

# 高エネルギー $\gamma$ 線による重陽子からの ハイペロン生成過程

山村 寿彦・宮川 和也

岡山理科大学大学院理学研究科材質理学専攻

(1998年10月5日 受理)

## 1. 序 論

現在、バリオン間相互作用の研究が盛んにおこなわれている。中でも、核子間相互作用については、数多くの理論と実験データによって、現在では中間子交換力によるものと理解されている。

一方、ハイペロン-核子間 (YN) 相互作用については理論的、実験的にも始まったばかりで、現在、盛んに研究が行われている分野の一つである。それは、YN 相互作用を調べることにより、バリオン間相互作用のより深い理解につながる事が分かっているからである。

YN 相互作用の理論的研究は Nijmegen や Jülich などに代表されるグループによって行われている。Nimegen のグループは SU(3), Jülich のグループは SU(6)対称性を利用して核子間相互作用からハイペロン-核子間相互作用への拡張をおこなっている。特に  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  粒子と核子(N)との相互作用の研究が盛んにされており、様々なモデルが発表されている<sup>1,2,3,4)</sup>。

これらの相互作用の興味深い性質の一つとして、 $\Lambda$  粒子が核子と相互作用をして、 $\Sigma$  粒子に転換する ( $\Lambda$ - $\Sigma$  conversion) ことがあげられる。 $\Lambda N$ - $\Sigma N$  coupling を厳密に取り入れた最近の少数バリオン系の解析によって、これは、束縛状態ハイパートリトン ( ${}^3H$ ) が存在するために重要な役割を果たしていることが分かってきている<sup>5,6)</sup>。

また、基本的な物理量であり、ハイパー核の研究に大きな影響を及ぼす散乱長も、部分波  ${}^1S_0$ ,  ${}^3S_1$  については、 $\Lambda N$  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によりその大きさが制限されてきている。

一方、実験的研究においては、散乱長を決定する  $\Lambda$  threshold 近傍、 $\Lambda$ - $\Sigma$  conversion が顕著に表れる  $\Sigma$  threshold 近傍での実験データがほとんどないのが現状である。なぜならば、 $\Lambda$  粒子は生成が難しいうえに、短時間で崩壊するために制御しにくいからである。しかし、先に述べたようにこれらの実験をおこない、値を決定することは YN 相互作用の研究において、極めて重要なことである。

そこで、我々は、高エネルギー  $\gamma$  線 (photon) を重陽子 (deuteron) にあてて、終状態で  $K^+$  粒子を測定する  $\gamma + d \rightarrow K^+ + Y + N$  の実験を提案する。なぜならば、photon およ

び  $K^+$  と他の粒子との相互作用は弱く、終状態の YN 相互作用を選択的に見ることが可能だからである。また、 $K^+$ 、ハイペロンの生成が可能なエネルギーをもつ photon ビームは CEBAF や SPring-8 で得られ、実験ができるからである。

このような背景をもとに、今回、我々は inclusive process  $d(\gamma, K^+)YN$  の散乱断面積を計算するための理論的な定式化をおこない、予備的な計算をおこなった。本論文では Sec. 2 で理論的説明を行い、Sec. 3 でまとめる。

## 2. 理 論

Inclusive process  $d(\gamma, K^+)YN (Y = \Lambda, \Sigma)$  の散乱断面積を求めるために、今回は次のような計算をおこなった。ダイアグラムを図 1 に示す。

(I) 素過程として、 $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$  に限定する。この operator は 20 個の項から成り立っている<sup>7)</sup>が、最も簡単な  $F_1 \vec{\sigma} \cdot \hat{\epsilon}$  ( $\vec{\sigma}$ : バリオンのスピンベクトル,  $\hat{\epsilon}$ : 光子偏極の単位ベクトル) だけを取り出して計算をおこなう。この項は、operator に対して影響が大きいことがわかっているので<sup>8,9)</sup>、これを用いて予備的な計算をおこない終状態相互作用の効果を見る。

(II) 光子は  $z$  軸に沿って入射し、kaon も同じく  $z$  軸方向に放出されるとする。

(III) Hyperon-Nucleon (YN) 相互作用については厳密な計算をおこなう。ただし、終状態において kaon と他の粒子との相互作用は弱く、無視できるものとする。

以降、上記を考慮して定式化をおこなう。

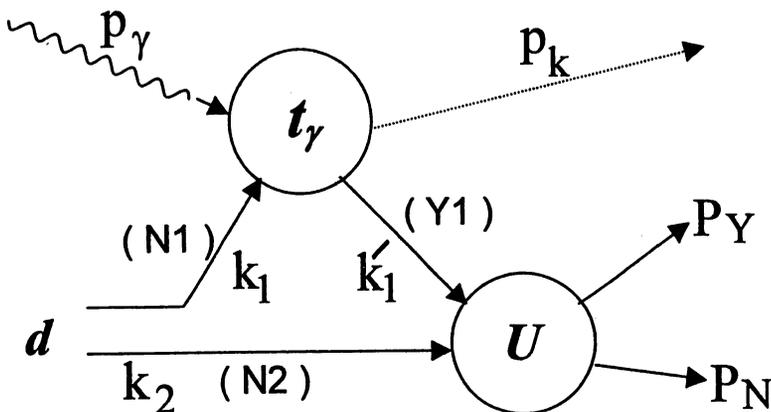


図 1 今回の計算に用いたダイアグラム

$d$  は deuteron を表している。 $p_\gamma$  は photon,  $p_k$  は kaon,  $k_1$  は nucleon (N1),  $k_2$  は Spectator nucleon (N2),  $k'_1$  は hyperon (Y1),  $p_Y$  は hyperon の終状態,  $p_N$  は nucleon の終状態における運動量を、それぞれ表している。また、 $t_\gamma$  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。

## 2.1 T 行列

Inclusive process  $d(\gamma, K)YN$  の散乱断面積を計算するための  $T$  行列を、素過程の operator  $t_i^{(A)}$  を用いて、

$$T = Ut_i^{(A)} \quad (1)$$

と表わす。ただし、 $U$  は、ハイペロンと核子間の相互作用  $V$  を用いて表すと、

$$\begin{aligned} U(z) &= 1 + VG_0(z) + VG_0(z)VG_0(z) + \dots \\ &= 1 + VG_0(z)U(z) \\ z &= E + i\epsilon \end{aligned} \quad (2)$$

となる。 $(E$  は始状態におけるエネルギー) 又、

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

である。ここで、Hyperon (Y1), Spectator Nucleon (N2) 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、Y1-N2 の重心の運動量および相対の運動量である。また、 $h_K$  は kaon のエネルギーである。式(1), (2) より、

$$T(z) = t_i^{(A)} + VG_0(z)T(z) \quad (3)$$

となる。

## 2.2 運動量表示

終状態における Hyperon-Nucleon の重心の運動量および相対の運動量を  $\vec{P}_{YN}$ ,  $\vec{q}_{YN}$ , kaon の運動量を  $\vec{p}_K$  として、式(3)を運動量表示で表すと、

$$\begin{aligned} \langle \vec{q}_{YN} \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | T(z) | \gamma d \rangle &= \langle \vec{q}_{YN} \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | t_i^{(A)}(z) | \gamma d \rangle \\ &+ \int d\vec{q}' \langle \vec{q}_{YN} | VG_0(e) | \vec{q}' \rangle \langle \vec{q}' \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | T(z) | \gamma d \rangle \end{aligned} \quad (4)$$

$$G_0(e) = \frac{1}{e - \frac{q^2}{2\mu}}$$

ただし、 $e = z - E_K - E_\theta - m_1 - m_2$  である。 $E_K$  は kaon のエネルギー、 $E_\theta = \frac{\vec{P}_{YN}^2}{2(m_Y + m_N)}$

は YN 系の重心の運動エネルギーである。ところで、式(1)を運動量表示で表すと

$$\langle \vec{q}' \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | T | \gamma d \rangle = \int d\vec{q}' \langle \vec{q}_{YN} | U(e) | \vec{q}' \rangle \langle \vec{q}' \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | t_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \quad (5)$$

また、素過程の  $T$  行列  $t_{\gamma}^{(A)}$  に対しては、運動量保存則より

$$\langle \vec{q}' \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | t_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle = \delta(\vec{P}_{YN} - \vec{Q} - \vec{P}_d) t_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_r \vec{k}_1) \langle \vec{q} | \Phi_d \rangle \quad (6)$$

である。ここで、 $\vec{Q}$  は momentum transfer ( $= \vec{p}_r - \vec{p}_K$ )。 $\vec{P}_d$ ,  $\vec{q}$  はそれぞれ, deuteron の運動量および Nucleon (N1) と Spectator Nucleon (N2) の相対の運動量を表している。式(5), (6)より

$$\begin{aligned} & \langle \vec{q}_{YN} \vec{P}_{YN} \vec{p}_K | T | \gamma d \rangle \\ &= \delta(\vec{P}_{YN} - \vec{Q} - \vec{P}_d) \int d\vec{q}' \langle \vec{q}_{YN} | U(e) | \vec{q}' \rangle t_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_r \vec{k}_1) \langle \vec{q} | \Phi_d \rangle \\ &\equiv \delta(\vec{P}_{YN} - \vec{Q} - \vec{P}_d) \langle \vec{q}_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \end{aligned} \quad (7)$$

となる。式(4), (7)より,

$$\begin{aligned} \langle \vec{q}_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle &= \langle \vec{q}_{YN} | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \\ &+ \int d\vec{q}' \langle \vec{q}_{YN} | V G_0(e) | \vec{q}' \rangle \langle \vec{q}' | \tilde{T} | \gamma d \rangle \end{aligned} \quad (8)$$

が求まる。ここで,

$$\langle \vec{q}_{YN} | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \equiv t_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_r \vec{k}_1) \langle \vec{q} | \Phi_d \rangle$$

である。式(8)を部分波展開すると,

$$\begin{aligned} & \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \\ &= \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{YN} | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \\ &+ \sum_{l_s'} \int q'^2 dq' \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{YN} | V | (l' s') j_f m_f ; q' \rangle G_0(e) \langle (l' s') j_f m_f ; q' | \tilde{T} | \gamma d \rangle \end{aligned} \quad (9)$$

となる。 $(l, s, j, m)$  はそれぞれ YN 系の軌道, スピン, 全角運動量, 磁気量子数を表す。

ここまでは, YN 系に対して, 単一の Hyperon を想定してきたが, 実際には  $\Lambda$  粒子は核子と相互作用をして  $\Sigma$  粒子に転換する ( $\Lambda$ - $\Sigma$  conversion) ため, 2つの粒子チャンネルを考えなければならない。

式(9)を  $\Lambda N$ - $\Sigma N$  coupling を考慮した積分方程式に書き直すと,

$$\begin{aligned}
& \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{\gamma k}^{(i)} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \\
&= \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{\gamma k}^{(i)} | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \\
&+ \sum_k \sum_{l's'} \int q_k'^2 dq_k' \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{\gamma k}^{(i)} | V^{ik} | (l' s') j_f m_f ; q_k' \rangle \\
&\quad \times G_0^{(k)}(e_k) \langle (l' s') j_f m_f ; q_k' | \tilde{T} | \gamma d \rangle
\end{aligned} \tag{10}$$

$$G_0^{(i)}(e_i) = \frac{1}{e_i - \frac{q^2}{2\mu_i}}$$

$$e_i = z - E_K - E_\sigma - m_{\gamma}^{(i)} - m_N, \quad \mu_i = \frac{m_{\gamma}^{(i)} m_N}{m_{\gamma}^{(i)} + m_N}$$

$$i, k = \Lambda N, \Sigma N$$

となる。添え字  $i, k$  は  $\Lambda N$  チャンネルと  $\Sigma N$  チャンネルを区別している。ここで、 $e_i = q_i^2/2\mu_i$  とすると式(10)は

$$\begin{aligned}
& \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{\gamma k}^{(i)} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \\
&= \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{\gamma k}^{(i)} | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \\
&+ \sum_k \sum_{l's'} 2\mu_k \int q_k'^2 dq_k' \langle q_{\gamma k}^{(i)} | V_{j_f m_f ; l_f s_f, l' s'}^{ik} | q_k' \rangle \frac{1}{q_k^2 - q_k'^2} \langle (l' s') j_f m_f ; q_k' | \tilde{T} | \gamma d \rangle
\end{aligned} \tag{11}$$

方程式(11)は  $q_{\gamma N}$  を off-shell の運動量へ拡張すると、一つの閉じた積分方程式の組となる。したがって、driving term の on-shell 及び off-shell 成分  $\langle (l' s') j_f m_f ; q' | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle$  を入力として、解くことができる。

### 2.3 Driving term

この節では、driving term について議論する。

driving term の off-shell 成分は、

$$\begin{aligned}
\langle (l' s') j_f m_f ; q' | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle &= \int d\vec{q}' \langle (l' s') j_f m_f ; q' | \vec{q}' \rangle t_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma \vec{k}_1) \langle \vec{q} | \Phi_d \rangle \\
&= \int d\vec{q}' \langle (l' s') j_f m_f | \vec{q}' \rangle t_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma \vec{k}_1) \langle \vec{q} | \Phi_d \rangle
\end{aligned} \tag{12}$$

この節のはじめで述べたように素過程の operator を  $F_1 \vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}$  として、photon の運動方向を  $z$  軸にとると、real な photon の偏極は  $x-y$  平面内の二つの独立なベクトルで表すことが出来る。したがって、この偏極ベクトルを

$$\hat{\epsilon}_{+1} = -\frac{\hat{e}_x + i\hat{e}_y}{\sqrt{2}}, \quad \hat{\epsilon}_0 = \hat{e}_z, \quad \hat{\epsilon}_{-1} = \frac{\hat{e}_x - i\hat{e}_y}{\sqrt{2}}$$

とすると ( $\vec{e}_{x, y, z}$  はそれぞれ,  $x, y, z$  方向の単位ベクトル),

$$t_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma \vec{k}_1) = F_1(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma \vec{k}_1) \sigma_\alpha \quad (\alpha = -1, +1) \quad (13)$$

となる。したがって, 式(12)を部分波展開して具体的に表すと,

$$\begin{aligned} & \langle (l's')_{j_f m_f}; q' | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \\ &= \int d\vec{q}' [Y_l^*(\vec{q}') \otimes \langle s' |]_{m_f}^{j_f} \tilde{t}_{\gamma}^{(A)}(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma k_1) \sum_l [Y_l(\vec{q}') \otimes |s'\rangle]_{m_d}^{j_d} \Phi_{ls}^{j_d} \\ &= \sum_l \sum_{\substack{m' m_s \\ m m_s}} (l' m' s' m'_s | j_f m_f) (l m s m_s | j_d m_d) \langle s' m'_s | \sigma_\alpha | s m_s \rangle \\ & \quad \times \int d\vec{q}' Y_{l'm'}^*(\vec{q}') Y_{lm}(\vec{q}') \phi_{ls}^{j_d}(q) F_1(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma k_1) \end{aligned} \quad (14)$$

ここで,

$$\langle s' m'_s | \sigma_\alpha | s m_s \rangle = (-)^{s'-1} (1 a s m_s | s' m'_s) \sqrt{\bar{s} 6} \begin{Bmatrix} s' & s & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \quad (15)$$

$$(\bar{s} = 2s+1)$$

である (詳細は付録C)。ここで, 右辺の  $(1 a s m_s | s' m'_s)$  は Clebsch-Gordan 係数,

$\begin{Bmatrix} s' & s & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix}$  は 6-j 係数である。今,  $l, s, j_d$  はそれぞれ, deuteron の軌道, スピン, 全

角運動量を表わし,  $s = 1, l = 0, j_d = 1$  である。よって, 式(14)は

$$\begin{aligned} & \langle (l's')_{j_f m_f}; q' | \tilde{t}_{\gamma}^{(A)} | \gamma d \rangle \\ &= \sum_{l=0,2} \sum_{\substack{m' m_s \\ m m_s}} (l' m' s' m'_s | j_f m_f) (l m 1 m_s | 1 m_d) (1 a 1 m_s | s' m'_s) \begin{Bmatrix} s' & 1 & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} (-)^{s'-1} \\ & \quad \times 3\sqrt{2} \int d\vec{q}' Y_{l'm'}^*(\vec{q}') Y_{lm}(\vec{q}') \phi_{11}(q) F_1(\vec{k}_1' \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma \vec{k}_1) \end{aligned} \quad (16)$$

となる。これにより, driving term が計算できる。ただし, 最後の積分について更に議論が必要である。なぜならば,  $F_1$  の中に含まれている係数  $(\vec{k}_1', \vec{p}_K, \vec{p}_\gamma, \vec{k}_1)$  は  $\vec{q}'$  に依存していることに加え,  $\vec{p}_K, \vec{p}_\gamma$  も座標系の取り方によって異なってくるからである。

Inclusive な反応  $d(\gamma, K) YN$  の計算を行うため,  $\vec{P}' = \vec{0}$  の系で計算を行う。この系では

$$\begin{aligned}
\vec{P}_d &= -\vec{Q} \\
\vec{q} &= \vec{q}' - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{Q} \\
\vec{k}_1 &= \vec{q}' - \vec{Q} \\
\vec{k}_1' &= \vec{q}'
\end{aligned} \tag{17}$$

となる。また、photon と kaon は実験室系である  $\vec{P}_d = \vec{0}$  が成り立つ系で与えられているため、 $\vec{P}' = \vec{0}$  系での運動量を求めなければならない。そこで、 $\vec{P}_d = \vec{0}$  系から  $\vec{P}' = \vec{0}$  系へ boost を行う（詳細は付録A, B）

#### 2.4 散乱断面積

微分散乱断面積は終状態における Hyperon-Nucleon の重心系において、

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{1}{2E_d} \frac{1}{2E_\gamma} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P_d + Q - p_Y - p_N) \\
&\times \left| \sqrt{2E_d(2\pi)^3} \langle \mu_Y \mu_N ; q_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \right|^2 \\
&\times \frac{M_Y}{E_Y} \frac{M_N}{E_N} \frac{1}{2E_K} \frac{d^3 p_Y d^3 p_N d^3 p_K}{(2\pi)^9}
\end{aligned} \tag{18}$$

ところで、

$$W^2 = (M_d + \omega)^2 - (\vec{P}_d + \vec{Q})^2$$

としたとき、 $\int dq_{YN}$  を実行すると、

$$\frac{1}{E_Y} \cdot \frac{1}{E_N} \delta^{(4)}(P_d + Q - p_Y - p_N) d^3 p_Y d^3 p_N = \frac{q_{YN}}{W} d\Omega_{YN}$$

となるので（詳細は付録D）、式(18)を整理すると、

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{M_Y M_N}{2E_\gamma} \cdot \frac{p_K^2}{2E_K} \cdot \frac{q_{YN}}{W} \\
&\times \left| \langle \mu_Y \mu_N ; q_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \right|^2 dp_K d\Omega_K d\Omega_{YN}
\end{aligned}$$

となる、次に  $\sum_{\mu_Y \mu_N} \int d\Omega_{YN}$ （ただし、 $\mu_Y, \mu_N$  は、Y, N のスピン磁気量子数をそれぞれ表わす。）を実行すると、

$$\begin{aligned}
d\sigma &= \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{M_Y M_N}{2E_\gamma} \cdot \frac{p_K^2}{2E_K} \cdot \frac{q_{YN}}{W} \\
&\times \sum_{l_f s_f j_f m_f} \left| \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \right|^2 dp_K d\Omega_K
\end{aligned}$$

と計算できる。したがって、反応  $d(\gamma, K)YN$  の散乱断面積は、 $\alpha$  を photon の偏極の独

立な成分 ( $\alpha = -1, +1$ ),  $m_d$  を deuteron の磁気量子数 ( $m_d = -1, 0, +1$ ) とすると, 無偏極の場合,

$$d\sigma = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} \frac{1}{3} \sum_{m_d} \frac{1}{(2\pi)^2} \cdot \frac{M_Y M_N}{2E_Y} \cdot \frac{p_K^2}{2E_K} \cdot \frac{q_{YN}}{W} \\ \times \sum_{l_f s_f j_f m_f} \left| \langle (l_f s_f) j_f m_f ; q_{YN} | \tilde{T} | \gamma d \rangle \right|^2 dp_K d\Omega_K \quad (19)$$

となる。したがって, 式(16)より driving term を求めて, 積分方程式(11)を解いて  $\tilde{T}$  をもとめ, 式(19)を計算することによって inclusive な反応  $d(\gamma, K)YN$  の散乱断面積が計算できる。

### 3. 結果とまとめ

今回, 我々は inclusive process  $d(\gamma, K)YN$  の散乱断面積の計算の定式化をおこなった。素過程として,  $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$  に限定し, operator として  $F_1 \vec{\sigma} \cdot \vec{\varepsilon}$  を採用した。また, photon は  $z$  軸に沿って入射し, kaon も同じく  $z$  軸方向に放出されるとした。計算の大きな結果として  $\Lambda$  threshold 近傍と,  $\Sigma$  threshold 近傍にピークが確認された。とくに, 興味深いのは  $YN$  相互作用のモデルによって  $\Sigma$  threshold 近傍でのピークの形に違いがみられたことである。実験による確認ができれば,  $\Lambda$ - $\Sigma$  conversion についての研究が大きく前進するはずである。

今後, operator のすべての項についてを計算し, 任意の散乱角で放出される kaon に対して, 断面積の計算を行うことを計画している。

## 付 録

### A Kinematics

今,  $k_1, k_2, k_1'$  はそれぞれの質量  $m_1, m_2, m_1'$  にくらべ十分小さいと考え, 非相対論的近似ができるとする。図1より deuteron の運動量 ( $\vec{P}_d$ ) および  $N1, N2$  との相対の運動量 ( $\vec{q}$ ) は

$$\vec{P}_d = \vec{k}_1 + \vec{k}_2 \\ \vec{q} = \frac{m_2 \vec{k}_1 - m_1 \vec{k}_2}{m_1 + m_2} \quad (20)$$

また,  $Y1$ - $N2$  の重心の運動量 ( $\vec{P}'$ ) および相対の運動量 ( $\vec{q}'$ ) は,

$$\vec{P}' = \vec{k}_1' + \vec{k}_2 \\ \vec{q}' = \frac{m_2 \vec{k}_1' - m_1 \vec{k}_2}{m_1 + m_2} \quad (21)$$

であるので,  $\vec{k}_1' - \vec{k}_1 = \vec{p}_Y - \vec{p}_K = \vec{Q}$  ( $\vec{Q}$  は momentum transfer) とすると, 式(20), (21)より

$$\begin{aligned}
\vec{P}' - \vec{P}_d &= \vec{Q} \\
\vec{q} &= \vec{q}' - \vec{Q} + \frac{m'_1}{m'_1 + m_2} \vec{P}' - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{P}_d \\
\vec{k}_1 &= \vec{q} + \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{P}_d \\
\vec{k}'_1 &= \vec{q}' + \frac{m'_1}{m'_1 + m_2} \vec{P}'
\end{aligned} \tag{22}$$

が得られる。

したがって、 $\vec{P}' = \vec{0}$  の系では式(22)より

$$\begin{aligned}
\vec{P}_d &= -\vec{Q} \\
\vec{q} &= \vec{q}' - \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{Q} \\
\vec{k}_1 &= \vec{q}' - \vec{Q} \\
\vec{k}'_1 &= \vec{q}'
\end{aligned}$$

となり、 $\vec{P}_d = \vec{0}$  の系では

$$\begin{aligned}
\vec{P}' &= \vec{Q} \\
\vec{q} &= \vec{q}' - \frac{m_2}{m'_1 + m_2} \vec{Q} \\
\vec{k}_1 &= \vec{q}' - \frac{m_2}{m'_1 + m_2} \vec{Q} \\
\vec{k}'_1 &= \vec{q}' + \frac{m'_1}{m'_1 + m_2} \vec{Q}
\end{aligned}$$

となる。

## B Lorentz Transformation

Photon と kaon について考える。これらは、実験室系  $\vec{P}_d = \vec{0}$  の系で与えられるため、 $\vec{P}' = \vec{0}$  系での運動量を求めなければならない。そこで、 $\vec{P}_d = \vec{0}$  系から  $\vec{P}' = \vec{0}$  系への boost を考える。

Photon ( $p_\gamma$ ), kaon ( $p_K$ ), deuteron ( $P_d$ ), momentum transfer ( $Q$ ) を  $\vec{P}_d = \vec{0}$  系での 4 元運動量 (文字の上に tilder( $\sim$ )をつけて表す) で表すと、

$$\begin{aligned}
\vec{p}_\gamma &= (\vec{E}_\gamma, \vec{p}_\gamma), \vec{p}_K = (\vec{E}_K, \vec{p}_K) \\
\vec{P}_d &= (M_d, \vec{0}), \vec{Q} = (\tilde{\omega}, \vec{Q})
\end{aligned}$$

となる。ただし、 $M_d = m_d + \epsilon_d$  ( $\epsilon_d$ : deuteron binding energy),  $\tilde{\omega} = \vec{E}_\gamma - \vec{E}_K$  とする。

こうして、 $\vec{P}_d = \vec{0}$  系での Y1-N2 の重心系における重心の 4 元運動量は

$$\vec{P}' = \vec{P}_a + \vec{Q} = (M_a + \tilde{\omega}, \vec{Q})$$

と書ける。したがって、この boost 変換により  $\vec{P}_a = \vec{0}$  系における 4 元ベクトル  $\vec{p} = (\vec{E}, \vec{p})$  は、 $\vec{P}' = \vec{0}$  系における 4 元ベクトルを  $p = (E, \vec{p})$  とすると

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{Q}}{M_a + \tilde{\omega}}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

として、

$$\begin{aligned} E &= -\gamma \vec{\beta} \cdot \vec{p} + \gamma \vec{E} \\ \vec{p} &= A \hat{\beta} + \vec{p} \end{aligned} \quad (23)$$

と変換する。ただし、 $A = (\gamma - 1) \vec{p} \cdot \hat{\beta} - \gamma \beta \vec{E}$ 、 $\hat{\beta}$  は  $\vec{\beta}$  方向の単位ベクトル。よって、式(23)より  $\vec{P}' = \vec{0}$  における photon, kaon の運動量が求まる。

C  $\langle s' m'_s | \sigma_a | s m_s \rangle$  の計算

$$\begin{aligned} \langle s' m'_s | \sigma_a | s m_s \rangle &= (-)^{s' - m'_s} \begin{pmatrix} s' & 1 & s \\ -m'_s & a & m_s \end{pmatrix} (s' \| \sigma \| s) \\ &= (-)^{s' - s + 1} \frac{1}{\sqrt{\bar{s}'}} (1 a s m_s | s' m'_s) (s' \| \sigma \| s) \\ & \quad (\bar{s} = 2s + 1) \end{aligned} \quad (24)$$

ここで、 $\begin{pmatrix} s' & 1 & s \\ -m'_s & a & m_s \end{pmatrix}$  は 3-j 係数、 $(s' \| \sigma \| s)$  は換算行列要素、 $(1 a s m_s | s' m'_s)$  は Clebsch-Gordan 係数である。換算行列要素についての計算は

$$\begin{aligned} (s' \| \sigma \| s) &= ((s'_1 s'_2) s' \| \sigma \| (s_1 s_2) s) \\ &= \sqrt{\bar{s}' \cdot 3 \cdot \bar{s}} \begin{Bmatrix} s'_1 & s'_2 & s' \\ s_1 & s_2 & s \\ 1 & 0 & 1 \end{Bmatrix} (s'_1 \| \sigma \| s_1) (s'_2 \| 1 \| s_2) \\ &= \sqrt{\bar{s}' \cdot 3 \cdot \bar{s}} \begin{Bmatrix} \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & s' \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & s \\ 1 & 0 & 1 \end{Bmatrix} \sqrt{6} \sqrt{2} \\ &= \sqrt{\bar{s}' \cdot 3 \cdot \bar{s}} (-)^{-s} \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{Bmatrix} s' & s & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \sqrt{6} \sqrt{2} \\ &= \sqrt{\bar{s}' \cdot 6 \cdot \bar{s}} (-)^{-s} \begin{Bmatrix} s' & s & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \end{aligned}$$

であるので、式(24)は

$$\langle s' m'_s | \sigma_a^{(1)} | s m_s \rangle = (-)^{s'-1} (1 a s m_s | s' m'_s) \sqrt{56} \begin{Bmatrix} s' & s & 1 \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \end{Bmatrix}$$

となる。

D Phase space factor について

$$L \equiv \delta^{(4)}(P_d + Q - p_Y - p_N) \cdot \frac{d^3 p_Y}{E_Y} \cdot \frac{d^3 p_N}{E_N}$$

$\int d^3 p_N$  を実行すると、

$$L \rightarrow \delta(E_d + \omega - E_Y - E_N) \cdot \frac{d^3 p_Y}{E_Y} \cdot \frac{1}{E_N}$$

ただし、

$$\vec{p}_N = \vec{p}_d + \vec{Q} - \vec{p}_Y, \quad E_N^2 = p_N^2 + m_N^2$$

また、

$$E_Y dE_Y = p_Y dp_Y$$

の関係を使って

$$L \rightarrow \delta(E_d + \omega - E_Y - E_N) p_Y dE_Y d\Omega_Y \cdot \frac{1}{E_N} \quad (25)$$

となる。 $L$  は Lorents invariant な量であるから、終状態における Hyperon-Nucleon の重心系で考えてもよい。したがって、これ以降この系で考える。すると、

$$\vec{p}_Y = \vec{q}_{YN}, \quad \vec{q}_N = -\vec{q}_{YN}, \quad E_Y + E_N = W'$$

の関係がある。ここで、

$$E_Y^2 = q_{YN}^2 + m_Y^2, \quad E_N^2 = q_{YN}^2 + m_N^2$$

である。それぞれ微分すると、

$$E_Y dE_Y = q_{YN} dq_{YN}, \quad E_N dE_N = q_{YN} dq_{YN}$$

の関係がえられるので、

$$dW' = dE_Y + dE_N = dE_Y + \frac{E_Y}{E_N} dE_Y = \frac{W'}{E_N} dE_Y$$

となるから、最初の項と最後の項の関係により、

$$\frac{dW'}{W'} = \frac{dE_Y}{E_N}$$

を得ることができる。ここで、この系において

$$(P_d + Q)^2 = (E_d + \omega)^2 \equiv W^2$$

とすると、式(25)は

$$L \rightarrow \delta(W - W') q_{YN} d\Omega_{YN} \cdot \frac{dW'}{W'}$$

となる。そこで、 $\int dW'$  を実行すると、

$$L \rightarrow \frac{q_{YN}}{W} d\Omega_{YN}$$

となる。

#### 参考文献

- 1) P. M. M. Maessen, Th. A. Rijken and J. J. de Swart : Phys. Rev. C40, 2226 (1989)
- 2) M. M. Nagels, T. A. Rijken and J. J. de Swart : Phys. Rev. D15, 2547 (1977)
- 3) M. M. Nagels, T. A. Rijken and J. J. de Swart : Phys. Rev. D20, 1633 (1978)
- 4) A. G. Reuber, K. Holinde and J. Speth : Czech. J. Phys. 42, 1115 (1992)
- 5) K. Miyagawa and W. Glöckle : Phys. Rev. C48, 2576 (1993)
- 6) K. Miyagawa, H. Kamada, W. Glöckle and V. Stoks : Phys. Rev. C51, 2905 (1995)
- 7) R. A. Adelseck, C. Bennhold and L. E. Wright : Phys. Rev. C32, 1681 (1985)
- 8) T. Mart, Ph. D. Dissertation : University of Mainz, June 1996
- 9) T. Mart : private communication

# Photoproduction of Hyperons from the Deuteron

Hisahiko YAMAMURA and Kazuya MIYAGAWA

*Department of Applied Physics,*

*Faculty of Science,*

*Okayama University of Science,*

*Ridai-cho 1-1, Okayama 700-0005, Japan*

(Received October 5, 1998)

An inclusive reaction  $d(\gamma, K^+)YN$  is formulated. In order to investigate effects of the final-state hyperon-nucleon interaction, the  $\Lambda N$ - $\Sigma N$  coupling is incorporated in a precise manner. We neglect the interaction of kaon in the final states because of its weakness.