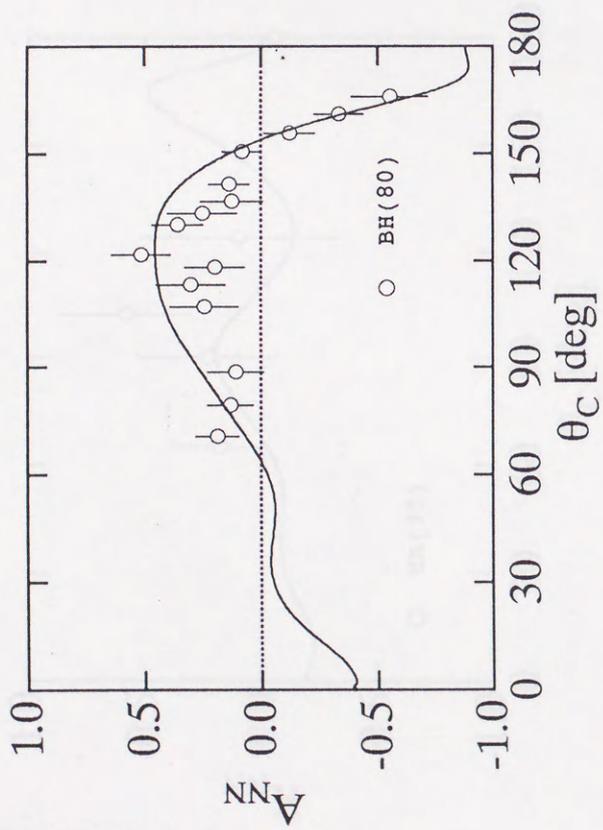
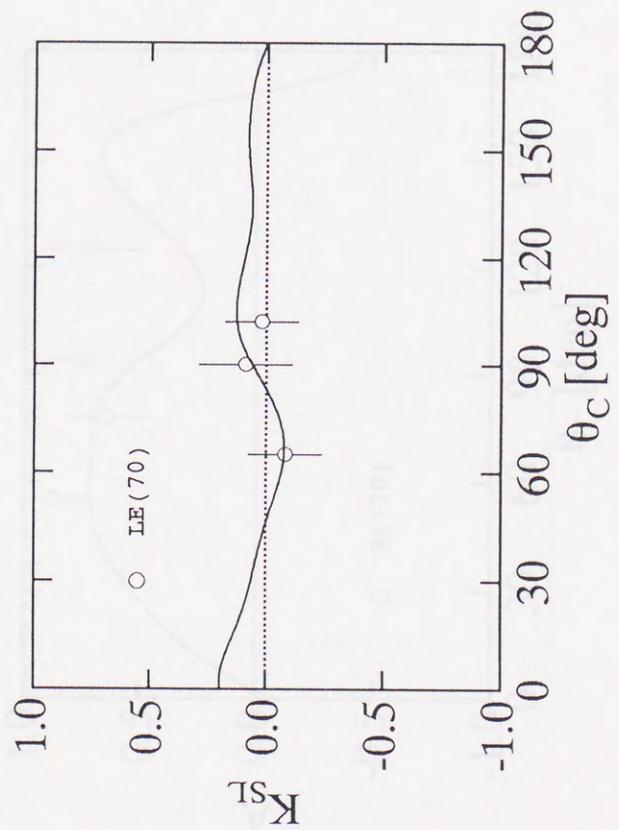
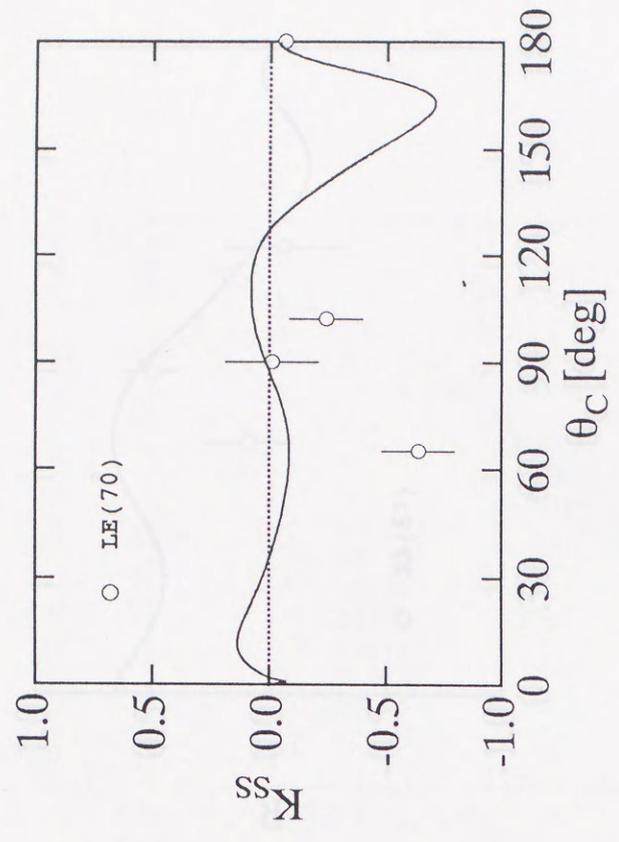
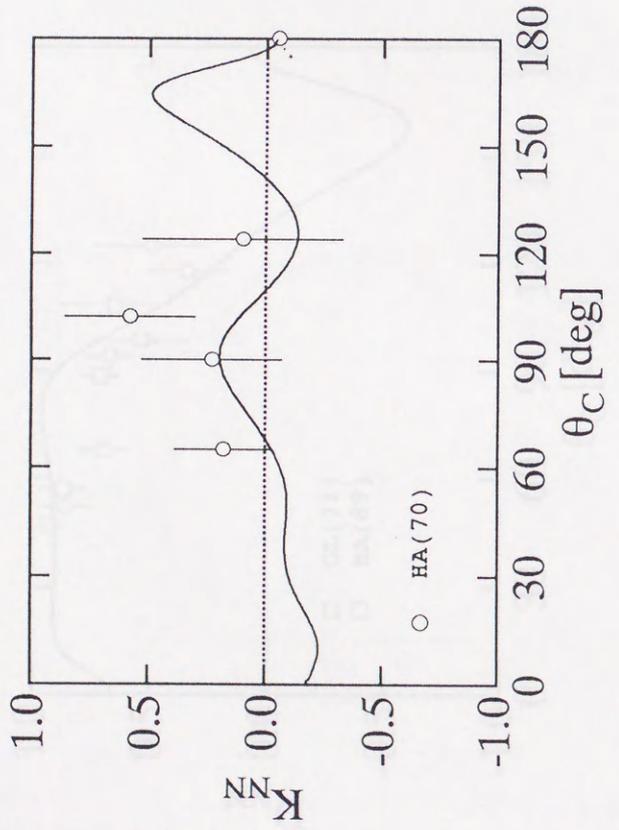


図 D.2. 続き



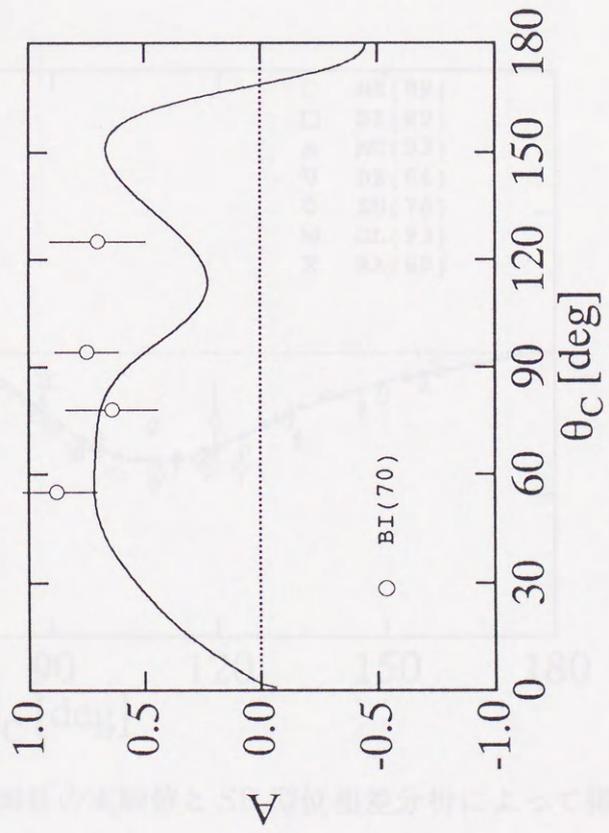
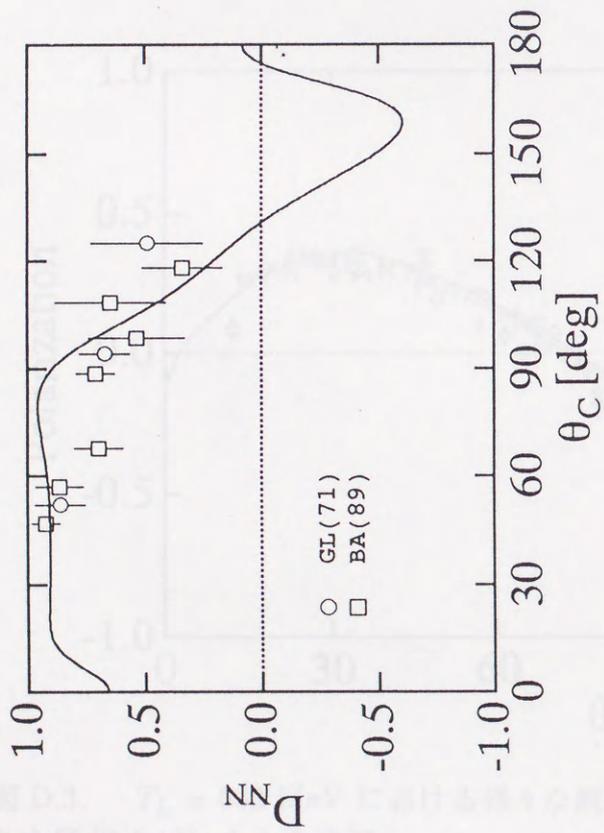
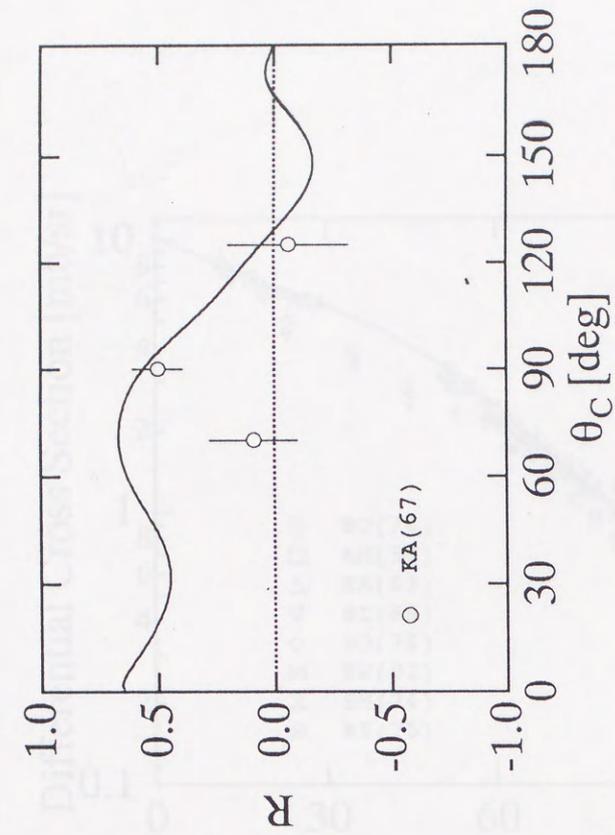


図 D.2. 統計

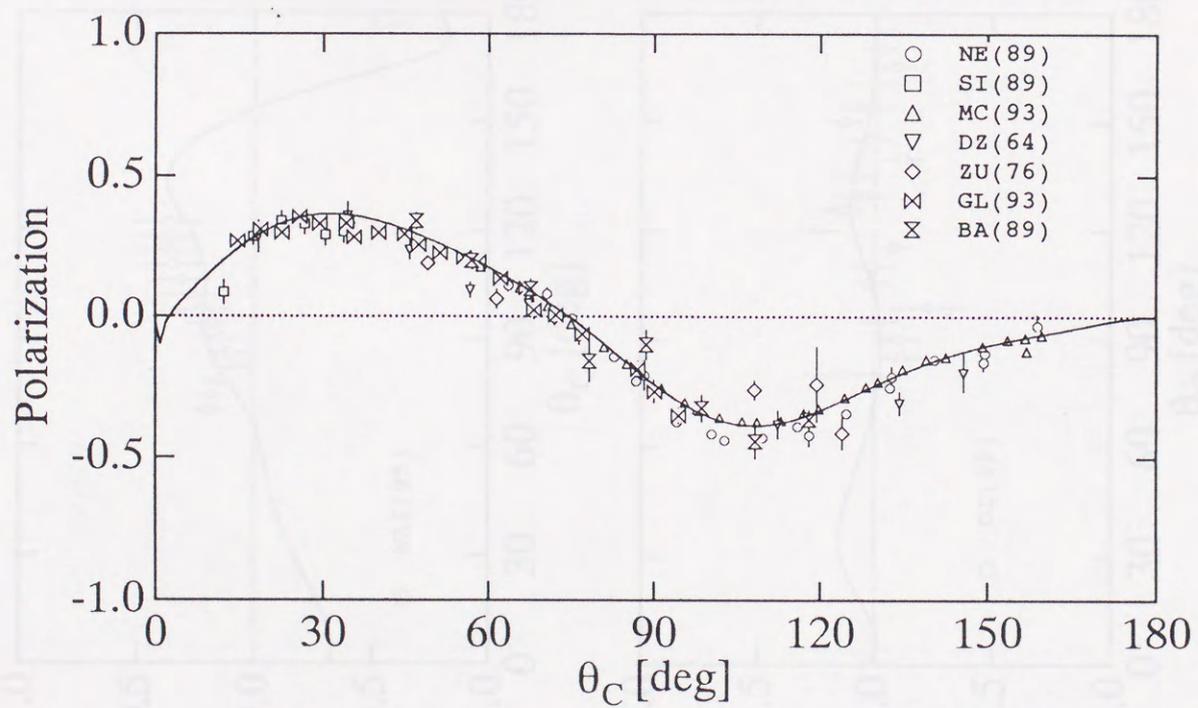
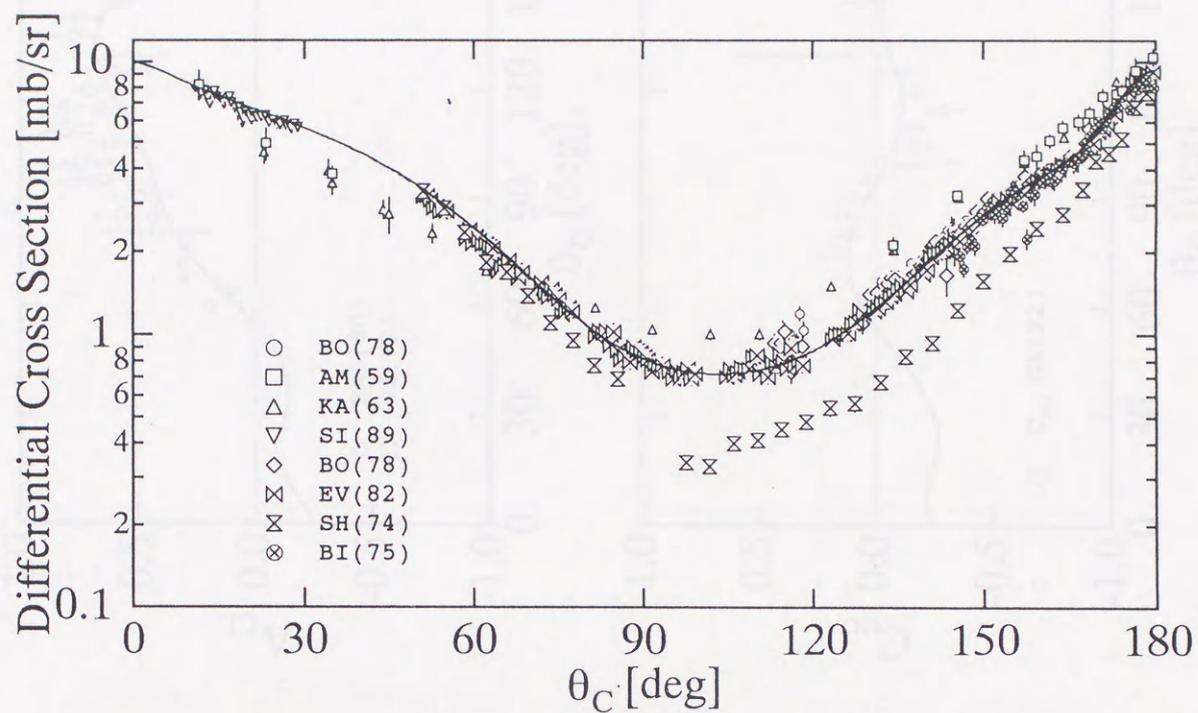
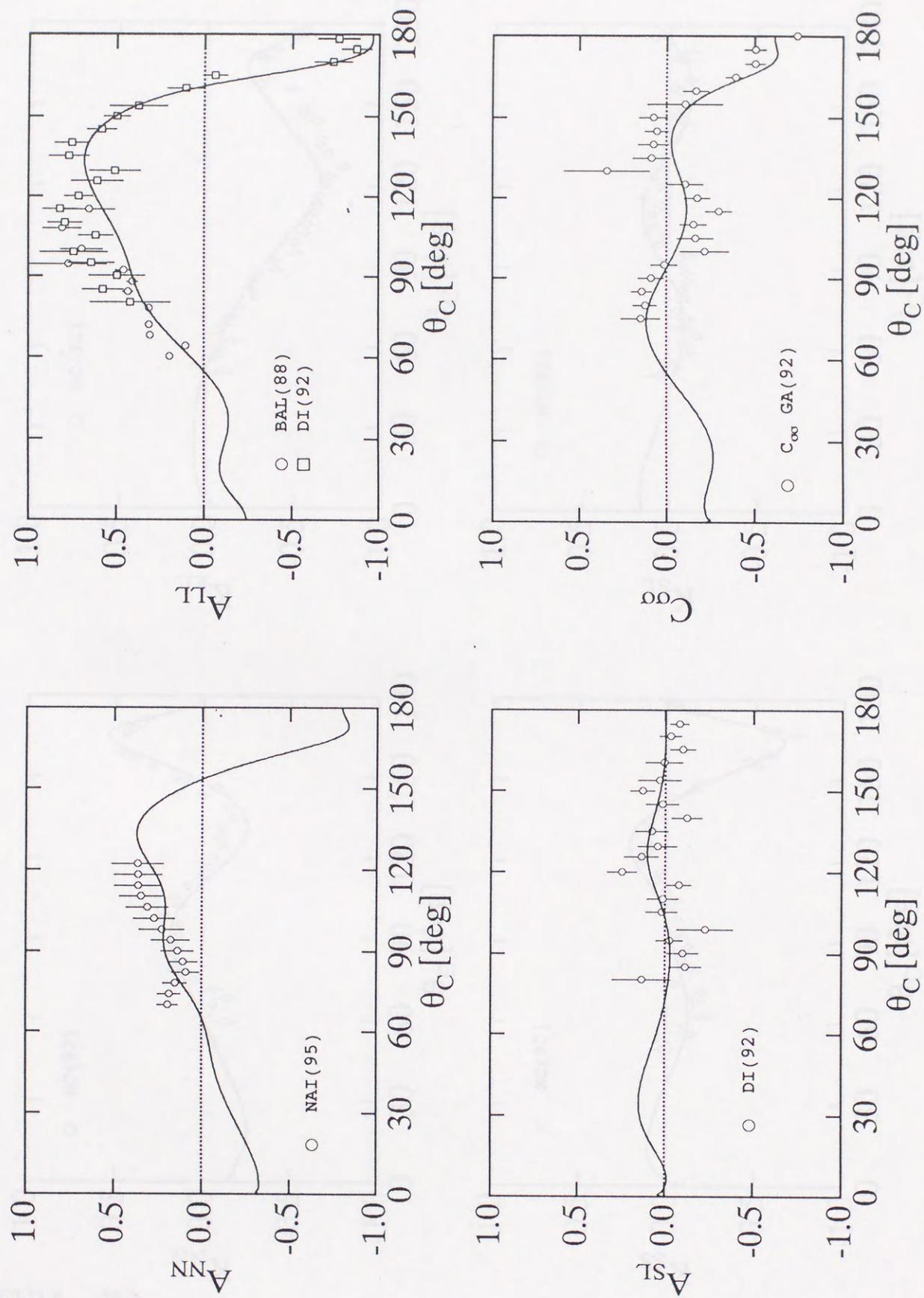


図 D.3. $T_L = 630$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較



図D.3. 続き

図 D.3. 統計

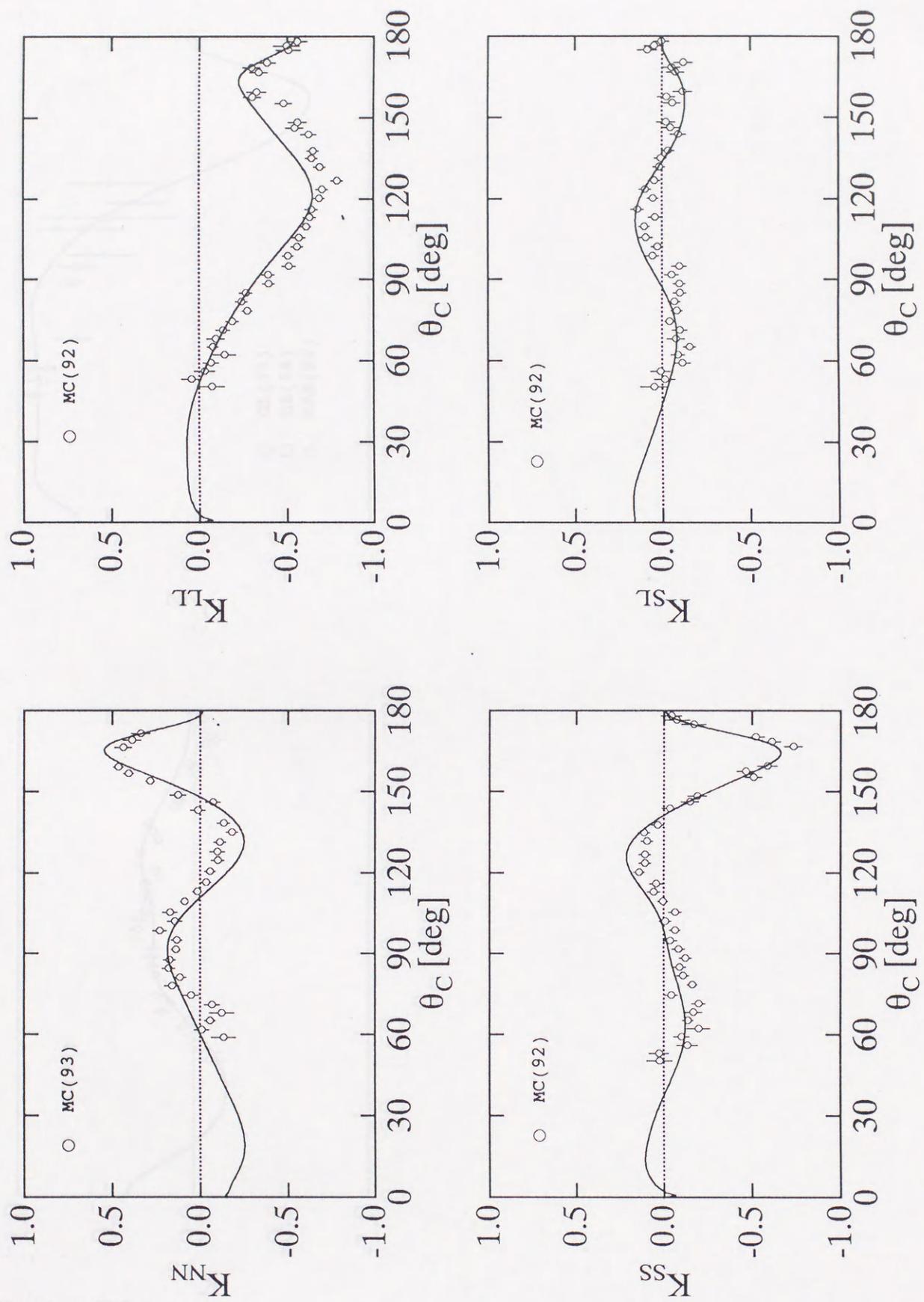
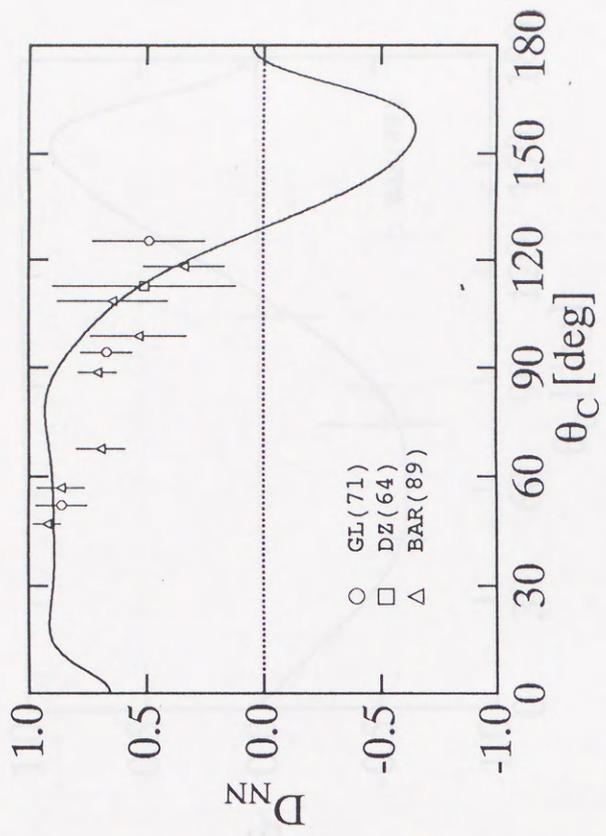
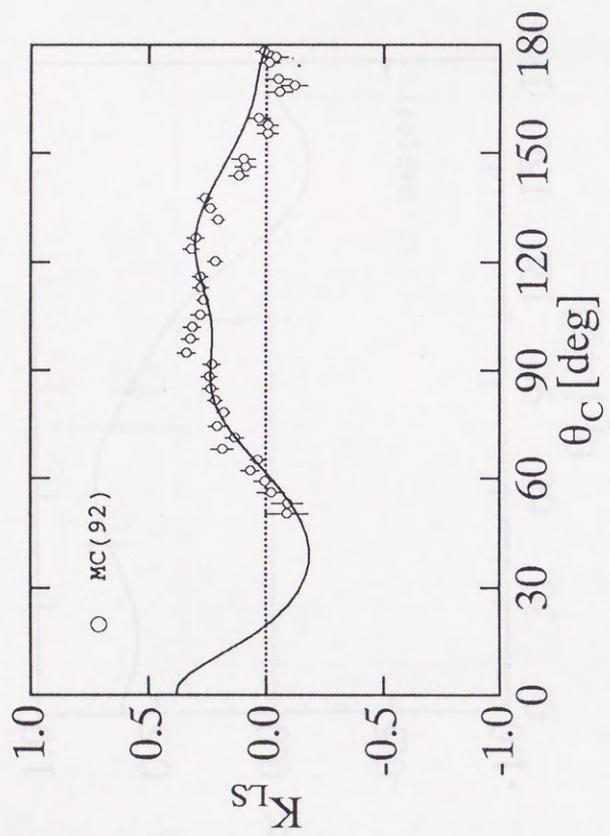


図 D.3. 続き



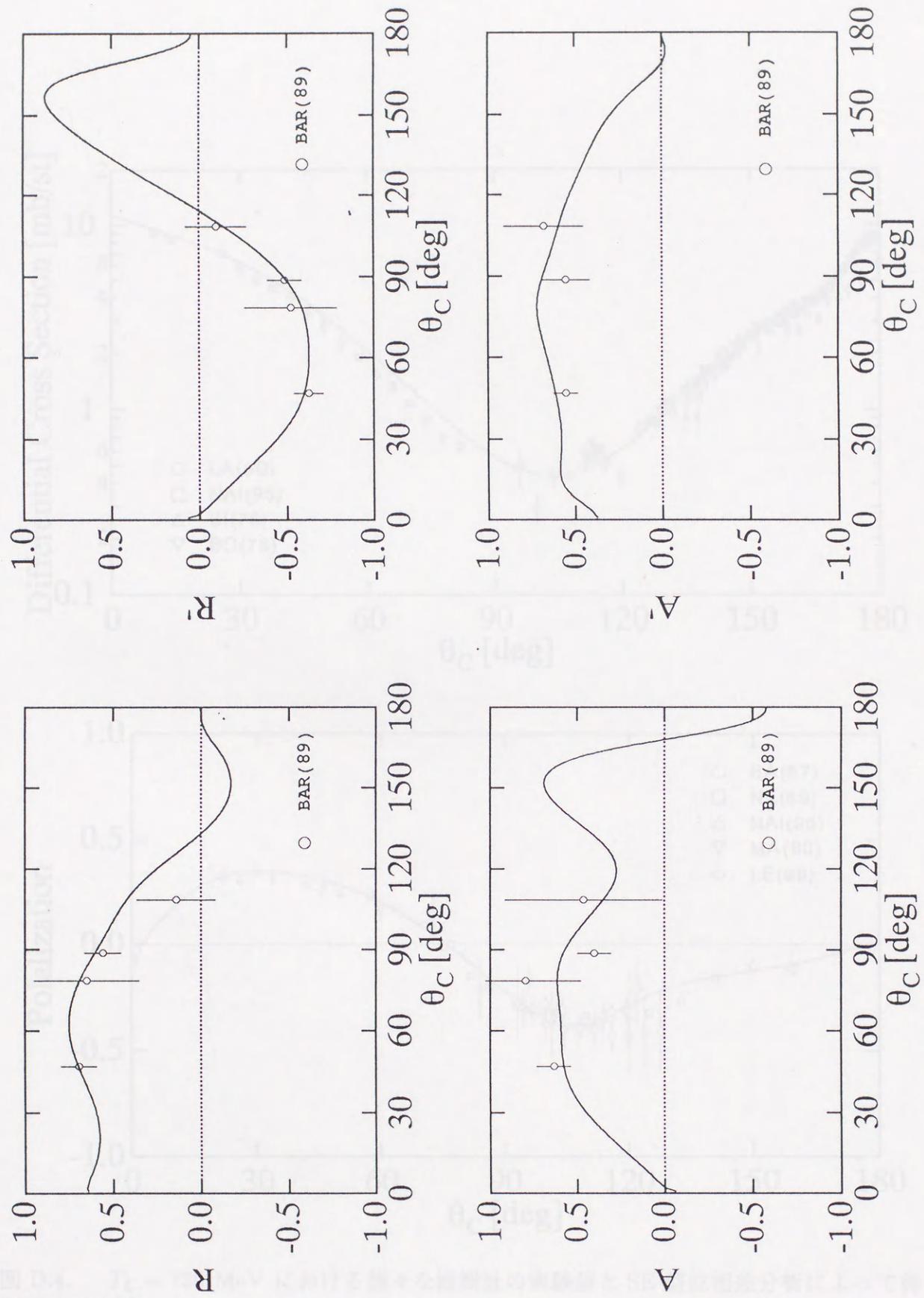


図 D.3. 続き

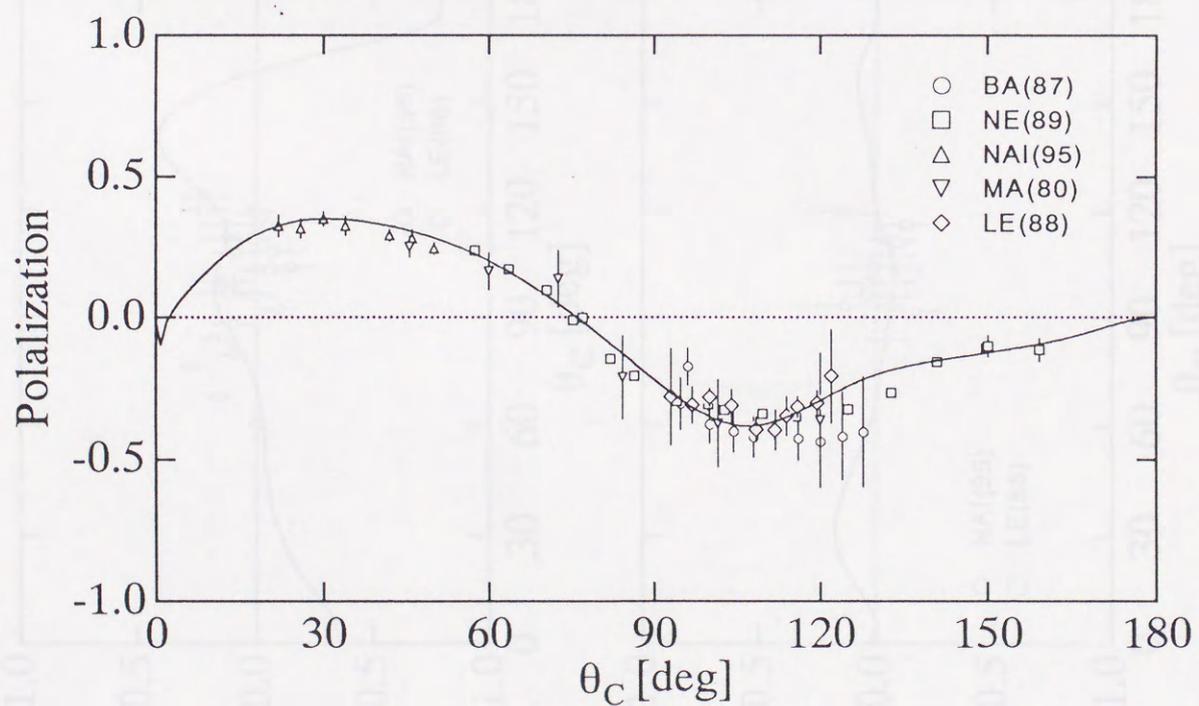
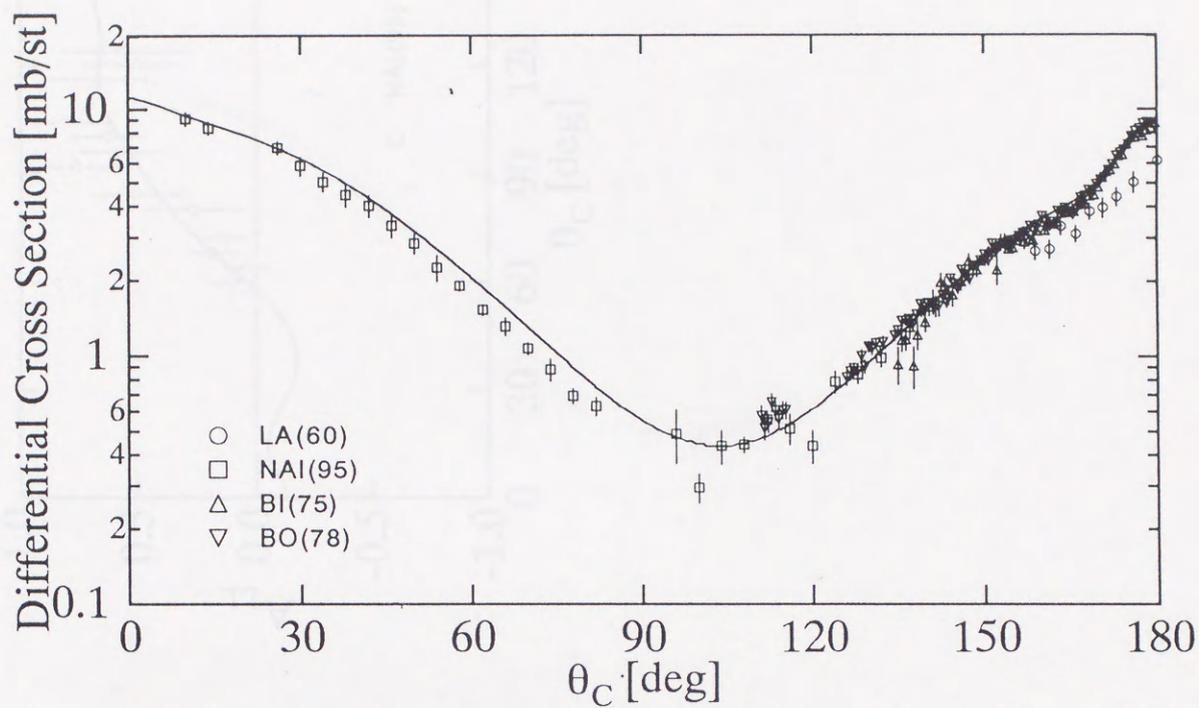


図 D.4. $T_L = 730$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

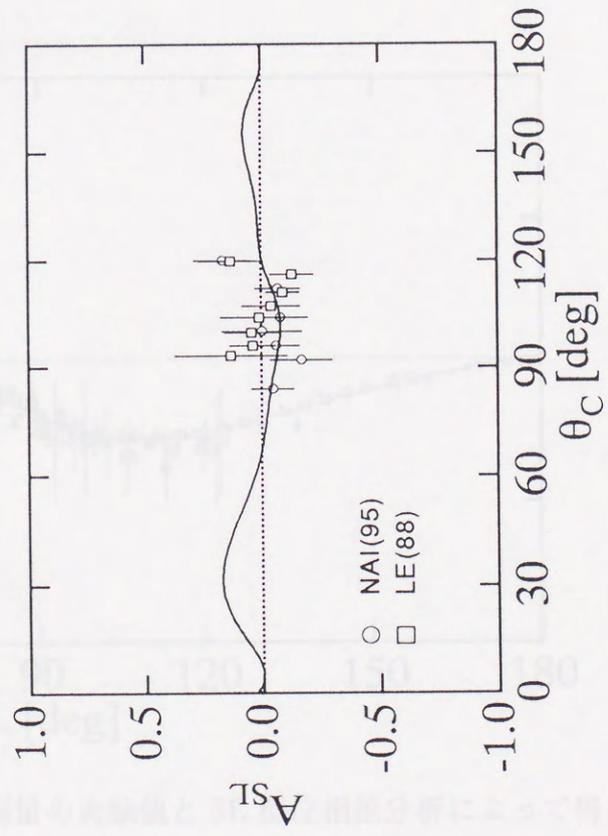
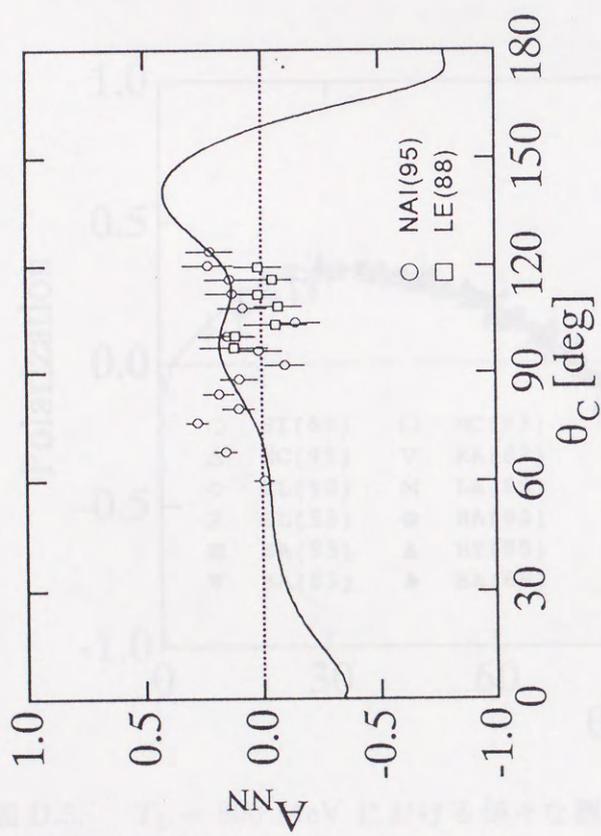
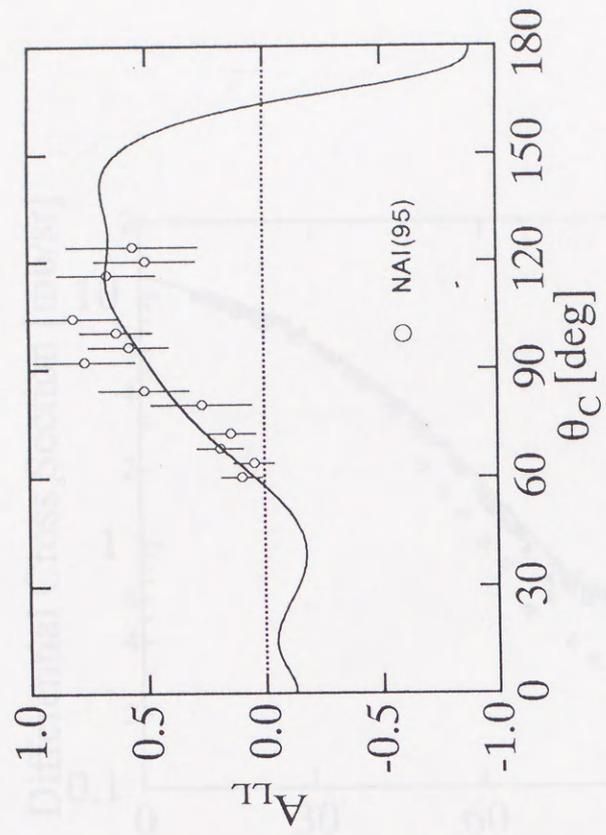


図 D.4. 続き

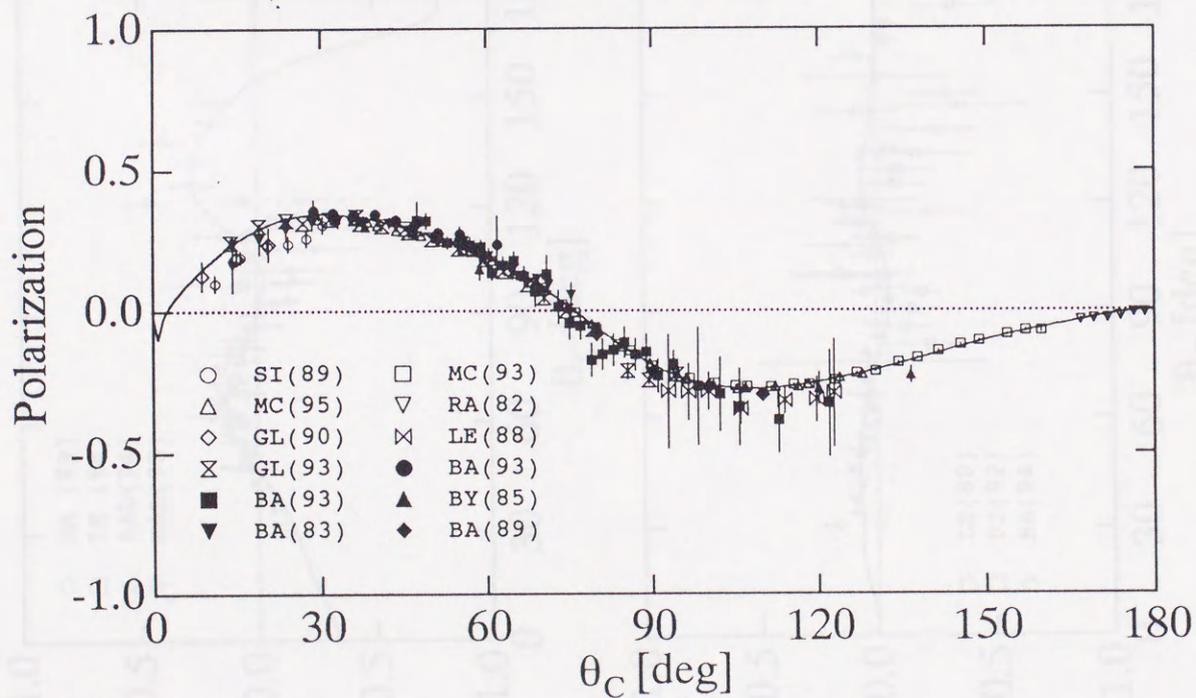
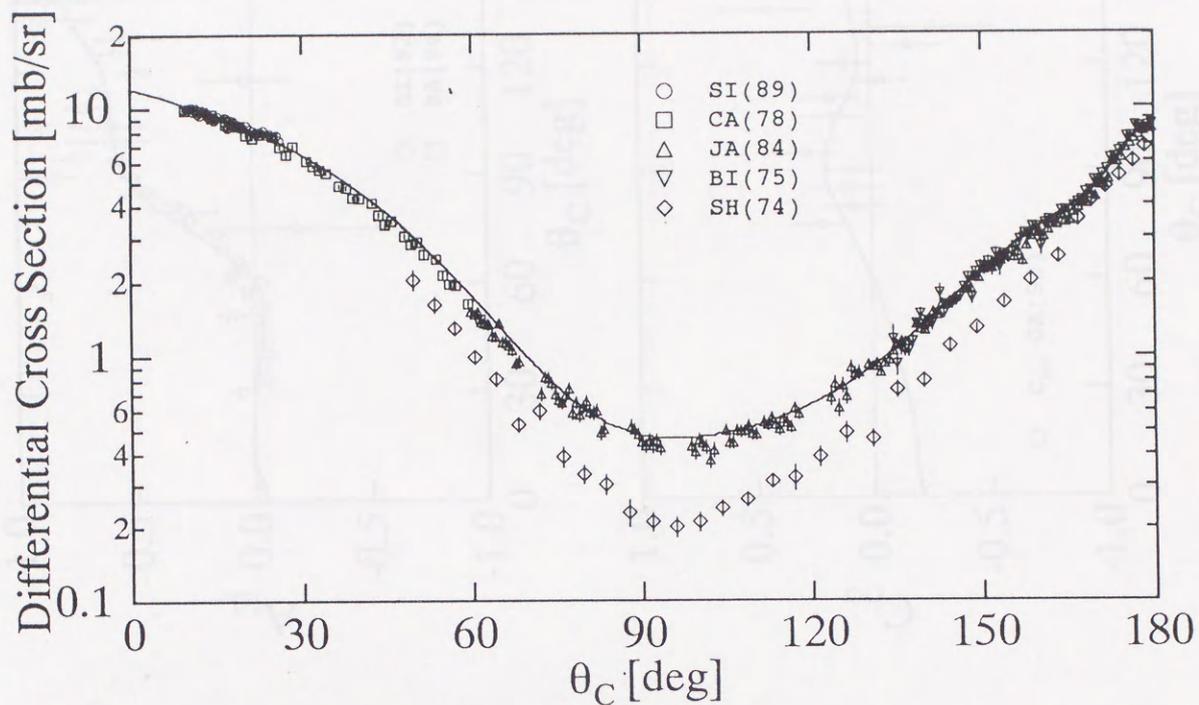
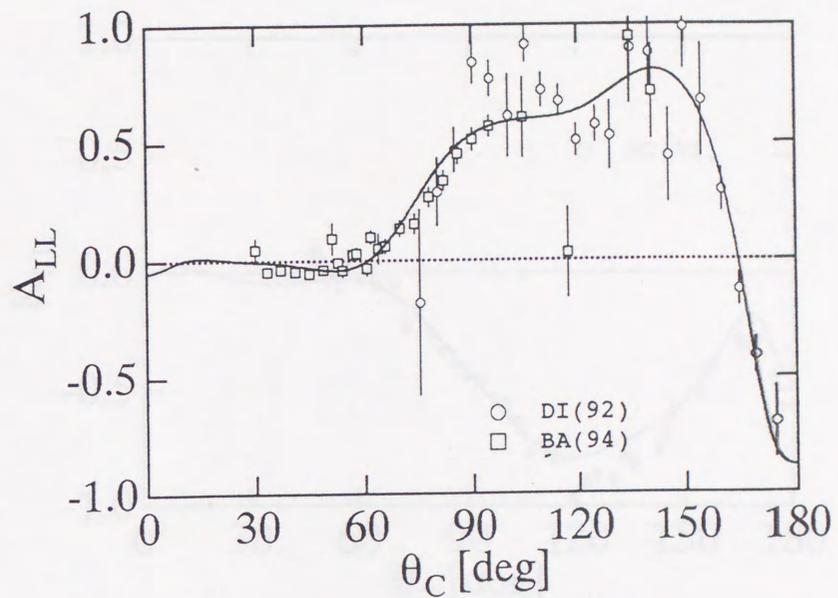
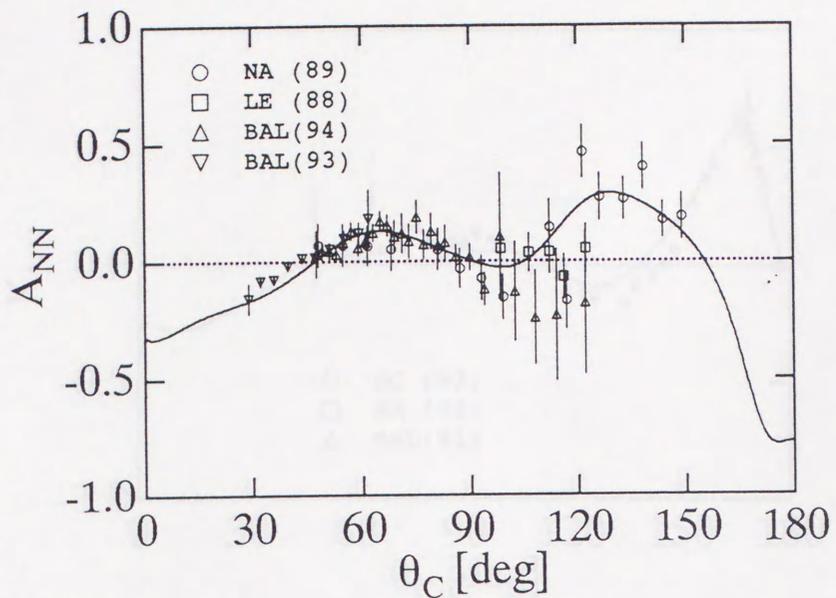


図 D.5. $T_L = 800$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.5. 続き



68

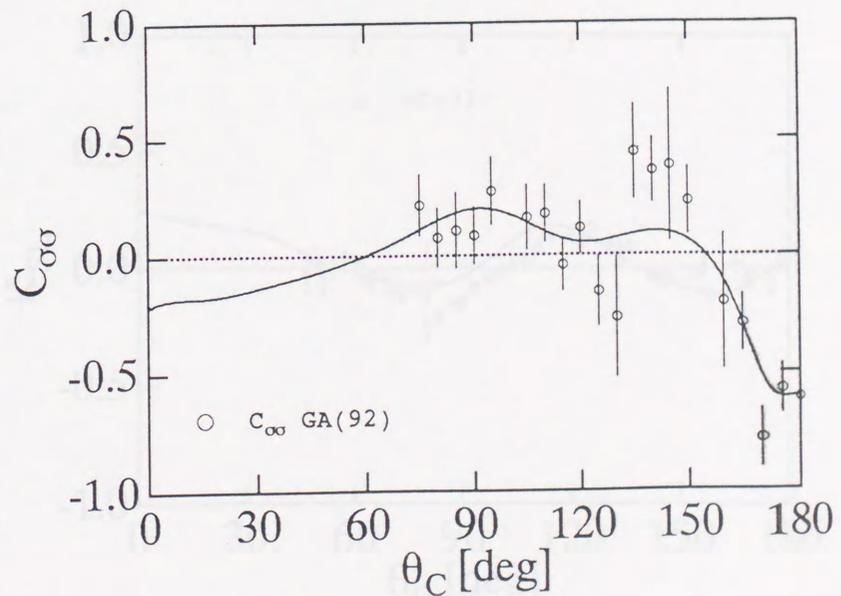
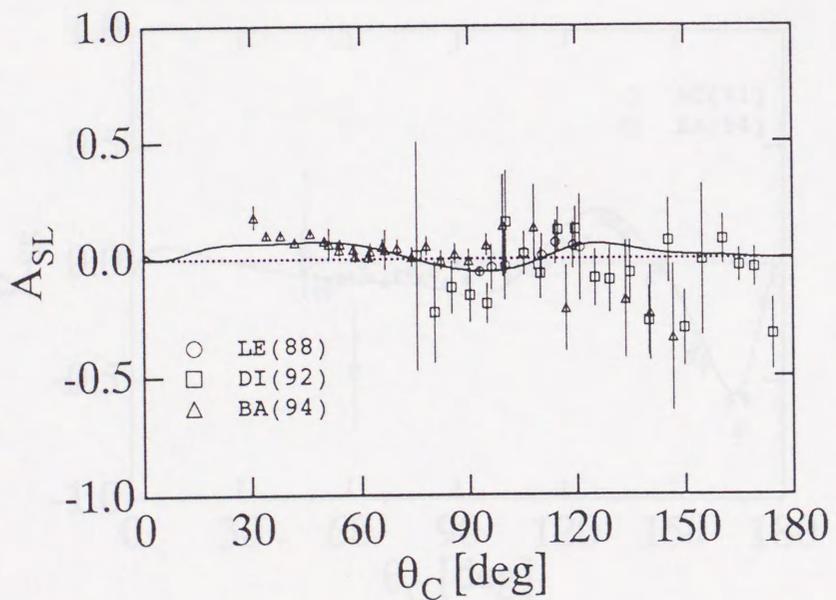


図 D.5. 続き

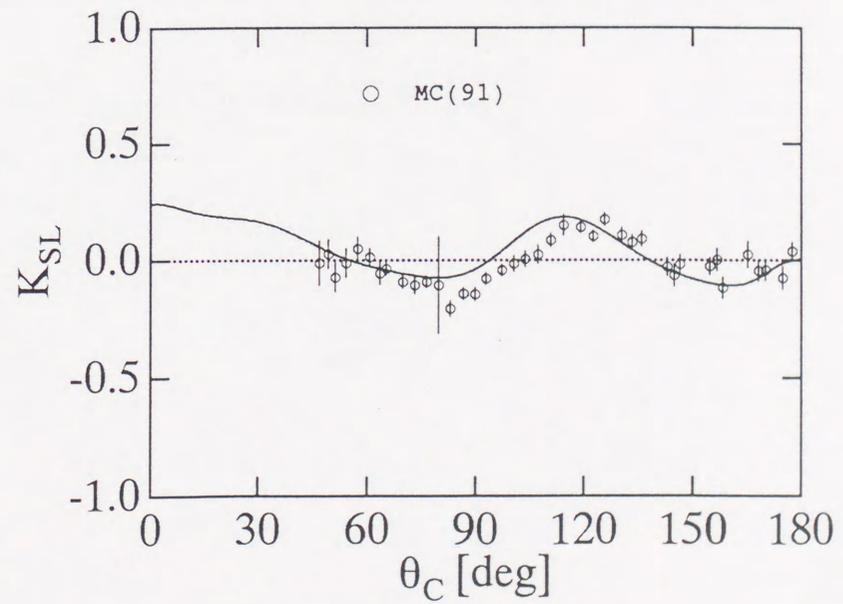
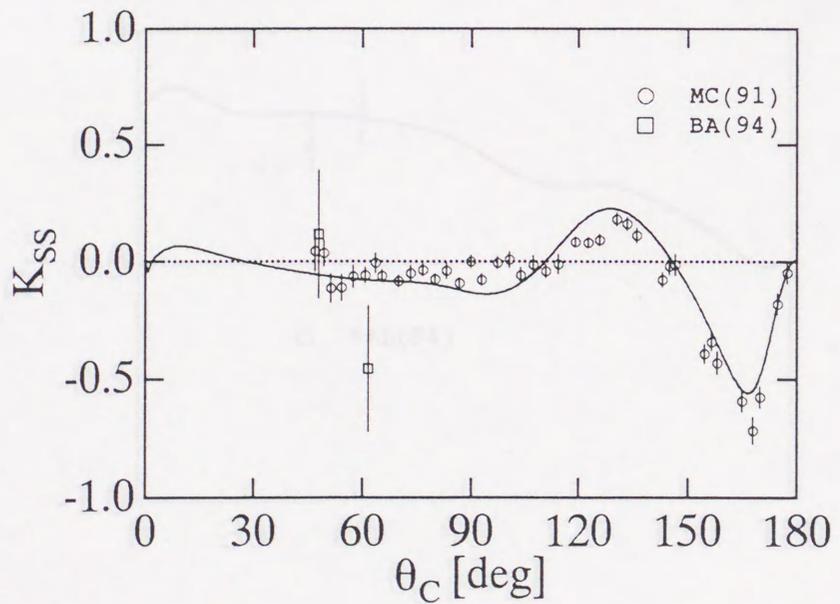
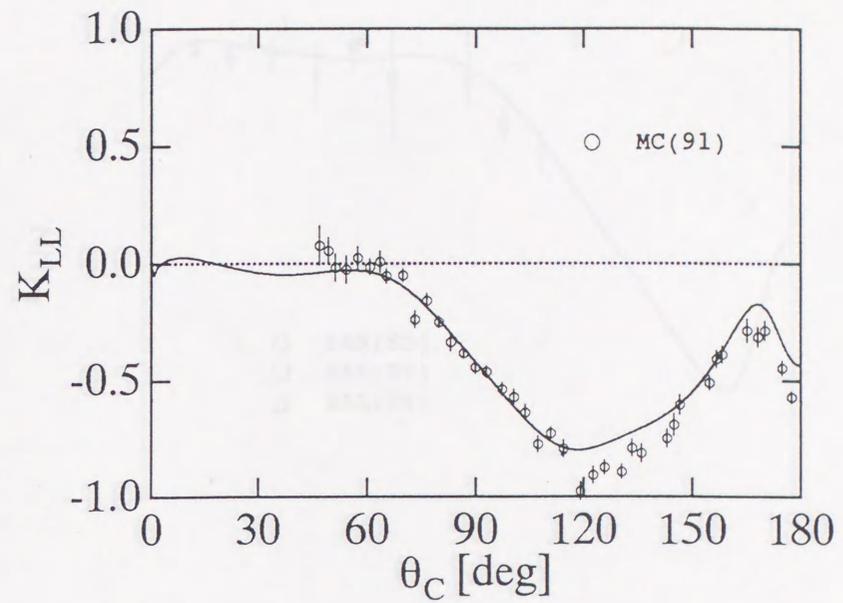
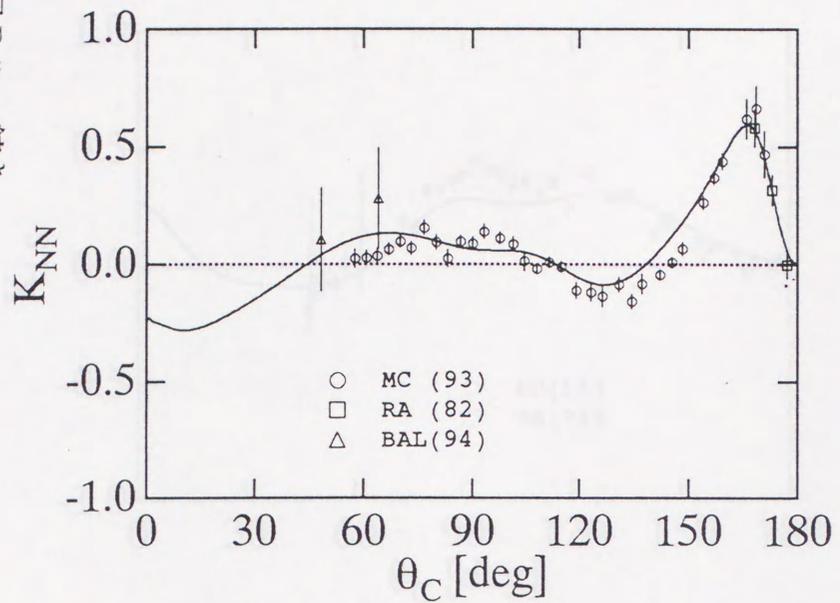


図 D.5. 続き

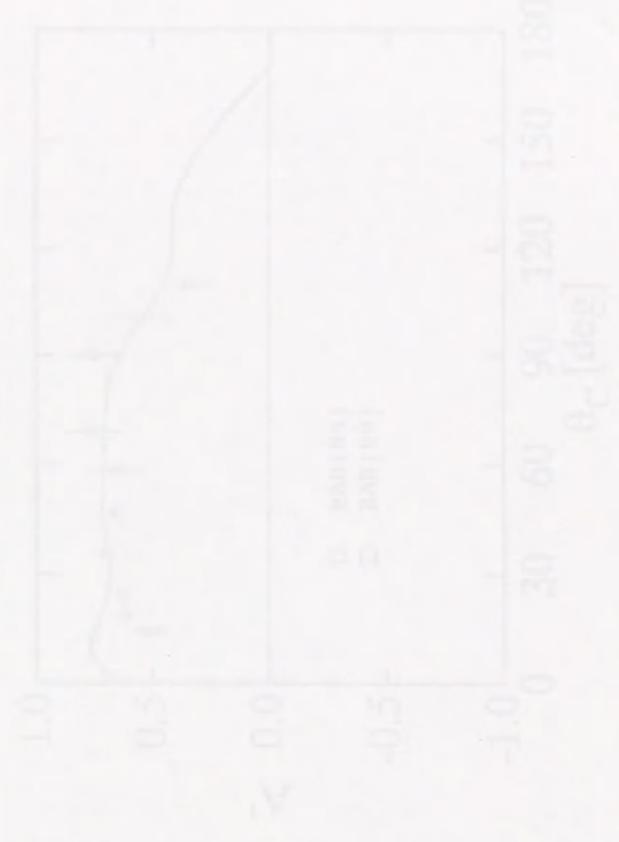
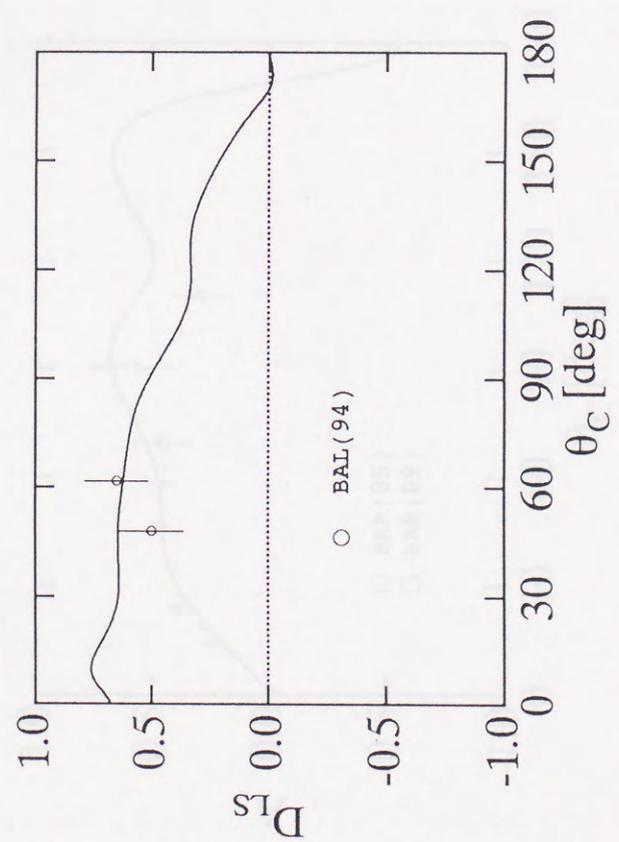
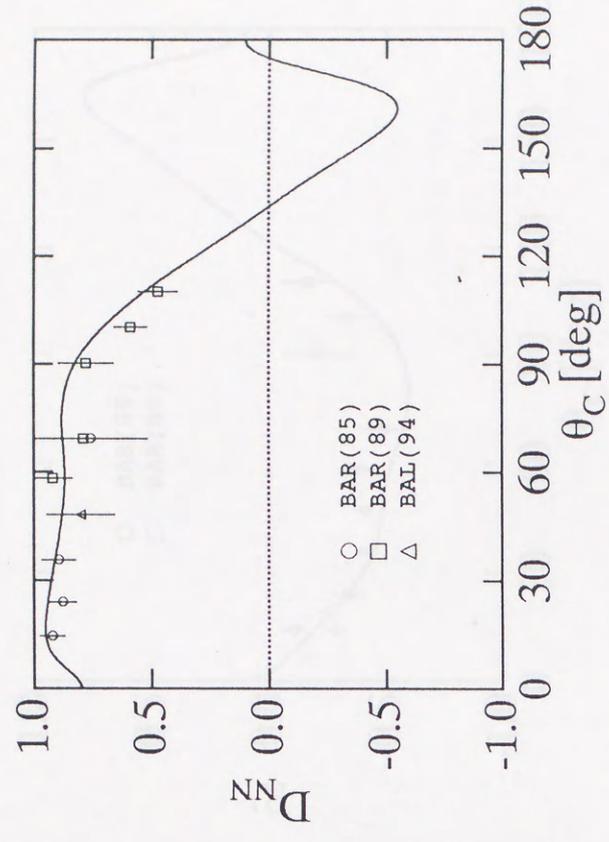
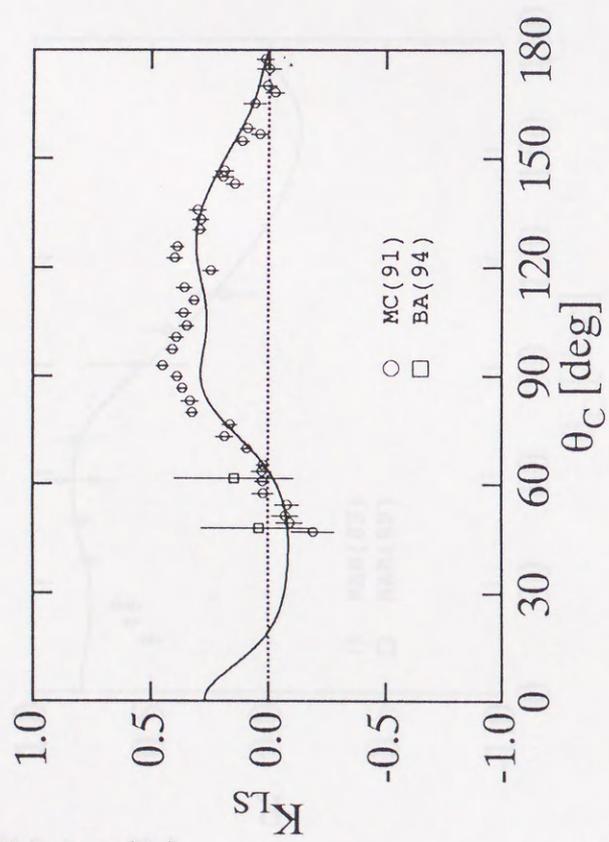
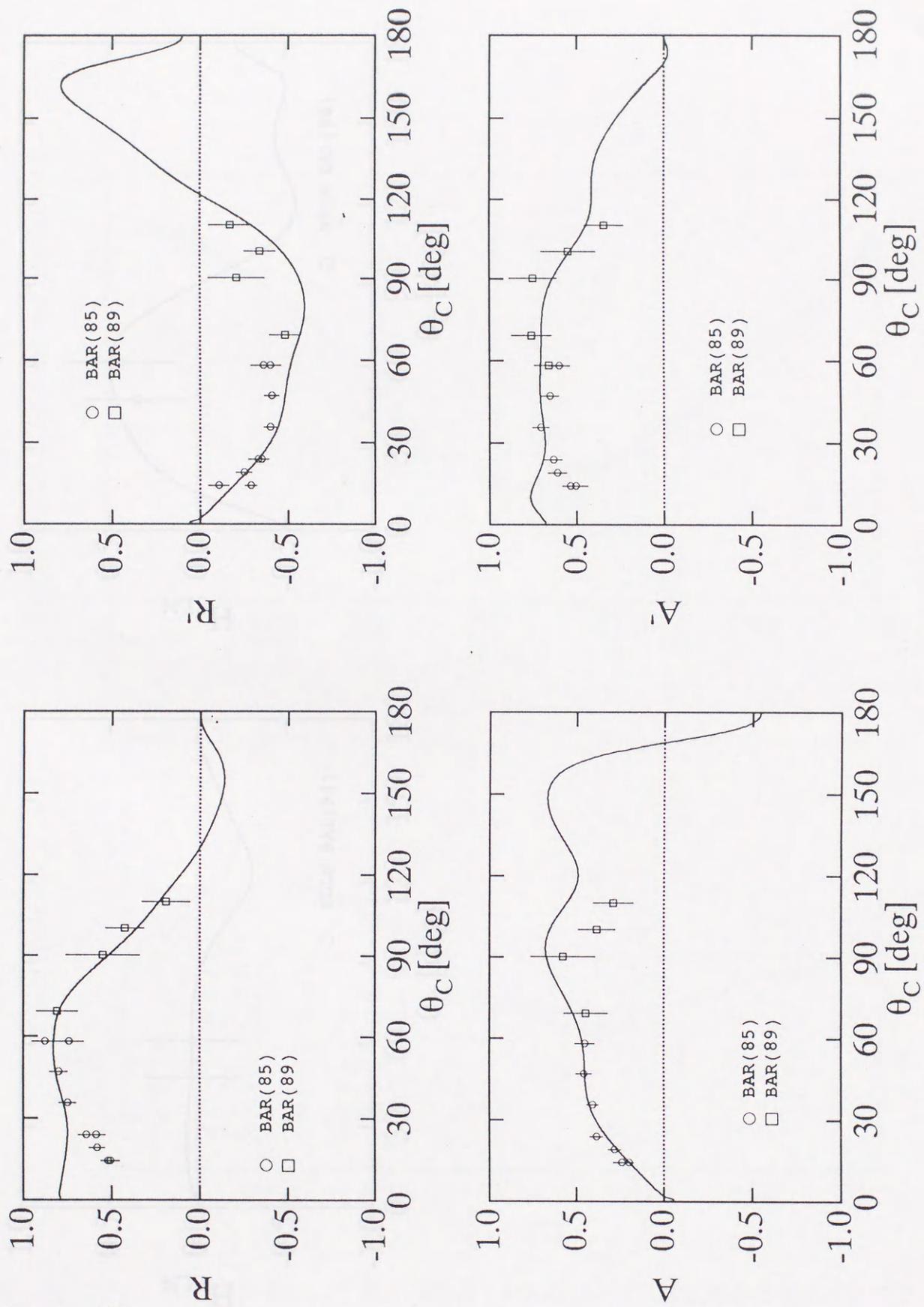


図 D.5. 続



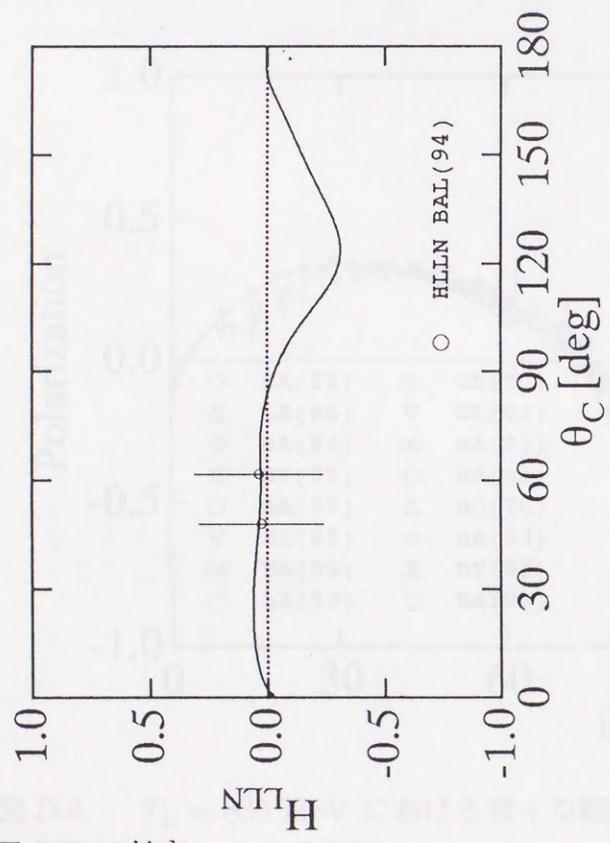
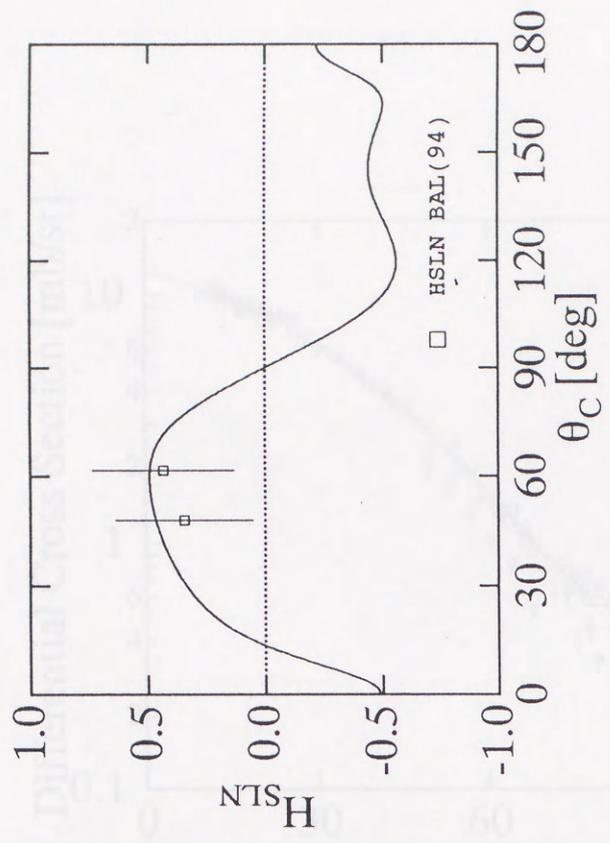


図 D.5. 続き

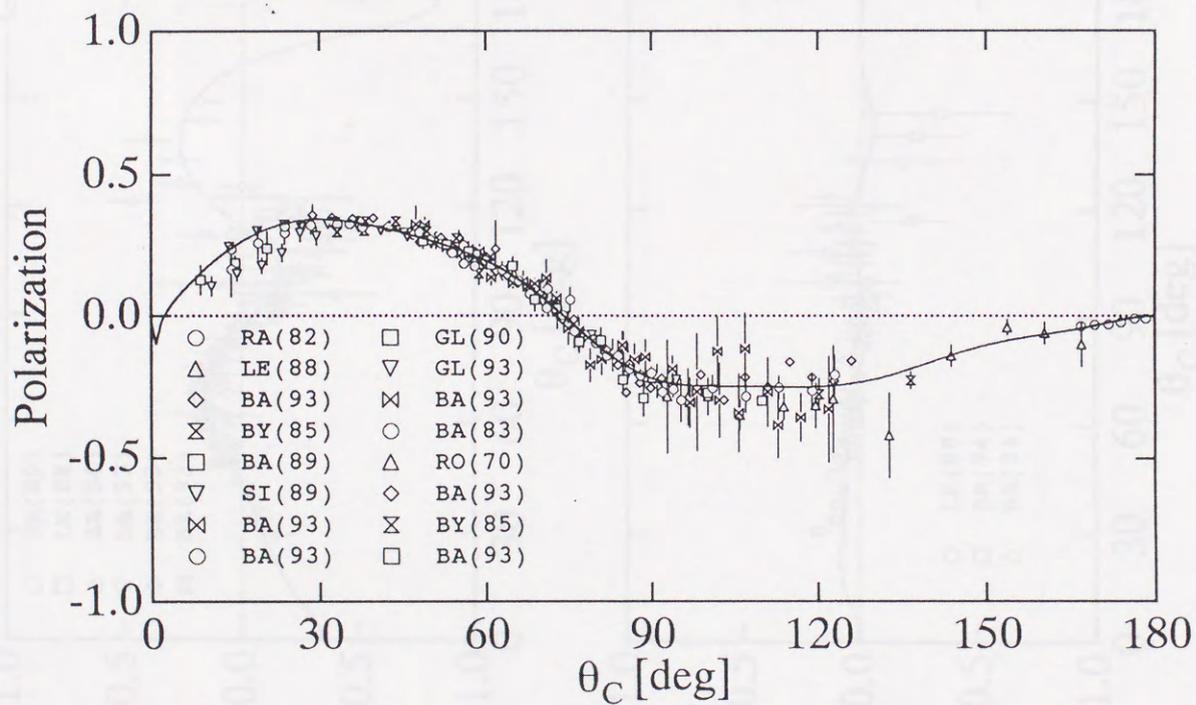
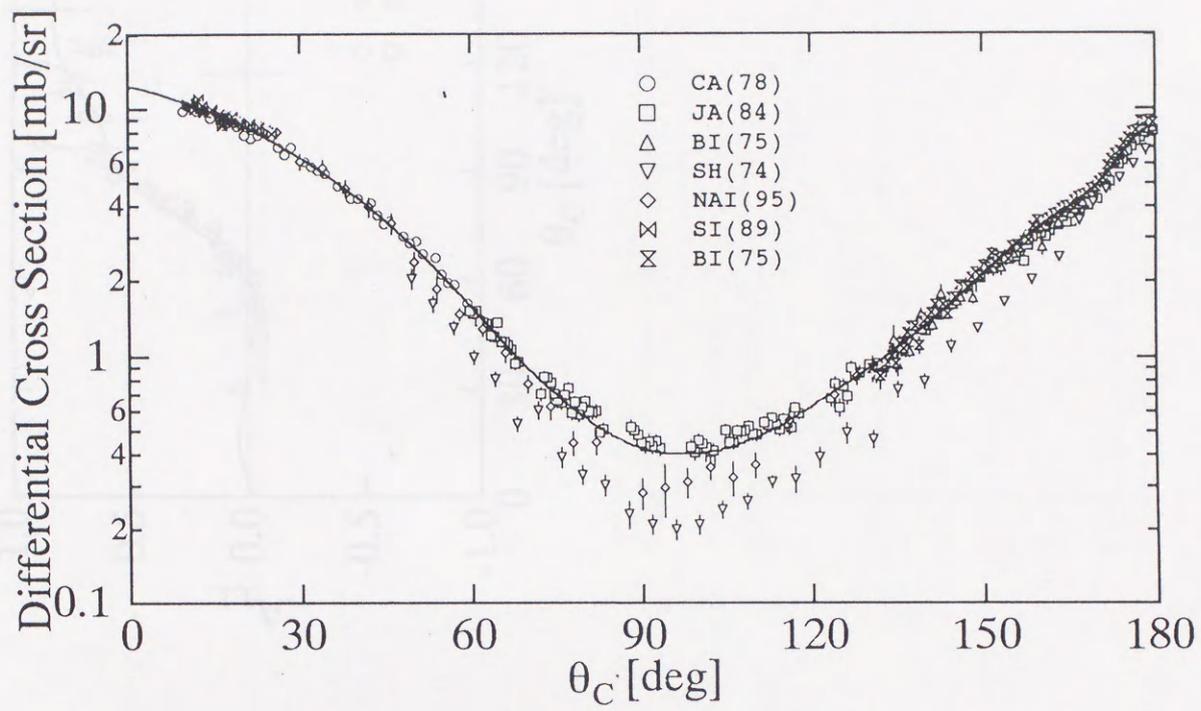
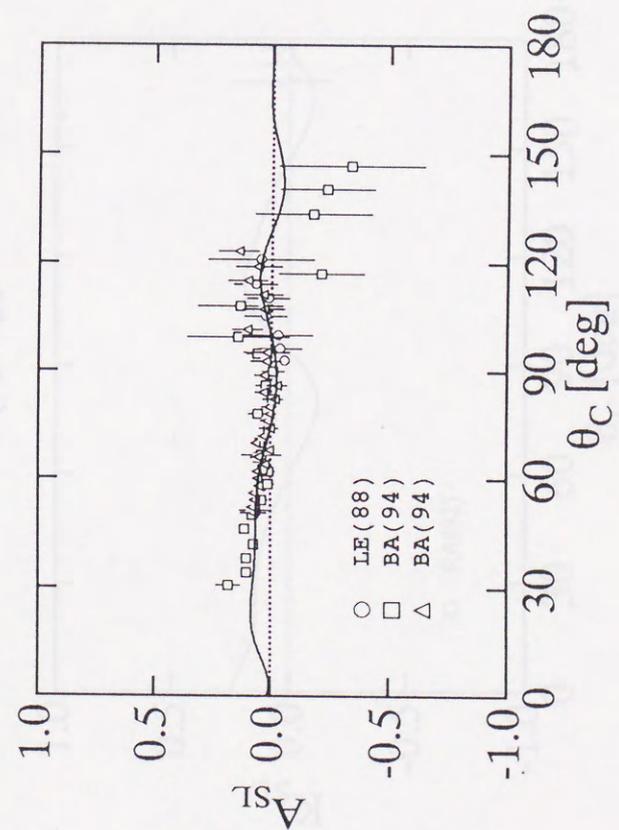
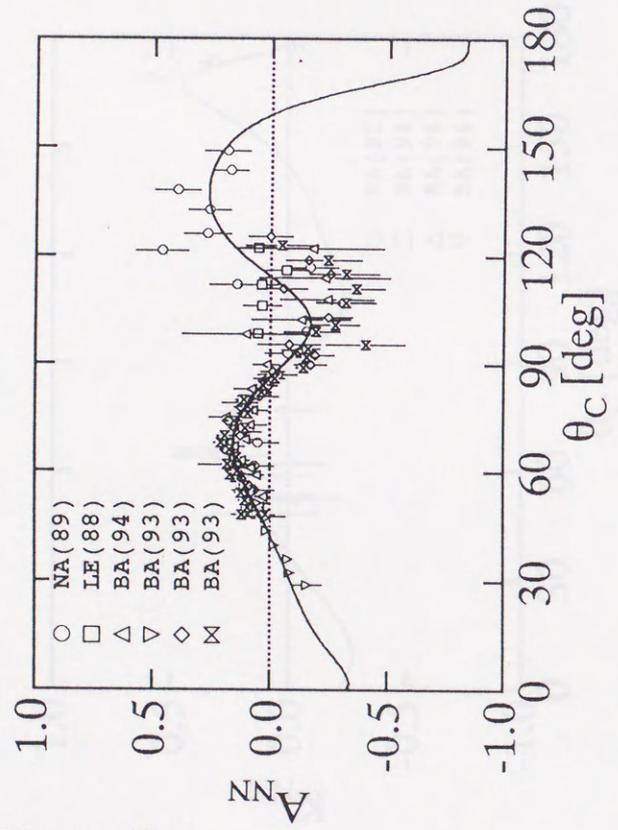
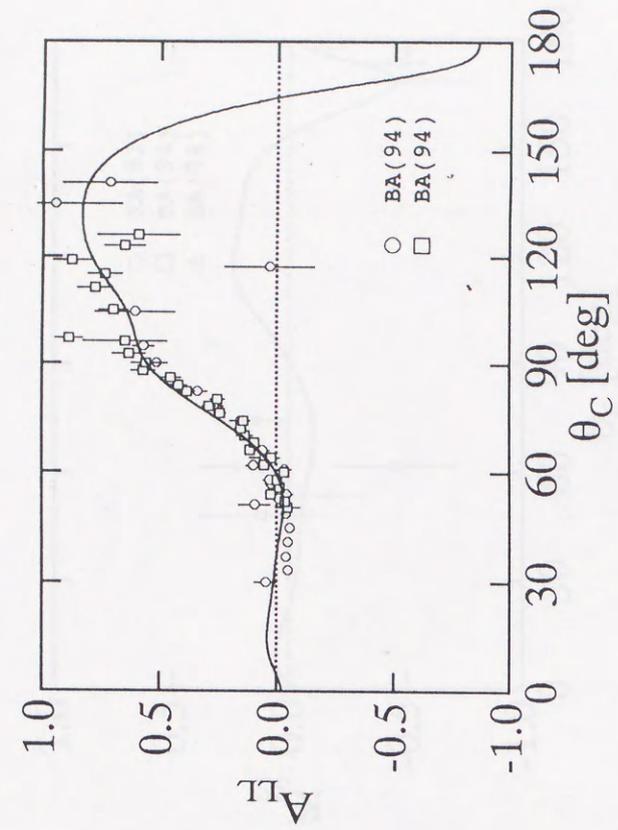


図 D.6. $T_L = 830$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.6. 続き



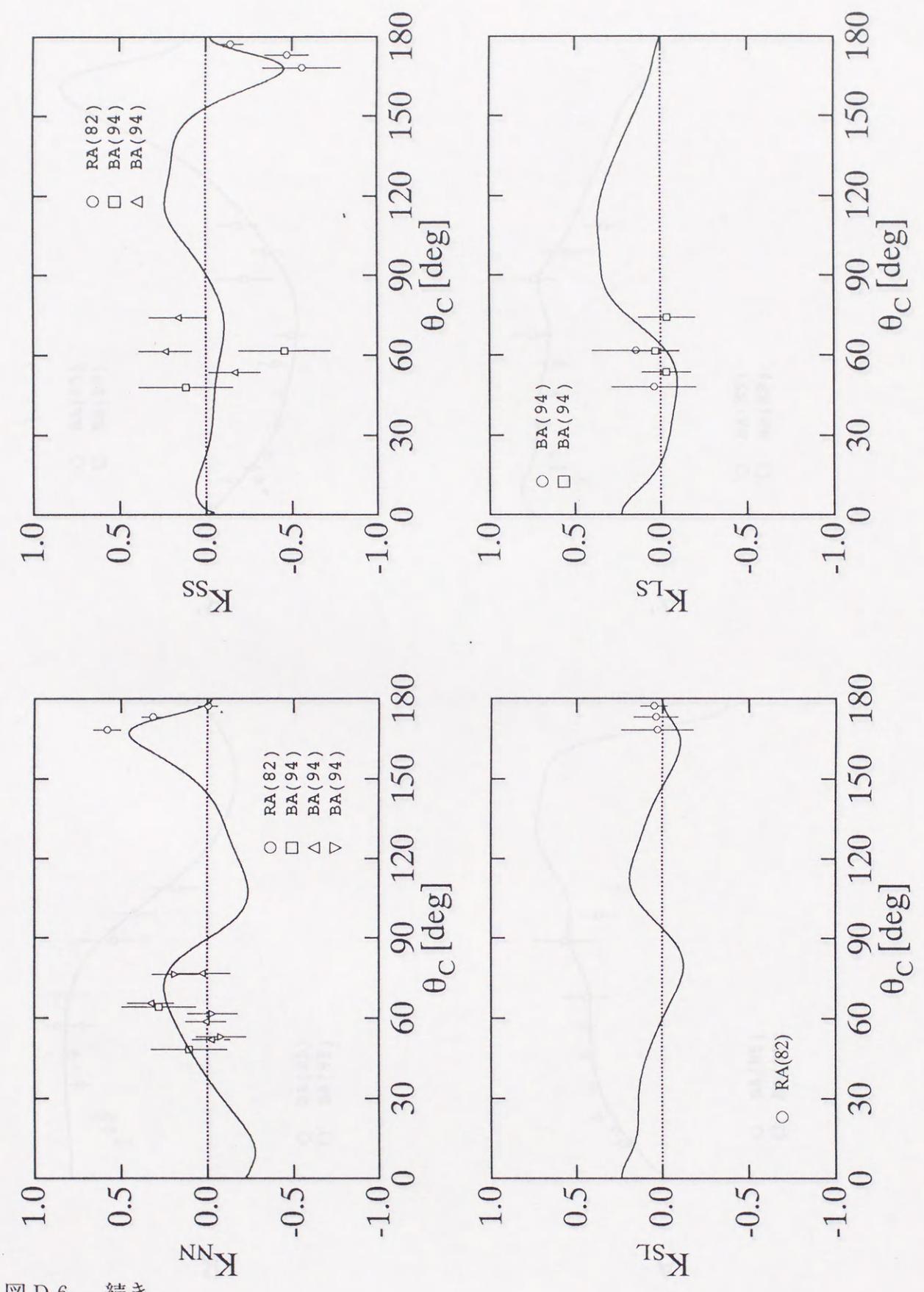
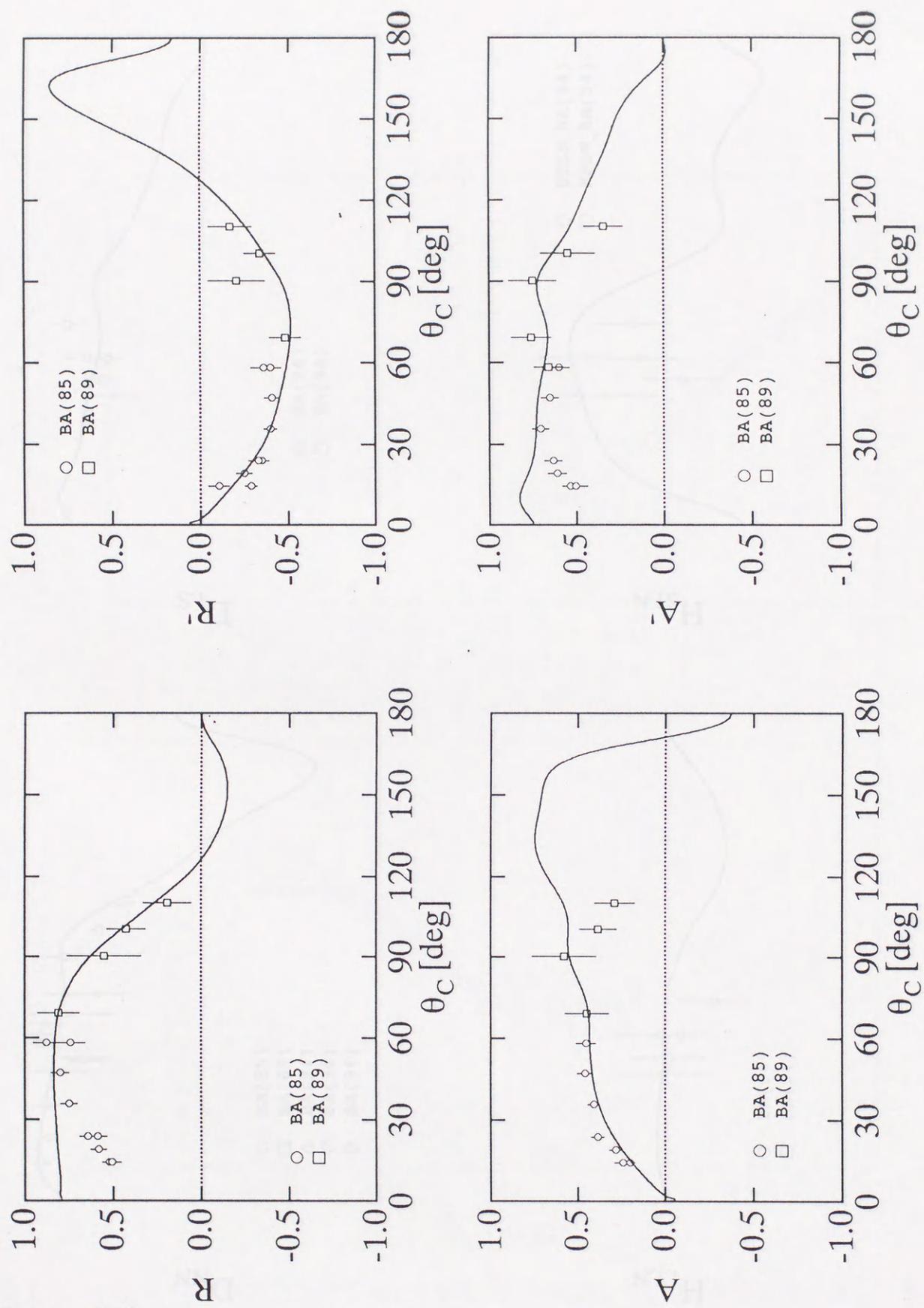


图 D.6. 統計

図 D.6. 続き



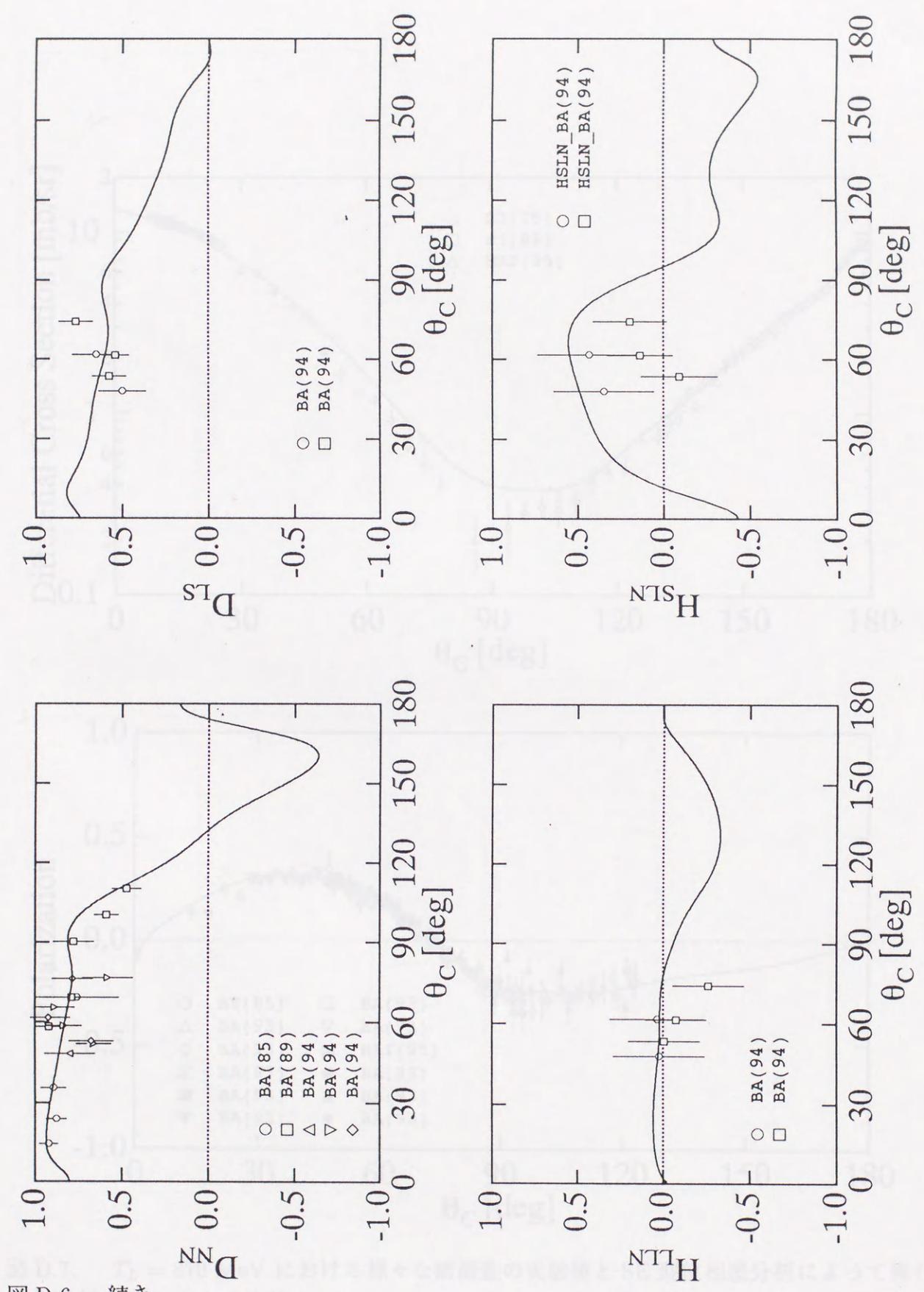


図 D.6. 続き

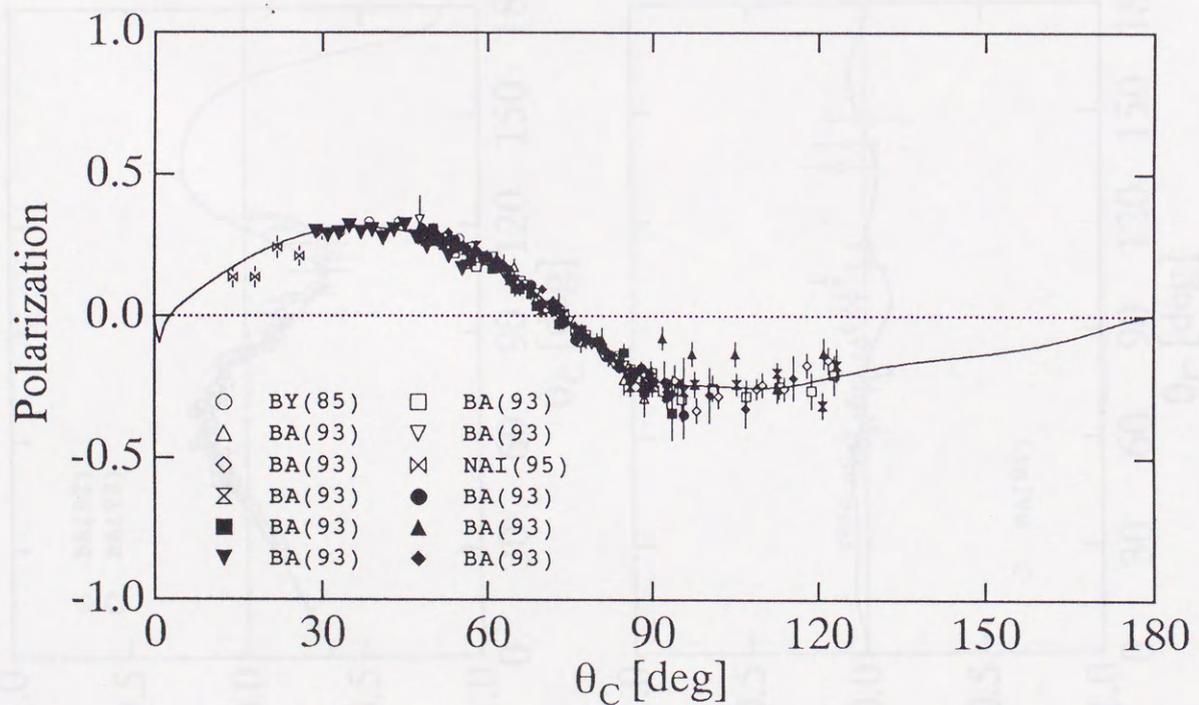
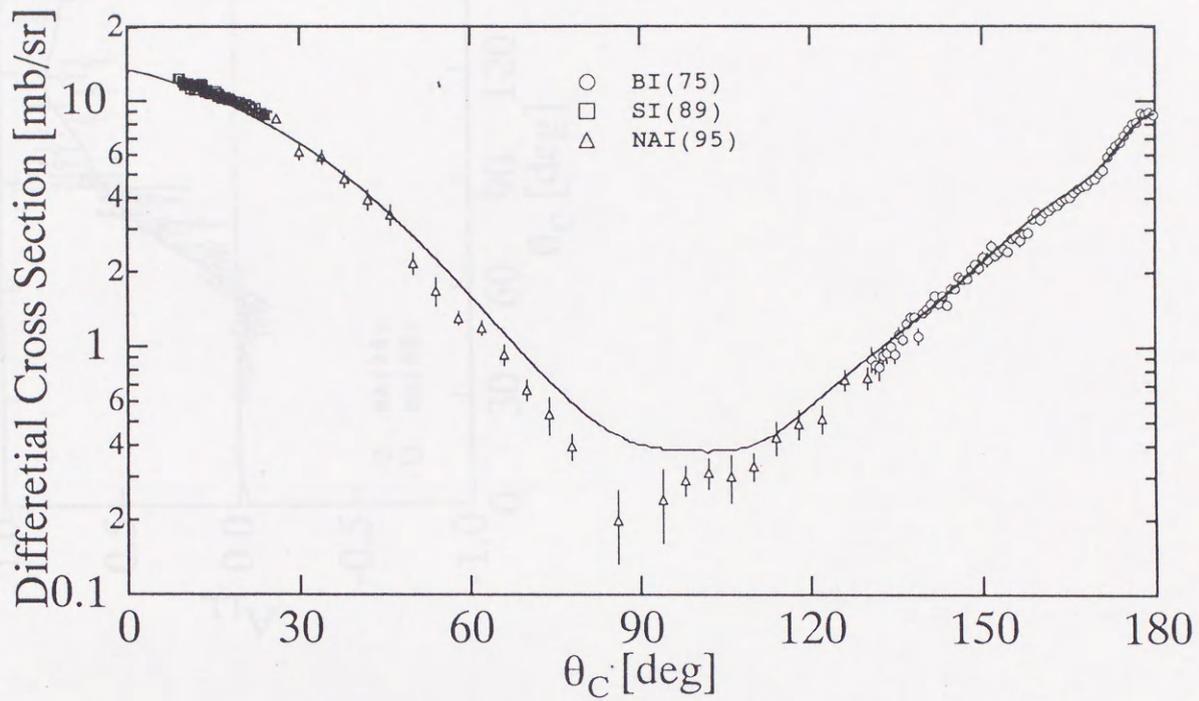


図 D.7. $T_L = 870$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.7. 続

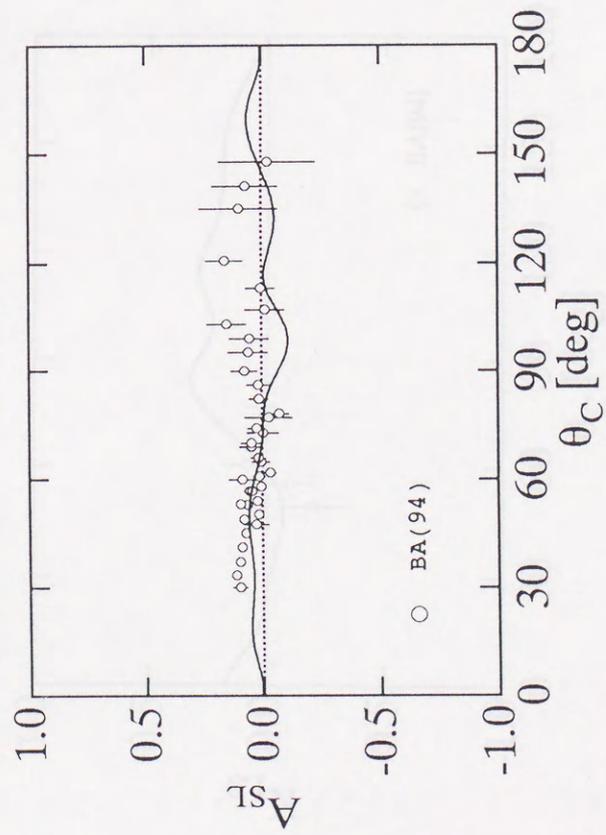
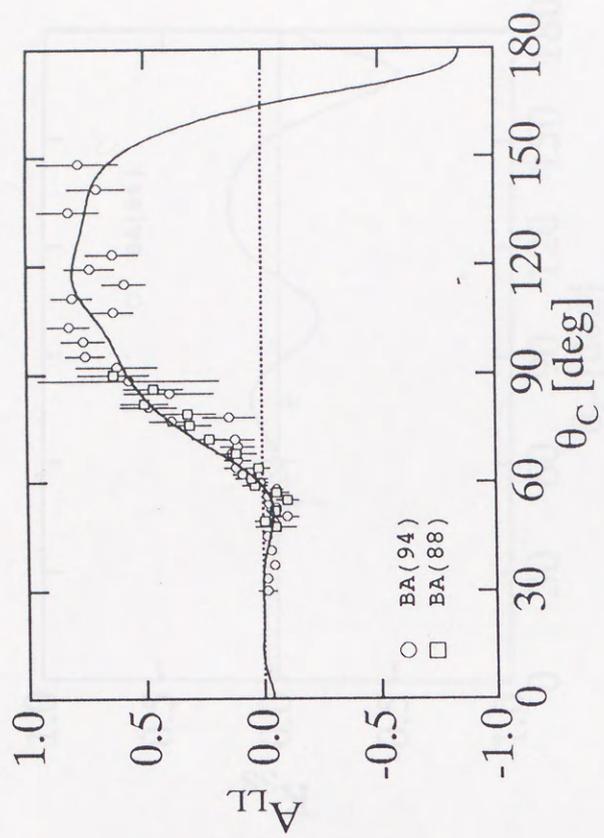
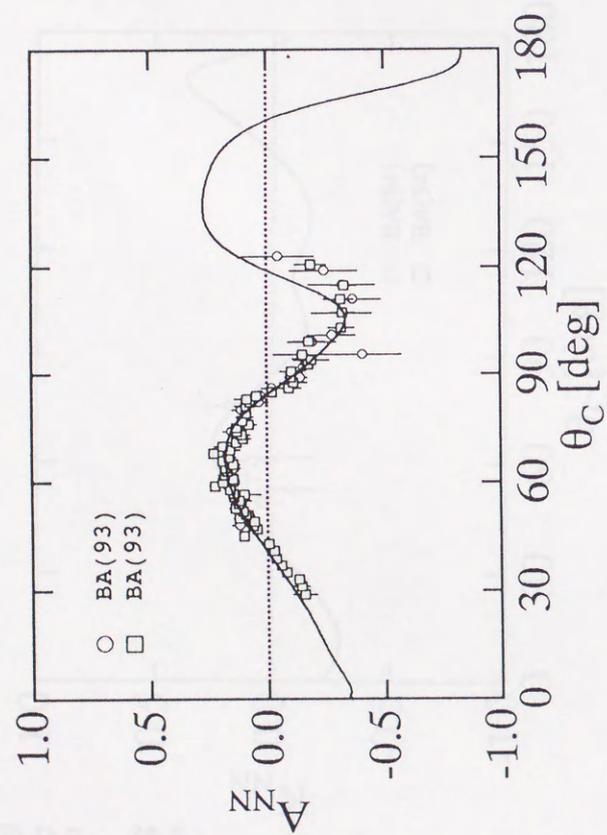
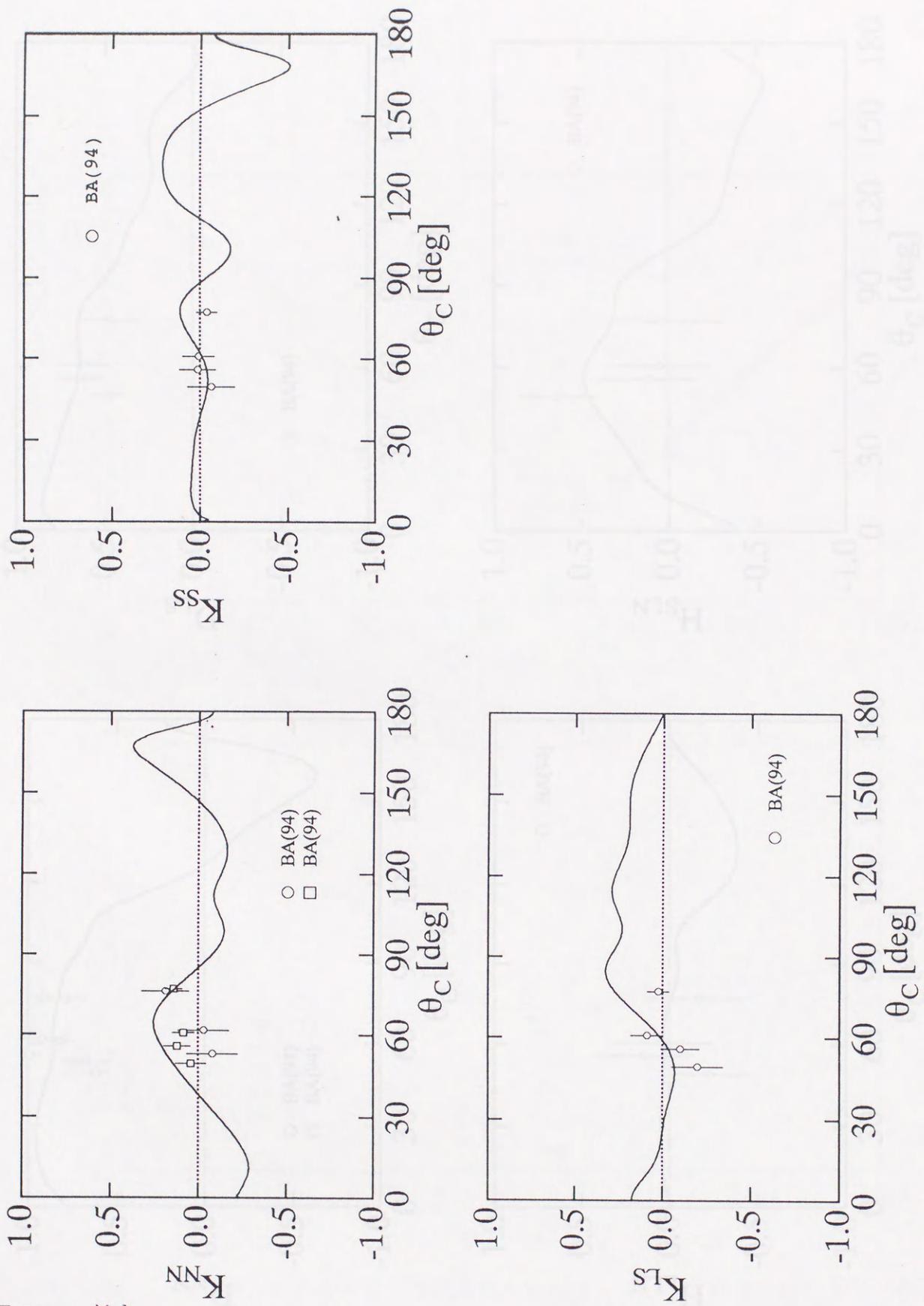


图 D.7. 繞线



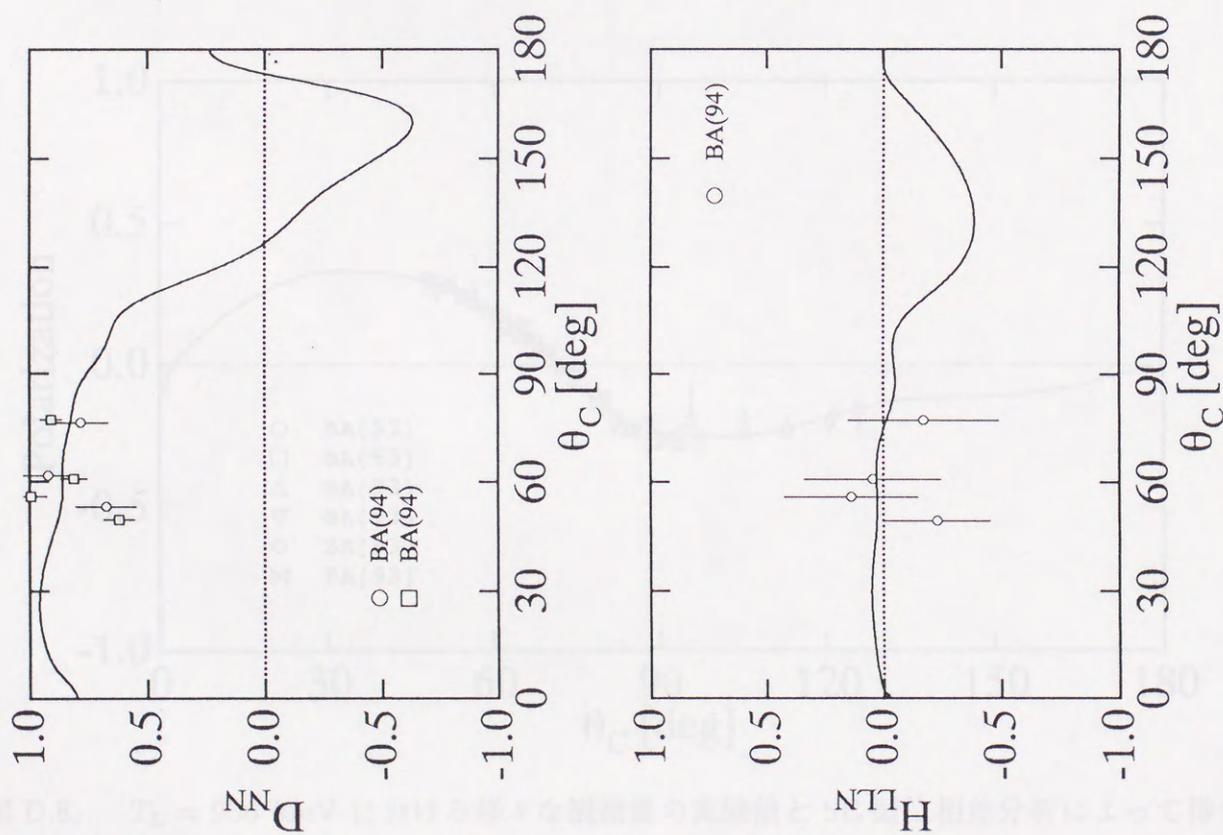
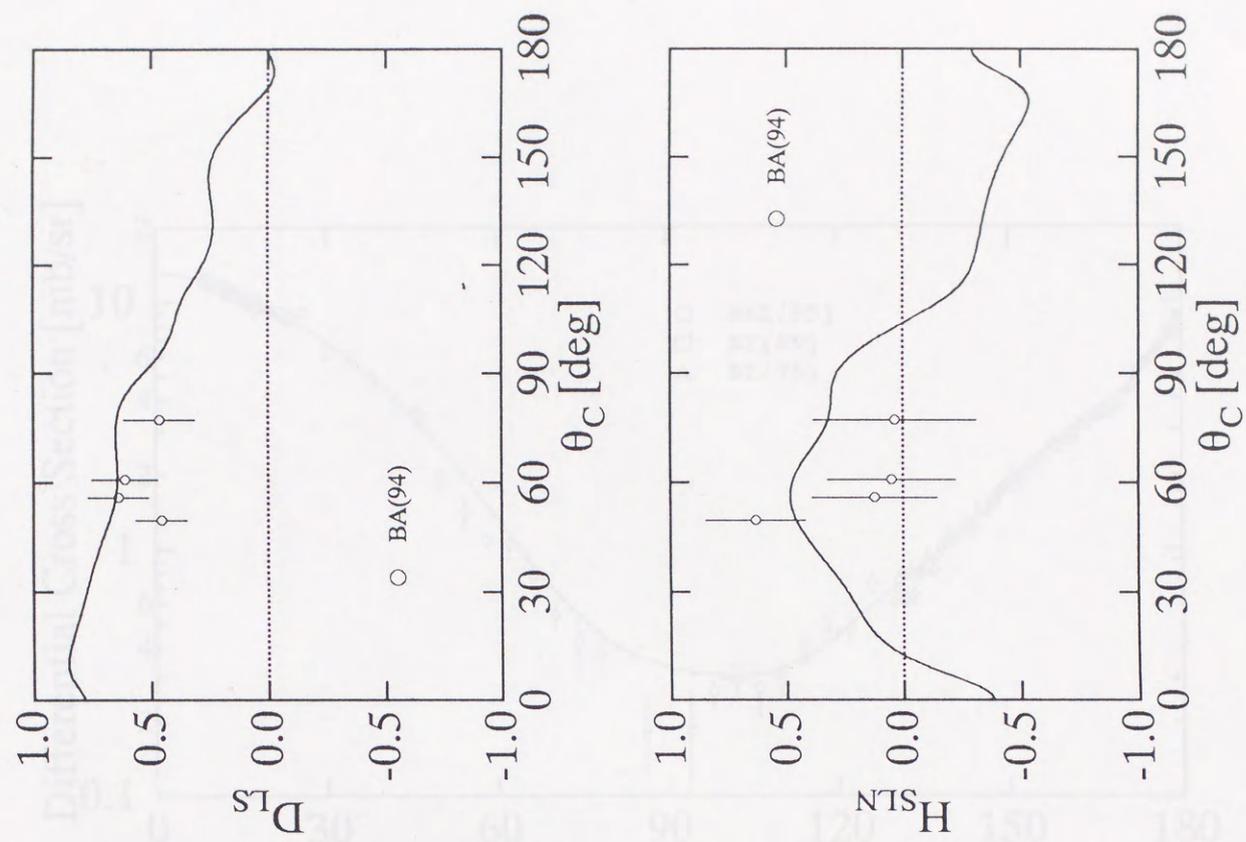


図 D.7. 続

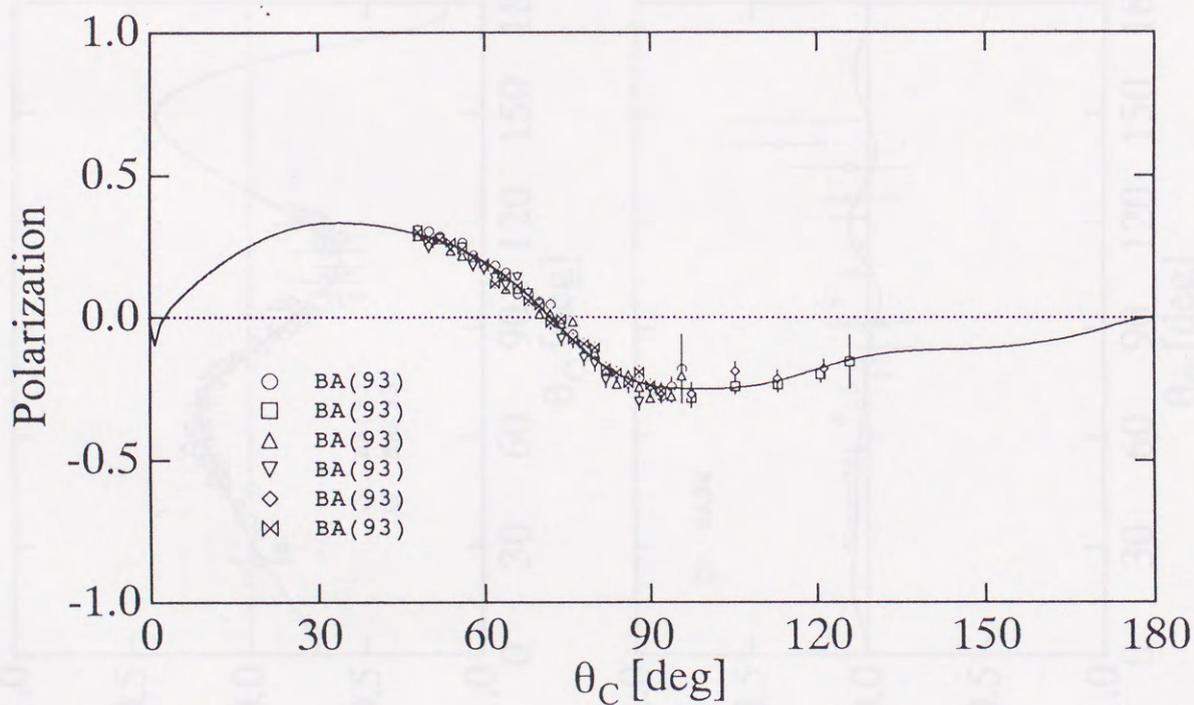
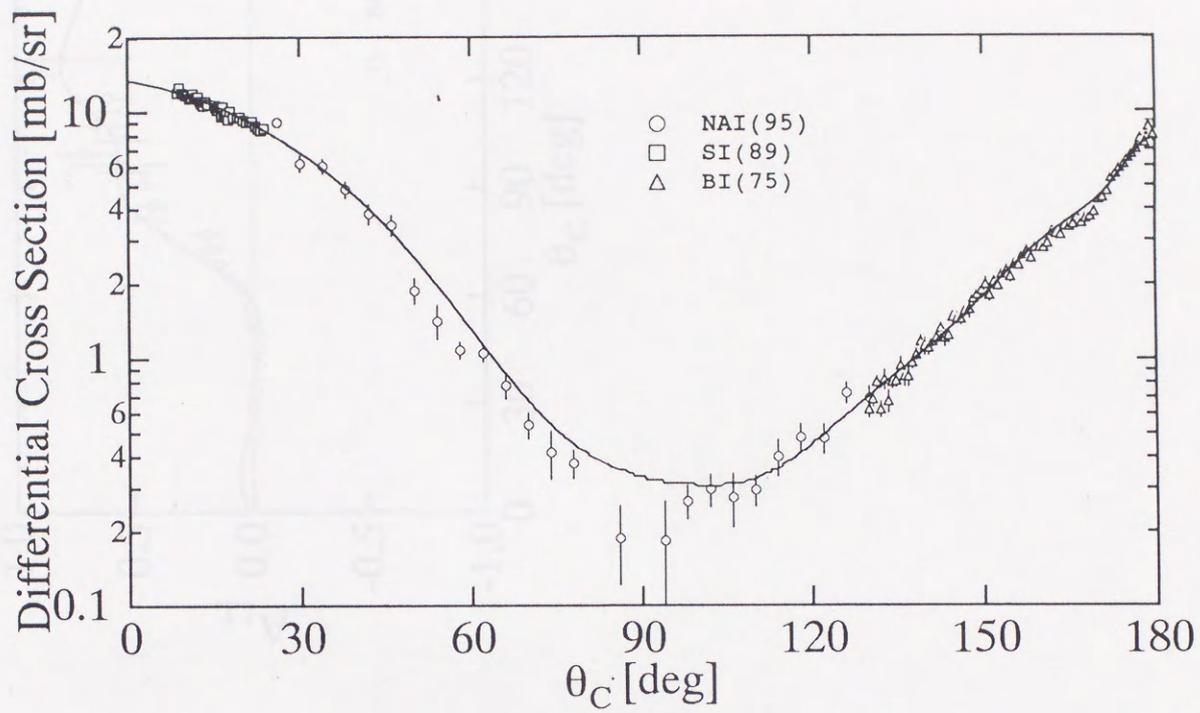


図 D.8. $T_L = 930$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.8. 続き

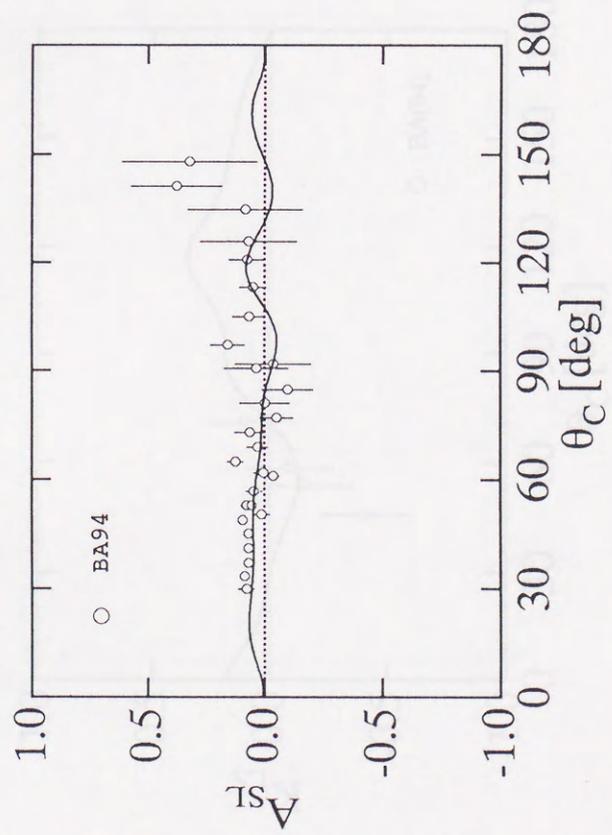
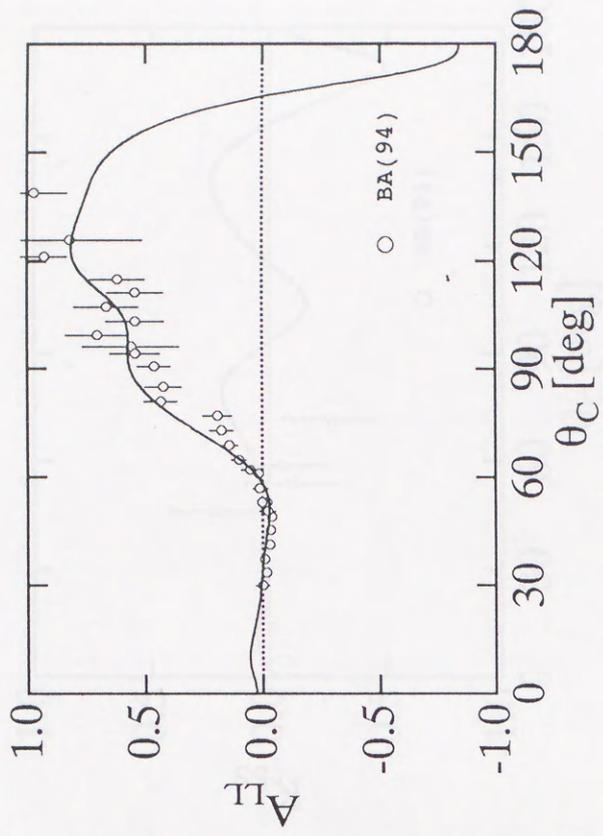
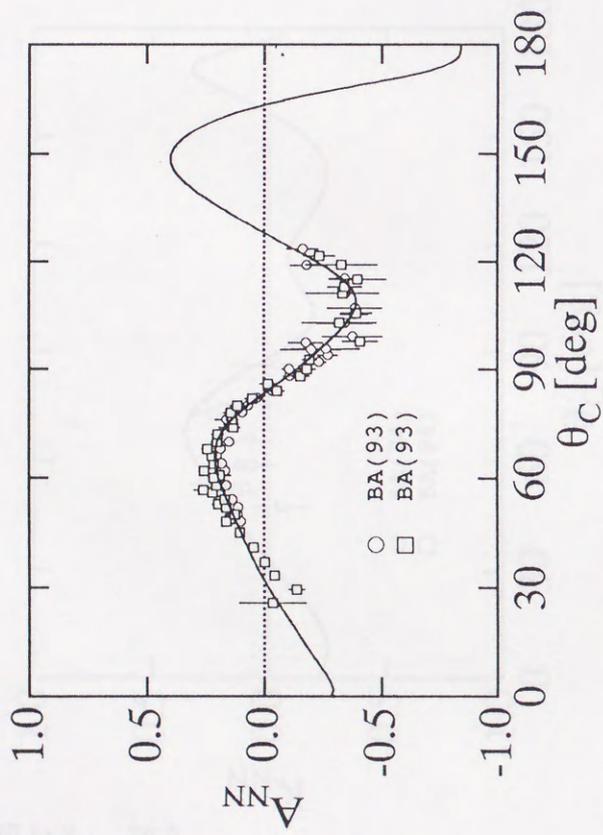
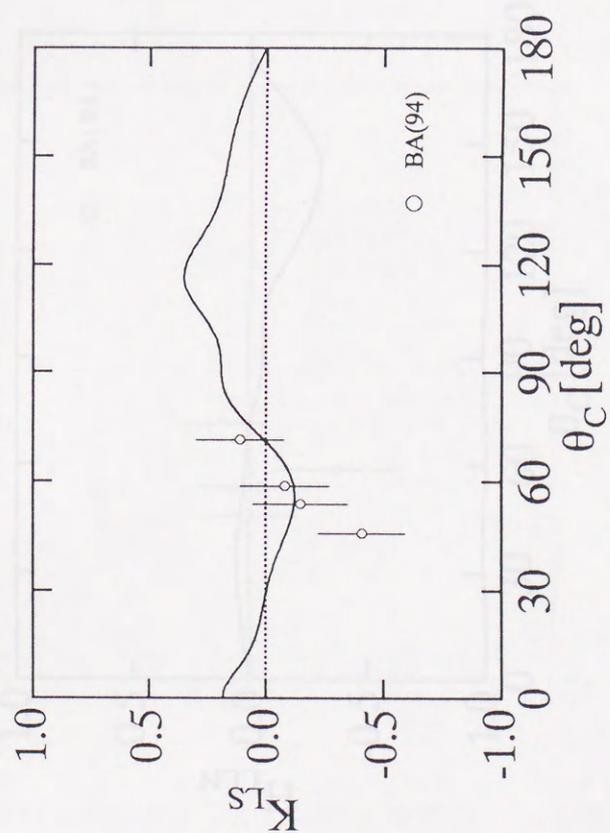
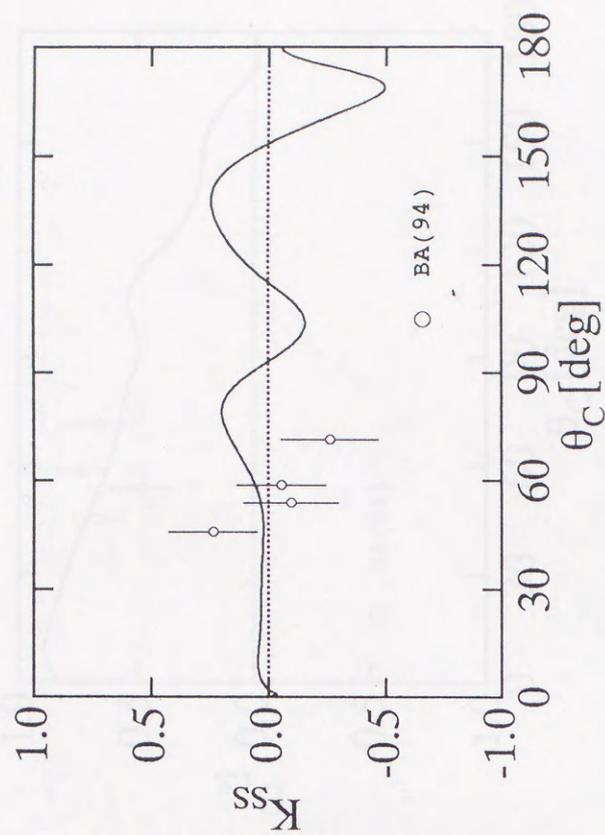
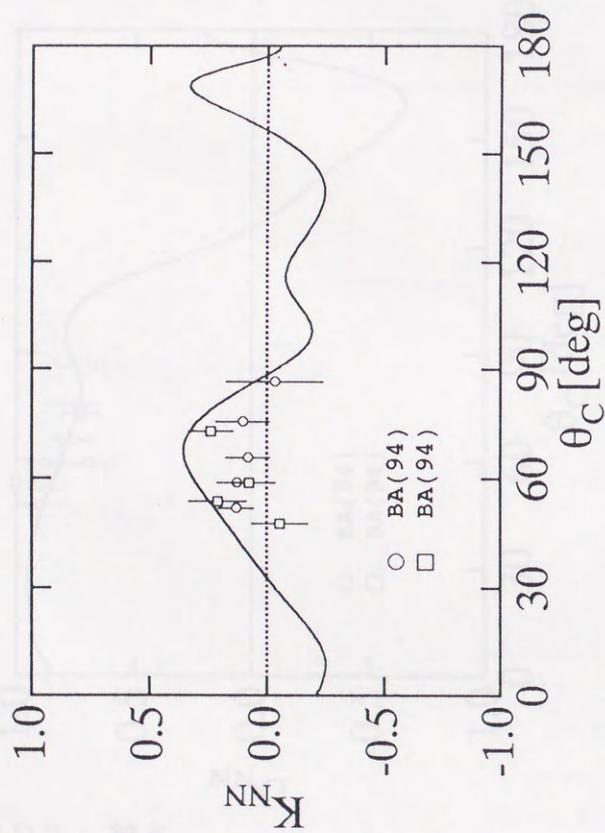


図 D.8. 続き



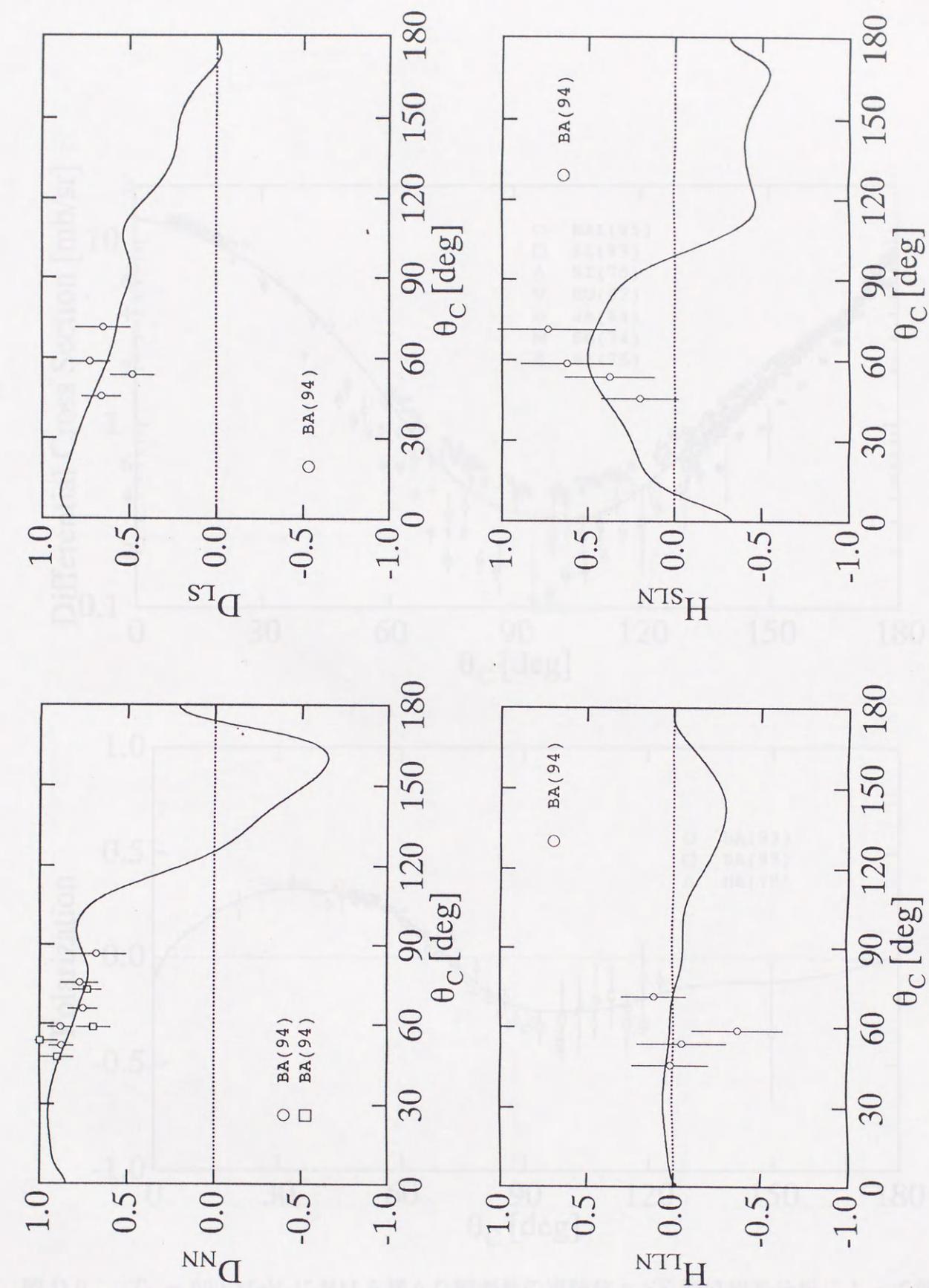


図 D.8. 続き

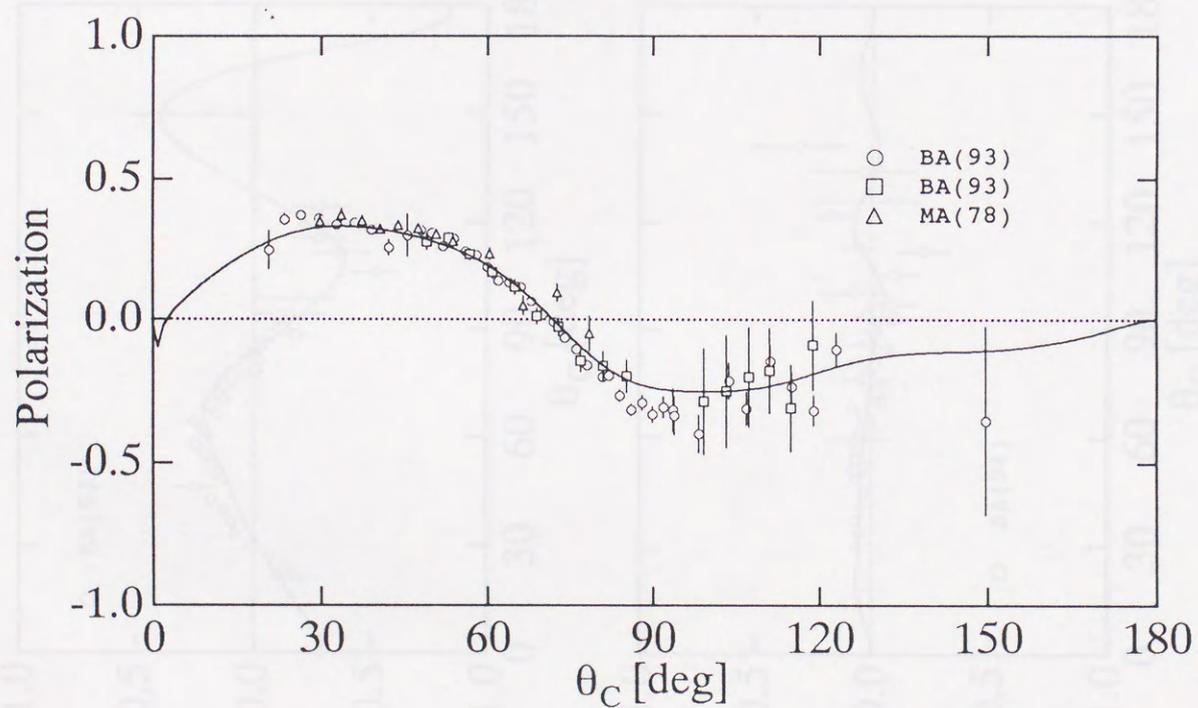
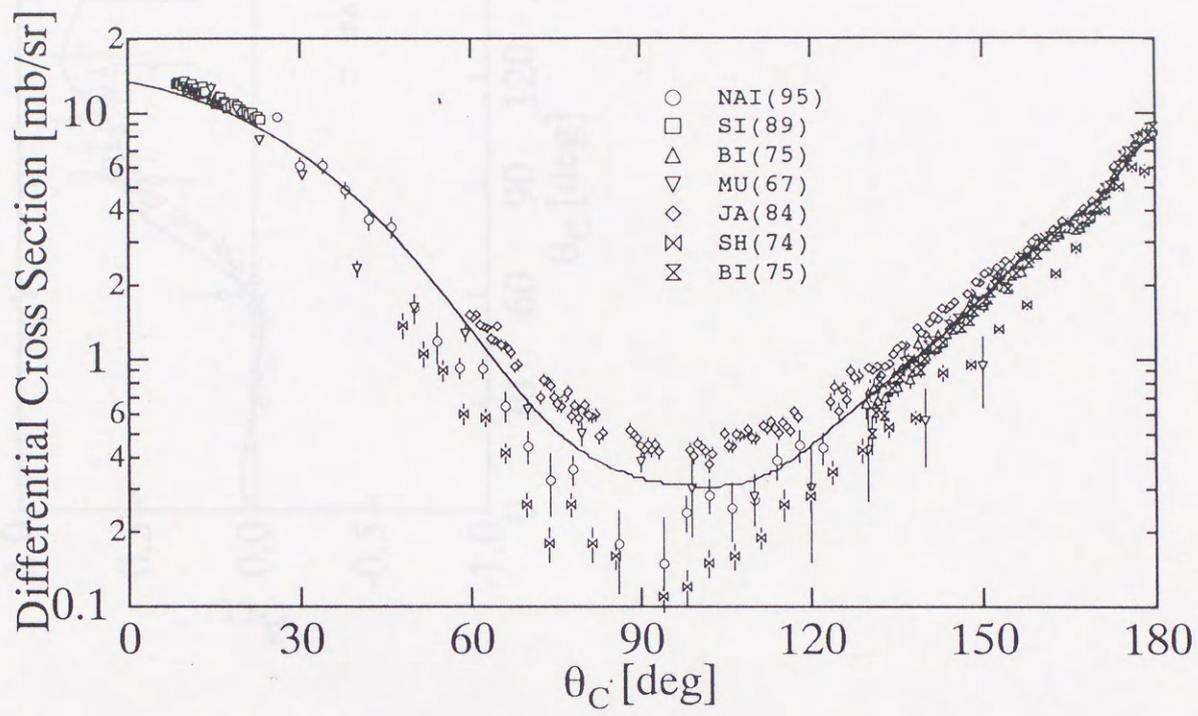


図 D.9. $T_L = 990$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.9. 続き

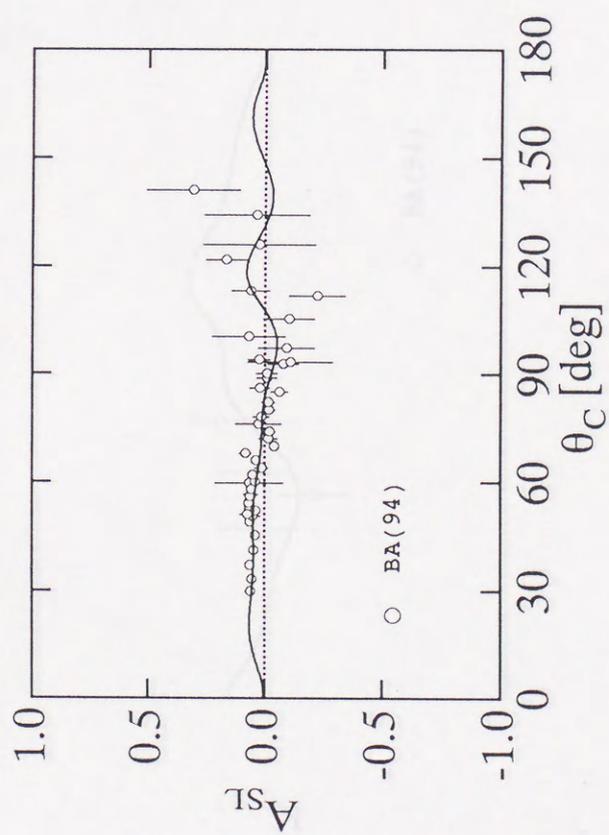
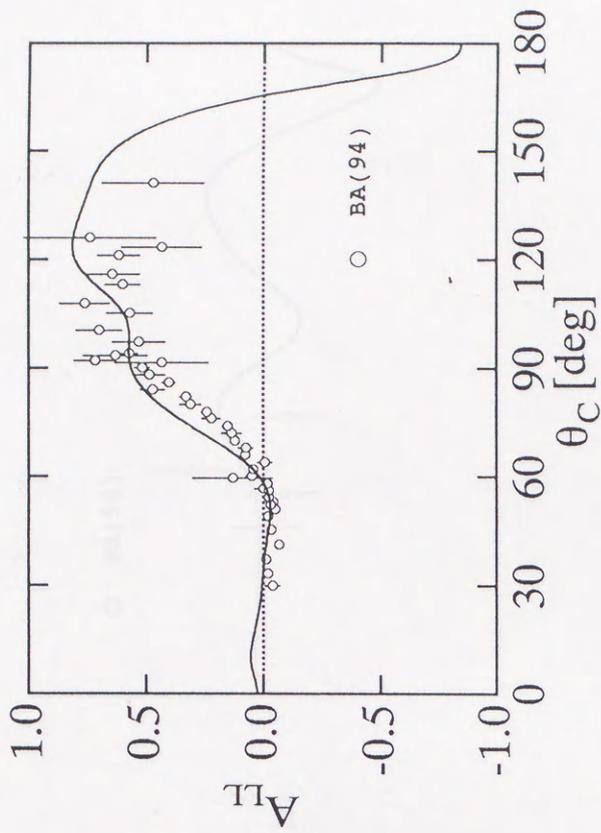
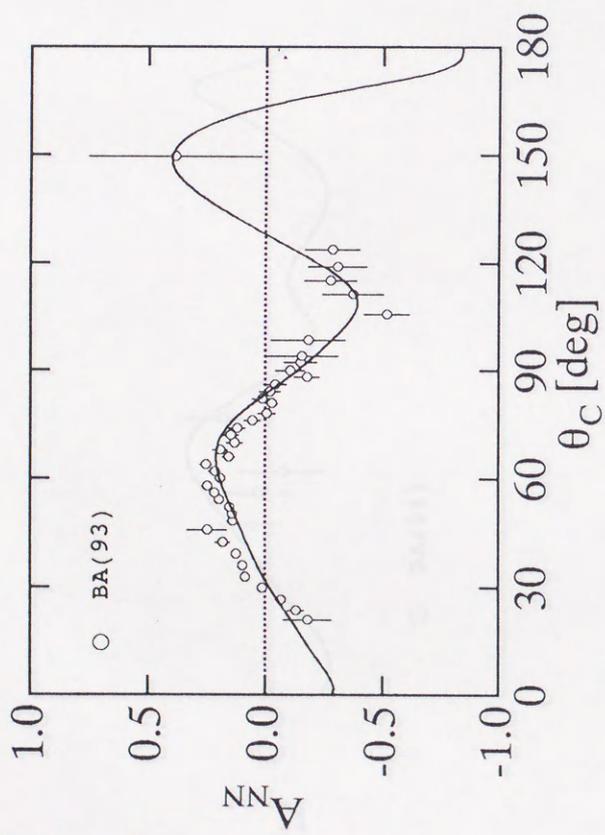


図 D.9. 続き

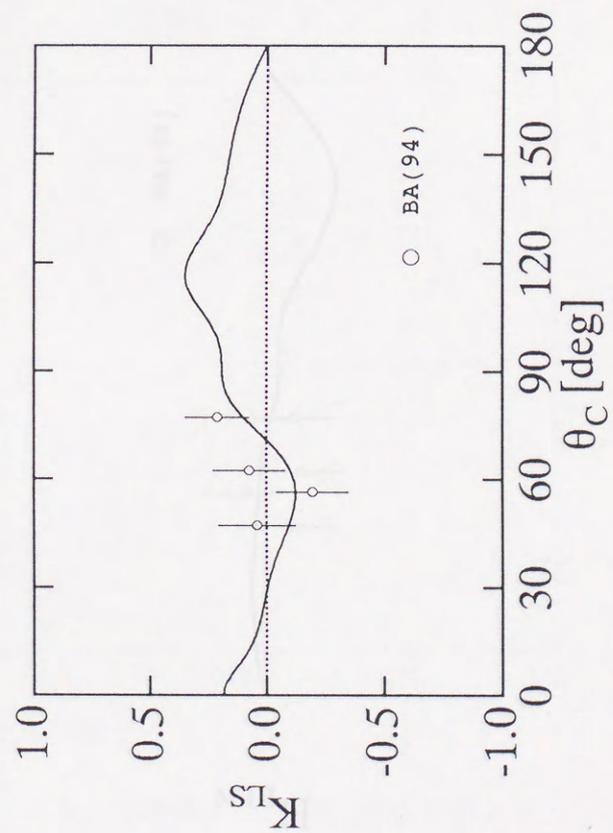
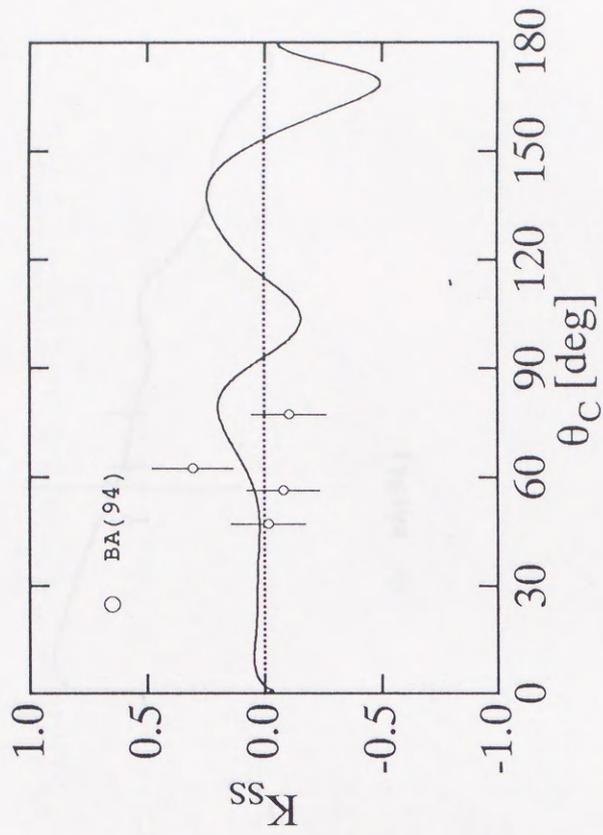
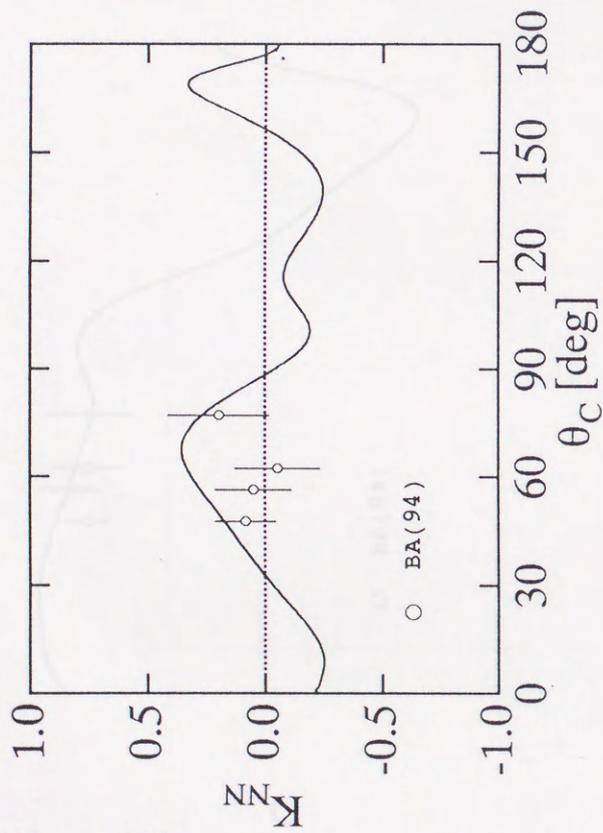
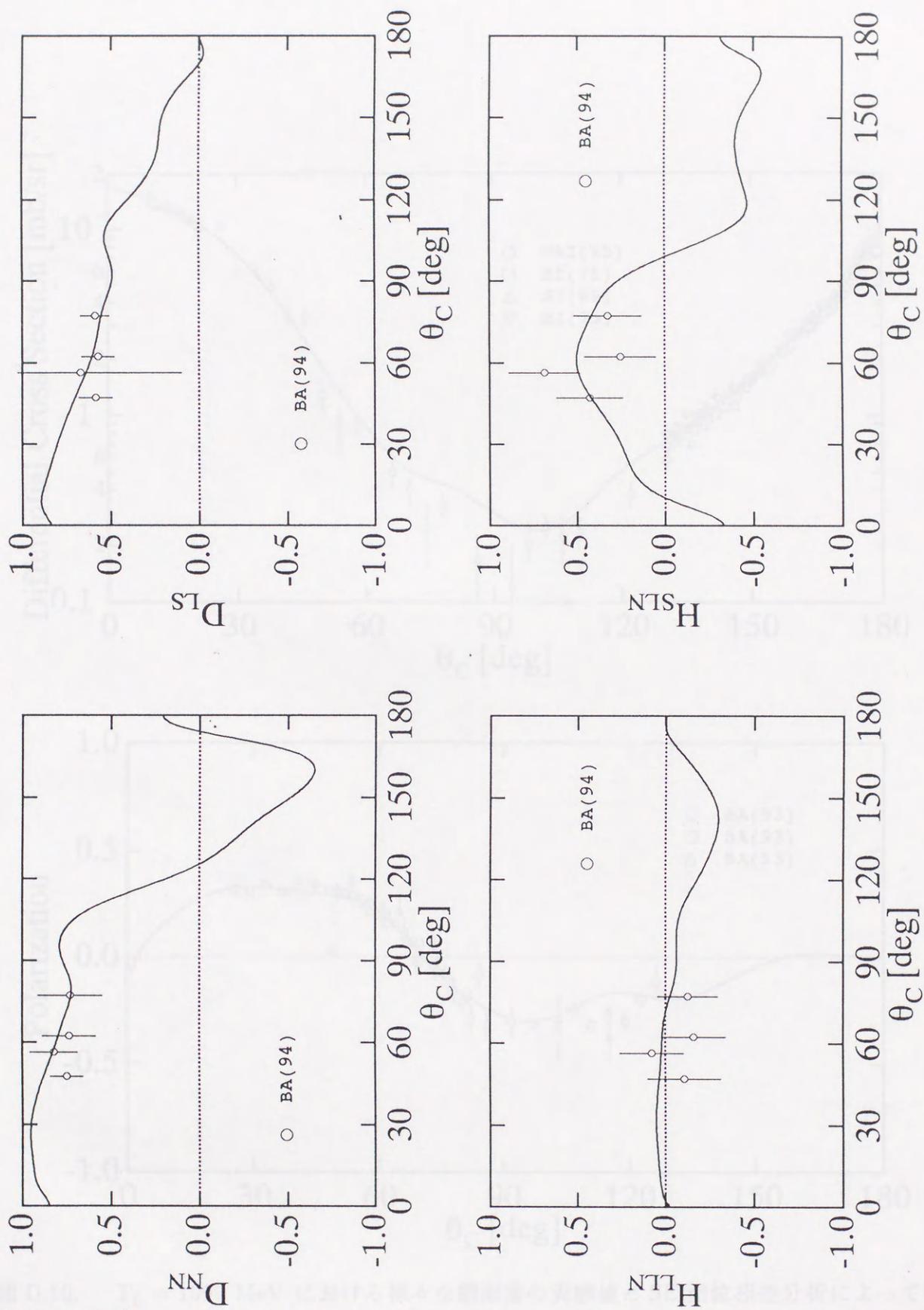


図 D.9. 続き



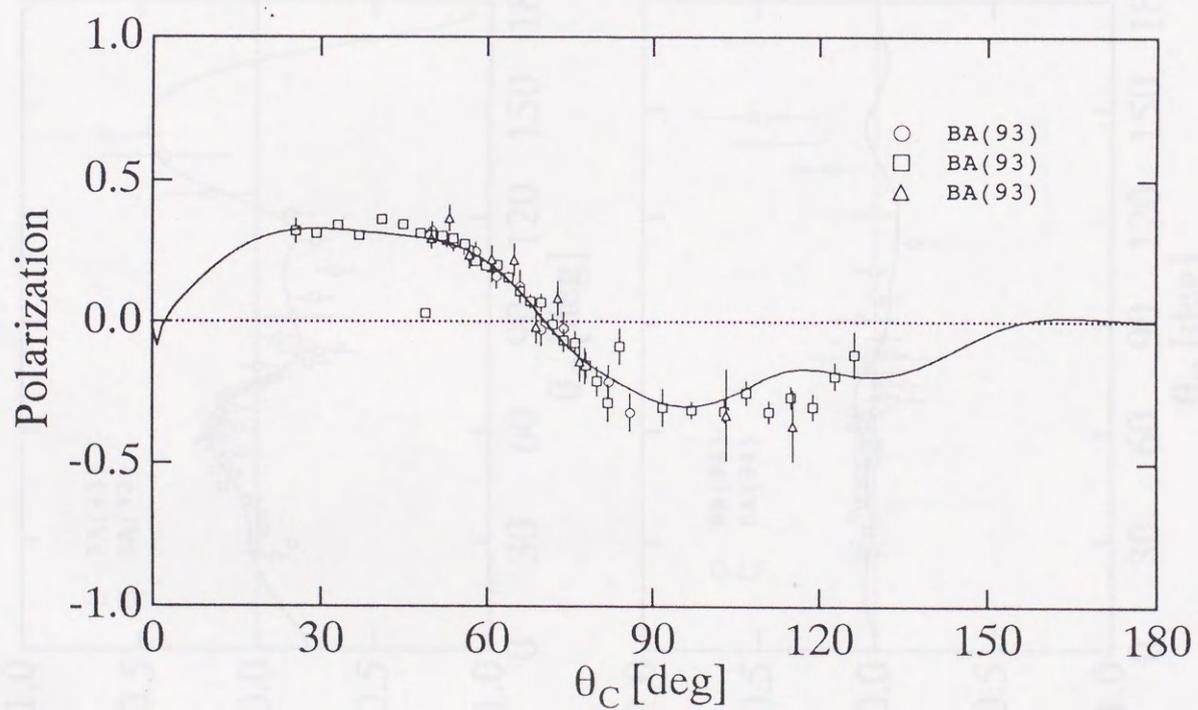
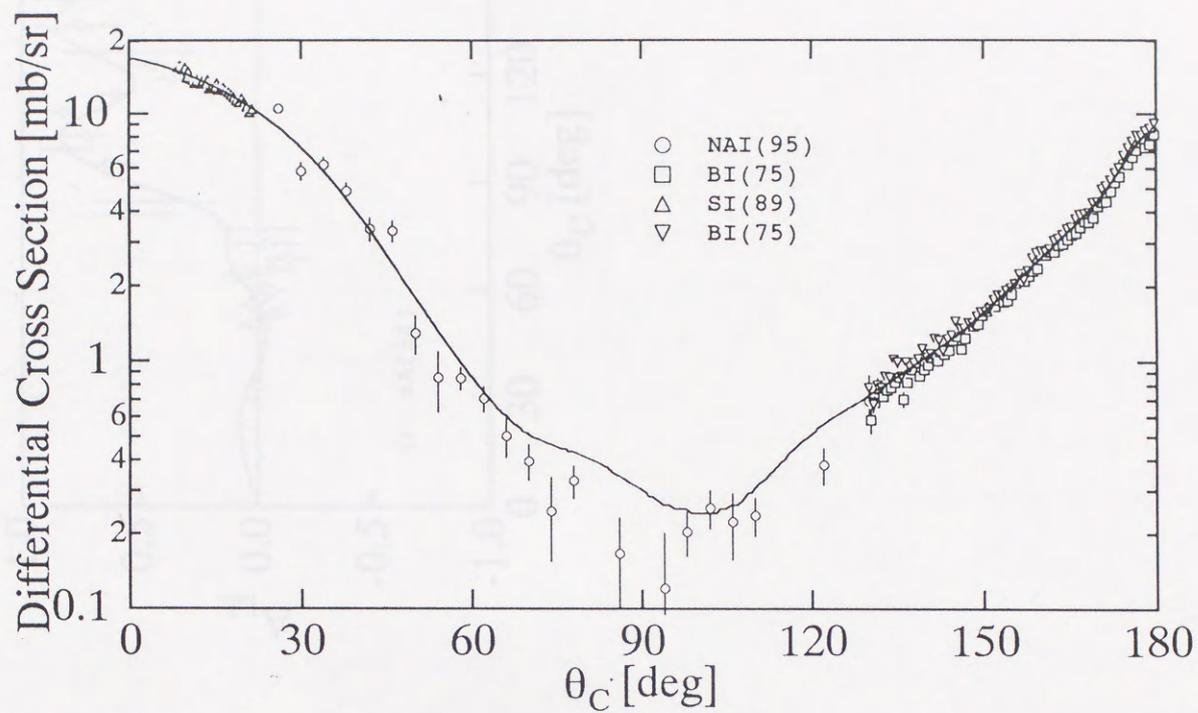
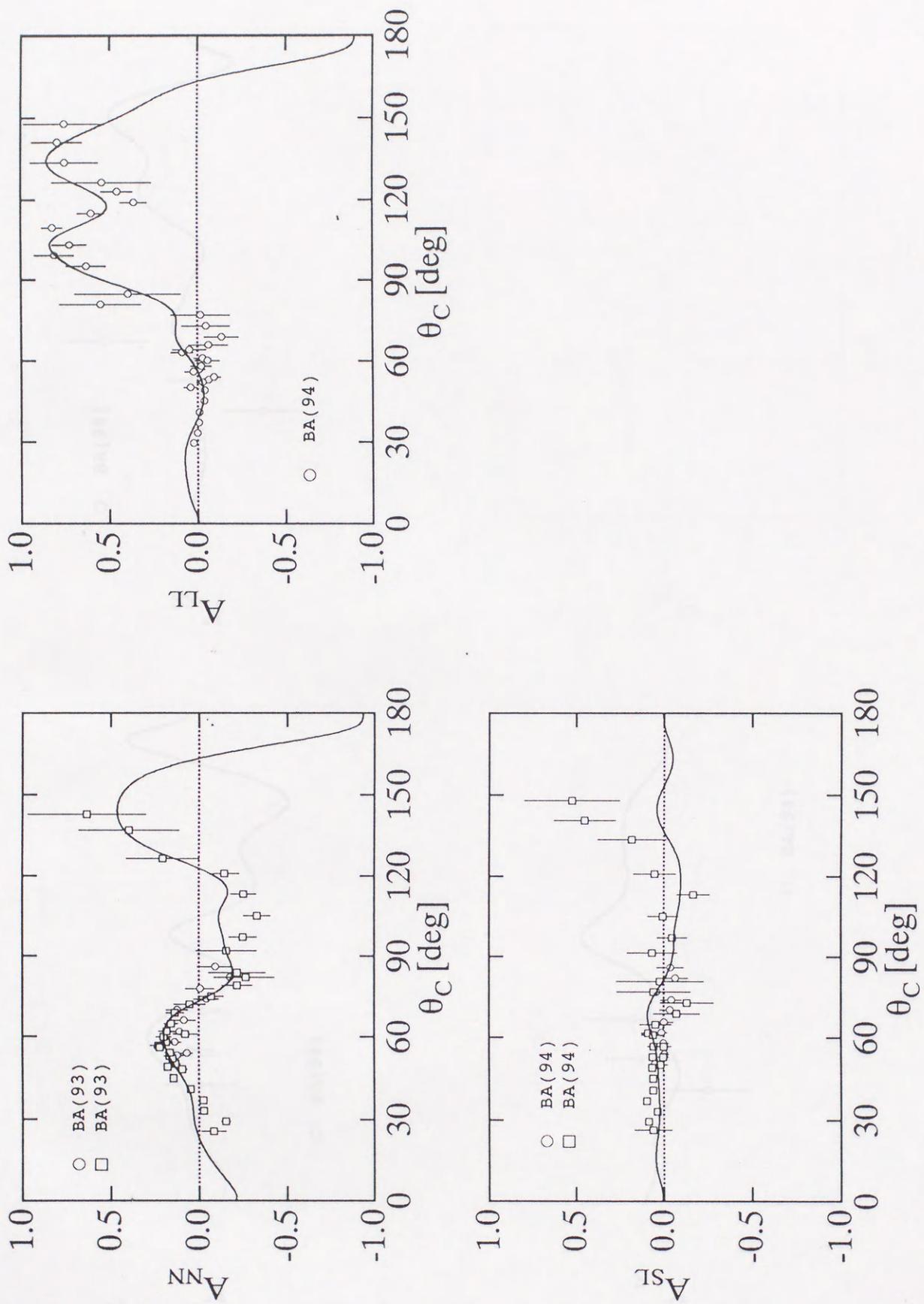


図 D.10. $T_L = 1090$ MeV における様々な観測の実験値と SE 型位相差分析によって得られた解 [Sol.A](—) との比較

図 D.10. 続き



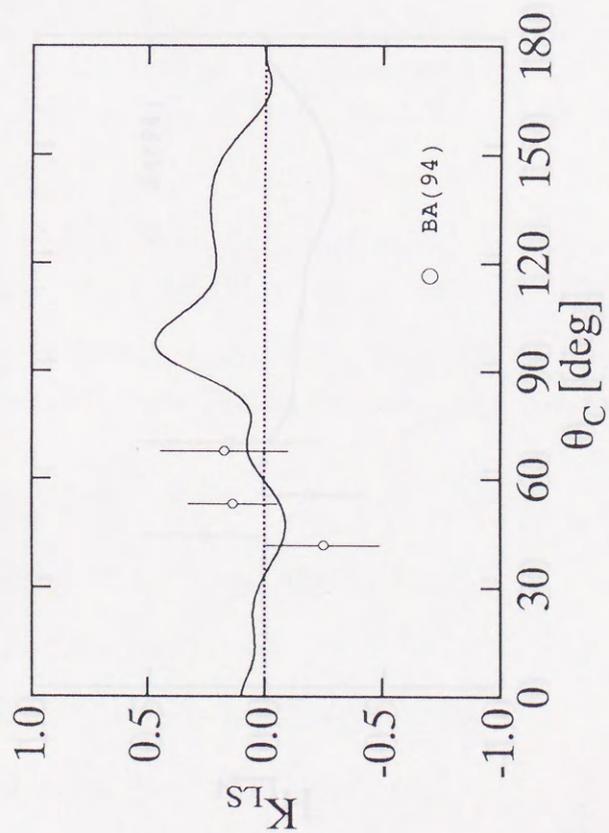
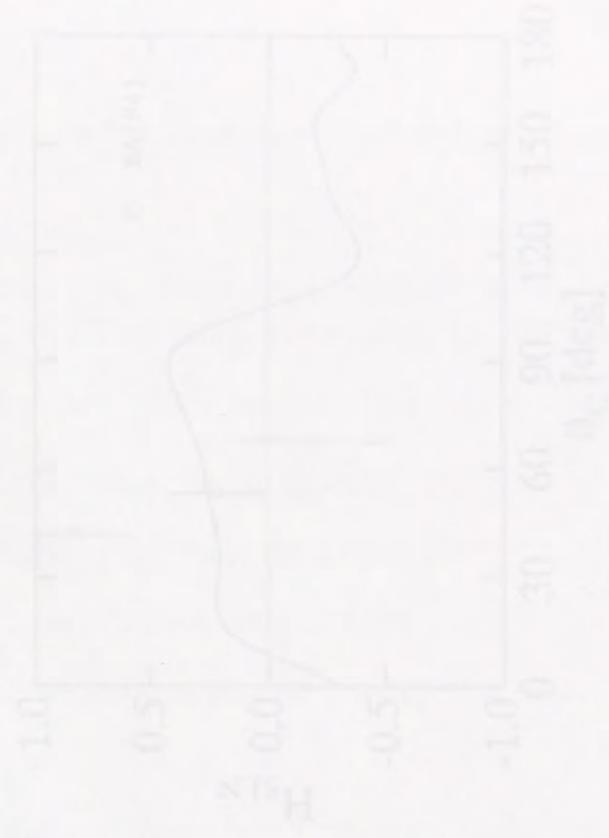
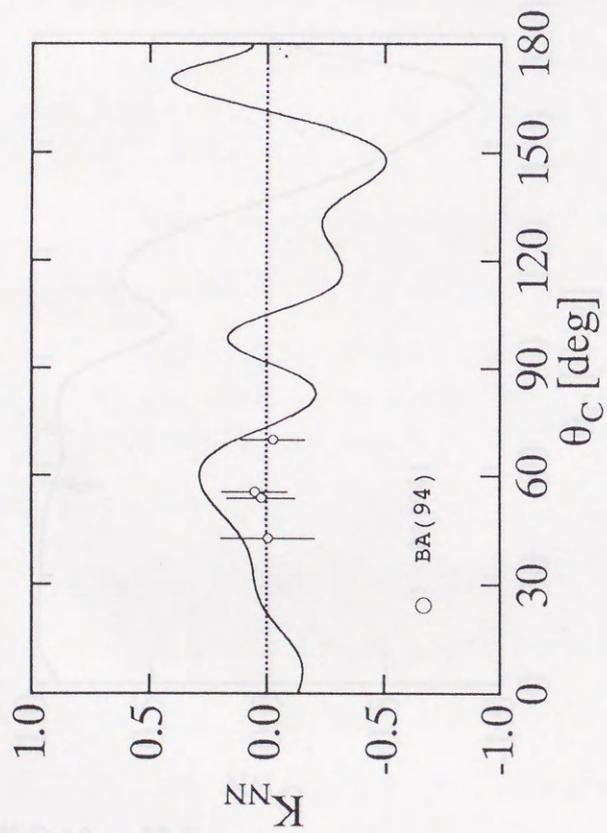
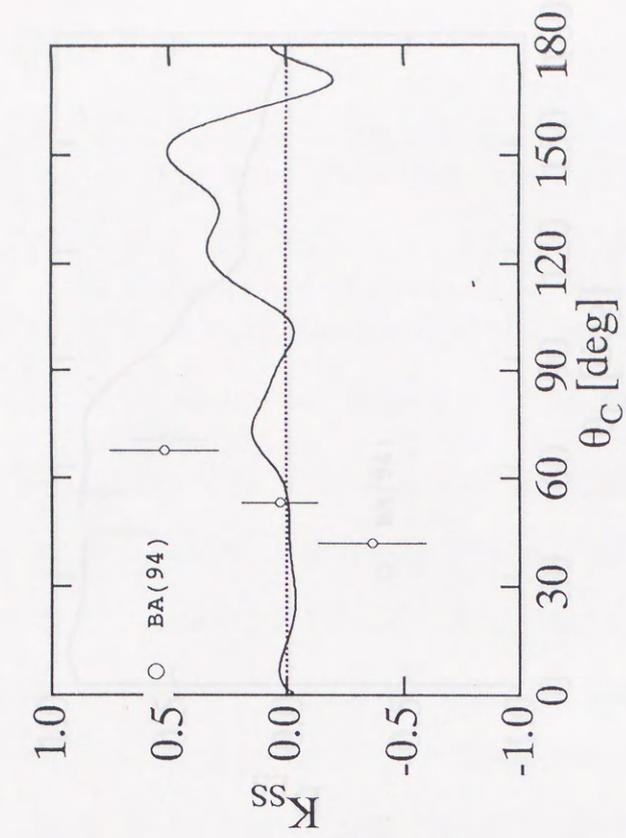


図 D.10. 続き

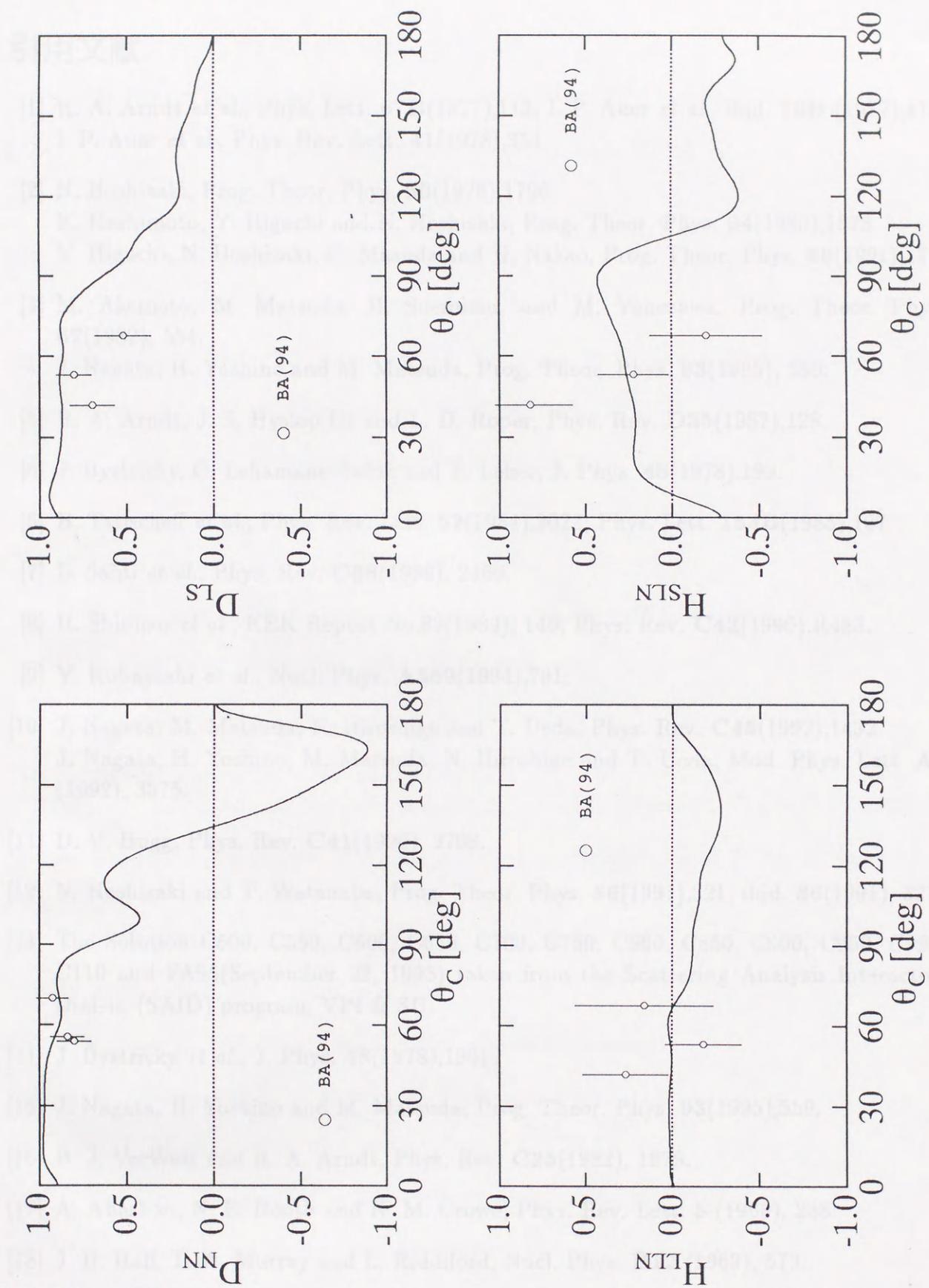


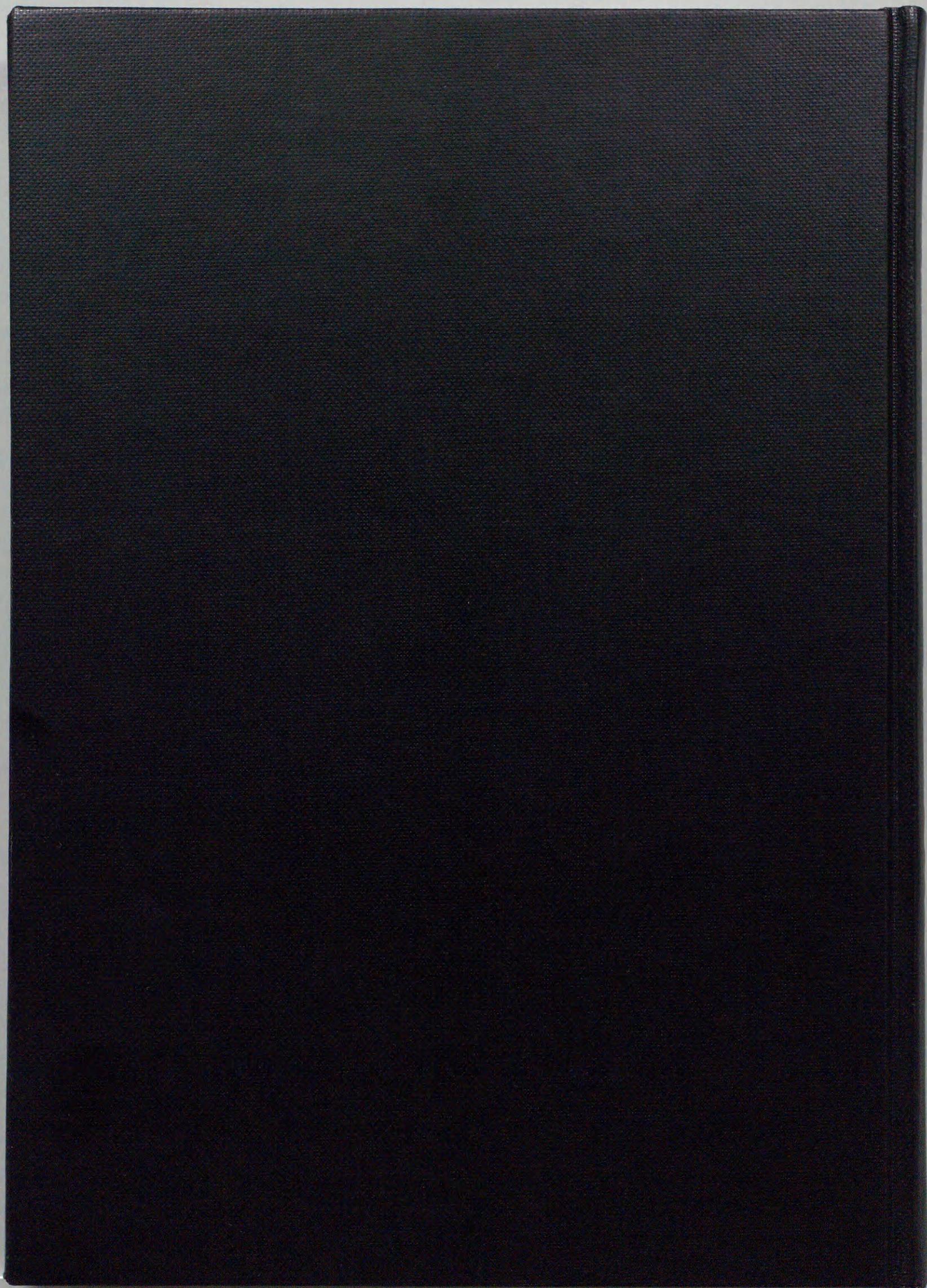
図 D.10. 統計

引用文献

- [1] R. A. Arndt *et al.*, Phys. Lett. **67B**(1977),113; I. P. Auer *et al.*, *ibid.* **70B** (1977),475;
I. P. Auer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **41**(1978),354.
- [2] N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **60**(1978),1796.
K. Hashimoto, Y. Higuchi and N. Hoshizaki, Prog. Theor. Phys. **64**(1980),1678.
Y. Higuchi, N. Hoshizaki, H. Masuda and H. Nakao, Prog. Theor. Phys. **86**(1991),17.
- [3] M. Akemoto, M. Matsuda, H. Suemitsu, and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **67**(1982), 554.
J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **93**(1995), 559.
- [4] R. A. Arndt, J. S. Hyslop III and L. D. Roper, Phys. Rev. **D35**(1987),128.
- [5] J. Bystricky, C. Lehanoine-Leluc and F. Leher, J. Phys. **48**(1978),199.
- [6] B. Tatischeff *et al.*, Phys. Rev. Lett. **52**(1984),2022; Phys. Lett. **154B**(1985),107.
- [7] L. Santi *et al.*, Phys. Rev. **C38**(1988), 2466.
- [8] H. Shimizu *et al.*, KEK Report No.89(1989), 146; Phys. Rev. **C42**(1990),R483.
- [9] Y. Kobayashi *et al.*, Nucl. Phys. **A569**(1994),791.
- [10] J. Nagata, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda, Phys. Rev. **C45**(1992),1432.
J. Nagata, H. Yoshino, M. Matsuda, N. Hiroshige and T. Ueda, Mod. Phys. Lett. **A7**
(1992), 3575.
- [11] D. V. Bugg, Phys. Rev. **C41**(1990), 2708.
- [12] N. Hoshizaki and T. Watanabe, Prog. Theor. Phys. **86**(1991),321; *ibid.* **86**(1991), 327.
- [13] The Solution C500, C550, C600, C650, C700, C750, C800, C850, C900, C950, C999,
C110 and FA95(September 22, 1995) taken from the Scattering Analysis Interactive
Dial-in (SAID) program, VPI & SU.
- [14] J. Bystricky *et al.*, J. Phys. **48**(1978),1901.
- [15] J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda, Prog. Theor. Phys. **93**(1995),559.
- [16] B. J. VerWest and R. A. Arndt, Phys. Rev. **C25**(1982), 1979.
- [17] A. Abashan, N. E. Booth and K. M. Crowe, Phys. Rev. Lett. **5** (1960), 258.
- [18] J. H. Hall, T. A. Murray and L. Riddiford, Nucl. Phys. **B12** (1969), 573.
- [19] J. Banaigs *et al.*, Phys. Lett. **43B** (1973), 535.

- [19] J. Banaigs *et al.*, Phys. Lett. **43B** (1973), 535.
- [20] I. Bar-Nir, T. Risser and M. D. Shuster, Nucl. Phys. **B87** (1975), 109.
- [21] J. C. Anjos, D. Levy and A. Santoro, Nuovo Cim. **33A** (1976), 23.
- [22] F. Plouin *et al.*, Nucl. Phys. **A302** (1978), 413.
- [23] F. Plouin *et al.*, Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 690.
- [24] C. L. Hollas *et al.*, Phys. Rev. **C25** (1982), 2614.
- [25] S. Sawada, T. Ueda, W. Watari and M. Yonezawa, Prog. Theor. Phys. **28** (1962), 991.
- [26] T. Ueda and A. E. S. Green, Phys. Rev. **C18** (1978), 337.
- [27] M. P. Locher and A. Švarc, Z. Physik **A338** (1991), 89.
- [28] K. L. Au, D. Morgan and M. R. Pennington, Phys. Rev. **D35** (1987), 1633.
- [29] G. Grayer *et al.*, Nucl. Phys. **B75** (1974), 189.
- [30] C. D. Froggatt and J. L. Petersen, Nucl. Phys. **B129** (1977), 89.
- [31] L. Rosselet *et al.*, Phys. Rev. **D15** (1977), 574.
- [32] A. Zylbersztejn *et al.*, Phys. Lett. **38B** (1972), 457.
- [33] M. Beddo *et al.*, Phys. Lett. **258B**(1991),24.
M. Beddo, Los Alamos National Laboratory report LA-11905-T Thesis (Oct. 1990).
- [34] A. Bannwarth, H. Fischer, J. Franz, V. Grundies, S. Jakoby and A. Klett, Nucl. Phys. **A567**(1994), 761.
- [35] M. G. Bachman *et al.*, Phys. Rev. **C52** (1995), 495.
- [36] W. Grein *et al.*, Nucl. Phys. **B137**(1978),173.
- [37] J. Nagata, H. Yoshino and M. Matsuda, (to be published).
- [38] K. M. Watson and K. A. Brueckner, Phys. Rev. **83**(1951),1.
- [39] A. N. L. Messiah, Phys. Rev. **86**(1952),430.
- [40] L. Van Hove, R. Marshak and A. Pais, Phys. Rev. **88**(1952),1211.
- [41] P. La France *et al.*, Nuovo Cim. **64A**(1981),179.
- [42] M. Gell-Mann and K. M. Watson, Ann. Rev. Nucl. Sci. **4**(1954),219.

- [43] D. Schiff and J. Tran Tanh Van, Nucl. Phys. (1968),529.
D. Morgan, Phys. Rev. **166**(1968),1731.
C. D. Froggat and D. Morgan, Phys. Rev. **187**(1969),2044.
D. J. Herndon *et al.*, Phys. Rev. **D11**(1975),3183.
- [44] Bogoliubov and Shirkov, Introduction to the theory of quantized field.



Inches 1 2 3 4 5 6 7
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue

Cyan

Green

Yellow

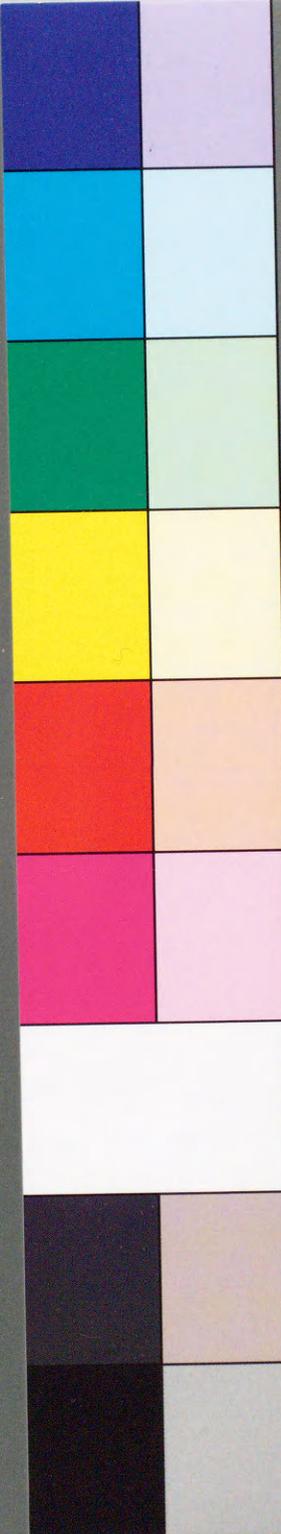
Red

Magenta

White

3/Color

Black



Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A

1

2

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

M

8

9

10

11

12

13

14

15

16

17

18

19

B

17

18

19