

# 高エネルギー $\gamma$ 線によるハイペロン生成過程の 断面積、偏極量

山村 寿彦・宮川 和也

岡山理科大学大学院理学研究科博士課程材質理学専攻

(1999年11月4日 受理)

## 1 序論

核子(N),  $\Delta$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ などのスピンの半整数で、互いに強い相互作用をするフェルミ粒子はバリオンと呼ばれている。そのうち、 $\Lambda$ ,  $\Sigma$ のようにストレンジネスという量子数によって核子と区別される粒子はハイペロンと呼ばれている。

最近の実験技術の発展により、ハイペロン-核子間(YN)相互作用やハイパー核(ハイペロンと核子からなる重粒子系)の研究が盛んにおこなわれるようになった。これは、K中間子や高エネルギー $\gamma$ 線をもちいて、ハイペロンの生成ができるようになったからである。このように、核子だけで考えるのではなく、ハイペロンを含めて考えることは、ハドロン(バリオンおよび中間子)の包括的な理解をするために極めて重要なことである。

YN相互作用の理論的研究はNijmegenなどに代表されるグループによって盛んにおこなわれている。彼らは、SU(3)対称性を通じて、よく理解されている核子間相互作用からYN相互作用への拡張をしている。実験データが少ないため、様々なモデルが存在しており[5, 6]、不確定な部分が多い。物理的に基本的な量である散乱長でさえ、決まっていない。

そのような状況のなかで、ハイペロンを含む少数バリオン系の理論的な解析によって、YN相互作用の性質が、少しずつ解明されてきている。

ハイパートリトン は、存在するハイパー核のなかで質量数の最も小さいものである。したがって、YN相互作用におけるハイパートリトンの計算は核子間相互作用における重陽子と同じ意味をもち、YN相互作用のテストとして用いられる。その計算により[1]、散乱長は、 $\Lambda N$ 弾性散乱断面積の実験データと、ハイパートリトンの束縛エネルギーの両方から、部分波 $^1S_0$ ,  $^3S_1$ については制限がなされている。また、ハイパートリトンが存在するためには、YN相互作用の重要な性質である $\Lambda N - \Sigma N$  couplingが重要な役割を果たしていることが分かっている。

$\Lambda N$ 全弾性散乱断面積の理論的計算には $\Sigma N$  threshold近傍でのenhancementが見られる。このenhancementの大きさ、形は相互作用のモデルによって異なっている。この違いは、 $\Sigma N$  threshold近傍における引力の違いによるものである。最近の我々の仕事により、この近傍に散乱振幅の特異点が見つけられ、その位置によって、enhancementの大きさ、形が決まることがわかった[2]。

一方、実験的には、ハイペロンの寿命が極めて短いため、ハイペロン-核子散乱の実験は非常に困難である。実際、散乱長を決定する、低エネルギー領域、あるいは、 $\Lambda N - \Sigma N$  couplingが顕著に現れる $\Sigma$  threshold近傍のデータは、ほとんどない。しかし、YN相互作用を正確に把握するためには、それらの実験データが必要不可欠である。

そこで、そのような実験ができる候補として、高エネルギー $\gamma$ 線(光子)を用いた反応 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$ に着目し、計算をおこなった。この反応において、光子あるいは $K^+$ 中間子の相互作用は、YNのそれと比較して十分小さいと考えられるため、YN相互作用の性質が明らかにできる。また、この実験ができる $\gamma$ 線のエネルギーはTJLABやSPring-8で得られるため、YN相互作用についての実験的データをとることができる。実際、今年の秋から、この反応の実験がTJLABでおこなわれる予定である。

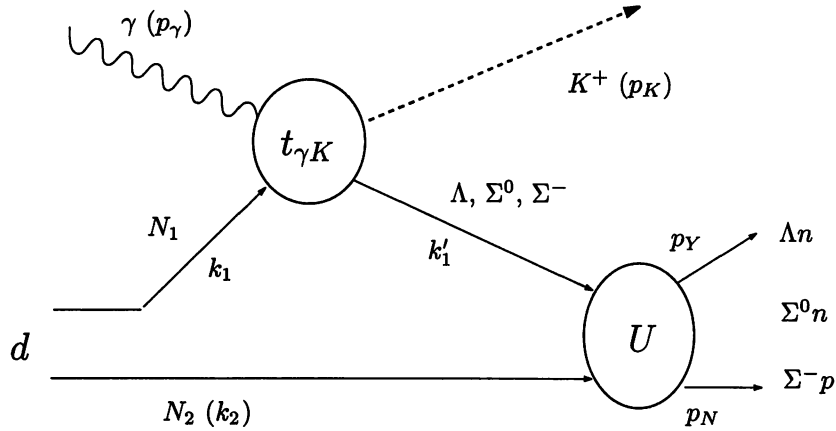


図 1: 今回の計算に用いたダイアグラム。\$d\$ は重陽子を表している。\$p\_\gamma\$ は光子、\$p\_K\$ は \$K^+\$ 中間子、\$k\_1\$ は核子 (\$N\_1\$)、\$k\_2\$ は光子と直接反応しない核子 (\$N\_2\$)、\$k'\_1\$ はハイペロン、\$p\_Y\$ はハイペロンの終状態、\$p\_N\$ は核子の終状態における運動量を、それぞれ表している。また、\$t\_{\gamma K}\$ は素過程の operator、\$U\$ は YN 相互作用における T 行列をそれぞれ表す。

今回、反応  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$  の T 行列の計算をおこない、Inclusive  $d(\gamma, K^+)$ 、Exclusive  $d(\gamma, K^+Y)$  の断面積、ハイペロンの偏極を計算した。本論文では、Sec.2 で簡単な定式化をおこない、Sec.3 で結果を述べて、Sec.4 でまとめる

## 2 計算方法

まず、この反応における T 行列の計算方法を簡単に述べる。更に詳しい説明については、以前の我々の論文 [7, 8] を参照されたい。

今回の計算において、図 1 のようなダイアグラムを計算した。重陽子の波動関数として、Nijmegen 93[4] によって得られるものを用い、素過程の operator ( $t_{\gamma K}$ ) は最近、T.Mart, C.Bennhold によって update されたものを使っている [3]。この operator には Born 項だけでなく、幾つかの核子の共鳴も考慮されている。また、\$K^+\$ 中間子が生成される 3 つの過程、

$$\begin{aligned}\gamma + p &\rightarrow K^+ + \Lambda \\ \gamma + p &\rightarrow K^+ + \Sigma^0 \\ \gamma + n &\rightarrow K^+ + \Sigma^-\end{aligned}$$

を、すべて含めて計算した。

\$U\$ は YN 相互作用における T-matrix の部分で、YN 相互作用として Meson theoretical potential NSC89,97f [5, 6] を用いた。その際、YN 相互作用は厳密に取り扱っている。

この反応に対する T-matrix は 素過程の operator ( $t_{\gamma K}$ ) を用いて、

$$T_i|\Psi_d\rangle = U_{ij} \cdot t_{\gamma K}^{(j)}|\Psi_d\rangle \quad (1)$$

とあらわすことができる。\$|\Psi\_d\rangle\$ は重陽子の波動関数を表している。また、\$i, j\$ は \$\Lambda N, \Sigma N\$ のチャンネルを表し、2 度でてくるものについては和をとる。\$t\_{\gamma K}^{(i)}\$ は operator について Particle base (\$\Lambda n, \Sigma^0 n, \Sigma^- p\$) を Isospin base (\$\Lambda N, \Sigma N\$) に Clebsch-Gordan 係数を使って書き直したものである。\$U\_{ij}\$ は YN 相互作用 \$V\_{ij}\$ を用いてあらわすと、

$$U_{ij}(z) = \delta_{ij} + V_{ij}G_0^{(j)}(z) + V_{ij'}G_0^{(j')}(z)V_{j'i}G_0^{(j)}(z) + \dots$$

$$= \delta_{ij} + V_{ij'} G_0^{(j')}(z) U_{j'j}(z) \quad (2)$$

となる。ここで、

$$z = E + i\epsilon$$

であり ( $E$  は始状態におけるエネルギー)、

$$\begin{aligned} G_0^{(i)}(z) &= (z - H_0^{(i)})^{-1} \\ H_0^{(i)} &= \frac{\vec{P}'^2}{2M'_i} + \frac{\vec{q}'^2}{2\mu'_i} + m_1^{(i)} + m_2 + h_K \\ M'_i &= m_1^{(i)} + m_2, \quad \mu'_i = \frac{m_1^{(i)} m_2}{m_1^{(i)} + m_2} \end{aligned}$$

である。ここで、ハイペロン ( $Y_1$ ), 光子と直接反応しない核子 ( $N_2$ ) に関しては、質量に対して運動量が十分小さいと考え、非相対論的近似を用いた。 $\vec{P}'$ ,  $\vec{q}'$  はそれぞれ、 $Y_1$  と  $N_2$  の重心の運動量および相対の運動量である。また、 $h_K$  は  $K^+$  中間子のエネルギーである。式 (1),(2) から、積分方程式

$$T_i |\Psi_d\rangle = \left( t_{\gamma K}^{(i)} + V_{ij'} G_0^{(j')} T_{j'} \right) |\Psi_d\rangle \quad (3)$$

を得る。この積分方程式 (3) を運動量表示で部分波展開して解くことにより、この反応における Isospin base の T 行列が計算できる。再び、Clebsch-Gordan 係数を用いて Isospin base を Particle base に変換することによって、それぞれの成分 ( $\Lambda n, \Sigma^0 n, \Sigma^- p$ ) の T 行列を求めた。

次に、断面積とハイペロンの偏極について議論する。

Exclusive についての断面積は、光子ビームが無偏極である場合、

$$\frac{d\sigma}{dp_K d\Omega_K d\Omega_{YN}} = N \cdot \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{3} \sum_{m_d} \sum_{\mu_Y \mu_N} |\langle \mu_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle|^2 \quad (4)$$

で表される。 $\alpha$  は光子偏極の独立成分、 $m_d$  は重陽子の磁気量子数。 $\mu$  は、ハイペロンまたは核子のスピン磁気量子数を表す。添え字の  $Y$  は Particle channel を表す。

$N$  は phase space factor で、

$$N = \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{m_Y m_N}{2E_{\gamma}} \cdot \frac{p_K^2}{2E_K} \cdot \frac{q_{YN}}{W}$$

と表される。 $W$  は重心のエネルギーである。

$\langle \mu_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle$  は積分方程式 (3) を解いて得られる  $\langle (l_f s_f) j_f m_f; q_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle$  を用いて ( $l_f, s_f, j_f, m_f$  は各々、YN 系での軌道、スピン、全角運動量、磁気量子数)、

$$\begin{aligned} \langle \mu_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle &= \langle \mu_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | t_{\gamma K} | \Psi_d \rangle \\ &+ \sum_{m_s} \sum_{l_f s_f j_f m_f} \left( \frac{1}{2} \mu_Y \frac{1}{2} \mu_N |s_f m_s\rangle (l_f m_s s_f m_s | j_f m_f) \right. \\ &\quad \left. \times Y_{l_f m}(\hat{q}_{YN}) \langle (l_f s_f) j_f m_f; q_{YN} | T_Y - t_{\gamma K} | \Psi_d \rangle \right) \end{aligned} \quad (5)$$

と表される。ここで、 $(l m s m_s | j_f m_f)$  は Clebsch-Gordan 係数である。

式 (5) を計算し、式 (4) に代入すると、Exclusive についての断面積が求まる。更に、積分  $\int d\Omega_{YN}$  を実行すると、Inclusive についての断面積が求まる。

ハイペロンの偏極量は、偏極した光子ビームが入射してくる場合、

$$P(\theta_{YN}) = \frac{\sum_{m_d} \sum_{\mu_Y \mu_N} \sum_{\mu'_Y} \langle \mu'_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle^* (\vec{\sigma} \cdot \vec{n})_{\mu'_Y \mu_Y} \langle \mu_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle}{\sum_{m_d} \sum_{\mu_Y \mu_N} |\langle \mu_Y \mu_N; \vec{q}_{YN} | T_Y | \Psi_d \rangle|^2} \quad (6)$$

で表される。ここで、 $\sigma$  は pauli 行列、 $\vec{n}$  は偏極の単位ベクトルである。

### 3 結果

我々は、次の2つの条件

- (1) 光子は  $z$  軸に沿って入射し、 $K^+$  中間子も同じく  $z$  軸方向に放出されるとする。 $(\theta_K = 0^\circ)$
- (2) 終状態における  $K^+$  中間子の相互作用は無視する。

を与え、積分方程式を解いて数値的な値を求めた。

図2は Plane wave 近似 (PWIA) を用いた Inclusive  $d(\gamma, K^+)$  の断面積で、終状態における3つの channel、 $\Lambda n$ ,  $\Sigma^0 n$ ,  $\Sigma^- p$  に分けて示したものである。 $p_K = 945$  [MeV/c] には  $\Lambda$  粒子、 $p_K = 810$  [MeV/c] には  $\Sigma$  粒子の quasi-free peak が現れている。図3は終状態の YN 相互作用を考慮したときの予測 (FSI) と PWIA を比較したものである。大きな効果が  $K^+\Lambda N$ ,  $K^+\Sigma N$  threshold 近傍で見られた。とくに、 $K^+\Sigma N$  threshold 近傍では、YN 相互作用のモデル間の違いを見ることができた。そこで、 $K^+\Sigma N$  threshold 近傍における他の観測量、Exclusive  $d(\gamma, K^+Y)$  と、光子のヘリシティが +1 の場合におけるハイペロンの  $z$  方向の偏極の計算をおこなった。図4,5は、 $K^+\Sigma N$  threshold より少し下のエネルギー領域での  $\Lambda n$  channel についてのもの、図6,7は、 $K^+\Sigma N$  threshold より少し上のエネルギー領域での  $\Sigma^- p$  channel についてのものである。この4つの図にも、 $K^+\Sigma N$  threshold 近傍での YN 相互作用による違いが、はっきりと現れている。特に、図5の  $\Lambda$  粒子の偏極量については顕著である。これは、 $\Lambda N - \Sigma N$  coupling のモデルによる違いであると考えられる。

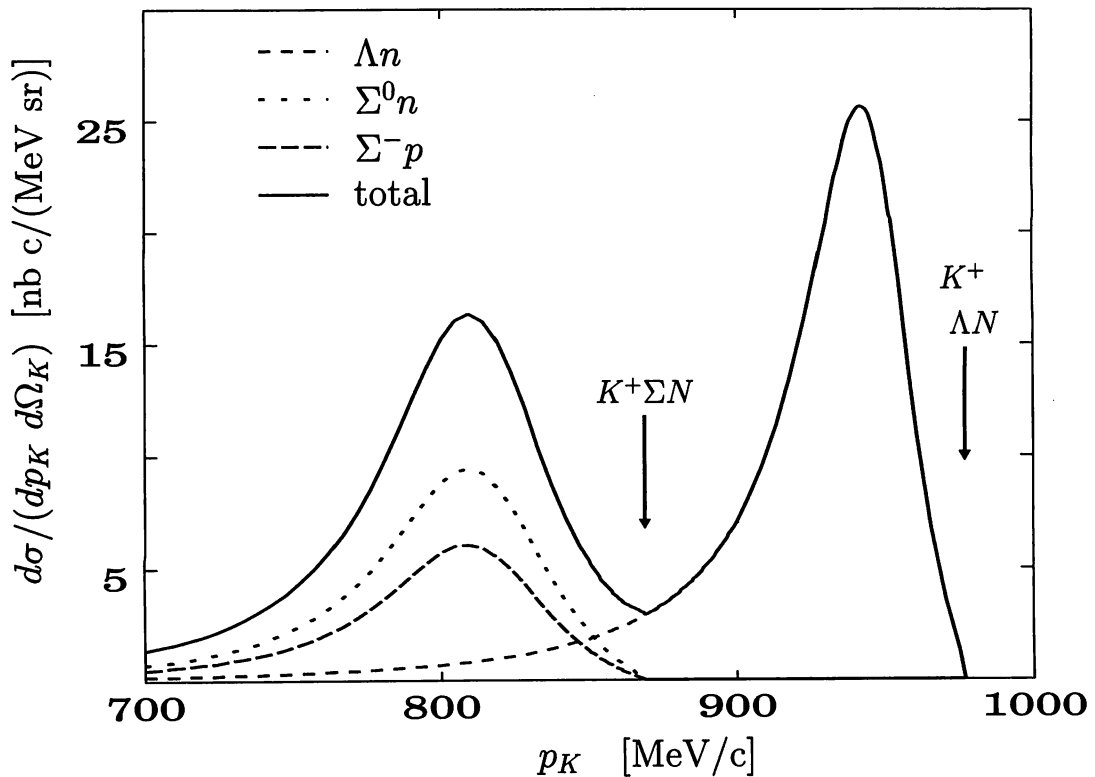


図2: Inclusive  $d(\gamma, K^+)$  の Plane wave 近似 (PWIA) における断面積。終状態における  $\Lambda n$ ,  $\Sigma^0 n$ ,  $\Sigma^- p$  成分と、その合計。光子のエネルギーは 1.3 [GeV] 横軸は  $K^+$  中間子の実験系での運動量で、 $K^+$  中間子は光子と同じ方向 ( $\theta_K = 0^\circ$ ) に放出される場合についての図である。矢印は  $K^+\Lambda N$  threshold (977.3 MeV/c),  $K^+\Sigma N$  threshold (869.1 MeV/c) をそれぞれ示している。

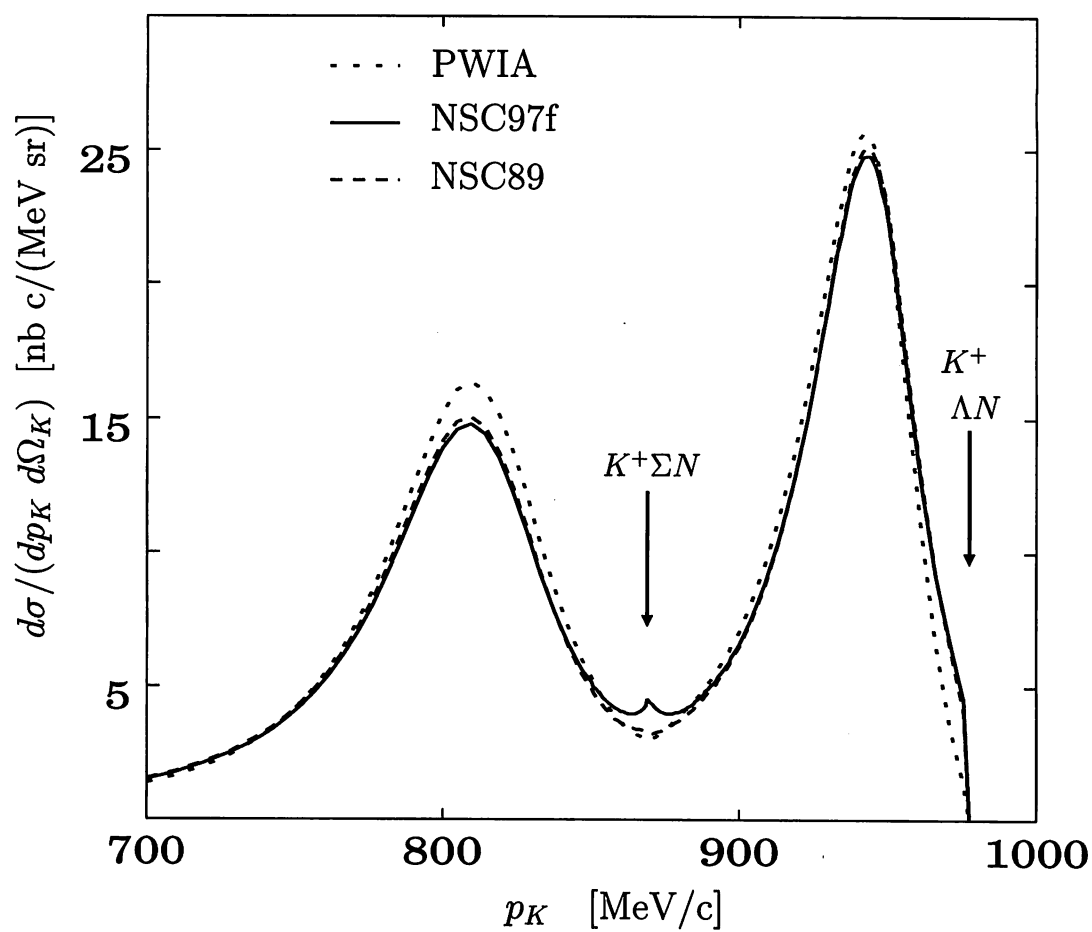


図 3: Inclusive  $d(\gamma, K^+)$  の断面積。PWIA と YN 相互作用として NSC97f, NSC89 について計算したものを示している。他のものについては、図 2 と同じ。

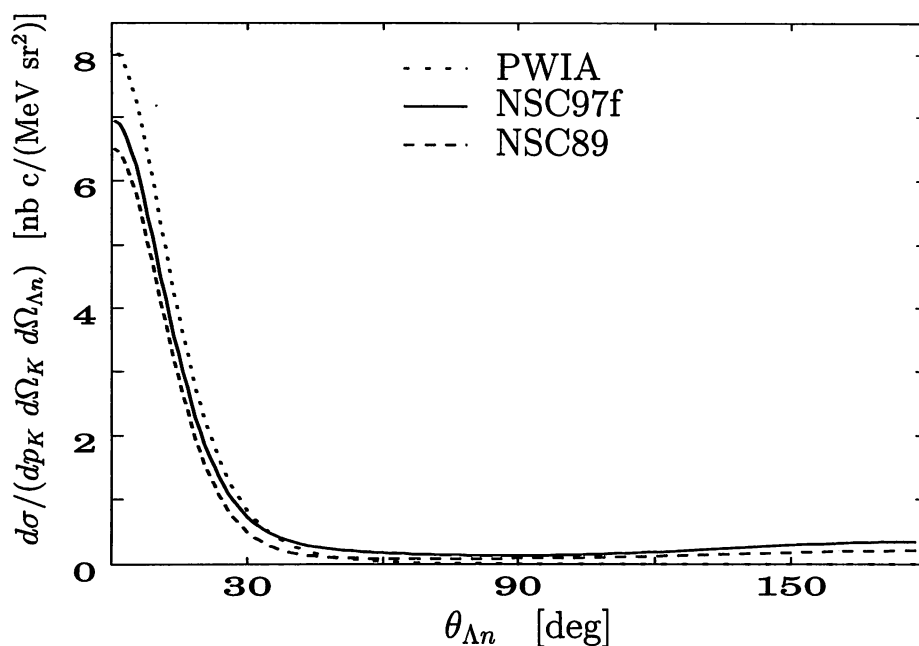


図 4:  $p_K = 870$  [MeV/c] ( $K^+\Sigma N$  threshold より少し下のエネルギー領域) での Exclusive  $d(\gamma, K^+\Lambda)$  の断面積。PWIA, NSC97f, NSC89 について計算したものを示している。光子のエネルギーは 1.3 [GeV]。 $K^+$  中間子は光子と同じ方向 ( $\theta_K = 0^\circ$ ) に放出される場合についての図である。横軸は  $\Lambda n$  の重心系における  $\Lambda$  粒子の散乱角。

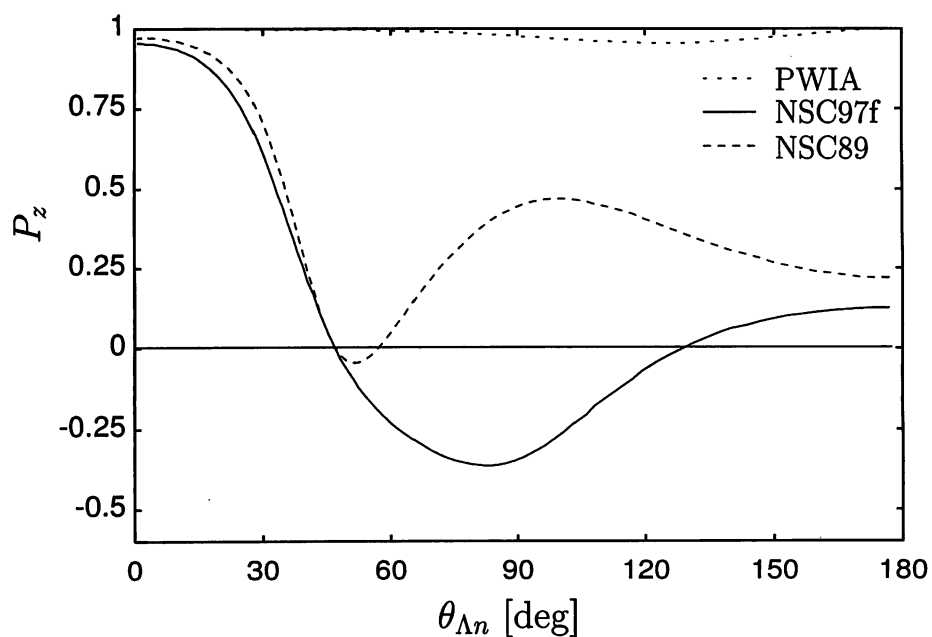


図 5:  $p_K = 870$  [MeV/c] ( $K^+\Sigma N$  threshold より少し下のエネルギー領域) における  $\Lambda$  粒子の  $z$  方向の偏極量。光子のヘリシティは +1 とした。他のものについては、図 4 と同じ。

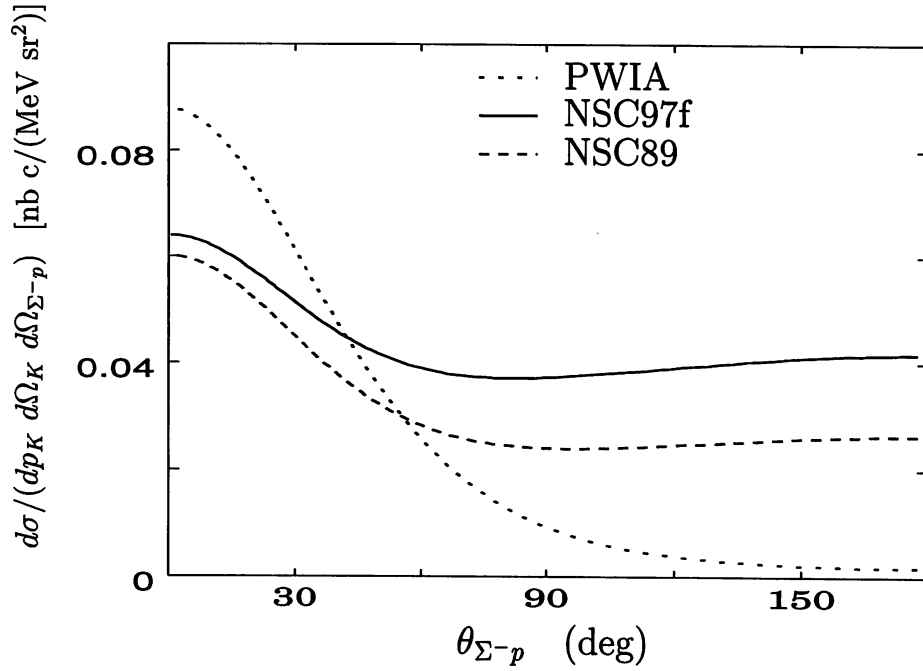


図 6:  $p_K = 865$  [MeV/c] ( $K^+\Sigma N$  threshold より少し上のエネルギー領域) での Exclusive  $d(\gamma, K^+\Sigma^-)$  の断面積。PWIA, NSC97f, NSC89 について計算したものを示している。光子のエネルギーは 1.3 [GeV]。  $K^+$  中間子は光子と同じ方向 ( $\theta_K = 0^\circ$ ) に放出される場合についての図である。横軸は  $\Sigma^- p$  の重心系における  $\Sigma^-$  粒子の散乱角。

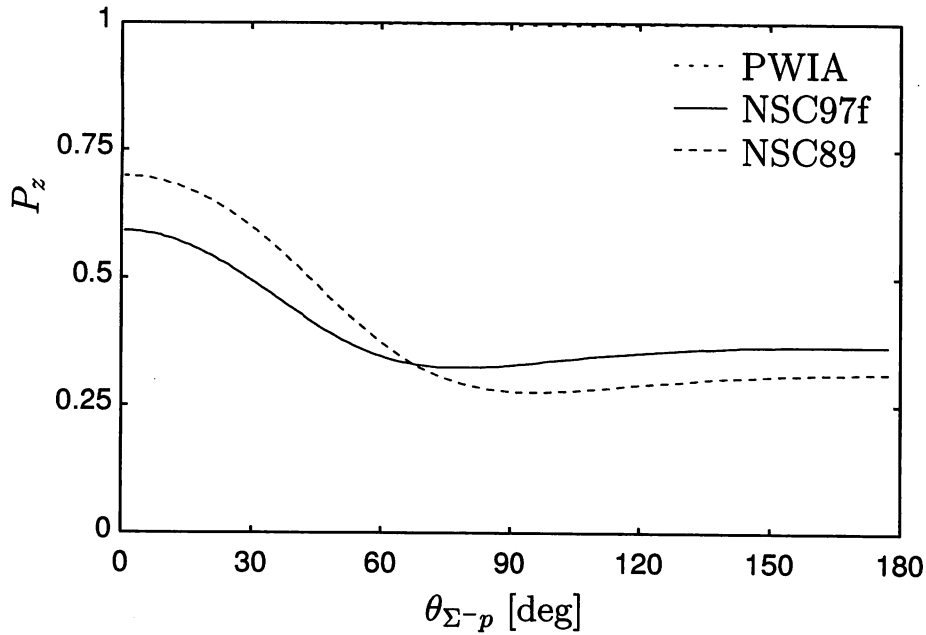


図 7:  $p_K = 865$  [MeV/c] ( $K^+\Sigma N$  threshold より少し上のエネルギー領域) における  $\Sigma^-$  粒子の  $z$  方向の偏極量。光子のヘリシティは +1 とした。他のものについては、図 6 と同じ。

#### 4 まとめ

本論文で我々は、反応  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$  における、Inclusive  $d(\gamma, K^+)$ , Exclusive  $d(\gamma, K^+Y)$  の断面積とハイペロンの偏極量を計算し、数値的な結果を示した。終状態における YN 相互作用の効果が  $K^+\Lambda N$  と、 $K^+\Sigma N$  threshold 近傍で見られた。特に、 $K^+\Sigma N$  threshold 近傍では、YN 相互作用のモデルによる違いも見ることができた。実験による確認ができれば、YN 相互作用の理解が大きく前進するはずである。

現在、我々は  $\theta_K \neq 0^\circ$  の場合について計算を進行中である。実験に最適な条件を決定し、様々な観測量に対して、実験との比較をおこないたいと思っている。また、 $d(e, e'K^+)$  についても検討中である。

#### 参考文献

- [1] K. Miyagawa, H. Kamada, W. Glöckle and V. Stokes, Phys. Rev. C **51**, 2905 (1995)
- [2] K. Miyagawa and H. Yamamura, Phys. Rev. C **60**, 024003 (1999); nucl-th/9904002
- [3] C. Bennhold, T. Mart, A. Waluyo, H. Haberzettl, G. Penner, T. Feuster, and U. Mosel, in *Proceedings of the Workshop on Electron-Nucleus Scattering, Elba, Italy, 1998*, edited by O. Benhar, A. Fabrocini, and R. Schiavilla (Edizioni ETS, Pisa, 1999), p. 149; nucl-th/9901066.
- [4] V. G. J. Stoks, R. A. M. Klomp, C. P. F. Terheggen, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994).
- [5] P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken, and J. J. de Swart, Phys. Rev. C **40**, 2226 (1989).
- [6] Th. A. Rijken, V. G. J. Stoks, and Y. Yamamoto, Phys. Rev. C **59**, 21 (1999).
- [7] H. Yamamura, K. Miyagawa, T. Mart, C. Bennhold, W. Glöckle, submitted for publication; nucl-th/9907029
- [8] 山村寿彦、宮川和也、岡山理科大学紀要 **34A** 95 (1998)



## The Observables in Hyperon Photoproduction from the Deuteron

Hisahiko YAMAMURA, Kazuya MIYAGAWA

Material Science,  
Graduate school of Science,  
Okayama University of Science,  
1-1 Ridai-cho, Okayama 700-0005, Japan

(Received November 4, 1999)

We calculate the inclusive  $d(\gamma, K^+)$ , exclusive  $d(\gamma, K^+Y)$  cross sections and hyperon polarization for the reaction  $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma) + N$ . Modern hyperon-nucleon forces and a recently updated kaon photoproduction operator for the  $\gamma + N \rightarrow K^+ + \Lambda(\Sigma)$  processes are used. Sizable effects of the hyperon-nucleon final state interaction are found near the  $K^+\Lambda N$  and  $K^+\Sigma N$  threshold in each observable. Especially near the  $K^+\Sigma N$  threshold the predictions are quite different between hyperon-nucleon interaction models.