

BAB II

DASAR TEORI

2.1 Interaksi neutron dengan materi

2.1.1 Tampang lintang mikroskopis

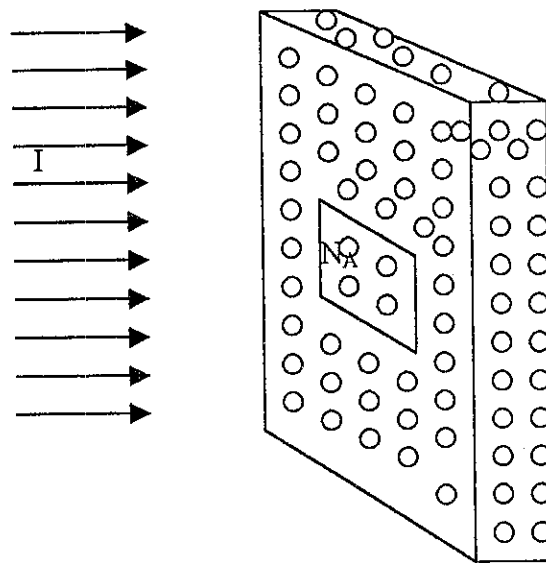
Apabila sebuah bahan sasaran ditembaki dengan partikel, tak ada jaminan bahwa partikel tersebut akan berinteraksi dengan inti atom sasaran untuk dapat menghasilkan reaksi nuklir sesuai dengan yang ditunjukkan oleh gambar 2.1. Suatu besaran yang mengukur probabilitas suatu reaksi nuklir akan terjadi dalam suatu daerah tertentu pada bahan sasaran adalah tampang lintang (*cross section*) yang diberi lambang σ , yang disebut pula sebagai tampang lintang mikroskopis (Duderstadt, 1975). Besaran ini didefinisikan sebagai perbandingan antara jumlah reaksi per detik per inti atom dan jumlah proyektil datang per detik per luas.

Jika lempeng material yang terdiri dari N_A jumlah atom target per unit luas (inti per cm^2), intensitas neutron dalam berkas penembak adalah I (jumlah neutron per cm^2 detik) dan probabilitas kemungkinan terjadinya reaksi adalah σ , maka banyaknya reaksi per satuan luas adalah :

$$R = \sigma I N_A \quad (2.1)$$

probabilitas kemungkinan terjadinya reaksi selanjutnya dapat dituliskan sebagai :

$$\sigma = \frac{R/N_A}{I} \quad (2.2)$$



Gambar 2.1 Neutron yang menumbuk target (Duderstadt, 1975)

Tampang lintang dikelompokkan dalam 3 tipe reaksi yaitu fisi, tangkapan radiatif dan hamburan, yang masing-masing diberi lambang σ_f , σ_γ , σ_s . Tampang lintang hamburan terdiri dari hamburan elastik dan hamburan inelastik. Hamburan elastik σ_e terjadi jika inti target tetap berada dalam keadaan energi terendahnya atau keadaan dasar, sedangkan hamburan inelastik σ_{in} terjadi jika inti target berpindah ke keadaan eksitasi, sehinggaampang lintang hamburan dapat dituliskan sebagai :

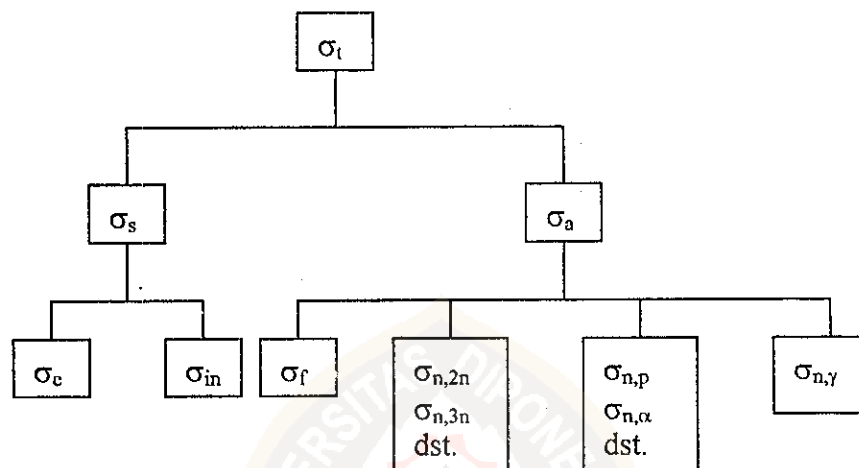
$$\sigma_s = \sigma_e + \sigma_{in} \quad (2.3)$$

Begitu pula denganampang lintang absorpsi yang terjadi dimana sebuah inti atom menyerap neutron. Ada banyak tipe kemungkinan reaksi absorpsi termasuk fisi, tangkapan radiatif, reaksi (n,α) dan seterusnya. Konsepampang lintang total (σ) yang merupakan probabilitas beberapa tipe reaksi neutron-inti atom yang akan terjadi dapat dijelaskan menurut persamaan (2.4) dan secara diagram dapat dilihat pada gambar 2.2 :

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a = \sigma_e + \sigma_{in} + \sigma_f + \sigma_\gamma + \sigma_{n,\alpha} + \dots \quad (2.4)$$

Tampang lintang absorpsi didefinisikan sebagai selisih antara tampang lintang total dan tampang lintang hamburan :

$$\sigma_a = \sigma_t - \sigma_s \quad (2.5)$$



Gambar 2.2 Diagram tampang lintang neutron (Duderstadt, 1975)

Telah dijelaskan konsep tampang lintang mikroskopis dengan memperhitungkan intensitas neutron dengan kecepatan tertentu menumbuk permukaan target. Dari hal itu dapat digambarkan bahwa tampang lintang dapat berubah tergantung pada energi neutron dan sudut hamburan. Ketergantungan tampang lintang mikroskopis terhadap energi sangat besar sedangkan ketergantungannya terhadap sudut hamburan sangat kecil sehingga dapat diabaikan. Tampang lintang total sebagai tampang lintang mikroskopis secara kuantitatif, perlu dilakukan pengembangan yang biasa disebut tampang lintang makroskopis (Duderstadt, 1975).

2.1.2 Tampang lintang makroskopis

Kalau tampang lintang mikroskopis σ berhubungan dengan tampang lintang dari satu inti atom, maka parameter Σ berhubungan dengan tampang lintang dari semua inti atom yang terdapat dalam satu satuan volume bahan, oleh karenanya disebut tampang lintang inti makroskopis. Jadi tampang lintang inti makroskopis Σ mempunyai hubungan dengan σ sebagai berikut :

$$\Sigma = N\sigma, \quad (2.6)$$

dengan N adalah jumlah atom/cm³ (rapat atom), diperoleh dari rumus :

$$N = \frac{\rho}{A} N_A, \quad (2.7)$$

dengan ρ adalah massa jenis, A adalah berat atom, N_A adalah bilangan Avogadro (6,02.10²³ atom/gr.molekul). Satuan N adalah jumlah atom/cm³ dan satuan σ adalah cm².

2.1.3 Tampang lintang differensial

Tampang lintang hamburan mikroskopis dapat menjelaskan probabilitas reaksi nuklir tetapi tidak dapat menjelaskan mekanisme reaksi jika dalam reaksinya mengalami perubahan arah gerak neutron dan perubahan energi neutron. Untuk itu dikenal adanya tampang lintang differensial yang dapat menjelaskan kejadian tersebut.

Konsep tampang lintang hamburan mikroskopis differensial dapat dikembangkan menjadi tampang lintang differensial dengan menyatakan dalam fungsi energi (E) dan sudut hamburan ($\hat{\Omega}$), sesuai dengan persamaan (2.8) :

$$\sigma_s(E) = \int_0^{4\pi} d\hat{\Omega}' \int_0^\infty dE' \sigma_s(E \rightarrow E', \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}'), \quad (2.8)$$

dengan $\sigma_s(E)$ adalahampang lintang hamburan mikroskopis differensial, $\hat{\Omega}'$ adalah sudut hamburan setelah tumbukan, $\hat{\Omega}$ adalah sudut hamburan sebelum tumbukan, E' adalah energi setelah tumbukan dan E adalah energi sebelum tumbukan.

Konsepampang lintang hamburan differensial dapat pula dinyatakan dalamampang lintang makroskopis dengan mengalikannya dengan rapat atom N yang dapat dituliskan sebagai berikut :

$$\Sigma_s(E \rightarrow E', \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}') \equiv N\sigma_s(E \rightarrow E', \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}'), \quad (2.9)$$

dengan $\Sigma_s(E \rightarrow E', \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}')$ adalahampang lintang hamburan makroskopis differensial yang tergantung terhadap energi dan sudut hamburan sebelum dan sesudah tumbukan, N adalah rapat atom dan $\sigma_s(E \rightarrow E', \hat{\Omega} \rightarrow \hat{\Omega}')$ adalahampang lintang hamburan mikroskopis differensial yang tergantung terhadap energi dan sudut hamburan sebelum dan sesudah tumbukan.

2.1.4 Tampang lintang resonansi

Interaksi antara neutron dengan inti atom dapat berlangsung melalui beberapa mekanisme yaitu interaksi langsung, hamburan potensial atau melalui proses pembentukan inti majemuk. Interaksi langsung terjadi pada tenaga neutron yang sangat tinggi dimana neutron langsung bertumbukan dengan nukleon-nukleon dalam inti atom. Pada interaksi semacam ini, satu atau lebih nukleon dapat terpental keluar inti atom. Kalau misalnya yang terpental keluar adalah neutron yang lain dengan tenaga yang lebih rendah dari tenaga neutron semula maka interaksinya disebut

reaksi hamburan langsung tak elastis. Karena tidak begitu banyak neutron di dalam reaktor yang mempunyai tenaga cukup tinggi untuk menimbulkan interaksi langsung, mekanisme tumbukan ini begitu penting dalam perhitungan reaktor.

Hamburan potensial merupakan hamburan elastis yang dapat berlangsung pada tiap tenaga neutron. Proses hamburan ini hanya tergantung pada gaya-gaya yang berpengaruh pada waktu mendekati inti atom dan karena hal ini hanya tergantung pada bentuk dan ukuran dari inti atom maka disebut hamburan elastik bentuk.

Pada proses tumbukan melalui pembentukan inti majemuk neutron diserap oleh inti atom dan terbentuklah inti atom majemuk. Kalau inti atom yang ditumbuk adalah Z^A maka inti majemuk yang terbentuk adalah Z^{A+1} . Kalau proses tumbukan ditinjau dari titik pusat massa, maka tenaga gerak dari neutron dan inti atom dalam sistem pusat massa yaitu E akan diubah menjadi tenaga dalam dari inti majemuk. Tenaga dalam ini bersama-sama dengan tenaga ikat B (*Binding Energy*) dari neutron yang diserap akan tersedia untuk merangsang inti majemuk ke salah satu aras tenaganya.

Kalau jumlah tenaga gerak interaksi E dan tenaga ikat B kebetulan sesuai dengan salah satu aras tenaga dari inti majemuk maka kebolehdian terbentuknya inti majemuk menjadi sangat besar. Oleh karena itu tampang lintang sebagai fungsi tenaga gerak interaksi akan menunjukkan adanya puncak-puncak yang masing-masing bersangkutan dengan salah satu aras tenaga inti majemuk. Puncak-puncak tampang lintang ini disebut puncak-puncak resonansi.

Suatu reaksi umum tentang reaksi hamburan elastis di daerah resonansi telah berhasil dirumuskan berdasarkan besaran-besaran fisika dasar seperti jari-jari atom, lebar aras tenaga, panjang gelombang, tenaga neutron dan lain sebagainya.

Untuk tenaga interaksi yang rendah dan untuk puncak resonansi tunggal yang jauh terpisah dari puncak-puncak resonansi lainnya, perumusanampang lintang hamburan resonansi menjadi lebih sederhana dan diberikan oleh persamaan Breit-Weigner sebagai berikut :

$$\sigma_s(E) = \frac{\pi\lambda_1^2 g \Gamma_n}{(E - E_1)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + \frac{4\pi\lambda_1 g R (E - E_1)^2 \Gamma_n}{(E - E_1)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} + 4\pi R^2, \quad (2.10)$$

dengan $\sigma_s(E)$ adalahampang lintang hamburan resonansi sebagai fungsi tenaga interaksi E disekitar puncak resonansi tunggal pada daerah E_1 , Γ adalah lebar aras total, Γ_n adalah lebar aras hamburan neutron, $\lambda_1 = \hbar\sqrt{2\mu E}$ adalah panjang gelombang tereduksi untuk zarah dengan massa tereduksi μ dan tenaga E_1 , R adalah jari-jari inti, g adalah suatu faktor statistik yang tergantung pada spin inti atom I dan spin inti majemuk J yang dapat dituliskan sebagai berikut :

$$g = 1 \text{ jika } I = 0,$$

$$\text{dan } g = (2J+1) / 2(2I+1) \text{ jika } I \neq 0$$

Persamaan Breit-Weigner untuk hamburan resonansi dalam persamaan (2.10) dapat ditulis secara lebih sederhana apabila didefinisikan besaran-besaran baru, yaitu :

$$\sigma_1 = \frac{4\pi\lambda_1^2 g \Gamma_n}{\Gamma}, \quad (2.11)$$

$$x = \frac{2}{\Gamma} (E - E_1), \quad (2.12)$$

Sehingga persamaan (2.10) menjadi :

$$\sigma_s(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_n}{\Gamma} \frac{1}{1+x^2} + \frac{2\sigma_1 R}{\kappa_1} \frac{x}{1+x^2} + 4\pi R^2 \quad (2.13)$$

Suku pertama dalam persamaan (2.13) di atas ditimbulkan oleh hamburan elastik melalui reaksi pembentukan inti majemuk sedangkan suku ketiga ditimbulkan oleh hamburan potensial. Suku kedua merupakan hasil interaksi antara suku pertama dan suku ketiga, tandanya akan negatif jika $E < E_1$ dan akan positif jika $E > E_1$.

Reaksi absorpsi penting pula kaitannya dalam segi kriticalitas dari reaktor terutama reaksi absorpsi radiatif. Reaksi ini dapat terjadi di semua daerah tenaga neutron terutama didaerah tenaga rendah dan bilamana hasil reaksi absorpsi merupakan inti majemuk yang berumur panjang. Hal ini disebabkan karena proses pemancaran radiasi γ dari inti majemuk memerlukan waktu yang jauh lebih lama dari proses pemancaran nukleon.

Probabilitas terjadinya peluruhan berbanding langsung dengan lebar Γ , persamaannya dapat dituliskan sebagai berikut :

$$\sigma_s(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_\gamma}{\Gamma} \left(\frac{E_1}{E} \right)^{1/2} \frac{1}{1-x^2}, \quad (2.14)$$

dengan $\sigma_s(x)$ adalah probabilitas terjadinya reaksi peluruhan, Γ_γ adalah lebar aras untuk reaksi tangkapan radiatif. Karena resonansi tangkapan radiatif hanya penting untuk unsur berat, tenaga interaksi pada sistem pusat massa hampir sama dengan tenaga neutron pada sistem laboratorium.

Di sekitar daerah resonansi harga $(E_1/E)^{0,5}$ hampir tetap dan sama dengan satu, sehingga persamaan (2.14) menjadi :

$$\sigma_s(x) = \frac{\sigma_1 \Gamma_\gamma}{\Gamma} \frac{1}{1-x^2} \quad (2.15)$$

2.2 Kinetika Reaktor

2.2.1 Riwayat hidup neutron

Pada reaktor termal, neutron akan mengalami proses moderasi sebelum menimbulkan reaksi fisi tahap berikutnya. Proses moderasi terdiri dari 2 proses yaitu proses moderasi dan proses termalisasi (Andang, 1990) :

1. Proses moderasi yaitu proses penurunan tenaga neutron dari tenaga pembelahan sebesar kurang lebih 2 MeV sampai mencapai 1 eV. Penurunan ini terjadi karena tumbukan neutron dengan atom-atom moderator. Selama proses ini energi neutron jauh lebih tinggi dari energi gerak dan energi ikat atom-atom moderator sehingga energi gerak dan energi ikat atom-atom moderator diabaikan terhadap energi neutron. Oleh karena itu, selama proses moderasi neutron akan mengalami penurunan energi dalam setiap tumbukan.
2. Proses termalisasi yaitu proses yang terjadi pada tingkat tenaga antara 1 eV sampai 0,0235 eV. Pada tingkat tenaga ini, energi gerak maupun energi ikat atom-atom tidak dapat diabaikan terhadap energi neutron sehingga dalam suatu tumbukan neutron dapat turun atau justru naik energinya.

Setelah neutron menjadi neutron termal, neutron akan terserap baik oleh bahan bakar maupun oleh material-material lain. Jika dianggap bahwa teras hanya terdiri dari bahan bakar dan moderator saja, maka dapat didefinisikan f (faktor

pengguna termal) sebagai perbandingan antara serapan oleh bahan bakar terhadap serapan total atau dengan kata lain faktor penggunaan termal (f), yaitu fraksi dari semua neutron termis yang diserap dalam bahan bakar.

Jadi dari n_0 buah neutron termis yang diserap dalam reaktor, hanyalah $n_0 f$ diantaranya diserap dalam bahan bakar, sedangkan sisanya yaitu $n_0(1-f)$ diserap dalam bahan-bahan lain yang bukan bahan bakar (Prayoto, 1975)

Tidak semua reaksi serapan dalam bahan bakar akan menyebabkan terjadinya reaksi pembelahan, ada yang hanya menghasilkan tangkapan radiasi, sehingga peluang serapan yang menghasilkan fisi sebanding dengan serapan total yaitu $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$,

dengan Σ_f adalah tampang lintang fisi makroskopis dan Σ_a adalah tampang lintang serapan makroskopis. Selanjutnya setiap reaksi fisi akan menghasilkan neutron baru.

Didefinisikan ν sebagai jumlah neutron rata-rata yang dihasilkan setiap reaksi fisi. Setiap serapan satu neutron termal oleh bahan bakar akan menghasilkan η neutron baru (cepat) dan berlaku :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \quad (2.16)$$

Oleh karena itu dari reaksi pembelahan termis yang ditimbulkan oleh penyerapan $n_0 f$ buah neutron termis dalam bahan bakar akan dihasilkan $n_0 f \eta$ buah neutron baru.

Tidak semua reaksi pembelahan yang terjadi dalam reaktor ditimbulkan oleh neutron termis karena meskipun kecil bahan bakar masih mempunyai tampang inti pembelahan terhadap neutron cepat (Prayoto. 1975).

Kalau semua reaksi pembelahan yang ditimbulkan oleh semua neutron yang tenaganya di atas tenaga termis disebut pembelahan cepat, maka dapat didefinisikan faktor pembelahan cepat ϵ . Karena adanya reaksi pembelahan cepat ini maka banyaknya neutron yang dihasilkan dalam seluruh reaksi pembelahan menjadi $n_0 f \eta \epsilon$.

Selama proses perlambatan neutron menuju neutron termis, ada sebagian dari neutron yang sempat bocor keluar dari reaktor. Bila didefinisikan L_f adalah kebolehjadian tidak bocor sebagian neutron cepat maka diantara $n_0 f \eta \epsilon$ neutron cepat hasil reaksi pembelahan di atas sebagian diantaranya yaitu $n_0 f \eta \epsilon (1 - L_f)$ akan bocor keluar dari reaktor selama proses perlambatan. Selebihnya yaitu $n_0 f \eta \epsilon L_f$ akan mengalami proses perlambatan sampai mencapai neutron termis. Tetapi oleh karena adanya absorpsi resonansi oleh inti-inti atom U^{238} yang ada dalam bahan bakar, maka hanya sebagian diantaranya yang betul-betul dapat mencapai tenaga termis. Kalau didefinisikan p adalah kebolehjadian bebas resonansi maka banyaknya neutron yang betul betul dapat mencapai tenaga termis adalah $n_0 f \eta \epsilon p L_f$. Neutron-neutron termis ini kemudian mengalami proses difusi dalam medium reaktor hingga akhirnya diserap oleh salah satu inti atom dalam medium. Selama proses difusi sebagian dari neutron termis di atas sempat bocor keluar dari dinding-dinding reaktor. Kalau didefinisikan L_s adalah kebolehjadian tidak bocor sebagai neutron termis, maka banyaknya neutron termis yang betul-betul tersedia untuk diserap dalam medium reaktor adalah $n_0 f \eta \epsilon p L_f L_s$. Jadi dari n_0 buah neutron termis yang semula diserap dalam reaktor selama satu generasi telah berubah menjadi

$n_0 f \eta \epsilon p L_f L_s$ neutron termis baru yang tersedia untuk diserap lagi dalam generasi selanjutnya.

Perbandingan jumlah neutron pada satu generasi dengan jumlahnya pada generasi sebelumnya disebut faktor perlipatan efektif K_{eff} , yaitu (Prayoto, 1975) :

$$K_{eff} = n_0 f \eta \epsilon p L_f L_s \quad (2.17)$$

2.2.2 Kekritisian reaktor

Perubahan daya reaktor berdasarkan pada perubahan faktor perlipatan sebagai fungsi eksponensial. Panas yang dibangkitkan di dalam teras reaktor berbanding lurus dengan banyaknya pembelahan per detik, yang sebanding pula dengan besarnya fluks neutron dalam teras.

Reaktor dapat bertahan kritis bila dalam bahan dapat belah yang terdapat dalam teras telah melebihi masa kritisnya. Masa kritis didefinisikan sebagai jumlah bahan dapat belah (fisil) yang terdapat di reaktor yang dapat memberikan berlangsungnya reaksi berantai secara kontinu tanpa adanya sumber dari luar. Pada saat kritis jumlah neutron yang diproduksi sama dengan jumlah neutron yang diabsorpsi dan hilang dari sistem (Suprpto, 1982), sedangkan menurut Sutaryo(1978), kondisi kritis adalah bahwa sistem reaktor tersebut dapat melanjutkan reaksi berantai secara konstan (jumlah neutron tetap).

Pokok persoalan kinetika reaktor berisi satu parameter yaitu faktor perlipatan, seperti yang telah dijelaskan di atas, bahwa faktor perlipatan efektif (K_{eff}) didefinisikan sebagai perbandingan jumlah neutron yang diproduksi dengan jumlah

neutron yang diserap dan hilang dari sistem atau perbandingan jumlah neutron pada satu generasi dengan jumlah neutron pada generasi sebelumnya.

Menurut Sutaryo (1978), karena daya reaktor sebanding dengan fluks neutron maka pengaturan daya reaktor dapat tercapai dengan jalan mengatur faktor perlipatan efektif. Jika faktor perlipatan efektif lebih dari 1 ($K_{\text{eff}} > 1$), maka reaktor dalam kondisi superkritis dan daya reaktor akan naik. Jika faktor perlipatan efektif di atur tepat sama dengan 1 ($K_{\text{eff}} = 1$), maka reaktor kritis dan daya reaktor tetap tidak berubah, sedangkan jika faktor perlipatan efektif dibuat kurang dari 1 ($K_{\text{eff}} < 1$) maka reaktor subkritis dan daya reaktor akan turun.

Harga K_{eff} untuk satu bahan bakar di reaktor fungsinya untuk mengetahui apakah suatu bahan bakar itu cukup layak atau tidak untuk menjadi bahan bakar di reaktor.

2.3 Perangkat lunak pendukung

2.3.1 ENDF/B-VI

Data tampang lintang (*cross section*) yang digunakan dalam penelitian ini berasal dari ENDF (*Evaluated Nuclear Data File*). Data nuklir ENDF merupakan kompilasi data yang diambil dari hasil berbagai eksperimen pengukuran dan perhitungan teoritis. Data tersebut dievaluasi sesuai dengan kemajuan teknologi dan teori. Dengan kemajuan itu ENDF diperbaiki dengan meningkatkan kualitas data, perbaikan formalisme dan format penulisan data serta perbaikan dalam dokumentasi. Karena itu terdapat berbagai versi data nuklir, misalnya ENDF/B-III, IV dan VI.

Pustaka utama ENDF/B-VI mengandung data reaksi neutron untuk 320 material dari ^1H sampai ^{253}Es untuk *range* energi 0 sampai 20 MeV. Data itu tersedia dalam format dasar dengan parameter resonansi, dan/atau format *point data* dimana parameter resonansi telah dikonversikan ke dalam tampang lintang (pada temperatur 300K). Keseluruhan pustaka data terdiri dari 593254 baris (kurang lebih 50 MB).

Data tampang lintang disajikan dalam ENDF dibagi menjadi beberapa daerah energi yaitu pada daerah energi rendah dan sangat tinggi, data ditabulasikan dengan pasangan energi-tampang lintang beserta skema interpolasi yang dipakai antara 2 energi yang berdekatan. Pada daerah energi resonansi yang terpisahkan (*resolved*) atau tak terpisahkan (*unresolved*), tampang lintang disajikan dengan parameter resonansi dan tabulasi koreksi dasar (*floor correction*).

2.3.2 NJOY97.0

NJOY adalah program untuk mengolah data nuklir yang berformat ENDF yang dikeluarkan oleh RSICC-ORNL, Tennessee, USA. Versi terbaru yang dimiliki BATAN adalah versi 97.0 (ORNL,1998). Kecenderungan menunjukkan bahwa NJOY telah menjadi standar paket pengolah ENDF di masa datang, karena sifatnya yang komprehensif dan cocok untuk berbagai sistem reaktor yaitu untuk reaktor cepat, termal dan fusi. Paket ini disusun secara modular dan dapat di *update* untuk dapat mengolah data nuklir sampai kepada format ENDF/B-VI.

Dalam mengolah data nuklir, NJOY dapat melakukannya dalam beberapa urutan langkah yang diatur dari pokok program dengan memanggil modul yang diperlukan. Modul pertama biasanya ialah untuk mengubah mode data dari kode

standar ENDF/B-VI menjadi mode biner NJOY, modul selanjutnya digunakan untuk mempercepat pengolahan data. Modul-modul yang umum di pakai adalah :

1. NJOY : Menggerakkan modul lain
2. MODER : Mengubah mode dari standar ASCII ke biner atau sebaliknya
3. RECONR : Merekonstruksi data tampang lintang titik per titik dari parameter resonansi
4. BROADR : Melakukan *Doppler Broadening*
5. UNRESR : Menghitung tampang lintang resonansi tak teratur
6. HEATR : Menghitung tampang lintang produksi panas
7. THERMR : Membangkitkan tampang lintang hamburan neutron pada daerah termal
8. GROUPT : Menghitung tampang lintang kelompok rerata
9. ACER : Memproses data tampang lintang dalam bentuk ACE format untuk kode komputer MCNP.

2.3.3 MCNP (*Monte Carlo Neutral Particle*)

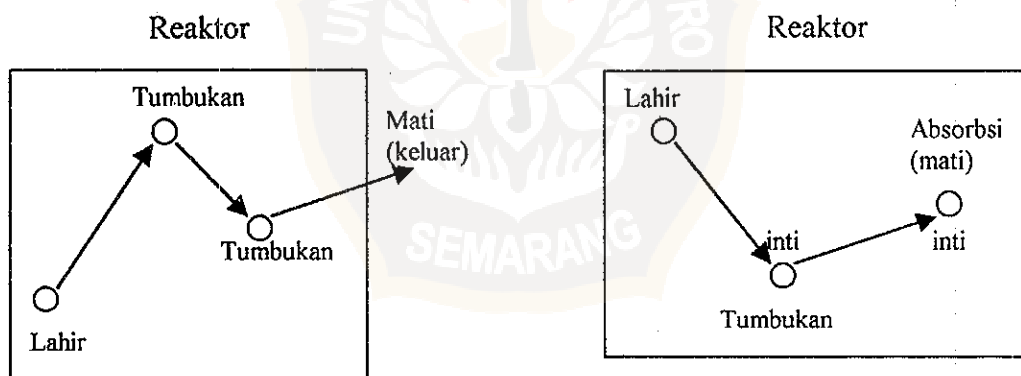
Metode Monte Carlo adalah prosedur numerik untuk menyelesaikan persamaan matematika dengan menggunakan angka random atau biasa disebut metode *probabilistic* atau metode *stochastic*

Untuk analisa reaktor, metode *deterministic* sejauh ini telah digunakan, sebagai contohnya adalah metode Monte Carlo yang merupakan metode numerik differensial yang lengkap dari metode *deterministic* ini.

Metode Monte Carlo dapat menyelesaikan permasalahan fenomena fisika yang bersifat *stochastic*, dimana hampir semua fenomena fisika dari sudut pandang mikroskopis bersifat *stochastic*. Sehingga metode Monte Carlo dapat digunakan secara luas, tidak hanya untuk fisika reaktor tetapi juga untuk fisika partikel elementer, fisika statistik, fisika plasma dan lain sebagainya.

2.3.3.1 Prinsip metode MCNP

Transportasi neutron dapat digambarkan dengan menggunakan angka random, neutron lahir dari reaksi fisi atau dari luar dan bertumbukan kemudian bertumbukan lagi. Setelah beberapa kali tumbukan neutron mati karena diabsorpsi atau keluar dari sistem reaktor. Neutron bergerak dalam reaktor secara random (gambar 2.3)



Gambar 2.3 Gerakan random neutron (Nagaya, 1998)

2.3.3.2 Angka kritis

Faktor multiplikasi efektif (*criticality factor*) adalah salah satu faktor yang paling penting dalam perhitungan reaktor, biasa dikenal dengan K_{eff} . Saat

menghitung K_{eff} kita harus mengetahui generasi neutron (siklus neutron). K_{eff} didefinisikan sebagai rasio jumlah neutron pada satu generasi dengan jumlah neutron pada generasi sebelumnya, yaitu (Nagaya,1998):

$$K_{\text{eff}} = \frac{F_i}{F_{i-1}}, \quad (2.18)$$

dengan F_i adalah jumlah neutron hasil fisi ke- i dan F_{i-1} adalah neutron hasil fisi ke- $i-1$.

Persamaan (2.18) adalah persamaan yang digunakan oleh kode komputer MCNP untuk menghitung K_{eff} . Sedangkan persamaan (2.17) adalah persamaan yang digunakan untuk menghitung K_{eff} secara manual, dengan cara mengukur besaran-besaran yang ada di reaktor.

