



UNIVERSITAS INDONESIA

**FOTOPRODUKSI η MESON PADA NUKLEON DENGAN MODEL
ISOBAR**

TESIS

**FELI CIANDA ADRIN BURHENDI
1206306022**

**FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM
PROGRAM STUDI MAGISTER ILMU FISIKA
DEPOK
2015**



UNIVERSITAS INDONESIA

**FOTOPRODUKSI η MESON PADA NUKLEON DENGAN MODEL
ISOBAR**

TESIS

**Diajukan sebagai salah satu syarat untuk memperoleh gelar
Magister Sains**

FELI CIANDA ADRIN BURHENDI

1206306022

FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM

PROGRAM STUDI MAGISTER ILMU FISIKA

DEPOK

2015

SURAT PERNYATAAN BEBAS PLAGIARISME

Saya yang bertanda tangan dibawah ini dengan sebenarnya menyatakan bahwa tesis ini saya susun tanpa tindakan plagiarisme sesuai dengan peraturan yang berlaku di Universitas Indonesia.

Jika dikemudian hari ternyata saya melakukan tindakan plagiarisme, saya akan bertanggung jawab sepenuhnya dan menerima sanksi yang dijatuhkan oleh Universitas Indonesia kepada saya.

Depok, 8 Juli 2015


Feli Cianda Adrin Burhendi

HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS

**Tesis ini adalah hasil karya saya sendiri,
dan semua sumber baik yang dikutip maupun dirujuk
telah saya nyatakan dengan benar.**

Nama : Feli Cianda Adrin Burhendi

NPM : 1206306022

Tanda Tangan :



Tanggal : 8 Juli 2015

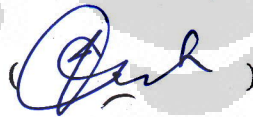
HALAMAN PENGESAHAN

Tesis ini diajukan oleh :
Nama : Feli Cianda Adrin Burhendi
NPM : 1206306022
Program Studi : Magister Ilmu Fisika
Judul Tesis : Fotoproduksi η Meson pada Nukleon dengan Model Isobar


Telah berhasil dipertahankan di hadapan Dewan Penguji dan diterima sebagai bagian persyaratan yang diperlukan untuk memperoleh gelar Magister Sains pada Program Studi Magister Ilmu Fisika, Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam, Universitas Indonesia.

DEWAN PENGUJI

Pembimbing I : Dr. Agus Salam



Pembimbing II : Dr. Imam Fachruddin



Penguji : Prof. Dr. Terry Mart



Penguji : Dr. Anto Sulaksono



Penguji : Dr. Handhika S. Ramadhan



Ditetapkan di : Depok

Tanggal : 8 Juli 2015

KATA PENGANTAR

Segala puji bagi Allah SWT dan shalawat serta salam semoga tercurah kepada Nabi Muhammad SAW. Atas rahmat dan hidayah Allah SWT, penulis dapat menyelesaikan tesis yang berjudul Fotoproduksi η Meson pada Nukleon dengan Model Iso-bar. Penulisan tesis ini ditujukan untuk memenuhi salah satu syarat menyelesaikan pendidikan Program Magister Sains, Universitas Indonesia.

Penyelesaian tesis ini tidak lepas dari dukungan dari berbagai pihak yang selalu membantu penulis selama berada di lingkungan Universitas Indonesia. Oleh karena itu, penulis mengucapkan terima kasih kepada:

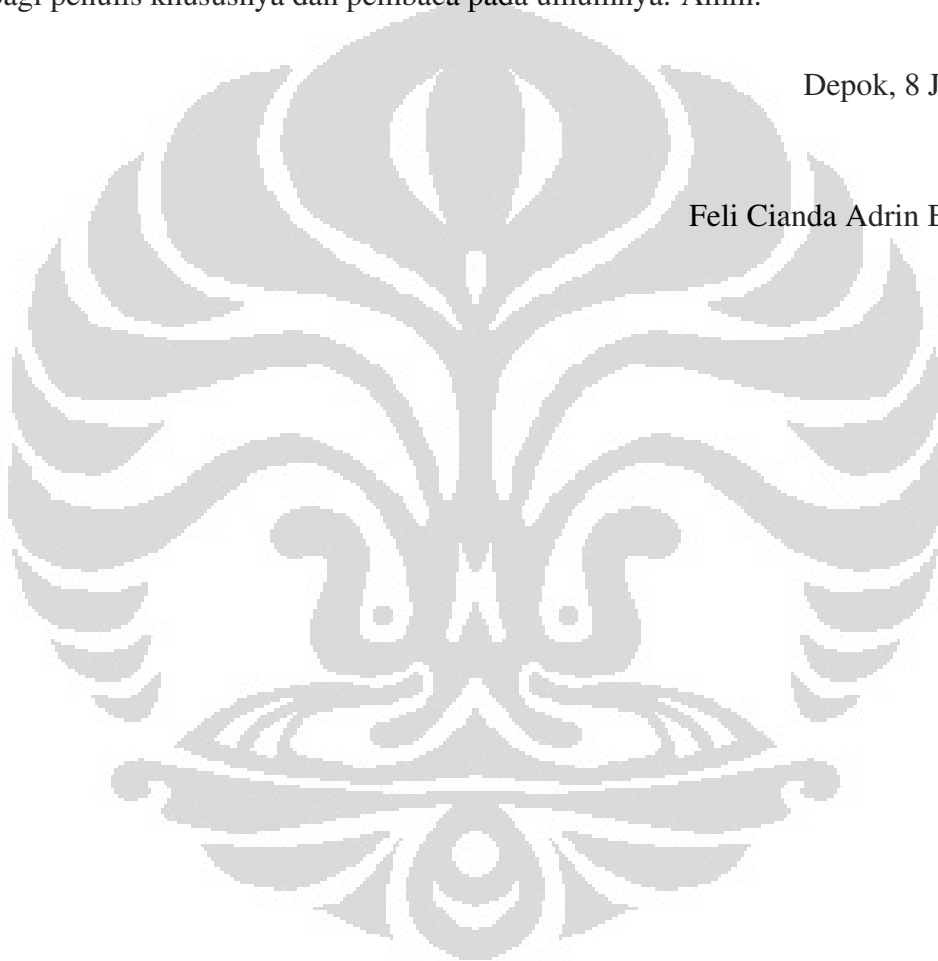
1. Bapak Dr. Agus Salam dan Dr. Imam Fachruddin yang telah membimbing penulis selama proses pengerjaan tesis serta telah bersedia membagi ilmu dan pengalamannya untuk penulis.
2. Bapak Prof. Terry Mart, Bapak Dr. Anto Sulaksono, dan Bapak Dr. Handika selaku penguji sidang tesis.
3. Ayah dan Ibuku yang telah secara langsung memberikan dukungan, doa, serta kebersamaan yang sangat berarti bagi penulis.
4. Seluruh dosen dan Staff Kesekretariatan Departemen Fisika Universitas Indonesia.
5. Imas Ratna Ernawaty, M.Pd dan Tri Isti Hartini, M.Pd untuk nasehat dan supportnya.
6. Alhidayatuddiniyah sebagai teman diskusi dan seperjuangan dalam menyelesaikan tesis ini.
7. Syaefuddin Jaelani yang telah mengajarkan penulis dalam memahami tesis ini sehingga penulis dapat menyelesaikan dengan baik tesis ini.
8. Seluruh Teman-teman angkatan 2012 tanpa terkecuali, terima kasih atas diskusi, motivasi serta canda dan yang menyertai dalam perjalanan pendidikan penulis di Universitas Indonesia.
9. Saipudin yang selalu menyediakan waktu untuk berdiskusi sampai tesis ini selesai.

10. Mutoharoh, Happy sebagai teman satu pembimbing yang selalu meramaikan suasana.
11. Khusnul Khotimah yang selalu memberikan motivasi dan bantuan yang sangat berarti bagi penulis selama proses pengerjaan tesis.

Penulis menyadari bahwa penulisan tesis ini masih banyak terdapat kekurangan, maka penulis mengharapkan kritik dan saran dari semua pihak yang bersifat membangun demi kesempurnaan tesis ini. Akhir kata semoga tesis ini dapat bermanfaat bagi penulis khususnya dan pembaca pada umumnya. Amin.

Depok, 8 Juli 2015

Feli Cianda Adrin Burhendi



HALAMAN PERNYATAAN PERSETUJUAN PUBLIKASI TUGAS AKHIR UNTUK KEPENTINGAN AKADEMIS

Sebagai sivitas akademik Universitas Indonesia, saya yang bertanda tangan di bawah ini:

Nama : Feli Cianda Adrin Burhendi
NPM : 1206306022
Program Studi : Magister Ilmu Fisika
Departemen : Fisika
Peminatan : Fisika Murni dan Terapan
Fakultas : Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam
Jenis Karya : Tesis

demikian demi pengembangan ilmu pengetahuan, menyetujui untuk memberikan kepada Universitas Indonesia **Hak Bebas Royalti Noneksklusif (Non-exclusive Royalty Free Right)** atas karya ilmiah saya yang berjudul:

Fotoproduksi η Meson pada Nukleon dengan Model Isobar

beserta perangkat yang ada (jika diperlukan). Dengan Hak Bebas Royalti Non-eksklusif ini Universitas Indonesia berhak menyimpan, mengalihmedia/formatkan, mengelola dalam bentuk pangkalan data (database), merawat, dan memublikasikan tugas akhir saya selama tetap mencantumkan nama saya sebagai penulis/pencipta dan sebagai pemilik Hak Cipta.

Demikian pernyataan ini saya buat dengan sebenarnya.

Dibuat di : Depok

Pada tanggal : 8 Juli 2015

Yang menyatakan



(Feli Cianda Adrin Burhendi)

ABSTRAK

Nama : Feli Cianda Adrin Burhendi
Program Studi : Magister Ilmu Fisika
Judul : Fotoproduksi η Meson pada Nukleon dengan Model Isobar

Reaksi fotoproduksi η Meson dengan menggunakan partikel Gamma (Foton) sebagai proyektil dan Nukleon sebagai target untuk mencari Gamma (Foton) yang terhambur. Reaksi fotoproduksi yang ditinjau adalah $\gamma N \rightarrow \eta N$ dengan model isobar. Amplitudo transisi diagram Feynman pada kerangka pusat massa digunakan untuk mencari Amplitudo Kuadrat dengan melibatkan *s-channel*, *u-channel*, dan *t-channel* pada suku Born dan resonan. Nilai yang dicari adalah nilai Penampang Lintang Differensial dengan menggunakan energi sistem mulai dari 1.685 MeV hingga 2.795 MeV dalam beberapa variasi sudut θ . Fitting grafik hubungan antara Penampang Lintang Differensial dengan energi sistem dalam beberapa variasi sudut agar diketahui besarnya kontribusi dari amplitudo transisi pada setiap *channel* dari suku Born dan resonan pada proses perhitungan data eksperimen CLAS.

Kata Kunci:

Fotoproduksi, Amplitudo Transisi, Penampang Lintang Differensial

ABSTRACT

Name : Feli Cianda Adrin Burhendi
Program : Magister Ilmu Fisika
Title : η Meson Photoproduction on the Nucleon with
Isobaric Model

η Meson Photoproduction reaction using Gamma particles (photons) as projectiles and Nucleon as a target to look for Gamma (photons) are scattered. Reactions were reviewed photo-production is $\gamma N \rightarrow \eta N$ with isobaric models. The amplitude transitions of Feynman diagrams at the center of mass frame used to find Amplitude Squares involving the s-channel, u-channel, and t-channel on Born term and resonance. Values are looking for is the value of the differential cross section on the energy system used by 1.685 MeV Up to 2.795 MeV . After that fitting the graph of the differential cross section with the energy system to shows the result how much the contribution of the amplitude transitions at each channel of the Born term and resonance in the calculation process experimental data CLAS.

Keywords:

photoproduction, meson- η , Amplitude Trantitions, and differential cross section

DAFTAR ISI

HALAMAN JUDUL	i
SURAT PERNYATAAN BEBAS PLAGIARISME	ii
HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS	iii
LEMBAR PENGESAHAN	iv
KATA PENGANTAR	v
LEMBAR PERSETUJUAN PUBLIKASI ILMIAH	vii
ABSTRAK	viii
Daftar Isi	x
Daftar Gambar	xii
Daftar Tabel	xiii
1 PENDAHULUAN	1
1.1 Latar Belakang	1
1.2 Perumusan Masalah	2
1.3 Batasan Masalah	3
1.4 Metodologi Penelitian	3
1.5 Tujuan Penelitian	3
2 TEORI DASAR	4
2.1 Model Standar	4
2.1.1 Quark	4
2.1.2 Lepton	6
2.1.3 Meson	7
2.1.4 Eta	7
2.1.5 Model Isobar	7
2.2 Kinematika Relativistik	8
2.2.1 Momentum-4 dan Variabel Mandelstam	8

	xi
2.2.2	Momentum-3 dalam Kerangka Pusat Massa 10
2.2.3	Energi Ambang 11
2.3	Penampang Lintang 12
2.3.1	Penampang Lintang Differensial 12
2.4	Amplitudo Transisi 14
2.4.1	Diagram Feynman 14
2.4.2	Amplitudo Transisi Kanal-s 16
2.4.3	Amplitudo Transisi Kanal-u 17
2.4.4	Amplitudo Transisi Kanal-t 18
2.4.5	Amplitudo Transisi Resonan 20
3	HASIL DAN DISKUSI 25
3.1	Kontribusi Resonan 25
3.1.1	<i>Single</i> Resonan 25
3.1.2	<i>Double</i> Resonan 29
3.1.3	<i>Triple</i> Resonan 33
4	KESIMPULAN DAN SARAN 37
4.1	Kesimpulan 37
	Daftar Referensi 38
A	NOTASI UMUM 40
A.1	Aljabar Dirac 40
A.2	Kinematika Reaksi 43
B	AMPLITUDO INVARIAN 45
B.1	Operator Non-relativistik 45
B.2	Amplitudo Transisi <i>s-channel</i> 47
B.2.1	Non-resonan 47
B.2.2	Nukleon Resonan 48
B.3	Amplitudo Transisi <i>u-channel</i> 50
B.3.1	Non-resonan 50
B.3.2	Nukleon Resonan 52
B.4	Amplitudo Transisi <i>t-channel</i> 55
C	KELENGKAPAN DATA PENELITIAN 63
C.1	Daftar Nukleon Resonan 63
C.2	Data Eksperimen 63

DAFTAR GAMBAR

2.1	hamburan 2 partikel: $A+B \rightarrow C+D$	8
2.2	hamburan 2 partikel dalam kerangka pusat massa	9
2.3	hamburan 2 partikel dalam kerangka laboratorium	9
2.4	Penampang lintang partikel yang terhambur	12
2.5	Diagram untuk fotoproduksi η	15
2.6	Diagram Feynman kanal-s	17
2.7	Diagram Feynman kanal-u	18
2.8	Diagram Feynman kanal-t	19
2.9	Diagram Feynman resonan kanal-s	20
2.10	Diagram Feynman resonan kanal-u	22
3.1	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1535)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	26
3.2	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1650)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	27
3.3	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $p_{11}(1710)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	28
3.4	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1535)P_{11}(1880)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	29
3.5	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1650)P_{11}(1880)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	31
3.6	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $p_{11}(1710)p_{11}(1880)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	32
3.7	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1535)P_{11}(1880)S_{11}(1895)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	33
3.8	Grafik hasil <i>fitting</i> penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1650)P_{11}(1880)S_{11}(1895)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.	35

DAFTAR TABEL

2.1	Medan Interaksi	4
2.2	Lepton	5
2.3	Lepton	6
2.4	Properti partikel yang ditinjau pada penelitian	7
2.5	Konstanta kopling foton dan hadron untuk kontribusi background . .	16
3.1	Parameter <i>fitting</i> $S_{11}(1535)$	26
3.2	Parameter <i>fitting</i> $S_{11}(1650)$	28
3.3	Parameter <i>fitting</i> $P_{11}(1710)$	29
3.4	Parameter <i>fitting</i> $S_{11}(1535)P_{11}(1880)$	30
3.5	Parameter <i>fitting</i> $S_{11}(1650)P_{11}(1880)$	31
3.6	Parameter <i>fitting</i> $P_{11}(1710)P_{11}(1880)$	33
3.7	Parameter <i>fitting</i> resonan $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1880)$, $P_{11}(2100)$, dan $P_{11}(2300)$	34
3.8	Parameter <i>fitting</i> resonan $P_{11}(1880)$, $P_{11}(2100)$, dan $P_{11}(2300)$. . .	36
C.1	Beberapa partikel yang di pelajari dalam penelitian ini[15].	63
C.2	Data penampang lintang differensial untuk reaksi $\gamma + p \rightarrow \eta + p$. . .	63

BAB 1

PENDAHULUAN

1.1 Latar Belakang

Fisika berhubungan dengan materi dan energy, dengan hukum-hukum yang mengatur gerakan partikel dan gelombang, dengan interaksi antarpartikel, dan dengan sifat-sifat molekul, atom dan inti atom, dan dengan sistem berskala lebih besar seperti gas, zat cair, dan zat padat. Beberapa orang menganggap fisika sebagai sains atau ilmu pengetahuan paling fundamental karena merupakan dasar dari semua bidang sains yang lain.[19]

Fisika nuklir merupakan salah satu bidang dari fisika yang mempelajari mengenai inti atom, serta perubahan-perubahan pada inti atom. Dalam fisika nuklir, sebuah reaksi nuklir adalah sebuah proses di mana dua nukleus atau partikel nuklir bertubrukan, untuk memproduksi hasil yang berbeda dari produk awal. Pada prinsipnya sebuah reaksi dapat melibatkan lebih dari dua partikel yang bertubrukan, tetapi kejadian tersebut sangat jarang. Salah satu proses reaksinya adalah reaksi fotoproduksi.

Meskipun penelitian teoritik di bidang fisika partikel telah mencapai Model Standar yakni model yang saat ini diyakini merupakan teori yang menjelaskan interaksi antara partikel penyusun materi, yaitu quark dan lepton, dengan partikel penyusun medan-boson perantara (*gauge boson*), namun masih banyak fenomena-fenomena dalam bidang fisika partikel yang belum dapat dijelaskan secara sempurna.

Salah satu bidang penelitian yang merupakan penghubung antara fisika nuklir dan fisika partikel adalah fisika energi menengah (*intermediate energy physics*). Bidang ini berkaitan dengan penjelasan fenomena fisika nuklir dan hadron melalui pendekatan fisika partikel, yakni tidak sekedar memandang inti dan hadron sebagai kumpulan nukleon (yang merupakan partikel komposit), tetapi lebih jauh lagi memandang inti dan hadron sebagai kumpulan partikel-partikel elementer; yakni quark, yang berinteraksi dengan perantara gluon. Sebagaimana dipahami fisikawan dalam teori Kromodinamika Kuantum ($QCD = Quantum Chromodynamics$).[20]

Partikel meson η ditemukan pada tahun 1961 oleh Pevsner [1]. Partikel meson η merupakan isospin dengan kondisi 0, sehingga hanya resonans dengan isospin $\frac{1}{2}$ yang memberikan kontribusi pada kanal-s dan u. Karena partikel η memiliki mu-

atan netral menyebabkan suku-kontak (seagull term) yang memiliki peranan penting pada produksi meson tidak memberikan kontribusi apa-apa. Sehingga, terdapat ketertarikan yang menarik pada fotoproduksi meson η , baik secara teori maupun secara eksperimen.

Secara umum, data grup Mainz memberikan informasi tentang sifat yang lebih sistematis dari produksi η pada daerah ambang-batas, yang memiliki resolusi angular yang lebih baik sehingga memungkinkan kita untuk mempelajari struktur resonans $S_{11}(1535)$ yang lebih baik. Sehingga, partikel η merupakan hal menarik untuk dicatat bahwa helesitas amplitudo $A_{\frac{1}{2}}^P$ yang diambil dari data Mainz [4] memberikan hasil yang lebih dekat kepada model quark [9] [17]. Dari sisi teoritis, studi teori pada fotoproduksi η hampir sesuai dengan kerangka kerja parameterisasi Breit-Wigner [16] atau model isobar dengan kanal terkopel [7].

Fotoproduksi merupakan reaksi antara foton dengan suatu partikel yang menghasilkan partikel lain di akhir reaksi. Fotoproduksi adalah kasus khusus dari elektroproduksi dimana foton pada fotoproduksi merupakan foton real sedangkan pada elektroproduksi digunakan hamburan elektron yang dapat bertindak sebagai foton virtual.

Salah satu hal yang membedakan fotoproduksi η dari fotoproduksi pion atau kaon adalah η yang merupakan meson non strangeness tapi memiliki konten quark s . Perbedaan ini dapat membantu menentukan peran quark s dalam properties model quark nukleon, baik proton dan neutron. Berdasarkan latar belakang diatas penulis terdorong untuk meneliti proses reaksi fotoproduksi meson eta η pada proton dengan menggunakan model isobar. Dan untuk lebih jelasnya akan dibahas dalam bab-bab selanjutnya.

1.2 Perumusan Masalah

Pada Fotoproduksi η meson pada nukleon dalam penelitian ini akan dijelaskan alur reaksinya, dimana model yang digunakan kali ini model isobar lalu perhitungan amplitudo transisinya dicari untuk setiap channel serta resonan hingga didapatkan penampang lintangnya. Hasil perhitungan dari proses fotoproduksi η dibandingkan dengan data eksperimen sekaligus untuk mengetahui besarnya nilai konstanta kopling.

1.3 Batasan Masalah

Agar kegiatan penelitian ini lebih terarah, maka kami fokuskan pada kajian teori dan pencarian model yang mampu menjelaskan proses reaksi fotoproduksi η meson pada nukleon dengan menggunakan model isobar dan formalisme amplitudo transisi pada kerangka Pusat Massa. Reaksi yang akan ditinjau adalah $\gamma N \rightarrow \eta N$ pada suku born dan resonan serta perhitungan observabel yang akan diteliti adalah penampang lintang differensial dimana energi foton Lab. yang akan digunakan mulai dari energi ambang hingga batas energi maksimumnya.

1.4 Metodologi Penelitian

Penelitian dimulai dengan studi literatur mengenai mekanisme fotoproduksi. Hal ini dilakukan untuk dapat memilih model dan formalisme yang sesuai, yang nantinya akan digunakan penulis dalam penelitian ini. Setelah itu penelitian dilanjutkan dengan menggunakan model dan formalisme tersebut untuk dijadikan input dalam perhitungan secara numerik menggunakan perangkat lunak seperti fortran 90/95 agar menghasilkan data dari proses reaksi fotoproduksi η meson pada nukleon.

1.5 Tujuan Penelitian

Penelitian ini bertujuan untuk mengetahui dan mempelajari reaksi dari fotoproduksi meson eta η pada nukleon agar dapat menyusun model dan formalisme yang mampu menjelaskan dengan baik fenomena yang terjadi pada reaksi fotoproduksi meson eta η pada nukleon. Mendapatkan nilai Cross Section (Penampang Lintang). Menyelidiki konstanta kopling melalui reaksi peluruhan nukleon resonan. kemudian dibandingkan dengan data eksperimen untuk mengetahui seberapa baik model ini digunakan. Selanjutnya diharapkan penelitian ini akan dapat memberikan informasi lebih mengenai proses fotoproduksi dan dapat menjadi acuan bagi proyek penelitian fotoproduksi lainnya.

BAB 2

TEORI DASAR

2.1 Model Standar

Model Standar menegaskan bahwa materi di alam semesta terdiri dari fermion dasar yang berinteraksi melalui bidang, dari mana mereka merupakan sumber. Dimana partikel yang terkait dengan bidang interaksi tersebut adalah boson. Model standar merupakan standar model paling baik dalam menjelaskan fenomena sub-atomik yang ada saat ini. Dimana terdapat 4 interaksi (lihat tabel 2.1) yang bekerja dan menyatukan alam semesta yaitu, interaksi kuat, interaksi elektromagnetik, interaksi lemah dan interaksi gravitasi. Model standar juga mencakup pembahasan mengenai partikel elementer pembentuk materi, yaitu quark dan lepton. Lepton merupakan generalisasi dari elektron. jika bermuatan lepton dapat berinteraksi melalui interaksi elektromagnetik dan interaksi lemah. Sedangkan jika tidak bermuatan, lepton berinteraksi melalui ketiga interaksi tersebut, yakni interaksi kuat, interaksi lemah, dan interaksi elektromagnetik.

Tabel 2.1: Medan Interaksi

Interaction Field	Boson	Spin
Gravitational field	'Gravitons' postulated	2
Weak field	W^+, W^-, Z particles	1
Electromagnetic field	Photons	1
Strong field	'Gluons' postulated	1

2.1.1 Quark

Quark, sebagaimana dijelaskan dalam model standar pada fisika partikel, gabungan antar Quark membentuk partikel komposit bernama Hadron. Partikel Hadron yang paling stabil berupa Proton dan Neutron yang merupakan komponen pembentuk inti atom. Quark tidak pernah diteliti atau ditemukan secara langsung secara isolasi. Quark hanya ditemukan di dalam Hadron, seperti Barion, dan Meson. Terdapat 6

jenis warna quark, yaitu Up, Down, Strange, Charms, Bottoms dan Top. Up dan Down memiliki massa yang terlemah (lihat Tabel 2.2).

Tabel 2.2: Lepton

Quark	Symbol	Electric Charge (e)	Mass (Xc^{-2})
Up	u	2/3	1.5 to 4 MeV
Down	d	-1/3	4 to 8 MeV
Charmed	c	2/3	1.15 to 1.35 GeV
Strange	s	-1/3	80 to 130 MeV
Top	t	2/3	169 to 174 GeV
Bottom	b	-1/3	4.1 to 4.4 GeV

Di antara keenam jenis warna quark, quark terberat berubah jenis menjadi quark up dan down melalui proses peluruhan partikel, transformasi quark terberat menjadi quark ringan. Karena inilah quark up maupun quark down merupakan jenis quark terstabil di antara keenam jenis quark dan yang paling umum dijumpai di alam. Sedangkan quark Strange, Charms, Bottoms dan Top hanya dapat ditemukan atau dihasilkan di high energy collision (tumbukan berenergi tinggi, seperti Sinar kosmik dan di partikel akselerator/LHC). Hanya quark-lah yang memenuhi keempat interaksi fundamental, dikenal juga sebagai gaya fundamental (elektromagnetik, gravitasi, interaksi kuat, dan interaksi lemah). Dan untuk setiap jenis quark terdapat jenis lawannya yaitu antiquark.

Quark selalu dibatasi dalam sistem kompleks yang jaraknya sekitar 1fm. Sistem quark dasar adalah baryon yang memiliki net tiga nomor quark, dan meson yang memiliki quark bersih angka nol. Secara khusus, proton dan neutron adalah baryon. Meson pada dasarnya terdiri dari quark dan antiquark, terikat secara sementara oleh bidang interaksi yang kuat. Istilah Hadron digunakan secara umum untuk sistem quark.

Model Quark secara independen diajukan oleh fisikawan bernama Murray Gell-Mann dan George Zweig pada tahun 1964. Quark diperkenalkan sebagai bagian dari skema penyusunan hadron dan terdapat sedikit bukti keberadaan fisik mereka sampai dilakukannya eksperimen hamburan inelastis di Stanford Linear Accelerator Center di tahun 1968. Percobaan Accelerator telah memberikan bukti untuk semua enam rasa. Top quark adalah yang terakhir yang ditemukan di Fermilab di tahun

1995.

2.1.2 Lepton

Lepton berasal dari bahasa Yunani yang artinya adalah cahaya. Lepton dianggap sebagai partikel yang paling ringan dan dianggap sebagai partikel titik. Partikel ini hanya terpengaruh oleh reaksi lemah, gravitasi dan elektromagnetik. Lepton terdiri dari elektron, positron, negatif dan positif muon yang semuanya itu merupakan lepton dan anti lepton. Lepton juga merupakan partikel terpisahkan, rupanya tidak memiliki struktur apapun dan memiliki kesamaan properti yang menjadikannya benar-benar tidak terpengaruh oleh interaksi kuat. Mereka semua memiliki spin $1/2$ dan mematuhi statistik Fermi-Dirac, karena itu disebut fermion.

Ada enam jenis yang berbeda dari lepton dibedakan oleh massa mereka, muatan listrik, dan mode interaksi. Tiga lepton bermuatan negatif (-) yaitu elektron e^- , muon μ^- , dan tau τ^- namun mereka berbeda dalam nilai-nilai massa mereka. Tiga lepton lainnya, neutrino, semuanya memiliki muatan listrik netral dan memiliki massa yang sangat kecil (lihat Tabel). Sebagai aturan umum, untuk setiap partikel sesuai anti-partikelnya, partikel dan anti-partikel yang terkait memiliki massa yang sama, spin, dan umur hidupnya. Namun muatan listrik mereka sama besarnya tetapi berbeda dalam tanda-tanda. Dengan demikian, anti-elektron atau lebih umum positron (e^+), anti-muon (μ^+), dan anti-tau (τ^+) semua memiliki muatan positif sama dengan 1, sedangkan tiga antineutrino ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$) muatan listriknya netral. Dimana setiap lepton memiliki Lepton Number $L = 1$, ($= -1$ untuk anti-lepton) dan masing-masing partikel lepton memiliki Lepton Number sendiri-sendiri. Adapun karakteristik Lepton dan anti Lepton dapat dilihat pada tabel dibawah ini

Tabel 2.3: Lepton

Flavor	Symbol	Mass (MeV/c ²)	Charge (e)	Spin
Electronic neutrino	ν_e	$< 15 \times 10^{-6}$	0	$\frac{1}{2}$
Electron	e^-	0.5	-1	$\frac{1}{2}$
Muonic neutrino	ν_μ	< 0.17	0	$\frac{1}{2}$
Muon	μ^-	105.7	-1	$\frac{1}{2}$
Tauonic neutrino	ν_τ	< 19	0	$\frac{1}{2}$
Tauon	τ^-	1777	-1	$\frac{1}{2}$

2.1.3 Meson

Dalam fisika partikel, meson adalah partikel subatom yang terdiri dari satu quark dan antiquark yang terikat oleh gaya nuklir kuat. Meson diperkirakan mempunyai jari-jari sekitar satu femtometer ($10^{-15}m$) atau $\frac{2}{3}$ ukuran proton atau neutron. Semua meson bersifat tidak stabil karena quark dan antiquark akan saling memusnahkan. Meson hanya dapat bertahan paling lama sekitar 10^{-9} detik. Meson bermuatan dapat meluruh (kadang-kadang melalui partikel perantara) dan membentuk elektron dan neutrino. Meson tak bermuatan bisa meluruh menjadi foton. Dimana partikel eta η termasuk dalam kategori anggota meson.

2.1.4 Eta

Eta termasuk golongan meson karena merupakan gabungan dari sebuah quark dan antiquark. Dimana, eta merupakan gabungan dari satu quark *strange* dan satu antiquark *up* atau *down*, atau satu antiquark *strange* dan satu quark *up* atau *down*. Eta memiliki massa sebesar 1070 kali massa elektron, dengan massa diam $547.862 \pm 0.018 \text{ MeV}/c^2$, dan waktu hidup rata-rata $(5.02 \pm 0.19) \times 10^{-19} \text{ s}$, serta merupakan partikel elementer jenis meson yang bermuatan nol. Besaran yang dibutuhkan dalam perhitungan ditampilkan pada Tabel berikut:

Tabel 2.4: Properti partikel yang ditinjau pada penelitian

Partikel	Q	K	S	J^P	I	Massa (MeV)
n	0	-1.91	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	939.565379
η	0	-	0	0^-	0	547.853

Q, K, S, J, P, dan I masing-masing adalah bilangan dari muatan, momen magnetik, spin, spin total, paritas, dan isospin.

2.1.5 Model Isobar

Model isobar sering digunakan untuk menganalisa proses fotoproduksi eta yang dihasilkan dari neutron. Alasannya, model ini lebih mudah digunakan untuk produksi dari nuclei. Metode ini berdasarkan Diagram Feynman yang sesuai untuk kanal-S, -U, -t dan Resonans dengan suatu parameter yang tidak diketahui untuk disesuaikan dengan model yang dihasilkan data eksperimen.

2.2 Kinematika Relativistik

2.2.1 Momentum-4 dan Variabel Mandelstam

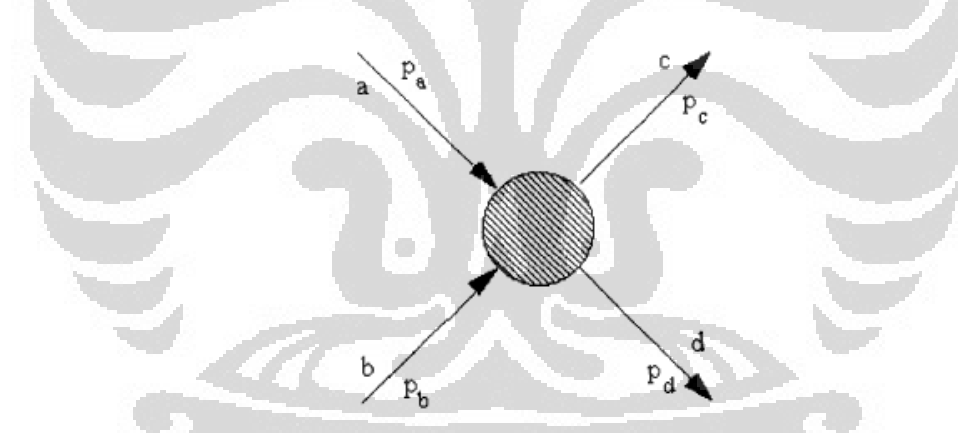
Bentuk umum dari proses reaksi hamburan yang melibatkan dua partikel yang saling bertumbukan adalah



Momentum empat partikel A, B, C dan D masing-masing ditunjukkan dengan p_A, p_B, p_C, p_D . Konservasi energi momentum menjadi:

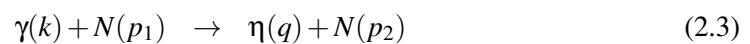
$$\begin{aligned} p_A + p_B &= p_C + p_D \\ E_A + E_B &= E_C + E_D \end{aligned} \quad (2.2)$$

Secara sederhana proses hamburan dari 2 partikel dapat dilihat melalui gambar 2.1 berikut ini:



Gambar 2.1: hamburan 2 partikel: $A+B \rightarrow C+D$

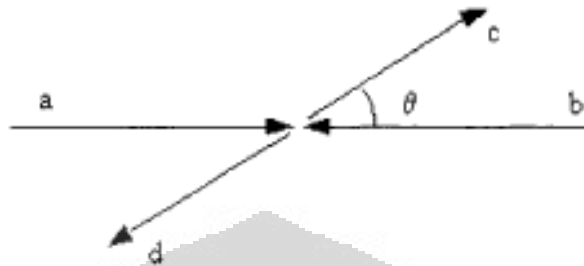
Pada penelitian ini, proses perhitungan pada reaksi fotoproduksi η meson menggunakan kinematika relativistik. Persamaan reaksi umum yang bersesuaian dengan penelitian ini adalah



untuk selanjutnya dari persamaan diatas secara konsisten kita akan menggunakan $k_1, k_2, p_1,$ dan p_2 secara berturut-turut sebagai momentum empat dari foton real yang datang, η yang dihasilkan, nukleon keadaan awal dan nukleon di keadaan akhir.

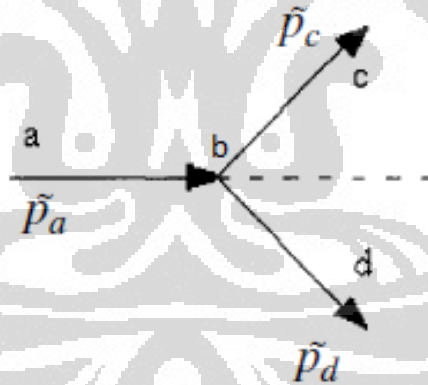
Dalam menjelaskan mekanisme untuk proses interaksi partikel tersebut kami menggunakan

dua kerangka acuan. Kerangka acuan yang pertama adalah kerangka pusat massa dimana kedua partikel bergerak dengan kecepatan yang sama namun berlawanan arah sehingga momentum total dalam kerangka acuan ini nilainya sama dengan nol (lihat gambar 2.2).



Gambar 2.2: hamburan 2 partikel dalam kerangka pusat massa

Kerangka acuan yang kedua adalah kerangka laboratorium dimana pada prosesnya salah satu partikel dijadikan target tumbukan atau berada dalam keadaan diam (lihat gambar 2.3). Agar memudahkan perhitungan semua besaran yang mengacu pada kerangka laboratorium akan diberi tanda *tilde* (sebagai contoh, momentum empat foton dalam kerangka laboratorium dan pusat massa dinotasikan oleh \tilde{k}_1 dan k_1 , berturut-turut).



Gambar 2.3: hamburan 2 partikel dalam kerangka laboratorium

Perhitungan kinematika yang meliputi energi, momentum, sudut dapat dituliskan dalam beberapa bentuk invarian relativistik (*Lorentz-invariant*), yang tidak bergantung pada kerangka acuan sistem, didefinisikan oleh [11]

$$\begin{aligned}
 s &= (p_A + p_B)^2 = (p_C + p_D)^2 \\
 t &= (p_C - p_A)^2 = (p_D - p_B)^2 \\
 u &= (p_C - p_B)^2 = (p_D - p_A)^2,
 \end{aligned}
 \tag{2.4}$$

variabel s , t , dan u disebut juga sebagai variabel Mandelstam, yang juga memenuhi identitas

$$s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_C^2 + m_D^2. \quad (2.5)$$

Pada reaksi fotoproduksi η , jika kita menggunakan perhitungan dalam kerangka pusat massa, gambar 2.2, maka momentum empat dari setiap partikel

$$\begin{aligned} p_\gamma &= (E_\gamma, p_\gamma) & p_N &= (E_N, p_N) \\ p_\eta &= (E_\eta, p_\eta) & p_{N'} &= (E_{N'}, p_{N'}), \end{aligned} \quad (2.6)$$

dengan $p_\gamma = -p_N = k$ dan $p_\eta = -p_{N'} = q$. Maka Pers. (2.4) menjadi

$$\begin{aligned} s &= (p_\gamma + p_N)^2 = (E_\gamma + E_N)^2 = W^2 \\ t &= (p_\eta - p_\gamma)^2 = m_\eta^2 + m_\gamma^2 - 2E_\eta E_\gamma + 2|p_\eta||p_\gamma| \cos(\eta, \gamma) \\ u &= (p_\eta - p_N)^2 = m_\eta^2 + m_N^2 - 2E_\eta E_N + 2|p_\eta||p_N| \cos(N, \eta). \end{aligned} \quad (2.7)$$

2.2.2 Momentum-3 dalam Kerangka Pusat Massa

Karena amplitudo transisi akan dihitung dalam kerangka P.M., kita perlu mencari nilai-nilai momentum foton dan meson-eta dalam kerangka tersebut. Momentum foton dalam kerangka P.M. diperoleh dari hukum kekekalan momentum empat dimana massa invarian total dari sistem sebagai berikut:

$$\begin{aligned} W^2 &= (p_\gamma + p_N)^2 = (p_\gamma + p_1) \\ &= (p_\eta + p_{N'})^2 = (p_\eta + p_2), \end{aligned} \quad (2.8)$$

besaran ini merupakan besaran invarian terhadap transformasi Lorentz, maka kita dapat menghitungnya kembali di dalam kerangka Lab. Dimana pada kerangka lab nukleon dijadikan target atau dalam keadaan diam, $p_N = p_1 = \{m_N, 0\}$, dan foton sebagai proyektil, $p_\gamma = \{\tilde{E}_\gamma, \tilde{p}_\gamma\}$. Sehingga massa invarian tersebut menjadi

$$W = \sqrt{(\tilde{E}_\gamma + m_N)^2 - \tilde{p}_\gamma^2}, \quad (2.9)$$

sebagai fungsi dari momentum partikel pada keadaan awal, yaitu foton. Setelah Kita hitung kembali baris pertama pada persamaan (2.8) dalam kerangka P.M, akan menghasilkan

$$|p_\gamma| = \sqrt{\frac{[W^2 - (m_\gamma + m_N)^2][W^2 - (m_\gamma - m_N)^2]}{4W^2}}, \quad (2.10)$$

Untuk momentum partikel foton dalam kerangka P.M. Perlakuan yang sama untuk baris kedua pada persamaan (2.8) sehingga menghasilkan momentum partikel η dalam kerangka P.M.

$$|p_\eta| = \sqrt{\frac{[W^2 - (m_\eta + m_N)^2][W^2 - (m_\eta - m_N)^2]}{4W^2}}, \quad (2.11)$$

2.2.3 Energi Ambang

Dalam fisika partikel, energi ambang untuk produksi sebuah partikel adalah energi kinetik minimum pasangan partikel yang dimiliki ketika mereka bertumbukan. Energi ambang selalu lebih besar atau sama dengan energi sisa partikel yang diinginkan. Pada kebanyakan kasus energi ambang secara signifikan lebih besar daripada energi sisa partikel yang diinginkan dengan demikian masih akan ada energi kinetik yang cukup besar dalam partikel akhir. Karena partikel pada keadaan awal dan keadaan akhir memiliki massa yang berbeda, ini mengindikasikan bahwa harus ada sebuah syarat yang harus dipenuhi oleh W agar massa invarian tidak menyebabkan nilai momentum menjadi imajiner dan tentu saja tidak diperbolehkan sebagai kuantitas fisika. Suatu reaksi atau proses hamburan dapat terjadi jika energi dari kedua partikel yang bertumbukan sudah mencapai energi ambang reaksi tersebut. Jadi energi ambang merupakan batas minimum yang diperlukan agar suatu reaksi dapat terjadi. Syaratnya adalah

$$W^2 \geq (m_\eta + m_p)^2 \quad (2.12)$$

yang mana sangat penting untuk kasus fotoproduksi. dengan mensubstitusikan pers. 2.9 untuk ruas kiri pers. 2.12, kemudian kedua ruas persamaan disamakan maka akan diperoleh Energi ambang foton pada kerangka laboratorium adalah

$$\tilde{E}_\gamma^{th} = \frac{(m_\eta + m_N)^2 - m_N^2}{2m_N}, \quad (2.13)$$

Sedangkan energi ambang foton pada kerangka P.M yaitu

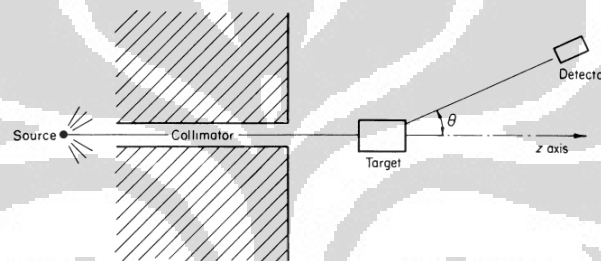
$$E_\gamma = \frac{m_\eta^2 + 2m_\eta m_N}{2(m_\eta + m_N)}, \quad (2.14)$$

dengan mensubstitusikan, $m_\eta = 547.853$ MeV dan $m_N = 939.565$ MeV ke dalam persamaan (2.13), maka untuk reaksi fotoproduksi kali ini kami menggunakan energi ambang fotonnya sebesar $\tilde{E}_\gamma^{th} = 707.577$ MeV.

2.3 Penampang Lintang

Besaran utama yang dicari untuk sebuah proses hamburan yaitu penampang lintangnya (σ). Dalam proses reaksi dalam reaktor, terdapat besaran penampang lintang yang menunjukkan besarnya probabilitas terjadinya suatu reaksi pada energi tertentu. Penampang lintang hamburan berkaitan dengan peluang proses hamburan itu terjadi. Dimana penampang lintang merupakan area efektif yang menentukan probabilitas dari beberapa *scattering* (hamburan) dan absorpsi.

Penampang lintang adalah area efektif yang menentukan probabilitas dari beberapa hamburan dan peristiwa absorpsi. Penampang lintang bisa digunakan untuk memprediksi probabilitas total dari sebuah hamburan. Dalam fisika nuklir dan partikel, konsep mengenai penampang lintang digunakan untuk menggambarkan kemungkinan interaksi antar partikel lihat(2.4).



Gambar 2.4: Penampang lintang partikel yang terhambur

Dan penampang lintang differensial dapat dihitung sebagai berikut:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(\text{arus partikel terhambur ke arah } \theta \text{ per sudut ruang } d\Omega)}{(\text{arus partikel datang}) (\text{rapat luas pusat hamburan})} \quad (2.15)$$

Oleh karena itu, pada penelitian ini penampang lintang yang merupakan observabel fundamental dalam fisika nuklir dan partikel akan ditinjau, baik penampang lintang differensial maupun penampang lintang total.

2.3.1 Penampang Lintang Differensial

Untuk menghitung penampang lintang yang sesuai dengan penelitian ini kami menggunakan persamaan menurut [7] dapat dituliskan sebagai berikut

$$\text{PenampangLintang} = \frac{W_{fi}}{(\text{flux awal})} (\text{nomer di keadaan akhir}) \quad (2.16)$$

dengan laju transisi (W_{fi}),

$$W_{fi} = \frac{|T_{fi}|^2}{\tau} \quad (2.17)$$

dimana τ merupakan interval waktu dari interaksi, sedangkan amplitudo transisinya (T_{fi}), yaitu

$$T_{fi} = -iN_A N_B N_C N_D (2\pi)^4 \delta^4(P_C + P_D - P_A - P_B) M \quad (2.18)$$

Maka, persamaan (2.17) menjadi

$$W_{fi} = (2\pi)^4 \frac{\delta^4(P_C + P_D - P_A - P_B) |M|^2}{V^4} \quad (2.19)$$

dengan

$$N = \frac{1}{\sqrt{V}} \quad (2.20)$$

Tahap selanjutnya mencari *nomer di keadaan akhir*, untuk partikel tunggal maka *nomer di keadaan akhir*-nya sebesar

$$\text{No of final states} = \frac{V d^3 p}{(2\pi)^3 2E} \quad (2.21)$$

sehingga, untuk partikel C dan D yang terhambur didalam elemen momentum $d^3 p_C, d^3 p_D$ pada persamaan (2.21) menjadi

$$\text{Nomer di keadaan akhir} = \frac{V d^3 p_C}{(2\pi)^3 2E_C} \frac{V d^3 p_D}{(2\pi)^3 2E_D} \quad (2.22)$$

Dimana nilai *flux awal*-nya

$$\text{flux awal} = |v_A - v_B| \frac{2E_A}{V} \frac{2E_B}{V} \quad (2.23)$$

dengan menyubstitusikan persamaan (2.17), (2.22), dan (2.23) ke dalam persamaan (2.16), maka penampang lintang differensial untuk hamburan didalam $d^3 p_C d^3 p_D$ menjadi

$$d\sigma = \frac{V^2}{|v_A - v_B| 2E_A 2E_B} \frac{1}{V^4} |M|^2 \frac{(2\pi)^4}{(2\pi)^6} \delta^4(P_C + P_D - P_A - P_B) \frac{V d^3 p_C}{(2\pi)^3 2E_C} \frac{V d^3 p_D}{(2\pi)^3 2E_D} \quad (2.24)$$

integrasikan persamaan (2.24) terhadap \vec{P}_D, δ^4 momentum-4 (E_i, \vec{P}_i), menjadi

$$d\sigma = \frac{1}{|v_A - v_B| 2E_A 2E_B} |M|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \delta^1(E_C + E_D - E_A - E_B) \frac{d^3 p_C}{2E_C} \frac{1}{2E_D} \quad (2.25)$$

Kita hitung nilai $\frac{1}{|v_A - v_B| 2E_A 2E_B}$ dalam persamaan (2.25) dengan nilai $v_A = \frac{p_A}{E_A}$ dimana dalam kerangka P.M nilai momentum $\vec{P}_A = -\vec{P}_B$ maka didapatkan

$$d\sigma = \frac{1}{4P_A(E_A + E_B)} |M|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \delta^1(E_C + E_D - E_A - E_B) \frac{d^3 p_C}{2E_C} \frac{1}{2E_D} \quad (2.26)$$

Kita tahu bahwa volume elemen $d^3 p_C = P_C^2 dp_C d\Omega_C$, persamaan (2.26) berubah menjadi

$$d\sigma = \frac{1}{4P_A(E_A + E_B)} |M|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \delta^1(E_C + E_D - E_A - E_B) \frac{P_C^2 dp_C d\Omega_C}{2E_C} \frac{1}{2E_D} \quad (2.27)$$

Dari energi total kita memiliki persamaan

$$W = E_A + E_B = E_C + E_D \quad (2.28)$$

Setelah dihitung maka didapat

$$dp_C = \frac{dW}{P_C W} E_A E_B \quad (2.29)$$

Substitusikan pers.(2.29) kedalam pers.(2.27) sehingga persamaannya menjadi

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_C} = \frac{1}{16P_A(W)} |M|^2 \frac{1}{(2\pi)^2} \delta^1(E_C + E_D - E_A - E_B) \frac{P_C dW}{W} \quad (2.30)$$

Setelah dihitung maka kita akan mendapat hasil untuk penampang lintang diferensial pada kerangka Pusat Massa yaitu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_C} = \frac{|M|^2 |\vec{q}|}{64\pi^2 s |\vec{k}|} \quad (2.31)$$

Dengan nilai $S = (E_A + E_B)^2 = W^2$.

2.4 Amplitudo Transisi

Amplitudo transisi merupakan salah satu variabel yang penting dalam perhitungan penampang lintang. Perhitungan amplitudo transisi biasanya dihitung berdasarkan diagram Feynman. Beberapa interaksi dalam diagram Feynman digambarkan kedalam s-channel, t-channel, u-channel dan resonan. Kontribusi dari channel-channel dan resonan ini digunakan untuk mencocokkan model pada data eksperimen.

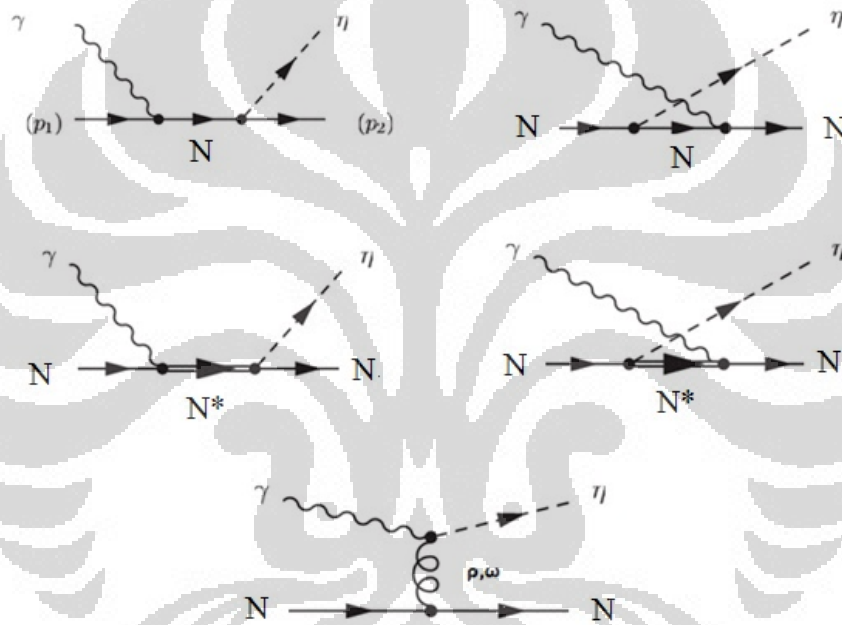
2.4.1 Diagram Feynman

Untuk menghitung semua interaksi yang terjadi karena pertukaran partikel dan cara yang baik untuk menggambarkan ini adalah dengan menggunakan diagram Feynman. Dimana

dalam diagram feynman ada aturan matematika dan cara yang memungkinkan kita untuk menghitung probabilitas kuantum mekanik untuk reaksi yang terjadi.

Dalam penelitian ini, model isobar merupakan model yang dibangun berdasarkan diagram Feynman untuk masing-masing kanal-s, -t, dan -u baik untuk suku Born maupun resonan. Model isobar memperlakukan setiap partikel yang terlibat seperti partikel titik, yakni tidak mempertimbangkan komposisi quark yang membentuk partikel tersebut. Kelima diagram Feynman untuk model isobar diperlihatkan pada gambar 2.5

Dalam tesis ini, penulis menggunakan masukan dari model fotoproduksi yang telah dikembangkan secara intensif selama beberapa tahun terakhir [8, 10]. Model ini adalah sebuah model isobarik yang menggunakan diagram Feynman tingkat terendah (*tree level*) untuk menghitung amplitudo hamburan.



Gambar 2.5: Diagram untuk fotoproduksi η

Gambar 2.2 menunjukkan tiga diagram Feynman reaksi $\gamma n \rightarrow \eta n$ tingkat *tree-level* kanal-s, kanal-u, dan kanal-t yang menjadi dasar dalam perhitungan amplitudo. Pada kanal-s partikel pertukarannya adalah N dan N^* . Pada kanal-u partikel pertukarannya adalah N dan N^* . Dan pada kanal-t partikel pertukarannya adalah ρ, ω .

Berdasarkan diagram Feynman untuk fotoproduksi eta pada proton terdapat suku-suku Born dan resonan yang dapat terlibat dalam proses ini. Resonan-resonan tersebut antara lain resonan nukleon. Resonan nukleon yang digunakan antara lain $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1710)$, $P_{11}(1880)$ dan $S_{11}(1895)$. Masing-masing resonan memiliki konstanta kopling yang spesifik.

Dari diagram feynman kita dapat memperoleh Kontribusi *background*, bentuk *nucleon-pole* dan pertukaran meson-vektor dengan menganalisis Lagrangian efektif. Pendekatan

Lagrangian efektif dapat membantu kita untuk memisahkan struktur dari amplitudo fotoproduksi η serta memfasilitasi kita dalam mendefinisikan propagator dan verteks pada diagram Feynman. Bentuk Lagrangian efektif untuk kontribusi *background* pada reaksi fotoproduksi η , kami adaptasi dari formalisme perhitungan untuk reaksi fotoproduksi η [13], yaitu;

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\gamma NN} &= -e\bar{N}AN - i\frac{e\kappa_N}{2m_N}\bar{N}\sigma_{\mu\nu}q^\nu A^\mu N + h.c., \\
\mathcal{L}_{\eta NN} &= -ig_{\eta NN}\bar{N}\gamma_5\eta N + h.c., \\
\mathcal{L}_{VNN} &= -g_{VNN}^v\bar{N}\gamma N - i\frac{g_{VNN}^t}{2m_N}\bar{N}\sigma_{\mu\nu}q^\nu V^\mu N + h.c., \\
\mathcal{L}_{\eta\eta V} &= \frac{eg_{\eta\eta V}}{4m_\eta}\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho}F^{\mu\nu}V^{\sigma\rho}\eta + h.c.,
\end{aligned} \tag{2.32}$$

dimana γ , N , η , dan V menandakan medan foton, nukleon, meson η dan meson vektor (ρ dan ω), berturut-turut. e dan κ_N menunjukkan muatan listrik dan momen magnet anomali dari nukleon, berturut-turut, serta m_h adalah massa hadron h . Sedangkan Lagrangian efektif kontribusi resonan untuk spin-1/2 [13];

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\gamma NN^*}^{1/2} &= \frac{e\mu_{\eta NN^*}}{2(m_N + m_{N^*})}\bar{N}^*\Gamma_5^a\sigma_{\mu\nu}F^{\mu\nu}N, \\
\mathcal{L}_{\eta NN^*}^{1/2} &= -ig_{\eta NN^*}\bar{N}^*\Gamma\gamma_5\eta N^*,
\end{aligned} \tag{2.33}$$

Untuk nilai konstanta kopling yang relevan, kami coba gunakan dari Ref. [13] pada reaksi fotoproduksi η dengan model potensial Nijmegen, seperti dalam Tabel. 2.5 di bawah ini.

Tabel 2.5: Konstanta kopling foton dan hadron untuk kontribusi background

$g_{\eta NN}$	$g_{\rho NN}^v$	$g_{\rho NN}^t$	$g_{\omega NN}^v$	$g_{\omega NN}^t$	$g_{\rho\eta\gamma}$	$g_{\omega\eta\gamma}$
0.47	2.97	12.52	10.36	4.20	0.89	0.192

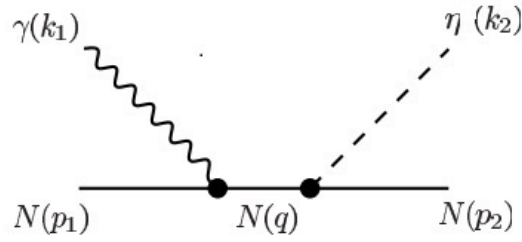
Sedangkan nilai paritas resonan ditentukan oleh matriks Γ_5^a dalam Pers. (2.33),

$$\text{Paritas positif} : \Gamma_5^a = \mathbf{1}_{4\times 4},$$

$$\text{Paritas negatif} : \Gamma_5^a = \gamma_5. \tag{2.34}$$

2.4.2 Amplitudo Transisi Kanal-s

Dengan menggunakan lagrangian efektif pada Pers.(2.32) dan Pers. (2.33) kita akan mendapatkan amplitudo transisi untuk setiap interaksi yang mungkin ada dan sesuai dengan diagram Feynman Gambar (2.6). Amplitudo transisi untuk diagram Feynman kanal-s yang bersesuaian dengan penelitian ini adalah



Gambar 2.6: Diagram Feynman kanal-s

dimana

$$i\mathcal{M}_s = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \bar{u}(p_2)\gamma_5 \times \left[F_s^N \not{k}_1 + F_c(\not{p}_1 + m_N) + \frac{\kappa_N F_s^N}{2m_N} (\not{k}_1 + \not{p}_1 + m_N)\not{k}_1 \right] \not{\epsilon} u(p_1), \quad (2.35)$$

dengan mereduksi Elemen-elemen matrik transisi yang ada pada pers (2.35) kedalam ruang Pauli dengan spinor Dirac bebas yang sesuai dengan Pers.(B.1) maka akan diperoleh amplitudo untuk masing-masing \mathcal{F}_i untuk kontribusi dari s -channel sebagai berikut

$$\mathcal{F}_1 = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{F_s^N \kappa_N (p_1 \cdot k_1)}{m_N} - F_s^N (1 + \kappa_N) k_0 \right] \quad (2.36)$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{F_s^N \kappa_N}{m_N} \right] \quad (2.37)$$

$$\mathcal{F}_8 = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{2F_c m_N + F_s^N \kappa_N k_0}{m_N (E_1 + m_N)} \right] \quad (2.38)$$

$$\mathcal{F}_{12} = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{2F_c m_N - F_s^N \kappa_N k_0}{m_N (E_2 + m_N)} \right] \quad (2.39)$$

$$\mathcal{F}_{14} = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{F_s^N (1 + \kappa_N)}{E_1 + m_N} \right] \quad (2.40)$$

$$\mathcal{F}_{15} = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{F_s^N (1 + \kappa_N)}{E_2 + m_N} \right] \quad (2.41)$$

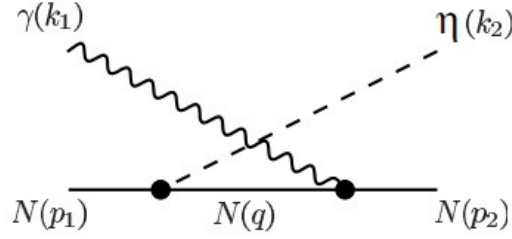
$$\mathcal{F}_{16} = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{F_s^N \kappa_N (p_1 \cdot k_1) + F_s^N m_N (1 + \kappa_N) k_0}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} \right] \quad (2.42)$$

$$\mathcal{F}_{19} = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \left[\frac{F_s^N \kappa_N}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} \right]. \quad (2.43)$$

2.4.3 Amplitudo Transisi Kanal-u

Dengan menggunakan lagrangian efektif pada Pers.(2.32) dan Pers. (2.33) kita akan mendapatkan amplitudo transisi untuk setiap interaksi yang mungkin ada dan sesuai dengan diagram Feynman Gambar (2.7). Amplitudo transisi untuk diagram Feynman kanal-u yang

bersesuaian dengan penelitian ini adalah



Gambar 2.7: Diagram Feynman kanal-u

dimana

$$i\mathcal{M}_u = \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \not{\epsilon} \times \left[F_c(\not{p}_2 + m_N) - F_s^N \not{k}_1 - \frac{\kappa_N F_u^N}{2m_N} (\not{p}_2 - \not{k}_1 + m_N) \right] \gamma_5 u(p_1), \quad (2.44)$$

dengan mereduksi Elemen-elemen matrik transisi yang ada pada pers (2.44) kedalam ruang Pauli dengan spinor Dirac bebas yang sesuai dengan Pers.(B.1) maka akan diperoleh amplitudo untuk masing-masing \mathcal{F}_i untuk kontribusi dari *u-channel* sebagai berikut

$$\mathcal{F}_1 = \frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{F_u^N \kappa_N (p_2 \cdot k_1)}{m_N} + (F_s^N + F_u^N \kappa_N) k_0 \right] \quad (2.45)$$

$$\mathcal{F}_5 = \frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{F_u^N \kappa_N}{m_N} \right] \quad (2.46)$$

$$\mathcal{F}_9 = -\frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{2F_c m_N + F_u^N \kappa_N k_0}{m_N (E_1 + m_N)} \right] \quad (2.47)$$

$$\mathcal{F}_{13} = \frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{2F_c m_N - F_u^N \kappa_N k_0}{m_N (E_2 + m_N)} \right] \quad (2.48)$$

$$\mathcal{F}_{14} = \frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{(F_s^N + F_u^N \kappa_N)}{E_1 + m_N} \right] \quad (2.49)$$

$$\mathcal{F}_{15} = -\frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{(F_s^N + F_u^N \kappa_N)}{E_2 + m_N} \right] \quad (2.50)$$

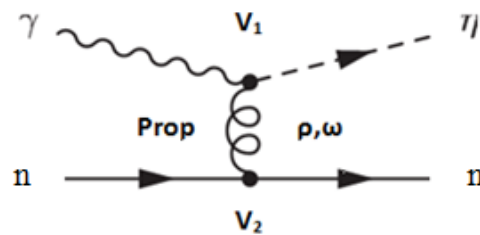
$$\mathcal{F}_{16} = \frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{F_u^N \kappa_N (p_2 \cdot k_1) - m_N (F_s^N + F_u^N \kappa_N) k_0}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} \right] \quad (2.51)$$

$$\mathcal{F}_{20} = \frac{eg_{\eta' NN}}{u - m_N^2} \left[\frac{F_u^N \kappa_N}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} \right] \quad (2.52)$$

2.4.4 Amplitudo Transisi Kanal-t

Dengan menggunakan lagrangian efektif pada Pers.(2.32) dan Pers. (2.33) kita akan mendapatkan amplitudo transisi untuk setiap interaksi yang mungkin ada dan sesuai dengan

diagram Feynman Gambar (2.8). Amplitudo transisi untuk diagram Feynman kanal-t yang bersesuaian dengan penelitian ini adalah



Gambar 2.8: Diagram Feynman kanal-t

dimana

$$i\mathcal{M}_t = \frac{-ieg_{\gamma V} F_t^V \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho}}{m_\pi(t - m_\pi^2)} \bar{u}(p_2) k_1^\mu \epsilon^\nu(k_1 - k_2)^\sigma \times \left[g_{VNN}^v \gamma^\rho + \frac{g_{VNN}^t}{4m_N} [\not{q} \gamma^\rho - \gamma^\rho (\not{k}_1 - \not{p}_1)] \right] u(p_1), \quad (2.53)$$

dengan mereduksi Elemen-elemen matrik transisi yang ada pada pers (2.53) kedalam ruang Pauli dengan spinor Dirac bebas yang sesuai dengan Pers.(B.1) maka akan diperoleh amplitudo untuk masing-masing \mathcal{F}_i untuk kontribusi dari *t-channel* sebagai berikut

$$\mathcal{F}_9 = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{-2g_{VNN}^t(p_1 \cdot k_1) - (g_{VNN}^t + 4g_{VNN}^v)m_N k_0}{4m_N(E_1 + m_N)} \right] \quad (2.54)$$

$$\mathcal{F}_{12} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{-2g_{VNN}^t(p_2 \cdot k_1) - (g_{VNN}^t + 4g_{VNN}^v)m_N k_0}{4m_N(E_2 + m_N)} \right] \quad (2.55)$$

$$\mathcal{F}_{13} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{2g_{VNN}^t(p_1 \cdot k_1) - (g_{VNN}^t + 4g_{VNN}^v)m_N k_0}{4m_N(E_2 + m_N)} \right] \quad (2.56)$$

$$\mathcal{F}_{14} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{-8m_N^2 g_{VNN}^v + g_{VNN}^t(m_V^2 + 2m_N^2 + 2p_1 \cdot k_1)}{4m_N(E_1 + m_N)} \right] \quad (2.57)$$

$$\mathcal{F}_{15} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{8m_N^2 g_{VNN}^v - g_{VNN}^t(m_V^2 - 2m_N^2)}{4m_N(E_2 + m_N)} \right. \\ \left. - \frac{g_{VNN}^t(3p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)}{4m_N(E_2 + m_N)} \right] \quad (2.58)$$

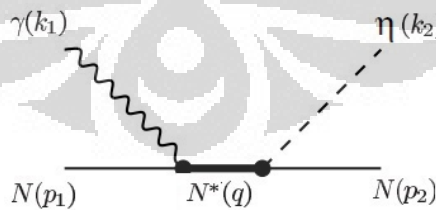
$$\mathcal{F}_{16} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^v(2m_N k_0 + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} - \frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \times \right. \\ \left. \left(\frac{[m_V^2 - 2m_N^2 + 2(p_1 \cdot k_1)]k_0 - (p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)(k_0 + m_N)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right) \right] \quad (2.59)$$

$$\mathcal{F}_{19} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{4g_{VNN}^v + g_{VNN}^t}{4(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right] \quad (2.60)$$

$$\mathcal{F}_{20} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \left[\frac{4g_{VNN}^v + g_{VNN}^t}{4(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right] \quad (2.61)$$

2.4.5 Amplitudo Transisi Resonan

Dengan menggunakan lagrangian efektif pada Pers.(2.32) dan Pers. (2.33) kita akan mendapatkan amplitudo transisi untuk setiap interaksi yang mungkin ada dan sesuai dengan diagram Feynman Gambar (2.9). Amplitudo transisi untuk diagram Feynman kanal-s Resonan yang bersesuaian dengan penelitian ini adalah



Gambar 2.9: Diagram Feynman resonan kanal-s

dimana

$$i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*}g_{\eta NN^*}F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})[s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \times \\ \bar{u}(p_2)\gamma_5\Gamma_5^a(\not{k}_1 + \not{p}_1 + m_{N^*})\Gamma_5^a \not{k}_1 u(p_1), \quad (2.62)$$

dengan mereduksi Elemen-elemen matrik transisi yang ada pada pers (2.62) kedalam ruang Pauli dengan spinor Dirac bebas yang sesuai dengan Pers.(B.1) maka akan diperoleh amplitudo untuk masing-masing \mathcal{F}_i untuk kontribusi dari *s-channel* Resonan dengan tahanan yang sama namun dibedakan berdasarkan nilai paritas nukleon resonan sesuai ketentuan pada Pers. (2.34). Sehingga diperoleh amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i kontribusi *s-channel* Resonan untuk paritas positif adalah

$$\mathcal{F}_1 = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*} [(m_N + m_{N^*})k_0 - 2(p_1 \cdot k_1)]}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.63)$$

$$\mathcal{F}_4 = -\frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.64)$$

$$\mathcal{F}_8 = \frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.65)$$

$$\mathcal{F}_{12} = \frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.66)$$

$$\mathcal{F}_{14} = -\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(E_1 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.67)$$

$$\mathcal{F}_{15} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.68)$$

$$\mathcal{F}_{16} = -\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*} [(m_N + m_{N^*})k_0 + 2(p_1 \cdot k_1)]}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.69)$$

$$\mathcal{F}_{19} = -\frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \quad (2.70)$$

Sedangkan untuk paritas negatif diperoleh

$$\mathcal{F}_1 = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*} [2(p_1 \cdot k_1) - (m_N - m_{N^*})k_0]}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.71)$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.72)$$

$$\mathcal{F}_8 = -\frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.73)$$

$$\mathcal{F}_{12} = -\frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.74)$$

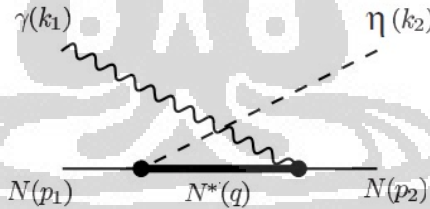
$$\mathcal{F}_{14} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*} (m_N - m_{N^*})}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.75)$$

$$\mathcal{F}_{15} = -\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*} (m_N - m_{N^*})}{(m_N + m_{N^*})(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.76)$$

$$\mathcal{F}_{16} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*} [2(p_1 \cdot k_1) - (m_N - m_{N^*})k_0]}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.77)$$

$$\mathcal{F}_{19} = \frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.78)$$

Dengan menggunakan lagrangian efektif pada Pers.(2.32) dan Pers. (2.33) kita akan mendapatkan amplitudo transisi untuk setiap interaksi yang mungkin ada dan sesuai dengan diagram Feynman Gambar (2.10). Amplitudo transisi untuk diagram Feynman kanal-u Resonan yang bersesuaian dengan penelitian ini adalah



Gambar 2.10: Diagram Feynman resonan kanal-u

dimana

$$i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \times \bar{u}(p_2) \Gamma_5^q k_1 (k_2 - \not{p}_1 + m_{N^*}) \gamma_5 \Gamma_3^q u(p_1), \quad (2.79)$$

dengan mereduksi Elemen-elemen matrik transisi yang ada pada pers (2.79) kedalam ruang Pauli dengan spinor Dirac bebas yang sesuai dengan Pers.(B.1) maka akan diperoleh amplitudo untuk masing-masing \mathcal{F}_i untuk kontribusi dari u -channel Resonan dengan tahanan yang sama namun dibedakan berdasarkan nilai paritas nukleon resonan sesuai ketentuan

pada Pers. (2.34). Sehingga diperoleh amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i kontribusi u -channel Resonan untuk paritas positif adalah

$$\mathcal{F}_1 = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*} [2(p_2 \cdot k_1) - (m_N - m_{N^*})k_0]}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.80)$$

$$\mathcal{F}_5 = \frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta' NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.81)$$

$$\mathcal{F}_9 = -\frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.82)$$

$$\mathcal{F}_{13} = -\frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.83)$$

$$\mathcal{F}_{14} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*} (m_N - m_{N^*})}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.84)$$

$$\mathcal{F}_{15} = -\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*} (m_N - m_{N^*})}{(m_N + m_{N^*})(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.85)$$

$$\mathcal{F}_{16} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*} [2(p_2 \cdot k_1) + (m_N - m_{N^*})k_0]}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.86)$$

$$\mathcal{F}_{20} = \frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.87)$$

sedangkan untuk paritas negatif diperoleh

$$\mathcal{F}_1 = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*} [(m_N + m_{N^*})k_0 - 2(p_2 \cdot k_1)]}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.88)$$

$$\mathcal{F}_5 = -\frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.89)$$

$$\mathcal{F}_9 = \frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.90)$$

$$\mathcal{F}_{13} = \frac{2k_0 e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.91)$$

$$\mathcal{F}_{14} = -\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(E_1 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.92)$$

$$\mathcal{F}_{15} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.93)$$

$$\mathcal{F}_{16} = -\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*} [2(p_2 \cdot k_1) + (m_N + m_{N^*})k_0]}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.94)$$

$$\mathcal{F}_{20} = -\frac{2e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*})(E_1 + m_N)(E_2 + m_N) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*}\Gamma_{N^*}]} \quad (2.95)$$

Dalam penelitian ini kami menggunakan model isobar yang menganggap partikel target sebagai partikel titik, namun pada kenyataannya saat eksperimen Nukleon sebagai partikel target memiliki struktur quark tersendiri jika kita memperhatikan struktur hadron secara luas, karena itu kami perlu memberikan faktor bentuk fenomenologis untuk kontribusi *background* dan resonan dalam *gauge-invariant* untuk menyeimbangkan perhitungan teoretis dengan hasil eksperimen [13],

$$F_x^h = \left[\frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + (x - m_h^2)^2} \right]^n, \quad (2.96)$$

dimana x menandakan *channel* kinematik maupun variabel Mandelstam (s, u, t) . Pangkat n dipilih sama dengan satu untuk spin-1/2. Untuk memenuhi *gauge invariance* dan kondisi normalisasi faktor bentuk, kami parameterisasi faktor bentuk F_c menjadi

$$F_c = F_s^h + F_u^h - F_s^h F_u^h, \quad (2.97)$$

dan untuk massa *cut-off* kami menggunakan acuan dari [13] sehingga menghasilkan data numerik yang baik;

$$\Lambda_{N^*} = 0.9 \text{ GeV}, \quad \Lambda_N = 0.8 \text{ GeV}, \quad \Lambda_\rho = 0.8 \text{ GeV}, \quad \Lambda_\omega = 1.2 \text{ GeV}. \quad (2.98)$$

Amplitudo transisi yang telah diperoleh sebelumnya, untuk selanjutnya kami hitung elemen matriks transisi masing-masing *channel* kontribusi sesuai dengan kaidah dalam Ref. [2],[3] diberikan oleh

$$M_{fi} = \bar{u}(p_2) \sum_{j=1}^6 A_j(s, t, k^2) M_j u(p_1), \quad (2.99)$$

dan dapat direduksi kedalam ruang Pauli dengan spinor Dirac bebas, lihat lampiran Pers. (B.1).

BAB 3

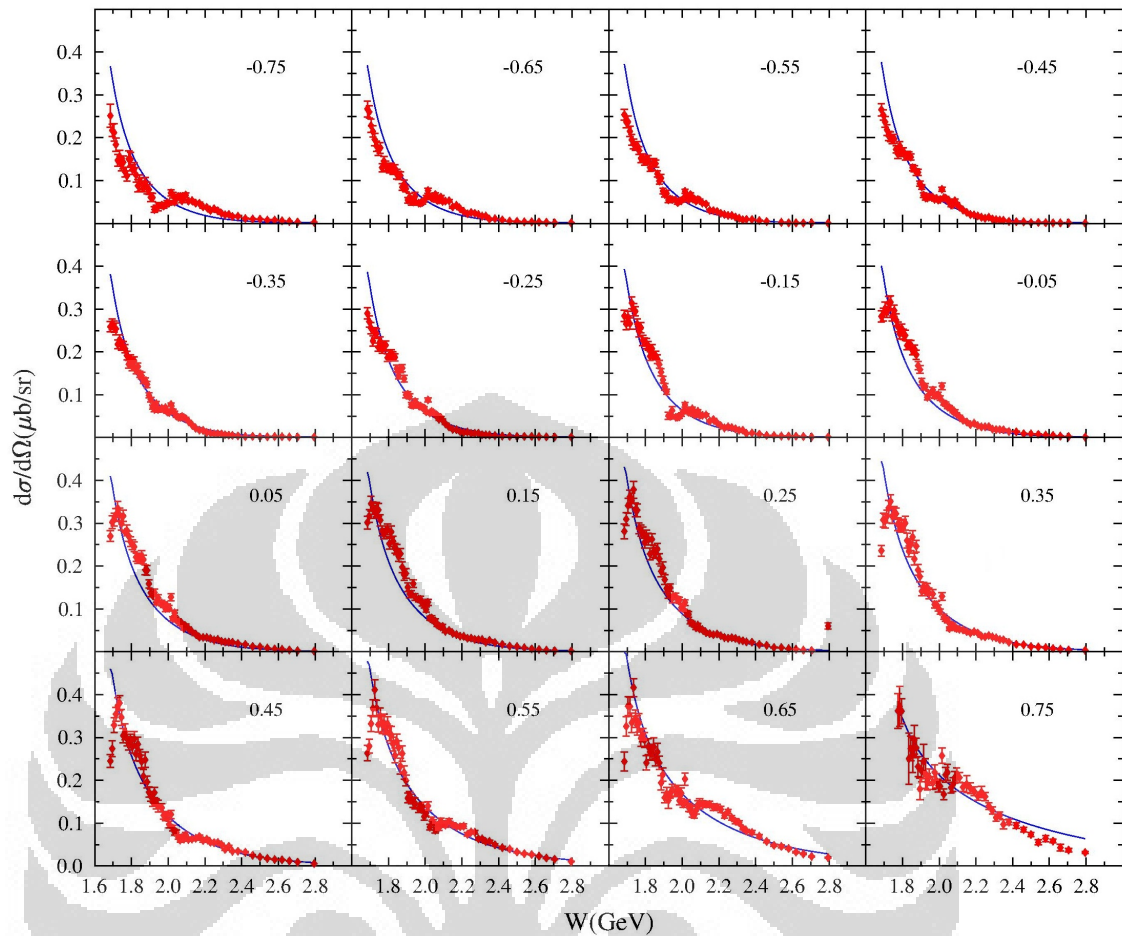
HASIL DAN DISKUSI

3.1 Kontribusi Resonan

Penelitian ini dimulai dengan menghitung nilai dari amplitudo transversal dalam kerangka P.M pada kanal-s,-t dan -u dari suku Born secara analitik dan kanal -s, dan -u dari suku resonan yang kemudian kami gunakan dalam perhitungan numerik untuk memperoleh data dari observable yang bersesuaian dengan tujuan penelitian yaitu penampang lintang differensial. Di sini kami menggunakan diagram Feynman untuk memfitting data teoretis dan eksperimen.

3.1.1 *Single Resonan*

Untuk langkah awal, kami menggunakan satu resonan dalam melakukan *fitting* data eksperimen. Beberapa resonan yang kami selidiki yaitu, $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1710)$. Grafik hasil *fitting* untuk resonan $S_{11}(1535)$ dapat dilihat pada gambar 3.1. Hasil tersebut memperlihatkan bahwa, untuk sudut-sudut besar (*backward angles*) antara grafik dengan data eksperimen berhimpit dengan baik, hanya saja sedikit berbeda untuk sudut kecil (*forward angles*) yang memberikan perbedaan yang cukup lebar, namun secara keseluruhan grafik hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang kecil, yaitu sekitar 17.36320, maka dapat disimpulkan bahwa resonan $S_{11}(1535)$ mempunyai kontribusi yang penting pada proses reaksi fotoproduksi η .



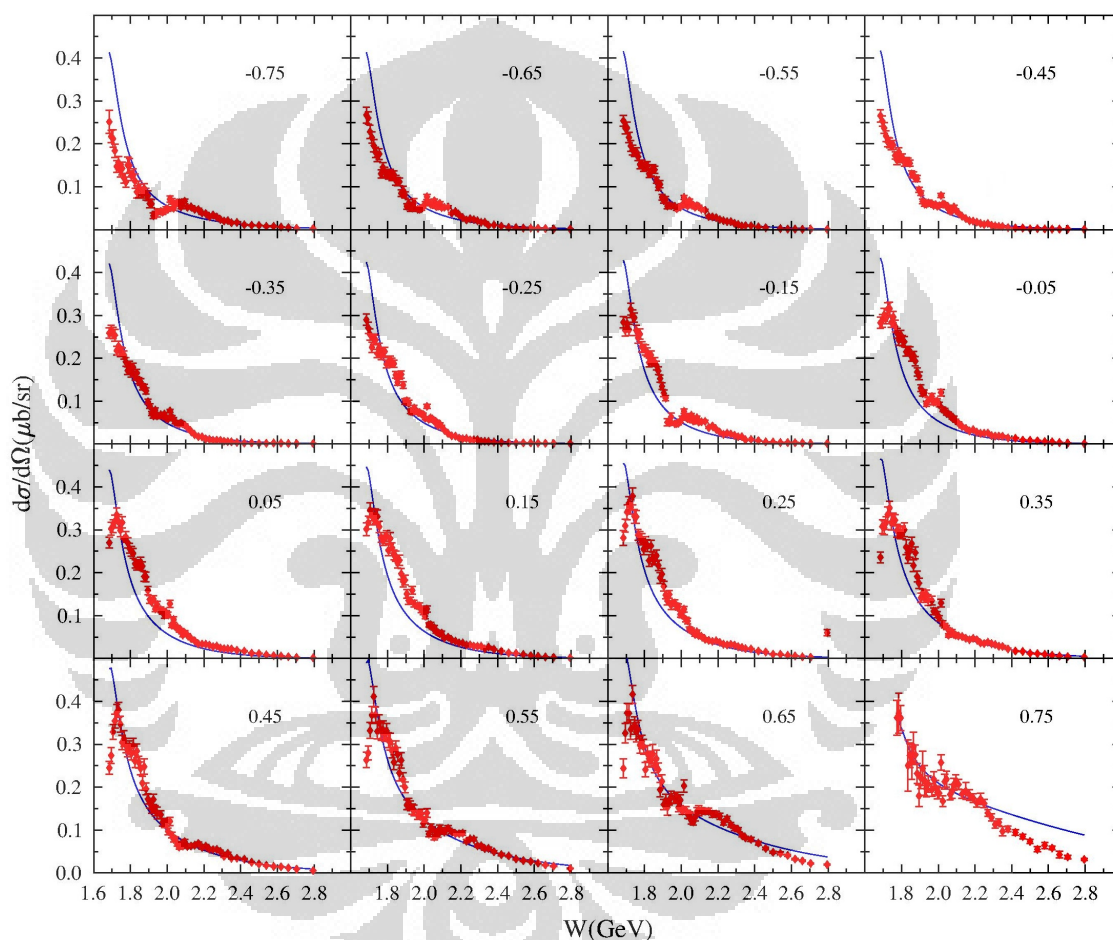
Gambar 3.1: Grafik hasil *fitting* penampang lintang diferensial dengan resonan S11(1535) untuk berbagai variasi sudut hambur.

sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.1, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan yang lebih dominan.

Tabel 3.1: Parameter *fitting* S11(1535)

$\Lambda_N(\text{MeV})$	$g_{\eta NN}$	$\Lambda_{N^*}(\text{MeV})$	$g_{\eta NN^*}$	$\Lambda_\rho(\text{MeV})$	$g_{\rho\eta\gamma}$
1466.4402	-0.0567	1814.5824	1.8523	1140.2047	0.0623

Untuk melihat kontribusi resonan $S_{11}(1650)$ dapat dilihat pada gambar 3.2 untuk sudut-sudut besar, terlihat data eksperimen dapat dijelaskan dengan baik mulai dari nilai $\cos \theta$ -0.35 , kurang dari itu grafik hasil *fitting* masih melebar dari data eksperimen. Namun secara keseluruhan hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Dari grafik pada gambar 3.2 secara umum memberikan hasil yang sama dengan resonan $S_{11}(1535)$. Sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.2, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan yang lebih dominan.



Gambar 3.2: Grafik hasil *fitting* penampang lintang diferensial dengan resonan $S_{11}(1650)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

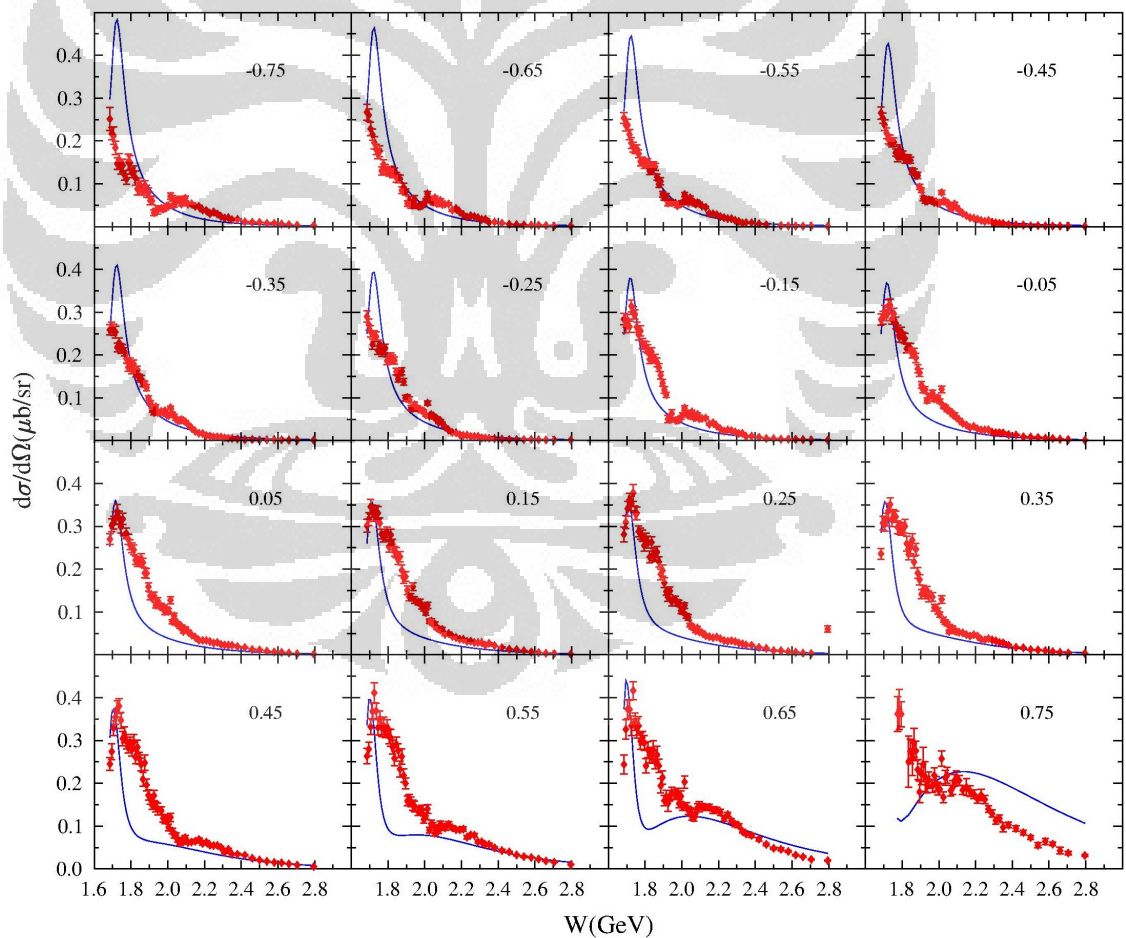
Hal ini memang dikarenakan nilai penampang lintang resonan $S_{11}(1650)$ mempunyai nilai yang hampir sama dengan $S_{11}(1535)$ untuk semua nilai variasi sudut hambur. Dengan demikian hasil *fitting* menggunakan resonan $S_{11}(1650)$ akan memberikan nilai χ^2 yang cukup besar tidak seperti pada resonan $S_{11}(1535)$, yaitu sekitar 29.25026. Nilai parameter *fitting* yang kami peroleh dalam hal ini dapat dilihat pada Tabel 3.2, dan diketahui bahwa nilai konstanta kopling $g_{\eta NN}$ dan massa *cut off* nukleon resonan yang lebih dom-

inan. Berdasarkan grafik hasil *fitting* dengan menggunakan resonan $S_{11}(1650)$, hal ini menunjukkan bahwa resonan $S_{11}(1650)$ juga mempunyai kontribusi yang penting dalam proses reaksi fotoproduksi η .

Tabel 3.2: Parameter *fitting* $S_{11}(1650)$

$\Lambda_N(\text{MeV})$	$g_{\eta NN}$	$\Lambda_{N^*}(\text{MeV})$	$g_{\eta NN^*}$	$\Lambda_p(\text{MeV})$	$g_{\rho\eta\gamma}$
1345.7216	-0.1023	1860.5997	0.8607	1149.1165	0.0775

Grafik hasil *fitting* untuk resonan $P_{11}(1710)$ dapat dilihat pada gambar 3.3. Hasil tersebut memperlihatkan bahwa antara grafik dengan data eksperimen tidak terjadi himpitan Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang besar, yaitu sekitar 68.86677 sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.3, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan yang lebih dominan.



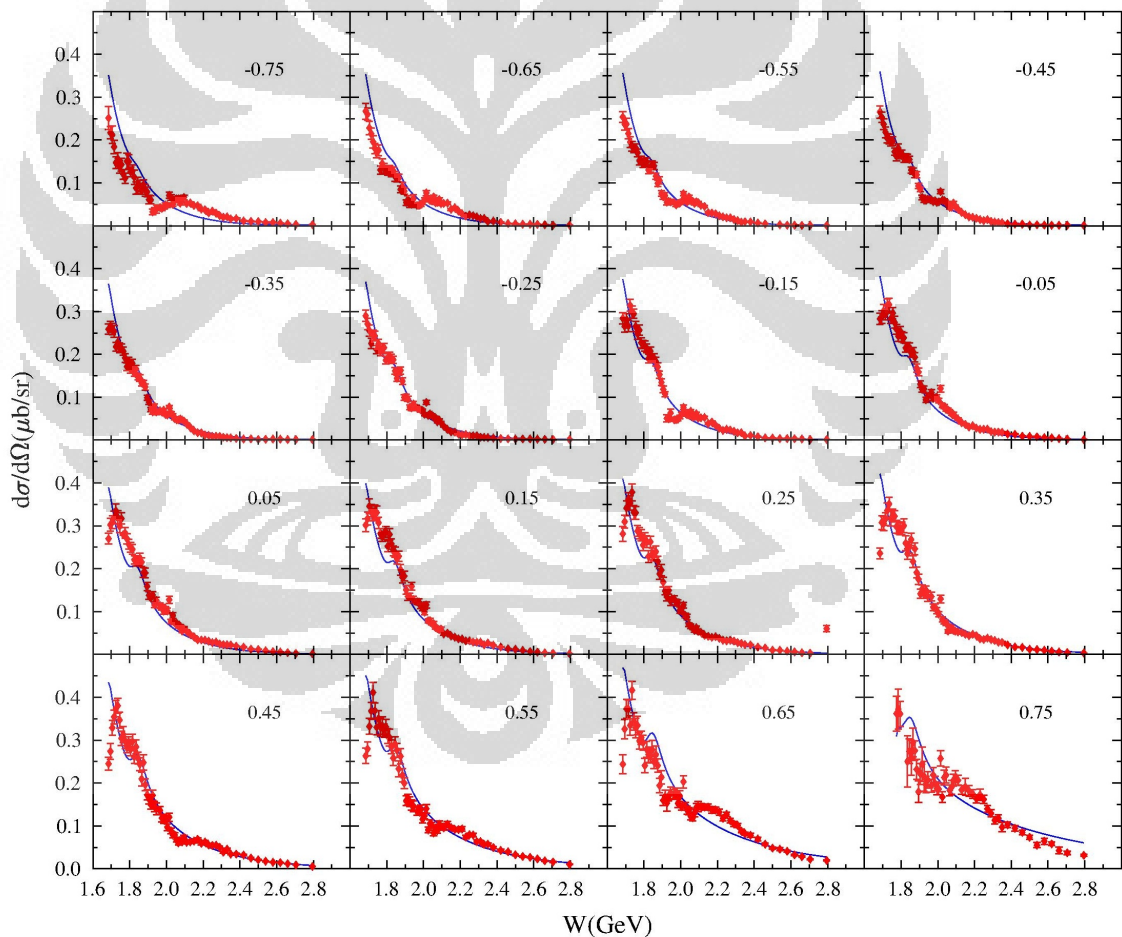
Gambar 3.3: Grafik hasil *fitting* penampang lintang diferensial dengan resonan $p_{11}(1710)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

Tabel 3.3: Parameter *fitting* $P11(1710)$

$\Lambda_N(\text{MeV})$	$g_{\eta'NN}$	$\Lambda_{N^*}(\text{MeV})$	$g_{\eta NN^*}$	$\Lambda_\rho(\text{MeV})$	$g_{\rho\eta\gamma}$
225.7498	-20.0000	1372.3486	4.3235	741.6699	-0.2906

3.1.2 Double Resonan

Setelah melihat kontribusi dari penggunaan single resonan dimana kita hanya dapat melihat daerah dengan energi tertentu saja. Kami mencoba memvariasikan Resonannya dengan mencoba menambahkannya menjadi dua resonan untuk mengetahui lebar energi yang lebih tinggi dan melihat seberapa bagus trend yang akan didapat dari variasi ini. Untuk Tahap pertama kami mencoba menggabungkan $S11(1535)$ dengan $P11(1880)$.



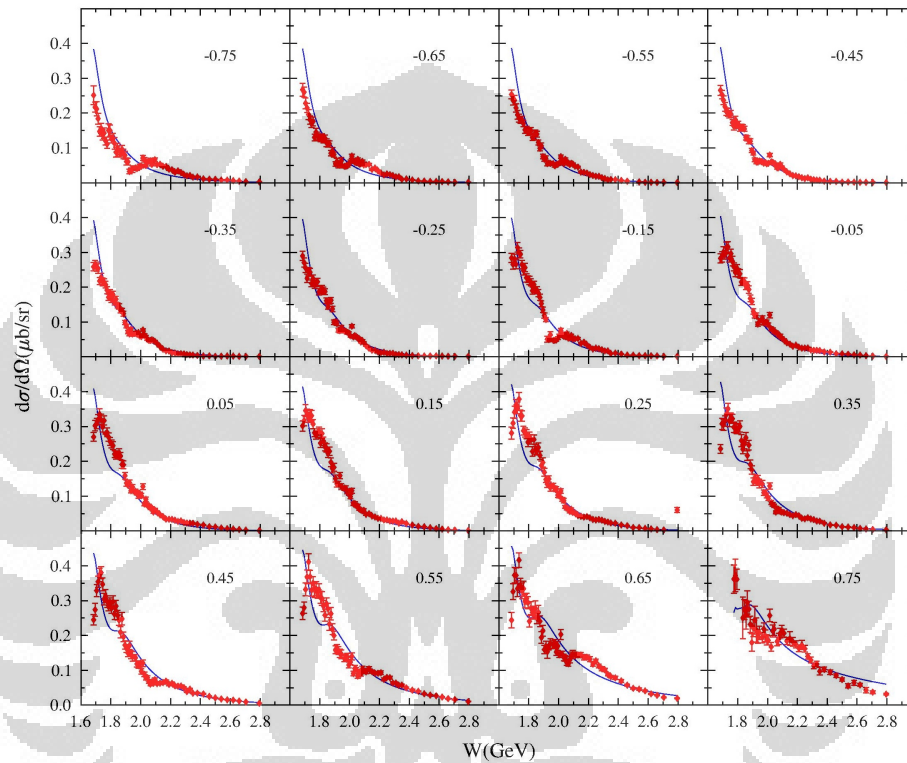
Gambar 3.4: Grafik hasil *fitting* penampang lintang differensial dengan resonan $S11(1535)P11(1880)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

Grafik hasil *fitting* untuk resonan $S11(1535)$ dengan $P11(1880)$ dapat dilihat pada gambar 3.4 diatas. Hasil tersebut memperlihatkan bahwa, untuk sudut-sudut besar (*backward angles*) antara grafik dengan data eksperimen berhimpit dengan baik, hanya saja sedikit berbeda untuk sudut kecil (*forward angles*) yang memberikan perbedaan yang cukup lebar saat, namun secara keseluruhan grafik hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang kecil, yaitu sekitar 15.78529, sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.4, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan $S11(1535)$ yang lebih dominan di bandingkan dengan $P11(1880)$.

Tabel 3.4: Parameter *fitting* $S11(1535)P11(1880)$

Λ_N	$g_{\eta NN}$	$\Lambda_{N^*} S11(1535)$	$g_{\eta NN^*} S11(1535)$
1459.1167	-0.0543	1827.3737	1.8240
Λ_p	$g_{p\eta\gamma}$	$\Lambda_{N^*} P11(1800)$	$g_{\eta NN^*} P11(1880)$
1170.0046	0.0575	491.2973	1.0248

Selanjutnya kami menggunakan variasi resonan $S11(1650)$ dengan $P11(1880)$. Hasil *fitting* untuk resonan $S11(1650)P11(1880)$ dapat dilihat pada gambar 3.5. Hasil tersebut memperlihatkan bahwa, untuk sudut-sudut besar (*backward angles*) antara grafik dengan data eksperimen berhimpit dengan baik, hanya saja sedikit berbeda untuk sudut kecil (*forward angles*) yang memberikan perbedaan yang cukup lebar, namun secara keseluruhan grafik hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang kecil, yaitu sekitar 19.02688.



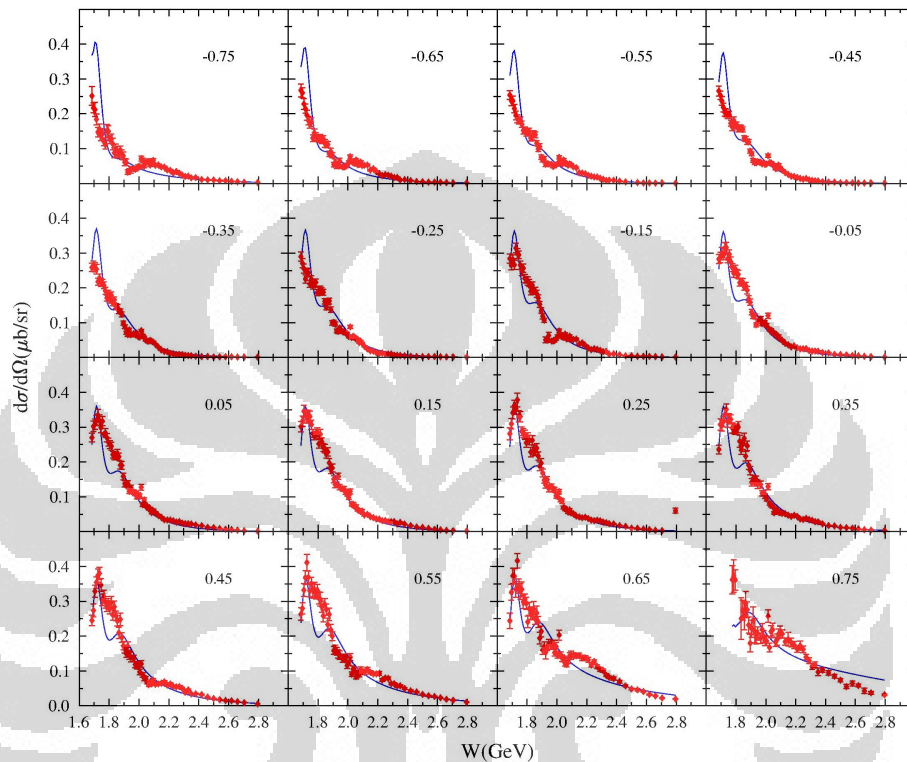
Gambar 3.5: Grafik hasil *fitting* penampang lintang differensial dengan resonan $S11(1650)P11(1880)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

Sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.5, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan $S11(1650)$ yang lebih dominan di dibandingkan dengan $P11(1880)$.

Tabel 3.5: Parameter *fitting* $S11(1650)P11(1880)$

Λ_N	$g_{\eta NN}$	$\Lambda_{N^*} S11(1650)$	$g_{\eta NN^*} S11(1650)$
1327.8948	-0.0973	1926.0533	0.8528
Λ_p	$g_{p\eta\gamma}$	$\Lambda_{N^*} P11(1800)$	$g_{\eta NN^*} P11(1880)$
1208.2234	0.0556	1476.3881	1.0356

Terakhir kami menggunakan variasi Resonansi $P11(1710)$ dengan $P11(1880)$ untuk mengetahui sejauh mana perubahan trend yang ditunjukkan untuk Resonansi $P11(1710)$ setelah divariasikan dengan Resonansi lain, jika di hasil *fitting* untuk resonansi $P11(1710)$ sebelumnya kita mendapatkan hasil yang kurang memuaskan. Untuk hasil *fitting* $P11(1710)$ dengan $P11(1880)$ dapat dilihat pada gambar 3.6.



Gambar 3.6: Grafik hasil *fitting* penampang lintang differensial dengan resonansi $P11(1710)$ dan $P11(1880)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

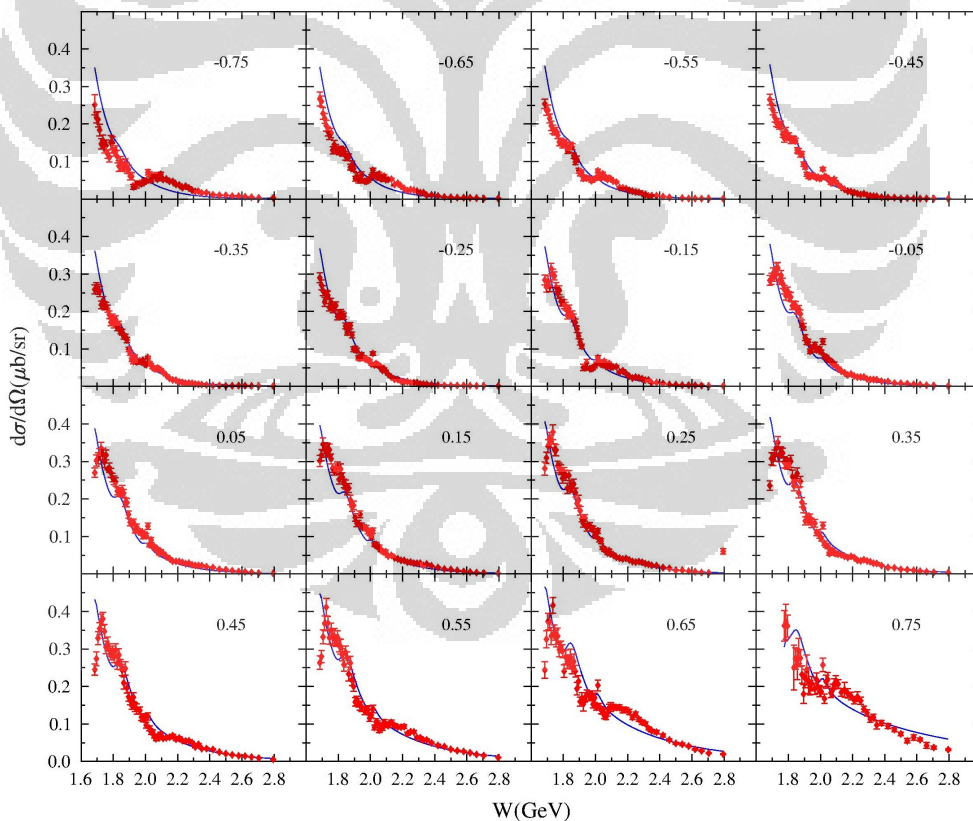
Hasil tersebut memperlihatkan bahwa, untuk sudut-sudut besar (*backward angles*) antara grafik dengan data eksperimen berhimpit dengan baik, hanya saja sedikit berbeda untuk sudut kecil (*forward angles*) yang memberikan perbedaan yang cukup lebar, namun secara keseluruhan grafik hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang kecil, yaitu sekitar 21.54314, sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel 3.6, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonansi $P11(1710)$ yang lebih rendah di bandingkan dengan $P11(1880)$.

Tabel 3.6: Parameter *fitting* $P11(1710)P11(1880)$

Λ_N	$g_{\eta NN}$	$\Lambda_{N^*} S11(1710)$	$g_{\eta NN^*} S11(1710)$
719.8380	-0.8498	918.3701	3.7425
Λ_p	$g_{p\eta\gamma}$	$\Lambda_{N^*} P11(1800)$	$g_{\eta NN^*} P11(1880)$
1211.5418	0.0676	1774.0629	1.7314

3.1.3 Triple Resonan

Semakin banyak variasi resonan yang dipakai maka kita akan mengetahui seberapa baik model yang telah kita miliki. Rentang energi yang diketahui juga semakin lebar dan data yang didapat juga semakin akurat atau dengan hasil eksperimen. Penggunaan *triple resonan* ini diharapkan dapat membantu kita mendapatkan χ^2 yang sangat kecil dikarenakan semakin banyaknya parameter yang dipakai. Untuk Tahap pertama kami mencoba menggunakan $S11(1535)$, $P11(1880)$ dan $S11(1895)$.



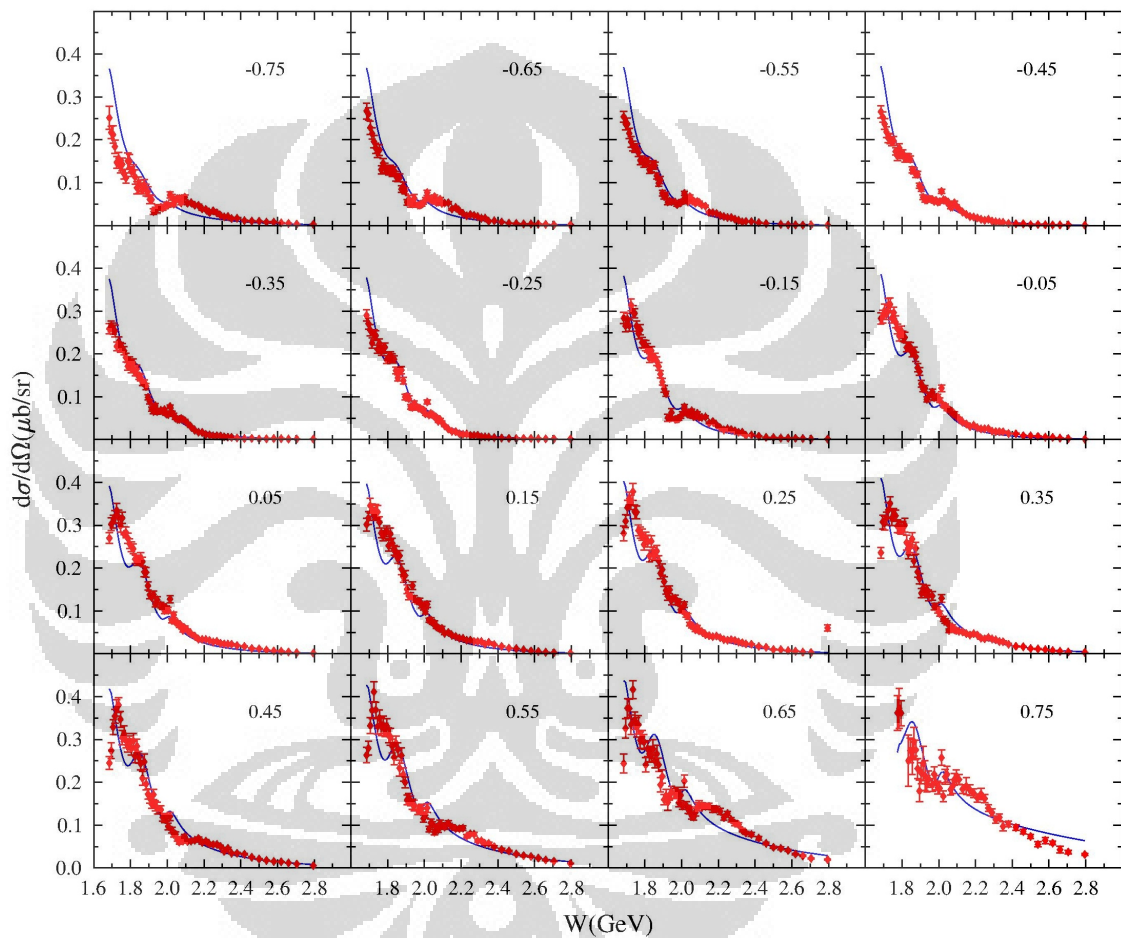
Gambar 3.7: Grafik hasil *fitting* penampang lintang differensial dengan resonan $S11(1535)P11(1880)S11(1895)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

Grafik hasil *fitting* untuk resonan $S_{11}(1535)P_{11}(1880)S_{11}(1895)$ dapat dilihat pada gambar 3.7 diatas. Hasil tersebut memperlihatkan bahwa, untuk sudut-sudut besar (*backward angles*) antara grafik dengan data eksperimen berhimpit dengan baik, hanya saja sedikit berbeda untuk sudut kecil (*forward angles*) yang memberikan perbedaan yang cukup lebar, namun secara keseluruhan grafik hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang kecil, yaitu sekitar 15.65022. Sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.7, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan $S_{11}(1535)$ yang lebih tinggi di dibandingkan dengan massa *cut off* resonan yang lainnya.

Tabel 3.7: Parameter *fitting* resonan $S_{11}(1535)$, $P_{11}(1880)$, $P_{11}(2100)$, dan $P_{11}(2300)$

Arus nukleon (<i>Nucleonic current</i>)	
$g_{\eta NN}$	-0.0534
Λ_N (MeV)	1465.0157
Arus meson (<i>Mesonic current</i>)	
$g_{\rho\eta\gamma}$	1.8226
Λ_ρ (MeV)	1820.9100
$N^* = P_{11}(1535)$	
$g_{\eta NN^*}$	0.0559
Λ_{N^*} (MeV)	1182.1650
$N^* = P_{11}(1800)$	
$g_{\eta NN^*}$	1.0523
Λ_{N^*} (MeV)	499.0096
$N^* = P_{11}(1895)$	
$g_{\eta NN^*}$	0.1054
Λ_{N^*} (MeV)	395.1984

Selanjutnya kami menggunakan variasi resonan $S_{11}(1650)$, $P_{11}(1880)$ dan $S_{11}(1895)$. Hasil *fitting* untuk resonan $S_{11}(1650)P_{11}(1880)$ dapat dilihat pada gambar 3.8. Hasil tersebut memperlihatkan bahwa, untuk sudut-sudut besar (*backward angles*) antara grafik dengan data eksperimen berhimpit dengan baik, hanya saja sedikit berbeda untuk sudut kecil (*forward angles*) yang memberikan perbedaan yang cukup lebar, namun secara keseluruhan grafik hasil *fitting* tersebut sesuai dengan data eksperimen. Hal ini dapat dimengerti karena nilai χ^2 yang kecil, yaitu sekitar 17.43075.



Gambar 3.8: Grafik hasil *fitting* penampang lintang differensial dengan resonan $S_{11}(1650)P_{11}(1880)S_{11}(1895)$ untuk berbagai variasi sudut hambur.

Sedangkan untuk nilai parameter *fitting* yang diperoleh dapat dilihat dalam Tabel. 3.8, dari tabel tersebut diketahui nilai konstanta kopling $g_{\eta NN^*}$ dan massa *cut off* nukleon resonan $S_{11}(1650)$ yang lebih dominan di bandingkan dengan massa *cut off* resonan yang lainnya.

Tabel 3.8: Parameter *fitting* resonan $P_{11}(1880)$, $P_{11}(2100)$, dan $P_{11}(2300)$

<i>Arus nukleon (Nucleonic current)</i>	
$g_{\eta NN}$	-0.0856
Λ_N (MeV)	1325.1789
<i>Arus meson (Mesonic current)</i>	
$g_{\rho\eta\gamma}$	0.8227
Λ_ρ (MeV)	2016.7623
$N^* = P_{11}(1650)$	
$g_{\eta NN^*}$	0.0563
Λ_{N^*} (MeV)	1219.6518
$N^* = P_{11}(1800)$	
$g_{\eta NN^*}$	1.5750
Λ_{N^*} (MeV)	658.2607
$N^* = P_{11}(1895)$	
$g_{\eta NN^*}$	0.1659
Λ_{N^*} (MeV)	1910.3596

BAB 4

KESIMPULAN DAN SARAN

4.1 Kesimpulan

Dari hasil yang didapat dalam penelitian, pada grafik untuk energi rendah maka jumlah η yang terhambur pada proton selalu lebih banyak, berbanding terbalik dengan energi yang lebih tinggi dimana jumlah η yang terhambur pada proton selalu lebih sedikit. Dengan besar kontribusi kanal-u maka η lebih banyak terhamburkan pada saat di kanal-u.

Grafik juga menunjukkan bahwa η yang terhambur pada hasil teori juga lebih sedikit tinggi daripada jumlah η yang terhambur pada proton dalam eksperimen. Pemasukan faktor bentuk hadronik ke dalam perhitungan reaksi $\gamma p \rightarrow \eta p$ juga memberikan hasil yang lebih sesuai dengan data eksperimen dibandingkan dengan hasil tanpa menggunakan faktor bentuk hadronik.

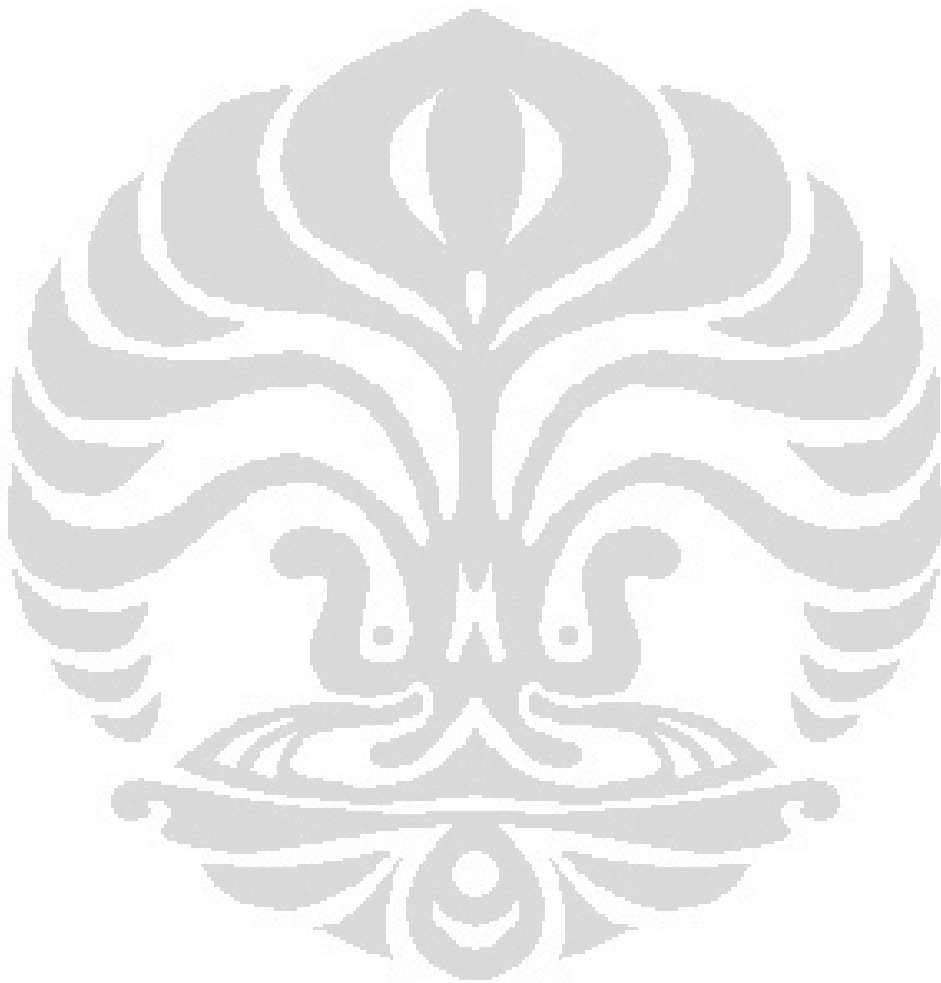
Penggunaan resonan $S_{11}(1535)$, $S_{11}(1650)$ menghasilkan kontribusi yang cukup baik dalam menghasilkan trend data numerik untuk proses fitting guna membandingkannya dengan hasil eksperimen. Semakin banyak resonan yang digunakan maka menunjukkan semakin baik model yang kita miliki. Massa cut - off dari nukleon dan nukleon resonan juga mempengaruhi hasil yang didapat.

Dalam Penelitian ini juga tidak terlalu banyak perbedaan kajian teoritis antara Fotoproduksi Meson η pada Neutron dengan Model Isobar dan Fotoproduksi Meson η pada Proton dengan Model Isobar yang membedakan hanyalah perbedaan muatan dan massa antara proton dan neutron.

DAFTAR REFERENSI

- [1] A. Pevsner, et al., Phys. Rev Lett. 7, **421-423** (1961).
- [2] B. B. Deo and A. K. Bisoi, Phys. Rev. D 9, 288 (1974).
- [3] P. Dennery, Phys. Rev. 124, 2000 (1961).
- [4] B. Krusche et al. Phys. Rev. Lett 74, 3736 (1995).
- [5] Babacan, H., dan Babacan, T. *Associative Photoproduction of Rop-er Resonance and ω meson*. Phys. Rev. C **67**, 055208 (2003).
- [6] Bjorken, J. D. dan Drell, S. D. *Relativistic Quantum Mechanics*. New York: McGraw-Hill Inc (1964).
- [7] C. Benhold, and H. Tanabe. Phys. Rev. Lett. B 243, 12 (1990).
- [8] C. Benhold, T. Mart, A. Waluyo, H. Haberzettl, g. Penner, T. Feuster, dan U. Mosel. *Proceedings Workshop on Electron-Nucleon Scattering*. Elba, Italy, Edizioni ETS, Pisa, p.**199**, June 22-26 (2003).
- [9] F. E. Close and Zhenping Li. Phys. Rev D 42, 2194 (1990).
- [10] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, dan Y. Nambu. Phys. Rev. **106**, 1345 (1975).
- [11] Greiner, W., & Reinhardt, J. (2009). *Quantum Electrodynamics*. Springer.
- [12] Halzen, F., dan Martin, A. D. *Quarks and Leptons: an Introductory Course in Modern Particle Physics*. New York: John Wiley and Sons (1984).
- [13] K.S. Choi, S. I. Nam, A. Hosaka, dan H. Ch. Kim. *Photoproduction and N^* Resonance*. Phys. Rev. (2009).
- [14] Mart, T. *Electromagnetic Production of Kaons off the Nucleon and ^3He* . Dissertation. University of Mainz, Germany (1996).
- [15] Particle Data Group *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [16] R. Hicks et al. Phys. Rev. D 7, 2614 (1973).
- [17] R. Koniuk, and N. Isgur. Phys. Rev. D 21, 1888 (1980).
- [18] Sumowidagdo, S. *Fotoproduksi Kaon pada Daerah Energi Tinggi*. Tesis. Universitas Indonesia. Depok (2001).

- [19] Tipler, Paul. *Fisika: Untuk Sains dan Teknik*. Erlangga : Jakarta. (1998).
- [20] V. Crede et al. *CB-ELSA Collaboration*. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 012004 (2005).



APPENDIX A

NOTASI UMUM

A.1 Aljabar Dirac

Dalam tesis ini seluruhnya kita mengikuti ketentuan pada Bjorken dan Drell [6], dimana vektor-empat kontravarian didefinisikan sebagai (\hbar dan c bernilai 1)

$$x^\mu \equiv (x^0, x^1, x^2, x^3) \equiv (t, x) \equiv (t, x, y, z), \quad (\text{A.1})$$

dan vektor-empat kovarian didefinisikan oleh

$$x_\mu \equiv (x_0, x_1, x_2, x_3) \equiv (t, -x) \equiv (t, -x, -y, -z), \quad (\text{A.2})$$

yang dapat di transformasikan satu sama lain sebagai

$$x^\mu = g^{\mu\nu} x_\nu \quad \text{dan} \quad x_\mu = g_{\mu\nu} x^\nu, \quad (\text{A.3})$$

dengan matriks transformasi

$$g^{\mu\nu} = g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.4})$$

demikian juga momentum-empat kontravarian

$$p^\mu \equiv (p^0, p^1, p^2, p^3) \equiv (E_p, p), \quad (\text{A.5})$$

dan *scalar product* antara dua momentum-empat diberikan oleh

$$p \cdot q \equiv p^\mu q_\mu \equiv E_p E_q - p \cdot q. \quad (\text{A.6})$$

Pada perhitungan yang menyangkut partikel fermion, maka diperlukan persamaan Dirac untuk fermion bebas yang dituliskan sebagai

$$(\not{p} - m)u(p, s) = 0, \quad (\text{A.7})$$

$$(\not{p} + m)v(p, s) = 0, \quad (\text{A.8})$$

dengan bentuk spinor *adjoint*

$$\bar{u}(p,s)(\not{p}-m) = 0, \quad (\text{A.9})$$

$$\bar{v}(p,s)(\not{p}+m) = 0, \quad (\text{A.10})$$

spinor Dirac untuk partikel bebas mempunyai bentuk

$$u(p,s) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E+m} \end{pmatrix} \chi_s, \quad (\text{A.11})$$

$$\bar{u}(p,s) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \chi_s^\dagger \begin{pmatrix} 1 & -\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E+m} \end{pmatrix}, \quad (\text{A.12})$$

dan

$$v(p,s) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \begin{pmatrix} -\frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E+m} \\ 1 \end{pmatrix} \chi_s, \quad (\text{A.13})$$

$$\bar{v}(p,s) = \sqrt{\frac{E+m}{2m}} \chi_s^\dagger \begin{pmatrix} \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E+m} & 1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.14})$$

dimana $E = E_p = \sqrt{p^2 + m^2}$. Masing-masing ternormalisasi menjadi

$$\bar{u}(p,s)u(p,s) = 1, \quad (\text{A.15})$$

$$\bar{v}(p,s)v(p,s) = -1, \quad (\text{A.16})$$

dimana χ_s adalah spinor Pauli dua komponen, dan spinor *adjoint* Dirac didefinisikan oleh

$$\bar{u}(p,s) = u^\dagger \gamma^0, \quad (\text{A.17})$$

$$\bar{v}(p,s) = v^\dagger \gamma^0. \quad (\text{A.18})$$

Notasi \not{p} pada persamaan Dirac diartikan sebagai

$$\not{p} \equiv p_\mu \gamma^\mu = p_0 \gamma^0 - \mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\gamma}, \quad (\text{A.19})$$

matriks Dirac $\gamma^\mu = \{\gamma^0, \boldsymbol{\gamma}\}$, dengan representasi matriks

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad \text{dan} \quad \boldsymbol{\gamma} = \begin{pmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ -\boldsymbol{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.20})$$

dimana matriks Pauli $\boldsymbol{\sigma}$ didefinisikan oleh

$$\boldsymbol{\sigma}^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\sigma}^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \boldsymbol{\sigma}^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.21})$$

matriks tersebut memenuhi relasi antikomutasi

$$\{\sigma^i, \sigma^j\} \equiv \sigma^i \sigma^j + \sigma^j \sigma^i = 2\delta_{ij}, \quad (\text{A.22})$$

begitu juga dengan relasi komutasi

$$[\sigma^i, \sigma^j] \equiv \sigma^i \sigma^j - \sigma^j \sigma^i = 2i\varepsilon_{ijk}\sigma^k, \quad (\text{A.23})$$

dimana ε_{ijk} menunjukkan bentuk non-kovarian dari tensor Levi-Civita *antisymmetric*. Sedangkan matriks Dirac γ memenuhi relasi antikomutasi

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}, \quad (\text{A.24})$$

dan relasi komutasi

$$[\gamma^\mu, \gamma^\nu] \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu - \gamma^\nu \gamma^\mu = -2i\sigma^{\mu\nu}, \quad (\text{A.25})$$

berbeda dengan matriks Pauli, dalam representasi ini diberikan oleh

$$\sigma^{ij} = \begin{pmatrix} \sigma^k & 0 \\ 0 & \sigma^k \end{pmatrix}, \quad \text{dan} \quad \sigma^{0i} = i \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ \sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.26})$$

relasi lainnya yang penting yaitu

$$\gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \gamma_5 = \frac{1}{24}i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{A.27})$$

$$i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\gamma^\mu = \gamma_5(-\gamma_\nu\gamma_\rho\gamma_\sigma + g_{\nu\rho}\gamma_\sigma + g_{\rho\sigma}\gamma_\nu - g_{\nu\sigma}\gamma_\rho), \quad (\text{A.28})$$

$$\gamma_5\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}i\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}\sigma_{\rho\sigma}, \quad (\text{A.29})$$

$$\gamma_5\gamma_\sigma = -\gamma_\sigma\gamma_5 = \frac{1}{6}i\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\gamma^\mu\gamma^\nu\gamma^\rho, \quad (\text{A.30})$$

dengan tensor Levi-Civita *antisymmetric* didefinisikan oleh

$$\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} = \begin{cases} +1 & \text{untuk permutasi genap (misalkan 0,1,2,3),} \\ -1 & \text{untuk permutasi ganjil,} \\ 0 & \text{jika dua atau lebih indeks sama.} \end{cases} \quad (\text{A.31})$$

A.2 Kinematika Reaksi

Dalam reaksi dasar, momentum-empat dari partikel yang berinteraksi didefinisikan oleh (perhatikan Gambar. 2.6, 2.7, 2.8, 2.9, 2.10)

$$\begin{aligned} k_1^\mu &= (k_1^0, k_1) = (E_\gamma, p_\gamma), & k_2^\mu &= (k_2^0, k_2) = (E_\eta, p_\eta), \\ p_1^\mu &= (p_1^0, p_1) = (E_N, p_N), & p_2^\mu &= (p_2^0, p_2) = (E_{N'}, p_{N'}), \\ q^\mu &= (q^0, q) = (E, q), \end{aligned} \quad (\text{A.32})$$

dengan vektor-empat polarisasi foton, $\varepsilon = (\varepsilon_0, \boldsymbol{\varepsilon}) = (0, \boldsymbol{\varepsilon})$. Dalam kerangka pusat momentum (pusat massa), momentum-empat pada verteks hadronic menjadi

$$k_1^\mu = (E_\gamma, p_\gamma), \quad p_1^\mu = (E_N, -p_\gamma), \quad k_2^\mu = (E_{\eta'}, p_\eta), \quad p_2^\mu = (E_{N'}, -p_\eta), \quad (\text{A.33})$$

sedangkan dalam kerangka laboratorium

$$\tilde{k}_1^\mu = (\tilde{E}_\gamma, \tilde{p}_\gamma), \quad \tilde{p}_1^\mu = (m_N, 0), \quad \tilde{k}_2^\mu = (\tilde{E}_\eta, \tilde{p}_\eta), \quad \tilde{p}_2^\mu = (\tilde{E}_{N'}, \tilde{p}_\gamma - \tilde{p}_\eta), \quad (\text{A.34})$$

variabel Mandelstam dapat dituliskan dalam variabel kerangka pusat momentum, yaitu

$$s = (p_\gamma + p_N)^2 = (E_\gamma + E_N)^2 = W^2, \quad (\text{A.35})$$

$$\begin{aligned} t &= (p_\eta - p_\gamma)^2 = p_\eta^2 + p_\gamma^2 - 2p_\eta \cdot p_\gamma \\ &= m_\eta^2 + m_\gamma^2 - 2(E_\eta E_\gamma - \vec{p}_\eta \cdot \vec{p}_\gamma) \\ &= m_\eta^2 + m_\gamma^2 - 2E_\eta E_\gamma + 2|\vec{p}_\eta||\vec{p}_\gamma| \cos(\eta, \gamma), \end{aligned} \quad (\text{A.36})$$

$$\begin{aligned} u &= (p_\eta - p_N)^2 = p_\eta^2 + p_N^2 - 2p_\eta \cdot p_N \\ &= m_\eta^2 + m_N^2 - 2(E_\eta E_N - \vec{p}_\eta \cdot \vec{p}_N) \\ &= m_\eta^2 + m_N^2 - 2E_\eta E_N + 2|\vec{p}_\eta||\vec{p}_N| \cos(\eta, N), \end{aligned} \quad (\text{A.37})$$

atau variabel dalam kerangka laboratorium

$$\begin{aligned} s &= (p_\gamma + p_N)^2 = p_\gamma^2 + p_N^2 + 2p_\gamma \cdot p_N \\ &= E_\gamma^2 - |\vec{p}_\gamma|^2 + m_N^2 + 2E_\gamma m_N \\ &= m_\gamma^2 + m_N^2 + 2E_\gamma m_N, \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

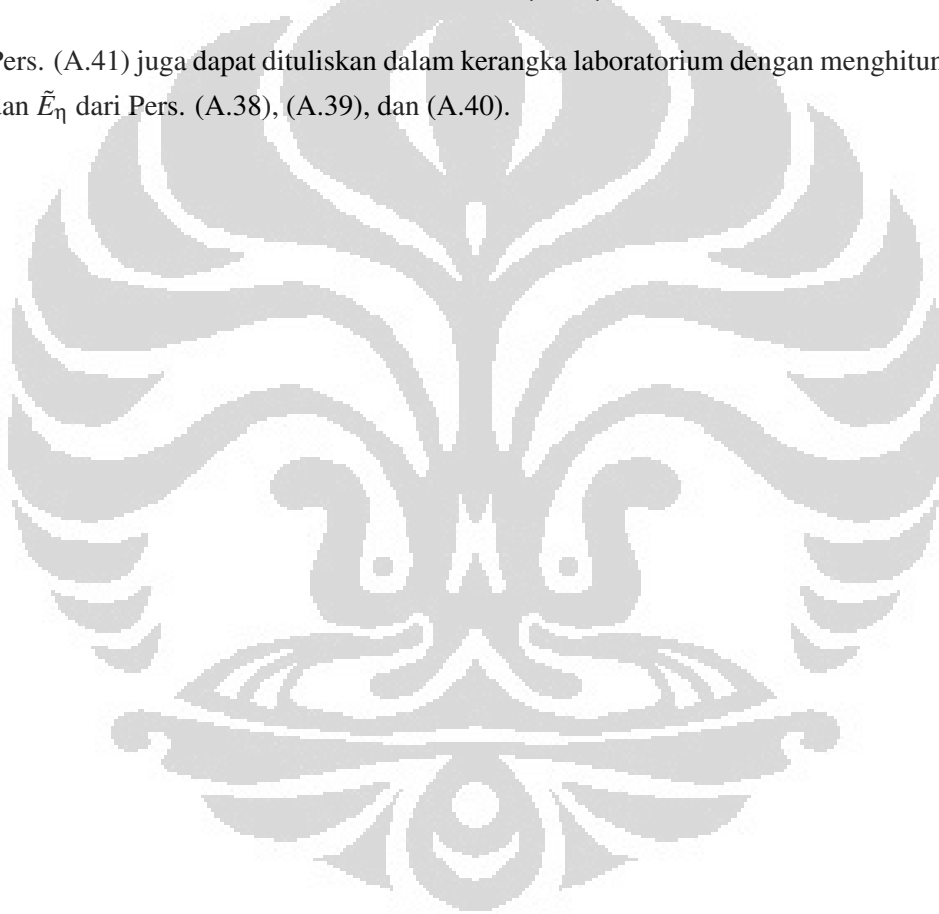
$$\begin{aligned} t &= (p'_N - p_N)^2 = p_N'^2 + p_N^2 - 2p'_N \cdot p_N \\ &= m_N^2 + m_N^2 - 2E'_N m_N \\ &= 2m_N^2 - 2E'_N m_N \\ &= 2m_N(m_N - E'_N), \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

$$\begin{aligned} u &= (p_\eta - p_N)^2 = p_\eta^2 + p_N^2 - 2p_\eta \cdot p_N \\ &= m_\eta^2 + m_N^2 - 2E_\eta m_N. \end{aligned} \quad (\text{A.40})$$

Untuk tujuan perhitungan numerik, beberapa relasi variabel yang digunakan dalam kerangka pusat momentum

$$\begin{aligned}
 E_N &= \frac{s + m_N^2 - k^2}{2W}, \\
 E_\eta &= \frac{s + m_\eta^2 - m_\eta^2}{2W}, \\
 k_1^0 &= W - E_N, \\
 E_\eta &= W - E_{N'}, \\
 |k_1|^2 &= k_0^2 - k^2, \\
 |p_\eta|^2 &= E_\eta^2 - m_\eta^2,
 \end{aligned} \tag{A.41}$$

Pers. (A.41) juga dapat dituliskan dalam kerangka laboratorium dengan menghitung \tilde{k}_0 , \tilde{E}_N , dan \tilde{E}_η dari Pers. (A.38), (A.39), dan (A.40).



APPENDIX B

AMPLITUDO INVARIAN

B.1 Operator Non-relativistik

Operator transisi Pers. (2.99) dapat direduksi kedalam ruang Pauli pada kasus spinor Dirac bebas [14],

$$\begin{aligned}
 \bar{u}(p_2) \sum_{j=1}^6 A_j M_j u(p_1) &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
 \chi_f^\dagger &\left[\mathcal{F}_1 \sigma \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_2 \sigma \cdot k_1 \varepsilon_0 + \mathcal{F}_3 \sigma \cdot k_1 k_1 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_4 \sigma \cdot k_1 p_1 \cdot \varepsilon \right. \\
 &+ \mathcal{F}_5 \sigma \cdot k_1 p_2 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_6 \sigma \cdot p_1 \varepsilon_0 + \mathcal{F}_7 \sigma \cdot p_1 k_1 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_8 \sigma \cdot p_1 p_1 \cdot \varepsilon \\
 &+ \mathcal{F}_9 \sigma \cdot p_1 p_2 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_{10} \sigma \cdot p_2 \varepsilon_0 + \mathcal{F}_{11} \sigma \cdot p_2 k_1 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_{12} \sigma \cdot p_2 p_1 \cdot \varepsilon \\
 &+ \mathcal{F}_{13} \sigma \cdot p_2 p_2 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_{14} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 + \mathcal{F}_{15} \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \\
 &+ \mathcal{F}_{16} \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 + \mathcal{F}_{17} \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \varepsilon_0 \\
 &+ \mathcal{F}_{18} \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 k_1 \cdot \varepsilon + \mathcal{F}_{19} \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 p_1 \cdot \varepsilon \\
 &\left. + \mathcal{F}_{20} \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 p_2 \cdot \varepsilon \right] \chi_i, \tag{B.1}
 \end{aligned}$$

dimana \mathcal{F}_i merupakan amplitudo yang diberikan oleh masing-masing *channel* interaksi. Amplitudo *spin-independent* dan *spin-dependent* dapat dicari dari Pers. (B.1) dengan menggunakan relasi

$$\sigma \cdot a \sigma \cdot b = a \cdot b + i \sigma \cdot a \times b, \tag{B.2}$$

dan

$$\sigma \cdot a \sigma \cdot b \sigma \cdot c = ia \cdot b \times c + \sigma \cdot [a(b \cdot c) - b(c \cdot a) + c(a \cdot b)], \tag{B.3}$$

sehingga diperoleh

$$\begin{aligned}
 L &= N \left\{ -(\mathcal{F}_{14} + \mathcal{F}_{15} - \mathcal{F}_{16}) p_N \cdot (k_1 \times \varepsilon) + \mathcal{F}_{15} p_\eta \cdot (k_1 \times \varepsilon) \right. \\
 &\quad - \mathcal{F}_{16} p_N \cdot (p_\eta \times \varepsilon) - [\mathcal{F}_{17} \varepsilon_0 + (\mathcal{F}_{18} + \mathcal{F}_{20}) k_1 \cdot \varepsilon \\
 &\quad \left. + (\mathcal{F}_{19} + \mathcal{F}_{20}) p_N \cdot \varepsilon - \mathcal{F}_{20} p_\eta \cdot k_1 \right] p_N \cdot (p_\eta \times \varepsilon) \Big\}, \tag{B.4}
 \end{aligned}$$

$$K = -N(T_1 \varepsilon + T_2 k_1 + T_3 p_N + T_4 p_\eta), \tag{B.5}$$

dengan

$$T_1 = \mathcal{F}_1 + (\mathcal{F}_{14} - \mathcal{F}_{15} - \mathcal{F}_{16}) p_N \cdot k_1 + \mathcal{F}_{15}(p_\eta \cdot k_1 - k_1^2) + \mathcal{F}_{16}(p_N \cdot p_\eta - p_N^2), \quad (\text{B.6})$$

$$T_2 = [\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_{10} + (p_N \cdot p_\eta - p_N^2) \mathcal{F}_{17}] \epsilon_0 + [\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_{11} + \mathcal{F}_{13} + 2\mathcal{F}_{15} + (p_N \cdot p_\eta - p_N^2)(\mathcal{F}_{18} + \mathcal{F}_{20})] k_1 \cdot \epsilon + [\mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13} - \mathcal{F}_{14} + \mathcal{F}_{15} + \mathcal{F}_{16} + (p_N \cdot p_\eta - p_N^2)(\mathcal{F}_{19} + \mathcal{F}_{20})] p_N \cdot \epsilon - [\mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{15} + (p_N \cdot p_\eta - p_N^2) \mathcal{F}_{20}] p_\eta \cdot \epsilon, \quad (\text{B.7})$$

$$T_3 = [\mathcal{F}_6 + \mathcal{F}_{10} + (2p_N \cdot k_1 + k_1^2 - p_\eta \cdot k_1) \mathcal{F}_{17}] \epsilon_0 + [\mathcal{F}_7 + \mathcal{F}_9 + \mathcal{F}_{11} + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{14} + \mathcal{F}_{15} + \mathcal{F}_{16} + (2p_N \cdot k_1 + k_1^2 - p_\eta \cdot k_1)(\mathcal{F}_{18} + \mathcal{F}_{20})] k_1 \cdot \epsilon + [\mathcal{F}_8 + \mathcal{F}_9 + \mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13} + 2\mathcal{F}_{16} + (2p_N \cdot k_1 + k_1^2 - p_\eta \cdot k_1)(\mathcal{F}_{19} + \mathcal{F}_{20})] p_N \cdot \epsilon - [\mathcal{F}_9 + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{16} + (2p_N \cdot k_1 + k_1^2 - p_\eta \cdot k_1) \mathcal{F}_{20}] p_\eta \cdot \epsilon, \quad (\text{B.8})$$

$$T_4 = -(\mathcal{F}_{10} + \mathcal{F}_{17} p_N \cdot k_1) \epsilon_0 - [\mathcal{F}_{11} + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{15} + (\mathcal{F}_{18} + \mathcal{F}_{20}) p_N \cdot k_1] k_1 \cdot \epsilon + [\mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{16} + (\mathcal{F}_{19} + \mathcal{F}_{20}) p_N \cdot k_1] p_N \cdot \epsilon + (\mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{20} p_N \cdot k_1) p_\eta \cdot \epsilon, \quad (\text{B.9})$$

kita dapat mengabaikan bentuk kecil, $\mathcal{F}_{16} - \mathcal{F}_{20}$, untuk pendekatan non-relativistik, dan menghilangkan semua bentuk yang mengandung ϵ_0 , karena bentuk tersebut tidak berkontribusi dalam fotoproduksi. Sehingga kita peroleh

$$L = N \left\{ -\mathcal{F}_{14} p_N + \mathcal{F}_{15}(p_\eta - p_N) \right\} \cdot (k_1 \times \epsilon), \quad (\text{B.10})$$

$$K = -N \left[\left\{ \mathcal{F}_1 + (\mathcal{F}_{14} - \mathcal{F}_{15}) p_N \cdot k_1 - \mathcal{F}_{15}(k_1^2 - p_\eta \cdot k_1) \right\} \epsilon + \left\{ (\mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_{11} + \mathcal{F}_{13} + 2\mathcal{F}_{15}) k_1 \cdot \epsilon + (\mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13} - \mathcal{F}_{14} + \mathcal{F}_{15}) p_N \cdot \epsilon - (\mathcal{F}_5 + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{15}) p_\eta \cdot \epsilon \right\} k_1 + \left\{ (\mathcal{F}_7 + \mathcal{F}_9 + \mathcal{F}_{11} + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{14} + \mathcal{F}_{15}) k_1 \cdot \epsilon + (\mathcal{F}_8 + \mathcal{F}_9 + \mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13}) p_N \cdot \epsilon - (\mathcal{F}_9 + \mathcal{F}_{13}) p_\eta \cdot \epsilon \right\} p_N - \left\{ (\mathcal{F}_{11} + \mathcal{F}_{13} + \mathcal{F}_{15}) k_1 \cdot \epsilon + (\mathcal{F}_{12} + \mathcal{F}_{13}) p_N \cdot \epsilon - \mathcal{F}_{13} p_\eta \cdot \epsilon \right\} p_\eta \right], \quad (\text{B.11})$$

mengabaikan bentuk $\mathcal{F}_{16} - \mathcal{F}_{20}$ tidak merusak *gauge invariance* dari matriks transisi. *Gauge invariance* dapat diselidiki dengan memeriksa

$$L(\epsilon \rightarrow k) = 0, \quad (\text{B.12})$$

$$K(\epsilon \rightarrow k) = 0. \quad (\text{B.13})$$

B.2 Amplitudo Transisi *s-channel*

B.2.1 Non-resonan

Elemen matriks dari kontribusi *s-channel* non-resonan dengan amplitudo seperti pada Pers.

$$i\mathcal{M}_s = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \times \left[F_s^N k_1 + F_c(\not{p}_1 + m_N) + \frac{\kappa_N F_s^N}{2m_N} (k_1 + \not{p}_1 + m_N) k_1 \right] \not{\epsilon} u(p_1),$$

dengan relasi

$$\not{a}\not{b} = 2(a \cdot b) - \not{b}\not{a}, \quad (\text{B.14})$$

dan persamaan Dirac, maka dapat kita hitung menjadi

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_s &= \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[F_s^N k_1 \not{\epsilon} + F_c(\not{p}_1 \not{\epsilon} + m_N \not{\epsilon}) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\kappa_N F_s^N}{2m_N} (k_1^2 \not{\epsilon} + \not{p}_1 k_1 \not{\epsilon} + m_N k_1 \not{\epsilon}) \right] u(p_1) \\ &= \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[F_s^N k_1 \not{\epsilon} + F_c \left(2(p_1 \cdot \epsilon) - \not{\epsilon} \not{p}_1 + m_N \not{\epsilon} \right) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\kappa_N F_s^N}{2m_N} \left\{ k_1^2 \not{\epsilon} + \left(2(p_1 \cdot k_1) - k_1 \not{p}_1 \right) \not{\epsilon} + m_N k_1 \not{\epsilon} \right\} \right] u(p_1) \\ &= \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[F_s^N k_1 \not{\epsilon} + 2F_c(p_1 \cdot \epsilon) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\kappa_N F_s^N}{2m_N} \left\{ k_1^2 \not{\epsilon} + 2(p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} - 2(p_1 \cdot \epsilon) k_1 + 2m_N k_1 \not{\epsilon} \right\} \right] u(p_1), \end{aligned}$$

karena $k_1^2 = m_\gamma^2 = 0$ dan $(p_1 \cdot \epsilon) = -(p_1 \cdot \epsilon)$, maka

$$i\mathcal{M}_s = \frac{eg_{\eta NN}}{s - m_N^2} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[F_s^N (1 + \kappa_N) k_1 \not{\epsilon} - 2F_c(p_1 \cdot \epsilon) + \frac{\kappa_N F_s^N}{m_N} (p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} \right. \\ \left. + \frac{\kappa_N F_s^N}{m_N} (p_1 \cdot \epsilon) k_1 \right] u(p_1), \quad (\text{B.15})$$

dari Pers. (A.19) dan Pers. (A.20) kita peroleh

$$k_1 = \begin{pmatrix} k_0 & -\sigma \cdot k_1 \\ \sigma \cdot k_1 & -k_0 \end{pmatrix} \quad \text{dan} \quad \not{\epsilon} = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma \cdot \epsilon \\ \sigma \cdot \epsilon & 0 \end{pmatrix}, \quad (\text{B.16})$$

kemudian dengan mensubstitusikan Pers. (A.11), (A.12), dan (A.27). Maka Pers. (B.15) menjadi

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_s = & \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
& \chi_f^\dagger \left[\left(\frac{e g_{\eta NN}}{s - m_N^2} \right) \left(\left\{ \frac{F_s^N \kappa_N (p_1 \cdot k_1)}{m_N} - F_s^N (1 + \kappa_N) k_0 \right\} \sigma \cdot \varepsilon \right. \right. \\
& + \frac{F_s^N \kappa_N}{m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 + \left. \left\{ \frac{2F_c m_N - F_s^N \kappa_N k_0}{m_N (E_2 + m_N)} \right\} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 \right. \\
& + \frac{F_s^N (1 + \kappa_N)}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \\
& - \left. \left\{ \frac{2F_c m_N + F_s^N \kappa_N k_0}{m_N (E_1 + m_N)} \right\} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 \right. \\
& - \frac{F_s^N (1 + \kappa_N)}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \\
& + \left. \left\{ \frac{F_s^N \kappa_N (p_1 \cdot k_1) + F_s^N m_N (1 + \kappa_N) k_0}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right. \\
& \left. + \frac{F_s^N \kappa_N}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \chi_i, \quad (B.17)
\end{aligned}$$

dengan demikian diperoleh amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i seperti pada Pers. (2.36) - (2.43).

B.2.2 Nukleon Resonan

Elemen matriks dari kontribusi *s-channel* nukleon resonan dengan amplitudo

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2} = & \frac{e \mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - i m_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
& \bar{u}(p_2) \gamma_5 \Gamma_5^q (k_1 + \not{p}_1 + m_{N^*}) \Gamma_5^q \not{k}_1 u(p_1), \quad (B.18)
\end{aligned}$$

dengan menggunakan relasi dan tahapan pengerjaan yang sama seperti pada perhitungan amplitudo *s-channel* non-resonan, maka Pers. (B.18) dapat diselesaikan dengan memperhatikan nilai paritas nukleon resonan.

1. Paritas Positif

Untuk paritas positif, karena $\Gamma_5^q = \mathbf{1}_{4 \times 4}$, Pers. (B.18) menjadi

$$i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2^+} = \frac{e \mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - i m_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \gamma_5 (k_1 + \not{p}_1 + m_{N^*}) \not{k}_1 u(p_1),$$

jika kita sederhanakan bentuk persamaan tersebut, maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2^+} &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
&\quad \bar{u}(p_2) \gamma_5 (k_1 \not{\epsilon} k_1 + \not{p}_1 \not{\epsilon} k_1 + m_{N^*} \not{\epsilon} k_1) u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \times \\
&\quad \left[2(p_1 \cdot \epsilon) k_1 - 2(p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} + \not{\epsilon} k_1 \not{p}_1 + m_{N^*} \not{\epsilon} k_1 \right] u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \times \\
&\quad \left[-2(p_1 \cdot \epsilon) k_1 - 2(p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} + (m_N + m_{N^*}) \not{\epsilon} k_1 \right] u(p_1), \tag{B.19}
\end{aligned}$$

sehingga

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2^+} &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\quad \chi_f^\dagger \left[\left(\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \right) \times \right. \\
&\quad \left(\left\{ (m_N + m_{N^*}) k_0 - 2(p_1 \cdot k_1) \right\} \sigma \cdot \epsilon - 2p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \right. \\
&\quad + \frac{2k_0}{E_2 + m_N} p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 + \frac{m_N + m_{N^*}}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \\
&\quad + \frac{2k_0}{E_1 + m_N} p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 - \frac{m_N + m_{N^*}}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \\
&\quad \left. - \left\{ \frac{(m_N + m_{N^*}) k_0 + 2(p_1 \cdot k_1)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot p_1 \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{2}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \right] \chi_i, \tag{B.20}
\end{aligned}$$

dengan demikian diperoleh amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i

2. Paritas Negatif

Sedangkan untuk paritas negatif, $\Gamma_s^a = \gamma_5$, Pers. (B.18) menjadi

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2^-} &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
&\quad \bar{u}(p_2) \gamma_5 \gamma_5 (k_1 + \not{p}_1 + m_{N^*}) \gamma_5 \not{\epsilon} k_1 u(p_1), \tag{B.21}
\end{aligned}$$

karena $\gamma_5 \gamma_5 = \mathbf{1}_{4 \times 4}$ dan $\gamma_5 \not{d} = -\not{d} \gamma_5$, maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2^-} &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
&\quad \bar{u}(p_2) \gamma_5 (-\not{k}_1 \not{d} \not{k}_1 - \not{p}_1 \not{d} \not{k}_1 + m_{N^*} \not{d} \not{k}_1) u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \times \\
&\quad \left[-2(p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 + 2(p_1 \cdot k_1) \not{d} - \not{d} \not{k}_1 \not{p}_1 + m_{N^*} \not{d} \not{k}_1 \right] u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \times \\
&\quad \left[2(p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 + 2(p_1 \cdot k_1) \not{d} - (m_N - m_{N^*}) \not{d} \not{k}_1 \right] u(p_1), \tag{B.22}
\end{aligned}$$

sehingga

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{s^*}^{1/2^-} &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\quad \chi_f^\dagger \left[\left(\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_s^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [s - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \right) \times \right. \\
&\quad \left(\left\{ 2(p_1 \cdot k_1) - (m_N - m_{N^*}) k_0 \right\} \sigma \cdot \varepsilon + 2p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \right. \\
&\quad \left. - \frac{2k_0}{E_2 + m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 - \frac{m_N - m_{N^*}}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \right. \\
&\quad \left. - \frac{2k_0}{E_1 + m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 + \frac{m_N - m_{N^*}}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \right. \\
&\quad \left. + \left\{ \frac{(m_N - m_{N^*}) k_0 + 2(p_1 \cdot k_1)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot p_1 \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{2}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \right] \chi_i, \tag{B.23}
\end{aligned}$$

dengan demikian diperoleh amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i

B.3 Amplitudo Transisi *u-channel*

B.3.1 Non-resonan

Elemen matriks dari kontribusi *u-channel* non-resonan dengan amplitudo kanal-u

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_u &= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \not{d} \times \\
&\quad \left[F_c(\not{p}_2 + m_N) - F_s^N \not{k}_1 - \frac{\kappa_N F_u^N}{2m_N} \not{k}_1 (\not{p}_2 - \not{k}_1 + m_N) \right] \gamma_5 u(p_1),
\end{aligned}$$

kita sederhanakan persamaan tersebut, sesuai tahapan perhitungan *channel* yang sebelumnya

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_u &= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \left[F_c(\not{p}_2 + m_N \not{\epsilon}) - F_s^N \not{\epsilon} k_1 \right. \\
&\quad \left. - \frac{\kappa_N F_u^N}{2m_N} (\not{\epsilon} k_1 \not{p}_2 - \not{\epsilon} k_1^2 + m_N \not{\epsilon} k_1) \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \left[F_c \left\{ 2(p_2 \cdot \epsilon) - \not{p}_2 \not{\epsilon} + m_N \not{\epsilon} \right\} - F_s^N \not{\epsilon} k_1 \right. \\
&\quad \left. - \frac{\kappa_N F_u^N}{2m_N} \left\{ \not{\epsilon} \left(2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2 k_1 \right) + m_N \not{\epsilon} k_1 \right\} \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \left[2F_c(p_2 \cdot \epsilon) - F_s^N \not{\epsilon} k_1 \right. \\
&\quad \left. - \frac{\kappa_N F_u^N}{2m_N} \left\{ 2(p_2 \cdot k_1) \not{\epsilon} - \left(2(p_2 \cdot \epsilon) - \not{p}_2 \not{\epsilon} \right) k_1 + m_N \not{\epsilon} k_1 \right\} \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \left[2F_c(p_2 \cdot \epsilon) - F_s^N \not{\epsilon} k_1 \right. \\
&\quad \left. - \frac{\kappa_N F_u^N}{2m_N} \left\{ 2(p_2 \cdot k_1) \not{\epsilon} - 2(p_2 \cdot \epsilon) k_1 + 2m_N \not{\epsilon} k_1 \right\} \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \left[2F_c(p_2 \cdot \epsilon) - \frac{\kappa_N F_u^N}{m_N} (p_2 \cdot k_1) \not{\epsilon} + \frac{\kappa_N F_u^N}{m_N} (p_2 \cdot \epsilon) k_1 \right. \\
&\quad \left. - (F_s^N + \kappa_N F_u^N) \not{\epsilon} k_1 \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \bar{u}(p_2) \left[-2F_c(p_2 \cdot \epsilon) - \frac{\kappa_N F_u^N}{m_N} (p_2 \cdot k_1) \not{\epsilon} - \frac{\kappa_N F_u^N}{m_N} (p_2 \cdot \epsilon) k_1 \right. \\
&\quad \left. - (F_s^N + \kappa_N F_u^N) \not{\epsilon} k_1 \right] \gamma_5 u(p_1), \tag{B.24}
\end{aligned}$$

sehingga

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_u &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\quad \chi_f^\dagger \left[\left(\frac{eg_{\eta NN}}{u - m_N^2} \right) \left(\left\{ \frac{F_u^N \kappa_N (p_2 \cdot k_1)}{m_N} + (F_s^N + F_u^N \kappa_N) k_0 \right\} \sigma \cdot \epsilon \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{F_u^N \kappa_N}{m_N} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 + \left\{ \frac{2F_c m_N - F_u^N \kappa_N k_0}{m_N (E_2 + m_N)} \right\} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. - \frac{(F_s^N + F_u^N \kappa_N)}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 - \left\{ \frac{2F_c m_N + F_u^N \kappa_N k_0}{m_N (E_1 + m_N)} \right\} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{(F_s^N + F_u^N \kappa_N)}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \left\{ \frac{F_u^N \kappa_N (p_2 \cdot k_1) - m_N (F_s^N + F_u^N \kappa_N) k_0}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right. \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{F_u^N \kappa_N}{m_N (E_1 + m_N) (E_2 + m_N)} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \right] \chi_i, \tag{B.25}
\end{aligned}$$

dengan demikian diperoleh amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i sesuai Pers. (2.45) - (2.52).

B.3.2 Nukleon Resonan

Elemen matriks dari kontribusi *u-channel* nukleon resonan dengan amplitudo seperti pada kanal-*u* resonan adalah

$$i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \bar{u}(p_2) \Gamma_5^a \not{\epsilon} k_1 (k_2 - \not{p}_1 + m_{N^*}) \gamma_5 \Gamma_5^a u(p_1),$$

karena $k_2 = p_1 - p_2 + k_1$, perhatikan Gambar. ??, maka persamaan tersebut menjadi

$$i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \bar{u}(p_2) \Gamma_5^a \not{\epsilon} k_1 (k_1 - \not{p}_2 + m_{N^*}) \gamma_5 \Gamma_5^a u(p_1), \quad (\text{B.26})$$

analogi dengan perhitungan *s-channel* resonan, elemen matriks *u-channel* resonan dibedakan sesuai dengan nilai paritas nukleon resonan.

1. Paritas Positif

Untuk paritas positif, $\Gamma_5^a = \mathbf{1}_{4 \times 4}$, Pers. (B.26) menjadi

$$i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2^+} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \bar{u}(p_2) \not{\epsilon} k_1 (k_1 - \not{p}_2 + m_{N^*}) \gamma_5 u(p_1), \quad (\text{B.27})$$

sederhanakan persamaan tersebut dengan menggunakan relasi yang sama seperti sebelum-

nya, maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2+} &= \frac{e\mu_{\eta NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
&\quad \bar{u}(p_2) (-\not{\epsilon} \not{k}_1 \not{p}_2 + m_{N^*} \not{\epsilon} \not{k}_1) \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\eta NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
&\quad \bar{u}(p_2) \left[-\not{\epsilon} \left\{ 2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2 \not{k}_1 \right\} + m_{N^*} \not{\epsilon} \not{k}_1 \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\eta NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\
&\quad \bar{u}(p_2) \left[-2(p_2 \cdot k_1) \not{\epsilon} + \left\{ 2(p_2 \cdot \epsilon) - \not{p}_2 \not{\epsilon} \right\} \not{k}_1 + m_{N^*} \not{\epsilon} \not{k}_1 \right] \gamma_5 u(p_1) \\
&= \frac{e\mu_{\eta NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \left[-2(p_2 \cdot k_1) \not{\epsilon} \right. \\
&\quad \left. - 2(p_2 \cdot \epsilon) \not{k}_1 - (m_N - m_{N^*}) \not{\epsilon} \not{k}_1 \right] \gamma_5 u(p_1), \tag{B.28}
\end{aligned}$$

sehingga diperoleh

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2+} &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\quad \chi_f^\dagger \left[\left(\frac{e\mu_{\eta NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \right) \times \right. \\
&\quad \left(\left\{ 2(p_2 \cdot k_1) - (m_N - m_{N^*}) k_0 \right\} \sigma \cdot \epsilon + 2p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \right. \\
&\quad - \frac{2k_0}{E_2 + m_N} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 - \frac{m_N - m_{N^*}}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \\
&\quad - \frac{2k_0}{E_1 + m_N} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 + \frac{m_N - m_{N^*}}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \\
&\quad \left. + \left\{ \frac{(m_N - m_{N^*}) k_0 + 2(p_2 \cdot k_1)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot p_1 \right. \\
&\quad \left. \left. + \frac{2}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \right] \chi_i, \tag{B.29}
\end{aligned}$$

dengan demikian memberikan nilai amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i seperti pada Pers. (2.80) - (2.87).

2. Paritas Negatif

Dan untuk paritas negatif, $\Gamma_5^a = \gamma_5$, Pers. (B.26) menjadi

$$i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2^-} = \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \bar{u}(p_2) \gamma_5 \not{k}_1 (k_1 - \not{p}_2 + m_{N^*}) u(p_1), \quad (\text{B.30})$$

dengan cara yang sama kita sederhanakan persamaan tersebut

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2^-} &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\ &\quad \bar{u}(p_2) (\not{k}_1 \not{p}_2 + m_{N^*} \not{k}_1) \gamma_5 u(p_1) \\ &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\ &\quad \bar{u}(p_2) \left[\not{k}_1 \left\{ 2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2 \not{k}_1 \right\} + m_{N^*} \not{k}_1 \right] \gamma_5 u(p_1) \\ &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \times \\ &\quad \bar{u}(p_2) \left[2(p_2 \cdot k_1) \not{k}_1 - \left\{ 2(p_2 \cdot \varepsilon) - \not{p}_2 \not{k}_1 \right\} k_1 + m_{N^*} \not{k}_1 \right] \gamma_5 u(p_1) \\ &= \frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \bar{u}(p_2) \left[2(p_2 \cdot k_1) \not{k}_1 \right. \\ &\quad \left. + 2(p_2 \cdot \varepsilon) k_1 + (m_N + m_{N^*}) \not{k}_1 \right] \gamma_5 u(p_1), \end{aligned} \quad (\text{B.31})$$

sehingga diperoleh

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_{u^*}^{1/2^-} &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\ &\quad \chi_f^\dagger \left[\left(\frac{e\mu_{\gamma NN^*} g_{\eta NN^*} F_u^{N^*}}{(m_N + m_{N^*}) [u - m_{N^*}^2 - im_{N^*} \Gamma_{N^*}]} \right) \times \right. \\ &\quad \left(\left\{ (m_N + m_{N^*}) k_0 - 2(p_2 \cdot k_1) \right\} \sigma \cdot \varepsilon - 2p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \right. \\ &\quad \left. + \frac{2k_0}{E_2 + m_N} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 + \frac{m_N + m_{N^*}}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{2k_0}{E_1 + m_N} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 - \frac{m_N + m_{N^*}}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \right. \\ &\quad \left. - \left\{ \frac{(m_N + m_{N^*}) k_0 + 2(p_2 \cdot k_1)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot p_1 \right. \\ &\quad \left. - \frac{2}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \chi_i, \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

dengan demikian memberikan nilai amplitudo masing-masing seperti pada Pers. (2.88) - (2.95).

B.4 Amplitudo Transisi t -channel

Elemen matriks dari kontribusi t -channel, pertukaran meson-vektor, dengan amplitudo seperti pada Pers. (??)

$$i\mathcal{M}_t = \frac{-ieg_{\eta V} F_t^V \varepsilon_{\mu\nu\sigma\rho}}{m_\eta(t - m_V^2)} \bar{u}(p_2) k_1^\mu \varepsilon^\nu(k_1 - k_2)^\sigma \times \left[g_{VNN}^v \gamma^\rho + \frac{g_{VNN}^t}{4m_N} [\not{q}\gamma^\rho - \gamma^\rho(\not{k}_1 - \not{p}_1)] \right] u(p_1),$$

sesuai dengan diagram Feynman untuk proses yang terkait, Gambar. ??, kita ketahui bahwa

$$p_1 = q + p_2 \quad \text{dan} \quad k_1 + q = k_2, \quad (\text{B.33})$$

dimana q merupakan momentum-empat meson-vektor, atau kinematika tersebut dapat kita tulis menjadi

$$p_1 - p_2 = k_2 - k_1, \quad (\text{B.34})$$

penyelesaian Pers. (??) dapat kita tentukan lebih mudah, dengan menghitung setiap suku secara terpisah. Untuk perhitungan selanjutnya, persamaan tersebut kita bagi menjadi tiga bagian dalam tahapan pengerjaanya.

Bagian 1.

$$i\mathcal{M}_t = \left(-\frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) i\varepsilon_{\mu\nu\sigma\rho} k_1^\mu \varepsilon^\nu(k_1 - k_2)^\sigma \gamma^\rho u(p_1).$$

Untuk menyederhanakan persamaan tersebut, kita gunakan Pers. (B.34), (A.28) dan (B.14), maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_t &= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 (-\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\sigma + g_{\mu\nu} \gamma_\sigma + g_{\nu\sigma} \gamma_\mu \\
&\quad - g_{\sigma\mu} \gamma_\nu) k_1^\mu \varepsilon^\nu (p_2 - p_1)^\sigma u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[-k_1 \not{\varepsilon} (\not{p}_2 - \not{p}_1) + (k_1 \cdot \varepsilon) (\not{p}_2 - \not{p}_1) \right. \\
&\quad \left. + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[-k_1 \not{\varepsilon} \not{p}_2 + k_1 \not{\varepsilon} \not{p}_1 + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 \right. \\
&\quad \left. - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[-k_1 \left(2(p_2 \cdot \varepsilon) - \not{p}_2 \not{\varepsilon} \right) + m_N k_1 \not{\varepsilon} \right. \\
&\quad \left. + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[-2(p_2 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 + \left(2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2 \not{k}_1 \right) \not{\varepsilon} \right. \\
&\quad \left. + m_N k_1 \not{\varepsilon} + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[-2(p_2 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 + 2(p_2 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right. \\
&\quad \left. + 2m_N k_1 \not{\varepsilon} + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) g_{VNN}^v \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[2m_N k_1 \not{\varepsilon} + (p_2 \cdot \varepsilon + p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 \right. \\
&\quad \left. + (p_2 \cdot k_1 + p_1 \cdot k_1) \not{\varepsilon} \right] u(p_1), \tag{B.35}
\end{aligned}$$

kita reduksi kedalam ruang Pauli, sehingga

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_t &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\chi_f^\dagger \left[\left(-\frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \right) g_{VNN}^\nu \times \right. \\
&\left((-2m_N k_0 + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1) \sigma \cdot \varepsilon + p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 + p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \right. \\
&\left. - \frac{k_0}{E_2 + m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 - \frac{k_0}{E_2 + m_N} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 \right. \\
&\left. - \frac{k_0}{E_1 + m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 + \frac{2m_N}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \right. \\
&\left. - \frac{k_0}{E_1 + m_N} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 - \frac{2m_N}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \right. \\
&\left. + \left\{ \frac{2m_N k_0 + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right. \\
&\left. + \frac{1}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \\
&\left. + \frac{1}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right] \chi_i, \tag{B.36}
\end{aligned}$$

dengan demikian nilai amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i

$$\mathcal{F}_1 = \frac{eg_{\eta V} F_t^V g_{VNN}^\nu [-2m_N k_0 + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1]}{m_\eta(t - m_V^2)} \tag{B.37}$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{eg_{\eta V} F_t^V g_{VNN}^\nu}{m_\eta(t - m_V^2)} \tag{B.38}$$

$$\mathcal{F}_5 = \frac{eg_{\eta V} F_t^V g_{VNN}^\nu}{m_\eta(t - m_V^2)} \tag{B.39}$$

$$\mathcal{F}_8 = \frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^\nu k_0}{E_1 + m_N} \right] \tag{B.40}$$

$$\mathcal{F}_9 = \frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^\nu k_0}{E_1 + m_N} \right] \tag{B.41}$$

$$\mathcal{F}_{12} = \frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^\nu k_0}{E_2 + m_N} \right] \tag{B.42}$$

$$\mathcal{F}_{13} = \frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^\nu k_0}{E_2 + m_N} \right] \tag{B.43}$$

$$\mathcal{F}_{14} = \frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{2m_N g_{VNN}^\nu}{E_1 + m_N} \right] \tag{B.44}$$

$$\mathcal{F}_{15} = -\frac{eg_{\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{2m_N g_{VNN}^\nu}{E_2 + m_N} \right] \tag{B.45}$$

$$\mathcal{F}_{16} = -\frac{eg_{\eta V} F_t^V g_{VNN}^\nu}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{2m_N k_0 + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right] \tag{B.46}$$

$$\mathcal{F}_{19} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V g_{VNN}^v}{m_\eta(t-m_V^2)(E_1+m_N)(E_2+m_N)} \quad (\text{B.47})$$

$$\mathcal{F}_{20} = -\frac{eg_{\gamma V}F_t^V g_{VNN}^v}{m_\eta(t-m_V^2)(E_1+m_N)(E_2+m_N)} \quad (\text{B.48})$$

Bagian 2.

$$i\mathcal{M}_t = \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \bar{u}(p_2) i\varepsilon_{\mu\nu\sigma\rho} k_1^\mu \varepsilon^\nu (k_1 - k_2)^\sigma \not{q} \gamma^\rho u(p_1).$$

Kita selesaikan dengan cara yang sama seperti pada bagian pertama, dan gunakan definisi momentum-empat q pada Pers. (B.33), maka

$$\begin{aligned} i\mathcal{M}_t &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) \gamma_5 (-\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\sigma + g_{\mu\nu} \gamma_\sigma + g_{\nu\sigma} \gamma_\mu \\ &\quad - g_{\sigma\mu} \gamma_\nu) k_1^\mu \varepsilon^\nu (p_2 - p_1)^\sigma \not{q} u(p_1) \\ &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[-k_1 \not{\epsilon} (\not{p}_2 - \not{p}_1) \not{q} + (k_1 \cdot \varepsilon) (\not{p}_2 - \not{p}_1) \not{q} \right. \\ &\quad \left. + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 \not{q} - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} \not{q} \right] u(p_1) \\ &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[m_V^2 \not{k}_1 \not{\epsilon} + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 (\not{p}_1 - \not{p}_2) \right. \\ &\quad \left. - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} (\not{p}_1 - \not{p}_2) \right] u(p_1) \\ &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[m_V^2 \not{k}_1 \not{\epsilon} + m_N (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \not{k}_1 \right. \\ &\quad \left. - (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) [2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2 \not{k}_1] - m_N (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \not{\epsilon} \right. \\ &\quad \left. + (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) [2(p_2 \cdot \varepsilon) - \not{p}_2 \not{\epsilon}] \right] u(p_1) \\ &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[m_V^2 \not{k}_1 \not{\epsilon} - 2(p_2 \cdot k_1) (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon) \right. \\ &\quad \left. + 2(p_2 \cdot \varepsilon) (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1) \right] u(p_1) \\ &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left[m_V^2 \not{k}_1 \not{\epsilon} - 2(p_2 \cdot k_1) (p_1 \cdot \varepsilon) \right. \\ &\quad \left. + 2(p_1 \cdot k_1) (p_2 \cdot \varepsilon) \right] u(p_1), \end{aligned} \quad (\text{B.49})$$

kita reduksi kedalam ruang Pauli, maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_t &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\chi_f^\dagger \left[\left(-\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \times \right. \\
&\left(-m_V^2 k_0 \sigma \cdot \varepsilon - \frac{2(p_1 \cdot k_1)}{E_2 + m_N} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 + \frac{2(p_2 \cdot k_1)}{E_2 + m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 \right. \\
&+ \frac{m_V^2}{E_2 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 + \frac{2(p_1 \cdot k_1)}{E_1 + m_N} p_2 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 \\
&- \frac{2(p_2 \cdot k_1)}{E_1 + m_N} p_1 \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_1 - \frac{m_V^2}{E_1 + m_N} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \\
&\left. \left. + \frac{m_V^2 k_0}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \sigma \cdot \varepsilon \sigma \cdot p_2 \sigma \cdot p_1 \right) \right] \chi_i, \tag{B.50}
\end{aligned}$$

dengan demikian diperoleh nilai amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i

$$\mathcal{F}_1 = -\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t m_V^2 k_0}{4m_N} \right] \tag{B.51}$$

$$\mathcal{F}_8 = -\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t (p_2 \cdot k_1)}{2m_N (E_1 + m_N)} \right] \tag{B.52}$$

$$\mathcal{F}_9 = \frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t (p_1 \cdot k_1)}{2m_N (E_1 + m_N)} \right] \tag{B.53}$$

$$\mathcal{F}_{12} = \frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t (p_2 \cdot k_1)}{2m_N (E_2 + m_N)} \right] \tag{B.54}$$

$$\mathcal{F}_{13} = -\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t (p_1 \cdot k_1)}{2m_N (E_2 + m_N)} \right] \tag{B.55}$$

$$\mathcal{F}_{14} = -\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t m_V^2}{4m_N (E_1 + m_N)} \right] \tag{B.56}$$

$$\mathcal{F}_{15} = \frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t m_V^2}{4m_N (E_2 + m_N)} \right] \tag{B.57}$$

$$\mathcal{F}_{16} = -\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \left[\frac{g_{VNN}^t m_V^2 k_0}{4m_N (E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right] \tag{B.58}$$

Bagian 3.

$$i\mathcal{M}_t = \left(-\frac{eg_{\gamma\eta V} F_t^V}{m_\eta(t - m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2) i\varepsilon_{\mu\nu\sigma\rho} k_1^\mu \varepsilon^\nu(k_1 - k_2) \sigma^{\rho\phi} (k_1 - \not{p}_1) u(p_1).$$

Untuk menyederhanakan persamaan tersebut, kita gunakan kembali Pers. (B.34), (A.28) dan (B.14), maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_t &= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2)\gamma_5(-\gamma_\mu\gamma_V\gamma_\sigma + g_{\mu\nu}\gamma_\sigma + g_{\nu\sigma}\gamma_\mu \\
&\quad -g_{\sigma\mu}\gamma_\nu)k_1^\mu\varepsilon^\nu(p_2-p_1)^\sigma(k_1-p_1)u(p_1), \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2)\gamma_5 \left[(-k_1\cancel{\epsilon} + k_1 \cdot \varepsilon)(\not{p}_2 - \not{p}_1)(k_1 - \not{p}_1) \right. \\
&\quad \left. + (p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon)\not{k}_1(k_1 - \not{p}_1) - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1)\cancel{\epsilon}(k_1 - \not{p}_1) \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\eta V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2)\gamma_5 \left[-k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_2k_1 + k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_2\not{p}_1 + k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_1k_1 \right. \\
&\quad \left. -k_1\cancel{\epsilon}p_1^2 - m_N(p_2 \cdot \varepsilon - p_1 \cdot \varepsilon)\not{k}_1 - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1)\cancel{\epsilon}\not{k}_1 \right. \\
&\quad \left. + m_N(p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1)\cancel{\epsilon} \right] u(p_1), \tag{B.59}
\end{aligned}$$

dimana suku pertama dalam kurung siku, dapat disederhanakan menjadi

$$\begin{aligned}
-k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_2k_1 &= -k_1 \left[2(p_2 \cdot \varepsilon) - \not{p}_2\cancel{\epsilon} \right] k_1 \\
&= -2(p_2 \cdot \varepsilon)k_1^2 + k_1\not{p}_2\cancel{\epsilon}k_1 \\
&= \left[2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2\not{k}_1 \right] \cancel{\epsilon}k_1 \\
&= 2(p_2 \cdot k_1)\cancel{\epsilon}k_1, \tag{B.60}
\end{aligned}$$

sedangkan suku kedua

$$\begin{aligned}
k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_2\not{p}_1 &= m_N k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_2 = m_N k_1 \left[2(p_2 \cdot \varepsilon) - \not{p}_2\cancel{\epsilon} \right] \\
&= 2m_N(p_2 \cdot \varepsilon)\not{k}_1 - m_N \left[2(p_2 \cdot k_1) - \not{p}_2\not{k}_1 \right] \cancel{\epsilon} \\
&= 2m_N(p_2 \cdot \varepsilon)\not{k}_1 - 2m_N(p_2 \cdot k_1)\cancel{\epsilon} - m_N^2\not{k}_1\cancel{\epsilon}, \tag{B.61}
\end{aligned}$$

dan suku ketiga

$$\begin{aligned}
k_1\cancel{\epsilon}\not{p}_1k_1 &= k_1\cancel{\epsilon} \left[2(p_1 \cdot k_1) - k_1\not{p}_1 \right] \\
&= 2(p_1 \cdot k_1)\not{k}_1\cancel{\epsilon}, \tag{B.62}
\end{aligned}$$

substitusikan Pers. (B.60), (B.61), dan (B.62) kedalam Pers. (B.59), maka

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_t &= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2)\gamma_5 \left[2(p_2 \cdot k_1)\not{\epsilon}k_1 + 2m_N(p_2 \cdot \epsilon)k_1 \right. \\
&\quad - 2m_N(p_2 \cdot k_1)\not{\epsilon} - 2m_N^2k_1\not{\epsilon} + 2(p_1 \cdot k_1)k_1\not{\epsilon} - m_N(p_2 \cdot \epsilon - p_1 \cdot \epsilon)k_1 \\
&\quad \left. - (p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1)\not{\epsilon}k_1 + m_N(p_2 \cdot k_1 - p_1 \cdot k_1)\not{\epsilon} \right] u(p_1) \\
&= \left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \bar{u}(p_2)\gamma_5 \left[2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]k_1\not{\epsilon} \right. \\
&\quad + (p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)\not{\epsilon}k_1 - m_N(p_1 \cdot \epsilon + p_2 \cdot \epsilon)k_1 \\
&\quad \left. - m_N(p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)\not{\epsilon} \right], \tag{B.63}
\end{aligned}$$

reduksi persamaan tersebut kedalam ruang Pauli, sehingga diperoleh

$$\begin{aligned}
i\mathcal{M}_t &= \left(\frac{E_1 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E_2 + m_N}{2m_N} \right)^{\frac{1}{2}} \times \\
&\quad \chi_f^\dagger \left[\left(-\frac{eg_{\gamma V}F_t^V}{m_\eta(t-m_V^2)} \right) \left(-\frac{g_{VNN}^t}{4m_N} \right) \times \right. \\
&\quad \left(\left\{ -2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]k_0 + (p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)(k_0 - m_N) \right\} \sigma \cdot \epsilon \right. \\
&\quad - m_N p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 - m_N p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \\
&\quad + \frac{m_N k_0}{E_2 + m_N} p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 + \frac{m_N k_0}{E_2 + m_N} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_2 \\
&\quad + \left\{ \frac{2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2] + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1}{E_2 + m_N} \right\} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_2 \\
&\quad + \frac{m_N k_0}{E_1 + m_N} p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 + \frac{m_N k_0}{E_1 + m_N} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 \\
&\quad - \left\{ \frac{2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]}{E_1 + m_N} \right\} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \\
&\quad + \left\{ \frac{2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]k_0 - (p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)(k_0 + m_N)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \sigma \cdot \epsilon \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \\
&\quad - \frac{m_N}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_1 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \\
&\quad \left. \left. - \frac{m_N}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} p_2 \cdot \epsilon \sigma \cdot k_1 \sigma \cdot p_1 \sigma \cdot p_2 \right) \right] \chi_i, \tag{B.64}
\end{aligned}$$

dengan demikian amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i

$$\mathcal{F}_1 = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_N m_\eta (t - m_V^2)} \left\{ -2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]k_0 + (p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)(k_0 - m_N) \right\} \quad (\text{B.65})$$

$$\mathcal{F}_4 = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)} \quad (\text{B.66})$$

$$\mathcal{F}_5 = -\frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)} \quad (\text{B.67})$$

$$\mathcal{F}_8 = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)} \left[\frac{k_0}{E_1 + m_N} \right] \quad (\text{B.68})$$

$$\mathcal{F}_9 = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)} \left[\frac{k_0}{E_1 + m_N} \right] \quad (\text{B.69})$$

$$\mathcal{F}_{12} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)} \left[\frac{k_0}{E_2 + m_N} \right] \quad (\text{B.70})$$

$$\mathcal{F}_{13} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)} \left[\frac{k_0}{E_2 + m_N} \right] \quad (\text{B.71})$$

$$\mathcal{F}_{14} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_N m_\eta (t - m_V^2)} \left[\frac{-2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]}{E_1 + m_N} \right] \quad (\text{B.72})$$

$$\mathcal{F}_{15} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_N m_\eta (t - m_V^2)} \left\{ \frac{2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2] + p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1}{E_2 + m_N} \right\} \quad (\text{B.73})$$

$$\mathcal{F}_{16} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_N m_\eta (t - m_V^2)} \left\{ \frac{2[(p_1 \cdot k_1) - m_N^2]k_0 - (p_1 \cdot k_1 + p_2 \cdot k_1)(k_0 + m_N)}{(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \right\} \quad (\text{B.74})$$

$$\mathcal{F}_{19} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \quad (\text{B.75})$$

$$\mathcal{F}_{20} = \frac{eg_{\gamma V} F_t^V g_{VNN}^t}{4m_\eta (t - m_V^2)(E_1 + m_N)(E_2 + m_N)} \quad (\text{B.76})$$

penjumlahan nilai amplitudo \mathcal{F}_i pada setiap bagian perhitungan amplitudo transisi *t-channel* tersebut, maka akan diperoleh hasil amplitudo masing-masing \mathcal{F}_i untuk *t-channel* sesuai dengan Pers. (??) - (2.61)

APPENDIX C

KELENGKAPAN DATA PENELITIAN

C.1 Daftar Nukleon Resonan

Tabel C.1: Beberapa partikel yang di pelajari dalam penelitian ini[15].

Partikel	J^P	I	Massa (MeV)	Lebar (MeV)
$N_1(1535)$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	1525 - 1545(1535)	125 - 175(150)
$N_2(1650)$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	1645 - 1670(1655)	110 - 170(140)
$N_3(1710)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1680 - 1740(1710)	50 - 250(100)
$N_4(1880)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1870 ± 35	235 ± 65
$N_5(1895)$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	1895 ± 15	75 - 120
$N_6(2100)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$2125 \pm 75 (\approx 2100)$	260 ± 100
$N_7(2300)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	2270 - 2340	340 ± 30

C.2 Data Eksperimen

Pengukuran penampang lintang differensial untuk reaksi $\gamma + p \rightarrow \eta + p$ pada energi pusat-massa dari energi ambang (*near threshold*) sampai 2.84 GeV[?].

Tabel C.2: Data penampang lintang differensial untuk reaksi $\gamma + p \rightarrow \eta + p$.

$\cos \theta$	$d\sigma/d\Omega(\mu b/sr)$ W=1.925 GeV	$d\sigma/d\Omega(\mu b/sr)$ W=1.935 GeV	$d\sigma/d\Omega(\mu b/sr)$ W=1.945 GeV
$N_1(1535)$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	1525 - 1545(1535)
$N_2(1650)$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	1645 - 1670(1655)
$N_3(1710)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1680 - 1740(1710)
$N_4(1880)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	1870 ± 35
$N_5(1895)$	$\frac{1}{2}^-$	$\frac{1}{2}$	1895 ± 15
$N_6(2100)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	$2125 \pm 75 (\approx 2100)$
$N_7(2300)$	$\frac{1}{2}^+$	$\frac{1}{2}$	2270 - 2340