

# **Fotoproduksi kaon pada daerah energi tinggi**

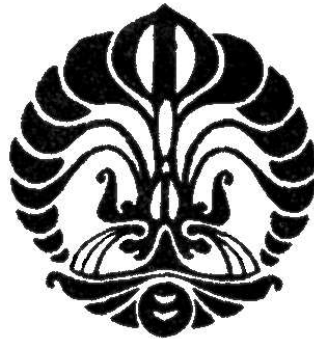
Thesis

Diajukan sebagai salah satu syarat  
untuk memperoleh gelar  
Magister Fisika

oleh:

Suharyo Sumowidagdo

NPM: 6399020204



Program Magister Fisika  
Program Pascasarjana Jurusan Fisika

Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam  
Universitas Indonesia  
Depok  
2001

# Lembar Persetujuan

Thesis ini telah diperiksa dan disetujui oleh

Pembimbing

(Dr. Terry Mart)

Penguji

Penguji

(Dr. Laksana Tri Handoko)

(Dr. Muhammad Hikam)

Penguji

(Dr. B.E.F. da Silva, M.Sc.)

Ketua Program Studi Ilmu Fisika  
Program Pascasarjana FMIPA UI

(Dr. Dedi Suyanto)

In Memoriam

Prof. Darmadi Kusno, Ph.D.

(10 Oktober 1948 - 3 Januari 2001)

# Ucapan terima kasih

Penulis mengucapkan syukur Alhamdulillah atas segala karunia Allah hingga saat ini, yang telah mengizinkan penulis untuk menyelesaikan satu lagi tahapan pendidikan setelah pendidikan sarjana. Dengan ini penulis juga mengucapkan terima kasih terutama kepada keluarga yang telah mendukung penulis selama ini. Selain itu penulis juga mengucapkan terima kasih kepada pihak-pihak yang telah membantu dan mendukung penulis selama pendidikan magister. Mereka adalah:

- Dr. Terry Mart selaku pembimbing utama penulis sejak penulis menempuh pendidikan sarjana, atas segala perhatian dan bantuan beliau. Demikian pula kepada almarhum Prof. Darmadi Kusno, Ph.D., atas dedikasi beliau bersama Dr. Terry Mart dalam membimbing dan mengarahkan penulis untuk mendalami fisika nuklir dan partikel teoretik.
- Dr. Laksana Tri Handoko, Dr. Muhammad Hikam, dan Dr. B.E.F. da Silva, M.Sc. yang telah bertindak sebagai penguji, atas saran serta kritik mereka. Dr. Dedi Suyanto sebagai Ketua Program Magister Fisika dan ketua sidang magister penulis.
- Rekan-rekan dari Grup yang berada di Indonesia dan menyertai penulis selama penelitian dan penulisan thesis: Alvin Stanza Kiswandhi, Theresia Jutri Taruna, Hari Juliarta Priyadi, Sebastian Kurniawan Foe, David Daniel Losong, dan Tjipto Juwono. Demikian pula kepada rekan-rekan junior Grup: Ihsan Amin, Tan Wijaya, Kheli, dan Chandi Wijaya.
- Rekan-rekan dari Grup yang saat ini berada di mancanegara: Imam Fachrudin (Bochum), Agung Bayu Waluyo (Washington, D.C.), Anto Sulaksono (Frankfurt), Agus Salam (Mainz), Eddy Yusuf (Tallahassee, Florida), dan Wirawan Purwanto (Williamsburg, Virginia).

- Staf Jaringan UI Terpadu (JUITA), dan Arief Syarifuddin Fitrianto alumni Grup yang telah menyediakan fasilitas jaringan komputer yang menjadi tulang punggung pencarian literatur dan komunikasi elektronik selama penulisan thesis.
- Staf akademik dan administrasi Jurusan Fisika Depok dan Program Pascasarjana Fisika Salemba.
- Dan tentunya kepada rekan-rekan dari angkatan Fisika 94 yang saat ini telah menyebar dan meniti karir masing-masing.

Semoga Allah senantiasa mengarunia mereka dengan rahmatnya. Amin.

Salemba dan Depok, 11 Juli 2001

Suharyo Sumowidagdo

# Intisari

## Fotoproduksi kaon pada daerah energi tinggi

Sebuah model fenomenologis sederhana untuk reaksi fotoproduksi kaon yang bekerja dari energi ambang hingga energi tinggi dipelajari dan dikembangkan dalam penelitian ini. Model ini merupakan kombinasi antara model isobarik; yang bekerja pada energi menengah, dan model Regge; yang bekerja pada energi tinggi. Kombinasi dicapai dengan menggunakan formalisme Regge pada amplitudo kanal resonansi  $t$  dengan partikel pertukaran  $K^*$  dan  $K1$ . Pada daerah energi menengah, diperoleh efek redaman amplitudo yang lebih baik dibandingkan penggunaan faktor bentuk hadronik. Pada daerah energi tinggi, diperoleh deskripsi yang baik untuk sudut hamburan kecil namun belum diperoleh hasil yang baik untuk sudut sangat kecil,  $0.9 \leq \cos \theta \leq 1.0$ . Penggunaan model ini untuk integrasi GDH sum rule memberikan kontribusi yang konvergen pada kanal reaksi fotoproduksi kaon. Kata kunci: Fotoproduksi kaon, energi menengah, energi tinggi, model isobarik, teori Regge, aturan penjumlahan.

Nomor PACS: 25.20.Lj, 13.60.Le, 11.55.Hx., 11.55.Jy.

# Abstract

## Kaon photoproduction in the high-energy region

A simple phenomenological model for kaon photoproduction which works from threshold up to the high energy region is studied and developed in this work. The model is a combination of isobaric model; which works in the intermediate energy region, and Regge model; which works in the high energy model. The combination is achieved by using Regge formalism for the  $t$ -channel resonance amplitude with exchange particles  $K^*$  and  $K1$ . In the intermediate energy region, we obtain better cut-off effect compared to the use of hadronic form factors. In the high energy region, we obtain good results for small scattering angle, but the



model still unable to describe the experimental data at very forward angles,  $0.9 \leq \cos \theta \leq 1.0$ . Integration of the GDH sum rule with this model gives a convergent result for the contributions of kaon photoproduction to the GDH sum rule.

Keywords: Kaon photoproduction, intermediate energy, high energy, isobaric model, Regge theory, sum rule.

PACS numbers: 25.20.Lj, 13.60.Le, 11.55.Hx., 11.55.Jy.

# Daftar Isi

<b>Intisari</b>	<b>i</b>
<b>Daftar isi</b>	<b>iii</b>
<b>Daftar tabel</b>	<b>v</b>
<b>Daftar gambar</b>	<b>vii</b>
<b>1 Pendahuluan</b>	<b>1</b>
1.1 Daerah energi tinggi . . . . .	2
1.2 Relasi dengan GDH sum rule . . . . .	4
1.3 Metode Penelitian . . . . .	4
1.4 Sistematika penulisan . . . . .	5
<b>2 Model fotoproduksi kaon pada daerah energi menengah</b>	<b>6</b>
2.1 Formalisme umum . . . . .	6
2.2 Matriks transisi $\mathcal{M}$ . . . . .	8
2.3 Lebar partikel bergantung energi . . . . .	10
2.4 Faktor bentuk hadronik . . . . .	11
2.5 Amplitudo CGLN dan observabel . . . . .	13
<b>3 Model fotoproduksi kaon pada daerah energi tinggi</b>	<b>15</b>
3.1 Tinjauan model Regge pada energi tinggi . . . . .	15

3.2	Kombinasi model isobarik dan model Regge . . . . .	18
3.2.1	Amplitudo kanal- $t$ , partikel resonansi $K^*(1^-)$ . . . . .	18
3.2.2	Amplitudo kanal- $t$ , partikel resonansi $K_1(1^+)$ . . . . .	19
3.2.3	Faktor bentuk hadronik . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Hasil dan diskusi</b>	<b>23</b>
4.1	Metode perhitungan . . . . .	23
4.2	Daerah energi rendah . . . . .	26
4.3	Daerah energi tinggi . . . . .	27
4.4	Perhitungan GDH sum rule hingga 16 GeV . . . . .	28
<b>5</b>	<b>Kesimpulan dan saran</b>	<b>42</b>
<b>A</b>	<b>GDH Sum Rule</b>	<b>44</b>
A.1	Pendahuluan . . . . .	44
A.2	Pembahasan tentang GDH Sum Rule . . . . .	47
<b>B</b>	<b>Data eksperimen pada energi tinggi</b>	<b>51</b>

# Daftar Tabel

2.1	Data partikel resonan yang dimasukkan dalam model ini sebagaimana diacu dari referensi [11, 12]. Data rinci mengenai massa dan lebar partikel diacu dari Particle Data Book, referensi [19]. Kolom $S$ menyatakan bilangan <i>strangeness</i> partikel, kolom $J^P$ menyatakan spin dan paritas partikel, dan kolom $I$ menyatakan isospin partikel. . . . .	9
4.1	Jenis data eksperimen fotoproduksi kaon pada energi rendah dan tinggi, berikut jumlah untuk setiap jenis data. . . . .	24
4.2	Konstanta kopling dan parameter reaksi yang dipakai dalam perhitungan sebagai hasil pencocokan model terhadap data eksperimen. Kolom I merupakan nilai konstanta kopling dari model isobarik energi menengah [12], kolom II merupakan nilai konstanta kopling dari model Regge energi tinggi [24]. Kolom III dan IV merupakan konstanta kopling dari model hasil penelitian ini. Kolom III dihasilkan dari <i>fitting</i> model pada data eksperimen pada energi rendah, sementara kolom IV dihasilkan dari <i>fitting</i> model pada data eksperimen pada energi rendah dan energi tinggi.	30
4.3	Kontribusi kanal-kanal produksi pada proton dan neutron pada kuadrat momen magnetik, $\kappa_N^2(K)$ . Kolom (1) dihitung dengan Persamaan 4.2, sementara kolom (2) dihitung dengan Persamaan 4.3 . . . . .	39

B.1	Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . $\tilde{k}_0$ adalah energi foton lab dalam GeV, sudut $\theta$ diberikan dalam derajat, dan $d\sigma/d\Omega$ diberikan dalam $\mu\text{b/sr}$ . . . . .	52
B.2	Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ (lanjutan). $\tilde{k}_0$ adalah energi foton lab dalam GeV, variabel Mandelstam $t$ diberikan dalam $\text{GeV}^2$ , dan $d\sigma/dt$ diberikan dalam $\text{nb/GeV}^2$ . 53	
B.3	Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ (lanjutan). Notasi sama seperti Tabel A.2. . . . .	54
B.4	Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Notasi sama seperti Tabel A.2. Sudut $\theta$ diberikan dalam derajat. . . . .	55
B.5	Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ (lanjutan). Notasi sama seperti Tabel A.2. . . . .	56
B.6	Data eksperimen polarisasi foton ( $\Sigma$ ) dan polarisasi hyperon ( $P$ ) reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Notasi $\tilde{k}_0$ dan $-t$ sama seperti Tabel A.2. Polarisasi tidak berdimensi. . . . .	57
B.7	Data eksperimen polarisasi foton ( $\Sigma$ ) reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Notasi sama seperti Tabel A.6. . . . .	57

# Daftar Gambar

2.1	Dari kiri atas dalam arah jarum jam, tiga diagram Feynman kanal- $s$ , $-u$ , dan $t$ yang dipertimbangkan dalam menghitung amplitudo $\mathcal{M}$ dengan partikel perantara masing-masing. . . . .	7
2.2	Dari kanan atas dalam arah berlawanan jarum jam: tiga diagram Feynman tingkat <i>tree-level</i> untuk kanal- $u$ , $-s$ , dan $-t$ . Waktu berjalan dari kiri ke kanan. Faktor bentuk hadronik $F_1^h$ , $F_2^h$ , dan $F_3^h$ pada naskah dinyatakan dengan verteks nomor 1, 2, dan 3. Gambar kanan bawah dengan verteks nomor 4 menyatakan suku kontak dan faktor bentuk $F_c^h$ yang merupakan kombinasi dari tiga faktor bentuk lainnya dengan persyaratan memenuhi <i>crossing symmetry</i> dan tidak memiliki <i>pole</i> sebagaimana diacu dari referensi [15]. . . . .	11
3.1	Trayektori Regge untuk keluarga partikel $K$ dan $K^*$ . . . . .	20
4.1	Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ pada energi menengah dengan data eksperimen. Garis utuh menunjukkan hasil perhitungan dengan model yang dikembangkan dalam penelitian ini, garis putus-putus menunjukkan hasil perhitungan dengan model isobarik yang bekerja pada daerah energi menengah. Data eksperimen diperoleh dari Kolaborasi SAPHIR [28]. . . . .	31

4.2	Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ pada energi menengah dengan data eksperimen. Notasi dan data eksperimen sama seperti Gambar 4.1. . . . . .	32
4.3	Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ pada energi menengah dengan data eksperimen. Notasi sama seperti Gambar 4.1, data eksperimen dari Kolaborasi SAPHIR [29]. . . . . .	33
4.4	Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang total reaksi fotoproduksi kaon $\gamma N \rightarrow KY$ pada energi menengah untuk enam kanal reaksi yang dapat terjadi dengan menggunakan model yang dikembangkan pada penelitian ini dengan data eksperimen dari kolaborasi SAPHIR [28, 29]. Notasi sama seperti pada Gambar 4.1	34
4.5	Perbandingan polarisasi hyperon terhambur untuk tiga kanal reaksi, $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ , $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ , dan $\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$ pada energi menengah dengan data eksperimen dari kolaborasi SAPHIR [28, 29]. Notasi sama seperti pada Gambar 4.1. . . . . .	35
4.6	Perbandingan hasil perhitungan model dengan data eksperimen pada energi tinggi dan arah <i>forward angles</i> untuk reaksi $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ . Garis utuh menunjukkan hasil perhitungan dengan model yang dikembangkan dalam penelitian ini, sementara garis putus-putus menunjukkan hasil perhitungan dengan model Regge dari Guidal, Laget, dan Vanderhaeghen [23, 24]. Data eksperimen diambil dari Elings [2], Boyarski [3], dan Quinn [6]. . . . . .	36
4.7	Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ dengan data eksperimen pada energi tinggi dan arah <i>forward angles</i> . Notasi dan data eksperimen sama seperti pada Gambar 4.6. . . . . .	37

4.8	Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ dan reaksi $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ dengan data eksperimen pada energi tinggi dan arah <i>backward angles</i> . Notasi sama seperti pada Gambar 4.6. Data eksperimen diambil dari Anderson [4]. . . . .	38
4.9	Penampang lintang total $\sigma_T$ (garis utuh) dan selisih penampang lintang terpolarisasi $\sigma_{TT'}$ (garis putus-putus) untuk reaksi fotoproduksi kaon pada proton sebagai fungsi energi foton lab hingga 16 GeV. . . . .	40
4.10	Penampang lintang total $\sigma_T$ (garis utuh) dan selisih penampang lintang terpolarisasi $\sigma_{TT'}$ (garis putus-putus) untuk reaksi fotoproduksi kaon pada neutron sebagai fungsi energi foton lab hingga 16 GeV. . . . .	41
A.1	Dua kemungkinan spin total pada proses hamburan Compton. Gambar kiri menunjukkan total spin = $\frac{3}{2}$ , sementara gambar kanan menunjukkan spin total = $\frac{1}{2}$ . . . . .	46



# Bab 1

## Pendahuluan

Dalam dekade terakhir ini bidang fisika nuklir telah mengalami perkembangan yang sangat pesat baik dalam perkembangan konsep dan metode teori, maupun perkembangan teknik dan fasilitas eksperimen. Hal ini sesungguhnya bermula jauh dibelakang sekitar 20 hingga 30 tahun yang lalu.

Studi kelayakan ilmiah pada tahun 1970-an dan 1980-an menunjukkan bahwa masih banyak hal-hal yang belum diketahui secara detail dalam fisika nuklir, terutama mengenai dinamika hadron yang berinteraksi kuat pada tingkat energi 1 hingga 4 - 6 GeV. Hal inilah yang memicu masyarakat fisika nuklir yang tengah tertinggal dari fisika partikel untuk bangkit kembali.

Dalam suatu program jangka panjang yang melibatkan ilmuwan dari banyak negara, mulailah masyarakat fisika nuklir merumuskan program-program dan tujuan-tujuan ilmiah yang baru dalam bidang fisika nuklir. Hal ini kemudian mulai memicu kembali aktivitas penelitian dalam bidang fisika nuklir. Seiring dengan bangkitnya kegiatan penelitian, maka diajukan proposal-proposal untuk membangun fasilitas-fasilitas eksperimen baru yang kini sebagian telah selesai dibangun.

Salah satu fasilitas ini adalah adalah Thomas Jefferson National Accelerator Facility (dahulu Continuous Electrom Beam Accelerator Facility), yang lebih akrab dengan sebutan *JLab*, di Newport News, Virginia. JLab adalah sebuah ak-

selerator elektron dengan energi maksimum 4 GeV dan luminositas tinggi. JLab dirancang untuk menjadi sarana utama untuk eksperimen fisika nuklir elektromagnetik dengan faktor kerja 100 %, akurasi tinggi, dan energi tinggi. Target penelitian JLab adalah inti dalam gambaran fundamental, yakni berupa keadaan terikat dari quark yang berinteraksi menurut teori QCD, maupun dalam gambaran hadron-hadron yang berinteraksi menurut teori interaksi efektif [1].

Dari beberapa kategori eksperimen utama yang akan dilakukan di JLab, salah satunya adalah studi mengenai eksitasi dan peluruhan inti hiper. Reaksi pembentukan inti hiper ditentukan oleh reaksi elementer proses reaksi asosiasi  $KY$  (kaon dan hyperon) melalui proyektil foton atau elektron. Bersamaan dengan itu juga dapat dipelajari struktur eksitasi nukleon dan peluruhannya ke keadaan akhir  $KY$  dan dinamika meson  $K$  dan hyperon  $Y$  dengan hadron-hadron lain, seperti hamburan kaon-nukleon ( $K - N$ ) atau hamburan hyperon-nukleon ( $Y - N$ ) [1].

Studi inti hiper dalam fisika nuklir elektromagnetik dilaksanakan melalui reaksi foto- dan elektroproduksi kaon pada nukleon dan inti. Hal inilah yang mendorong bidang penelitian reaksi elektromagnetik untuk produksi kaon menjadi aktif kembali.

## 1.1 Daerah energi tinggi

Sebagian besar fasilitas eksperimen fisika nuklir elektromagnetik saat ini memiliki daerah jangkauan energi berkisar hingga 2 GeV. Studi eksperimen dan teori saat ini masih dipusatkan pada daerah energi ini untuk mempelajari dinamika hadron yang didominasi oleh interaksi kuat.

Meskipun saat ini studi pada energi menengah masih mendominasi, telah ada rencana-rencana untuk melakukan studi eksperimen dan teori pada energi yang lebih tinggi. Jefferson Lab dirancang untuk bekerja hingga energi elektron 4 GeV, namun dapat dikembangkan hingga 6 - 12 GeV. Pada tahun-tahun 1960-an dan 1970-an, daerah energi 10 GeV hingga 20 GeV merupakan daerah studi bidang

fisika partikel atau fisika energi tinggi. Bidang fisika partikel eksperimental saat ini telah mengalihkan perhatiannya ke skala energi yang lebih tinggi, yakni skala ratusan GeV hingga TeV, seperti fasilitas eksperimen LEP di CERN yang merupakan penumbuk elektron-positron pada skala energi berkisar 200 GeV, atau fasilitas eksperimen Tevatron di Fermi National Accelerator Laboratory yang merupakan penumbuk proton-antiproton pada energi 1800 GeV.

Pada daerah skala yang telah ditinggalkan fisikawan energi tinggi telah dilakukan beberapa eksperimen namun hasilnya relatif masih sedikit, dengan ketelitian yang kasar. Fasilitas-fasilitas baru yang dibangun memiliki faktor kerja yang lebih tinggi dan ketelitian alat yang lebih baik. Eksperimen-eksperimen saat ini telah berjalan dan sebagian data dari eksperimen-eksperimen tersebut telah tersedia dengan akurasi yang tinggi dan jumlah yang relatif lebih banyak.

Terkait dengan proses produksi elektromagnetik kaon pada nukleon, eksperimen reaksi fotoproduksi kaon pada energi tinggi telah dilakukan pada tahun 1960-an dan 1970-an, terutama di Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Reaksi yang dipelajari adalah reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  dan  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Data eksperimen yang tersedia adalah penampang lintang diferensial ( $d\sigma/d\Omega$  atau  $d\sigma/dt$ ) [2, 3, 4], polarisasi hyperon  $P$  [5], dan polarisasi foton  $\Sigma$  [6]. Energi foton lab yang digunakan berkisar dari 4 hingga 16 GeV

Di masa-masa depan JLab telah direncanakan untuk ditingkatkan energinya hingga 6 - 12 GeV sehingga peluang untuk mempelajari reaksi foto- dan elektroproduksi pada energi tinggi terbuka kembali.

Dengan latar belakang di atas, penulis mencoba untuk mengembangkan model fotoproduksi kaon yang berkerja pada daerah energi dari energi ambang hingga daerah energi tinggi, yakni beberapa GeV. Model ini diharapkan dapat menjadi titik awal studi reaksi foto- dan elektroproduksi pada daerah transisi antara daerah resonansi hingga daerah energi tinggi.

## 1.2 Relasi dengan GDH sum rule

Sebagai tambahan dari penelitian yang utama, yakni model fotoproduksi kaon pada energi tinggi, penulis akan menggunakan hasil dari penelitian utama untuk menghitung kontribusi proses fotoproduksi kaon pada GDH sum rule [7, 8]. Perhitungan terdahulu telah menggunakan model isobarik dan melakukan perhitungan hingga batas atas energi foton lab 2 GeV [9, 10]. Tujuan perhitungan kali ini adalah untuk menunjukkan bahwa keadaan akhir kaon-hyperon memberikan kontribusi berhingga pada GDH sum rule.

## 1.3 Metode Penelitian

Pada penelitian ini penulis menfokuskan diri pada daerah energi dari energi ambang reaksi fotoproduksi kaon hingga energi foton lab sekitar beberapa GeV. Hal ini dimotivasi dengan dua fakta: Model isobarik telah sukses dalam mendeskripsikan proses fotoproduksi kaon pada daerah energi foton lab 1 hingga 2 GeV, dan model Regge telah berhasil memberikan deskripsi pada energi tinggi, yakni dimana energi foton lab berkisar antara 5 hingga 16 GeV. Kami hendak memfokuskan pada penggabungan kedua model dan diharapkan dapat bekerja pada daerah antara kedua model yakni dari satu hingga sekitar beberapa GeV.

Salah satu kelemahan model isobarik adalah pada umumnya amplitudo hamburan menjadi besar sekali (divergen) pada energi yang makin besar. Pada umumnya teknik yang digunakan untuk mengatasi permasalahan ini adalah memasukkan faktor bentuk hadronik pada verteks hadronik dari diagram Feynman.

Teknik yang akan digunakan untuk menghilangkan divergensi ini agar model isobarik dapat diperluas hingga dengan beberapa GeV adalah dengan menggunakan teknik Regge pada beberapa amplitudo yang diketahui menjadi divergen pada energi tinggi. Amplitudo-amplitudo yang divergen ini juga kenyataannya merupakan amplitudo yang dominan pada energi tinggi, dimana energi foton lab

besarnya di atas 2 GeV hingga beberapa GeV.

Amplitudo lain yang tidak divergen dengan demikian akan berperan pada daerah energi menengah (1 - 2) GeV.

Dalam model akhir yang merupakan kombinasi model Regge dan model isobarik, akan terdapat beberapa parameter bebas. Nilai parameter bebas ini akan ditentukan melalui teknik pencocokan kurva dengan data eksperimen. Data eksperimen yang akan digunakan adalah data pada energi rendah maupun energi tinggi.

Akan dipelajari juga pengaruh faktor bentuk hadronik pada model ini, apakah masih diperlukan faktor bentuk hadronik untuk mengurangi divergensi dari amplitudo hamburan setelah teknik Regge dimasukkan.

## **1.4 Sistematika penulisan**

Penulisan tesis ini dibagi menjadi 5 bagian utama dan 1 lampiran. Bab pertama membahas mengenai latar belakang, motivasi, dan tujuan melakukan penelitian ini. Bab kedua meninjau mengenai model isobarik pada energi menengah sebagai masukan untuk mengkonstruksi model pada energi tinggi. Bab ketiga meninjau teori dasar dan model pada energi tinggi. Pada bab ini juga penulis akan melakukan konstruksi model pada daerah antara energi menengah dan energi tinggi. Bab keempat menampilkan hasil-hasil dari perhitungan pada bab sebelumnya. Bab kelima berisi kesimpulan akhir dari penelitian ini. Penulis menambahkan dua buah lampiran berisi tinjauan singkat tentang Gerasimov-Drell-Hearn sum rule dan kompilasi data eksperimen pada energi tinggi.

## Bab 2

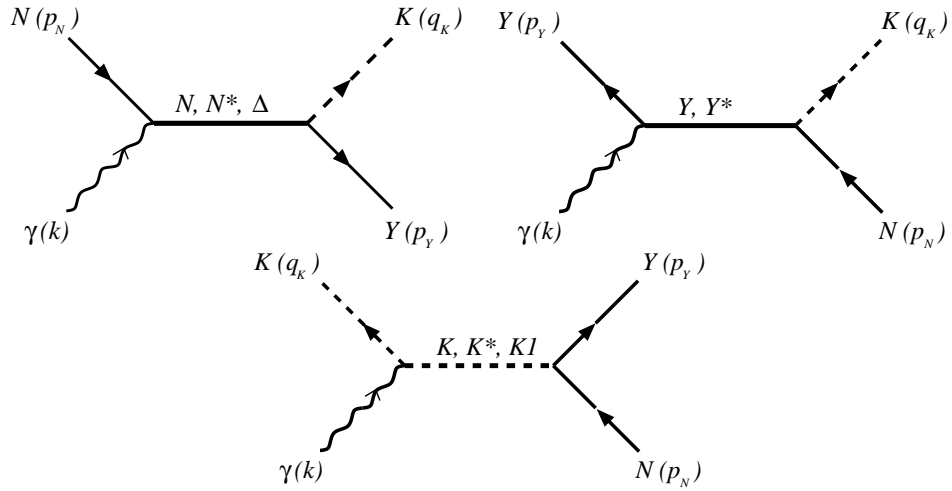
# Model fotoproduksi kaon pada daerah energi menengah

Pada bab ini penulis akan meninjau ulang model isobarik pada energi menengah yang menjadi dasar penulis untuk mengkonstruksi model pada daerah energi tinggi. Penulis juga akan membahas formalisme umum reaksi fotoproduksi dan perhitungan observabel pada reaksi seperti penampang lintang diferensial dan polarisasi.

### 2.1 Formalisme umum

Dalam tesis ini penulis menggunakan masukan dari model fotoproduksi yang telah dikembangkan secara intensif selama beberapa tahun terakhir [11, 12]. Model ini adalah sebuah model isobarik yang menggunakan diagram Feynman tingkat terendah (*tree-level*) untuk menghitung amplitudo hamburan.

Gambar 2.1 menunjukkan tiga diagram Feynman reaksi  $\gamma N \rightarrow KY$  tingkat *tree-level* kanal-*s*, -*u*, dan -*t* yang menjadi dasar dalam perhitungan amplitudo. Pada kanal-*s* partikel pertukaran adalah  $N$ ,  $N^*$ , dan  $\Delta$  (nukleon dan resonan nukleon). Pada kanal-*u* partikel pertukaran adalah  $Y$  dan  $Y^*$  (hyperon dan resonan hyperon).



Gambar 2.1: Dari kiri atas dalam arah jarum jam, tiga diagram Feynman kanal- $s$ ,  $-u$ , dan  $t$  yang dipertimbangkan dalam menghitung amplitudo  $\mathcal{M}$  dengan partikel perantara masing-masing.

Pada kanal  $-t$  partikel pertukaran adalah  $K$ ,  $K^*$ , dan  $KI$  (kaon dan resonan kaon). Model ini tidak memasukkan seluruh partikel yang mungkin pada perhitungan amplitudo. Tabel 2.1 mendaftarkan partikel-partikel yang dipakai pada model ini. Model ini mendapat masukan dalam pemilihan partikel-partikel resonan yang memiliki fraksi peluruhan cukup besar ke keadaan akhir  $K\Lambda$  dan  $K\Sigma$  dari rekan kolaborator di Justus-Liebig Universität Giessen yang melakukan penelitian dengan teknik analisis kanal reaksi terkopel (*coupled-channel analysis*) pada resonan-resonan nukleon [13, 14].

Pada model isobarik, digunakan interaksi efektif tingkat hadronik untuk mendapatkan propagator dan faktor verteks pada aturan Feynman yang dipakai untuk menurunkan amplitudo hamburan. Untuk mengkompensasi fakta bahwa model isobarik memiliki kekurangan yakni tidak bersifat *unitary*, model ini menggunakan faktor koreksi berupa kebergantungan lebar partikel resonan pada energi total (*momentum-dependent width*).

Model ini juga telah dikembangkan dengan menggunakan faktor bentuk hadronik untuk mengakomodasi fakta bahwa hadron bukanlah partikel elementer, dan agar model dapat bekerja pada energi tinggi. Penggunaan faktor bentuk hadronik pada model ini menggunakan formalisme dari Davidson dan Workman untuk mendapatkan amplitudo suku Born yang invarian tera, memenuhi simetri silang (*crossing symmetry*), sebagaimana diacu dari Referensi [15].

Dalam perhitungan amplitudo, terdapat beberapa faktor konstanta kopling yang akan menjadi parameter bebas. Nilai parameter bebas ini akan diperoleh dari proses pencocokan kurva dengan data eksperimen.

## 2.2 Matriks transisi $\mathcal{M}$

Dengan menggunakan notasi standar dari Bjorken-Drell [16], penampang lintang fotoproduksi kaon dapat ditulis sebagai

$$d\sigma = \frac{1}{(2\pi)^2(k_0 \cdot p_N)} |\mathcal{M}|^2 \frac{d^3\vec{p}_Y}{E_Y} \frac{d^3\vec{q}_K}{E_K} \delta^4(k_0 + p_N - p_Y - q_K). \quad (2.1)$$

Matriks transisi  $\mathcal{M}$  untuk reaksi fotoproduksi dapat ditulis sebagai kombinasi linier dari empat amplitudo  $A_i$  dan matriks  $M_i$  yang invarian tera dan invarian Lorentz

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_Y) \sum_{i=1}^4 A_i M_i u(p_N). \quad (2.2)$$

Ada beberapa konvensi dari matriks-matriks  $A_i$  yang ditemukan pada literatur. Model yang dikembangkan dalam tesis ini menggunakan konvensi matriks-matriks  $A_i$  dari Deo dan Bisoi [17], dalam bentuk eksplisit dinyatakan sebagai berikut

$$M_1 = \frac{1}{2} \gamma_5 (\not{\epsilon} \not{k} - \not{k} \not{\epsilon}), \quad (2.3)$$

$$M_2 = \gamma_5 [(2q - k) \cdot \epsilon P \cdot k - (2q - k) \cdot k P \cdot \epsilon], \quad (2.4)$$

$$M_3 = \gamma_5 (q \cdot k \not{\epsilon} - q \cdot \epsilon \not{k}), \quad (2.5)$$

$$M_4 = i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \gamma^\mu q^\nu \epsilon^\rho k^\sigma. \quad (2.6)$$



Tabel 2.1: Data partikel resonan yang dimasukkan dalam model ini sebagaimana diacu dari referensi [11, 12]. Data rinci mengenai massa dan lebar partikel diacu dari Particle Data Book, referensi [19]. Kolom  $S$  menyatakan bilangan *strangeness* partikel, kolom  $J^P$  menyatakan spin dan paritas partikel, dan kolom  $I$  menyatakan isospin partikel.

Partikel	$S$	$J^P$	$I$	Massa (MeV)	Lebar (MeV)
$K^{*\pm}$	$\pm 1$	$1^-$	$\frac{1}{2}$	$891.59 \pm 0.24$	$49.8 \pm 0.8$
$K^{*0}$	$+1$	$1^-$	$\frac{1}{2}$	$896.10 \pm 0.28$	$50.5 \pm 0.6$
$K_1$	$+1$	$1^+$	$\frac{1}{2}$	$1273 \pm 7$	$90 \pm 20$
$S_{11}(1650)$	$0$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	$1640 - 1680$	$145 - 190 (150)$
$P_{11}(1710)$	$0$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$1680 - 1740$	$50 - 250 (100)$
$P_{13}(1720)$	$0$	$\frac{3}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$1650 - 1750$	$100 - 200 (150)$
$S_{31}(1900)$	$0$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{3}{2}$	$1850 - 1950$	$140 - 240 (200)$
$P_{31}(1910)$	$0$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{3}{2}$	$1870 - 1920$	$190 - 270 (250)$

Disini  $\gamma$  adalah matriks-matriks Dirac,  $P = \frac{1}{2}(p_N + p_Y)$ ,  $q$  adalah momentum-empat kaon, dan  $k$  adalah momentum-empat foton. Penggunaan amplitudo  $A_1 - A_4$  ini adalah untuk mempermudah dalam menghitung amplitudo CGLN [18], yang selanjutnya akan mempermudah untuk menghitung observabel. Amplitudo CGLN ini akan didiskusikan pada sub bab 2.5.

Pembahasan lebih lanjut mengenai bentuk eksplisit amplitudo  $A_1 - A_4$  dapat ditemui pada referensi [11]. Pada tulisan ini penulis hanya akan mendiskusikan lebih lanjut amplitudo pada kanal- $t$  yang mengalami perubahan dengan penggunaan propagator Regge pada sub bab 3.2.

## 2.3 Lebar partikel bergantung energi

Salah satu kelemahan model yang menggunakan amplitudo yang diturunkan dari diagram Feynman tingkat *tree-level* adalah tidak dapat mempertahankan unitaritas atau kekekalan fluks probabilitas secara keseluruhan. Model yang digunakan dalam penelitian ini mencoba untuk mengatasi masalah tersebut dengan memasukkan faktor kebergantungan lebar partikel kepada energi reaksi.

Dalam model ini, lebar partikel resonan nukleon  $N^*$ , yang didefinisikan dengan  $\Gamma_{N^*}$  didefinisikan dengan memasukkan faktor kebergantungan energi sebagai berikut:

$$\Gamma_{N^*}(|\vec{q}|) = \Gamma_{N^*} \frac{\sqrt{s}}{m_{N^*}} \sum_{x_i} \left( \frac{|\vec{q}_i|}{|\vec{q}_i^{N^*}|} \right)^{2l+1} \frac{D_I(|\vec{q}_i|)}{D_I(|\vec{q}_i^{N^*}|)}. \quad (2.7)$$

Sumasi dilakukan terhadap kanal-kanal peluruhan yang mungkin terjadi, dimana keadaan akhir adalah berupa meson dengan massa  $m_i$  dan baryon dengan massa  $m_h$ .  $\Gamma_{N^*}$  adalah lebar partikel ke seluruh kanal peluruhan yang mungkin. Sementara  $x_i$  adalah fraksi peluruhan relatif (*relative branching ratio*) ke keadaan akhir  $i$ . Momentum-momentum keadaan akhir diberikan dengan,

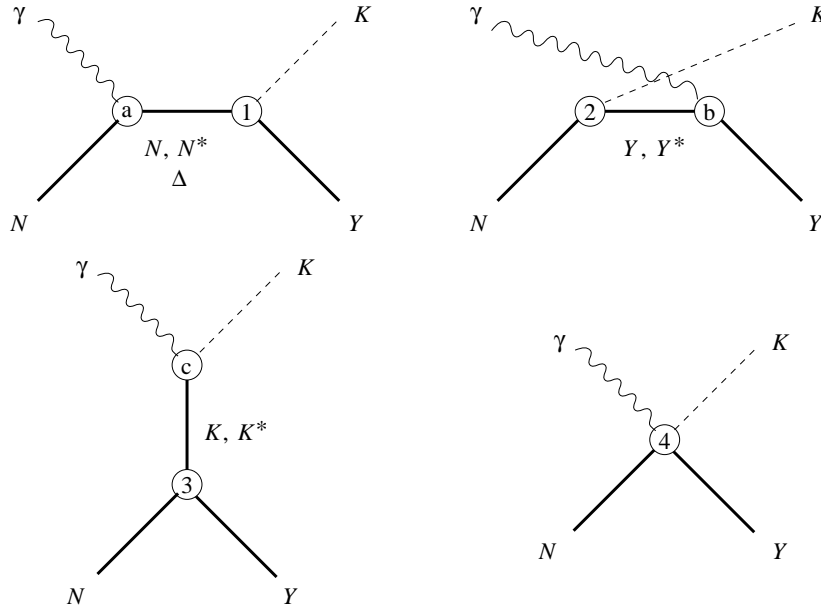
$$|\vec{q}_i| = \left( \frac{(m_{N^*}^2 - m_h^2 + m_i^2)^2}{4m_{N^*}^2} - m_i^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.8)$$

$$|\vec{q}_i^{N^*}| = \left( \frac{(s - m_h^2 + m_i^2)^2}{4s} - m_i^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.9)$$

dan terakhir, fungsi  $D_I(|\vec{q}|)$  diberikan dengan

$$D_I(|\vec{q}|) = \exp\left(-\frac{q^2}{3\alpha^2}\right) \quad (2.10)$$

dimana  $\alpha$  adalah faktor rintangan fisi sebesar 410 MeV.



Gambar 2.2: Dari kanan atas dalam arah berlawanan jarum jam: tiga diagram Feynman tingkat *tree-level* untuk kanal-*u*, -*s*, dan -*t*. Waktu berjalan dari kiri ke kanan. Faktor bentuk hadronik  $F_1^h$ ,  $F_2^h$ , dan  $F_3^h$  pada naskah dinyatakan dengan verteks nomor 1, 2, dan 3. Gambar kanan bawah dengan verteks nomor 4 menyatakan suku kontak dan faktor bentuk  $F_c^h$  yang merupakan kombinasi dari tiga faktor bentuk lainnya dengan persyaratan memenuhi *crossing symmetry* dan tidak memiliki *pole* sebagaimana diacu dari referensi [15].

## 2.4 Faktor bentuk hadronik

Sebagaimana umumnya model-model reaksi yang bekerja pada daerah energi menengah, model yang digunakan penulis sebagai masukan ini juga menggunakan faktor bentuk hadronik. Faktor bentuk hadronik ini merupakan kompensasi fakta bahwa hadron yang digunakan sebagai partikel efektif bukanlah merupakan partikel elementer.

Sebuah analisis yang teliti mengenai penggunaan faktor bentuk hadronik ini mengungkapkan bahwa penggunaan faktor bentuk hadronik secara umum pada diagram suku Born tingkat *tree-level* menyebabkan sebuah amplitudo  $A_i$  pada

ekspansi matriks  $\mathcal{M}$  pada Persamaan 2.2; yakni amplitudo  $A_2$  menjadi tidak invarian tera. Sehingga diperlukan teknik khusus untuk mengembalikan invariansi tera pada amplitudo hamburan. Teknik yang umum dipakai adalah menambahkan satu amplitudo tambahan dari diagram kontak yang menghilangkan suku-suku amplitudo yang tidak invarian tera, sebagaimana dapat dilihat pada Gambar 2.2. Model yang dikembangkan dalam penelitian ini menggunakan teknik dari Davidson dan Workman [15] untuk mengembalikan invariansi tera.

Secara eksplisit faktor bentuk hadronik diagram kontak tersebut dinyatakan sebagai

$$\begin{aligned} \hat{F}(s, u, t) = & F_1(s) + F_1(u) + F_3(t) \\ & - F_1(s)F_1(u) - F_1(s)F_3(t) - F_1(u)F_3(t) + F_1(s)F_1(u)F_3(t). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Bentuk ini merupakan versi yang diperbaiki dari bentuk sebelumnya dari Haberzettl [20] yang digunakan dalam model-model sebelumnya [12]. Davidson dan Workman mengajukan argumen bahwa bentuk dari Haberzettl tidak memenuhi simetri silang (*crossing symmetry*) dan memiliki *pole* pada formulasinya. Mereka kemudian mengajukan formulasi baru faktor bentuk hadronik untuk amplitudo  $A_2$  yang selain memenuhi invariansi tera juga memenuhi *crossing symmetry*.

Bentuk eksplisit dari faktor bentuk hadronik sendiri dipilih berupa

$$F_i = \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (r_i - m_i^2)^2} \quad (2.12)$$

dimana  $r_i$  dan  $m_i$  bergantung pada diagram manakan faktor bentuk hadronik itu dipasang. Pada intinya  $r_i$  adalah kuadrat momentum-empat partikel yang menjadi propagator pada diagram yang bersangkutan, sementara  $m_i$  adalah massa partikel yang bersesuaian.  $\Lambda$  adalah parameter *cut-off* yang ditentukan melalui proses *fitting*. Pada model yang dikembangkan dalam penelitian ini, ditemukan bahwa penggunaan faktor bentuk hadronik pada suku-suku resonansi menjadi tidak signifikan, sehingga penelitian ini hanya menggunakan faktor bentuk hadronik pada suku-suku Born.

## 2.5 Amplitudo CGLN dan observabel

Amplitudo CGLN [18] merupakan formalisme perumusan amplitudo proses foto- dan elektroproduksi kaon yang bersifat invarian tera, invarian Lorentz, dan mudah untuk menghitung observabel reaksi elementer. Pembahasan disini akan dibatasi untuk kasus fotoproduksi dan observabel yang tersedia data eksperimennya. Pembahasan yang lebih lengkap mengenai amplitudo CGLN dan observabel dapat ditemui di referensi [21].

Untuk proses fotoproduksi amplitudo ini berhubungan dengan amplitudo  $\mathcal{M}$  pada persamaan 2.2 melalui persamaan

$$\mathcal{M} = \bar{u}(p_Y) \sum_{i=1}^4 A_i M_i u(p_N) = \chi_f^\dagger \mathcal{F} \chi_i, \quad (2.13)$$

dimana

$$\mathcal{F} = (\vec{\sigma} \cdot \vec{b}) \mathcal{F}_1 - i(\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \vec{b})) \mathcal{F}_2 + (\vec{\sigma} \cdot \hat{k})(\hat{q} \cdot \vec{b}) \mathcal{F}_3 + (\vec{\sigma} \cdot \hat{q})(\hat{q} \cdot \vec{b}) \mathcal{F}_4, \quad (2.14)$$

dengan

$$b_\mu = \varepsilon_\mu - \frac{\hat{k} \cdot \vec{\varepsilon}}{|\vec{k}|} k_\mu. \quad (2.15)$$

Secara eksplisit, ekspresi amplitudo CGLN  $\mathcal{F}_1 - \mathcal{F}_4$  dalam amplitudo-amplitudo  $A_1 - A_4$  adalah

$$\mathcal{F}_{1,2} = \frac{1}{8\pi W} [(E_N \pm m_N)(E_Y \pm m_Y)]^{\frac{1}{2}} (\pm(W \pm m_N)A_1 + q_K \cdot k(A_3 - A_4) + (W \mp m_N)(W \mp m_Y)A_4), \quad (2.16)$$

$$\mathcal{F}_{3,4} = \frac{|\vec{q}_K||\vec{k}|}{8\pi W} \left( \frac{E_Y \pm m_Y}{E_N \pm m_N} \right)^{\frac{1}{2}} [\pm(s - m_N^2)A_2 + (W \pm m_N)(A_3 - A_4)]. \quad (2.17)$$

Besaran-besaran teramati selanjutnya dapat dinyatakan sebagai fungsi dari amplitudo-amplitudo CGLN.

Karena data eksperimen yang tersedia adalah penampang lintang diferensial dan polarisasi hyperon, maka pada bagian ini akan diberikan formula perhitungan besaran-besaran tersebut saja. Untuk penampang lintang diferensial, didefinisikan dengan notasi  $\sigma_T$ , dinyatakan sebagai berikut

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega_K} = \frac{2|\vec{q}_K|W}{s-m_N^2} \left[ |\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_K (|\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2) - \text{Re} \{ 2 \cos \theta_K \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2 - \sin^2 \theta_K (\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \cos \theta_K \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4) \} \right] \quad (2.18)$$

Untuk ekspresi polarisasi, terlebih dahulu didefinisikan faktor normalisasi sebagai berikut

$$\mathcal{N} = |\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 + \frac{1}{2} \sin^2 \theta_K (|\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2) - \text{Re} \{ 2 \cos \theta_K \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2 - \sin^2 \theta_K (\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \cos \theta_K \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4) \} \quad (2.19)$$

dan besaran polarisasi hyperon dinyatakan sebagai berikut

$$P = \frac{-\sin^2 \theta_K \text{Im} \{ 2 \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_3 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_4 + \cos \theta_K (\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 - \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3) - \sin^2 \theta_K \mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4 \}}{\mathcal{N}} \quad (2.20)$$

Besaran lain yang akan dihitung adalah selisih penampang lintang terpolarisasi, didefinisikan  $\sigma_{TT'} = \frac{1}{2}(\sigma_{\frac{3}{2}} - \sigma_{\frac{1}{2}})$ . Bentuk eksplisitnya diberikan sebagai berikut

$$\frac{d\sigma_{TT'}}{d\Omega_K} = \frac{2|\vec{q}_K|W}{s-m_N^2} \left[ -\mathcal{F}_1^2 - \mathcal{F}_2^2 + \text{Re} (2 \cos \theta \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2 - \sin^2 \theta (\mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4)) \right] \quad (2.21)$$

Besaran ini digunakan untuk menghitung GDH sum rule yang merupakan integral dari selisih penampang lintang total bergantung spin terhadap energi.

## Bab 3

# Model fotoproduksi kaon pada daerah energi tinggi

### 3.1 Tinjauan model Regge pada energi tinggi

Salah satu model pertama yang dikonstruksi untuk mendeskripsikan reaksi fotoproduksi kaon pada daerah energi tinggi adalah model dari Levy, Majerotto, dan Read (LMR) [22]. Sebagaimana umumnya model-model pada energi tinggi, LMR menggunakan teori Regge sebagai dasar menyusun model mereka. Amplitudo transisi  $\mathcal{M}$  dalam model mereka diturunkan dari dua diagram Feynman kanal- $t$  dengan memasukkan partikel  $K$  dan  $K^*$  sebagai partikel pertukarannya. Hal ini berarti mengganti propagator Feynman untuk partikel spin 0 dan spin 1 pada ekspresi amplitudo kanal- $t$  dari

$$\mathcal{P}_{\text{Feynman}} = \frac{1}{t - m^2} \quad (3.1)$$

menjadi

$$\mathcal{P}_{\text{Regge}(0^-)} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_K(t)} \frac{e^{-i\pi\alpha_K(t)}}{\sin(\pi\alpha_K(t))} \frac{\pi\alpha'_K}{\Gamma(1 + \alpha_K(t))} \quad (3.2)$$

untuk partikel spin 0 dengan paritas negatif ( $K$ ), dan

$$\mathcal{P}_{\text{Regge}(1^-)} = \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{K^*}(t)-1} \frac{e^{-i\pi\alpha_{K^*}(t)}}{\sin(\pi\alpha_{K^*}(t))} \frac{\pi\alpha'_{K^*}}{\Gamma(\alpha_{K^*}(t))} \quad (3.3)$$

untuk partikel spin 1 dan paritas negatif ( $K^*$ ).

Dalam model mereka digunakan empat parameter bebas pada amplitudo kanal- $t$  dengan partikel pertukaran  $K^*$ , sementara pada kanal- $t$  dengan partikel pertukaran  $K$  nilai konstanta kopling Born ditetapkan nilainya sesuai dengan prediksi SU(3).

Untuk memperhitungkan efek nilai  $s$  yang besar, LMR menggunakan teknik ‘absorpsi’ (*absorption*) pada amplitudo dengan tambahan dua parameter tetap. Amplitudo hamburan diekspansikan ke dalam amplitudo helisitas gelombang parsial dan setiap amplitudo individual dikalikan dengan faktor absorpsi yang merupakan fungsi  $J$ .

Model ini kemudian difit dengan data eksperimen penampang lintang diferensial fotoproduksi kaon pada energi 5, 8, 11, dan 16 GeV hasil eksperimen di SLAC oleh Boyarski *et al* [3]. Sebagai tambahan, LMR juga membandingkan model mereka dengan data eksperimen polarisasi lambda hasil eksperimen di DESY [5], meskipun data tersebut tidak digunakan dalam proses fitting.

Dari perbandingan dengan data eksperimen penampang lintang diferensial, terlihat bahwa kelemahan model LMR adalah pada kebergantungan model pada variabel Mandelstam  $s$ , yakni tidak dapat mengikuti titik-titik data eksperimen sepenuhnya, terutama pada daerah energi foton 5 dan 8 GeV, dimana model mereka memprediksi sedikit di bawah data eksperimen. Pada perbandingan dengan data polarisasi lambda  $P$ , model LMR berhasil menunjukkan sifat kenaikan yang tajam pada daerah  $-t = 0$  hingga  $0.1 \text{ GeV}^2$ , dan memprediksi tanda yang sesuai (negatif), meskipun sekali lagi tidak dapat mengikuti titik-titik data.

Model selanjutnya yang menjadi masukan bagi model yang dikembangkan penulis adalah model dari Guidal, Laget, dan Vanderhaeghen (GLV) [23, 24]. Model mereka pada dasarnya merupakan pengembangan lebih lanjut dari model Levy, Majerotto, dan Read. Pada tahap awal, GLV mengembangkan model mereka untuk proses fotoproduksi pion dan kaon pada arah sudut depan dan sudut kecil (*forward angles*), namun pengembangan lebih lanjut untuk arah sudut besar dan



sudut belakang (*large and backward angles*) dan proses elektroproduksi masih terus berlangsung.

Pada model ini amplitudo hamburan diturunkan dari dua diagram Feynman kanal- $t$  dengan partikel pertukaran  $K$  dan  $K^*$  dan satu diagram kanal- $s$  dengan partikel pertukaran  $N$ . Diagram kanal- $s$  muncul sebagai konsekuensi argumen GLV bahwa amplitudo dari diagram Feynman kanal- $t$  dengan partikel pertukaran  $K$  yang digunakan oleh Levy dkk tidak bersifat *gauge invariant*. Masalah ini diselesaikan Guidal dkk dengan memasukkan amplitudo dari kanal- $s$ , dan kemudian amplitudo ini kemudian direggeisasi dengan cara mengalikannya dengan

$$(t - m^2) \mathcal{P}_{\text{Regge}} = (t - m^2) \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_K(t)} \frac{e^{-i\pi\alpha_K(t)}}{\sin(\pi\alpha_K(t))} \frac{\pi\alpha'_K}{\Gamma(1 + \alpha_K(t))}. \quad (3.4)$$

Berbeda dengan model LMR, model GLV tidak menggunakan teknik absorpsi untuk mengakomodasi kebergantungan model mereka pada variabel Mandelstam  $s$ . Penggunaan diagram ketiga ( $s$ ) ternyata bisa menjadi kompensasi peniadaan absorpsi, yang menurut GLV dipakai LMR tanpa justifikasi yang memadai.

Model ini kemudian difit juga terhadap data eksperimen yang sama dengan yang digunakan oleh LMR dengan menggunakan enam konstanta kopling pada verteks hadronik sebagai parameter bebas. Konstanta kopling elektromagnetik pada verteks  $KK^*\gamma$  diperoleh dari lebar peluruhan  $K^* \rightarrow K\gamma$ .

Dari perbandingan dengan data eksperimen terlihat bahwa model GLV memiliki kelebihan dibandingkan dengan model LMR, dimana model mereka lebih dapat memiliki kebergantungan terhadap variabel Mandelstam  $s$  yang lebih baik, dan model mereka dapat mengikuti titik-titik data dengan lebih akurat. Pada perbandingan dengan data polarisasi hyperon dan polarisasi photon, prediksi model GLV secara kualitatif cukup baik meskipun tidak dapat mengikuti data eksperimen sepenuhnya.

## 3.2 Kombinasi model isobarik dan model Regge

Model yang dikembangkan pada penelitian ini merupakan gabungan antara model isobarik pada energi menengah dengan energi tinggi. Studi pada model isobarik sebelumnya [25, 26] menunjukkan bahwa amplitudo dari kanal- $t$  dengan partikel pertukaran  $K^*$  merupakan faktor yang menyebabkan amplitudo menjadi divergen pada energi tinggi.

Pada model ini penulis mengambil inisiatif untuk mengganti propagator Feynman pada amplitudo-amplitudo kanal- $t$  dengan menggunakan propagator Regge. Propagator Regge memiliki sifat untuk limit nilai kuadrat momentum-empat yang mendekati massa partikel pertukaran pada propagator, propagator Regge mendekati propagator Feynman. Jika kuadrat momentum-empat semakin besar dan jauh dari massa partikel pertukaran, maka nilai propagator Regge pun akan semakin jauh dari nilai propagator Feynman. Sifat inilah yang digunakan agar amplitudo hamburan memiliki limit sama dengan model isobarik pada energi rendah, dan juga dapat bekerja pada energi tinggi.

### 3.2.1 Amplitudo kanal- $t$ , partikel resonansi $K^*(1^-)$

Baik model isobarik yang menjadi dasar penelitian ini maupun model Regge dari LMR dan GLV menggunakan partikel pertukaran  $K^*$  dalam perhitungan amplitudonya. Pada model Regge sebagaimana ditunjukkan oleh GLV, amplitudo dari partikel  $K^*$  ini memberikan kontribusi utama pada perhitungan penampang lintang diferensial pada daerah energi tinggi [23, 24].

Untuk amplitudo pada kanal ini, bentuk selengkapnya diberikan sebagai berikut

$$A_1^{K^*} = -N_{K^*} G_{K^*}^T t, \quad (3.5)$$

$$A_2^{K^*} = N_{K^*} G_{K^*}^T, \quad (3.6)$$

$$A_3^{K^*} = -N_{K^*} G_{K^*}^T (m_Y - m_N), \quad (3.7)$$

$$A_4^{K^*} = N_{K^*} G_{K^*}^V(m_Y + m_N). \quad (3.8)$$

dimana

$$N_{K^*} = \frac{C_{K^*(1\pm)}}{M(m_N + m_Y)} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_{K^*}(t)-1} \frac{e^{-i\pi\alpha_{K^*}(t)}}{\sin(\pi\alpha_{K^*}(t))} \frac{\pi\alpha'_{K^*}}{\Gamma(\alpha_{K^*}(t))}. \quad (3.9)$$

Di sini  $\alpha_{K^*}(t)$  adalah trajektori Regge untuk keluarga partikel  $K^*$ . Trajektori Regge secara umum diberikan dalam  $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha'(t)$ , dan untuk keluarga partikel  $K^*$  bentuk eksplisit trajektori Regge diberikan dengan

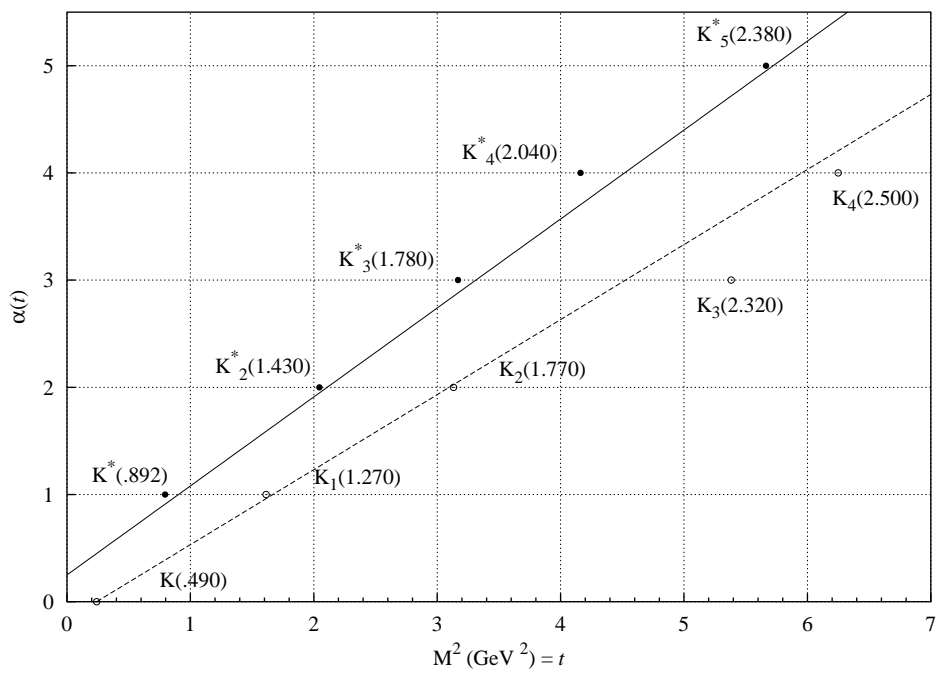
$$\begin{aligned} \alpha_{K^*}(t) &= \alpha_{0K^*} + \alpha'_{K^*}t \\ &= 0.25 + 0.83t \end{aligned} \quad (3.10)$$

dimana  $t$  dalam satuan GeV. Faktor  $s_0$  adalah sebuah skala massa yang diambil bernilai  $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ . Bentuk denominator sinus merupakan fakta bahwa propagator Regge merupakan penggambaran pertukaran banyak partikel yang semuanya terletak pada sebuah trajektori Regge, dan dengan demikian secara efektif menciptakan *pole-pole* seperti propagator Feynman. Bentuk sederhana dari trayektori Regge ini dapat dilihat pada Gambar 3.1.

### 3.2.2 Amplitudo kanal- $t$ , partikel resonansi $K1(1^+)$

Model dari LMR dan GLV menggunakan propagator Regge pada amplitudo partikel pertukaran  $K$ , namun pada model isobarik amplitudo partikel  $K$ , yang merupakan amplitudo suku Born merupakan amplitudo yang berperan pada energi rendah, sehingga dalam penelitian ini diambil langkah lain.

Pada trajektori Regge untuk partikel  $K$ , terlihat bahwa partikel  $K1(1270)$  terletak pada trajektori yang sama dengan partikel  $K$ . Sehingga secara efektif model Regge yang memasukkan partikel  $K$  tidak perlu lagi memasukkan partikel  $K1$ . Karena model yang dikembangkan ini telah menggunakan partikel  $K$  pada suku Born tanpa propagator Regge, diambil langkah untuk menggunakan propagator Regge pada amplitudo partikel  $K1$ .



Gambar 3.1: Trayektori Regge untuk keluarga partikel  $K$  dan  $K^*$ .

Bentuk selengkapnya untuk amplitudo partikel  $K1$  dengan propagator Regge adalah

$$A_2^{K1} = -N_{K1} G_{K1}^T, \quad (3.11)$$

$$A_3^{K1} = N_{K1} \left( (m_Y + m_N) G_{K1}^V + (m_Y - m_N) G_{K1}^T \right), \quad (3.12)$$

$$A_1^{K1} = A_4^{K1} = 0. \quad (3.13)$$

dimana

$$N_{K1} = \frac{C_{K1}}{M(m_N + m_Y)} \left( \frac{s}{s_0} \right)^{\alpha_{K1}(t)} \frac{e^{-i\pi\alpha_{K1}(t)}}{\sin(\pi\alpha_{K1}(t))} \frac{\pi\alpha'_{K1}}{\Gamma(1 + \alpha_{K1}(t))}. \quad (3.14)$$

Trajektori Regge untuk keluarga partikel  $K1$  secara eksplisit diberikan berupa

$$\begin{aligned} \alpha_{K1}(t) &= \alpha_{0K1} + \alpha'_{K1}t \\ &= 0.7(t - m_K^2) \end{aligned} \quad (3.15)$$

dimana  $t$  dalam satuan GeV, dan  $m_K$  adalah massa partikel kaon.

### 3.2.3 Faktor bentuk hadronik

Perhitungan dengan proses *fitting* model kombinasi isobarik dan model Regge ini menunjukkan bahwa penggunaan faktor bentuk hadronik pada suku-suku resonansi menghasilkan nilai *cut-off mass* yang sangat besar, sekitar beberapa GeV. Secara efektif, ini berarti menyebabkan nilai faktor bentuk hadronik mendekati 1. Penulis lantas mengambil inisiatif untuk menghilangkan faktor bentuk hadronik pada amplitudo suku-suku resonan, namun tetap mempertahankan faktor bentuk hadronik pada amplitudo suku-suku Born.

Alasan lain adalah karena penelitian sebelumnya telah menunjukkan bahwa amplitudo dari kanal-kanal dengan partikel pertukaran  $K^*$  dan  $K1$  adalah amplitudo yang bersifat divergen pada energi tinggi. Penggunaan faktor bentuk hadronik pada amplitudo-amplitudo tersebut ternyata tidak cukup kuat untuk meredam

divergensi tersebut. Penggunaan propagator Regge ternyata dapat mengkompensasi divergensi tersebut tanpa menggunakan faktor bentuk hadronik sama sekali pada suku-suku resonansi.

## Bab 4

# Hasil dan diskusi

### 4.1 Metode perhitungan

Setelah dilakukan konstruksi model, maka tahap selanjutnya adalah proses perhitungan numerik. Perhitungan numerik yang dilakukan adalah proses pencocokan antara model dengan data eksperimen (*fitting*). Pada proses ini perhitungan dilakukan untuk meminimalkan jumlah kuantitas *chi square* yang didefinisikan sebagai berikut

$$\chi^2 = \frac{1}{(N_{\text{data}} - N_{\text{par}})} \sum_{i=1}^{N_{\text{data}}} \left( \frac{f(\text{eksp})_i - f(\text{teori})_i}{\Delta f(\text{eksp})_i} \right)^2. \quad (4.1)$$

Di sini  $N_{\text{data}}$  adalah jumlah data eksperimen yang akan di-*fit*,  $N_{\text{par}}$  adalah jumlah parameter yang digunakan,  $f(\text{eksp})$  adalah titik data eksperimen, yang jenisnya bisa berupa penampang lintang diferensial, penampang lintang total, atau polarisasi dll. Tikalas ‘eksp’ dan ‘teori’ menunjukkan bahwa nilai yang dimaksud merupakan data eksperimen atau hasil perhitungan model. Sementara  $\Delta f(\text{eksp})$  merupakan besar kesalahan pengukuran data eksperimen. Penggunaan  $\Delta f(\text{eksp})_i$  pada definisi  $\chi^2$  memiliki dua tujuan: pertama untuk membuat kuantitas  $\chi^2$  tidak berdimensi, kedua untuk memberikan bobot yang lebih tinggi bagi titik-titik data yang memiliki kesalahan pengukuran kecil, dengan kata lain untuk memberikan

Jenis data	Jumlah data		
	$\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$	$\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$	$\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$
$d\sigma/d\Omega$ , energi rendah	248	150	18
$\sigma$ total, energi rendah	36	27	7
Polarisasi hyperon, energi rendah	35	12	4
$d\sigma/d\Omega$ , energi tinggi	90	82	—
Polarisasi hyperon, energi tinggi	7	—	—
Polarisasi foton, energi tinggi	9	9	—

Tabel 4.1: Jenis data eksperimen fotoproduksi kaon pada energi rendah dan tinggi, berikut jumlah untuk setiap jenis data.

syarat batas yang ketat bagi model agar lebih mengikuti titik-titik data yang memiliki ketelitian tinggi.

Dalam proses perhitungan, penelitian ini menggunakan data eksperimen fotoproduksi kaon pada daerah energi tinggi maupun daerah energi rendah. Saat ini data eksperimen yang tersedia sebagian besar adalah untuk reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  dan  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Kumpulan data eksperimen fotoproduksi kaon pada energi rendah yang terbaru adalah dari Kolaborasi SAPHIR, yang telah melakukan eksperimen fotoproduksi kaon untuk seluruh kanal reaksi fotoproduksi kaon pada proton [28, 29]. Untuk data eksperimen pada energi tinggi, penelitian ini menggunakan data eksperimen energi tinggi yang diperoleh secara elektronik dari University of Durham [27].

Dari keseluruhan jumlah data reaksi fotoproduksi kaon yang tersedia, sebagian besar adalah data eksperimen pada energi rendah. Sebagai tambahan, data dari Kolaborasi SAPHIR mendominasi dengan jumlah data sekitar 45 % dari keseluruhan data pada energi rendah.

Pada daerah energi tinggi, tersedia data eksperimen untuk reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  dan  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Data dari Boyarski *et al*, Referensi [3], mendominasi dengan jumlah data sekitar 55 % dari keseluruhan data energi tinggi yang ada.



Pada Tabel 4.1 dilampirkan jenis-jenis data reaksi fotoproduksi kaon yang tersedia pada energi rendah dan energi tinggi, berikut jumlah dari tiap-tiap data. Tampak jelas bahwa data energi rendah mendominasi dengan jumlah data sekitar 70 % dari keseluruhan data eksperimen yang tersedia.

Dominasi data pada energi rendah ini menjadi pertimbangan pada proses *fitting* model dengan data eksperimen. Tujuan awal penelitian ini adalah studi awal dan konstruksi sebuah model fotoproduksi kaon pada energi rendah dan tinggi. Jika dalam proses *fitting* data eksperimen didominasi oleh energi rendah, maka secara teknis nilai parameter-parameter bebas akan menjadi sedemikian rupa sehingga model memiliki kecenderungan untuk bekerja lebih baik pada energi rendah.

Dengan pertimbangan tersebut, dalam proses *fitting* awal yang menggabungkan data eksperimen model energi rendah dan energi tinggi, untuk data energi rendah hanya digunakan sebagian saja dari keseluruhan data pada energi rendah. Penelitian ini memilih untuk menggunakan data eksperimen dari Kolaborasi SAPHIR. Alasan untuk preferensi penggunaan data SAPHIR adalah: pertama, data ini mencakup seluruh kanal reaksi fotoproduksi kaon pada proton; kedua, karena jenis data yang tersedia mencakup tiga jenis yang tidak ada pada data lama, yakni penampang lintang reaksi produksi  $K^0\Sigma^+$ , dan polarisasi hyperon reaksi produksi  $K^+\Sigma^0$  dan  $K^0\Sigma^+$ .

Pada Tabel 4.2 dilampirkan parameter-parameter reaksi hasil proses perhitungan numerik pada penelitian ini. Dilampirkan pula hasil perhitungan pada energi rendah saja dengan menggunakan model tanpa propagator Regge dan hasil perhitungan Guidal, Laget, dan Vanderhaeghen dengan model Regge pada energi tinggi sebagai bahan perbandingan.

## 4.2 Daerah energi rendah

Sebagai langkah awal, penulis melakukan *fitting* model yang dikembangkan pada penelitian ini pada data eksperimen energi rendah. Hal ini dilakukan dengan tujuan untuk mempelajari model ini pada energi rendah. Motivasi lain adalah bahwa penelitian sebelumnya telah menunjukkan bahwa model sebelumnya memiliki kecenderungan untuk menghasilkan amplitudo hamburan yang divergen dan menjadi besar pada energi yang makin tinggi. Meskipun kelemahan ini telah dicoba untuk dikurangi atau diredam dengan faktor bentuk hadronik, namun penggunaan faktor bentuk hadronik saja ternyata tidak cukup untuk meredam naiknya besar penampang lintang total reaksi.

Penelitian terdahulu menunjukkan bahwa faktor penyebab divergensi ini adalah amplitudo pada kanal- $t$  dengan resonan-resonan  $K^*$  dan  $K1$  [25, 26]. Amplitudo pada kanal- $s$  secara umum menuju nol untuk energi yang makin besar, hal ini diakibatkan oleh adanya faktor pembagi  $(s - m^2)$  pada propagator kanal- $s$ .

Penelitian ini menunjukkan bahwa penggunaan propagator Regge menyebabkan amplitudo pada kanal- $t$  menurun dengan semakin tingginya energi. Hal ini tampak jelas pada Gambar 4.4 dimana penampang lintang total hasil perhitungan dengan model dalam penelitian ini tidak menjadi divergen dan menurun dengan naiknya energi reaksi. Hasil ini menyarankan untuk mempelajari lebih lanjut mengenai propagator Regge dan struktur resonan  $K^*$  dan  $K1$  dan peranannya pada operator elementer reaksi fotoproduksi kaon pada energi rendah.

Penelitian ini juga menunjukkan bahwa model kombinasi isobarik dan Regge ini dapat memperhitungkan penampang lintang diferensial dan penampang lintang total dengan cukup baik, meskipun tidak sebaik model isobarik yang dikonstruksi khusus untuk bekerja pada energi rendah. Hal ini terutama tampak jelas pada kanal reaksi  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ . Grafik penampang lintang diferensial ini bisa dilihat pada Gambar 4.1, 4.2, dan 4.3.

Untuk besaran polarisasi hyperon, model dalam penelitian ini memprediksi

besaran polarisasi hyperon dengan lebih baik jika dibandingkan dengan model isobarik. Hal ini tampak jelas pada Gambar 4.5 dimana model dalam penelitian ini dapat memprediksi relatif cukup baik besaran polarisasi hyperon untuk kanal reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  dan  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$ , terutama pada grafik ketiga polarisasi hyperon reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  dimana model isobarik tidak dapat memprediksi bahkan bentuk grafik sama sekali.

### 4.3 Daerah energi tinggi

Pada proses *fitting* untuk energi tinggi, penelitian ini memfokuskan untuk menggunakan data penampang lintang diferensial pada arah depan (*forward angles*). Hal ini didasari fakta bahwa pada reaksi fotoproduksi kaon pada energi tinggi memang didominasi pada arah depan. Untuk besaran polarisasi, hanya digunakan 7 titik data eksperimen polarisasi hyperon pada energi pusat massa 2.817 GeV. Data polarisasi foton pada energi pusat massa 5.559 GeV tidak digunakan karena beberapa titik data bernilai lebih besar dari satu, sementara secara teori nilai polarisasi tidak dapat bernilai lebih besar dari satu, sehingga data dianggap tidak realistis.

Proses *fitting* dilakukan secara bertahap dengan memasukkan data-data energi tinggi sebagian-sebagian, dimulai dari energi yang paling rendah. Sebagaimana telah disinggung sebelumnya, model yang dikembangkan dalam penelitian ini tidak menggunakan faktor bentuk hadronik pada amplitudo suku resonansi kanal- $t$ . Penggunaan propagator Regge pada kanal- $t$  ternyata dapat mengakomodasi dan menggantikan penggunaan faktor bentuk hadronik.

Gambar 4.6 dan 4.7 menampilkan perbandingan perhitungan penampang lintang diferensial model dalam penelitian ini dengan data eksperimen. Sebagai perbandingan juga ditampilkan perhitungan dengan model Regge dari Guidal, Laget, dan Vanderhaeghen. Tampak bahwa model yang dikembangkan dalam penelitian ini dapat memprediksi dengan baik penampang lintang diferensial pada sudut-

sudut arah depan yang agak besar, namun pada sudut yang kecil sekali model dari GLV dapat memprediksi dengan lebih baik. Model dalam penelitian ini cenderung menurun pada limit sudut hamburan mendekati nol.

Gambar 4.8 menampilkan perbandingan perhitungan penampang lintang diferensial seperti Gambar 4.6 dan 4.7 namun pada sudut besar dan sebagian pada sudut arah ke belakang (*backward angle*). Model yang dikembangkan dalam penelitian ini hanya dapat bekerja pada sudut arah depan, hingga  $\cos \theta > 0.5$ . Namun karena data eksperimen menunjukkan nilai yang sangat kecil untuk penampang lintang diferensial pada sudut besar, penggunaan model ini untuk perhitungan penampang lintang total masih cukup valid.

#### 4.4 Perhitungan GDH sum rule hingga 16 GeV

Hasil terakhir dari penelitian ini adalah perhitungan GDH sum rule pada kanal reaksi fotoproduksi kaon hingga 16 GeV. Sama seperti penelitian sebelumnya [10, 9], perhitungan dilaksanakan dengan dua cara, yakni mengaproksimasi selisih penampang lintang bergantung spin dengan penampang lintang total untuk mengestimasi batas atas hasil perhitungan, dan menggunakan ekspresi eksak selisih penampang lintang bergantung spin.

Secara eksplisit hal ini dinyatakan dengan

$$\kappa_{N^2} \leq \frac{m_N^2}{\pi^2 \alpha} \int^{v_{max}} \sigma_T \frac{dv}{v}, \quad (4.2)$$

$$\kappa_{N^2} = \frac{m_N^2}{\pi^2 \alpha} \int^{v_{max}} \sigma_{TT'} \frac{dv}{v}. \quad (4.3)$$

Formulasi untuk  $\sigma_T$  dan  $\sigma_{TT'}$  diberikan pada Persamaan 2.18 dan 2.21.

Gambar 4.9 dan 4.10 menampilkan penampang lintang total  $\sigma_T$  dan selisih penampang lintang terpolarisasi  $-\sigma_{TT'}$  sebagai fungsi energi foton lab hingga 16 GeV. Pada bagian ini penulis tidak membandingkan dengan data eksperimen karena data eksperimen untuk penampang lintang total hanya tersedia pada energi

rendah, sementara perbandingan prediksi model dengan data eksperimen pada energi rendah telah dibahas pada gambar sebelumnya.

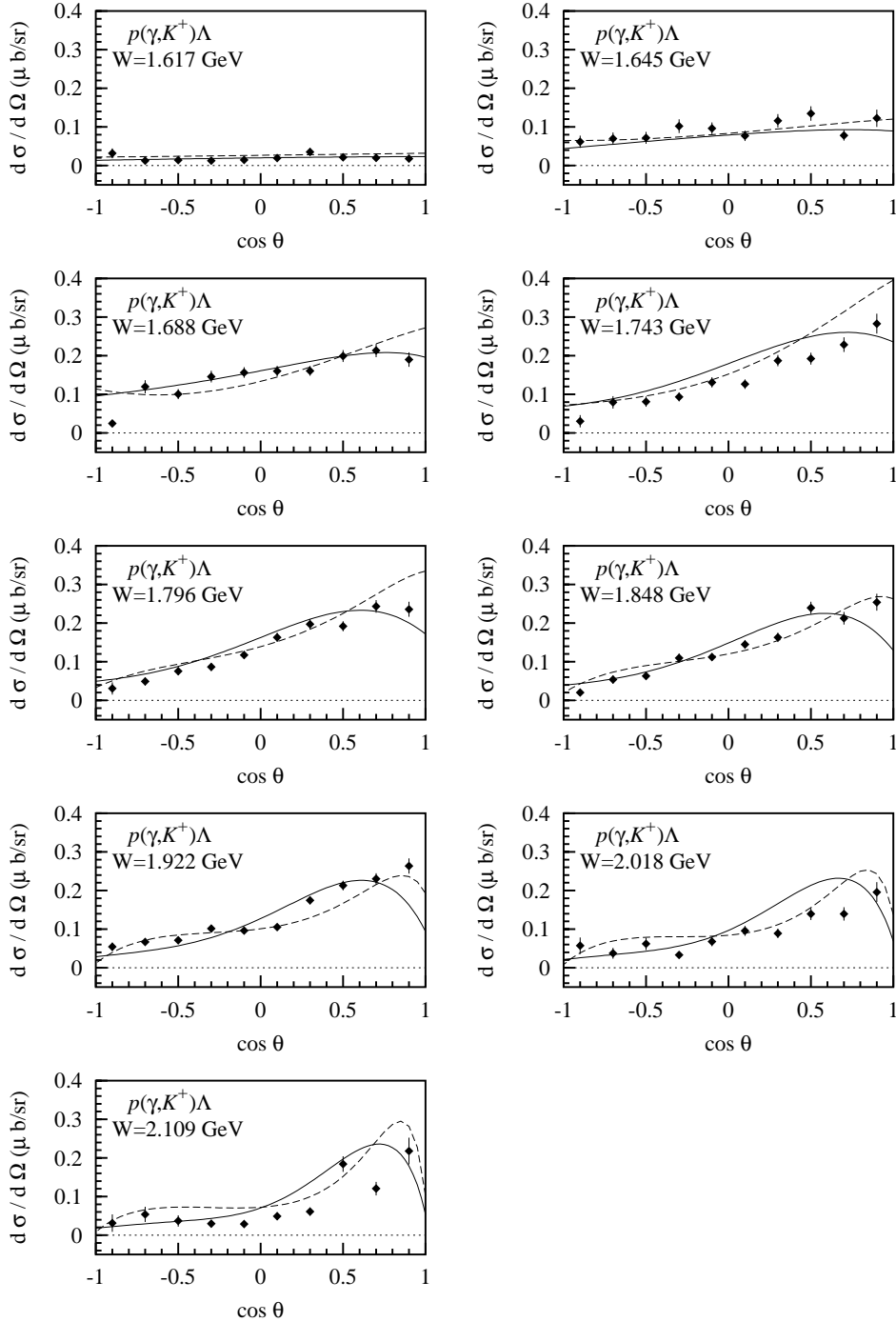
Sementara Tabel 4.4 menuliskan hasil-hasil perhitungan kontribusi reaksi fotoproduksi kaon pada GDH sum rule dengan batas atas integrasi sekitar 16 GeV.

Berbeda dengan hasil perhitungan sebelumnya, tampak bahwa grafik penampang lintang maupun selisih penampang lintang bergantung spin menunjukkan kekonvergenan pada energi yang makin tinggi. Hal baru yang diamati adanya pembalikan tanda  $\sigma_{TT'}$  pada kanal reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Hal lain yang menarik adalah adanya perbedaan pada penampang lintang bergantung spin untuk kanal reaksi  $\gamma n \rightarrow K^0 \Lambda$ , dimana perhitungan sebelumnya memprediksi positif untuk  $\sigma_{TT'}$ , namun perhitungan kali ini memprediksi negatif.

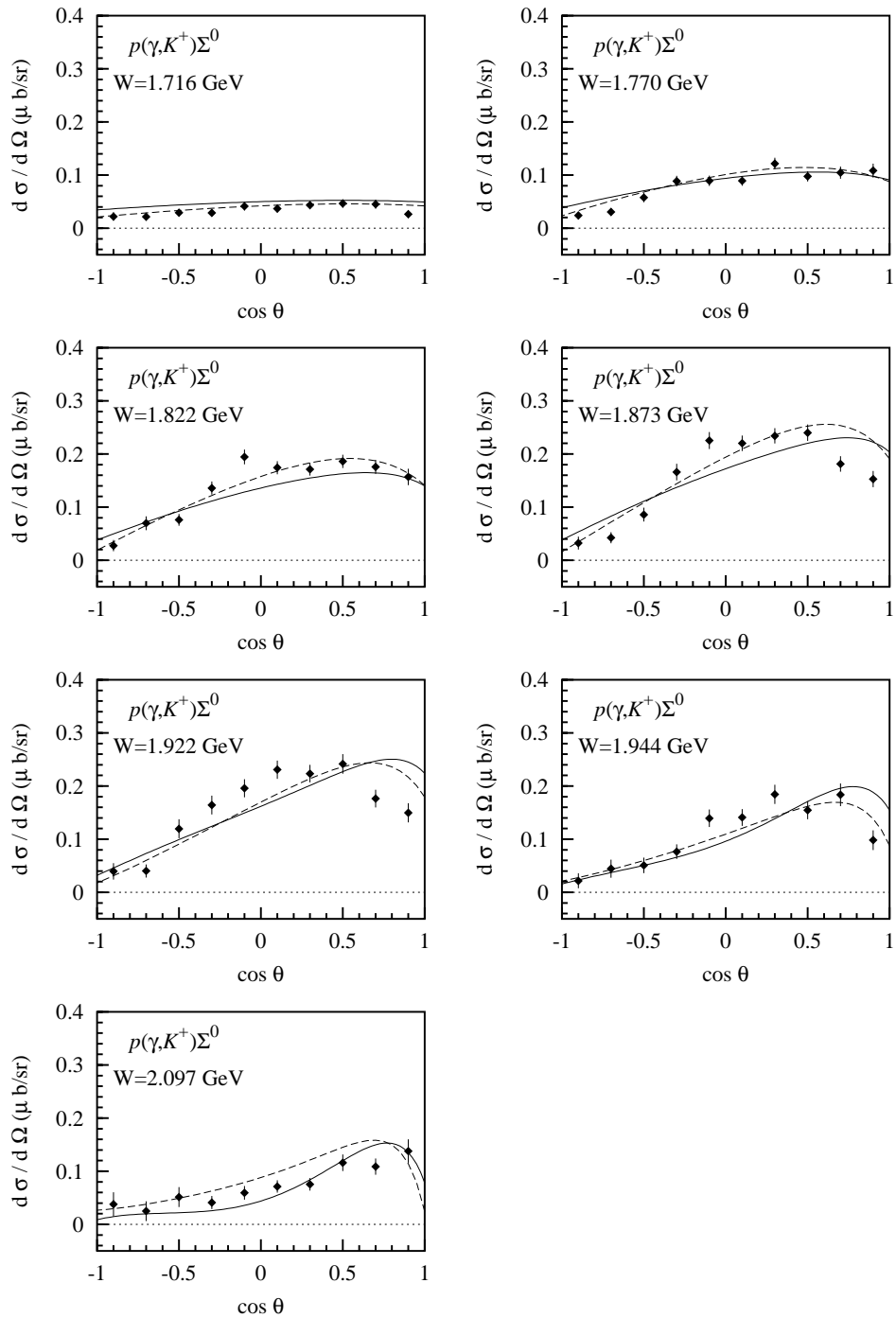
Hasil akhir perhitungan ini adalah total kontribusi reaksi fotoproduksi kaon pada kuadrat momen magnetik nukleon menurut GDH sum rule adalah  $-0.063$  untuk proton, dan  $-0.088$  untuk neutron. Hasil sebelumnya adalah  $-0.063$  untuk proton dan  $0.031$  untuk neutron. Dengan nilai kuadrat momen magnetik proton  $\kappa_p^2 = 3.204$  dan  $\kappa_n^2 = 3.648$  maka reaksi fotoproduksi kaon memberikan kontribusi sekitar 2 % pada GDH sum rule untuk proton dan 2.5 % pada GDH sum rule untuk neutron.

	I	II	III	IV
$g_{K\Lambda N}/\sqrt{4\pi}$	-3.8000	-3.2557	-3.8000	-3.8000
$g_{K\Sigma N}/\sqrt{4\pi}$	1.2000	1.2649	1.2000	1.2000
$\Lambda_{\text{Born}} \text{ (GeV)}$	0.8094	—	0.6616	0.4853
$\Lambda_{\text{Resonan}} \text{ (GeV)}$	1.9130	—	—	—
$g_{K_1^0 K^0 \gamma}/g_{K_1^+ K^+ \gamma}$	0.3242	—	-14.87	-5.0418
$g_{K^* K \gamma} g_{K^* \Lambda N}^V/4\pi$	-0.5074	-0.4907	-0.1877	-0.3575
$g_{K^* K \gamma} g_{K^* \Lambda N}^T/4\pi$	0.5677	-1.2267	0.1433	1.0633
$g_{K_1 K \gamma} g_{K_1 \Lambda N}^V/4\pi$	0.1848	—	-0.0066	-0.0179
$g_{K_1 K \gamma} g_{K_1 \Lambda N}^T/4\pi$	0.8830	—	0.1470	-0.0144
$g_{S_{11}(1650)N\gamma} g_{K\Lambda S_{11}(1650)}/\sqrt{4\pi}$	-0.1336	—	-0.1225	-0.1304
$g_{P_{11}(1710)\gamma} g_{K\Lambda P_{11}(1710)}/\sqrt{4\pi}$	-0.0739	—	0.0207	-0.3606
$g_{P_{13}(1720)N\gamma}^1 g_{K\Lambda P_{13}(1720)}/\sqrt{4\pi}$	0.0587	—	0.0820	0.0184
$g_{P_{13}(1720)N\gamma}^2 g_{K\Lambda P_{13}(1720)}/\sqrt{4\pi}$	0.8490	—	0.7027	0.0244
$g_{K^* K \gamma} g_{K^* \Sigma N}^V/4\pi$	-0.2947	-0.5334	0.1720	0.3845
$g_{K^* K \gamma} g_{K^* \Sigma N}^T/4\pi$	-0.6134	0.5334	0.4284	0.0266
$g_{K_1 K \gamma} g_{K_1 \Sigma N}^V/4\pi$	-0.4509	—	0.0055	0.0105
$g_{K_1 K \gamma} g_{K_1 \Sigma N}^T/4\pi$	-1.6160	—	0.0180	0.0450
$g_{S_{11}(1650)N\gamma} g_{K\Sigma S_{11}(1700)}/\sqrt{4\pi}$	-0.0365	—	-0.0689	-0.0697
$g_{P_{11}(1710)N\gamma} g_{K\Sigma P_{11}(1710)}/\sqrt{4\pi}$	0.0489	—	0.0859	-0.1197
$g_{S_{31}(1900)N\gamma} g_{K\Sigma S_{31}(1900)}/\sqrt{4\pi}$	0.1034	—	0.1016	0.1279
$g_{P_{31}(1910)N\gamma} g_{K\Sigma P_{31}(1910)}/\sqrt{4\pi}$	0.3702	—	0.6887	0.6054
$\chi^2$	—	—	3.26	9.11

Tabel 4.2: Konstanta kopling dan parameter reaksi yang dipakai dalam perhitungan sebagai hasil pencocokan model terhadap data eksperimen. Kolom I merupakan nilai konstanta kopling dari model isobarik energi menengah [12], kolom II merupakan nilai konstanta kopling dari model Regge energi tinggi [24]. Kolom III dan IV merupakan konstanta kopling dari model hasil penelitian ini. Kolom III dihasilkan dari *fitting* model pada data eksperimen pada energi rendah, sementara kolom IV dihasilkan dari *fitting* model pada data eksperimen pada energi rendah dan energi tinggi.

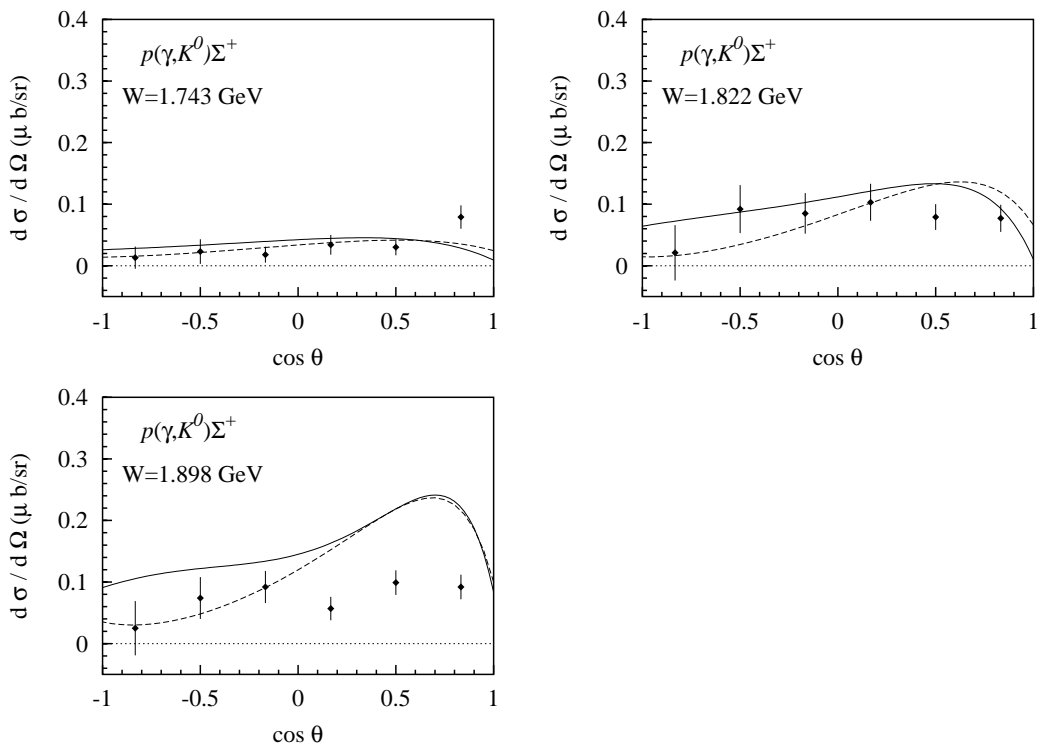


Gambar 4.1: Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  pada energi menengah dengan data eksperimen. Garis tuah menunjukkan hasil perhitungan dengan model yang dikembangkan dalam penelitian ini, aris putus-putus menunjukkan hasil perhitungan dengan model isobarik yang bekerja pada daerah energi menengah. Data eksperimen diperoleh dari Kolaborasi SAPHIR [28].

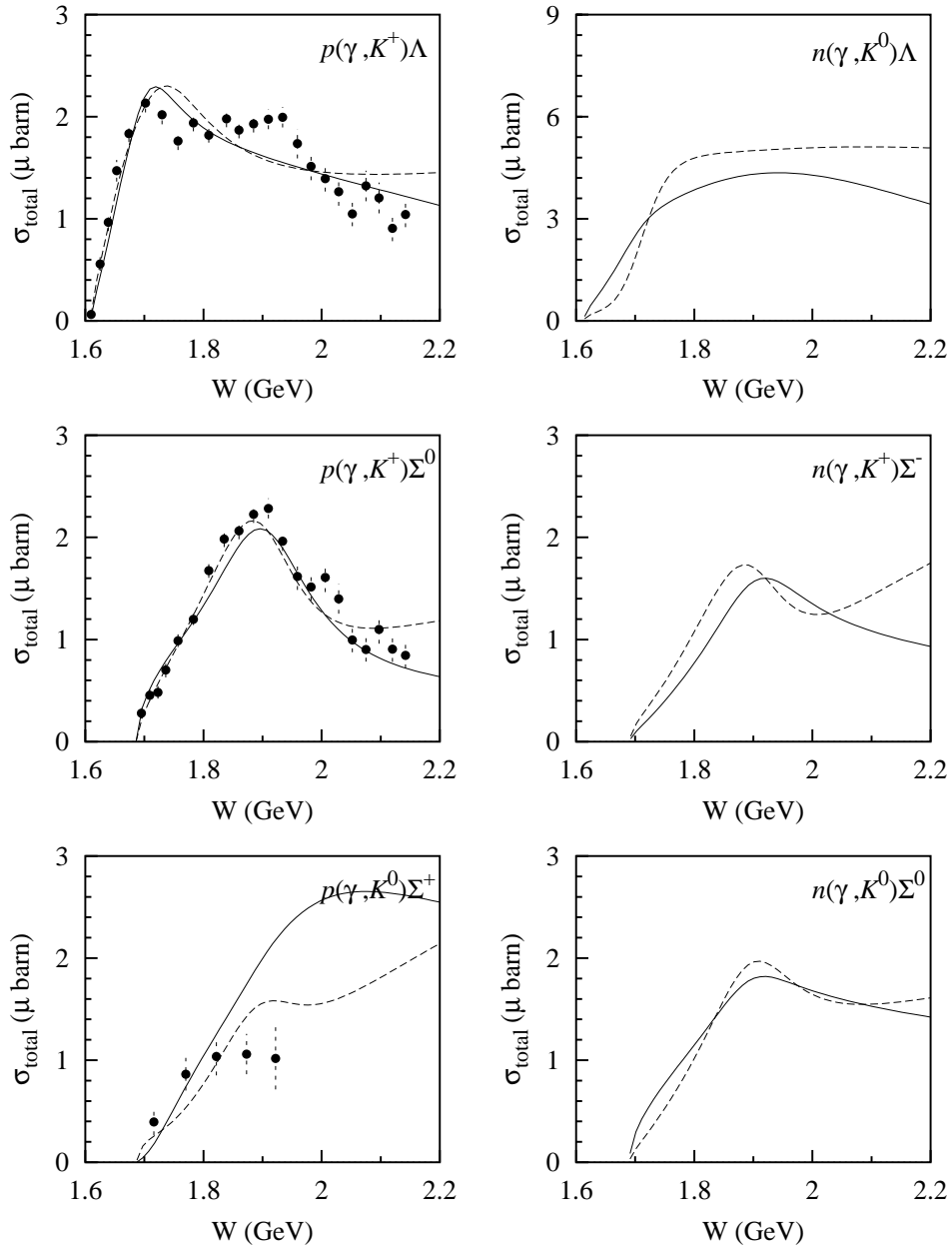


Gambar 4.2: Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  pada energi menengah dengan data eksperimen. Notasi dan data eksperimen sama seperti Gambar 4.1.

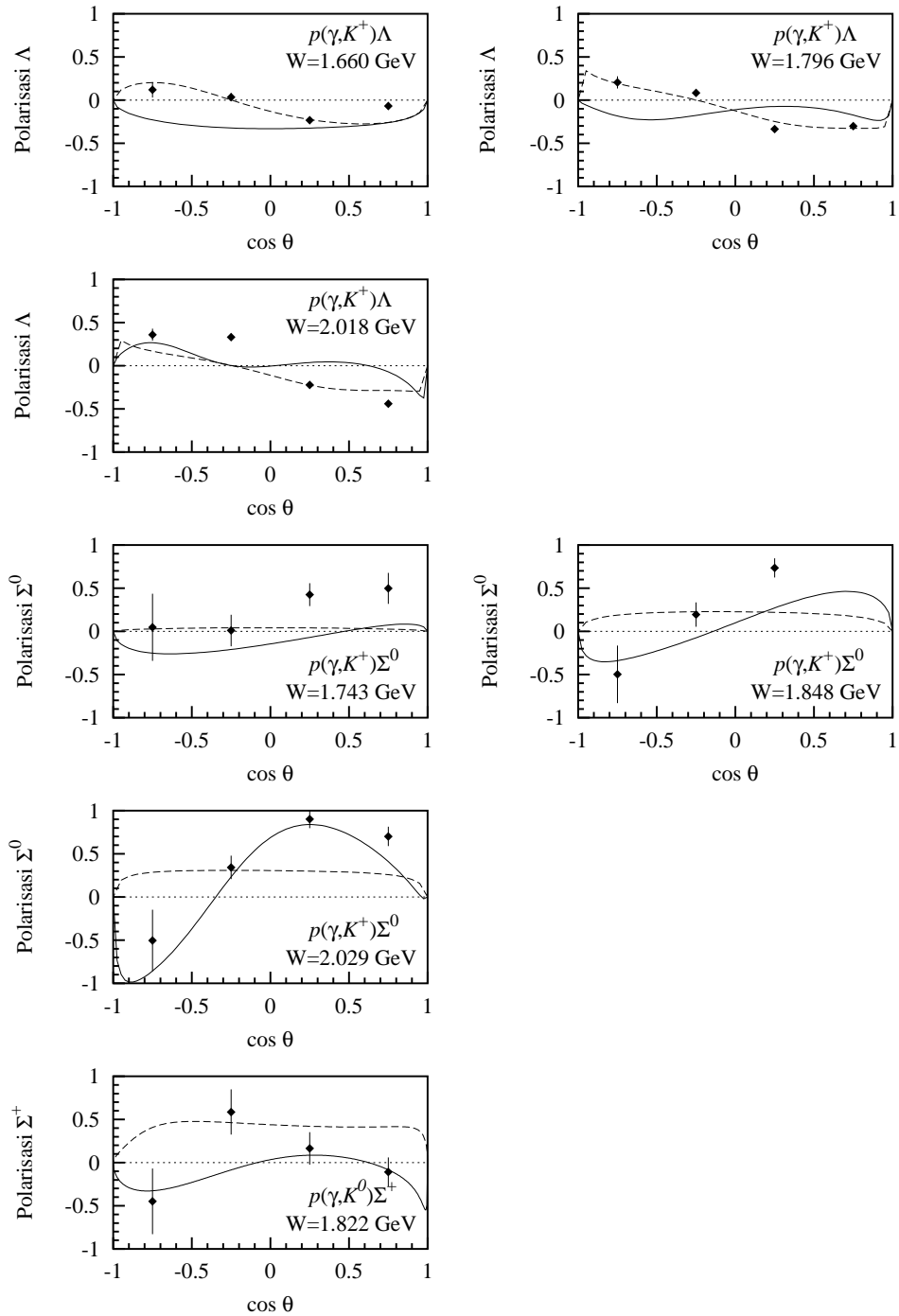




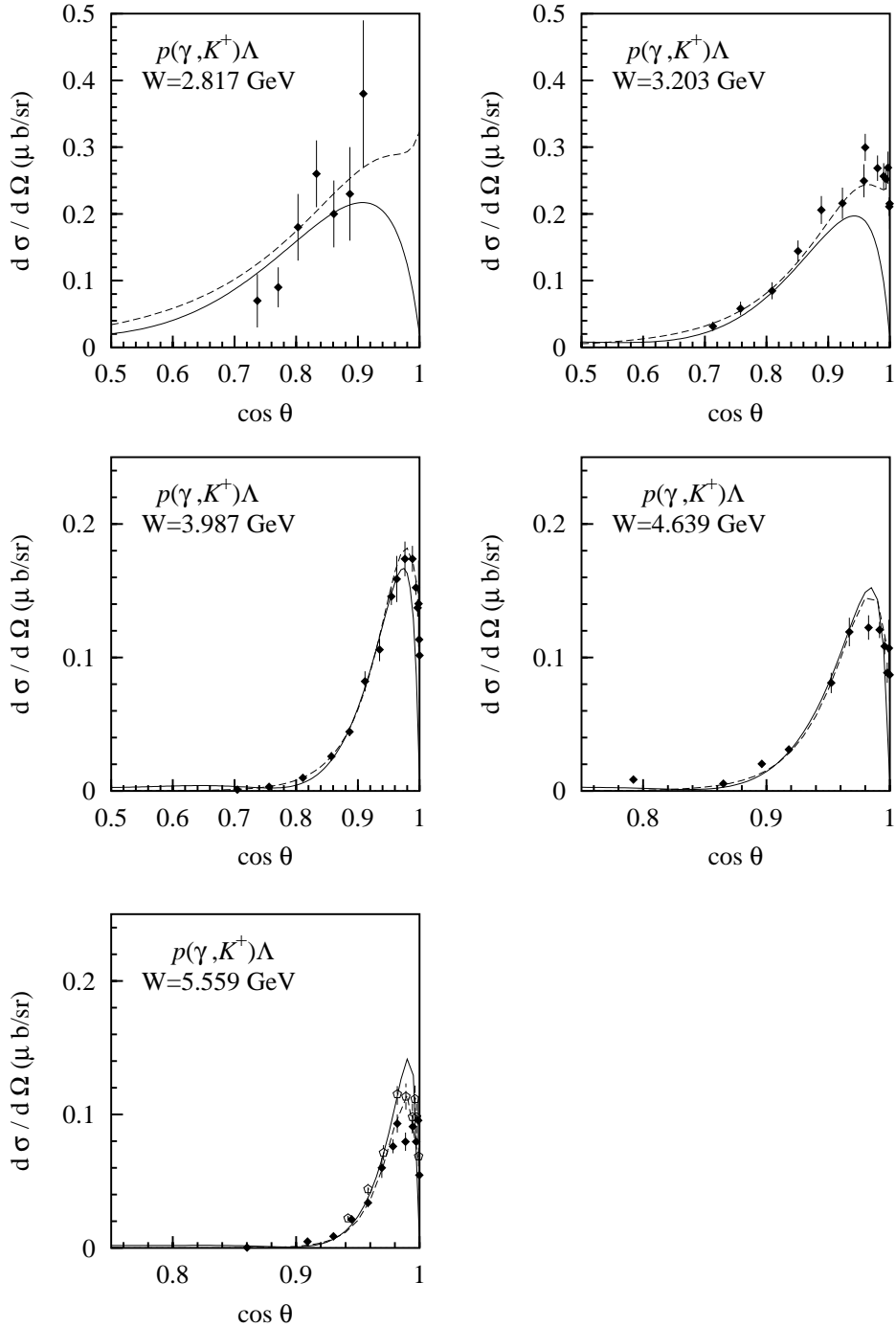
Gambar 4.3: Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  pada energi menengah dengan data eksperimen. Notasi sama seperti Gambar 4.1, data eksperimen dari Kolaborasi SAPHIR [29].



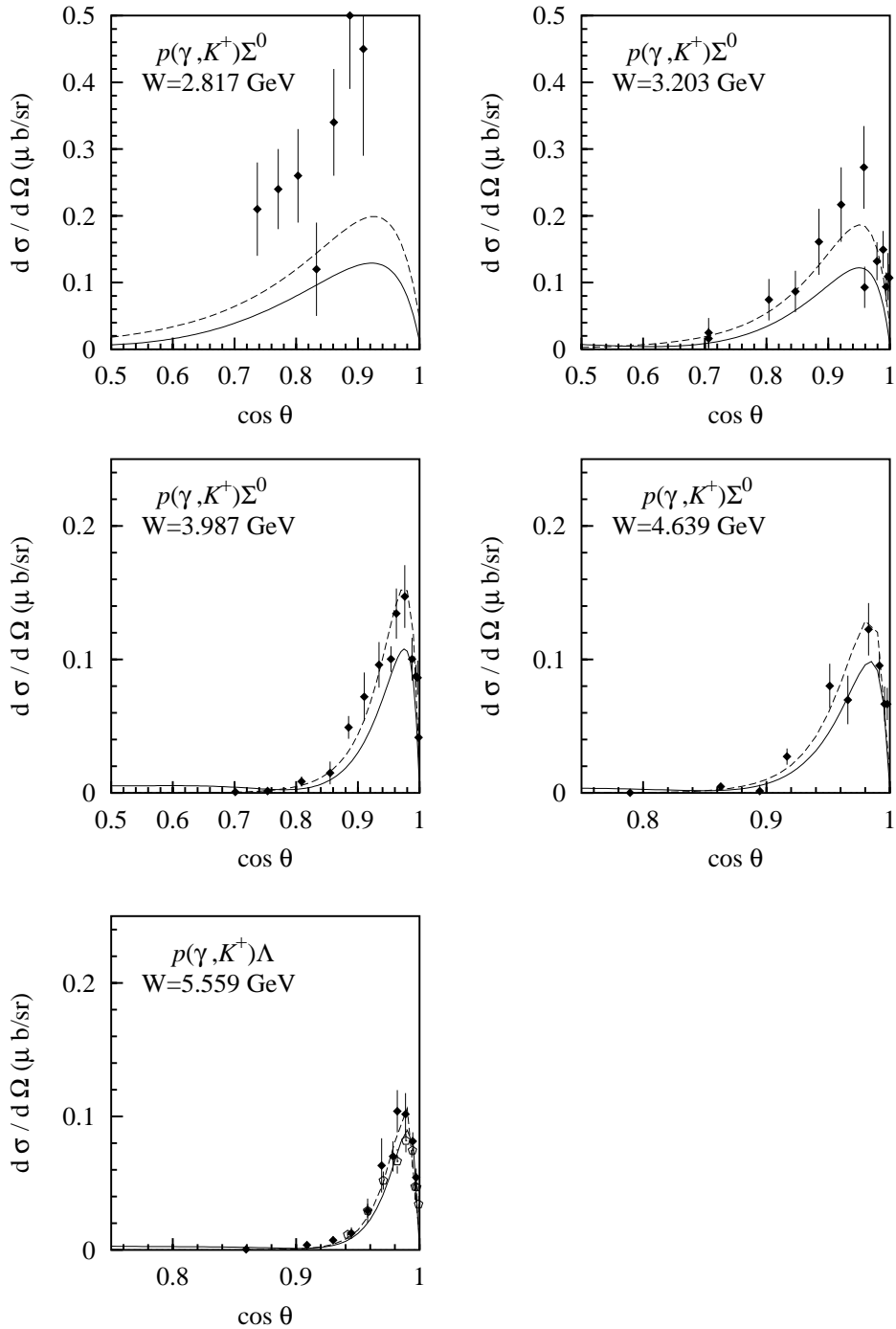
Gambar 4.4: Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang total reaksi fotoproduksi kaon  $\gamma N \rightarrow KY$  pada energi menengah untuk enam kanal reaksi yang dapat terjadi dengan menggunakan model yang dikembangkan pada penelitian ini dengan data eksperimen dari kolaborasi SAPHIR [28, 29]. Notasi sama seperti pada Gambar 4.1



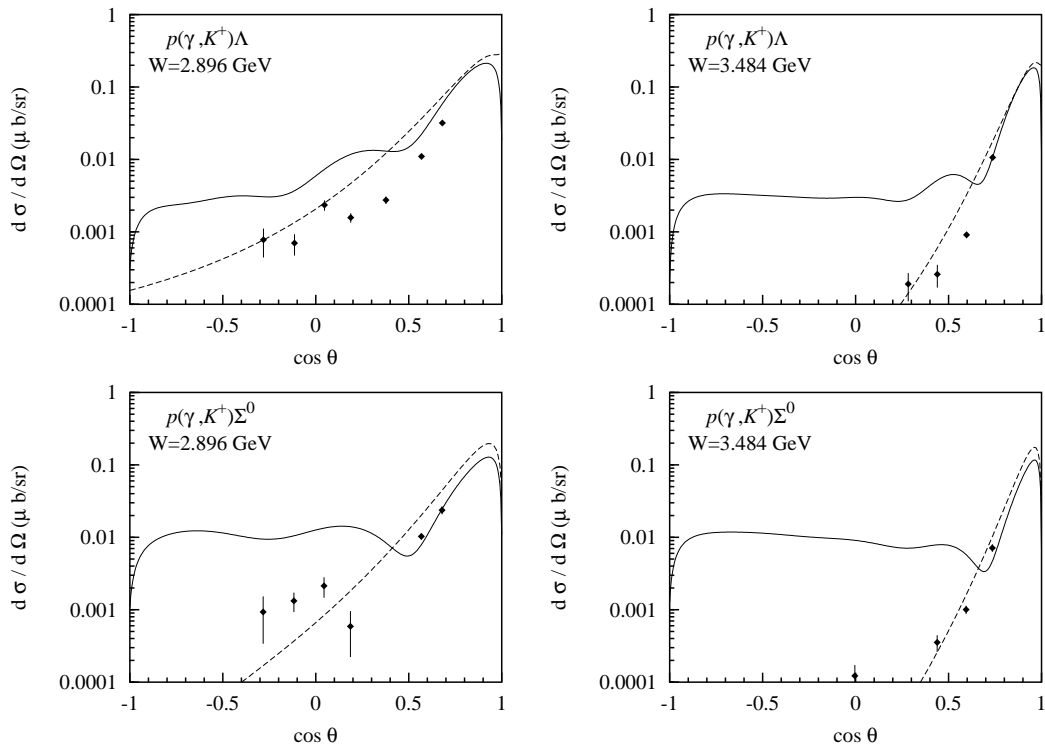
Gambar 4.5: Perbandingan polarisasi hyperon terhambur untuk tiga kanal reaksi,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ , dan  $\gamma p \rightarrow K^0 \Sigma^+$  pada energi menengah dengan data eksperimen dari kolaborasi SAPHIR [28, 29]. Notasi sama seperti pada Gambar 4.1.



Gambar 4.6: Perbandingan hasil perhitungan model dengan data eksperimen pada energi tinggi dan arah *forward angles* untuk reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Garis tух menunjukkan hasil perhitungan dengan model yang dikembangkan dalam penelitian ini, sementara garis putus-putus menunjukkan hasil perhitungan dengan model Regge dari Guidal, Laget, dan Vanderhaeghen [23, 24]. Data eksperimen diambil dari Elings [2], Boyarski [3], dan Quinn [6].



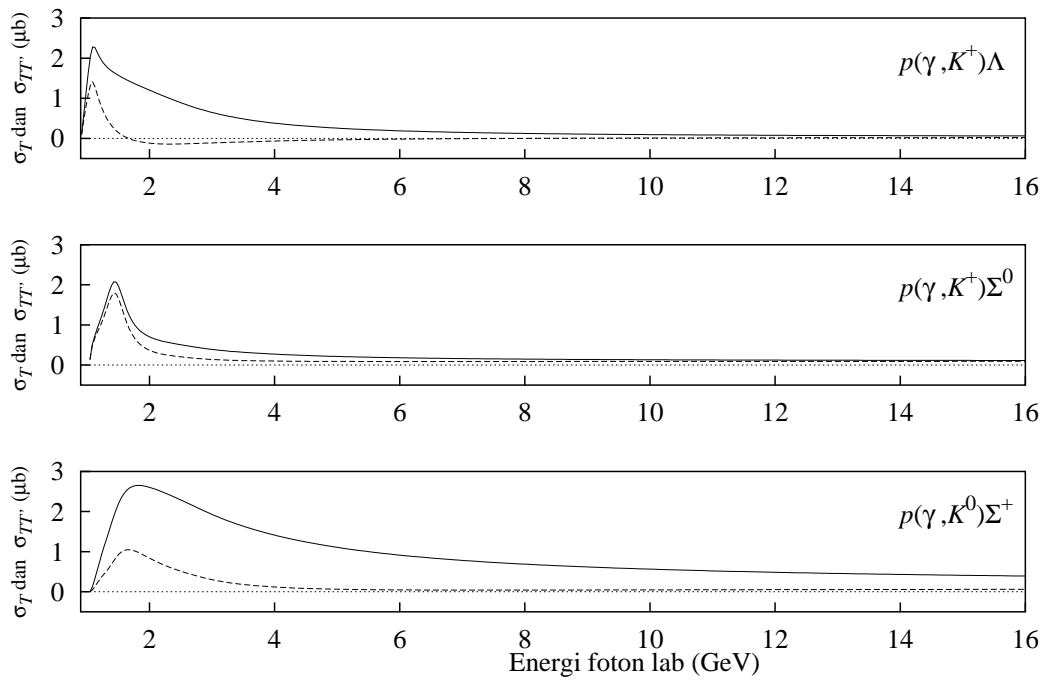
Gambar 4.7: Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  dengan data eksperimen pada energi tinggi dan arah *forward angles*. Notasi dan data eksperimen sama seperti pada Gambar 4.6.



Gambar 4.8: Perbandingan hasil perhitungan penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$  dan reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  dengan data eksperimen pada energi tinggi dan arah *backward angles*. Notasi sama seperti pada Gambar 4.6. Data eksperimen diambil dari Anderson [4].

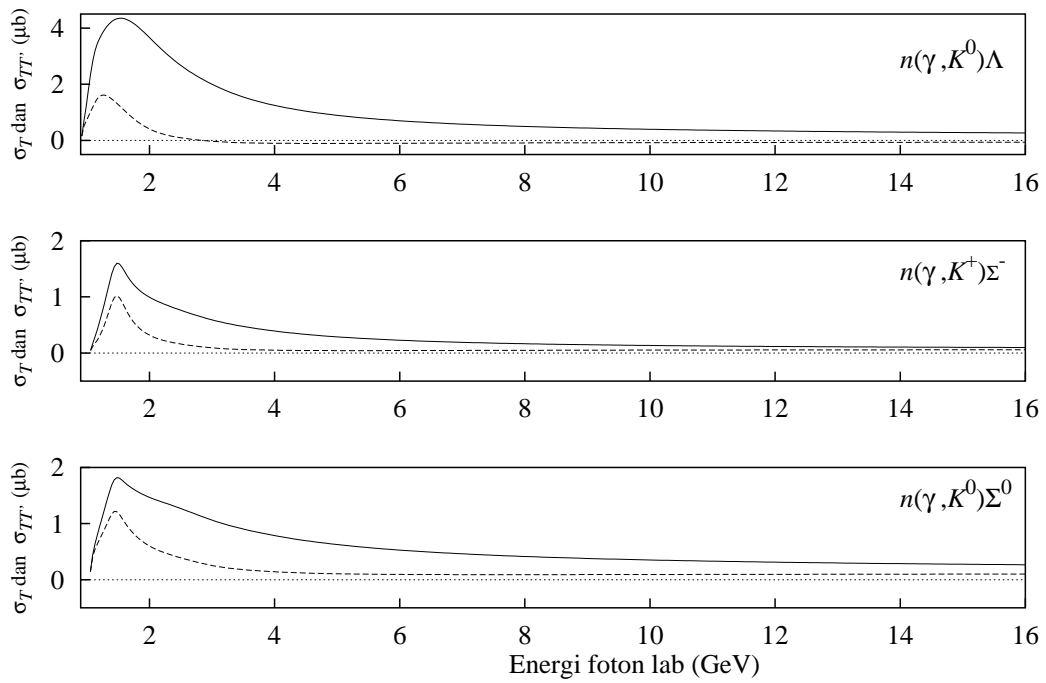
Kanal reaksi	$\kappa_p^2(K)$		Kanal reaksi	$\kappa_n^2(K)$	
	(1)	(2)		(1)	(2)
$\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$	-0.009	0.062	$\gamma n \rightarrow K^0\Lambda$	-0.024	0.159
$\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$	-0.028	0.042	$\gamma n \rightarrow K^+\Sigma^-$	-0.016	0.043
$\gamma p \rightarrow K^0\Sigma^+$	-0.025	0.112	$\gamma n \rightarrow K^0\Sigma^0$	-0.028	0.072
Total	-0.062	0.216	Total	-0.088	0.274

Tabel 4.3: Kontribusi kanal-kanal produksi pada proton dan neutron pada kuadrat momen magnetik,  $\kappa_N^2(K)$ . Kolom (1) dihitung dengan Persamaan 4.2, sementara kolom (2) dihitung dengan Persamaan 4.3



Gambar 4.9: Penampang lintang total  $\sigma_T$  (garis utuh) dan selisih penampang lintang terpolarisasi  $\sigma_{TT'}$  (garis putus-putus) untuk reaksi fotoproduksi kaon pada proton sebagai fungsi energi foton lab hingga 16 GeV.





Gambar 4.10: Penampang lintang total  $\sigma_T$  (garis utuh) dan selisih penampang lintang terpolarisasi  $\sigma_{TT'}$  (garis putus-putus) untuk reaksi fotoproduksi kaon pada neutron sebagai fungsi energi foton lab hingga 16 GeV.

## Bab 5

### Kesimpulan dan saran

Telah dipelajari dan dikonstruksi sebuah model kombinasi isobarik dan Regge yang bekerja pada energi rendah maupun energi tinggi. Langkah awal dari penelitian ini adalah pengamatan bahwa amplitudo suku resonansi kanal- $t$  menjadi divergen pada energi tinggi. Dengan menggunakan propagator Regge pada amplitudo ini, ternyata memberikan hasil yang baik pada prediksi model untuk daerah energi rendah saja, jika model dibatasi hanya untuk bekerja di energi rendah.

Perluasan model kombinasi isobarik dan Regge ini pada energi tinggi ternyata memberikan hasil kualitatif yang cukup baik. Model dapat memprediksi besaran-besaran fisis baik pada energi rendah maupun energi tinggi yang konsisten dengan data eksperimen. Pada besaran polarisasi hyperon, bahkan model ini memiliki sedikit kelebihan dibandingkan dengan model isobarik.

Untuk perhitungan GDH sum rule pada reaksi fotoproduksi kaon hingga energi tinggi secara teoretik dengan menggunakan model isobarik, penggunaan model ini memberikan kurva penampang lintang total dan selisih penampang lintang bergantung spin yang konvergen pada energi tinggi. Didapatkan hasil yang berkisar 2 % untuk kontribusi reaksi fotoproduksi kaon pada GDH sum rule. Disimpulkan bahwa reaksi fotoproduksi kaon memberikan kontribusi berhingga pada GDH sum rule sehingga dan disarankan untuk mempelajari lebih lanjut kanal-kanal reaksi fotoproduksi meson yang lain untuk menyelidiki GDH sum rule lebih

lanjut.

Penelitian ini menyarankan untuk mempelajari lebih lanjut mengenai peranan resonan  $K^*$  dan  $K1$  pada reaksi fotoproduksi kaon, sebagai tambahan untuk penelitian sebelumnya yang telah memfokuskan pada penelitian mengenai peran resonan nukleon. Terutama pada data eksperimen energi tinggi arah depan, penelitian Guidal *et al* telah menunjukkan bahwa amplitudo dari kanal- $t$  (kaon dan resonan kaon) maupun kanal- $s$  berperan dalam memprediksi penampang lintang hamburan pada arah depan. Studi lanjutan penelitian ini diharapkan dapat menkonstruksi model yang lebih baik yang juga dapat bekerja pada sudut hamburan energi tinggi pada arah depan.

Dengan adanya perencanaan studi eksperimen reaksi foto- dan elektroproduksi kaon pada energi tinggi, maka model dalam penelitian ini dapat menjadi bahan studi awal untuk mengantisipasi eksperimen tersebut, dan tentunya mempelajari sifat partikel-partikel resonan kaon maupun nukleon pada jangkauan energi rendah hingga energi tinggi.

# Lampiran A

## GDH Sum Rule

### A.1 Pendahuluan

Gerasimov-Drell-Hearn (GDH) Sum Rule mengaitkan antara momen magnetik anomali nukleon dengan integral selisih penampang lintang bergantung spin proses hamburan Compton inelastik dari daerah threshold hingga tak hingga. Dalam bidang fisika nuklir dan hadron, topik ini terkait dan termasuk dalam bidang yang mempelajari struktur dan spin nukleon. Dengan munculnya beberapa fasilitas eksperimen baru, tidak hanya pada energi menengah seperti JLab, tapi juga energi tinggi seperti penumbuk elektron-proton HERA di DESY yang aktif melakukan eksperimen *deep inelastic scattering* untuk mempelajari fungsi struktur nukleon, minat terhadap GDH sum rule mulai muncul kembali. Salah satu hasil eksperimen terbaru mengenai GDH sum rule diberikan oleh Kolaborasi GDH dan A2 di Mainz yang mengumumkan hasil pendahuluan eksperimen mereka mengenai pengukuran besaran polarisasi ganda pada reaksi fotoproduksi pion hingga energi 450 MeV [35].

Secara matematika, GDH sum rule dinyatakan sebagai

$$-\frac{\kappa_N^2}{4} = \frac{m_N^2}{8\pi^2\alpha} \int_0^\infty \frac{d\nu}{\nu} [\sigma_{1/2}(\nu) - \sigma_{3/2}(\nu)]. \quad (\text{A.1})$$

dimana  $\kappa$  adalah momen magnetik anomali dari nukleon,  $\alpha$  adalah konstanta

struktur halus (fine structure constant),  $\sigma_{1/2}$  dan  $\sigma_{3/2}$  adalah penampang lintang hamburan Compton inelastik oleh nukleon dengan spin antiparalel (total spin  $\frac{1}{2}$ ) dan spin paralel (total spin  $\frac{3}{2}$ ).

GDH sum rule diturunkan berdasarkan prinsip-prinsip dasar fisika: invariansi tera, invariansi Lorentz, dan asumsi bahwa amplitudo hamburan menuju nol pada limit energi foton datang tak hingga. Penurunan GDH sum rule ada beberapa macam sebagaimana telah dibahas oleh Pantföerder pada referensi [8], namun pada kesempatan ini penulis hanya akan menunjukkan penurunan yang asli oleh Drell dan Hearn dengan tambahan penjelasan dari referensi [7].

Amplitudo hamburan-Compton ke depan (*forward Compton-scattering*) dapat dituliskan dalam dua amplitudo skalar  $f_1$  dan  $f_2$  sebagai fungsi dari energi foton  $\nu$ ,

$$f(\nu) = f_1(\nu)\vec{\epsilon}_f^* \cdot \vec{\epsilon}_i + if_2(\nu)\vec{\sigma} \cdot (\vec{\epsilon}_f^* \times \vec{\epsilon}_i), \quad (\text{A.2})$$

di mana  $f_1$  dan  $f_2$  adalah amplitudo untuk hamburan tanpa pembalikan spin (*no spin flip*) dan dengan pembalikan spin (*spin flip*),  $\vec{\epsilon}_f$  dan  $\vec{\epsilon}_i$  adalah vektor polarisasi akhir dan awal foton, sedangkan  $\nu$  adalah energi foton [32].

Jika spin total foton dan nukleon  $\frac{3}{2}$ , amplitudo tersebut menjadi

$$f_{\frac{3}{2}} = f_1 - f_2 \quad (\text{A.3})$$

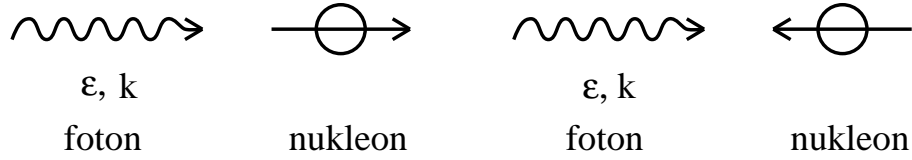
sedangkan untuk spin total foton dan nukleon  $\frac{1}{2}$ , amplitudo tersebut menjadi

$$f_{\frac{1}{2}} = f_1 + f_2 \quad (\text{A.4})$$

Gambar A.1 menunjukkan dua kemungkinan total spin pada proses hamburan Compton. Gambar di sebelah kiri menunjukkan total spin =  $\frac{3}{2}$  sementara gambar di sebelah kanan menunjukkan total spin =  $\frac{1}{2}$ .

Dari teorema optik (*optical theorem*) yang berlaku umum untuk proses hamburan diketahui bahwa bagian imajiner amplitudo untuk *forward scattering* berhubungan dengan penampang lintang total

$$\text{Im } f_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} = \frac{\nu}{4\pi} \sigma_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}} \quad (\text{A.5})$$



Gambar A.1: Dua kemungkinan spin total pada proses hamburan Compton. Gambar kiri menunjukkan total spin =  $\frac{3}{2}$ , sementara gambar kanan menunjukkan spin total =  $\frac{1}{2}$ .

Dengan asumsi bahwa  $|f_2(v)| \rightarrow 0$  untuk  $|v| \rightarrow \infty$ ,  $f_2$  analitik di bagian paruh atas bidang kompleks, prinsip kausalitas membolehkan kita untuk menulis relasi dispersi tanpa pengurangan untuk  $f_2$ .

$$\text{Re} f_2(v) = \frac{2v}{\pi} \int_0^\infty dv' \frac{\text{Im} f_2(v')}{v'^2 - v^2} \quad (\text{A.6})$$

di mana dengan persamaan-persamaan (A.3), (A.4), dan (A.5) dapat diturunkan

$$\begin{aligned} f_2(v) &= \frac{f_{\frac{1}{2}}(v) - f_{\frac{3}{2}}(v)}{2} \\ \text{Im} f_2(v) &= \text{Im} \frac{f_{\frac{1}{2}}(v) - f_{\frac{3}{2}}(v)}{2} \\ &= \frac{v}{4\pi} \frac{\sigma_{\frac{1}{2}}(v) - \sigma_{\frac{3}{2}}(v)}{2} \end{aligned} \quad (\text{A.7})$$

Dengan menggunakan simetri silang (*crossing symmetry*),

$$f(v) = f^*(-v) \quad (\text{A.8})$$

serta persamaan (A.7), bagian imajiner dari  $f_2$  dapat dituliskan dalam penampang lintang fotoproduksi,

$$\text{Re} f_2(v) = \frac{v}{4\pi^2} \int_0^\infty dv' \frac{v'}{v'^2 - v^2} (\sigma_{\frac{1}{2}}(v') - \sigma_{\frac{3}{2}}(v')). \quad (\text{A.9})$$

Teorema energi-rendah (*low energy theorem*) [33, 34] untuk hamburan Compton menyatakan

$$f_1 = -\frac{\alpha}{m} + (\bar{\alpha}_N + \bar{\beta}_N)v^2 + \text{suku orde } v^4 \quad (\text{A.10})$$

$$f_2 = -\frac{\alpha\kappa_N^2}{2m^2}v + \gamma_N v^3 + \text{suku orde } v^5 \quad (\text{A.11})$$

dimana  $\alpha$  adalah konstanta kopling elektromagnetik (*fine-structure constant*),  $\bar{\alpha}_N$ ,  $\bar{\beta}_N$ , dan  $\gamma_N$  masing-masing adalah polarisabilitas listrik, magnetik, dan spin dari nukleon dan  $\kappa_N$  adalah momen magnetik nukleon.

Dengan mengambil turunan pertama persamaan (A.9) dan (A.11) terhadap  $v$  dan dilimitkan pada  $v = 0$ , didapatkan

$$-\frac{\kappa_N^2}{4} = \frac{m_N^2}{8\pi^2\alpha} \int_0^\infty \frac{dv}{v} [\sigma_{1/2}(v) - \sigma_{3/2}(v)]. \quad (\text{A.12})$$

Persamaan (A.12) disebut *Gerasimov-Drell-Hearn sum rule*.

## A.2 Pembahasan tentang GDH Sum Rule

Pembahasan tentang *GDH sum rule* dalam tulisan ini dibatasi pada topik yang relevan dengan masalah utama, yakni analisis fenomenologis dengan data foto-produksi. Untuk pembahasan lebih lanjut secara komprehensif, pembaca dapat menemukan pada tinjauan dari Drechsel [7] atau tesis Pantförder [8].

Sampai waktu tulisan dibuat, *GDH sum rule* belum pernah diuji secara eksperimen dengan sepenuhnya, yakni pada energi *cut-off* yang cukup tinggi ( $\sim$  beberapa GeV). Hasil eksperimen terakhir adalah pengukuran pertama dari eksperimen dengan polarisasi ganda hingga energi foton 800 MeV oleh Kolaborasi A2 dan GDH di Bonn [35] yang terkait dengan pengukuran GDH sum rule secara eksperimen. Meskipun demikian telah terdapat beberapa rencana pelaksanaan eksperimen dengan energi *cut-off* yang lebih tinggi, a.l. hingga  $\sim 3$  GeV di MAMI-C, Mainz, dan energi yang lebih tinggi lagi diharapkan dapat dicapai di JLab.

Secara empiris, besar integral GDH; yakni suku integral pada ruas kanan *GDH sum rule* untuk proton dan neutron adalah

$$I_p = -\frac{2\pi^2\alpha\kappa_p^2}{m_p^2} \approx -204.8 \mu\text{b} \quad (\text{A.13})$$

$$I_n = -\frac{2\pi^2\alpha\kappa_n^2}{m_n^2} \approx -232.5 \mu\text{b} \quad (\text{A.14})$$

Dalam paper asli mereka [8], Drell dan Hearn telah melakukan analisis fenomenologis terhadap *GDH sum rule* dengan menggunakan sebuah model fenomenologis fotoproduksi pion. Mereka menemukan bahwa pada jangkauan energi foton lab dari energi ambang sampai 500 MeV didapatkan hasil cukup baik,  $\approx 200 \mu\text{b}$ . Pada jangkauan energi selanjutnya dari 500 sampai 900 MeV didapatkan kontribusi tambahan  $\approx 90 \mu\text{b}$  dari produksi pion tunggal dan  $\approx 100 \mu\text{b}$  dari produksi dua pion, meskipun belum jelas apakah kontribusinya positif atau negatif. Kesimpulan akhirnya adalah data eksperimen saat itu tidak cukup untuk memeriksa kebenaran *GDH sum rule*, dan mereka menyarankan bahwa data pada daerah energi di atas 1 GeV akan menentukan keabsahan *GDH sum rule*.

Analisis fenomenologis *GDH sum rule* berikutnya dilakukan oleh Fox dan Freedman [36], namun analisis yang menarik dan dianggap ‘klasik’ adalah analisis Karliner [37].

Karliner menggunakan data ekspansi gelombang parsial pada proses fotoproduksi pion dan mendekomposisi integral GDH menjadi dua komponen isospin, yakni,

$$\kappa_{(I=\frac{1}{2}, I_3=\pm\frac{1}{2})} = \kappa_S \pm \kappa_V \quad (\text{A.15})$$

sehingga momen magnetik untuk proton dan neutron diberikan masing-masing oleh

$$\kappa_{(I=\frac{1}{2}, I_3=\frac{1}{2})} = \kappa_p = \kappa_S + \kappa_V \quad (\text{A.16})$$

$$\kappa_{(I=\frac{1}{2}, I_3=-\frac{1}{2})} = \kappa_n = \kappa_S - \kappa_V. \quad (\text{A.17})$$

Nilai empiris momen magnetik proton dan neutron menghasilkan suku-suku isoskalar dan isovektor,

$$\kappa_S = -0.06 \mu_N,$$

$$\kappa_V = 1.85 \mu_N.$$

Selanjutnya nilai empiris momen magnetik ini mneghasilkan prediksi empiris dari suku-suku isoskalar, isovektor, dan isoskalar-isovektor dari integral GDH sebagai



Komponen	Teori ( $\mu\text{b}$ )	Perhitungan Karliner ( $\mu\text{b}$ )
Isovektor $I_{VV}$	218.5	219.0
Isoskalar $I_{SS}$	0.3	2.9
Isovektor – isoskalar $I_{VS}$	-14.7	39.0

berikut

$$I_{VV} = (\kappa_V)^2 \frac{2\pi^2 \alpha}{m_N^2} = 218.5 \mu\text{b}$$

$$I_{SS} = (\kappa_S)^2 \frac{2\pi^2 \alpha}{m_N^2} = 0.3 \mu\text{b}$$

$$I_{VS} = \kappa_V \kappa_S \frac{2\pi^2 \alpha}{m_N^2} = -14.7 \mu\text{b}$$

Dalam analisisnya Karliner mendapatkan bahwa perhitungan dengan data eksperimen memberikan kontribusi yang cocok dengan suku isovektor, mendekati untuk suku isoskalar, namun menyimpang jauh untuk suku isovektor-isoskalar. Dalam besaran momen magnetik nukleon, hasil analisis Karliner adalah,

$$\kappa_S = 0.16 \mu_N,$$

$$\kappa_V = 1.86 \mu_N.$$

Sementara hasil analisis Karliner dalam suku-suku isoskalar, isovektor, isoskalar-isovektor dengan besaran penampang lintang  $\mu\text{ b}$  diberikan dalam Tabel A.2

dimana ada penyimpangan yang cukup berarti pada suku isovektor-isoskalar yang bersifat sensitif terhadap besar suku isoskalar dari momen magnetik.

Lebih lanjut lagi, GDH sum rule pada penurunannya menggunakan prinsip yang berlaku bagi sebarang target yang memiliki momen magnetik anomali. Sehingga telah diadakan beberapa pembahasan mengenai GDH sum rule pada deuteron dengan tujuan untuk mempelajari GDH sum rule pada neutron [30].

Dalam pembahasan yang lebih lanjut GDH sum rule pada nukleon telah dibahas baik dari pendekatan yang lebih fundamental seperti model quark, namun penulis tidak akan membahasnya di sini. Pembaca yang ingin mengetahui lebih

lanjut disarankan untuk melihat referensi terkini mengenai analisis teoretik dan fenomenologis dari GDH sum rule [31].

## Lampiran B

### Data eksperimen pada energi tinggi

Pada bagian ini dilampirkan data eksperimen fotoproduksi kaon pada energi tinggi. Data eksperimen ini dapat pula diperoleh secara elektronik pada situs Reaction Data Database pada URL: <http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/REAC>.

Terdapat dua konvensi penulisan data eksperimen, yakni penampang lintang diferensial terhadap sudut polar  $\theta$ ,  $d\sigma/d\Omega$ , dan penampang lintang diferensial terhadap variabel Mandelstam  $t$ ,  $d\sigma/dt$ . Bentuk penampang lintang diferensial  $d\sigma/dt$  dapat dikonversikan ke bentuk yang lazim menjadi penampang lintang diferensial  $d\sigma/d\Omega$  dengan persamaan.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{|\vec{k}||\vec{q}_K|}{\pi} \frac{d\sigma}{dt} \quad (\text{B.1})$$

dimana  $\vec{k}$  adalah momentum-tiga foton,  $\vec{q}_K$  adalah momentum-tiga kaon terhambur.

Jenis data yang ada adalah penampang lintang diferensial, polarisasi foton, dan polarisasi hyperon. Energi reaksi berkisar dari energi foton lab  $\sim 3.5$  GeV hingga  $\sim 16$  GeV.

$\tilde{k}_0$	$\theta$	$d\sigma/d\Omega$	Ref.	$\tilde{k}_0$	$\theta$	$d\sigma/d\Omega$	Ref.
4.06	35°	0.17 ± 0.05	[2]	3.76	24.5°	0.38 ± 0.11	[2]
3.94	35°	0.12 ± 0.05	[2]	3.76	27.5°	0.23 ± 0.07	[2]
3.82	35°	0.09 ± 0.06	[2]	3.76	30.5°	0.20 ± 0.05	[2]
3.70	35°	0.22 ± 0.07	[2]	3.76	33.5°	0.26 ± 0.05	[2]
3.58	35°	0.30 ± 0.08	[2]	3.76	36.5°	0.18 ± 0.05	[2]
3.46	35°	0.31 ± 0.11	[2]	3.76	39.5°	0.09 ± 0.03	[2]
3.78	45°	0.14 ± 0.03	[2]	3.76	42.5°	0.07 ± 0.03	[2]

Tabel B.1: Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ .  $\tilde{k}_0$  adalah energi foton lab dalam GeV, sudut  $\theta$  diberikan dalam derajat, dan  $d\sigma/d\Omega$  diberikan dalam  $\mu\text{b/sr}$ .

$\tilde{k}_0$	$-t$	$d\sigma/dt$	Ref.	$\tilde{k}_0$	$-t$	$d\sigma/dt$	Ref.
4	0.989	$65.6 \pm 2.7$	[4]	6	4.94	$0.115 \pm 0.069$	[4]
4	1.91	$5.66 \pm 0.66$	[4]	16	0.015	$30.2 \pm 3.3$	[6]
4	1.33	$22.7 \pm 0.88$	[4]	16	0.037	$43.1 \pm 5.3$	[6]
4	2.49	$3.24 \pm 0.48$	[4]	16	0.056	$49.1 \pm 5.4$	[6]
4	2.92	$4.83 \pm 0.79$	[4]	16	0.086	$43.2 \pm 5.5$	[6]
4	3.41	$1.44 \pm 0.47$	[4]	16	0.16	$49.9 \pm 4.3$	[6]
4	3.92	$1.60 \pm 0.69$	[4]	16	0.26	$50.7 \pm 3.5$	[6]
6	1.30	$13.60 \pm 0.95$	[4]	16	0.42	$31.4 \pm 2.5$	[6]
6	1.99	$1.17 \pm 0.12$	[4]	16	0.60	$19.4 \pm 1.9$	[6]
6	2.76	$0.328 \pm 0.12$	[4]	16	0.82	$9.8 \pm 0.8$	[6]
6	3.53	$0.242 \pm 0.10$	[4]				

Tabel B.2: Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  (lanjutan).  $\tilde{k}_0$  adalah energi foton lab dalam GeV, variabel Mandelstam  $t$  diberikan dalam  $\text{GeV}^2$ , dan  $d\sigma/dt$  diberikan dalam  $\text{nb}/\text{GeV}^2$ .

$\tilde{k}_0$	$-t$	$\frac{d\sigma}{dt}$	Ref.	$\tilde{k}_0$	$-t$	$d\sigma/dt$	Ref.
5	0.0120	$340 \pm 60$	[3]	8	1.29	$9.1 \pm 1.3$	[3]
5	0.0148	$333 \pm 22$	[3]	8	1.66	$2.9 \pm 0.9$	[3]
5	0.0208	$425 \pm 38$	[3]	8	2.01	$0.86 \pm 0.32$	[3]
5	0.0308	$398 \pm 25$	[3]	11	0.00570	$57.0 \pm 13$	[3]
5	0.0498	$405 \pm 31$	[3]	11	0.0120	$70.0 \pm 14$	[3]
5	0.0898	$424 \pm 30$	[3]	11	0.0246	$58.0 \pm 5$	[3]
5	0.168	$473 \pm 32$	[3]	11	0.0446	$71.0 \pm 4$	[3]
5	0.174	$394 \pm 39$	[3]	11	0.0846	$79.0 \pm 4$	[3]
5	0.316	$341 \pm 37$	[3]	11	0.170	$80.0 \pm 6$	[3]
5	0.450	$325 \pm 33$	[3]	11	0.320	$78.0 \pm 7$	[3]
5	0.600	$228 \pm 25$	[3]	11	0.460	$53.0 \pm 5$	[3]
5	0.770	$134 \pm 20$	[3]	11	0.790	$20.3 \pm 1.9$	[3]
5	0.970	$92 \pm 16$	[3]	11	1.	$13.3 \pm 1.8$	[3]
5	1.15	$50 \pm 11$	[3]	11	1.3	$3.6 \pm 0.4$	[3]
8	0.00690	$94 \pm 33$	[3]	11	2.	$0.56 \pm 0.14$	[3]
8	0.00930	$79 \pm 18$	[3]	16	0.0053	$24 \pm 5$	[3]
8	0.0114	$105 \pm 14$	[3]	16	0.0189	$42 \pm 8$	[3]
8	0.0164	$130 \pm 30$	[3]	16	0.0421	$35 \pm 2$	[3]
8	0.0264	$127 \pm 6$	[3]	16	0.0811	$40 \pm 2$	[3]
8	0.0454	$141 \pm 5$	[3]	16	0.165	$35 \pm 3$	[3]
8	0.0864	$161 \pm 9$	[3]	16	0.260	$41 \pm 3$	[3]
8	0.166	$161 \pm 12$	[3]	16	0.310	$33.5 \pm 23$	[3]
8	0.256	$147 \pm 16$	[3]	16	0.440	$26.4 \pm 3.3$	[3]
8	0.316	$135 \pm 6$	[3]	16	0.600	$14.9 \pm 1.5$	[3]
8	0.446	$98 \pm 8$	[3]	16	0.790	$9.4 \pm 1$	[3]
8	0.606	$76 \pm 7$	[3]	16	1.	$3.8 \pm 0.6$	[3]
8	0.776	$41 \pm 3$	[3]	16	1.3	$2.1 \pm 0.3$	[3]
8	0.976	$24 \pm 3$	[3]	16	2.	$0.13 \pm 0.05$	[3]

Tabel B.3: Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  (lanjutan). Notasi sama seperti Tabel A.2.

$\tilde{k}_0$	$-t$	$d\sigma/dt$	Ref.	$\tilde{k}_0$	$\theta$	$d\sigma/d\Omega$	Ref.
4	0.97	$50.4 \pm 6.3$	[4]	4.06	$35^\circ$	$350 \pm 70$	[2]
4	1.3	$21.8 \pm 2.1$	[4]	3.94	$35^\circ$	$360 \pm 70$	[2]
4	2.43	$1.25 \pm 0.78$	[4]	3.82	$35^\circ$	$230 \pm 80$	[2]
4	2.85	$4.53 \pm 1.42$	[4]	3.7	$35^\circ$	$260 \pm 90$	[2]
4	3.33	$2.81 \pm 0.84$	[4]	3.58	$35^\circ$	$360 \pm 110$	[2]
4	3.82	$1.98 \pm 1.26$	[4]	3.46	$35^\circ$	$350 \pm 170$	[2]
6	1.29	$9.3 \pm 1.1$	[4]	3.76	$24.5^\circ$	$450 \pm 160$	[2]
6	1.97	$1.31 \pm 0.17$	[4]	3.76	$27.5^\circ$	$500 \pm 110$	[2]
6	2.72	$0.46 \pm 0.12$	[4]	3.76	$30.5^\circ$	$340 \pm 80$	[2]
6	3.48	$0.12 \pm 0.1$	[4]	3.76	$33.5^\circ$	$120 \pm 70$	[2]
6	4.86	$0.159 \pm 0.065$	[4]	3.76	$36.5^\circ$	$260 \pm 70$	[2]
				3.76	$39.5^\circ$	$240 \pm 60$	[2]
				3.76	$42.5^\circ$	$210 \pm 70$	[2]

Tabel B.4: Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$ . Notasi sama seperti Tabel A.2. Sudut  $\theta$  diberikan dalam derajat.

$\tilde{k}_0$	$-t$	$d\sigma/dt$	Ref.	$\tilde{k}_0$	$-t$	$d\sigma/dt$	Ref.
5	0.0201	$173 \pm 33$	[3]	11	0.0868	$63 \pm 6$	[3]
5	0.0261	$176 \pm 57$	[3]	11	0.17	$81 \pm 13$	[3]
5	0.0361	$151 \pm 35$	[3]	11	0.33	$46 \pm 12$	[3]
5	0.0551	$241 \pm 45$	[3]	11	0.47	$53 \pm 11$	[3]
5	0.0951	$213 \pm 46$	[3]	11	0.8	$18 \pm 4$	[3]
5	0.173	$150 \pm 50$	[3]	11	1.01	$0.9 \pm 3.2$	[3]
5	0.179	$440 \pm 100$	[3]	11	1.31	$3.1 \pm 0.9$	[3]
5	0.321	$350 \pm 90$	[3]	11	2.01	$0.07 \pm 0.22$	[3]
5	0.46	$260 \pm 80$	[3]	16	0.0436	$24 \pm 3$	[3]
5	0.61	$140 \pm 50$	[3]	16	0.0826	$36 \pm 3$	[3]
5	0.78	$120 \pm 50$	[3]	16	0.167	$45 \pm 7$	[3]
5	0.98	$40 \pm 36$	[3]	16	0.260	$46 \pm 7$	[3]
5	1.16	$26 \pm 25$	[3]	16	0.310	$31 \pm 5$	[3]
8	0.0196	$39 \pm 14$	[3]	16	0.440	$28 \pm 9$	[3]
8	0.0296	$81 \pm 12$	[3]	16	0.600	$13 \pm 4$	[3]
8	0.0486	$82 \pm 8$	[3]	16	0.790	$5.6 \pm 1.9$	[3]
8	0.0896	$94 \pm 15$	[3]	16	1.000	$3.2 \pm 1.3$	[3]
8	0.17	$138 \pm 22$	[3]	16	1.300	$1.6 \pm 0.7$	[3]
8	0.26	$126 \pm 27$	[3]	16	2.000	$0.18 \pm 0.11$	[3]
8	0.32	$94 \pm 9$	[3]	16	0.015	$15.2 \pm 2.7$	[6]
8	0.45	$80 \pm 16$	[3]	16	0.037	$20.8 \pm 4.5$	[6]
8	0.61	$68 \pm 17$	[3]	16	0.056	$21 \pm 4.4$	[6]
8	0.78	$46 \pm 8$	[3]	16	0.086	$33 \pm 5.5$	[6]
8	0.98	$14 \pm 8$	[3]	16	0.16	$36.2 \pm 3.8$	[6]
8	1.29	$8 \pm 3.5$	[3]	16	0.26	$29.4 \pm 4.1$	[6]
8	1.66	$1.3 \pm 2.1$	[3]	16	0.42	$23 \pm 3$	[6]
8	2.01	$0.6 \pm 0.6$	[3]	16	0.60	$13 \pm 2.3$	[6]
11	0.0268	$44 \pm 8$	[3]	16	0.83	$5.1 \pm 0.9$	[6]
11	0.0468	$44 \pm 8$	[3]				

Tabel B.5: Data eksperimen penampang lintang diferensial reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  (lanjutan). Notasi sama seperti Tabel A.2.



$\tilde{k}_0$	$-t$	$\Sigma$	Ref.	$\tilde{k}_0$	$-t$	$P$	Ref.
16	0.015	$-0.26 \pm 0.25$	[6]	5	0.2	$-0.9 \pm 0.14$	[5]
16	0.037	$0.28 \pm 0.30$	[6]	5	0.3	$-0.81 \pm 0.11$	[5]
16	0.056	$0.47 \pm 0.21$	[6]	5	0.4	$-0.88 \pm 0.1$	[5]
16	0.086	$0.47 \pm 0.28$	[6]	5	0.5	$-0.93 \pm 0.13$	[5]
16	0.16	$0.99 \pm 0.14$	[6]	5	0.6	$-0.78 \pm 0.11$	[5]
16	0.26	$0.81 \pm 0.2$	[6]	5	0.8	$-0.68 \pm 0.11$	[5]
16	0.42	$0.76 \pm 0.21$	[6]	5	1	$-0.52 \pm 0.2$	[5]
16	0.60	$1.15 \pm 0.25$	[6]				
16	0.83	$0.72 \pm 0.19$	[6]				

Tabel B.6: Data eksperimen polarisasi foton ( $\Sigma$ ) dan polarisasi hyperon ( $P$ ) reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ . Notasi  $\tilde{k}_0$  dan  $-t$  sama seperti Tabel A.2. Polarisasi tidak berdimensi.

$\tilde{k}_0$	$-t$	$\Sigma$	Ref.
16	0.015	$1 \pm 0.75$	[6]
16	0.037	$1.43 \pm 0.79$	[6]
16	0.056	$1.68 \pm 0.76$	[6]
16	0.086	$1.11 \pm 0.5$	[6]
16	0.16	$0.98 \pm 0.26$	[6]
16	0.26	$1.53 \pm 0.48$	[6]
16	0.42	$1.26 \pm 0.4$	[6]
16	0.60	$0.45 \pm 0.51$	[6]
16	0.83	$1.83 \pm 0.57$	[6]

Tabel B.7: Data eksperimen polarisasi foton ( $\Sigma$ ) reaksi  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$ . Notasi sama seperti Tabel A.6.

# Daftar Acuan

- [1] CEBAF Advisory Board, *CEBAF Design Report* (1986).
- [2] V.B. Elings *et al*, Phys. Rev. **156**, 1433 (1967).
- [3] A.M. Boyarski *et al*, Phys. Rev. Lett. **22**, 1131 (1969).
- [4] R.L. Anderson *et al*, Phys. Rev. D **14**, 679 (1976).
- [5] G. Vogel *et al*, Phys. Lett. **B40**, 513 (1972).
- [6] D.J. Quinn *et al*, Phys. Rev. D **20**, 1553 (1979).
- [7] S.B. Gerasimov, Yad. Fiz. **2**, 598 (1965 [Sov. J. Nucl. Phys. **2**, 430 (1966)]).
- [8] S.D. Drell dan A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. **16**, 908 (1966).
- [9] S. Sumowidagdo, Skripsi Sarjana, Jurusan Fisika Universitas Indonesia (1999).
- [10] S. Sumowidagdo dan T. Mart, Phys. Rev. C **60**, 028201 (1999).
- [11] T. Mart, Ph.D. Thesis, Institut für Kernphysik, Universität Mainz (1996).
- [12] C. Bennhold, T. Mart, A. Waluyo, H. Haberzettl, G. Penner, T. Feuster, dan U. Mosel, Proceedings Workshop on Electron-Nucleon Scattering, June 22 - 26, 1998, Elba, Italy, Edizioni ETS, Pisa, p.199 (1999).
- [13] T. Feuster dan U. Mosel, Phys. Rev. C **58**, 457 (1998).

- [14] T. Feuster dan U. Mosel, *Phys. Rev. C* **59**, 460, (1999).
- [15] R.M. Davidson dan R.L. Workman, *Phys. Rev. C* **63**, 25210 (2001).
- [16] J.D. Bjorken dan S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1964).
- [17] B.B. Deo dan K. Bisoi, *Phys. Rev. D* **9**, 288 (1974).
- [18] G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, dan Y. Nambu, *Phys. Rev.* **106**, 1345 (1957).
- [19] Particle Data Group, *Eur. Phys. J. C* **15**, 1 (1998).
- [20] H. Haberzettl, C. Bennhold, T. Mart, dan T. Feuster, *Phys. Rev. C* **58**, 40 (1998).
- [21] G. Knöchlein, D. Drechsel, dan L. Tiator, *Z. Phys. A* **352**, 327 (1995).
- [22] N. Levy, W. Majerotto, dan B.J. Read, *Nucl. Phys.* **B55**, 493 (1973).
- [23] M. Guidal, J.-M. Laget, dan M. Vanderhaeghen, *Phys. Lett.* **B400**, 6 (1997).
- [24] M. Guidal, J.-M. Laget, dan M. Vanderhaeghen, *Nucl. Phys.* **A627**, 645 (1997).
- [25] T. Mart, C. Bennhold, C.E. Hyde-Wright, *Phys. Rev. C* **51**, R1074 (1995).
- [26] C. Bennhold, T. Mart, D. Kusno, *Proceedings of the Fourth CEBAF/INT Workshop: N\* Physics*, 166 (1997).
- [27] Reaction Data Database, tersedia di website  
<http://durpdg.dur.ac.uk/HEPDATA/REAC>
- [28] SAPHIR Collaboration, M.Q. Tran *et al*, *Phys. Lett.* **B445**, 20 (1998).

- [29] SAPHIR Collaboration, S. Goers *et al*, Phys. Lett. **B464**, 331 (1999).
- [30] D. Drechsel, Prog. Part. Nucl. Phys. **34**, 181 (1995).
- [31] R. Pantförder, Ph.D. Thesis, Universität Bonn (1998).
- [32] M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, dan W. Thirring, Phys. Rev. **95**, 1612 (1954).
- [33] F.E. Low, Phys. Rev. **96**, 1428 (1954).
- [34] M. Gell-Mann dan M.L. Goldberger, Phys. Rev. **96**, 1433 (1954).
- [35] GDH dan A2 Collaboration, J. Ahrends *et al*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5950 (2000).
- [36] G.C. Fox, D.Z. Freedman, Phys. Rev. **182**, 1628 (1969).
- [37] I. Karliner, Phys. Rev. D **7**, 2717 (1973).