

**PERHITUNGAN PENAMPANG LINTANG DIFERENSIAL
PROSES PRODUKSI HIPERON-SIGMA TAK BERMUATAN
PADA HAMBURAN ELEKTRON-NETRON**

TESIS

Diajukan sebagai salah satu syarat untuk memperoleh gelar Magister

SIDIKRUBADI PRAMUDITO

NPM: 0606001494



UNIVERSITAS INDONESIA
FAKULTAS MATEMATIKA DAN ILMU PENGETAHUAN ALAM
PROGRAM STUDI ILMU FISIKA
DEPOK
JUNI 2009

HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS

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

**Nama : Sidikrubadi Pramudito
NPM : 0606001494
Tanda Tangan :
Tanggal : 8 Juni 2009**

HALAMAN PENGESAHAN

Tesis ini diajukan oleh:

Nama : Sidikrubadi Pramudito
NPM : 0606001494
Program Studi : Ilmu Fisika
Judul Tesis : Perhitungan Penampang Lintang Diferensial Proses Produksi Hiperon-Sigma Tak Bermuatan pada Hamburan Elektron-Neutron

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

DEWAN PENGUJI

Pembimbing : Dr. Terry Mart ()

Penguji : Dr. M. Hikam ()

Penguji : Dr. Anto Sulaksono ()

Penguji : Dr. Imam Fachruddin ()

Ketua Program Studi: Dr. Dedi Suyanto ()

Ditetapkan di : Depok

Tanggal : 8 Juni 2009

KATA PENGANTAR

Alhamdulillah, puji dan syukur hanya untuk Allah SWT, yang berkat rahmat dan petunjukNya, saya dapat menyelesaikan tesis ini. Sholawat serta salam semoga senantiasa tercurah pada tauladan kita Nabi Muhammad SAW, beserta keluarga, sahabat dan segenap umatnya. Penulisan tesis ini dilakukan dalam rangka memenuhi salah satu syarat untuk mencapai gelar Magister pada Program Studi Ilmu Fisika, Fakultas Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam Universitas Indonesia. Saya menyadari bahwa penulisan tesis ini tidak dapat diselesaikan tanpa adanya bantuan, bimbingan dan dukungan dari berbagai pihak. Oleh karena itu saya mengucapkan terima kasih kepada :

- (1) Dr. Terry Mart selaku pembimbing yang telah menyediakan waktu, tenaga dan pikiran ;
- (2) Bapak Helendra selaku sejawat dalam penelitian, yang telah memberikan banyak informasi yang sangat berharga dalam penulisan tesis;
- (3) Bapak Suparman yang telah banyak membantu saya dalam menyelesaikan masalah administrasi pendidikan;
- (4) Bapak Dr. Budhi Kurniawan yang telah banyak memberikan motivasi kepada saya tidak pantang menyerah;
- (5) Rekan-rekan Dosen dan Karyawan Fisika IPB dengan segala bentuk dukungannya.

Akhir kata, saya berharap Allah SWT berkenan membalas segala kebaikan semua pihak yang telah membantu. Semoga tesis ini dapat memberikan manfaat bagi perkembangan ilmu dan bagi kesejahteraan umat manusia.

Depok, 8 Juni 2009

Sidikrubadi Pramudito

HALAMAN PERNYATAN PERSETUJUAN PUBLIKASI TUGAS AKHIR UNTUK KEPENTINGAN AKADEMIS

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

Nama : Sidikrubadi Pramudito
NPM : 0606001494
Program Studi : Ilmu Fisika
Fakultas : Matematika dan Ilmu Pengetahuan Alam
Jenis Karya : Tesis

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

”Perhitungan Penampang Lintang Diferensial Proses Produksi Hiperon-Sigma Tak Bermuatan pada Hamburan Elektron-Netron”

beserta perangkat yang ada. Dengan Hak Bebas Royalti Noneksklusif ini Universitas Indonesia berhak menyimpan, mengalihmedia/formatkan, mengelola dalam bentuk pangkalan data (*database*), merawat, dan memublikasikan tugas akhir saya tanpa meminta izin dari 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 Juni 2009
Yang menyatakan

(Sidikrubadi Pramudito)

ABSTRAK

Nama : Sidikrubadi Pramudito
Program Studi: Ilmu Fisika
Judul : Perhitungan Penampang Lintang Diferensial Proses Produksi Hiperon-Sigma Tak Bermuatan pada Hamburan Elektron-Neutron

Dalam tesis ini telah dipelajari kinematika dan penampang lintang hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$. Penampang lintang total tersebut dibagi ke dalam dua bagian yaitu bagian pertukaran foton untuk verteks $n\gamma\Sigma^0$ dan bagian pertukaran Z^0 untuk verteks $nZ^0\Sigma^0$. Kedua bagian tersebut dinyatakan dalam faktor-faktor bentuk kompleks yang dipilih agar dapat dilakukan parametrisasi proses fisika di kedua verteks. Dengan menggunakan data eksperimen untuk peluruhan radiatif $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$ kedua bagian penampang lintang tersebut, dalam bentuk R_γ dan R_Z , dapat ditentukan di mana R_γ dan R_Z adalah perbandingan kedua penampang lintang terhadap penampang lintang hamburan elastik $en \rightarrow en$. Dengan memperhatikan pendekatan orde pertama, perhitungan dilakukan untuk berbagai energi elektron datang dari 0.3 GeV sampai dengan 1.7 GeV dan berbagai sudut hambur dari 5° sampai dengan 90° . Untuk $-q^2$ kecil R_γ dan R_Z dapat dipandang sebagai fungsi dari q^2 saja. Untuk $-q^2 \approx 0.3 \text{ (GeV)}^2$ didapatkan hasil $R_\gamma \sim 10^{-14}$ dan $R_Z \sim 5 \times 10^{-24}$. Hasil perhitungan ini menunjukkan adanya penindasan yang luar biasa pada proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ relatif terhadap hamburan elastik $en \rightarrow en$ dan juga menunjukkan bahwa proses ini didominasi oleh bagian pertukaran foton. Dapat disimpulkan bahwa proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ dapat terjadi meskipun dengan peluang yang sangat kecil sehingga sangat sulit untuk dapat diamati dalam pengukuran yang dilakukan dewasa ini.

Kata kunci:
Penampang hamburan diferensial, hiperon-sigma

ABSTRACT

Name : Sidikrubadi Pramudito
Study Program : Physics
Title : Calculation of the Differential Cross Section of the Sigma_Hyperon Production from Electron-Neutron Scattering

In this thesis the kinematics and the cross section of the scattering process $en \rightarrow e\Sigma^0$ have been studied. The total cross section is divided into two parts, the photon exchange part for $n\gamma\Sigma^0$ vertex and the Z^0 exchange part for $nZ^0\Sigma^0$ vertex. These two parts are expressed in terms of complex form factors which are chosen to parameterize the physics at both vertices. Using the experimental data for the radiative decay $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$ these cross sections, in term of R_γ and R_Z , can be determined, whereas R_γ and R_Z are the ratio of these cross sections to cross section of the elastic scattering $en \rightarrow en$. With regard to the first order approximation, the calculations have been performed for different incident electron energies from 0.3 GeV to 1.7 GeV, and different scattering angles from 5° to 90° . For small $-q^2$, R_γ and R_Z , can be considered as a function of only q^2 . For $-q^2 \approx 0.3 \text{ (GeV)}^2$ the calculation results in $R_\gamma \sim 10^{-14}$ and $R_Z \sim 5 \times 10^{-24}$. These calculations show that there exists a very large suppression in the $en \rightarrow e\Sigma^0$ process, as compared to the elastic scattering $en \rightarrow en$, as well as that this process is dominated by the photon exchange part. As a conclusion, the hyperon production process $en \rightarrow e\Sigma^0$ may occur but with a very small probability. Therefore the measurement of this process is very difficult at present.

Key words:
Differential cross section, sigma-hyperon

DAFTAR ISI

HALAMAN JUDUL	i
HALAMAN PERNYATAAN ORISINALITAS	ii
HALAMAN PENGESAHAN	iii
KATA PENGANTAR	iv
HALAMAN PERSETUJUAN PUBLIKASI KARYA ILMIAH	v
ABSTRAK	vi
DAFTAR ISI	viii
DAFTAR GAMBAR	ix
1. PENDAHULUAN	1
1.1 Latar Belakang	1
1.2 Tujuan Penelitian	3
1.3 Metode Penelitian	3
2. LANDASAN UMUM	4
2.1 Satuan-satuan	4
2.2 Notasi Vektor-Empat	5
2.3 Persamaan Dirac	7
2.4 Solusi Persamaan Dirac untuk Partikel Bebas	9
3. PERUMUSAN HAMBURAN ELASTIK ELEKTRON-NETRON	10
3.1 Hamburan Partikel Bermuatan Tanpa Spin oleh Medan Elektromagnetik	11
3.2 Hamburan Partikel-partikel Tanpa Spin	13
3.3 Penampang Hamburan Partikel-partikel Tanpa Spin	16
3.4 Hamburan Elektron oleh Medan Elektromagnetik	18
3.5 Hamburan Elektron-Muon	20
3.6 Hamburan Elektron-Muon dalam Kerangka Laboratorium	21
3.7 Hamburan Elastik Elektron-Netron	23
4. HAMBURAN TAK ELASTIK $en \rightarrow e\Sigma^0$	27
4.1 Kinematika Hamburan	27
4.2 Perumusan umum penampang hamburan tak elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$	28
4.3 Penampang Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Foton	30
4.4 Penampang Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Z^0	33
5. PERHITUNGAN PENAMPANG HAMBURAN	36
5.1 Batasan-batasan Perhitungan	36
5.2 Perhitungan pada Hamburan Elastik, $en \rightarrow en$	37
5.3 Proses ($en \rightarrow e\Sigma^0$) melalui pertukaran foton	39
5.4 Proses ($en \rightarrow e\Sigma^0$) melalui pertukaran partikel Z	40
6. PEMBAHASAN DAN KESIMPULAN	43
DAFTAR REFERENSI	44
LAMPIRAN 1	45
LAMPIRAN 2	49
LAMPIRAN 3	69

DAFTAR GAMBAR

Gambar 1.1	Kinematika Hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ dalam Kerangka Diam Neutron ..	2
Gambar 3.1	Hamburan Elektron oleh Suatu Awan Muatan	10
Gambar 3.2	Hamburan Partikel Tanpa Spin oleh Medan Elektromagnetik, A^μ ..	11
Gambar 3.3	Faktor verteks pada Hamburan Elektron Tanpa Spin oleh Medan Elektromagnetik, A^μ	12
Gambar 3.4	Hamburan Elektron Tanpa Spin-Muon Tanpa Spin	14
Gambar 3.5	Faktor-faktor Verteks dan Propagator untuk Hamburan Elektron Tanpa Spin-Muon	15
Gambar 3.6	Faktor Verteks pada Hamburan Elektron oleh Medan Elektromagnetik, A^μ	19
Gambar 3.7	Faktor-faktor Verteks dan Propagator untuk Hamburan Elektron-Muon	20
Gambar 3.8	Proses $e\mu \rightarrow e\mu$ dalam Kerangka Laboratorium	23
Gambar 3.9	Diagram Feymann untuk Hamburan Elastik Elektron-Netron	25
Gambar 4.1	Kinematika hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ dalam kerangka diam neutron	28
Gambar 4.2	Diagram Feymann Untuk Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Foton	31
Gambar 4.3	Diagram Feymann Untuk Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Boson Z^0	34
Gambar 5.1.	Kurva Penampang Hamburan Terhadap Energi Elektron Datang dan $-q^2$ Terhadap Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur $\theta=30^\circ$	37
Gambar 5.2.	Kurva R_γ Sebagai Fungsi Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30°	39
Gambar 5.3.	Kurva R_γ Sebagai Fungsi ($-q_{inelastic}^2$) Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30°	40
Gambar 5.4	Kurva R_Z Sebagai Fungsi Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30°	41
Gambar 5.5	Kurva R_Z Sebagai Fungsi ($-q_{inelastic}^2$) Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30°	41
Gambar 5.6	Kurva ($-q_{inelastic}^2$) Sebagai Fungsi Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur Bervariasi dari 5° sampai dengan 30°	42

ABSTRAK

Nama : Sidikrubadi Pramudito
Program Studi: Ilmu Fisika
Judul : Perhitungan Penampang Lintang Diferensial Proses Produksi Hiperon-Sigma Tak Bermuatan pada Hamburan Elektron-Neutron

Dalam tesis ini telah dipelajari kinematika dan penampang lintang hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$. Penampang lintang total tersebut dibagi ke dalam dua bagian yaitu bagian pertukaran foton untuk verteks $n\gamma\Sigma^0$ dan bagian pertukaran Z^0 untuk verteks $nZ^0\Sigma^0$. Kedua bagian tersebut dinyatakan dalam faktor-faktor bentuk kompleks yang dipilih agar dapat dilakukan parametrisasi proses fisika di kedua verteks. Dengan menggunakan data eksperimen untuk peluruhan radiatif $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$ kedua bagian penampang lintang tersebut, dalam bentuk R_γ dan R_Z , dapat ditentukan di mana R_γ dan R_Z adalah perbandingan kedua penampang lintang terhadap penampang lintang hamburan elastik $en \rightarrow en$. Dengan memperhatikan pendekatan orde pertama, perhitungan dilakukan untuk berbagai energi elektron datang dari 0.3 GeV sampai dengan 1.7 GeV dan berbagai sudut hambur dari 5° sampai dengan 90° . Untuk $-q^2$ kecil R_γ dan R_Z dapat dipandang sebagai fungsi dari q^2 saja. Untuk $-q^2 \approx 0.3 \text{ (GeV)}^2$ didapatkan hasil $R_\gamma \sim 10^{-14}$ dan $R_Z \sim 5 \times 10^{-24}$. Hasil perhitungan ini menunjukkan adanya penindasan yang luar biasa pada proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ relatif terhadap hamburan elastik $en \rightarrow en$ dan juga menunjukkan bahwa proses ini didominasi oleh bagian pertukaran photon. Dapat disimpulkan bahwa proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ dapat terjadi meskipun dengan peluang yang sangat kecil sehingga sangat sulit untuk dapat diamati dalam pengukuran yang dilakukan dewasa ini.

Kata kunci:
Penampang hamburan diferensial, hiperon-sigma

ABSTRACT

Name : Sidikrubadi Pramudito
Study Program : Physics
Title : Calculation of the Differential Cross Section of the Sigma_Hyperon Production from Electron-Neutron Scattering

In this thesis the kinematics and the cross section of the scattering process $en \rightarrow e\Sigma^0$ have been studied. The total cross section is divided into two parts, the photon exchange part for $n\gamma\Sigma^0$ vertex and the Z^0 exchange part for $nZ^0\Sigma^0$ vertex. These two parts are expressed in terms of complex form factors which are chosen to parameterize the physics at both vertices. Using the experimental data for the radiative decay $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$ these cross sections, in term of R_γ and R_Z , can be determined, whereas R_γ and R_Z are the ratio of these cross sections to cross section of the elastic scattering $en \rightarrow en$. With regard to the first order approximation, the calculations have been performed for different incident electron energies from 0.3 GeV to 1.7 GeV, and different scattering angles from 5° to 90° . For small $-q^2$, R_γ and R_Z , can be considered as a function of only q^2 . For $-q^2 \approx 0.3 \text{ (GeV)}^2$ the calculation results in $R_\gamma \sim 10^{-14}$ and $R_Z \sim 5 \times 10^{-24}$. These calculations show that there exists a very large suppression in the $en \rightarrow e\Sigma^0$ process, as compared to the elastic scattering $en \rightarrow en$, as well as that this process is dominated by the photon exchange part. As a conclusion, the hyperon production process $en \rightarrow e\Sigma^0$ may occur but with a very small probability. Therefore the measurement of this process is very difficult at present.

Key words:
Differential cross section, sigma-hyperon

BAB 1 PENDAHULUAN

1.1 Latar Belakang

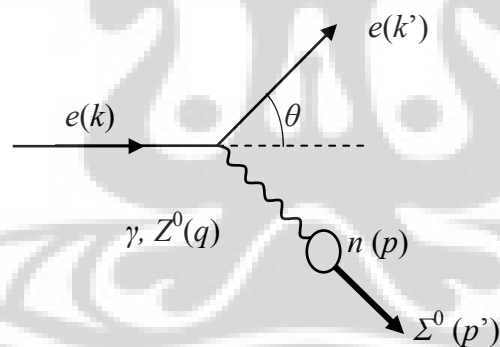
Masalah utama yang menarik perhatian manusia sejak dahulu adalah bagaimana memahami keberadaan alam semesta ini serta bagaimana mekanisme perubahannya. Pada saat ini model standar, yang mulai dikembangkan empat puluh tahun yang lalu, dapat dipandang sebagai suatu model yang dapat menjelaskan keberadaan alam semesta beserta mekanisme perubahannya. Sesuai dengan model ini telah ditemukan banyak sekali partikel serta transformasi dari suatu bentuk partikel ke partikel lain sehingga pada akhirnya diambil kesimpulan bahwa batu-bata pembentuk suatu zat adalah quark dan lepton [1,2]. Quark dan lepton inilah barangkali yang telah dihipotesiskan oleh para filsuf Yunani purba 2500 tahun yang lalu sebagai atomos sebenarnya.

Menurut model standar, pencirian quark dan lepton dilakukan dengan pemberian empat buah bilangan kuantum mendasar yaitu spin s , muatan listrik Q , *flavour* f , dan *colour* c . Dengan keempat bilangan kuantum ini, keberadaan empat buah interaksi dasar di alam semesta dapat diungkapkan dengan gamblang yaitu pertukaran foton untuk interaksi elektromagnetik, pertukaran boson madya, W dan Z , untuk interaksi lemah, pertukaran gluon dan meson untuk interaksi kuat dan pertukaran graviton untuk interaksi gravitasi. Semua partikel pembawa tersebut sudah dapat dipindai keberadaannya kecuali graviton.

Meskipun bidang fisika nuklir dengan model standarnya sudah mengalami perkembangan yang sangat pesat, akan tetapi masih banyak rincian-rincian yang belum dilakukan orang. Sebagai contoh, banyak kenyataan eksperimental yang menunjukkan keberadaan ratusan hadron (partikel yang dibangun oleh quark-quark) dengan umur yang berbeda-beda, diantaranya adalah Hiperon-Sigma tak bermuatan (Σ^0). Sejauh pengetahuan penulis, belum ada investigasi teroretik tentang proses $en \rightarrow e\Sigma^0$, karena itu, penulis mencoba untuk melakukan penelitian dengan judul “Perhitungan Penampang Lintang Proses Produksi Hiperon Sigma Tak Bermuatan pada Hamburan Elektron-Netron”

Hiperon sigma tak bermuatan Σ^0 merupakan sebuah hiperon dengan massa diam 1192 MeV dan umur rata-ratanya sekitar 10^{-14} s. Produksi Σ^0 dapat melalui berbagai proses dan salah satunya adalah proses $en \rightarrow e\Sigma^0$. Sesuai dengan model standar, proses ini mengalami ketidakseimbangan bilangan keanehan (strangeness) S , karena harga S untuk elektron dan neutron masing-masing adalah nol, sementara Σ^0 memiliki strangeness -1, sehingga terjadi perubahan strangeness, ΔS , sebesar -1.

Ketidakseimbangan ini menunjukkan keterlibatan interaksi lemah dalam proses tersebut [3,4], selain interaksi kuat dan interaksi elektromagnetik. Dalam orde terendah, proses hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ berjalan melalui pertukaran satu foton atau satu boson Z^0 , sehingga penampang lintang hamburan meliputi γ murni, Z^0 murni, dan interferensi antara keduanya seperti yang dilukiskan pada **Gambar 1**. Dua penampang lintang yang terakhir bergantung pada proses fisika pada verteks $nZ^0\Sigma^0$. Sementara itu bagian pertukaran foton, $n\gamma\Sigma^0$, melibatkan interaksi gauge dari model standar yaitu interaksi elektromagnetik dan interaksi lemah.



Gambar 1.1. Kinematika Hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ dalam Kerangka Diam Neutron.

Verteks yang sama dengan pertukaran foton ini terjadi pada peluruhan radiatif $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$, yang sudah diukur secara eksperimental dengan baik, akan tetapi mekanismenya ternyata masih sulit untuk dijelaskan [4]. Dengan membuat model teoretik dari proses hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ diharapkan dapat memberikan informasi tambahan tentang peluruhan radiatif tersebut. Perhitungan-perhitungan numerik yang dilakukan akan menggunakan data yang telah dihimpun oleh Particle Data Group.

1.2 Tujuan Penelitian

Tujuan utama penelitian ini adalah menghitung penampang lintang hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$. Guna membandingkan hasil penelitian ini dengan hasil yang terdapat pada literatur, akan dihitung pula perbandingan antara penampang lintang diferensial hamburan tidak elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ dengan penampang lintang diferensial hamburan elastik $en \rightarrow en$:

$$R = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{en \rightarrow e\Sigma}}{(d\sigma/d\Omega)_{en \rightarrow en}} \quad (1.1)$$

1.3 Metode Penelitian

Penelitian ini dimulai dengan telaah pustaka untuk mengkompilasi teori dasar tentang Quark dan Lepton dari berbagai sumber pustaka khususnya J.D. Bjorken. and S.D. Drell. [1] dan F. Halzen and A.D. Martin. [2] dan menerapkannya kembali pada persoalan serupa dengan penelitian ini yang telah diteliti para peneliti sebelumnya yaitu produksi hiperon pada hamburan elektron-proton [3,4]. Hal ini diperlukan untuk memastikan bahwa cara penurunan rumus dan teknik perhitungan yang digunakan penulis memberikan hasil yang sama dengan yang sudah diteliti peneliti yang lain.

Setelah didapatkan cara penurunan rumus dan teknik perhitungan yang sesuai, barulah hal ini diterapkan pada persoalan yang akan diteliti yaitu proses hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ dengan urutan sebagai berikut:

- Perumusan kinematika hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ dengan menggunakan aturan Feymann
- Penghitungan penampang lintang hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$
- Penentuan nilai ratio penampang lintang diferensial reaksi $en \rightarrow e\Sigma^0$ dengan penampang lintang diferensial reaksi $en \rightarrow en$
- Membandingkan hasil penelitian dengan literatur

BAB 2 LANDASAN UMUM

Teori kuantum non-relativistik melalui persamaan Schroedinger telah berhasil menjelaskan sifat-sifat umum atom hidrogen, akan tetapi tidak dapat menjelaskan berbagai gejala lain secara lebih rinci, seperti kemunculan struktur halus, spektra atom berelektron banyak dan lain sebagainya. Untuk mengatasi hal tersebut Dirac pada tahun 1929 mengembangkan persamaan diferensial yang serupa dengan memakai persamaan energi relativistik. Kajian tentang teori kuantum relativistik ini sudah banyak dipaparkan oleh para pakar fisika partikel dalam berbagai buku referensi seperti Bjorken and Drell [1] atau Halzen and Martin [2].

2.1 Satuan-satuan

Untuk menyederhanakan penulisan rumus, dipilih satuan alami dengan:

$$c = \hbar = 1 \quad (2.1)$$

dengan c adalah kelajuan cahaya dalam ruang hampa dan \hbar adalah konstanta Planck. Dengan demikian massa dan energi dapat dinyatakan dalam satuan yang sama, dalam hal ini dipilih GeV, panjang dan waktu juga mempunyai satuan yang sama, dalam hal ini dipilih GeV^{-1} .

Satuan, faktor konversi dan dimensi aktual dari besaran-besaran massa, panjang dan waktu dapat dilihat pada Tabel 2.1.

Konstanta struktur halus, yang merupakan besaran tak berdimensi dapat dinyatakan sebagai:

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137} \quad (2.2)$$

sehingga muatan proton dapat dinyatakan sebagai:

$$e = \sqrt{4\pi\alpha} \approx 0.303 \quad (2.3)$$

Tabel 2.1. Satuan, faktor konversi dan dimensi aktual dari besaran-besaran massa, panjang dan waktu.

Nama besaran	Satuan	Faktor Konversi	Dimensi aktual
Massa	GeV	$1 \text{ kg} = 5.61 \times 10^{26} \text{ GeV}$	$\frac{\text{GeV}}{c^2}$
Panjang	GeV^{-1}	$1 \text{ m} = 5.07 \times 10^{15} \text{ GeV}^{-1}$	$\frac{\hbar c}{\text{GeV}}$
Waktu	GeV^{-1}	$1 \text{ s} = 1.52 \times 10^{24} \text{ GeV}^{-1}$	$\frac{\hbar}{\text{GeV}}$

2.2 Notasi Vektor-Empat

Salah satu tonggak fisika modern adalah postulat relativitas khusus yang menyatakan bahwa hukum-hukum fisika harus mempunyai bentuk yang sama dalam kerangka-kerangka acuan yang inersial (kerangka-kerangka Lorentz) dan kelajuan cahaya dalam kerangka-kerangka inersial tersebut adalah sama yaitu c . Persamaan-persamaan dasar dengan demikian dikatakan sebagai “*Lorentz covariant*”. Dengan demikian jika suatu kejadian diamati dalam dua kerangka inersial S dan S' , maka invariansi dasar dapat dinyatakan sebagai:

$$t^2 - \mathbf{x}^2 = t'^2 - \mathbf{x}'^2 \quad (2.4)$$

dengan t dan \mathbf{x} adalah waktu dan vektor posisi kejadian diamati dalam kerangka acuan S , serta t' dan \mathbf{x}' adalah waktu dan vektor posisi kejadian diamati dalam kerangka acuan S' . Dapat didefinisikan suatu set dari empat besaran yang disebut vektor-empat, yang memenuhi transformasi Lorentz sebagaimana (t, \mathbf{x}) . Notasi yang digunakan adalah :

$$(t, \mathbf{x}) \equiv (x^0, x^1, x^2, x^3) \equiv x^\mu \quad (2.5)$$

Energi total, E , dan momentum \mathbf{p} dari suatu sistem terisolasi juga mempunyai sifat sebagai vektor-empat, dan notasi yang digunakan adalah serupa dengan persamaan (2.5) di atas yaitu:

$$(E, \mathbf{p}) \equiv (p^0, p^1, p^2, p^3) \equiv p^\mu \quad (2.6)$$

Sebagaimana dengan besaran waktu dan posisi, jika suatu sistem diamati dalam dua kerangka inersial S dan S' , maka invariansi dasar dapat dinyatakan sebagai:

$$E^2 - \mathbf{p}^2 = E'^2 - \mathbf{p}'^2 \quad (2.7)$$

Untuk partikel bebas, besaran ini adalah kuadrat dari massa diam sistem tersebut:

$$E^2 - \mathbf{p}^2 = m^2 \quad (2.8)$$

Perkalian skalar dari dua buah vektor-empat, $A^\mu \equiv (A^0, \mathbf{A})$ dan $B^\mu \equiv (B^0, \mathbf{B})$ didefinisikan sebagai:

$$A \cdot B \equiv A^0 B^0 - \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} \quad (2.9)$$

yang invarian di bawah transformasi Lorentz. Untuk kemudahan dapat didefinisikan satu jenis vektor-empat yang lain yaitu:

$$A_\mu \equiv (A^0, -\mathbf{A}) \quad (2.10)$$

sehingga perkalian skalar dapat dituliskan sebagai:

$$A \cdot B = A_\mu B^\mu = A^\mu B_\mu = g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu = g^{\mu\nu} A_\mu B_\nu \quad (2.11)$$

dengan tensor $g_{\mu\nu}$ didefinisikan sebagai:

$$\begin{aligned} g_{00} &= 1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1 \\ g_{ij} &= 0, \quad i \neq j \end{aligned} \quad (2.12)$$

$g^{\mu\nu}$ didefinisikan serupa dengan $g_{\mu\nu}$.

Mengingat dalam mekanika kuantum operator energi total dan operator momentum mempunyai bentuk:

$$E = i \frac{\partial}{\partial t} \text{ dan } \mathbf{p} = -i\nabla \quad (2.13)$$

maka, sebagai pengecualian, dapat dituliskan operator-operator diferensial sebagai berikut:

$$\partial^\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla \right) \text{ dan } \partial_\mu = \left(\frac{\partial}{\partial t}, \nabla \right) \quad (2.14)$$

2.3 Persamaan Dirac

Dirac mengembangkan suatu persamaan yang dapat memerikan partikel secara lengkap. Persamaan yang dikembangkan ini mempunyai sifat linear dalam $(\partial/\partial t)$ dan, karena harus kovarian, juga mempunyai sifat linear dalam ∇ , sehingga persamaan tersebut mempunyai bentuk umum:

$$H\psi = (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta m)\psi. \quad (2.15)$$

Koefisien-koefisien $\boldsymbol{\alpha}$ dan β ditentukan dengan menggunakan relasi energi relativistik untuk partikel bebas pada persamaan (2.8) :

$$H^2\psi = (\mathbf{p}^2 + m^2)\psi \quad (2.16)$$

sehingga didapatkan didapatkan persyaratan sebagai berikut:

$$\begin{aligned} \alpha_i \alpha_j + \alpha_j \alpha_i &= 0; \quad i = 1,2,3; j = 1,2,3; i \neq j \\ \alpha_i \beta + \beta \alpha_i &= 0; \quad i = 1,2,3 \\ \alpha_i^2 = \beta^2 &= 1; \quad i = 1,2,3 \end{aligned} \quad (2.17)$$

Matriks-matriks dengan dimensi terendah yang memenuhi persyaratan tersebut merupakan matriks 4×4 . Salah satu pilihan adalah representasi Dirac-Pauli yang sering dipakai yaitu:

$$\boldsymbol{\alpha} = \begin{bmatrix} 0 & \boldsymbol{\sigma} \\ \boldsymbol{\sigma} & 0 \end{bmatrix}, \quad \beta = \begin{bmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{bmatrix} \quad (2.18)$$

dengan I adalah matrik satuan 2×2 , dan $\boldsymbol{\sigma}$ adalah matriks Pauli:

$$\sigma_1 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \sigma_2 = \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \sigma_3 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Dengan menggunakan matriks- γ Dirac:

$$\gamma^\mu \equiv (\beta, \beta\boldsymbol{\alpha}) \quad (2.20)$$

maka persamaan Dirac, (2.15), dapat dituliskan sebagai:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (2.21)$$

Persamaan (2.21) tersebut disebut persamaan Dirac dalam bentuk kovarian.

Dengan memperkenalkan spinor sekutu, yang merupakan matriks baris:

$$\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0 \quad (2.22)$$

didapatkan konjugat dari persamaan (2.21), yaitu:

$$(i\partial_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu + m\bar{\psi}) = 0. \quad (2.23)$$

Sesuai dengan usulan Pauli-Weisskopf, dapat didefinisikan rapat arus muatan:

$$j^\mu \equiv (\rho, \mathbf{j}) = (Ze)\bar{\psi}\gamma^\mu\psi. \quad (2.24)$$

dengan (Ze) adalah muatan partikel tersebut. Jika partikel yang kita bahas adalah elektron (bermuatan $-e$), maka rapat arus muatan ini dapat dituliskan sebagai:

$$j^\mu = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi \quad (2.25)$$

yang memenuhi persamaan kontinuitas:

$$\partial_\mu j^\mu = 0. \quad (2.26)$$

2.4 Solusi Persamaan Dirac untuk Partikel Bebas

Solusi eigen dari persamaan Dirac dapat dituliskan dalam bentuk umum:

$$\psi = u(\mathbf{p})e^{-ip \cdot x} \quad (2.27)$$

dengan $u(\mathbf{p})$ adalah spinor komponen-empat yang bebas dari x . Jika bentuk ini disubstitusikan ke dalam persamaan (2.21), maka didapatkan:

$$(\gamma^\mu p_\mu - m)u(\mathbf{p}) = 0 \quad (2.28)$$

Persamaan (2.28) ini dalam bentuk asal, (2.15), dapat dituliskan sebagai:

$$Hu(\mathbf{p}) = (\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{p} + \beta m)u(\mathbf{p}) = Eu(\mathbf{p}). \quad (2.29)$$

Berdasarkan harga eigen energinya, solusi persamaan ini untuk partikel bebas terbagi menjadi dua bagian yaitu solusi spinor-empat energi positif:

$$u^{(s)} = N \begin{pmatrix} \chi^{(s)} \\ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{E + m} \chi^{(s)} \end{pmatrix}, E > 0 \quad (2.30)$$

dan solusi spinor-empat energi negatif:

$$u^{(s+2)} = N \begin{pmatrix} \frac{-\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{|E| + m} \chi^{(s)} \\ \chi^{(s)} \end{pmatrix}, E < 0 \quad (2.31)$$

dengan $s = 1, 2$ dan N adalah tetapan normalisasi yang dapat dituliskan sebagai:

$$N = \sqrt{E + m} \quad (2.32)$$

Persamaan (2.30) dan (2.31) berturut-turut memerikan partikel dan antipartikel, dan harga $s = 1, 2$ berturut-turut menunjukkan helisitas positif dan helisitas negatif.

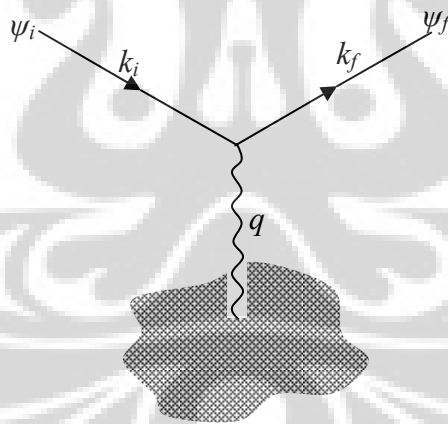
BAB 3

PERUMUSAN HAMBURAN ELASTIK ELEKTRON-NETRON

Teknik hamburan elektron adalah teknik yang sudah teruji dengan baik untuk memeriksa distribusi muatan pada suatu awan muatan. Prosedurnya adalah dengan menembakkan berkas elektron pada awan muatan tersebut seperti diilustrasikan dalam Gambar 3.1 kemudian distribusi angular elektron yang dihamburkan diukur dan dibandingkan dengan penampang lintang hamburan elektron dari suatu muatan titik, Ze . Pada verteks elektron pada Gambar 3.1 tersebut berlaku hubungan:

$$q = k_i - k_f \quad (3.1)$$

dengan k_i dan k_f berturut-turut adalah momentum-empat dari elektron datang dan elektron hambur, sedangkan q adalah momentum-empat dari partikel yang dipertukarkan.



Gambar 3.1 Hamburan Elektron oleh Suatu Awan Muatan.

Pembahasan dalam bab ini akan dimulai dari kasus sederhana hamburan elastik untuk elektron-muon dengan mengabaikan adanya spin, dilanjutkan dengan hamburan elektron-muon dengan melibatkan spin kedua partikel, dan terakhir adalah hamburan elastik elektron-neutron.

3.1 Hamburan Partikel Bermuatan Tanpa Spin oleh Medan Elektromagnetik

Dalam bahasan ini dimisalkan ada suatu partikel bermassa dan bermuatan sama dengan elektron tapi tanpa spin atau katakanlah “elektron tanpa spin”. Untuk elektron bebas, persamaan (2.16) dapat dituliskan sebagai:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\phi = 0 \quad (3.2)$$

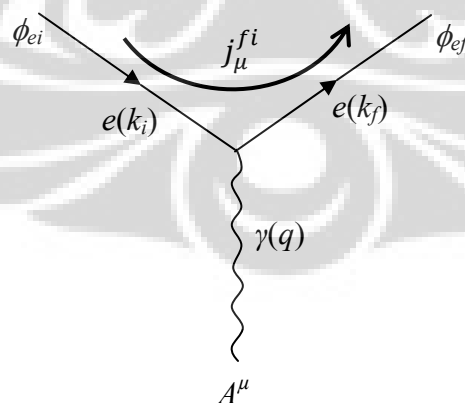
dengan m adalah massa elektron dan ϕ adalah fungsi gelombang elektron tanpa spin. Jika elektron ini berada dalam medan elektromagnetik, A^μ , maka persamaan (3.2) harus dimodifikasi dengan memasukkan potensial elektron bebas tersebut, sehingga dapat dituliskan sebagai:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\phi = -V\phi \quad (3.3)$$

dengan gangguan elektromagnetik diberikan oleh:

$$V = -ie(\partial_\mu A^\mu + A^\mu \partial_\mu) - e^2 A^2 \quad (3.4)$$

Potensial pada persamaan (3.4) dikarakterisasi oleh parameter e yang berkaitan dengan konstanta struktur halus, α , pada persamaan (2.2).



Gambar 3.2 Hamburan Partikel Tanpa Spin oleh Medan Elektromagnetik, A^μ .

Pandanglah elektron dengan keadaan awal ϕ_{ei} dengan momentum-empat, $k_i = (E_{ei}, \mathbf{k}_i)$ dihamburkan oleh medan elektromagnetik, A^μ , sehingga keadaan akhirnya adalah ϕ_{ef} , dengan momentum-empat $k_f = (E_{ef}, \mathbf{k}_f)$ seperti pada Gambar 3.2. Dengan menggunakan teori gangguan orde-pertama, amplituda untuk hamburan elektron dari keadaan ϕ_{ei} ke keadaan ϕ_{ef} dapat dituliskan sebagai:

$$T_{fi} = -i \int \phi_{ef}^* V \phi_{ei} d^4x \quad (3.5)$$

Karena keadaan awal dan akhir elektron adalah keadaan bebas maka fungsi gelombang elektron awal dan akhir dapat dinyatakan berturut-turut sebagai:

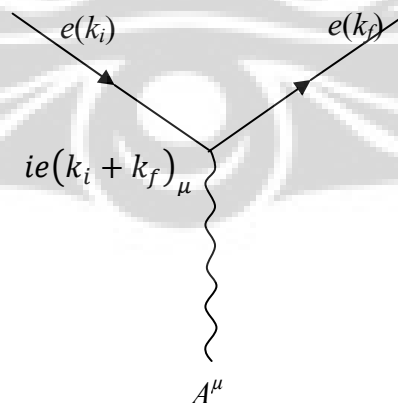
$$\phi_{ei} = N_{ei} e^{-ik_i \cdot x} \text{ dan } \phi_{ef} = N_{ef} e^{-ik_f \cdot x} \quad (3.6)$$

sehingga persamaan (3.5) dapat dituliskan sebagai:

$$T_{fi} = -i \int j_\mu^{fi} A^\mu d^4x \quad (3.7)$$

dengan j_μ^{fi} adalah arus transisi elektron dari keadaan i ke keadaan f yang didefinisikan sebagai:

$$j_\mu^{fi} \equiv -ie [\phi_{ef}^* (\partial_\mu \psi_i) - (\partial_\mu \phi_{ef}^*) \psi_i] \quad (3.8)$$



Gambar 3.3 Faktor Verteks pada Hamburan Elektron Tanpa Spin oleh Medan Elektromagnetik, A^μ .

Dengan memakai fungsi gelombang elektron bebas pada persamaan (3.6), maka persamaan (3.8) dapat dituliskan sebagai:

$$J_{\mu}^{fi} = -eN_{ei}N_{ef}(k_i + k_f)_{\mu} e^{i(k_f - k_i) \cdot x} \quad (3.9)$$

Persamaan (3.9) memperlihatkan bahwa elektron tanpa spin berinteraksi dengan medan elektromagnetik melalui muatannya saja yang melibatkan faktor verteks:

$$ie(k_i + k_f)_{\mu} \quad (3.10)$$

seperti yang diperlihatkan pada Gambar 3.3.

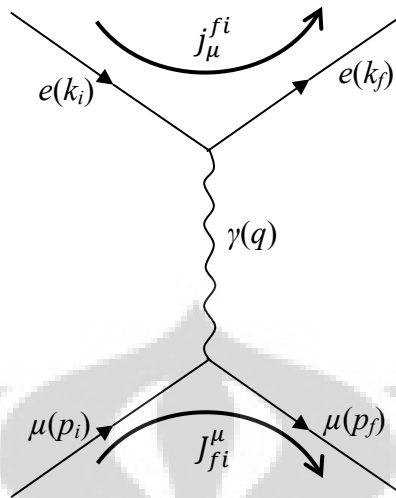
3.2 Hamburan Partikel-partikel Tanpa Spin

Untuk hamburan elektron tanpa spin oleh partikel bermuatan tanpa spin lainnya, katakanlah muon tanpa spin, seperti pada Gambar 3.4, medan elektromagnetik, A^{μ} , dihasilkan dari arus transisi muon. Dalam hal ini muon dari keadaan awal ϕ_{mi} dengan momentum-empat awal, $p_i = (E_{mi}, \mathbf{p}_i)$ dihamburkan ke keadaan akhir ϕ_{mf} dengan momentum-empat akhir, $p_f = (E_{mf}, \mathbf{p}_f)$. Fungsi gelombang elektron awal dan akhir muon dapat dinyatakan berturut-turut sebagai:

$$\phi_{mi} = N_{mi}e^{-ip_i \cdot x} \text{ dan } \phi_{mf} = N_{mf}e^{-ip_f \cdot x} \quad (3.11)$$

sehingga arus transisi muon dapat dinyatakan sebagai:

$$J_{\mu}^{fi} = -eN_{mi}N_{mf}(p_i + p_f)_{\mu} e^{i(p_f - p_i) \cdot x} \quad (3.12)$$



Gambar 3.4 Hamburan Elektron Tanpa Spin-Muon Tanpa Spin.

Arus transisi muon ini memenuhi persamaan Maxwell:

$$\partial_\nu \partial^\nu A^\mu = J_{fi}^\mu \quad (3.13)$$

yang solusinya adalah:

$$A^\mu = -\frac{1}{q^2} J_{fi}^\mu \quad (3.14)$$

dengan

$$q = p_f - p_i \quad (3.15)$$

Dengan demikian amplituda hamburan pada persamaan (3.7) menjadi:

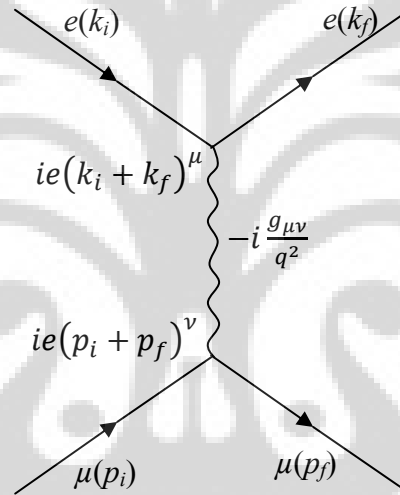
$$T_{fi} = -i \int j_\mu^{fi} \left(-\frac{1}{q^2} \right) J_{fi}^\mu d^4x \quad (3.16)$$

Dengan memasukkan persamaan-persamaan (3.9) dan (3.12) ke dalam persamaan (3.16) dan menintegrasikannya terhadap x , didapatkan amplituda hamburan sebagai:

$$T_{fi} = -iN_{ei}N_{mi}N_{ef}N_{mf}(2\pi)^4\delta^{(4)}(p_f+k_f-p_i-k_i)\mathfrak{M} \quad (3.17)$$

dengan \mathfrak{M} adalah amplituda invarian:

$$-i\mathfrak{M} = (ie(k_i+k_f)^\mu)\left(-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}\right)(ie(p_i+p_f)^\nu) \quad (3.18)$$



Gambar 3.5. Faktor-faktor Verteks dan Propagator untuk Hamburan Elektron Tanpa Spin-Muon.

Persamaan (3.18) menunjukkan bahwa interaksi elektromagnetik antara elektron tanpa spin dengan muon melalui muatan-muatan mereka yang dinotasikan dengan faktor-faktor verteks:

$$(ie(k_i+k_f)^\mu) \text{ dan } (ie(p_i+p_f)^\nu) \quad (3.19)$$

dengan mempertukarkan foton yang dinotasikan dengan propagator foton:

$$\left(-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2}\right) \quad (3.20)$$

seperti yang diperlihatkan pada Gambar 3.5.

3.3 Penampang Hamburan Partikel-partikel Tanpa Spin

Tinjau fungsi gelombang elektron bebas:

$$\phi = Ne^{-ip \cdot x} \quad (3.21)$$

Untuk mengkompensasi kontraksi Lorentz elemen volume d^3x dan untuk menjamin bahwa banyaknya partikel, ρd^3x , tidak berubah dapat diambil rapat peluang, ρ , sebanding dengan energi total partikel, E , sehingga ρ dapat dinyatakan sebagai:

$$\rho = 2E|N|^2 \quad (3.22)$$

Fungsi gelombang, ϕ , tersebut dapat dinormalisasi ke $2E$ dalam volume V sehingga:

$$\int_V \rho dV = 2E, \quad (3.23)$$

sehingga bentuk kovarian normalisasinya adalah:

$$N = \frac{1}{\sqrt{V}}. \quad (3.24)$$

Tinjau proses hamburan elektron-muon tanpa spin pada Gambar 3.4. Laju transisi persatuan volume untuk proses hamburan tersebut dapat dinyatakan sebagai:

$$W_{fi} = \frac{|T_{fi}|^2}{TV} \quad (3.25)$$

dengan T adalah interval waktu interaksi. Dengan menggunakan persamaan (3.16) dan (3.24), persamaan (3.25) dapat dinyatakan sebagai:

$$W_{fi} = (2\pi)^4 \frac{\delta^{(4)}(p_f + k_f - p_i - k_i) |\mathfrak{M}|^2}{V^4} \quad (3.26)$$

Penampang hamburan dapat didefinisikan sebagai:

$$\text{Penampang Hamburan} = \frac{W_{fi}}{\text{fluks awal}} \text{ (jumlah keadaan akhir)} \quad (3.27)$$

sedangkan jumlah keadaan akhir dituliskan sebagai:

$$\text{Jumlah keadaan akhir} = \frac{V d^3 k_f}{(2\pi)^3 2E_{ef}} \frac{V d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_{mf}} \quad (3.28)$$

dan fluks awal dalam laboratorium adalah:

$$\text{fluks awal} = \frac{|\mathbf{k}|}{E_{ei}} \frac{2E_{ei}}{V} \frac{2E_{mi}}{V} \quad (3.29)$$

Dengan memasukkan persamaan (3.26), (3.28) dan (3.29) ke dalam persamaan (3.27), didapatkan penampang hamburan diferensial yang sudah tidak mengandung volume, V , :

$$d\sigma = \frac{E_{ei}}{|\mathbf{k}|} \frac{1}{2E_{ei}} \frac{1}{2E_{mi}} \frac{|\mathcal{M}|^2}{(2\pi)^2} \delta^{(4)}(p_f + k_f - p_i - k_i) \frac{d^3 k_f}{2E_{ef}} \frac{d^3 p_f}{2E_{mf}} \quad (3.30)$$

Bentuk persamaan (3.30) tersebut dapat dituliskan dalam bentuk simbolik:

$$d\sigma = \frac{|\mathfrak{M}|^2}{F} dQ \quad (3.31)$$

dengan dQ adalah faktor ruang fasa invarian Lorentz:

$$dQ = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_f + k_f - p_i - k_i) \frac{d^3 k_f}{(2\pi)^3 2E_{ef}} \frac{d^3 p_f}{(2\pi)^3 2E_{mf}} \quad (3.32)$$

dan F adalah fluks datang dalam laboratorium:

$$F = \frac{|\mathbf{k}|}{E_{e1}} (2E_{e1})(2E_{m1}) \quad (3.33)$$

3.4 Hamburan Elektron oleh Medan Elektromagnetik

Dalam proses hamburan elektron oleh medan elektromagnetik, A^μ , (lihat gambar 3.7) harus diperhatikan bahwa elektron adalah partikel tak berstruktur (partikel titik) dengan muatan $-e$ dan spin $\frac{1}{2}$. Dalam hal ini persamaan Dirac untuk partikel bebas (2.28) dapat dikembangkan dengan memasukkan bentuk gangguan dari medan elektromagnetik:

$$\gamma^0 V = -e \gamma_\mu A^\mu \quad (3.34)$$

sehingga didapatkan:

$$(\gamma^\mu p_\mu - m)\psi = \gamma^0 V \psi \quad (3.35)$$

dengan ψ adalah suatu fungsi gelombang komponen-empat. Dengan demikian amplituda untuk hamburan elektron dari keadaan ψ_{ei} ke keadaan ψ_{ef} pada persamaan (3.5) dapat dituliskan sebagai:

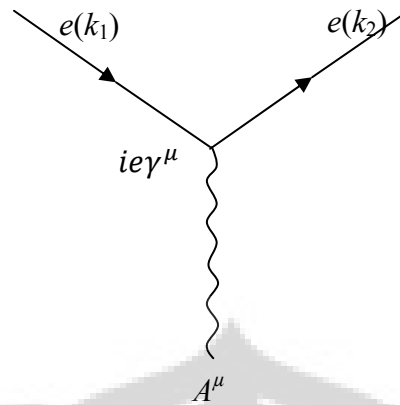
$$T_{fi} = -i \int \psi_{ef}^\dagger V \psi_{ei} d^4x \quad (3.36)$$

atau dengan definisi spinor sekutu pada persamaan (2.22):

$$T_{fi} = ie \int \bar{\psi}_{ef} \gamma_\mu A^\mu \psi_{ei} d^4x = -i \int j_\mu^{fi} A^\mu d^4x \quad (3.37)$$

dengan arus transisi elektron dari keadaan i ke keadaan f didefinisikan kembali sebagai:

$$j_\mu^{fi} \equiv -e \bar{\psi}_f \gamma_\mu \psi_i \quad (3.38)$$



Gambar 3.6. Faktor Verteks pada Hamburan Elektron oleh Medan Elektromagnetik, A^μ .

Mengingat bahwa sebelum dan sesudah hamburan elektron dapat dipandang sebagai partikel bebas, maka persamaan (3.38) dapat dituliskan sebagai:

$$j_\mu^{fi} = -e\bar{u}_f\gamma_\mu u_i e^{i(k_2-k_1)\cdot x} \quad (3.39)$$

sehingga dengan analogi persamaan (3.9) dan (3.10) faktor verteks pada hamburan ini adalah :

$$ie\gamma^\mu \quad (3.40)$$

Dengan menggunakan relasi tensor antisimetrik:

$$\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}(\gamma^\mu\gamma^\nu - \gamma^\nu\gamma^\mu) \quad (3.41)$$

dapat diperlihatkan bahwa arus transisi elektron mempunyai bentuk:

$$j_\mu^{fi} = -\frac{e}{2m}\bar{u}_f[(k_2 + k_1)_\mu + i\sigma_{\mu\nu}(k_2 - k_1)^\nu]u_i e^{i(k_2-k_1)\cdot x} \quad (3.42)$$

Persamaan (3.42) menunjukkan bahwa elektron dapat berinteraksi dengan medan elektromagnetik, A^μ , baik melalui muatannya maupun melalui momen magnetiknya.

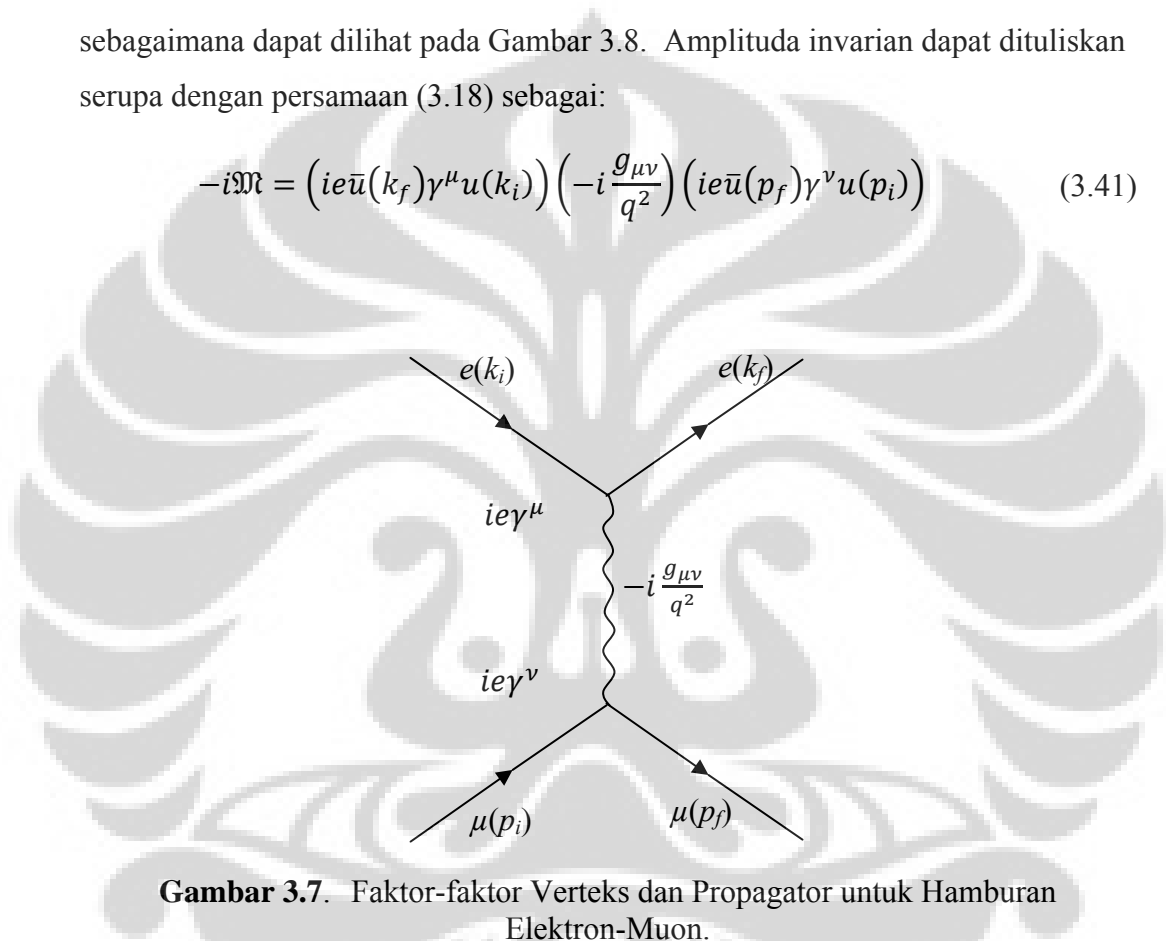
3.5 Hamburan Elektron-Muon

Dengan mengambil analogi hamburan partikel-partikel tanpa spin, faktor-faktor verteks pada hamburan elektron-muon dapat dituliskan sebagai:

$$ie\gamma^\mu \text{ dan } ie\gamma^\nu \quad (3.40)$$

sebagaimana dapat dilihat pada Gambar 3.8. Amplituda invarian dapat dituliskan serupa dengan persamaan (3.18) sebagai:

$$-i\mathfrak{M} = \left(ie\bar{u}(k_f)\gamma^\mu u(k_i) \right) \left(-i\frac{g_{\mu\nu}}{q^2} \right) \left(ie\bar{u}(p_f)\gamma^\nu u(p_i) \right) \quad (3.41)$$



Gambar 3.7. Faktor-faktor Verteks dan Propagator untuk Hamburan Elektron-Muon.

Dengan mengingat bahwa spinor untuk elektron dan muon, $u(k)$ dan $u(p)$, masing-masing mempunyai dua nilai eigen helisitas, $\lambda = \pm\frac{1}{2}$, maka dapat didefinisikan tensor leptonik untuk pertukaran foton:

$$L_{\text{lepton}}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} [\bar{u}(k_f)\gamma^\mu u(k_i)] [\bar{u}(k_f)\gamma^\nu u(k_i)]^* \quad (3.42)$$

dengan k_i dan k_f berturut-turut adalah momentum-empat dari lepton datang dan lepton hambur.

Dengan mengambil definisi:

$$\langle k_f, s_f | j_{fi}^\mu | k_i, s_i \rangle \equiv \bar{u}^{(s_f)}(k_f) \gamma^\mu u^{(s_i)}(k_i), \quad (3.43)$$

persamaan (3.42) dapat dinyatakan dalam bentuk alternatif:

$$L_{\text{lepton}}^{\mu\nu} \equiv \frac{1}{2} \sum_{\text{spin}} \langle k_f, s_f | j_{fi}^\mu | k_i, s_i \rangle \langle k_f, s_f | j_{fi}^\nu | k_i, s_i \rangle^* \quad (3.44)$$

Selanjutnya dengan menyelesaikan persamaan (3.44) didapatkan:

$$L_{\text{lepton}}^{\mu\nu} = 2(k_f^\mu k_i^\nu + k_f^\nu k_i^\mu - (k_f \cdot k_i - m^2)g^{\mu\nu}) \quad (3.45)$$

dengan m adalah massa lepton. Dengan demikian persamaan (3.31) dapat dituliskan kembali sebagai:

$$d\sigma = \frac{|\overline{\mathfrak{M}}|^2}{F} dQ \quad (3.46)$$

dengan:

$$|\overline{\mathfrak{M}}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_e^{\mu\nu} L_{\mu\nu}^{\text{muon}} \quad (3.47)$$

3.6 Hamburan Elektron-Muon dalam Kerangka Laboratorium

Tinjaulah hamburan dalam kerangka laboratorium di mana pada keadaan awal muon dalam keadaan diam, seperti diperlihatkan pada Gambar 3.9. Dalam kasus ini diasumsikan energi elektron datang sangat besar (dalam orde GeV) sehingga massa elektron dapat diabaikan. Relasi kinematika pada proses ini dapat dituliskan sebagai:

$$q^2 \approx -2k \cdot k' \approx \nu = -2EE'(1 - \cos \theta) = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (3.48)$$

$$q^2 = -2p \cdot q = -2\nu M \text{ sehingga } \nu \equiv E - E' = -\frac{q^2}{2M} \quad (3.49)$$

Penampang lintang hamburan pada persamaan (3.46) dapat ditentukan sebagai:

$$d\sigma = \frac{1}{4ME} \frac{|\overline{\mathfrak{M}}|^2}{4\pi^2} \frac{1}{2} E' dE' d\Omega \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^{(4)}(p + q - p') \quad (3.50)$$

dengan

$$|\overline{\mathfrak{M}}|^2 = \frac{8e^2}{q^4} 2M^2 E' E \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (3.51)$$

Mengingat integral fungsi delta:

$$\int \frac{d^3 p'}{2p'_0} \delta^{(4)} \delta^{(4)}(p + q - p') = \frac{1}{2MA} \delta \left(E' - \frac{E}{A} \right) \quad (3.52)$$

dengan:

$$A = 1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (3.53)$$

maka dengan memasukkan persamaan (3.51) ke dalam persamaan (3.50) dan juga dengan menggunakan persamaan (3.52), didapatkan:

$$\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{(2\alpha E')^2}{q^4} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \frac{1}{A} \delta \left(E' - \frac{E}{A} \right) \quad (3.54)$$

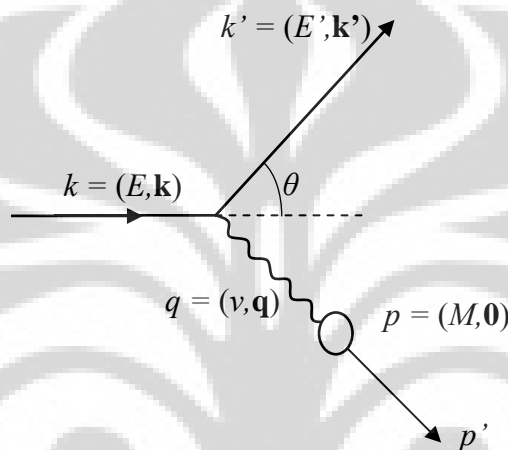
Dengan pengintegralan dE' pada persamaan (3.54), didapatkan penampang lintang diferensial untuk hamburan $e\mu \rightarrow e\mu$ dalam kerangka laboratorium sebagai:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (3.55)$$

dengan rasio energi elektron yang dihamburkan terhadap energi elektron datang:

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (3.56)$$

Persamaan (3.55) memainkan peranan penting dalam kemajuan pemahaman tentang struktur materi. Melalui persamaan tersebut dapat dikembangkan teknik yang canggih untuk meneliti struktur materi yaitu dengan menembaki target dengan berkas elektron berenergi tinggi, dan kemudian memeriksa distribusi angular dan energi dari elektron yang dihamburkan. Untuk target berupa partikel berstruktur, persamaan (3.53) perlu dimodifikasi mengikuti model yang sesuai untuk partikel tersebut.



Gambar 3.8. Proses $e\mu \rightarrow e\mu$ dalam Kerangka Laboratorium.

3.7 Hamburan Elastik Elektron-Neutron

Pada hamburan elastik elektron oleh neutron, interaksi yang terjadi adalah interaksi elektromagnetik seperti terlihat pada Gambar 3.9. Dalam hal ini medan elektromagnetik A^μ dihasilkan dari arus arus transisi neutron:

$$A^\mu = -\frac{1}{q^2} J_{fi}^\mu \quad (3.57)$$

dengan pertukaran momentum:

$$q = p_f - p_i \quad (3.58)$$

Meskipun muatan total neutron adalah nol, tetapi mengingat bahwa struktur internal neutron terdiri dari tiga buah quark, (udd), dengan quark-u bermuatan $+\frac{2}{3}e$, quark-d bermuatan $-\frac{1}{3}e$ dan masing-masing quark berspin $\frac{1}{2}$, maka bentuk formulasi arus transisi neutron, J_{fi}^μ , harus dapat mengakomodasi adanya struktur internal tersebut. Dengan demikian arus transisi neutron dapat dituliskan dalam bentuk umum:

$$J_{fi}^\mu = e\bar{u}(p_f) \left[F_1(q^2)\gamma^\mu + \frac{\mu_n}{2M_n} F_2(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] u(p_i) e^{i(p_f - p_i) \cdot x} \quad (3.59)$$

dengan F_1 dan F_2 merupakan faktor bentuk sedangkan μ_n adalah momen magnetik anomalous dan M_n adalah massa neutron.

Untuk $q^2 \rightarrow 0$, yaitu pada pertukaran foton dengan panjang gelombang besar, neutron akan terlihat mempunyai muatan nol dan momen magnetik $\frac{(1+\mu_n)e}{2M_n}$.

Dengan demikian pada limit ini dapat dipilih:

$$F_1(0) = 0 \text{ dan } F_2(0) = 1 \quad (3.60)$$

Dari berbagai percobaan [2,5] didapatkan harga $\mu_n = -1.913043$. Mengambil analogi dari persamaan (3.47), $|\mathfrak{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_e^{\mu\nu} L_{\mu\nu}^{\text{muon}}$, untuk hamburan elektron-neutron dapat dituliskan:

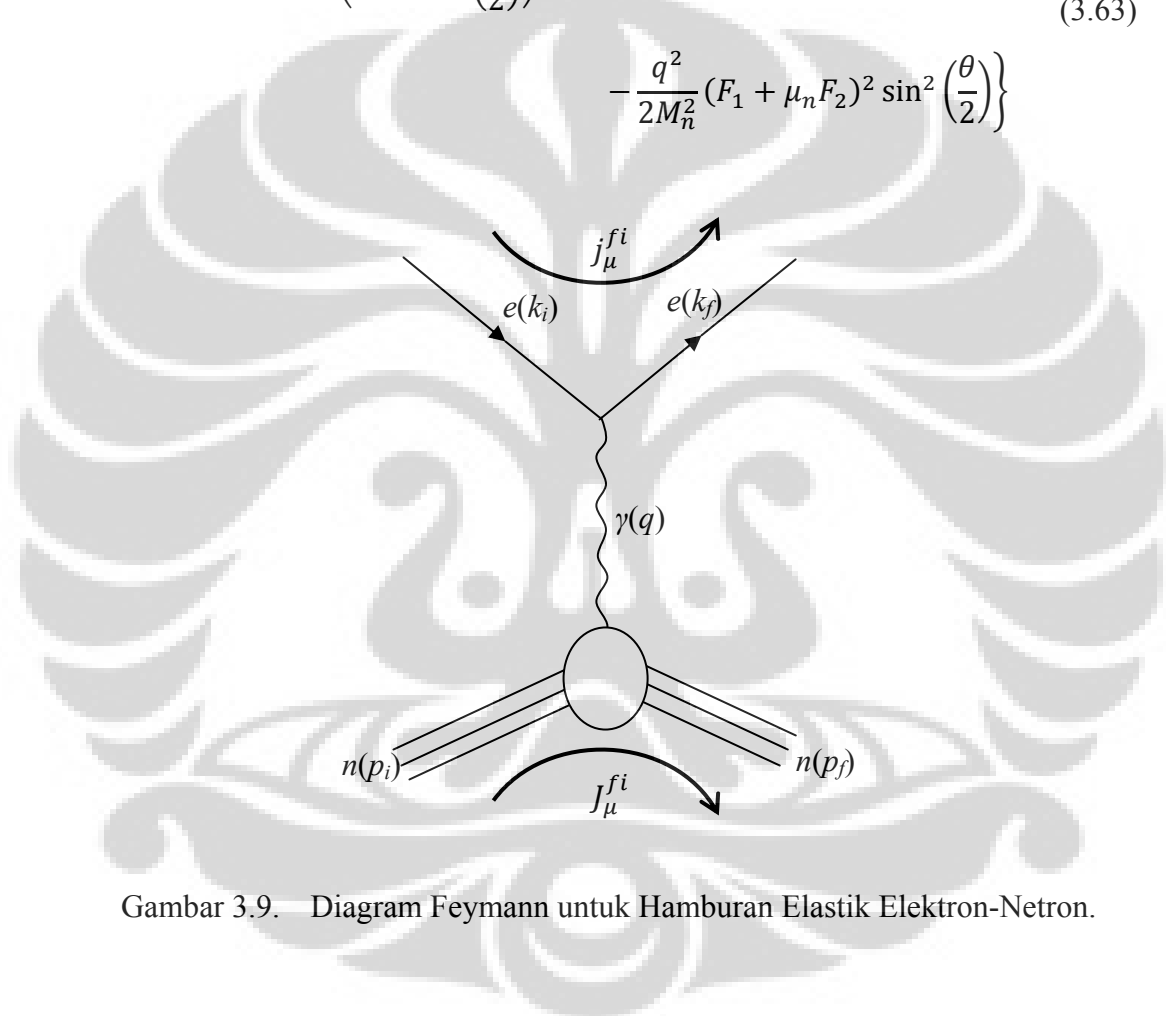
$$|\mathfrak{M}|^2 = \frac{e^4}{q^4} L_e^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^{\text{neutron}} \quad (3.61)$$

dengan $W_{\mu\nu}^{\text{neutron}}$ merupakan tensor hadronik yang dapat dituliskan sebagai:

$$W_{\mu\nu}^{\text{neutron}} \equiv \frac{1}{2} \sum_{spin} \langle p_f, s_f | J_\mu^{fi} | p_i, s_i \rangle \langle p_f, s_f | J_\nu^{fi} | p_i, s_i \rangle^* \quad (3.62)$$

Dengan memasukkan persamaan (3.45), (3.59), (3.61) dan (3.62) ke dalam perhitungan penampang hamburan pada persamaan (3.46), didapatkan hasil yang serupa dengan persamaan (3.55), yang sering disebut sebagai formula Rosenbluth, yaitu:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \frac{E'}{E} \left\{ \left(F_1^2 - \frac{\mu_n^2 q^2}{4M_n^2} F_2^2 \right) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) - \frac{q^2}{2M_n^2} (F_1 + \mu_n F_2)^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\} \quad (3.63)$$



Gambar 3.9. Diagram Feynmann untuk Hamburan Elastik Elektron-Netron.

Dalam persamaan (3.63) tersebut terdapat bentuk interferensi ($F_1 F_2$) yang menyulitkan perhitungan memakai data eksperimen. Untuk mengatasi kesulitan ini diperkenalkan sepasang faktor bentuk yang lain yang merupakan kombinasi linear dari F_1 dan F_2 , yaitu:

$$G_E^n \equiv F_1 - \mu_n \tau F_2 \quad \text{dan} \quad G_M^n \equiv F_1 + \mu_n F_2 \quad (3.64)$$

Dengan demikian persamaan (3.63) dapat dituliskan kembali dalam bentuk:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{lab}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \frac{E'}{E} \left\{ \left(\frac{(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2}{1 + \tau}\right) \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) + 2\tau(G_M^n)^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\} \quad (3.66)$$

Dalam hal ini τ didefinisikan sebagai:

$$\tau \equiv -\frac{q^2}{4M_n^2} \quad (3.65)$$

Dalam hal ini G_E^n dan G_M^n berturut-turut berkaitan erat dengan distribusi muatan dan momen magnetik neutron, yang nilai numeriknya dapat ditentukan dari berbagai eksperimen, dan dinyatakan dalam suatu formula, yang sering disebut parametrisasi Galster [5] sebagai:

$$G_E^n(q^2) = -\tau\mu_n \left(\frac{1}{1 + 5.6\tau}\right) G_E^p(q^2) \quad (3.67)$$

$$G_M^n(q^2) = \mu_n G_E^p(q^2) \quad (3.68)$$

$$G_E^p(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{M_v^2}\right)^{-2} \quad (3.69)$$

dengan M_v adalah massa dipole vektor yang dari hasil eksperimen hamburan elektron- proton berharga 0.84 GeV.

BAB 4 HAMBURAN TAK ELASTIK $en \rightarrow e\Sigma^0$

Tujuan utama penelitian ini adalah menghitung penampang lintang hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$. Sesuai dengan model standar, proses ini mengalami ketidakseimbangan strangeness, S , yang menunjukkan keterlibatan interaksi lemah dalam proses tersebut [3,4], selain interaksi kuat dan interaksi elektromagnetik. Dalam orde terendah, proses hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ berjalan melalui pertukaran satu foton atau satu boson Z^0 , sehingga penampang lintang hamburan meliputi γ murni, Z^0 murni, dan interferensi antara keduanya seperti yang dilukiskan pada Gambar 4.1. Pada bab ini akan dibahas kinematika hamburan, perumusan umum penampang hamburan tak elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$, penampang hamburan tak elastik pada proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ melalui pertukaran foton, dan penampang hamburan tak elastik pada proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ melalui pertukaran partikel Z^0 .

4.1 Kinematika Hamburan

Seperti juga pada kasus hamburan elastik $en \rightarrow en$, dalam kasus hamburan tak elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ massa elektron diabaikan. Sesuai dengan kinematika hamburan pada gambar (4.1), didapatkan dua besaran invarian, yaitu:

$$q^2 \equiv (k - k')^2 = (p' - p)^2 = -4EE' \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) = -Q^2 < 0 \quad (4.1)$$

dan

$$v \equiv \frac{p \cdot q}{M_n} = (E - E') \quad (4.2)$$

Relasi lain yang didapatkan adalah:

$$2M_n v + q^2 = M_\Sigma^2 - M_n^2 \quad (4.3)$$

dan

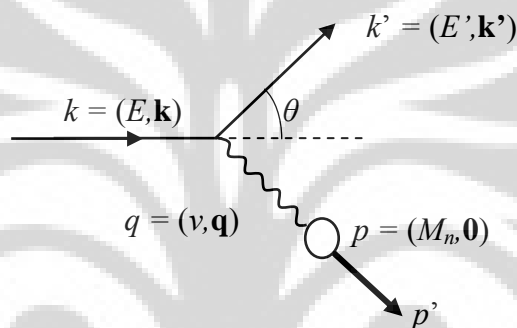
$$E' = \frac{M_n E - \frac{1}{2}(M_\Sigma^2 - M_n^2)}{M_n + 2E \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad (4.4)$$

Karena elektron yang terhambur harus mempunyai energi positif ($E' > 0$), maka dari persamaan (4.4) didapatkan persyaratan:

$$E > \frac{1}{2M_n} (M_\Sigma^2 - M_n^2) \quad (4.5)$$

Dengan menggunakan $M_n = 0.93956556 \text{ GeV}$ dan $M_\Sigma = 1.192642 \text{ GeV}$ didapatkan harga minimum elektron datang sebesar:

$$E_{min} = 0.287 \text{ GeV} \quad (4.6)$$



Gambar 4.1. Kinematika Hamburan $en \rightarrow e\Sigma^0$ dalam Kerangka Diam Netron.

4.2 Perumusan umum penampang hamburan tak elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$

Dalam bab sebelumnya telah dibahas bahwa untuk hamburan elektron-muon, persamaan (3.47) menunjukkan bahwa penampang hamburan elektron-muon berbanding lurus dengan kontraksi tensor-tensor leptonik:

$$\sigma \sim L_e^{\mu\nu} L_{\mu\nu}^{\text{muon}}, \quad (4.7)$$

sehingga untuk kasus hamburan tak elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$, bentuk (4.7) tersebut dapat digeneralisir menjadi:

$$\sigma \sim \sum_{i=\gamma, \gamma Z, Z} \eta^i L_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i, \quad (4.8)$$

dengan $W_{\mu\nu}^i$ adalah tensor hadronik untuk netron.

Bentuk umum penampang hamburan dinyatakan oleh Jin dan Jaffe [4] sebagai:

$$d\sigma = \frac{e^4}{4EQ^4} \int \frac{d^3k'}{(2\pi)^3 E'} \frac{d^3p'}{(2\pi)^3 E'_n} \frac{M_\Sigma}{E'_n} (2\pi)^4 \delta^4(p' + k' - p - k) \times \sum_{i=\gamma, \gamma Z, Z} \eta^i L_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i \quad (4.9)$$

dengan

$$\eta^\gamma = 1, \quad \eta^{\gamma Z} = \frac{1}{\sin^2 2\theta_w} \frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}, \quad \eta^Z = (\eta^{\gamma Z})^2 \quad (4.10)$$

Pada persamaan (3.59) di atas θ_w adalah sudut lemah dan M_Z adalah massa Z^0 .

Dari berbagai percobaan yang berkaitan dengan interaksi lemah didapatkan[2]:

$$\sin^2 \theta_w = 0.234 \quad \text{dan} \quad M_Z = 91.1876 \text{ GeV} \quad (4.11)$$

Tensor-tensor leptonik dapat dituliskan sebagai:

$$L_\gamma^{\mu\nu} = 2(k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - k \cdot k' g^{\mu\nu}) \quad (4.12)$$

$$L_{\gamma Z}^{\mu\nu} = 4g_v^e (k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - k \cdot k' g^{\mu\nu}) - 4c_a^e i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k'_\rho k_\sigma \quad (4.13)$$

$$L_Z^{\mu\nu} = 2[(c_v^e)^2 + (c_a^e)^2] (k^\mu k'^\nu + k^\nu k'^\mu - k \cdot k' g^{\mu\nu}) - 4c_v^e c_a^e i \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k'_\rho k_\sigma \quad (4.14)$$

dengan

$$c_v^e = -\frac{1}{2} + 2\sin^2 \theta_w \quad \text{dan} \quad c_a^e = -\frac{1}{2} \quad (4.15)$$

Tensor-tensor hadronik dapat dituliskan sebagai:

$$W_{\mu\nu}^\gamma = \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} \langle \Sigma^0 | J_\mu^\gamma | n \rangle \langle \Sigma^0 | J_\nu^\gamma | n \rangle^* \quad (4.16)$$

$$W_{\mu\nu}^{\gamma Z} = \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} [\langle \Sigma^0 | J_\mu^\gamma | n \rangle \langle \Sigma^0 | J_\nu^Z | n \rangle^* + \langle \Sigma^0 | J_\mu^Z | n \rangle \langle \Sigma^0 | J_\nu^\gamma | n \rangle^*] \quad (4.17)$$

$$W_{\mu\nu}^Z = \frac{1}{2} \sum_{\text{spins}} \langle \Sigma^0 | J_\mu^Z | n \rangle \langle \Sigma^0 | J_\nu^Z | n \rangle^* \quad (4.18)$$

J_μ^Y dan J_μ^Z berturut-turut menyatakan arus elektromagnetik dan arus netral lemah. Karena dalam proses ini terjadi pelanggaran paritas (*parity-violating*), maka faktor bentuk yang terlibat di sini selain yang berkaitan dengan kekekalan paritas, maka ada yang berkaitan dengan pelanggaran paritas. Secara umum dapat didefinisikan elemen matriks $\langle \Sigma^0 | J_\mu^j | n \rangle$ yang dapat mengakomodasi adanya pelanggaran paritas, yaitu:

$$\begin{aligned} \langle \Sigma^0 | J_\mu^j | n \rangle \equiv \bar{U}(p') \left\{ \gamma_\mu F_1^j(q^2) + q_\mu B^j(q^2) + \frac{i\sigma_{\mu\nu} q^\nu}{M_n + M_\Sigma} F_2^j(q^2) \right. \\ \left. + \gamma_5 \gamma_\mu F_3^j(q^2) + \gamma_5 q_\mu B_5^j(q^2) + \frac{i\gamma_5 \sigma_{\mu\nu} q^\nu}{M_n - M_\Sigma} F_4^j(q^2) \right\} U(p) \end{aligned} \quad (4.19)$$

Dalam hal ini $\bar{U}(p')$ dan $U(p)$ berturut-turut merupakan spinor Σ^0 dan spinor neutron. $F_1^j(q^2)$, $F_2^j(q^2)$ dan $B^j(q^2)$ adalah faktor bentuk yang berkaitan dengan kekekalan paritas, sementara $F_3^j(q^2)$, $F_4^j(q^2)$ dan $B_5^j(q^2)$ adalah faktor bentuk yang berkaitan dengan pelanggaran paritas.

4.3 Penampang Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Foton

Dari kekekalan arus elektromagnetik, maka dari persamaan (4.19) didapatkan relasi:

$$(M_n - M_\Sigma)F_1^Y = q^2 B^Y \quad \text{dan} \quad (M_n + M_\Sigma)F_3^Y = q^2 B_5^Y \quad (4.20)$$

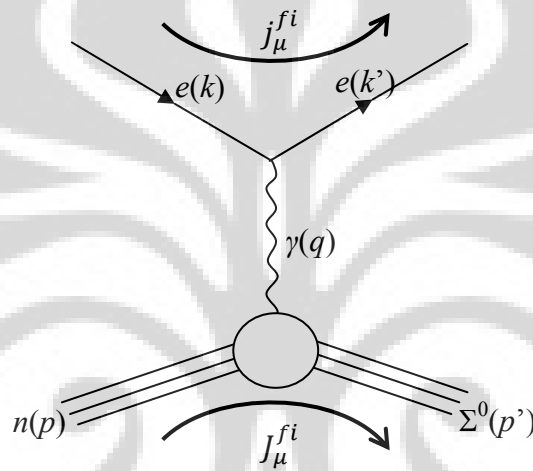
sehingga hanya ada empat faktor bentuk yang bebas, dan dipilih F_1^Y , F_2^Y , F_3^Y dan F_4^Y .

Karena partikel-partikel yang terlibat, seperti yang diperlihatkan pada gambar (4.2), tidak ada yang tak bermassa kecuali foton yang dipertukarkan dan sementara itu propagator foton sudah dimasukkan dalam persamaan (4.17) secara eksplisit, maka persamaan (4.20) berimplikasi bahwa pada limit $q^2 \rightarrow 0$:

$$F_1^Y(0) = 0 \quad \text{dan} \quad F_3^Y(0) = 0 \quad (4.21)$$

Dari kovariansi Lorentz dan kekekalan arus elektromagnetik, $W_{\mu\nu}^\gamma$ dapat dipisahkan menjadi tiga struktur berbeda yaitu:

$$\begin{aligned}
 W_{\mu\nu}^\gamma \equiv & \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) \frac{M_n}{M_\Sigma} W_1^\gamma(q^2) \\
 & + \left[\left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) \right] \frac{W_2^\gamma(q^2)}{M_n M_\Sigma} \\
 & - i \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \frac{W_3^\gamma(q^2)}{2 M_n M_\Sigma}
 \end{aligned} \tag{4.22}$$



Gambar 4.2. Diagram Feynmann Untuk Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Foton

Mengingat bahwa:

$$q_\mu L_\gamma^{\mu\nu} = q_\nu L_\gamma^{\mu\nu} = 0 \tag{4.23}$$

maka dengan menyelesaikan integral pada persamaan (4.9), didapatkan penampang hamburan diferensial untuk bagian pertukaran foton sebagai:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_\gamma = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \left[W_2^\gamma(q^2) + 2 \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) W_1^\gamma(q^2) \right] \tag{4.24}$$

dengan

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \left(\frac{\theta}{2} \right)} \right) \frac{\cos^2 \left(\frac{\theta}{2} \right)}{2 \left[1 + 2(E/M_n) \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]} \tag{4.25}$$

W_1^γ dan W_2^γ dapat dinyatakan dalam faktor-faktor bentuk sebagai berikut:

$$W_1^\gamma = \frac{1}{2M_n^2} \left\{ |F_1^\gamma + F_2^\gamma|^2 [-q^2 + (M_n - M_\Sigma)^2] + |F_3^\gamma + F_4^\gamma|^2 [-q^2 + (M_n + M_\Sigma)^2] \right\} \quad (4.26)$$

$$W_2^\gamma = 2 \left\{ |F_1^\gamma|^2 + |F_3^\gamma|^2 - q^2 \left[\frac{|F_2^\gamma|^2}{(M_n + M_\Sigma)^2} + \frac{|F_4^\gamma|^2}{(M_n - M_\Sigma)^2} \right] \right\} \quad (4.27)$$

Pada harga q^2 yang kecil, sesuai dengan persamaan (4.21), persamaan (4.26) dan (4.27) dapat dituliskan sebagai:

$$W_1^\gamma \cong \frac{(M_n^2 - M_\Sigma^2)^2}{2M_n^2} \left\{ \frac{|F_2^\gamma(0)|^2}{(M_n + M_\Sigma)^2} + \frac{|F_4^\gamma(0)|^2}{(M_n - M_\Sigma)^2} \right\} \quad (4.28)$$

$$W_2^\gamma \cong -2q^2 \left[\frac{|F_2^\gamma(0)|^2}{(M_n + M_\Sigma)^2} + \frac{|F_4^\gamma(0)|^2}{(M_n - M_\Sigma)^2} \right] \quad (4.29)$$

Nilai numerik dari persamaan (4.28) dan (4.29) dapat ditentukan melalui informasi pada peluruhan radiatif lemah $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$. Meskipun peluruhan ini tidak teramati, akan tetapi dari perhitungan teoretis oleh Gavela et al [6] didapatkan 'branching ratio' untuk peluruhan ini adalah sekitar 10^{-13} sementara umur Σ^0 adalah 7.4×10^{-20} sekon, sehingga lebar peluruhan $\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma} \cong 8.89 \times 10^{-19}$.

Lebar peluruhan ini dapat dirumuskan sebagai [4]:

$$\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma} = \frac{e^2}{\pi} \left(\frac{M_\Sigma^2 - M_n^2}{2M_\Sigma} \right)^3 \left\{ \frac{|F_2^\gamma(0)|^2}{(M_n + M_\Sigma)^2} + \frac{|F_4^\gamma(0)|^2}{(M_n - M_\Sigma)^2} \right\} \quad (4.30)$$

sehingga:

$$\frac{|F_2^\gamma(0)|^2}{(M_n + M_\Sigma)^2} + \frac{|F_4^\gamma(0)|^2}{(M_n - M_\Sigma)^2} = (\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \frac{\pi}{e^2} \left(\frac{2M_\Sigma}{M_\Sigma^2 - M_n^2} \right)^3 \quad (4.31)$$

Dengan memasukan persamaan (4.31) kedalam persamaan (4.28) dan (4.29), dan kemudian memakaikan hasilnya pada persamaan (4.24), penampang hamburan diferensial untuk bagian pertukaran foton dapat diperkirakan sebagai:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma \cong \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left[-2q^2(\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \frac{\pi}{e^2} \left(\frac{2M_\Sigma}{(M_\Sigma^2 - M_n^2)}\right)^3 + 2 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \frac{(M_n^2 - M_\Sigma^2)^2}{2M_n^2} (\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \frac{\pi}{e^2} \left(\frac{2M_\Sigma}{(M_\Sigma^2 - M_n^2)}\right)^3 \right] \quad (4.32)$$

4.4 Penampang Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Z^0

Serupa dengan pada proses pertukaran foton, pada pertukaran Z^0 , seperti ditunjukkan pada Gambar 4.3, tensor hadronik dapat dituliskan sebagai:

$$W_{\mu\nu}^Z \equiv -g_{\mu\nu} \frac{M_n}{M_\Sigma} W_1^Z(q^2) + p_\mu p_\nu \frac{W_2^Z(q^2)}{M_n M_\Sigma} - i\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} p^\rho q^\sigma \frac{W_3^Z(q^2)}{2M_n M_\Sigma} + \mathcal{O}(q_\mu \text{ atau } q_\nu) \quad (4.33)$$

Mengingat bahwa bentuk-bentuk yang sebanding dengan q_μ atau q_ν akan habis ketika dikontraksikan dengan tensor leptonik, seperti pada persamaan (4.23), maka dengan menyelesaikan integral pada persamaan (4.9), didapatkan penampang hamburan diferensial untuk bagian pertukaran Z^0 sebagai:

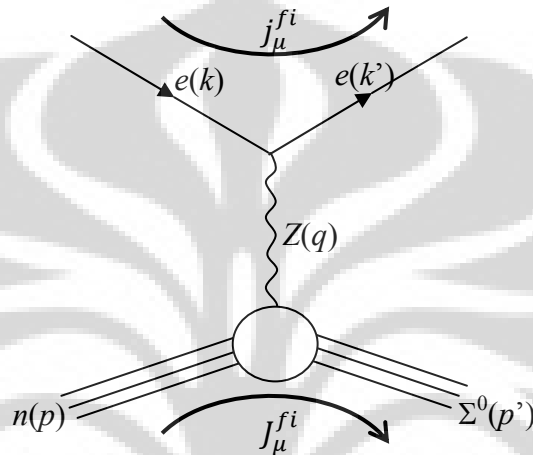
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \eta^Z \left\{ [(c_v^e)^2 + (c_a^e)^2] \left[W_2^Z(q^2) + 2 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_1^Z(q^2) \right] - 2c_v^e c_a^e \frac{E + E'}{M_n} \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) W_3^Z(q^2) \right\} \quad (4.34)$$

W_1^Z dan W_2^Z mempunyai bentuk yang sama dengan W_1^Y dan W_2^Y pada persamaan-persamaan (4.26) dan (4.27), sedangkan W_3^Z dapat dituliskan dalam bentuk [4]:

$$W_3^Z = -4\text{Re}[(F_1^Z + F_2^Z)(F_3^Z + F_4^Z)^*] \quad (4.35)$$

Pada harga q^2 yang kecil, sesuai dengan persamaan (4.21), persamaan (4.35) dan dapat dituliskan sebagai:

$$W_3^Z \cong -4\text{Re}[F_2^Z(0)\{F_4^Z(0)\}^*] \quad (4.36)$$



Gambar 4.3. Diagram Feynmann Untuk Hamburan Tak Elastik $en \rightarrow e\Sigma^0$ Melalui Pertukaran Boson Z^0 .

Informasi penting lain yang diperlukan untuk menghitung harga numerik W_3^Z adalah parameter asimetri yang dirumuskan sebagai [4]:

$$\alpha_\gamma = 2 \left(\frac{M_n + M_\Sigma}{M_n - M_\Sigma} \right) \left\{ \frac{\text{Re} [F_2^\gamma(0) (F_4^\gamma(0))^*]}{|F_2^\gamma(0)|^2 + [(M_n + M_\Sigma)/(M_n - M_\Sigma)]^2 |F_4^\gamma(0)|^2} \right\} \quad (4.37)$$

Menurut perhitungan teoretis oleh Gavela et al [6] nilai parameter asimetri untuk proses peluruhan $\Sigma^0 \rightarrow n\gamma$ adalah:

$$\alpha_\gamma = -0.98 \quad (4.38)$$

Dari persamaan (4.30) dan (4.37) tersebut didapatkan :

$$\text{Re} [F_2^\gamma(0) (F_4^\gamma(0))^*] = -\frac{4\pi}{e^2} \alpha_\gamma (\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \left(\frac{M_\Sigma^3}{(M_\Sigma^2 - M_n^2)^2} \right) \quad (4.39)$$

Dengan memasukan persamaan (4.39) kedalam persamaan (4.36) dan bersamasama dengan persamaan (4.28) dan (4.29), dipakaikan pada persamaan (4.30), penampang hamburan diferensial untuk bagian pertukaran foton dapat diperkirakan sebagai:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_z \cong \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \eta^z \left\{ [(c_v^e)^2 + (c_a^e)^2] \left[-2q^2(\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \frac{\pi}{e^2} \left(\frac{2M_\Sigma}{(M_\Sigma^2 - M_n^2)} \right)^3 \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \frac{(M_n^2 - M_\Sigma^2)^2}{2M_n^2} (\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \frac{\pi}{e^2} \left(\frac{2M_\Sigma}{(M_\Sigma^2 - M_n^2)} \right)^3 \right] \right. \\ \left. - c_v^e c_a^e \frac{E + E'}{M_n} \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \frac{32\pi}{e^2} \alpha_\gamma (\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}) \left(\frac{M_\Sigma^3}{(M_\Sigma^2 - M_n^2)^2} \right) \right\} \quad (4.39)$$

BAB 5 PERHITUNGAN PENAMPANG HAMBURAN

5.1 Batasan-batasan Perhitungan

Penampang hamburan diferensial, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(en \rightarrow en)$, $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_y(en \rightarrow e\Sigma^0)$ dan $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{yz}(en \rightarrow e\Sigma^0)$ pada persamaan-persamaan (3.66), (4.32) dan (4.39) merupakan pendekatan dengan asumsi $(-q^2) \rightarrow 0$. Dengan demikian perlu diperhatikan pemilihan nilai-nilai E dan θ yang sesuai dengan kriteria ini. Dari persamaan (4.1) dan (4.3) didapatkan hubungan:

$$-q^2 = 4E \frac{M_n E - \frac{1}{2}(M_\Sigma^2 - M_n^2)}{M_n + 2E \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (5.1)$$

Seperti sudah dikemukakan dalam bab 4, karena nilai $(-q^2)$ haruslah positif, maka energi elektron datang haruslah mempunyai energi minimal sebesar 0.287 GeV, (persamaan 4.6). Persamaan (5.1) juga menunjukkan bahwa nilai $(-q^2)$ akan naik seiring dengan naiknya energi elektron datang E . Maka dalam perhitungan ini harga energi elektron datang, E , diambil bervariasi dari 0.3 GeV sampai dengan 1.7 GeV.

Persamaan (5.1) tersebut juga menunjukkan bahwa $(-q^2)$ akan naik seiring dengan naiknya sudut hambur, θ dengan catatan bahwa pada $\theta = 0$ tidak terjadi hamburan dan pada $\theta = 180^\circ$ (back scattering), nilai $(-q^2)$ akan besar sekali. Dengan memperhatikan hal tersebut maka sudut hambur, θ , diambil bervariasi dari 5° sampai dengan 90° .

Perhitungan numerik diselesaikan dengan menggunakan program dalam bahasa FORTRAN 90, sementara kurva-kurva dibuat dengan menggunakan program aplikasi Microsoft Office Excel 2007. Program komputer dapat dilihat pada Lampiran 1.

5.2 Perhitungan pada Hamburan Elastik, $en \rightarrow en$

Untuk proses hamburan elastik, $en \rightarrow en$, penampang hamburan diferensial pada persamaan (3.66) dapat dituliskan sebagai:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 F_A \quad (5.2)$$

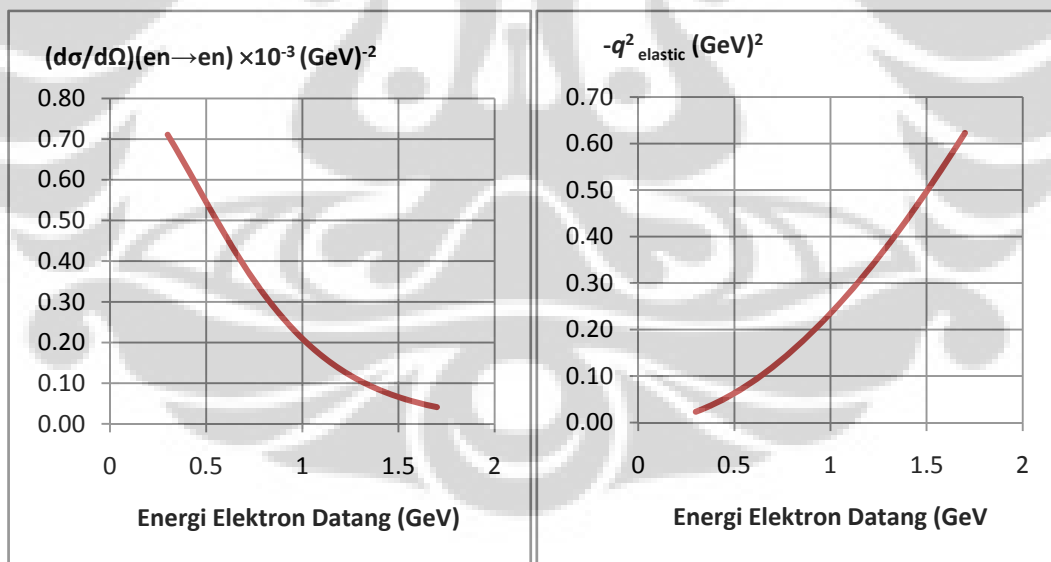
dengan :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)}\right) \frac{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{2\left[1 + 2(E/M_n) \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]} \quad (5.3)$$

dan

$$F_A = 2 \left\{ \frac{(G_E^n)^2 + \tau(G_M^n)^2}{1 + \tau} + 2\tau(G_M^n)^2 \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right\} \quad (5.4)$$

Hasil perhitungan penampang hamburan elastik $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)\right]$ dan $-q_{elastic}^2$ pada sudut hambur 30° dapat dilihat pada Tabel 5.1 dan Gambar 5.1.



Gambar 5.1. Kurva Penampang Hamburan Terhadap Energi Elektron Datang dan $-q^2$ Terhadap Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur $\theta = 30^\circ$.

Tabel 5.1. Hasil Perhitungan Penampang Hamburan pada Sudut Hambur $\theta = 30^\circ$.

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ($en \rightarrow en$) $\times 10^{-5}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma$ ($en \rightarrow e\Sigma^0$) $\times 10^{-19}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_z$ ($en \rightarrow e\Sigma^0$)	R_V $\times 10^{15}$	R_z
0.3	0.0231	0.001	71.1	9.96	7.75E-33	1.40	1.09×10^{-29}
0.37	0.0348	0.008	65.5	9.93	4.77E-31	1.52	7.28×10^{-28}
0.44	0.0488	0.017	59.6	10.2	2.29E-30	1.71	3.84×10^{-27}
0.51	0.0650	0.028	53.7	10.5	6.53E-30	1.96	1.22×10^{-26}
0.58	0.0833	0.042	47.9	10.8	1.45E-29	2.25	3.03×10^{-26}
0.65	0.104	0.058	42.4	11.0	2.79E-29	2.59	6.56×10^{-26}
0.72	0.126	0.076	37.3	11.2	4.82E-29	2.99	1.29×10^{-25}
0.79	0.150	0.096	32.6	11.3	7.72E-29	3.46	2.37×10^{-25}
0.86	0.177	0.118	28.2	11.4	1.17E-28	4.02	4.14×10^{-25}
0.93	0.205	0.141	24.4	11.4	1.69E-28	4.67	6.93×10^{-25}
1	0.235	0.167	21.0	11.4	2.36E-28	5.44	1.12×10^{-24}
1.07	0.266	0.195	18.0	11.4	3.19E-28	6.35	1.77×10^{-24}
1.14	0.300	0.224	15.3	11.4	4.20E-28	7.42	2.74×10^{-24}
1.21	0.335	0.255	13.1	11.3	5.41E-28	8.67	4.14×10^{-24}
1.28	0.371	0.288	11.1	11.3	6.84E-28	10.1	6.16×10^{-24}
1.35	0.410	0.322	9.43	11.2	8.51E-28	11.9	9.02×10^{-24}
1.42	0.449	0.358	8.00	11.1	1.04E-27	13.9	1.30×10^{-23}
1.49	0.491	0.396	6.78	11.0	1.26E-27	16.3	1.86×10^{-23}
1.56	0.533	0.435	5.75	10.9	1.51E-27	19.0	2.62×10^{-23}
1.63	0.578	0.476	4.87	10.8	1.78E-27	22.3	3.66×10^{-23}
1.7	0.623	0.518	4.13	10.7	2.09E-27	26.0	5.06×10^{-23}

5.3 Proses ($en \rightarrow e\Sigma^0$) melalui pertukaran foton

Untuk proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ melalui pertukaran foton, penampang hamburan diferensial pada persamaan (4.32) dapat dituliskan sebagai:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma (en \rightarrow e\Sigma^0) \cong \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \frac{\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}}{2\alpha} \left(\frac{2M_\Sigma}{M_\Sigma^2 - M_n^2}\right)^3 F_{B1} \quad (5.5)$$

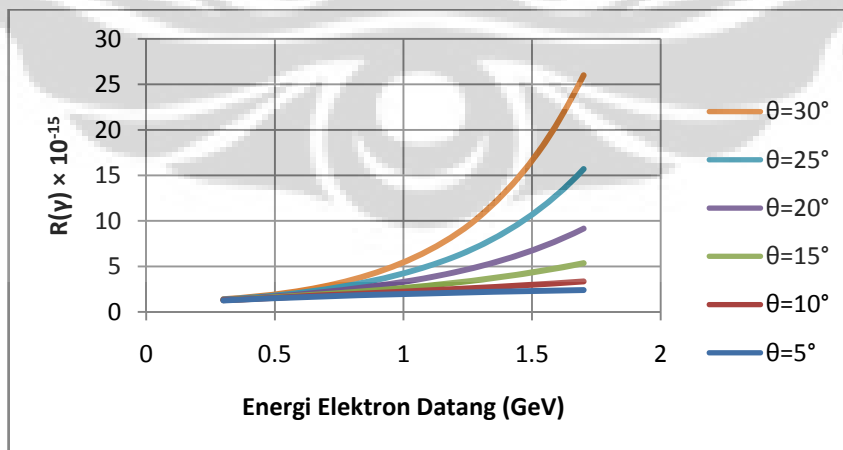
dengan

$$F_{B1} \cong \left[-q^2 + 2 \tan^2 \left(\frac{\theta}{2}\right) \left(\frac{M_n^2 - M_\Sigma^2}{2M_n}\right)^2 \right] \quad (5.6)$$

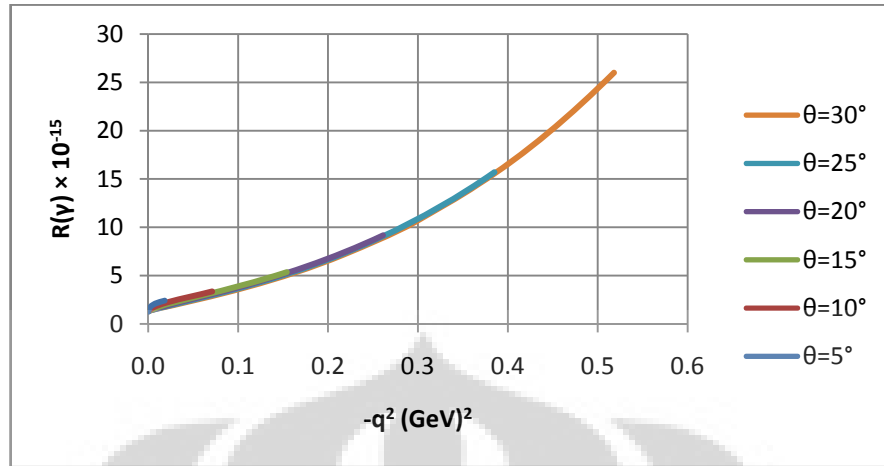
Dengan demikian perbandingan antara $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma (en \rightarrow e\Sigma^0)$ dengan $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} (en \rightarrow en)\right]$ dapat dituliskan sebagai:

$$R_\gamma = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma (en \rightarrow e\Sigma^0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega} (en \rightarrow en)} \cong \frac{\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}}{2\alpha} \left(\frac{2M_\Sigma}{M_\Sigma^2 - M_n^2}\right)^3 \frac{F_{B1}}{F_A} \quad (5.7)$$

Hasil perhitungan $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma (en \rightarrow e\Sigma^0)$ dan R_γ untuk sudut hambur $\theta = 30^\circ$ dapat dilihat pada Tabel 5.1. Kurva R_γ sebagai fungsi energi elektron datang E , dan kurva R_γ sebagai fungsi $-q_{inelastic}^2$ untuk sudut θ bervariasi dari 5° sampai dengan 30° dapat dilihat pada Gambar 5.2 dan Gambar 5.3.



Gambar 5.2. Kurva R_γ Sebagai Fungsi Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30° .



Gambar 5.3. Kurva R_γ Sebagai Fungsi $(-q_{inelastic}^2)$ Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30° .

5.4 Proses $(en \rightarrow e\Sigma^0)$ melalui pertukaran partikel Z

Untuk proses $en \rightarrow e\Sigma^0$ melalui pertukaran partikel Z, penampang hamburan diferensial pada persamaan (4.39) dapat dituliskan sebagai:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0) \cong \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \eta^Z \frac{\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}}{2\alpha} \left(\frac{2M_\Sigma}{M_\Sigma^2 - M_n^2}\right)^3 F_{B2} \quad (5.8)$$

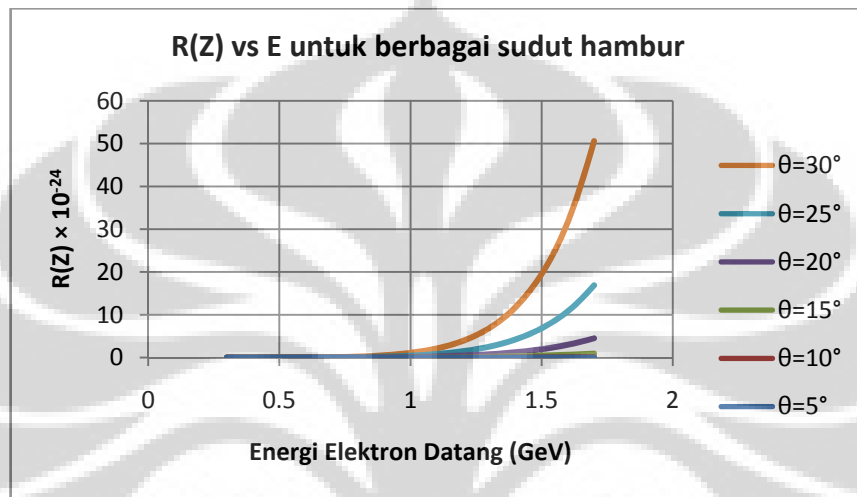
dengan:

$$F_{B2} = [(c_v^e)^2 + (c_a^e)^2] F_{B1} - 4c_v^e c_a^e (E + E') \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \alpha_\gamma \frac{M_\Sigma^2 - M_n^2}{2M_n} \quad (5.9)$$

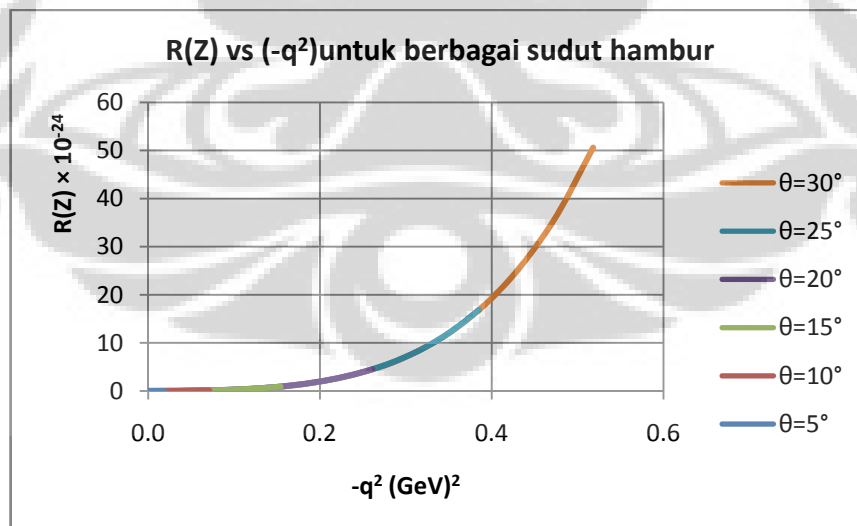
Dengan demikian perbandingan antara $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$ dengan penampang hamburan diferensial $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)\right]$ dapat dituliskan sebagai:

$$R_Z = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)} \cong \frac{\eta^Z \frac{\Gamma_{\Sigma^0 \rightarrow n\gamma}}{2\alpha} \left(\frac{2M_\Sigma}{M_\Sigma^2 - M_n^2}\right)^3 F_{B2}}{F_A} \quad (5.10)$$

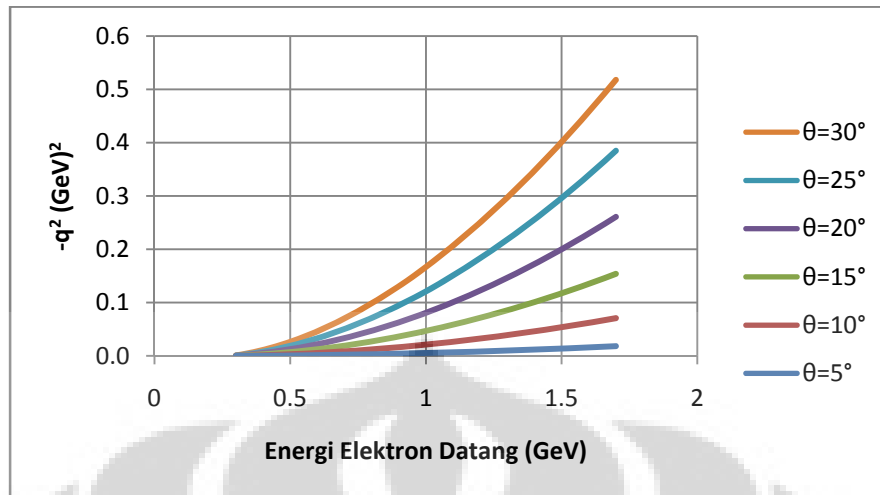
Hasil perhitungan $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z (en \rightarrow e\Sigma^0)$ dan R_Z untuk sudut hambur $\theta=30^\circ$ dapat dilihat pada Tabel 5.1. Kurva R_Z sebagai fungsi energi elektron datang E , dan kurva R_Z sebagai fungsi $-q_{inelastic}^2$ untuk sudut θ bervariasi dari 5° sampai dengan 30° dapat dilihat pada Gambar 5.4 dan Gambar 5.5.



Gambar 5.4 Kurva R_Z Sebagai Fungsi Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30° .



Gambar 5.5 Kurva R_Z Sebagai Fungsi $(-q_{inelastic}^2)$ Untuk Sudut Hambur 5° sampai dengan 30° .



Gambar 5.6 Kurva ($-q_{inelastic}^2$) Sebagai Fungsi Energi Elektron Datang Untuk Sudut Hambur Bervariasi dari 5° sampai dengan 30° .

BAB 6 PEMBAHASAN DAN KESIMPULAN

Mengingat penampang hamburan elastik $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)\right]$ dijadikan pembanding dalam perhitungan penampang hamburan inelastik ($en \rightarrow e\Sigma^0$), maka hasil perhitungan penampang hamburan elastik ini akan didiskusikan terlebih dahulu. Perhitungan penampang hamburan elastik tersebut melibatkan perhitungan faktor-faktor bentuk G_E^n dan G_M^n yang dinyatakan pada persamaan-persamaan (3.67), (3.68) dan (3.69). Model yang diambil ini cukup akurat untuk nilai $(-q_{elastic}^2) < 0.6 \text{ (GeV)}^2$ [10], dan akan mempunyai kesalahan sistematis yang cukup berarti ketika $(-q_{elastic}^2) > 1.7 \text{ (GeV)}^2$ [7]. Sementara itu hasil perhitungan $(-q_{elastic}^2)$ yang ditunjukkan Gambar 5.6 menunjukkan bahwa pada sudut hambur 30° dan pada energi datang sampai 1.7 GeV , nilai $(-q_{elastic}^2) < 0.7 \text{ (GeV)}^2$. Ini berarti bahwa perhitungan penampang hamburan elastik $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)\right]$ pada sudut hambur 30° yang diperlihatkan pada Tabel 5.1 cukup akurat.

Perhitungan $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma(en \rightarrow e\Sigma^0)$ dan juga R_γ melalui persamaan (5.5) dan (5.7) akan akurat untuk $(-q_{inelastic}^2)$ yang kecil, katakanlah untuk $(-q_{inelastic}^2) < 0.3 \text{ (GeV)}^2$. Batasan ini lebih ketat dibandingkan dengan batasan untuk hamburan elastik di atas sehingga dapat dikatakan bahwa ketidakakuratan perhitungan muncul terutama dari perhitungan penampang hamburan tak elastik ($en \rightarrow e\Sigma^0$). Kurva R_γ sebagai fungsi energi elektron datang E untuk sudut hambur 5° sampai dengan 30° pada Gambar 5.2, menunjukkan bahwa nilai R_γ naik seiring dengan naiknya energi datang dan juga seiring dengan naiknya sudut hambur. Akan tetapi jika dilihat kurva R_γ sebagai fungsi $(-q_{inelastic}^2)$ untuk sudut hambur 5° sampai dengan 30° pada Gambar 5.3, bisa dikatakan semua kurva tersebut berimpit. Seperti diperlihatkan pada Lampiran 3 halaman 70 dan 71, keadaan ini

terus berlanjut sampai sudut hambur sekitar 60° , dan diatas itu kurva-kurva tersebut mulai terpecah. Hal yang sama terjadi pada kasus R_Z seperti diperlihatkan pada Gambar 5.2 dan Gambar 5.3, serta Lampiran 3 halaman 72.

Pada Gambar 5.3, untuk $(-q_{inelastic}^2) \approx 0.3(\text{GeV})^2$ didapatkan hasil $R_\gamma \sim 10^{-14}$. Dengan mengacu pada kurva $(-q_{inelastic}^2)$ terhadap E pada gambar 5.6, nilai tersebut dapat dihasilkan dari berbagai variasi sudut hambur dan energi datang, sebagai contoh pada sudut hambur 30° dengan energi datang sekitar 1.35 GeV atau pada sudut hambur 25° dengan energi datang sekitar 1.5 GeV Hasil perhitungan R_γ ini menunjukkan adanya penindasan yang luar biasa relatif terhadap hamburan elastik, dan ini muncul dari interaksi lemah, invariansi tera, dan kinematika hamburan [4]. Hasil ini sesuai dengan yang didapatkan oleh Drechsel dan Giannini [3], maupun Jin and Jaffe[4], yang melakukan perhitungan untuk proses $ep \rightarrow e\Sigma^+$ dengan hasil $R_\gamma(ep \rightarrow e\Sigma^+) \sim 4 \times 10^{-15}$.

Pada Gambar 5.5, untuk $(-q_{inelastic}^2) \sim 0.3(\text{GeV})^2$ didapatkan hasil $R_\gamma \sim 5 \times 10^{-24}$. Hasil perhitungan ini menunjukkan bahwa proses hamburan $(en \rightarrow e\Sigma^0)$ melalui pertukaran Z tidak memberikan kontribusi yang signifikan pada penampang hamburan $(en \rightarrow e\Sigma^0)$, yang berarti bahwa proses $(en \rightarrow e\Sigma^0)$ didominasi oleh pertukaran foton. Hasil ini sesuai pula dengan yang didapatkan oleh Drechsel. dan Giannini [3], maupun Jin and Jaffe[4].

Sebagai kesimpulan akhir, dapat dikatakan bahwa proses produksi hiperon $en \rightarrow e\Sigma^0$ dapat terjadi, akan tetapi peluang terjadinya proses tersebut sangat kecil sehingga sangat sulit untuk dapat diamati dalam pengukuran yang dilakukan laboratorium-laboratorium yang tersedia pada dewasa ini.

DAFTAR REFERENSI

- [1]. J.D. Bjorken. and S.D. Drell. . *Relativistic Quantum Mechanics*. McGraw Hill, New York (1964).
- [2]. F. Halzen and A.D. Martin. *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*. John Wiley & Sons, New York. (1984).
- [3]. D. Drechsel. and M.M. Giannini. *Physics Letters B* **397**, 311 (1997)
- [4]. X. Jin and R.L. Jaffe. *Physical Review D* (submitted December 1996)
- [5]. S. Galster, H. Klein, J. Moritz, K.H. Schmidt, D. Wegener, and J. Bleckwenn. *Nucl. Phys. B* **32**, 221 (1971)
- [6]. M.B. Gavela et al. *Physics Letters* **101B** . 417 (1981)
- [7]. R. Schiavilla and I. Sick. *Physical Review C* **64**, .(2001)



LAMPIRAN 1

PROGRAM KOMPUTER

```

program enesigma
  Real Mn, Ms, Mun, Mz
    Open(unit=5, file='hasil3.dat', status='unknown')
    pi = 3.141592654
  Alp = 1.0/137.0 !konstanta struktur halus elektromagnetik
  Mn = 0.939565560 !massa neutron GeV
  Ms = 1.192642 !massa sigma nol GeV
  Mz = 91.1876 !massa partikel Z, GeV
  Ts = 7.4E-20 !waktu hidup rata-rata sigma nol, sekon
  Ts = Ts * 1.52E24 ! waktu hidup, 1/GeV
  Mun = -1.9130427 !momen magnetik neutron, bohr magneton
  Br = 1.0E-13 !branching ratio peluruhan Sigma0 -> n gamma
  Ass = -0.98 !Assymetry factor
  Dw = Br/Ts ! lebar peluruhan

  St2 = 0.234 ! (sin(ThW))^2, ThW : weak angle
  Thw = asin(sqrt(St2)) ! weak angle
  Cve = -0.5+ 2*St2 !vector coupling
  Cae = -0.5 ! axial vector coupling
  Ce2 = Cve**2 + Cae**2
  Cas = 4*Cve*Cae*Ass
  S2m = Ms**2-Mn**2
  S2p = S2m/(2*Mn)
  Sp2 = S2p**2
  Sp3 = (2*Ms/S2m)**3

  Eminel = 0.287 !energi elektron datang minimum, GeV
  Emin = 0.3 !GeV
  Emax = 1.7 !GeV
  Imax = 20
  Jmax = 18
  deltaE = (Emax-Emin)/Imax
  deltaTheta = pi/(2*Jmax)

  A31 = Dw*Sp3/(2*Alp)
  A41 = (sin(2*Thw))**2

  Do 20 J = 1, Jmax
    Th = J*deltaTheta ! sudut hambur, rad
    Sdt = Th*180/pi ! sudut hambur, derajat
    write(5,200) Sdt
200 Format(//,7x, "Sudut Hambur : ",F6.2," derajat",/)
    Write(5,300)

```

```

300  Format(6x,"E(GeV) Qelastic Qinelastic   DSE0   DSG0   DSZ0   R(gamma)   R(Z)")
      Si2 = (sin(Th/2))**2
      Co2 = (cos(Th/2))**2
          Ta2 = Si2/Co2
      Do 10 I = 0,Imax
          Ei = Emin + deltaE*I      !Energi elektron datang
              P11 = 1+2*Ei*Si2/Mn
              Ef1= Ei/P11      !energi elektron hambur elastik
          Ef2 = (Ei-S2p)/P11 !energi elektron hambur pada hamburan non elastik
          Q21 = 4*Ei*Ef1*Si2      !-q kuadrat pada hamburan non-elastik
              Q22 = 4*Ei*Ef2*Si2      !-q kuadrat pada hamburan non-elastik
              Tau = Q21/(4*Mn**2)
              Gd = 1.0/(1+Q21/0.71)**2 !dipole form factor
              Ge = -Mun*Tau*Gd/(1+5.6*Tau)      !faktor bentuk listrik neutron
              Gm = Mun * Gd      ! faktor bentuk magnetik neutron

          ! Menghitung (dSigma/dOmega)nol
              DS0 = Alp**2*Co2/(8*Ei**2*Si2**2*P11)

          ! Menghitung (dSigma/dOmega) elastik
              A21 = (Ge**2+Tau*Gm**2)/(1+Tau)
          A22 = 2*Tau*Gm**2*Ta2
              DSE = 2*(A21+A22) !penampang hamburan elastik
              DSE0 = DSE*DS0

          ! Menghitung Ratio penampang hamburan non elastik pada pertukaran foton
          A32 = Q22+2*Ta2*Sp2
              DSG = A31*A32
              RTG = DSG/DSE
              DSG0 = DSG*DS0

          ! Menghitung Ratio penampang hamburan non elastik pada pertukaran Z
              Etz = (Q22/(A41*(Q22+Mz**2)))**2
              A42 = Cas*(Ei+Ef2)*ta2*S2p
              DSZ = Etz*A31*(Ce2*A32-A42)
              RTZ = DSZ/DSE
              DSZ0 = DSZ*DS0
          Write(5,100) Ei, Q21, Q22,DSE0, DSG0, DSZ0, RTG, RTZ
100  Format(2x,F8.2, 7E11.3)
10  Continue
20  Continue
      Close(5)
end

```



LAMPIRAN 2

TABEL HASIL PERHITUNGAN

$$-q_{elastic}^2, -q_{inelastic}^2, \frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en), \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0), \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0), R_Y, \text{ dan } R_Z$$

untuk variasi sudut hambur : 5° s/d 90°

dan energi elektron datang : 0.3 GeV s/d 1.7 GeV

Sudut Hambur : 5°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	6.84E-04	2.93E-05	2.89E-02	3.68E-17	2.51E-34	1.27E-15	8.68E-33
0.37	1.04E-03	2.33E-04	2.88E-02	3.86E-17	1.64E-32	1.34E-15	5.71E-31
0.44	1.47E-03	5.11E-04	2.87E-02	4.11E-17	8.32E-32	1.43E-15	2.90E-30
0.51	1.98E-03	8.63E-04	2.86E-02	4.36E-17	2.49E-31	1.52E-15	8.70E-30
0.58	2.55E-03	1.29E-03	2.85E-02	4.59E-17	5.80E-31	1.61E-15	2.03E-29
0.65	3.21E-03	1.79E-03	2.84E-02	4.80E-17	1.16E-30	1.69E-15	4.07E-29
0.72	3.93E-03	2.36E-03	2.83E-02	4.98E-17	2.08E-30	1.76E-15	7.36E-29
0.79	4.73E-03	3.01E-03	2.81E-02	5.13E-17	3.47E-30	1.82E-15	1.23E-28
0.86	5.61E-03	3.74E-03	2.80E-02	5.27E-17	5.45E-30	1.88E-15	1.95E-28
0.93	6.56E-03	4.53E-03	2.78E-02	5.39E-17	8.17E-30	1.94E-15	2.94E-28
1	7.58E-03	5.40E-03	2.76E-02	5.50E-17	1.18E-29	1.99E-15	4.27E-28
1.07	8.68E-03	6.35E-03	2.75E-02	5.60E-17	1.65E-29	2.04E-15	6.02E-28
1.14	9.85E-03	7.37E-03	2.73E-02	5.68E-17	2.25E-29	2.08E-15	8.27E-28
1.21	1.11E-02	8.46E-03	2.71E-02	5.76E-17	3.00E-29	2.13E-15	1.11E-27
1.28	1.24E-02	9.62E-03	2.68E-02	5.83E-17	3.93E-29	2.17E-15	1.46E-27
1.35	1.38E-02	1.09E-02	2.66E-02	5.89E-17	5.05E-29	2.21E-15	1.90E-27
1.42	1.53E-02	1.22E-02	2.64E-02	5.95E-17	6.40E-29	2.25E-15	2.42E-27
1.49	1.68E-02	1.36E-02	2.62E-02	6.00E-17	7.99E-29	2.29E-15	3.06E-27
1.56	1.84E-02	1.50E-02	2.59E-02	6.05E-17	9.87E-29	2.33E-15	3.81E-27
1.63	2.01E-02	1.65E-02	2.57E-02	6.09E-17	1.21E-28	2.37E-15	4.70E-27
1.7	2.18E-02	1.82E-02	2.54E-02	6.13E-17	1.46E-28	2.41E-15	5.75E-27

Sudut Hambur : 10°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	2.72E-03	1.16E-04	7.14E-03	9.19E-18	9.90E-34	1.29E-15	1.39E-31
0.37	4.13E-03	9.26E-04	7.07E-03	9.57E-18	6.45E-32	1.35E-15	9.12E-30
0.44	5.84E-03	2.03E-03	6.99E-03	1.02E-17	3.25E-31	1.46E-15	4.65E-29
0.51	7.84E-03	3.42E-03	6.90E-03	1.08E-17	9.69E-31	1.56E-15	1.40E-28
0.58	1.01E-02	5.11E-03	6.79E-03	1.13E-17	2.24E-30	1.67E-15	3.30E-28
0.65	1.27E-02	7.09E-03	6.68E-03	1.18E-17	4.47E-30	1.76E-15	6.68E-28
0.72	1.56E-02	9.36E-03	6.56E-03	1.22E-17	8.00E-30	1.86E-15	1.22E-27
0.79	1.87E-02	1.19E-02	6.43E-03	1.26E-17	1.33E-29	1.95E-15	2.06E-27
0.86	2.22E-02	1.48E-02	6.30E-03	1.29E-17	2.08E-29	2.04E-15	3.30E-27
0.93	2.59E-02	1.79E-02	6.16E-03	1.31E-17	3.11E-29	2.14E-15	5.05E-27
1	2.99E-02	2.13E-02	6.01E-03	1.34E-17	4.47E-29	2.23E-15	7.44E-27
1.07	3.42E-02	2.50E-02	5.86E-03	1.36E-17	6.24E-29	2.32E-15	1.07E-26
1.14	3.88E-02	2.90E-02	5.70E-03	1.38E-17	8.48E-29	2.42E-15	1.49E-26
1.21	4.36E-02	3.33E-02	5.54E-03	1.39E-17	1.13E-28	2.52E-15	2.03E-26
1.28	4.88E-02	3.78E-02	5.38E-03	1.41E-17	1.47E-28	2.62E-15	2.73E-26
1.35	5.42E-02	4.27E-02	5.22E-03	1.42E-17	1.88E-28	2.73E-15	3.61E-26
1.42	5.99E-02	4.78E-02	5.05E-03	1.43E-17	2.38E-28	2.84E-15	4.70E-26
1.49	6.59E-02	5.32E-02	4.88E-03	1.44E-17	2.96E-28	2.96E-15	6.06E-26
1.56	7.21E-02	5.88E-02	4.71E-03	1.45E-17	3.64E-28	3.08E-15	7.72E-26
1.63	7.87E-02	6.48E-02	4.55E-03	1.46E-17	4.43E-28	3.21E-15	9.75E-26
1.7	8.55E-02	7.10E-02	4.38E-03	1.47E-17	5.35E-28	3.35E-15	1.22E-25

Sudut Hambur : 15°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	6.07E-03	2.60E-04	3.12E-03	4.07E-18	2.18E-33	1.30E-15	6.99E-31
0.37	9.21E-03	2.06E-03	3.05E-03	4.21E-18	1.41E-31	1.38E-15	4.61E-29
0.44	1.30E-02	4.51E-03	2.97E-03	4.44E-18	7.02E-31	1.50E-15	2.37E-28
0.51	1.74E-02	7.60E-03	2.88E-03	4.69E-18	2.08E-30	1.62E-15	7.21E-28
0.58	2.25E-02	1.13E-02	2.79E-03	4.90E-18	4.79E-30	1.76E-15	1.72E-27
0.65	2.81E-02	1.57E-02	2.69E-03	5.09E-18	9.46E-30	1.89E-15	3.52E-27
0.72	3.44E-02	2.07E-02	2.59E-03	5.25E-18	1.69E-29	2.03E-15	6.51E-27
0.79	4.13E-02	2.63E-02	2.48E-03	5.39E-18	2.78E-29	2.17E-15	1.12E-26
0.86	4.89E-02	3.26E-02	2.37E-03	5.51E-18	4.33E-29	2.32E-15	1.83E-26
0.93	5.70E-02	3.94E-02	2.26E-03	5.61E-18	6.43E-29	2.48E-15	2.85E-26
1	6.58E-02	4.69E-02	2.15E-03	5.69E-18	9.21E-29	2.65E-15	4.29E-26
1.07	7.51E-02	5.50E-02	2.03E-03	5.77E-18	1.28E-28	2.83E-15	6.28E-26
1.14	8.50E-02	6.36E-02	1.92E-03	5.83E-18	1.73E-28	3.03E-15	8.98E-26
1.21	9.56E-02	7.29E-02	1.81E-03	5.88E-18	2.28E-28	3.24E-15	1.26E-25
1.28	1.07E-01	8.28E-02	1.71E-03	5.92E-18	2.96E-28	3.47E-15	1.73E-25
1.35	1.18E-01	9.32E-02	1.60E-03	5.96E-18	3.77E-28	3.72E-15	2.35E-25
1.42	1.31E-01	1.04E-01	1.50E-03	5.99E-18	4.73E-28	3.99E-15	3.16E-25
1.49	1.44E-01	1.16E-01	1.40E-03	6.02E-18	5.87E-28	4.29E-15	4.18E-25
1.56	1.57E-01	1.28E-01	1.31E-03	6.04E-18	7.18E-28	4.62E-15	5.49E-25
1.63	1.71E-01	1.41E-01	1.22E-03	6.06E-18	8.70E-28	4.97E-15	7.14E-25
1.7	1.86E-01	1.54E-01	1.13E-03	6.07E-18	1.04E-27	5.36E-15	9.21E-25

Sudut Hambur : 20°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_y	
0.3	1.07E-02	4.56E-04	1.71E-03	2.27E-18	3.75E-33	1.33E-15	2.19E-30
0.37	1.61E-02	3.61E-03	1.64E-03	2.33E-18	2.39E-31	1.42E-15	1.45E-28
0.44	2.27E-02	7.89E-03	1.57E-03	2.44E-18	1.18E-30	1.55E-15	7.52E-28
0.51	3.04E-02	1.33E-02	1.49E-03	2.56E-18	3.47E-30	1.71E-15	2.32E-27
0.58	3.91E-02	1.98E-02	1.41E-03	2.66E-18	7.91E-30	1.89E-15	5.60E-27
0.65	4.89E-02	2.73E-02	1.33E-03	2.75E-18	1.55E-29	2.07E-15	1.17E-26
0.72	5.98E-02	3.59E-02	1.24E-03	2.83E-18	2.74E-29	2.27E-15	2.20E-26
0.79	7.16E-02	4.56E-02	1.16E-03	2.89E-18	4.48E-29	2.49E-15	3.87E-26
0.86	8.45E-02	5.63E-02	1.08E-03	2.94E-18	6.92E-29	2.74E-15	6.44E-26
0.93	9.84E-02	6.80E-02	9.93E-04	2.98E-18	1.02E-28	3.00E-15	1.03E-25
1	1.13E-01	8.08E-02	9.14E-04	3.02E-18	1.45E-28	3.30E-15	1.59E-25
1.07	1.29E-01	9.45E-02	8.37E-04	3.04E-18	2.00E-28	3.63E-15	2.39E-25
1.14	1.46E-01	1.09E-01	7.65E-04	3.06E-18	2.68E-28	4.01E-15	3.51E-25
1.21	1.64E-01	1.25E-01	6.97E-04	3.08E-18	3.52E-28	4.42E-15	5.05E-25
1.28	1.83E-01	1.42E-01	6.33E-04	3.09E-18	4.53E-28	4.89E-15	7.16E-25
1.35	2.02E-01	1.59E-01	5.73E-04	3.10E-18	5.73E-28	5.41E-15	1.00E-24
1.42	2.23E-01	1.78E-01	5.18E-04	3.11E-18	7.15E-28	6.00E-15	1.38E-24
1.49	2.44E-01	1.97E-01	4.67E-04	3.11E-18	8.79E-28	6.66E-15	1.88E-24
1.56	2.67E-01	2.18E-01	4.20E-04	3.11E-18	1.07E-27	7.40E-15	2.54E-24
1.63	2.90E-01	2.39E-01	3.78E-04	3.11E-18	1.29E-27	8.23E-15	3.41E-24
1.7	3.14E-01	2.61E-01	3.39E-04	3.10E-18	1.53E-27	9.16E-15	4.52E-24

Sudut Hambur : 25°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	1.64E-02	7.01E-04	1.06E-03	1.45E-18	5.64E-33	1.36E-15	5.31E-30
0.37	2.47E-02	5.54E-03	1.00E-03	1.46E-18	3.54E-31	1.46E-15	3.54E-28
0.44	3.48E-02	1.21E-02	9.35E-04	1.52E-18	1.72E-30	1.63E-15	1.84E-27
0.51	4.64E-02	2.03E-02	8.66E-04	1.58E-18	4.99E-30	1.82E-15	5.76E-27
0.58	5.96E-02	3.01E-02	7.97E-04	1.63E-18	1.13E-29	2.05E-15	1.41E-26
0.65	7.44E-02	4.15E-02	7.28E-04	1.68E-18	2.18E-29	2.30E-15	3.00E-26
0.72	9.06E-02	5.45E-02	6.61E-04	1.71E-18	3.82E-29	2.59E-15	5.78E-26
0.79	1.08E-01	6.90E-02	5.96E-04	1.74E-18	6.20E-29	2.92E-15	1.04E-25
0.86	1.28E-01	8.50E-02	5.35E-04	1.76E-18	9.48E-29	3.30E-15	1.77E-25
0.93	1.48E-01	1.03E-01	4.78E-04	1.78E-18	1.39E-28	3.73E-15	2.90E-25
1	1.70E-01	1.21E-01	4.25E-04	1.79E-18	1.95E-28	4.22E-15	4.60E-25
1.07	1.94E-01	1.42E-01	3.76E-04	1.80E-18	2.66E-28	4.79E-15	7.09E-25
1.14	2.19E-01	1.64E-01	3.32E-04	1.80E-18	3.54E-28	5.44E-15	1.07E-24
1.21	2.45E-01	1.87E-01	2.92E-04	1.81E-18	4.61E-28	6.19E-15	1.58E-24
1.28	2.72E-01	2.11E-01	2.56E-04	1.81E-18	5.89E-28	7.05E-15	2.30E-24
1.35	3.01E-01	2.37E-01	2.24E-04	1.80E-18	7.39E-28	8.05E-15	3.30E-24
1.42	3.31E-01	2.64E-01	1.96E-04	1.80E-18	9.13E-28	9.19E-15	4.67E-24
1.49	3.62E-01	2.92E-01	1.71E-04	1.79E-18	1.11E-27	1.05E-14	6.53E-24
1.56	3.95E-01	3.22E-01	1.49E-04	1.79E-18	1.34E-27	1.20E-14	9.04E-24
1.63	4.28E-01	3.53E-01	1.29E-04	1.78E-18	1.61E-27	1.37E-14	1.24E-23
1.7	4.63E+02	3.85E-01	1.13E-04	1.77E-18	1.90E-27	1.57E-14	1.69E-23

Sudut Hambur : 30°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	2.31E-02	9.90E-04	7.11E-04	9.96E-19	7.75E-33	1.40E-15	1.09E-29
0.37	3.48E-02	7.80E-03	6.55E-04	9.93E-19	4.77E-31	1.52E-15	7.28E-28
0.44	4.88E-02	1.70E-02	5.96E-04	1.02E-18	2.29E-30	1.71E-15	3.84E-27
0.51	6.50E-02	2.84E-02	5.37E-04	1.05E-18	6.53E-30	1.96E-15	1.22E-26
0.58	8.33E-02	4.20E-02	4.79E-04	1.08E-18	1.45E-29	2.25E-15	3.03E-26
0.65	1.04E-01	5.78E-02	4.24E-04	1.10E-18	2.79E-29	2.59E-15	6.56E-26
0.72	1.26E-01	7.57E-02	3.73E-04	1.12E-18	4.82E-29	2.99E-15	1.29E-25
0.79	1.50E-01	9.57E-02	3.26E-04	1.13E-18	7.72E-29	3.46E-15	2.37E-25
0.86	1.77E-01	1.18E-01	2.82E-04	1.14E-18	1.17E-28	4.02E-15	4.14E-25
0.93	2.05E-01	1.41E-01	2.44E-04	1.14E-18	1.69E-28	4.67E-15	6.93E-25
1	2.35E-01	1.67E-01	2.10E-04	1.14E-18	2.36E-28	5.44E-15	1.12E-24
1.07	2.66E-01	1.95E-01	1.80E-04	1.14E-18	3.19E-28	6.35E-15	1.77E-24
1.14	3.00E-01	2.24E-01	1.53E-04	1.14E-18	4.20E-28	7.42E-15	2.74E-24
1.21	3.35E-01	2.55E-01	1.31E-04	1.13E-18	5.41E-28	8.67E-15	4.14E-24
1.28	3.71E-01	2.88E-01	1.11E-04	1.13E-18	6.84E-28	1.01E-14	6.16E-24
1.35	4.10E-01	3.22E-01	9.43E-05	1.12E-18	8.51E-28	1.19E-14	9.02E-24
1.42	4.49E-01	3.58E-01	8.00E-05	1.11E-18	1.04E-27	1.39E-14	1.30E-23
1.49	4.91E-01	3.96E-01	6.78E-05	1.10E-18	1.26E-27	1.63E-14	1.86E-23
1.56	5.33E-01	4.35E-01	5.75E-05	1.09E-18	1.51E-27	1.90E-14	2.62E-23
1.63	5.78E-01	4.76E-01	4.87E-05	1.08E-18	1.78E-27	2.23E-14	3.66E-23
1.7	6.23E-01	5.18E-01	4.13E-05	1.07E-18	2.09E-27	2.60E-14	5.06E-23

Sudut Hambur : 35°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	3.08E-02	1.32E-03	5.02E-04	7.25E-19	1.00E-32	1.44E-15	1.99E-29
0.37	4.62E-02	1.03E-02	4.50E-04	7.11E-19	6.02E-31	1.58E-15	1.34E-27
0.44	6.46E-02	2.24E-02	3.99E-04	7.20E-19	2.83E-30	1.81E-15	7.11E-27
0.51	8.57E-02	3.74E-02	3.49E-04	7.34E-19	7.95E-30	2.11E-15	2.28E-26
0.58	1.09E-01	5.53E-02	3.02E-04	7.47E-19	1.75E-29	2.48E-15	5.79E-26
0.65	1.36E-01	7.58E-02	2.59E-04	7.56E-19	3.30E-29	2.92E-15	1.28E-25
0.72	1.65E-01	9.90E-02	2.20E-04	7.62E-19	5.63E-29	3.46E-15	2.56E-25
0.79	1.96E-01	1.25E-01	1.86E-04	7.65E-19	8.92E-29	4.12E-15	4.80E-25
0.86	2.30E-01	1.53E-01	1.56E-04	7.65E-19	1.34E-28	4.90E-15	8.55E-25
0.93	2.65E-01	1.83E-01	1.31E-04	7.64E-19	1.91E-28	5.85E-15	1.46E-24
1	3.03E-01	2.16E-01	1.09E-04	7.60E-19	2.63E-28	6.99E-15	2.42E-24
1.07	3.43E-01	2.51E-01	9.04E-05	7.55E-19	3.52E-28	8.35E-15	3.89E-24
1.14	3.85E-01	2.88E-01	7.50E-05	7.49E-19	4.59E-28	9.99E-15	6.12E-24
1.21	4.30E-01	3.28E-01	6.22E-05	7.43E-19	5.86E-28	1.19E-14	9.42E-24
1.28	4.75E-01	3.69E-01	5.15E-05	7.35E-19	7.33E-28	1.43E-14	1.42E-23
1.35	5.23E-01	4.12E-01	4.26E-05	7.27E-19	9.03E-28	1.71E-14	2.12E-23
1.42	5.73E-01	4.57E-01	3.53E-05	7.18E-19	1.10E-27	2.04E-14	3.11E-23
1.49	6.24E-01	5.04E-01	2.92E-05	7.10E-19	1.31E-27	2.43E-14	4.49E-23
1.56	6.77E-01	5.52E-01	2.43E-05	7.00E-19	1.56E-27	2.89E-14	6.42E-23
1.63	7.31E-01	6.03E-01	2.02E-05	6.91E-19	1.83E-27	3.43E-14	9.06E-23
1.7	7.88E-01	6.55E-01	1.68E-05	6.82E-19	2.12E-27	4.07E-14	1.27E-22

Sudut Hambur : 40°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	3.92E-02	1.68E-03	3.68E-04	5.50E-19	1.23E-32	1.49E-15	3.34E-29
0.37	5.87E-02	1.31E-02	3.21E-04	5.29E-19	7.22E-31	1.65E-15	2.25E-27
0.44	8.16E-02	2.84E-02	2.76E-04	5.28E-19	3.33E-30	1.91E-15	1.21E-26
0.51	1.08E-01	4.72E-02	2.34E-04	5.32E-19	9.19E-30	2.27E-15	3.92E-26
0.58	1.38E-01	6.94E-02	1.96E-04	5.36E-19	1.98E-29	2.73E-15	1.01E-25
0.65	1.70E-01	9.50E-02	1.63E-04	5.38E-19	3.70E-29	3.30E-15	2.27E-25
0.72	2.06E-01	1.24E-01	1.34E-04	5.38E-19	6.22E-29	4.00E-15	4.63E-25
0.79	2.44E-01	1.55E-01	1.10E-04	5.36E-19	9.73E-29	4.87E-15	8.83E-25
0.86	2.85E-01	1.90E-01	8.98E-05	5.33E-19	1.44E-28	5.93E-15	1.60E-24
0.93	3.29E-01	2.27E-01	7.30E-05	5.28E-19	2.03E-28	7.24E-15	2.78E-24
1	3.75E-01	2.67E-01	5.92E-05	5.23E-19	2.77E-28	8.83E-15	4.68E-24
1.07	4.23E-01	3.09E-01	4.79E-05	5.17E-19	3.66E-28	1.08E-14	7.64E-24
1.14	4.74E-01	3.54E-01	3.88E-05	5.10E-19	4.73E-28	1.31E-14	1.22E-23
1.21	5.26E-01	4.02E-01	3.14E-05	5.02E-19	5.97E-28	1.60E-14	1.90E-23
1.28	5.81E-01	4.51E-01	2.54E-05	4.95E-19	7.39E-28	1.94E-14	2.90E-23
1.35	6.38E-01	5.02E-01	2.06E-05	4.87E-19	9.02E-28	2.36E-14	4.37E-23
1.42	6.97E-01	5.56E-01	1.68E-05	4.79E-19	1.08E-27	2.85E-14	6.46E-23
1.49	7.58E-01	6.12E-01	1.37E-05	4.71E-19	1.29E-27	3.44E-14	9.42E-23
1.56	8.20E-01	6.69E-01	1.11E-05	4.62E-19	1.51E-27	4.15E-14	1.36E-22
1.63	8.84E-01	7.28E-01	9.12E-06	4.54E-19	1.76E-27	4.98E-14	1.93E-22
1.7	9.50E-01	7.90E-01	7.48E-06	4.46E-19	2.03E-27	5.96E-14	2.71E-22

Sudut Hambur : 45°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	4.82E-02	2.06E-03	2.78E-04	4.30E-19	1.46E-32	1.55E-15	5.25E-29
0.37	7.19E-02	1.61E-02	2.36E-04	4.05E-19	8.33E-31	1.72E-15	3.54E-27
0.44	9.97E-02	3.46E-02	1.97E-04	3.99E-19	3.76E-30	2.03E-15	1.91E-26
0.51	1.31E-01	5.74E-02	1.62E-04	3.97E-19	1.02E-29	2.45E-15	6.29E-26
0.58	1.67E-01	8.43E-02	1.32E-04	3.95E-19	2.16E-29	3.00E-15	1.64E-25
0.65	2.06E-01	1.15E-01	1.06E-04	3.93E-19	3.96E-29	3.70E-15	3.73E-25
0.72	2.48E-01	1.49E-01	8.49E-05	3.90E-19	6.57E-29	4.59E-15	7.74E-25
0.79	2.93E-01	1.87E-01	6.77E-05	3.85E-19	1.01E-28	5.70E-15	1.50E-24
0.86	3.42E-01	2.28E-01	5.37E-05	3.80E-19	1.48E-28	7.08E-15	2.75E-24
0.93	3.93E-01	2.71E-01	4.26E-05	3.75E-19	2.06E-28	8.80E-15	4.85E-24
1	4.47E-01	3.18E-01	3.37E-05	3.68E-19	2.78E-28	1.09E-14	8.25E-24
1.07	5.03E-01	3.68E-01	2.67E-05	3.62E-19	3.64E-28	1.35E-14	1.36E-23
1.14	5.62E-01	4.20E-01	2.12E-05	3.55E-19	4.64E-28	1.68E-14	2.19E-23
1.21	6.23E-01	4.75E-01	1.68E-05	3.48E-19	5.80E-28	2.07E-14	3.45E-23
1.28	6.86E-01	5.32E-01	1.34E-05	3.41E-19	7.11E-28	2.54E-14	5.31E-23
1.35	7.51E-01	5.92E-01	1.07E-05	3.34E-19	8.59E-28	3.12E-14	8.03E-23
1.42	8.19E-01	6.53E-01	8.57E-06	3.27E-19	1.02E-27	3.81E-14	1.19E-22
1.49	8.88E-01	7.17E-01	6.88E-06	3.20E-19	1.20E-27	4.64E-14	1.75E-22
1.56	9.59E-01	7.83E-01	5.55E-06	3.13E-19	1.40E-27	5.63E-14	2.53E-22
1.63	1.03E+00	8.50E-01	4.49E-06	3.06E-19	1.62E-27	6.81E-14	3.60E-22
1.7	1.11E+00	9.20E-01	3.65E-06	2.99E-19	1.85E-27	8.20E-14	5.06E-22

Sudut Hambur : 50°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	5.77E-02	2.47E-03	2.14E-04	3.45E-19	1.67E-32	1.61E-15	7.81E-29
0.37	8.57E-02	1.92E-02	1.77E-04	3.18E-19	9.32E-31	1.80E-15	5.27E-27
0.44	1.18E-01	4.12E-02	1.43E-04	3.07E-19	4.10E-30	2.15E-15	2.86E-26
0.51	1.56E-01	6.80E-02	1.14E-04	3.02E-19	1.09E-29	2.64E-15	9.51E-26
0.58	1.97E-01	9.94E-02	9.05E-05	2.97E-19	2.27E-29	3.29E-15	2.51E-25
0.65	2.42E-01	1.35E-01	7.09E-05	2.93E-19	4.10E-29	4.13E-15	5.78E-25
0.72	2.91E-01	1.75E-01	5.53E-05	2.88E-19	6.70E-29	5.20E-15	1.21E-24
0.79	3.43E-01	2.18E-01	4.30E-05	2.82E-19	1.02E-28	6.57E-15	2.37E-24
0.86	3.98E-01	2.65E-01	3.33E-05	2.77E-19	1.47E-28	8.30E-15	4.40E-24
0.93	4.56E-01	3.16E-01	2.59E-05	2.71E-19	2.02E-28	1.05E-14	7.82E-24
1	5.18E-01	3.69E-01	2.01E-05	2.65E-19	2.69E-28	1.32E-14	1.34E-23
1.07	5.81E-01	4.25E-01	1.56E-05	2.58E-19	3.48E-28	1.65E-14	2.23E-23
1.14	6.48E-01	4.85E-01	1.22E-05	2.52E-19	4.40E-28	2.07E-14	3.61E-23
1.21	7.16E-01	5.46E-01	9.53E-06	2.46E-19	5.44E-28	2.58E-14	5.70E-23
1.28	7.87E-01	6.11E-01	7.49E-06	2.39E-19	6.60E-28	3.20E-14	8.82E-23
1.35	8.60E-01	6.77E-01	5.90E-06	2.33E-19	7.90E-28	3.95E-14	1.34E-22
1.42	9.36E-01	7.46E-01	4.67E-06	2.27E-19	9.32E-28	4.86E-14	1.99E-22
1.49	1.01E+00	8.17E-01	3.72E-06	2.21E-19	1.09E-27	5.95E-14	2.92E-22
1.56	1.09E+00	8.90E-01	2.97E-06	2.16E-19	1.25E-27	7.25E-14	4.22E-22
1.63	1.17E+00	9.65E-01	2.39E-06	2.10E-19	1.43E-27	8.80E-14	6.01E-22
1.7	1.25E+00	1.04E+00	1.92E-06	2.04E-19	1.63E-27	1.06E-13	8.45E-22

Sudut Hambur : 55°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	6.76E-02	2.89E-03	1.69E-04	2.82E-19	1.88E-32	1.67E-15	1.11E-28
0.37	1.00E-01	2.24E-02	1.35E-04	2.54E-19	1.01E-30	1.88E-15	7.50E-27
0.44	1.38E-01	4.78E-02	1.07E-04	2.41E-19	4.36E-30	2.26E-15	4.09E-26
0.51	1.80E-01	7.87E-02	8.28E-05	2.34E-19	1.13E-29	2.82E-15	1.37E-25
0.58	2.27E-01	1.15E-01	6.37E-05	2.27E-19	2.32E-29	3.57E-15	3.64E-25
0.65	2.78E-01	1.55E-01	4.87E-05	2.22E-19	4.12E-29	4.55E-15	8.46E-25
0.72	3.33E-01	2.00E-01	3.71E-05	2.16E-19	6.63E-29	5.83E-15	1.79E-24
0.79	3.92E-01	2.49E-01	2.82E-05	2.10E-19	9.94E-29	7.46E-15	3.53E-24
0.86	4.54E-01	3.02E-01	2.14E-05	2.05E-19	1.41E-28	9.55E-15	6.60E-24
0.93	5.19E-01	3.59E-01	1.63E-05	1.99E-19	1.92E-28	1.22E-14	1.18E-23
1	5.87E-01	4.18E-01	1.25E-05	1.93E-19	2.53E-28	1.55E-14	2.03E-23
1.07	6.57E-01	4.81E-01	9.55E-06	1.87E-19	3.24E-28	1.96E-14	3.39E-23
1.14	7.30E-01	5.46E-01	7.35E-06	1.82E-19	4.05E-28	2.47E-14	5.50E-23
1.21	8.06E-01	6.15E-01	5.69E-06	1.76E-19	4.95E-28	3.10E-14	8.71E-23
1.28	8.84E-01	6.86E-01	4.42E-06	1.71E-19	5.96E-28	3.87E-14	1.35E-22
1.35	9.64E-01	7.59E-01	3.45E-06	1.66E-19	7.07E-28	4.80E-14	2.05E-22
1.42	1.05E+00	8.34E-01	2.71E-06	1.61E-19	8.27E-28	5.93E-14	3.05E-22
1.49	1.13E+00	9.12E-01	2.14E-06	1.56E-19	9.56E-28	7.28E-14	4.46E-22
1.56	1.22E+00	9.91E-01	1.70E-06	1.51E-19	1.09E-27	8.89E-14	6.44E-22
1.63	1.30E+00	1.07E+00	1.36E-06	1.47E-19	1.24E-27	1.08E-13	9.15E-22
1.7	1.39E+00	1.16E+00	1.09E-06	1.42E-19	1.40E-27	1.31E-13	1.28E-21

Sudut Hambur : 60°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	7.76E-02	3.32E-03	1.35E-04	2.35E-19	2.06E-32	1.74E-15	1.53E-28
0.37	1.14E-01	2.56E-02	1.05E-04	2.07E-19	1.08E-30	1.96E-15	1.03E-26
0.44	1.57E-01	5.45E-02	8.08E-05	1.93E-19	4.54E-30	2.38E-15	5.61E-26
0.51	2.05E-01	8.94E-02	6.12E-05	1.84E-19	1.15E-29	3.00E-15	1.89E-25
0.58	2.57E-01	1.30E-01	4.59E-05	1.76E-19	2.32E-29	3.84E-15	5.05E-25
0.65	3.14E-01	1.75E-01	3.43E-05	1.70E-19	4.04E-29	4.96E-15	1.18E-24
0.72	3.75E-01	2.25E-01	2.56E-05	1.64E-19	6.41E-29	6.43E-15	2.51E-24
0.79	4.39E-01	2.80E-01	1.91E-05	1.59E-19	9.48E-29	8.32E-15	4.97E-24
0.86	5.07E-01	3.38E-01	1.42E-05	1.53E-19	1.33E-28	1.08E-14	9.34E-24
0.93	5.79E-01	4.00E-01	1.07E-05	1.48E-19	1.79E-28	1.38E-14	1.67E-23
1	6.53E-01	4.65E-01	8.05E-06	1.43E-19	2.33E-28	1.77E-14	2.89E-23
1.07	7.30E-01	5.34E-01	6.10E-06	1.38E-19	2.95E-28	2.26E-14	4.83E-23
1.14	8.09E-01	6.05E-01	4.65E-06	1.33E-19	3.64E-28	2.86E-14	7.85E-23
1.21	8.91E-01	6.79E-01	3.56E-06	1.28E-19	4.42E-28	3.60E-14	1.24E-22
1.28	9.75E-01	7.56E-01	2.74E-06	1.24E-19	5.27E-28	4.51E-14	1.92E-22
1.35	1.06E+00	8.35E-01	2.13E-06	1.19E-19	6.19E-28	5.61E-14	2.91E-22
1.42	1.15E+00	9.16E-01	1.66E-06	1.15E-19	7.18E-28	6.94E-14	4.32E-22
1.49	1.24E+00	1.00E+00	1.31E-06	1.11E-19	8.24E-28	8.53E-14	6.31E-22
1.56	1.33E+00	1.08E+00	1.03E-06	1.08E-19	9.37E-28	1.04E-13	9.07E-22
1.63	1.42E+00	1.17E+00	8.21E-07	1.04E-19	1.05E-27	1.27E-13	1.29E-21
1.7	1.52E+00	1.26E+00	6.56E-07	1.01E-19	1.18E-27	1.53E-13	1.80E-21

Sudut Hambur : 65°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	8.78E-02	3.76E-03	1.10E-04	1.98E-19	2.23E-32	1.80E-15	2.03E-28
0.37	1.29E-01	2.88E-02	8.35E-05	1.70E-19	1.13E-30	2.04E-15	1.36E-26
0.44	1.76E-01	6.11E-02	6.23E-05	1.56E-19	4.63E-30	2.50E-15	7.43E-26
0.51	2.29E-01	9.99E-02	4.60E-05	1.46E-19	1.15E-29	3.17E-15	2.50E-25
0.58	2.86E-01	1.45E-01	3.38E-05	1.39E-19	2.27E-29	4.10E-15	6.72E-25
0.65	3.49E-01	1.95E-01	2.47E-05	1.32E-19	3.90E-29	5.35E-15	1.58E-24
0.72	4.15E-01	2.49E-01	1.81E-05	1.27E-19	6.08E-29	6.99E-15	3.36E-24
0.79	4.85E-01	3.09E-01	1.33E-05	1.21E-19	8.87E-29	9.12E-15	6.68E-24
0.86	5.59E-01	3.72E-01	9.79E-06	1.16E-19	1.23E-28	1.19E-14	1.26E-23
0.93	6.36E-01	4.39E-01	7.25E-06	1.11E-19	1.63E-28	1.54E-14	2.26E-23
1	7.15E-01	5.10E-01	5.40E-06	1.07E-19	2.10E-28	1.98E-14	3.89E-23
1.07	7.98E-01	5.84E-01	4.05E-06	1.02E-19	2.63E-28	2.53E-14	6.50E-23
1.14	8.82E-01	6.60E-01	3.06E-06	9.84E-20	3.23E-28	3.21E-14	1.05E-22
1.21	9.70E-01	7.40E-01	2.33E-06	9.45E-20	3.88E-28	4.06E-14	1.67E-22
1.28	1.06E+00	8.21E-01	1.78E-06	9.07E-20	4.58E-28	5.09E-14	2.57E-22
1.35	1.15E+00	9.06E-01	1.38E-06	8.72E-20	5.34E-28	6.33E-14	3.88E-22
1.42	1.24E+00	9.92E-01	1.07E-06	8.38E-20	6.15E-28	7.83E-14	5.75E-22
1.49	1.34E+00	1.08E+00	8.38E-07	8.07E-20	7.00E-28	9.63E-14	8.36E-22
1.56	1.43E+00	1.17E+00	6.60E-07	7.76E-20	7.90E-28	1.18E-13	1.20E-21
1.63	1.53E+00	1.26E+00	5.23E-07	7.48E-20	8.84E-28	1.43E-13	1.69E-21
1.7	1.63E+00	1.36E+00	4.18E-07	7.20E-20	9.81E-28	1.72E-13	2.35E-21

Sudut Hambur : 70°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_\gamma(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_γ	R_z
0.3	9.79E-02	4.19E-03	9.06E-05	1.70E-19	2.37E-32	1.87E-15	2.62E-28
0.37	1.43E-01	3.20E-02	6.71E-05	1.42E-19	1.17E-30	2.12E-15	1.75E-26
0.44	1.95E-01	6.77E-02	4.89E-05	1.27E-19	4.66E-30	2.60E-15	9.53E-26
0.51	2.52E-01	1.10E-01	3.53E-05	1.18E-19	1.13E-29	3.33E-15	3.21E-25
0.58	3.15E-01	1.59E-01	2.54E-05	1.10E-19	2.19E-29	4.34E-15	8.63E-25
0.65	3.82E-01	2.13E-01	1.83E-05	1.04E-19	3.70E-29	5.69E-15	2.03E-24
0.72	4.54E-01	2.73E-01	1.31E-05	9.85E-20	5.69E-29	7.49E-15	4.32E-24
0.79	5.29E-01	3.37E-01	9.52E-06	9.35E-20	8.18E-29	9.83E-15	8.60E-24
0.86	6.07E-01	4.05E-01	6.93E-06	8.90E-20	1.12E-28	1.28E-14	1.62E-23
0.93	6.89E-01	4.76E-01	5.08E-06	8.47E-20	1.47E-28	1.67E-14	2.90E-23
1	7.74E-01	5.52E-01	3.75E-06	8.08E-20	1.87E-28	2.15E-14	5.00E-23
1.07	8.61E-01	6.30E-01	2.79E-06	7.71E-20	2.32E-28	2.76E-14	8.32E-23
1.14	9.51E-01	7.11E-01	2.10E-06	7.36E-20	2.82E-28	3.51E-14	1.35E-22
1.21	1.04E+00	7.95E-01	1.59E-06	7.04E-20	3.36E-28	4.44E-14	2.12E-22
1.28	1.14E+00	8.82E-01	1.21E-06	6.73E-20	3.94E-28	5.57E-14	3.26E-22
1.35	1.23E+00	9.71E-01	9.30E-07	6.44E-20	4.56E-28	6.93E-14	4.90E-22
1.42	1.33E+00	1.06E+00	7.20E-07	6.17E-20	5.21E-28	8.56E-14	7.23E-22
1.49	1.43E+00	1.15E+00	5.62E-07	5.91E-20	5.89E-28	1.05E-13	1.05E-21
1.56	1.53E+00	1.25E+00	4.42E-07	5.67E-20	6.60E-28	1.28E-13	1.49E-21
1.63	1.63E+00	1.35E+00	3.50E-07	5.44E-20	7.34E-28	1.56E-13	2.10E-21
1.7	1.74E+00	1.44E+00	2.79E-07	5.23E-20	8.10E-28	1.87E-13	2.90E-21

Sudut Hambur : 75°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_V	
0.3	1.08E-01	4.62E-03	7.56E-05	1.47E-19	2.49E-32	1.94E-15	3.30E-28
0.37	1.57E-01	3.52E-02	5.46E-05	1.20E-19	1.19E-30	2.20E-15	2.19E-26
0.44	2.13E-01	7.40E-02	3.89E-05	1.05E-19	4.63E-30	2.70E-15	1.19E-25
0.51	2.75E-01	1.20E-01	2.76E-05	9.56E-20	1.10E-29	3.47E-15	4.00E-25
0.58	3.42E-01	1.73E-01	1.95E-05	8.84E-20	2.09E-29	4.54E-15	1.07E-24
0.65	4.14E-01	2.31E-01	1.38E-05	8.24E-20	3.47E-29	5.99E-15	2.52E-24
0.72	4.90E-01	2.95E-01	9.79E-06	7.74E-20	5.25E-29	7.91E-15	5.37E-24
0.79	5.70E-01	3.63E-01	7.00E-06	7.29E-20	7.46E-29	1.04E-14	1.07E-23
0.86	6.53E-01	4.35E-01	5.04E-06	6.88E-20	1.01E-28	1.36E-14	2.00E-23
0.93	7.40E-01	5.11E-01	3.67E-06	6.51E-20	1.31E-28	1.78E-14	3.57E-23
1	8.29E-01	5.91E-01	2.69E-06	6.17E-20	1.65E-28	2.30E-14	6.14E-23
1.07	9.20E-01	6.73E-01	1.99E-06	5.86E-20	2.03E-28	2.95E-14	1.02E-22
1.14	1.01E+00	7.59E-01	1.49E-06	5.57E-20	2.44E-28	3.75E-14	1.64E-22
1.21	1.11E+00	8.47E-01	1.12E-06	5.30E-20	2.88E-28	4.73E-14	2.58E-22
1.28	1.21E+00	9.37E-01	8.51E-07	5.04E-20	3.36E-28	5.93E-14	3.95E-22
1.35	1.31E+00	1.03E+00	6.52E-07	4.81E-20	3.85E-28	7.37E-14	5.91E-22
1.42	1.41E+00	1.12E+00	5.04E-07	4.59E-20	4.38E-28	9.10E-14	8.68E-22
1.49	1.51E+00	1.22E+00	3.93E-07	4.38E-20	4.92E-28	1.12E-13	1.25E-21
1.56	1.62E+00	1.32E+00	3.08E-07	4.19E-20	5.48E-28	1.36E-13	1.78E-21
1.63	1.72E+00	1.42E+00	2.44E-07	4.01E-20	6.06E-28	1.64E-13	2.48E-21
1.7	1.83E+00	1.52E+00	1.94E-07	3.84E-20	6.65E-28	1.98E-13	3.42E-21

Sudut Hambur : 80°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	1.18E-01	5.04E-03	6.38E-05	1.28E-19	2.60E-32	2.01E-15	4.07E-28
0.37	1.71E-01	3.82E-02	4.51E-05	1.02E-19	1.21E-30	2.27E-15	2.68E-26
0.44	2.31E-01	8.01E-02	3.15E-05	8.80E-20	4.56E-30	2.80E-15	1.45E-25
0.51	2.97E-01	1.30E-01	2.19E-05	7.86E-20	1.06E-29	3.59E-15	4.84E-25
0.58	3.68E-01	1.86E-01	1.52E-05	7.16E-20	1.97E-29	4.71E-15	1.30E-24
0.65	4.44E-01	2.48E-01	1.06E-05	6.60E-20	3.22E-29	6.22E-15	3.03E-24
0.72	5.25E-01	3.15E-01	7.45E-06	6.14E-20	4.81E-29	8.23E-15	6.45E-24
0.79	6.09E-01	3.87E-01	5.28E-06	5.73E-20	6.74E-29	1.09E-14	1.28E-23
0.86	6.96E-01	4.64E-01	3.77E-06	5.37E-20	9.00E-29	1.42E-14	2.39E-23
0.93	7.86E-01	5.44E-01	2.72E-06	5.05E-20	1.16E-28	1.86E-14	4.25E-23
1	8.79E-01	6.27E-01	1.98E-06	4.76E-20	1.44E-28	2.40E-14	7.28E-23
1.07	9.75E-01	7.13E-01	1.46E-06	4.49E-20	1.76E-28	3.08E-14	1.20E-22
1.14	1.07E+00	8.02E-01	1.09E-06	4.25E-20	2.10E-28	3.91E-14	1.93E-22
1.21	1.17E+00	8.94E-01	8.16E-07	4.02E-20	2.46E-28	4.93E-14	3.01E-22
1.28	1.27E+00	9.88E-01	6.19E-07	3.82E-20	2.84E-28	6.17E-14	4.59E-22
1.35	1.38E+00	1.08E+00	4.73E-07	3.63E-20	3.24E-28	7.66E-14	6.85E-22
1.42	1.48E+00	1.18E+00	3.65E-07	3.45E-20	3.66E-28	9.44E-14	1.00E-21
1.49	1.59E+00	1.28E+00	2.84E-07	3.28E-20	4.09E-28	1.15E-13	1.44E-21
1.56	1.70E+00	1.38E+00	2.23E-07	3.13E-20	4.53E-28	1.40E-13	2.03E-21
1.63	1.80E+00	1.49E+00	1.76E-07	2.98E-20	4.98E-28	1.69E-13	2.82E-21
1.7	1.91E+00	1.59E+00	1.40E-07	2.85E-20	5.44E-28	2.03E-13	3.87E-21

Sudut Hambur : 85°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	1.27E-01	5.45E-03	5.44E-05	1.13E-19	2.68E-32	2.08E-15	4.92E-28
0.37	1.84E-01	4.12E-02	3.77E-05	8.82E-20	1.21E-30	2.34E-15	3.21E-26
0.44	2.48E-01	8.60E-02	2.58E-05	7.43E-20	4.45E-30	2.88E-15	1.72E-25
0.51	3.18E-01	1.39E-01	1.77E-05	6.51E-20	1.01E-29	3.69E-15	5.74E-25
0.58	3.93E-01	1.98E-01	1.21E-05	5.85E-20	1.85E-29	4.84E-15	1.53E-24
0.65	4.73E-01	2.64E-01	8.34E-06	5.34E-20	2.97E-29	6.40E-15	3.56E-24
0.72	5.57E-01	3.35E-01	5.80E-06	4.91E-20	4.37E-29	8.47E-15	7.53E-24
0.79	6.45E-01	4.10E-01	4.07E-06	4.55E-20	6.04E-29	1.12E-14	1.48E-23
0.86	7.36E-01	4.90E-01	2.89E-06	4.23E-20	7.98E-29	1.46E-14	2.76E-23
0.93	8.30E-01	5.73E-01	2.07E-06	3.95E-20	1.02E-28	1.91E-14	4.90E-23
1	9.26E-01	6.60E-01	1.50E-06	3.70E-20	1.26E-28	2.46E-14	8.35E-23
1.07	1.02E+00	7.50E-01	1.10E-06	3.48E-20	1.52E-28	3.15E-14	1.37E-22
1.14	1.13E+00	8.42E-01	8.18E-07	3.27E-20	1.79E-28	4.00E-14	2.19E-22
1.21	1.23E+00	9.37E-01	6.13E-07	3.09E-20	2.09E-28	5.04E-14	3.41E-22
1.28	1.33E+00	1.03E+00	4.64E-07	2.92E-20	2.40E-28	6.29E-14	5.17E-22
1.35	1.44E+00	1.13E+00	3.54E-07	2.76E-20	2.72E-28	7.79E-14	7.67E-22
1.42	1.55E+00	1.23E+00	2.73E-07	2.61E-20	3.05E-28	9.58E-14	1.12E-21
1.49	1.66E+00	1.34E+00	2.12E-07	2.48E-20	3.38E-28	1.17E-13	1.59E-21
1.56	1.77E+00	1.44E+00	1.66E-07	2.36E-20	3.73E-28	1.42E-13	2.24E-21
1.63	1.88E+00	1.55E+00	1.31E-07	2.24E-20	4.08E-28	1.71E-13	3.10E-21
1.7	1.99E+00	1.65E+00	1.05E-07	2.14E-20	4.44E-28	2.04E-13	4.24E-21

Sudut Hambur : 90°

E(GeV)	$-q_{elastic}^2$	$-q_{inelastic}^2$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}(en \rightarrow en)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Y(en \rightarrow e\Sigma^0)$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_Z(en \rightarrow e\Sigma^0)$	R_Y	R_Z
0.3	1.36E-01	5.84E-03	4.69E-05	1.01E-19	2.74E-32	2.15E-15	5.84E-28
0.37	1.96E-01	4.40E-02	3.19E-05	7.67E-20	1.20E-30	2.41E-15	3.77E-26
0.44	2.64E-01	9.16E-02	2.15E-05	6.32E-20	4.32E-30	2.94E-15	2.01E-25
0.51	3.37E-01	1.47E-01	1.45E-05	5.45E-20	9.61E-30	3.77E-15	6.65E-25
0.58	4.16E-01	2.10E-01	9.79E-06	4.83E-20	1.72E-29	4.93E-15	1.76E-24
0.65	4.99E-01	2.79E-01	6.68E-06	4.35E-20	2.72E-29	6.51E-15	4.08E-24
0.72	5.87E-01	3.53E-01	4.60E-06	3.96E-20	3.95E-29	8.61E-15	8.58E-24
0.79	6.78E-01	4.32E-01	3.21E-06	3.64E-20	5.40E-29	1.13E-14	1.68E-23
0.86	7.72E-01	5.14E-01	2.26E-06	3.36E-20	7.05E-29	1.48E-14	3.11E-23
0.93	8.69E-01	6.01E-01	1.62E-06	3.12E-20	8.88E-29	1.93E-14	5.50E-23
1	9.69E-01	6.91E-01	1.17E-06	2.90E-20	1.09E-28	2.49E-14	9.32E-23
1.07	1.07E+00	7.83E-01	8.54E-07	2.71E-20	1.30E-28	3.18E-14	1.53E-22
1.14	1.17E+00	8.79E-01	6.32E-07	2.54E-20	1.53E-28	4.02E-14	2.42E-22
1.21	1.28E+00	9.76E-01	4.72E-07	2.39E-20	1.77E-28	5.05E-14	3.74E-22
1.28	1.39E+00	1.08E+00	3.57E-07	2.25E-20	2.02E-28	6.29E-14	5.65E-22
1.35	1.50E+00	1.18E+00	2.72E-07	2.12E-20	2.27E-28	7.78E-14	8.34E-22
1.42	1.61E+00	1.28E+00	2.10E-07	2.00E-20	2.53E-28	9.54E-14	1.21E-21
1.49	1.72E+00	1.39E+00	1.63E-07	1.89E-20	2.80E-28	1.16E-13	1.72E-21
1.56	1.83E+00	1.49E+00	1.28E-07	1.79E-20	3.07E-28	1.40E-13	2.40E-21
1.63	1.94E+00	1.60E+00	1.01E-07	1.70E-20	3.35E-28	1.69E-13	3.31E-21
1.7	2.06E+00	1.71E+00	8.04E-08	1.62E-20	3.62E-28	2.01E-13	4.50E-21



LAMPIRAN 3

KURVA-KURVA

$(R_Y \text{ vs } E)$, $(R_Y \text{ vs } [-q_{inelastic}^2])$, $(R_Z \text{ vs } E)$, $(R_Z \text{ vs } [-q_{inelastic}^2])$ dan $([-q_{inelastic}^2] \text{ vs } R_Z)$

untuk variasi sudut hambur : 5° s/d 90°

dan energi elektron datang : 0.3 GeV s/d 1.7 GeV

