

Bab 2

Interaksi Neutron

2.1 Pendahuluan

Perilaku neutron fisi ketika berinteraksi dengan bahan menentukan fenomena reaksi neutron berantai yang terjadi. Untuk dapat mempertahankan reaksi berantai, minimal satu neutron yang terlahir dari tiap reaksi fisi mampu bertahan dalam bahan hingga akhirnya kembali mengalami reaksi fisi. Perilaku neutron fisi pada reaktor nuklir bergantung kepada energi kinetik neutron fisi tersebut serta fenomena ketika melaju pada bahan dan berinteraksi dengan inti. bahan. Hal yang paling penting terkait interaksi neutron adalah konsep penampang lintang, yaitu luas penampang lintang inti dari sudut pandang neutron. Penampang lintang inti, kebergantungannya terhadap energi kinetik neutron, juga probabilitas relatif bahwa tumbukan antara neutron dengan inti akan berlanjut dengan reaksi hamburan, penangkapan, atau fisi merupakan data fisis mendasar yang menentukan sifat reaksi berantai.

Bab ini akan dimulai dengan penjelasan mengenai perilaku neutron ketika melaju pada bahan serta mendefinisikan penampang lintang mikroskopik dan makroskopik. Kemudian kita mempelajari penampang lintang reaksi hamburan, absorpsi, atau reaksi lainnya. Setelah membicarakan rentang energi kinetik yang dapat dimiliki oleh neutron pada reaktor nuklir, kita mempelajari kebergantungan penampang lintang terhadap energi neutron. Kita akhiri bab ini dengan mendiskusikan distribusi energi dari neutron yang dipancarkan dari suatu reaksi.

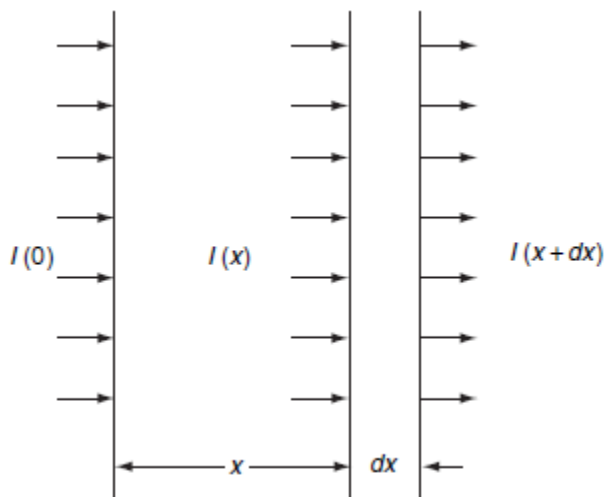
2.2 Penampang lintang Neutron

Neutron merupakan partikel netral. Elektron orbital bermuatan negatif sekitar inti maupun medan listrik yang disebabkan oleh inti bermuatan positif tidak akan mempengaruhi lintasan neutron. Oleh karena itu neutron bergerak dengan lintasan yang lurus, dan keluar dari lintasan tersebut hanya ketika neutron bertumbukan dengan inti yang membuatnya terhambur ke lintasan dengan arah baru atau hilang karena terabsorpsi. Sejarah kehidupan neutron terdiri atas beberapa kali tumbukan hamburan yang akhirnya mengalami reaksi absorpsi yang menyebabkan neutron hilang atau mati. Bagi neutron yang bergerak pada bahan padatan, ruang bahan akan tampak sangat kosong. Karena neutron tak berinteraksi dengan elektron, maka ketika neutron melaju pada bahan hanya inti atom bahan yang menjadi `hambatan` neutron. Umumnya atom memiliki jejari pada orde 10^{-8} cm sedangkan jejari inti pada orde 10^{-12} cm, maka ketika neutron melaju, fraksi bidang tegak lurus arah gerak neutron yang

terisi `hambatan` hanya sekitar $(10^{-12})^2/(10^{-8})^2 = 10^{-8}$ yaitu perbandingan antara luas penampang inti terhadap luas penampang atom. Oleh karena itu, neutron mampu menembus jarak hingga jutaan kali lapisan atom pada bahan sebelum akhirnya bertumbukan dengan inti atom. Bila material target tipis, misalnya selebar kertas, maka hampir semua neutron dapat menembus kertas tersebut tanpa mengalami tumbukan.

Penampang lintang Mikroskopik dan Makroskopik

Untuk mempelajari interaksi neutron dengan inti, kita akan mengamati berkas neutron yang bergerak searah sumbu x sebagaimana ditunjukkan pada gambar 2.1. Bila berkas neutron tersebut mengandung n''' neutron per cm^3 yang bergerak dengan kecepatan v searah sumbu x., maka intensitas berkas tersebut adalah $I = n''' \cdot v$. Dengan satuan kecepatan cm/s maka intensitas berkas memiliki satuan $\text{neutron}/\text{cm}^2/\text{s}$. Kita asumsikan bahwa apabila neutron bertumbukan dengan inti maka neutron akan terserap atau terhambur ke arah lain. Sehingga hanya neutron yang tidak sempat bertumbukan yang akan tetap melaju searah sumbu x, hal ini akan membuat intensitas neutron tak berhamburan semakin berkurang ketika berkas tersebut semakin dalam menembus bahan.



Gambar 2.1 Berkas neutron sejajar menumbuk bahan. Berkas neutron sebelum menembus bahan, pada jarak x dari permukaan bahan, dan jarak $(x+dx)$ dari permukaan bahan dinyatakan, secara berturut-turut, $I(0)$, $I(x)$, dan $I(x+dx)$.

Intensitas berkas neutron setelah menembus bahan sejauh x cm kita representasikan sebagai $I(x)$. Ketika berkas neutron menempuh jarak dx , maka fraksi

neutron yang bertumbukan dengan inti akan sebanding dengan fraksi luas bidang tegak lurus arah berkas neutron yang terisi atau terhalangi oleh inti. Apabila dx sangat kecil, dan inti pada posisi acak, maka kita dapat mengabaikan adanya saling tumpang tindih antar inti (Asumsi ini tidak berlaku pada kondisi dimana neutron melewati Kristal tunggal). Kita asumsikan terdapat N inti/cm³ bahan, sehingga terdapat $N \cdot dx$ inti per cm² pada tebal infinitesimal dx . Bila tiap inti memiliki luas penampang σ cm², maka fraksi luas yang terhalangi oleh inti adalah $N \cdot \sigma \cdot dx$, sehingga kita dapatkan hubungan untuk intensitas berkas neutron sebagai berikut

$$I(x + dx) = (1 - N\sigma dx)I(x). \quad (2.1)$$

Menggunakan definisi matematika untuk turunan, kita dapatkan persamaan diferensial sederhana berikut

$$\frac{d}{dx}I(x) = -N\sigma I(x), \quad (2.2)$$

Yang dapat juga dituliskan sebagai berikut

$$\frac{dI(x)}{I(x)} = -N\sigma dx \quad (2.3)$$

Dengan mengintegrasikan persamaan (2.3) antara 0 hingga x kita dapatkan

$$I(x) = I(0) \exp(-N\sigma x). \quad (2.4)$$

Lalu kita definisikan penampang lintang makroskopik berikut

$$\Sigma = N\sigma. \quad (2.5)$$

Pada persamaan (2.5), σ yang memiliki satuan cm²/inti kita istilahkan penampang lintang mikroskopik. Karena satuan dari rapat atom adalah inti/cm³, maka penampang lintang makroskopik, yang didefinisikan pada persamaan (2.5), memiliki satuan cm⁻¹.

Penampang lintang inti memiliki nilai yang sangat kecil. Oleh karena itu, selain cm² satuan yang lebih sering digunakan untuk menyatakan penampang lintang inti adalah *barn* dengan notasi `b` dan nilai 10⁻²⁴ cm². Penamaan satuan barn ini berasal ketika awal penentuan nilai penampang lintang ketika salah satu peneliti berkomentar mengenai hasil pengukuran yang kecil dengan seruan “*That’s as big as a barn*” (“Ukurannya sebesar `lambung`”).

Persamaan-persamaan diatas memiliki interpretasi probabilistik. Karena $dI(x)$ adalah jumlah neutron yang terhambur pada daerah dx , dari total berkas neutron $I(x)$, maka $-dI(x)/I(x) = \Sigma dx = \exp(-\Sigma x)$ sebagaimana pada persamaan (2.3) adalah probabilitas sebuah neutron akan berhamburan pada ketebalan dx selanjutnya, setelah sebelumnya

lolos tanpa hamburan hingga jarak x . Dari persamaan (2.4), $-I(x)/I(0) = \exp(-\Sigma x)$, adalah fraksi neutron yang telah bergerak hingga ketebalan x tanpa mengalami hamburan yang dapat juga difahami sebagai probabilitas neutron melaju sejauh x pada bahan tanpa mengalami hamburan. Maka sekarang kita dapat mengetahui berapa probabilitas bahwa neutron akan mengalami hamburan pertama pada area dx , probabilitas ini dituliskan sebagai $p(x) dx$. Probabilitas ini mengandung dua hal. Pertama adalah probabilitas bahwa neutron lolos hingga mencapai dx (yaitu setelah melaju sejauh x), hal ini diberikan oleh $\exp(-\Sigma x)$ dari persamaan (2.4). Kedua adalah probabilitas bahwa neutron akan mengalami hamburan pada area dx , hal ini memiliki nilai Σdx dari persamaan (2.3). Karena probabilitas neutron bertumbukan pada area dx tidak bergantung pada kejadian sebelumnya, maka probabilitas total $p(x) dx$ diperoleh dengan mengalikan kedua probabilitas diatas sebagai berikut

$$p(x)dx = \Sigma \exp(-\Sigma x)dx. \quad (2.6)$$

Dengan mengetahui probabilitas ini, kita dapat menghitung jarak rerata antara dua hamburan yang ditempuh oleh neutron. Jarak ini disebut jarak bebas rerata (*mean free path*) dengan notasi λ :

$$\lambda = \int_0^{\infty} xp(x)dx = \int_0^{\infty} x\Sigma \exp(-\Sigma x)dx = 1/\Sigma. \quad (2.7)$$

Kita peroleh bahwa jarak bebas rerata adalah kebalikan dari penampang lintang makroskopik.

Fluks Tak-terhambur

Neutron-neutron yang terdapat dalam berkas neutron $I(x)$ adalah neutron yang belum mengalami hamburan. Berkas neutron tersebut seringkali dinamakan fluks tak-terhambur (*uncollided flux*) untuk membedakannya dari populasi total neutron yang juga mencakup neutron yang telah sekali atau lebih berhamburan. Neutron-neutron dalam $I(x)$ semuanya melaju dengan arah x positif yang sama, sementara neutron-neutron yang telah mengalami hamburan bisa memiliki sembarang arah akibat hamburan. Berkas neutron $I(x)$ dapat dituliskan sebagai hasil kali dari laju neutron v , dengan satuan cm/s, dan rapat neutron tak-terhambur $n_u(x)$, dengan satuan neutron/cm³. Sehingga kita peroleh $I(x) = v \cdot n_u(x)$, yang merupakan bentuk lazim penulisan fluks dengan notasi Φ . Oleh karena itu, untuk berkas neutron fluks tak-terhambur adalah sebagai berikut

$$\phi_u(x) = v n_u'''(x). \quad (2.8)$$

Pada kasus diatas, fluks tak-terhambur berasal dari berkas neutron sejajar atau berkas neutron bidang yang memang awalnya kita gunakan untuk mendefinisikan penampang lintang neutron. Berkas neutron ini berasal dari sumber neutron bidang. Fluks tak-terhambur dapat diperoleh untuk bentuk berkas neutron lainnya. Misalnya berkas neutron yang berasal dari sumber neutron titik. Sumber neutron titik juga berguna untuk mempelajari perbedaan antara atenuasi geometri dan material yang dialami oleh fluks tak terhambur. Pada diskusi berkas neutron sejajar sebelumnya kita hanya mempelajari atenuasi material, dimana pengurangan intensitas berkas neutron hanya diakibatkan oleh bahan yang dilalui berkas neutron. Misalnya sebuah sumber neutron titik memancarkan s_p neutron per detik. Pada setiap posisi semua neutron tak-terhambur akan melaju dengan satu arah yaitu arah radial menjauhi sumber. Berkas neutron yang dihasilkan disebut berkas neutron isotropis, berbeda dengan berkas neutron sejajar yang memiliki satu arah tertentu. Pada ruang vakum tanpa bahan, fluks tak-terhambur ini hanya akan mengalami atenuasi geometri. Pada jarak r dari sumber, berkas neutron akan melalui permukaan berbentuk bola dengan jejari r dengan luas $4\pi r^2$, sehingga jumlah neutron yang menembus tiap cm^2 per detik adalah $\phi_u(r) = \frac{s_p}{4\pi r^2}$. Apabila terdapat bahan maka berkas neutron juga akan mengalami atenuasi bahan. Pada kondisi ini hanya fraksi neutron sejumlah $\exp(-\Sigma r)$ yang lolos hingga jarak r tanpa mengalami hamburan. Sehingga dengan memperhitungkan atenuasi geometri dan material, fluks tak-terhambur pada jarak r dari sumber adalah

$$\phi_u(r) = \frac{\exp(-\Sigma r)}{4\pi r^2} s_p. \quad (2.9)$$

Densitas nuklida

Pada persamaan (2.5) kita mengenal dua parameter yaitu rapat nuklida N dan penampang lintang mikroskopik σ . Kedua parameter ini memerlukan diskusi lebih lanjut. Pada bagian ini kita awali dengan diskusi mengenai rapat nuklida N .

Bilangan Avogadro, $N_0 = 0.6023 \cdot 10^{23}$, adalah jumlah atom dalam satu gram berat atomik suatu bahan. Untuk molekul, bilangan Avogadro, N_0 , adalah jumlah molekul dalam satu gram berat molekuler suatu bahan. Bila A adalah berat atomik, maka N_0/A adalah jumlah atom dalam 1 gram bahan. Dengan mengenalkan ρ sebagai rapat massa bahan dengan satuan gram/cm^3 , maka kita dapat menghitung rapat nuklida sebagai berikut

$$N = \rho N_0 / A \quad (2.10)$$

yaitu jumlah atom/cm³. Dengan hubungan ini maka penampang lintang makroskopik yang diberikan oleh persamaan (2.5) menjadi

$$\Sigma = \frac{\rho N_0}{A} \sigma, \quad (2.11)$$

dimana rapat massa dinyatakan dalam gram/cm³ dan σ dalam cm². Sebagaimana disinggung sebelumnya, penampang lintang mikroskopik biasa diberikan dalam data dengan satuan *barn* (dengan notasi `b`) dimana $1b = 10^{-24} \text{cm}^2$.

Pada banyak kasus, data penampang lintang diukur dari unsur kimia tertentu yang terdapat di alam, sehingga formula untuk menghitung rapat nuklida dan penampang lintang makroskopik diatas dapat langsung digunakan meskipun unsur kimia tersebut mengandung beberapa isotop penyusun. Misalnya, besi yang memiliki beberapa isotop penyusun dominan yaitu besi-54, 56, dan 57, memiliki penampang lintang tunggal untuk unsur besi tanpa mengkhususkan penampang lintang untuk isotop tertentu. Dalam kasus tertentu, penampang lintang yang diberikan dalam data diukur dari isotop tertentu, maka A pada formula-formula diatas adalah berat atomik untuk isotop tersebut.

Pada fisika reaktor nuklir seringkali kita perlu menyatakan penampang lintang suatu unsur dengan penampang lintang isotop penyusunnya. Untuk itu kita menentukan fraksi atomik dari isotop tertentu yang memiliki berat atomik A_i dan rapat atom N^i sebagai N^i/N . Berat atomik dari unsure gabungan sebagai berikut

$$A = \sum_i (N^i/N) A_i, \quad (2.12)$$

Dimana $N = \sum_i N^i$ dan penampang lintang makroskopik dari unsure gabungan beberapa isotop tersebut dapat dihitung sebagai berikut

$$\Sigma = \frac{\rho N_0}{A} \sum_i \frac{N^i}{N} \sigma^i, \quad (2.13)$$

dimana σ^i adalah penampang lintang mikroskopik dari isotop ke- i .

Untuk menghitung penampang lintang sebuah molekul, jumlah atom dari tiap unsure penyusun molekul tersebut perlu diperhitungkan. Misalnya untuk air, dengan berat molekuler 18, perhitungan penampang lintang perlu memperhatikan jumlah atom hidrogen dan oksigen dalam molekul air. Sehingga perhitungan penampang

lintang dapat diberikan sebagai berikut

$$\Sigma^{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\rho_{\text{H}_2\text{O}} N_0}{18} (2\sigma^{\text{H}} + \sigma^{\text{O}}). \quad (2.14)$$

Kita dapat mendefinisikan penampang lintang mikroskopik gabungan untuk sebuah molekul. Untuk air ditunjukkan oleh persamaan berikut

$$\sigma^{\text{H}_2\text{O}} = 2\sigma^{\text{H}} + \sigma^{\text{O}}, \quad (2.15)$$

Sehingga persamaan (2.14) dapat disederhanakan menjadi $\Sigma^{\text{H}_2\text{O}} = N_{\text{H}_2\text{O}} \cdot \sigma^{\text{H}_2\text{O}}$ dengan $N_{\text{H}_2\text{O}} = \rho_{\text{H}_2\text{O}} \cdot N_0/18$.

Seringkali, bahan gabungan diperoleh dengan fraksi volume tertentu atau data kita miliki adalah fraksi volume dari bahan gabungan tertentu. Volume unsur tertentu dapat kita nyatakan sebagai V_i , dan fraksi volume unsure tersebut adalah V_i/V dimana $V = \sum_i V_i$. Penampang lintang untuk bahan gabungan ini dapat dihitung sebagai berikut

$$\Sigma = \sum_i (V_i/V) N_i \sigma^i, \quad (2.16)$$

Dengan rapat nuklida setiap unsure penyusun diperoleh sebagai berikut

$$N_i = \rho_i N_0 / A_i, \quad (2.17)$$

dan ρ_i dan A_i adalah rapat massa dan berat atomik dari nuklida penyusun yang memiliki penampang lintang mikroskopik σ^i . Persamaan (2.16) dapat pula dituliskan sebagai fungsi penampang lintang makroskopik dari tiap penyusunnya sebagai berikut

$$\Sigma = \sum_i (V_i/V) \Sigma^i, \quad (2.18)$$

dimana $\Sigma^i = N_i \sigma^i$.

Di lain waktu, bahan gabungan diperoleh dengan fraksi massa tertentu atau data yang kita miliki terkait bahan gabungan itu adalah fraksi massa. Untuk dapat menghitung penampang lintang bahan gabungan tersebut, kita dapat menggabungkan persamaan (2.16) dan (2.17) dan mendapatkan hubungan berikut

$$\Sigma = \sum_i (M_i/M) \frac{\rho N_0}{A_i} \sigma^i, \quad (2.19)$$

dimana $M_i/M = \rho_i V_i / \rho V$ adalah fraksi massa unsur ke- i , dan $M = \sum_i M^i$ adalah total massa gabungan, serta rapat massa $\rho = M/V$.

Uranium diperkaya

Nilai penampang lintang untuk uranium adalah penampang lintang uranium alami. Uranium alami tersusun oleh dua isotop dominan yaitu uranium-235 sebanyak 0.7%, dan uranium-238 sebanyak 99.3%. Namun seringkali, untuk mendesain reaktor nuklir diperlukan uranium yang diperkaya untuk meningkatkan rasio bahan fisil terhadap fertil. Uranium yang diperkaya yang dimaksud adalah uranium dengan kandungan isotop uranium-235 yang lebih besar dari pada komposisi alaminya.

Pengayaan dapat dinyatakan dalam dua cara yaitu dalam rasio atomik atau rasio massa. Pengayaan atomik adalah rasio atom uranium-235 terhadap total jumlah atom uranium. Menggunakan notasi untuk isotop fisil dan fertil yang diberikan pada bagian 1.6, pengayaan atomik dapat diberikan sebagai berikut

$$\bar{e}_a = N^{25}/(N^{25} + N^{28}), \quad (2.20)$$

sehingga $1 - \bar{e}_a = N^{28}/(N^{25} + N^{28})$. Dengan menggunakan hubungan ini pada persamaan (2.12) dan (2.13) maka penampang lintang uranium diperoleh sebagai berikut

$$\Sigma^U = \frac{\rho_U N_o}{\bar{e}_a 235 + (1 - \bar{e}_a) 238} [\bar{e}_a \sigma^{25} + (1 - \bar{e}_a) \sigma^{28}]. \quad (2.21)$$

Alternatif lain adalah dengan menyatakan pengayaan dengan rasio massa. Pengayaan massa adalah rasio massa uranium-235 terhadap total massa uranium yang dapat dihitung sebagai berikut

$$\bar{e}_w = M^{25}/(M^{25} + M^{28}), \quad (2.22)$$

Sehingga juga bisa diperoleh $1 - \bar{e}_w = M^{28}/(M^{25} + M^{28})$. Dan dari persamaan (2.19) kita mendapatkan hubungan untuk menghitung penampang lintang uranium sebagai berikut

$$\Sigma^U = \rho_U N_o \left[\frac{1}{235} \bar{e}_w \sigma^{25} + \frac{1}{238} (1 - \bar{e}_w) \sigma^{28} \right]. \quad (2.23)$$

Kedua pengayaan diatas sering dinyatakan dalam bentuk persen atomik (*a/o*) dan persen massa (*w/o*). Nilai keduanya saling terkait. Dengan mengingat bahwa $N_i = \rho_i N_o / A_i$ dan $M_i = \rho_i V$, kita dapat mengeliminasi factor rapat massa dari persamaan (2.20) dan (2.22) sehingga memperoleh

$$\bar{e}_a = (1 + 0.0128 \bar{e}_w)^{-1} 1.0128 \bar{e}_w. \quad (2.24)$$

Untuk kasus uranium alam, bila kita dapatkan $\bar{e}_w = 0.00700$ maka dalam pengayaan

atomik kita peroleh nilai yang sedikit lebih besar yaitu $\tilde{\epsilon}_a = 0.00709$. Perbedaan nilai antara keduanya akan semakin kecil untuk pengayaan yang semakin tinggi. Kecuali untuk kasus yang menuntut perhitungan sangat tepat, kita dapat mengabaikan perbedaan nilai antara pengayaan atomik dan massa sehingga persamaan (2.21) dan (2.23) dapat disederhanakan menjadi

$$\Sigma^U \simeq \frac{\rho^U N_o}{238} \sigma^U \quad (2.25)$$

dengan penampang lintang mikroskopik uranium didekati dengan

$$\sigma^U = \tilde{\epsilon} \sigma^{25} + (1 - \tilde{\epsilon}) \sigma^{28}. \quad (2.26)$$

Kecuali secara khusus dinyatakan, pada diskusi kita selanjutnya akan digunakan pengayaan atomik, sehingga notasi $\tilde{\epsilon}$ sebagai pengayaan mengacu pada pengayaan atomik.

Contoh Perhitungan Penampang lintang

Pada praktiknya, untuk menghitung penampang lintang makroskopik seringkali perlu menggunakan berapa formula diatas secara bersamaan. Misalnya kita akan menghitung penampang lintang untuk bahan berupa uranium dioksida (UO_2) dengan pengayaan 8% yang campur dengan graphit (C) dengan fraksi volume 1:3. Data yang diperlukan adalah penampang lintang mikroskopik dari isotop uranium, oksigen, dan karbon yaitu $\sigma^{25} = 607.5$ b, $\sigma^{28} = 11.8$ b, $\sigma^O = 3.5$ b, $\sigma^C = 4.9$ b. Kita juga memerlukan data rapat massa dari UO_2 dan karbon yaitu $\rho_{UO_2} = 11.0$ g/cm³, $\rho_C = 1.6$ g/cm³.

Pertama kita hitung penampang lintang mikroskopik gabungan untuk uranium yang diperkaya 8%. Dari persamaan (2.26) kita dapatkan

$$\sigma^U = 0.08 \cdot 607.5 + (1 - 0.08) \cdot 11.8 = 59.5 \text{ b.}$$

Maka penampang lintang mikroskopik untuk UO_2 adalah

$$\sigma^{UO_2} = 59.5 + 2 \cdot 3.5 = 66.5 \text{ b.}$$

Dengan memasukkan nilai $1b = 10^{-24} \text{cm}^2$, penampang lintang makroskopik untuk UO_2 yang diperkaya adalah

$$\Sigma^{UO_2} = \frac{11 \cdot 0.6023 \cdot 10^{24}}{238 + 2 \cdot 16} 66.5 \cdot 10^{-24} = 1.63 \text{ cm}^{-1}.$$

Penampang lintang makroskopik karbon dapat dihitung sebagai berikut

$$\Sigma^C = \frac{1.6 \cdot 0.6023 \cdot 10^{24}}{12} 4.9 \cdot 10^{-24} = 0.39 \text{ cm}^{-1}.$$

Karena UO_2 dan C dicampur dengan perbandingan volume 1:3, maka dari persamaan (2.18) kita peroleh

$$\Sigma = \frac{1}{4}\Sigma^{UO_2} + \frac{3}{4}\Sigma^C = \frac{1}{4}1.63 + \frac{3}{4}0.39 = 0.70 \text{ cm}^{-1}.$$

Tipe Reaksi

Sejauh ini kita hanya memperhitungkan probabilitas neutron mengalami tumbukan, tanpa memperhatikan jenis tumbukan yang terjadi. Penampang lintang yang kita pelajari sebelumnya, yang memberikan probabilitas terjadinya tumbukan secara umum, disebut penampang lintang total. Untuk itu seringkali digunakan indeks `t` sehingga notasi untuk penampang lintang total adalah σ_t . Ketika menumbuk sebuah inti, ada dua kemungkinan kejadian yang dialami oleh neutron yaitu terhambur (*scattered*) atau terserap (*absorbed*). Kecendrungan terjadinya hamburan atau absorpsi diperoleh dengan membagi penampang lintang total kedalam penampang lintang hamburan dan penampang lintang absorpsi dengan hubungan sebagai berikut

$$\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a. \quad (2.27)$$

Ketika terjadi tumbukan, σ_s/σ_t adalah probabilitas neutron untuk terhambur oleh inti, dan σ_a/σ_t adalah probabilitas neutron akan terserap oleh inti.

Reaksi hamburan antara neutron dan inti dapat terjadi melalui dua proses yaitu hamburan elastik dan inelastik. Sehingga sebagaimana pada penampang lintang total, kita pun dapat membagi penampang lintang hamburan sebagai berikut

$$\sigma_s = \sigma_n + \sigma_n'. \quad (2.28)$$

dimana σ_n menyatakan penampang lintang hamburan elastik, sedangkan σ_n' menyatakan penampang lintang hamburan inelastik. Pada hamburan elastik nilai momentum dan energi kinetik neutron sebelum dan setelah hamburan bernilai sama. Hamburan elastik dapat dimodelkan seperti hamburan tumbukan antar bola billiard. Pada hamburan inelastik, neutron memberikan sebagian energi kinetiknya kepada inti dan meninggalkan inti dalam keadaan tereksitasi. Sehingga pada hamburan inelastik terpenuhi kekekalan momentum namun nilai energi kinetik sebelum dan setelah hamburan tidak sama. Setelah mendapat energi dari neutron, inti mengeluarkan energi eksitasinya dengan memancarkan satu atau beberapa sinar gamma bersamaan dengan terpancarnya kembali neutron dari inti.

Secara sederhana, pada reaksi penyerapan neutron terserap masuk kedalam inti atom dan membentuk inti gabungan dalam keadaan tereksitasi. Namun inti

gabungan ini tidak mengeluarkan energi eksitasinya dengan memancarkan kembali neutron melainkan hanya memancarkan satu atau beberapa sinar gamma. Reaksi ini, dimana inti menyerap neutron dan hanya memancarkan sinar gamma disebut reaksi penangkapan, dengan notasi σ_γ . Reaksi penangkapan ini akan menghasilkan isotop baru, dan umumnya isotop baru ini tidak stabil sehingga akan mengalami peluruhan radioaktif. Pada bahan dapat berfisi, ketika terjadi reaksi penyerapan neutron, inti dapat mengalami reaksi penangkapan atau mengalami reaksi fisi. Oleh karena itu untuk bahan dapat berfisi kita dapat membagi penampang lintang absorpsi sebagai berikut

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f, \quad (2.29)$$

dimana σ_f adalah penampang lintang fisi. Sebagaimana sebelumnya, hubungan ini pun memiliki interpretasi probabilistic, yaitu ketika terjadi reaksi penyerapan maka σ_γ/σ_a adalah probabilitas neutron mengalami reaksi penangkapan dan σ_f/σ_a adalah probabilitas terjadinya reaksi fisi.

Kita dapat menyatakan penampang lintang makroskopik untuk jenis reaksi tertentu dengan menggunakan persamaan (2.5) sebagaimana sebelumnya. Misalnya indeks $x = s, a, \gamma, f$ secara berturut-turut menyatakan jenis reaksi hamburan, penyerapan, penangkapan, fisi, maka kita mendapatkan penampang lintang makroskopik melalui hubungan berikut

$$\Sigma_x = N\sigma_x, \quad (2.30)$$

Penambahan indeks khusus untuk menyatakan jenis reaksi tertentu dapat pula diberikan pada persamaan-persamaan sebelumnya terkait penampang lintang mikroskopik dan makroskopik. Dari persamaan-persamaan diatas kita pun mendapatkan bahwa penampang lintang makroskopik untuk berbagai jenis reaksi dapat digabungkan sebagaimana penampang lintang mikroskopik. Sehingga analogi dengan persamaan (2.27) kita pun memiliki hubungan $\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_a$, begitu juga untuk persamaan lainnya.

2.3 Rentang Energi Neutron

Sejauh ini kita belum mendiskusikan kebergantungan penampang lintang terhadap energi kinetik neutron. Untuk memasukkan energi dalam perhitungan, kita dapat menyatakan tiap penampang lintang sebagai fungsi dari energi yaitu $\sigma_x \rightarrow \sigma_x(E)$, begitupun untuk penampang lintang makroskopik, sebagai hasil persamaan (2.30), $\Sigma_x \rightarrow \Sigma_x(E)$. Kebergantungan penampang lintang terhadap energi kinetik neutron

sangatlah penting dalam menentukan perilaku neutron dalam reaksi berantai sehingga memerlukan pembahasan yang lebih detail. Kita akan mulai dengan menentukan rentang energi neutron, yaitu menentukan batas atas dan bawah energi neutron yang terdapat pada reaktor nuklir.

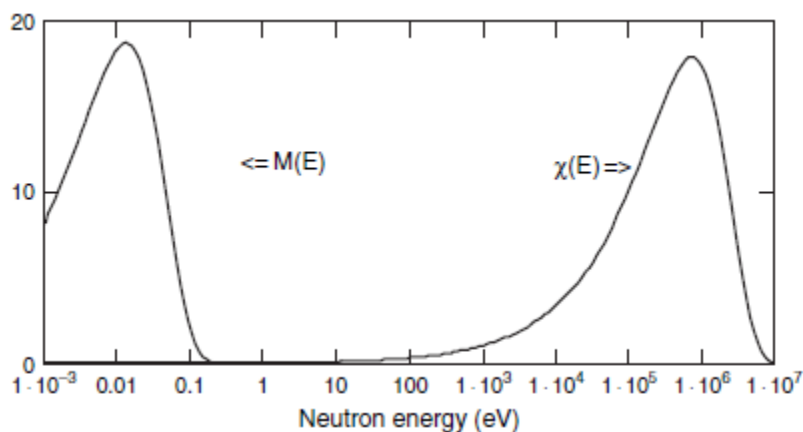
Neutron yang lahir dari reaksi fisi memiliki energi yang terdistribusi dalam sebuah spectrum energi. Dengan mendefinisikan $\chi(E)dE$ sebagai fraksi neutron fisi yang terlahir dengan energi antara E dan $E+dE$, pendekatan terhadap spectrum energi fisi dapat diberikan sebagai berikut

$$\chi(E) = 0.453 \exp(-1.036E) \sinh(\sqrt{2.29E}), \quad (2.31)$$

dimana E dinyatakan dalam MeV dan $\chi(E)$ ternormalisasi terhadap satu sebagai berikut

$$\int_0^{\infty} \chi(E)dE = 1. \quad (2.32)$$

Grafik logaritmik energi pada Gambar 2.2 menunjukkan spectrum fisi $\chi(E)$. Neutron fisi terlahir dalam daerah energi MeV dengan rerata energi sekitar 2 MeV, dan energi yang paling mungkin terjadi adalah 3/4 MeV. Jumlah neutron fisi yang dihasilkan dengan energi lebih besar dari 10 MeV sangatlah sedikit sehingga bisa diabaikan. Maka hal ini memberikan batas atas terhadap rentang energi neutron dalam reaktor nuklir, yaitu 10 MeV.



Gambar 2.2 Spektrum energi fisi, $\chi(E)$, dan neutron termal $M(E)$.

Neutron yang terlahir dari reaksi fisi umumnya akan mengalami beberapa kali reaksi hamburan sebelum akhirnya terserap. Neutron yang terhambur oleh inti diam akan memberikan sebagian dari momentumnya kepada inti diam tersebut, sehingga

neutron akan kehilangan energi. Untuk meyakinkan bahwa kita dapat mengasumsikan bahwa inti dalam keadaan diam yaitu energi kinetiknya dapat diasumsikan nol, kita akan menghitung energi kinetik inti tersebut. Pada temperatur diatas nol absolute (0 K), inti akan memiliki gerakan termal acak. Menurut teori kinetik, rerata energi kinetik dari inti tersebut adalah

$$\bar{E} = \frac{3}{2}kT, \quad (2.33)$$

dimana k adalah konstanta Boltzmann dan T adalah temperature absolute. Pada temperature kamar dimana T=293.61 K rerata energi kinetiknya adalah 0.0378 eV. Umumnya, pengukuran neutron termal dilakukan pada 1.0 kT, dimana pada temperature kamar nilai energi kinetik reratanya adalah 0.0253 eV. Dalam kedua kasus ini, energi kinetik inti sangat kecil dibandingkan dengan energi neutron fisi yang memiliki orde MeV. Sehingga kita dapat mengasumsikan bahwa energi kinetik inti adalah nol, atau inti dalam keadaan diam. Kembali, reaksi hamburan neutron dengan inti akan menyebabkan neutron kehilangan energi kinetiknya hingga neutron akhirnya mengalami reaksi penyerapan atau mengalami perlambatan hingga energinya mencapai orde eV. Pada kasus ideal dimana tidak ada reaksi penyerapan, neutron pada akhirnya akan mencapai kesetimbangan dengan gerak termal dari inti sekitar. Pada kondisi setimbang tersebut energi neutron akan mengikuti distribusi Maxwell-Boltzmann berikut

$$M(E) = \frac{2\pi}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} \exp(-E/kT), \quad (2.34)$$

Dimana E dinyatakan dalam eV, konstanta Boltzmann adalah $k = 8.617065 \cdot 10^{-5}$ eV/K, dan M(E) ternormalisasi terhadap satu sebagai berikut

$$\int_0^{\infty} M(E)dE = 1. \quad (2.35)$$

Gambar 2.2 menunjukkan M(E) bersama dengan $\chi(E)$ untuk mengindikasikan rentang energi yang mungkin dimiliki oleh neutron pada reaktor nuklir. Namun berbeda dengan kondisi ideal diatas dimana tidak terjadi reaksi penyerapan, dalam reaktor nuklir selalu terjadi reaksi penyerapan. Oleh karena itu, spektrum energi akan bergeser semakin tinggi (kekanan) dibandingkan M(E) karena reaksi penyerapan akan lebih dulu terjadi sebelum benar-benar tercapai kesetimbangan. Fraksi neutron dengan energi lebih kecil dari 0.001 eV pada temperature kamar dengan distribusi Maxwell-Boltzmann cukup kecil, dan kita dapat mengambil nilai energi tersebut sebagai batas bawah energi neutron pada reaktor nuklir. Sehingga secara umum kita

dapat menyatakan bahwa rentang energi yang perlu kita perhatikan dalam mempelajari neutron ketika mengalami reaksi berantai dalam reaktor nuklir adalah rentang $0.001 \text{ eV} < E < 10 \text{ MeV}$. Sehingga kita ketahui bahwa rentang energi neutron dalam reaktor nuklir sangatlah besar hingga mencapai 10 orde.

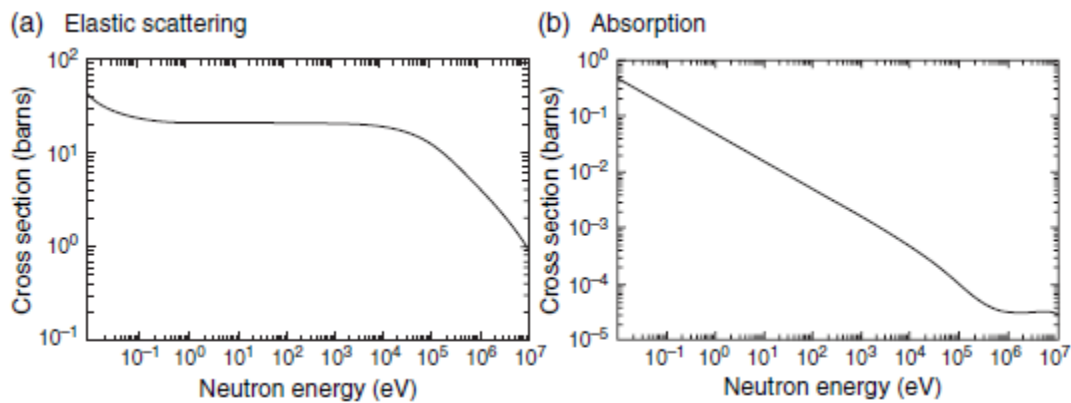
Untuk menjelaskan penampang lintang neutron yang penting bagi fisika reaktor nuklir, akan lebih mudah dengan membagi rentang energi di atas kedalam tiga daerah. Neutron kita nyatakan sebagai neutron cepat (*fast neutron*) bila energinya terdapat pada daerah dimana banyak neutron fisi dipancarkan yaitu $0.1 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$. Sedangkan neutron termal (*thermal neutron*) adalah neutron dengan energi yang cukup kecil sehingga gerakan termal dari atom sekitar dapat berpengaruh secara signifikan terhadap keadaan hamburan neutron tersebut yaitu pada rentang $0.001 \text{ eV} < E < 1.0 \text{ eV}$. Sedangkan neutron yang terdapat pada rentang energi diantaranya kita istilahkan sebagai neutron epitermal atau neutron energi menengah yaitu pada rentang energi $1.0 \text{ eV} < E < 0.1 \text{ MeV}$.

2.4 Kebergantungan Penampang lintang terhadap Energi

Kita mulai penjelasan mengenai kebergantungan penampang lintang terhadap energi dengan membahas kasus atom hidrogen. Karena hidrogen hanya terdiri dari sebuah proton, penampang lintangnya paling mudah untuk diterangkan. Hidrogen hanya memiliki penampang lintang elastik dan absorpsi. Karena hidrogen tidak memiliki struktur inti internal maka hidrogen tidak dapat menghamburkan neutron secara inelastik. Gambar 2.3a adalah grafik penampang lintang elastik hidrogen. Penampang lintang tangkapan, ditunjukkan pada gambar 2.3b, berbanding terbalik terhadap \sqrt{E} , dan karena energi sebanding dengan kuadrat kecepatan neutron, penampang lintang dengan bentuk seperti penampang lintang tangkapan hidrogen disebut penampang lintang $1/v$ atau “se-per-v”. Penampang lintang tangkapan hidrogen juga merupakan penampang lintang absorpsi karena tidak memiliki kemungkinan mengalami reaksi fisi. Penampang lintang absorpsi hidrogen memiliki peran penting hanya pada daerah energi termal. Penampang lintang absorpsi dapat dinyatakan sebagai

$$\sigma_a(E) = \sqrt{E_0/E} \sigma_a(E_0). \quad (2.36)$$

Umumnya, energi di ukur pada $E_0 = kT$, dengan suhu kamar standar $T=293.61 \text{ K}$. Sehingga diperoleh $E_0 = 0.0253 \text{ eV}$.



Gambar 2.3 Penampang lintang mikroskopik Hidrogen-1 (dari <http://www.dne.bnl.gov/CoN/index.html>)

Kita dapat pula mengabaikan ekor pada daerah energi rendah dan tinggi pada penampang lintang hamburan. Penampang lintang total dapat didekati sebagai berikut

$$\sigma_t(E) = \sigma_s + \sqrt{E_0/E} \sigma_a(E_0). \quad (2.37)$$

Penampang lintang hidrogen-2 atau deuterium memiliki perilaku yang hampir sama, kecuali bahwa penampang lintang hamburan dari deuterium jauh lebih besar dibandingkan hidrogen, sedangkan penampang lintang absorpsi deuterium lebih kecil.

Sebagaimana hidrogen, nuklida lainnya juga memiliki penampang lintang hamburan elastik yang dapat dimisalkan dengan tumbukan sederhana bola billiard dimana energi kinetik dipertahankan. Penampang lintang ini juga disebut sebagai penampang lintang hamburan potensial karena neutron terhambur dari permukaan inti, tidak masuk ke dalam inti dan membentuk inti gabungan. Penampang lintang hamburan potensial tidak bergantung pada energi kecuali pada daerah energi sangat rendah maupun sangat tinggi. Nilai dari penampang lintang hamburan potensial secara langsung sebanding dengan luas penampang lintang inti, dimana jejari inti dapat diperoleh sebagai fungsi dari berat atomik yaitu $R = 1.25 \cdot 10^{-13} A^{1/3} \text{cm}$. Pemahaman lebih lanjut terhadap penampang lintang neutron mengharuskan kita untuk mempelajari reaksi yang terjadi setelah pembentukan inti gabungan.

Pembentukan inti gabungan

Ketika neutron menembus ke dalam inti, tidak hanya terhambur dari permukaan inti sebagaimana pada hamburan potensial, maka akan terbentuk inti gabungan yang berada dalam keadaan tereksitasi. Terdapat dua factor yang berkontribusi terhadap energi eksitasi yang dimiliki inti gabungan. Faktor pertama adalah energi kinetik

neutron yang menembus ke dalam inti tersebut. Kita dapat menghitung energi eksitasi sebagai berikut. Misalnya neutron dengan massa m dan kecepatan v menumbuk inti diam dengan berat atomik A dan membentuk inti gabungan. Dari konsep kekekalan momentum kita mendapatkan hubungan berikut

$$mv = (m + Am)V. \quad (2.38)$$

Berbeda dengan momentum, energi kinetik tidak kekal dalam proses pembentukan inti gabungan. Kehilangan energi kinetik dapat dihitung sebagai selisih energi kinetik neutron dengan energi kinetik inti gabungan berikut.

$$\Delta E_{ke} = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{2}(m + Am)V^2, \quad (2.39)$$

dimana V adalah kecepatan dari inti gabungan. Dengan melakukan eliminasi terhadap factor V dari dua persamaan diatas kita mendapatkan hubungan

$$\Delta E_{ke} = \frac{A}{1 + A} \frac{1}{2}mv^2, \quad (2.40)$$

Dari persamaan (2.40) terlihat bahwa selisih energi kinetik sama dengan energi kinetik neutron sebelum terjadi tumbukan dari koordinat pusat massa. Selanjutnya parameter ini kita notasikan E_{cm} . Faktor kedua yang berkontribusi terhadap energi eksitasi inti gabungan adalah energi ikat neutron, yang kita notasikan E_B . Dengan menggabungkan dua kontribusi diatas energi aksitasi inti gabungan adalah $E_{cm} + E_B$. Kita dapat memahami bahwa neutron termal yang memiliki kecepatan lambat pun dapat membuat inti tereksitasi, karena meskipun $E_{cm} \ll E_B$ nilai energi ikat sendiri dapat mencapai orde MeV sehingga cukup untuk membuat inti tereksitasi.

Efek dari energi eksitasi terhadap penampang lintang neutron terkait erat dengan struktur internal inti. Meskipun analogi berikut tidak sempurna, efek ini dapat difahami dengan membandingkan struktur atom dengan struktur inti. Elektron yang berada di sekitar inti berada dalam keadaan energi kuantum (*quantum energi states*) yang berbeda dan dapat tereksitasi ke keadaan energi yang lebih tinggi akibat penambahan energi dari luar. Begitu pula, konfigurasi nucleon yang membentuk inti berada dalam suatu keadaan kuantum, dan penambahan atau masuknya neutron kedalam struktur internal inti beserta energi kinetiknya akan menghasilkan inti gabungan yang berada dalam keadaan tereksitasi.

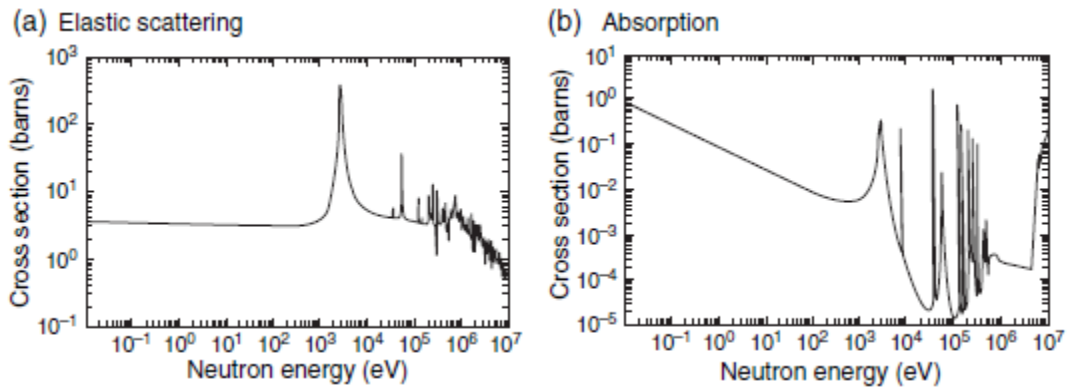
Setelah terbentuknya inti gabungan maka ada dua kemungkinan kejadian selanjutnya. Pertama, neutron kembali dipancarkan oleh inti sehingga inti kembali ke keadaan energi dasar. Reaksi hamburan ini disebut reaksi hamburan elastik meskipun

dalam prosesnya sempat terbentuk inti gabungan. Alternatif lain adalah inti gabungan dapat kembali ke keadaan energi dasar dengan memancarkan satu atau beberapa partikel gamma. Reaksi ini disebut reaksi penangkapan neutron dimana inti target mengalami transmutasi menjadi isotop baru karena ada penambahan neutron dalam struktur internal inti (nomor massa bertambah satu).

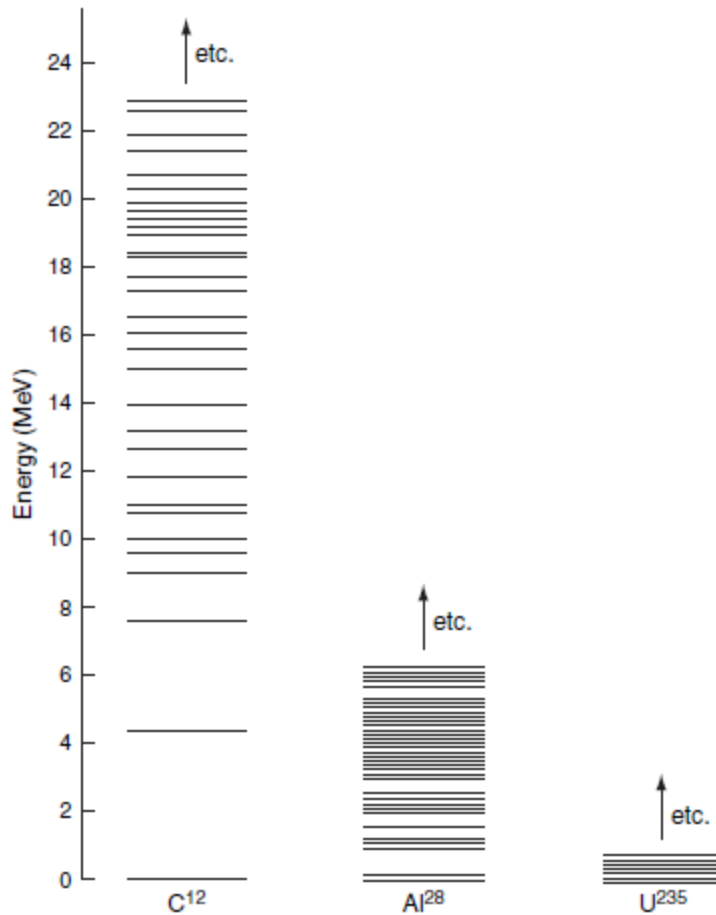
Apabila energi kinetik neutron yang menumbuk inti semakin besar maka inti gabungan dapat memperoleh energi eksitasi yang cukup untuk dapat memancarkan secara bersamaan neutron dengan energi yang lebih lemah dan partikel gamma. Pada saat itu reaksi hamburan bersifat inelastik. Reaksi-reaksi lainnya memiliki kemungkinan terjadi dengan energi neutron awal yang lebih tinggi lagi. Untuk bahan dapat berfisi, reaksi fisi merupakan kejadian yang paling penting setelah terbentuknya inti gabungan. Sebelum mempelajari reaksi ini lebih detail, kita terlebih dulu akan membahas struktur resonansi dari inti gabungan serta dampak dari struktur tersebut terhadap penampang lintang hamburan dan absorpsi.

Penampang lintang resonansi

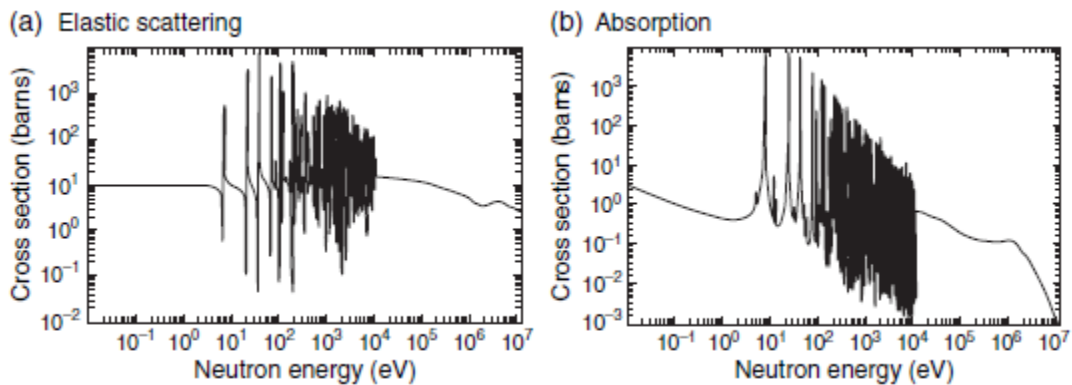
Kecendrungan untuk terbentuknya inti gabungan akan meningkat drastis apabila energi eksitasi yang dibawa oleh neutron cocok dengan keadaan energi kuantum dari inti yang dihasilkan. Penampang lintang hamburan dan absorpsi akan memiliki puncak pada energi kinetik neutron yang cocok dengan keadaan energi kuantum tersebut. Puncak ini sering diistilahkan resonansi, dan susunan puncak-puncak dari suatu nuklida disebut struktur resonansi. Gambar 2.4 menunjukkan puncak pada penampang lintang hamburan dan absorpsi dari Sodium-23 (Na-23). Tiap nuklida memiliki struktur resonansi tersendiri, namun secara umum semakin berat inti tersebut maka keadaan energinya akan semakin banyak sehingga struktur resonansi akan memiliki semakin banyak puncak dan akan semakin berimpit. Gambar 2.5 menunjukkan bagaimana keadaan energi dari inti semakin padat dengan semakin beratnya inti. Pada gambar 2.5 ditunjukkan keadaan energi kuantum dari inti karbon (C-12), aluminium (Al-28), dan uranium (U-235) sebagai contoh. Hubungan antara densitas keadaan kuantum dan rapat atomik menyebabkan resonansi pada nuklida ringan baru mulai terjadi pada energi tinggi. Misalnya, resonansi pada karbon-12 terjadi pada energi 2 MeV, oksigen-16 pada energi 400 keV, sodium-23 pada 3 keV, dan uranium-238 pada 6.6 eV. Begitupula, resonansi pada inti ringan terpisah cukup jauh dan cenderung memiliki rasio penampang lintang absorpsi terhadap hamburan yang lebih kecil. Perbandingan antara penampang lintang uranium-238 pada gambar 2.6 dengan sodium-23 pada gambar 2.4 menunjukkan pola struktur resonansi diatas.



Gambar 2.4 Penampang lintang mikroskopik Sodium-23 (dari <http://www.dne.bnl.gov/CoN/index.html>)



Gambar 2.5 Level energi dari karbon-12, aluminium-28, dan uranium-235. Diambil dari Introduction to Nuclear Reactor Theory, 1972, oleh John R. Lamarsh. Hak Cipta oleh American Nuclear Society, La Grange Park, IL.



Gambar 2.6 Penampang lintang mikroskopik uranium-238 (dari <http://www.dne.bnl.gov/CoN/index.html>)

Sifat yang menarik dari penampang lintang uranium-238 pada gambar 2.6 adalah bahwa resonansi terlihat mendadak hilang pada energi sekitar 10 keV. Pada kenyataannya, resonansi tetap ada hingga ke energi yang lebih besar lagi namun terlalu padat berimpit sehingga pada saat ini nilainya belum dapat ditentukan secara eksperimen. Oleh karena itu kurva mulus setelah energi 10 keV menunjukkan resonansi tak-terurai (*unresolved resonances*) pada energi tinggi. Hal ini perlu ditangani menggunakan teori statistic hingga ada eksperimen yang mampu menguraikannya. Situasi ini juga dialami oleh nuklida berat lainnya.

Teori nuklir memprediksikan bahwa kebergantungan penampang lintang terhadap energi pada titik resonansi akan memiliki bentuk sebagaimana diberikan oleh formula Breit-Wigner. Untuk penampang lintang tangkapan neutron

$$\sigma_{\gamma}(E) = \sigma_o \frac{\Gamma_{\gamma}}{\Gamma} \left(\frac{E_r}{E} \right)^{1/2} \frac{1}{1 + 4(E - E_r)^2 / \Gamma^2}, \quad (2.41)$$

Dimana E_r adalah energi resonansi, dan Γ adalah aproksimasi terhadap lebar puncak resonsi pada ketinggian setengah nilai penampang lintang maksimum. Pada umumnya, tidak semua neutron yang bertumbukan dengan energi sekitar energi resonansi akan mengalami reaksi penangkapan neutron dengan inti. Sebagian neutron tersebut akan dipancarkan kembali melalui hamburan elastik resonansi. Penampang lintang hamburan elastik pada titik resonansi terdiri dari tiga kontribusi sebagaimana ditunjukkan dalam persamaan berikut

$$\sigma_n(E) = \sigma_0 \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \frac{1}{1 + 4(E - E_r)^2/\Gamma^2} + \sigma_0 \frac{2R}{\lambda_0} \frac{2(E - E_r)/\Gamma}{1 + 4(E - E_r)^2/\Gamma^2} + 4\pi R^2. \quad (2.42)$$

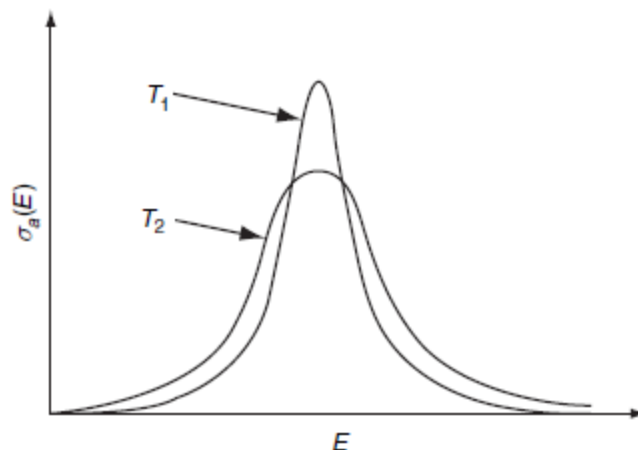
Suku pertama adalah hamburan resonansi, sementara suku ketiga adalah hamburan potensial yang tidak bergantung energi. Suku kedua muncul dari efek interferensi mekanika kuantum antara resonansi dan hamburan potensial. Pada nuklida berat seperti uranium, efek interferensi terlihat sebagai `jurang` pada penampang lintang hamburan sebelum energi resonansi. Untuk bahan tak dapat berfisi $\Gamma = \Gamma_\gamma + \Gamma_n$, sehingga σ_0 adalah penampang lintang resonansi ketika $E = E_r$, dan λ_0 adalah panjang gelombang neutron tereduksi. Dalam permasalahan reaktor nuklir terkadang kita perlu membedakan antara hamburan resonansi dan hamburan potensial. Kita bedakan keduanya dengan menuliskan persamaan (2.42) sebagai berikut

$$\sigma_n(E) = \sigma_{nr}(E) + \sigma_{np}, \quad (2.43)$$

Dimana dua suku pertama dari persamaan (2.42) dimasukkan ke dalam kontribusi resonansi, σ_{nr} , dan suku ketiga merupakan hamburan potensial, σ_{np} .

Pembahasan selanjutnya adalah mengenai efek pelebaran Doppler (*Doppler Broadening*), fenomena ini sangat penting dalam fisika reaktor nuklir sehingga pembahasan penampang lintang resonansi tidak akan lengkap tanpa menyertakannya. Penampang lintang neutron ditulis sebagai fungsi dari kecepatan relatif antara neutron dan inti pada kerangka koordinat pusat massa. Biasanya, energi kinetik neutron sangat besar dibandingkan energi kinetik inti yang hanya disebabkan oleh gerak termal, sebagaimana kita bahas sebelumnya. Sehingga inti dapat diasumsikan berada dalam keadaan diam. Sehingga formula penampang lintang yang kita bahas pada bagian sebelumnya tidak memperhitungkan gerakan termal dari inti target. Apabila fungsi penampang lintang terhadap energi relatif tidak tajam maka gerak termal inti tidak akan berpengaruh penting. Namun ketika penampang lintang memiliki puncak yang tajam sebagaimana resonansi yang diberikan oleh formula Breit-Wigner, maka formula tersebut perlu dirata-ratakan terhadap rentang kecepatan relatif. Rentang ini ditentukan oleh temperatur yang didapat dari distribusi kecepatan atom Maxwell-Boltzmann. Proses menghitung rerata ini akan berdampak terhadap resonansi yaitu energi resonansi akan sedikit melebar, sehingga resonansi akan tampak lebih lebar dan puncaknya menurun. Efek ini akan semakin terlihat dengan temperature yang semakin tinggi, sebagaimana ditunjukkan oleh kurva penampang lintang tangkapan resonansi pada gambar 2.7. Manfaat dari efek pelebaran Doppler

sehingga reaktor nuklir memiliki timbal balik temperature negative (*negative temperature feedback*) sehingga memberikan kestabilan kepada reaktor nuklir akan dibahas lebih lanjut pada Bab 9.

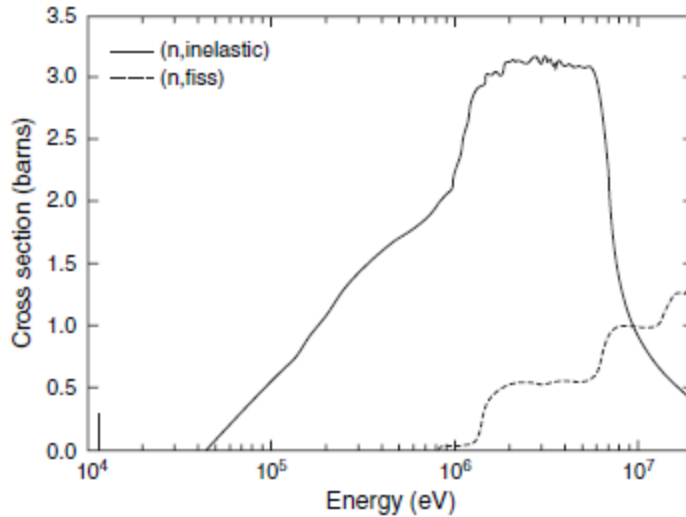


Gambar 2.7 Efek Pelebaran Doppler terhadap penampang lintang tangkapan resonansi, dengan $T_1 < T_2$.

Penampang lintang ambang

Dengan energi neutron yang semakin tinggi, yang menghasilkan energi eksitasi yang lebih tinggi, reaksi-reaksi lainnya menjadi mungkin terjadi setelah terbentuknya inti gabungan. Terkait ini kita mengistilahkan reaksi ambang karena penampang lintang reaksi tersebut nol dibawah suatu energi ambang tertentu. Beberapa reaksi memiliki sifat reaksi ambang ini, salah satunya adalah reaksi hamburan inelastik. Untuk dapat terjadi reaksi hamburan inelastik neutron awal harus memiliki kinetik energi yang cukup tinggi untuk menaikkan inti target hingga ke keadaan kuantum teraksitasi, mengatasi energi ikat, dan kembali dipancarkan. Kembali mengacu kepada contoh pada gambar 2.5 kita mencatat bahwa keadaan energi eksitasi dari inti umumnya akan menurun dengan semakin meningkatnya berat atomik. Sehingga energi ambang untuk hamburan inelastik juga berkurang dengan bertambahnya berat atomik. Untuk nuklida ringan energi ambang hamburang inelastik sangat tinggi sehingga reaksi hamburan inelastik sangat jarang terjadi dan kontribusinya kecil dalam reaktor nuklir. Energi ambang untuk karbon-12 adalah 4.8 MeV, untuk oksigen-16 6.4 MeV. Namun untuk unsure yang lebih berat memiliki energi ambang yang lebih kecil, misalnya uranium-238 yang memiliki energi ambang 0.04 MeV. Untuk bahan fertil, reaksi fisi juga termasuk reaksi yang bersifat sebagai reaksi ambang. Pada uranium-238 neutron perlu memiliki energi tertentu untuk dapat menyebabkan reaksi fisi. Energi ambang pada uranium-238 untuk reaksi fisi sekitar 1.0 MeV. Gambar 2.8 menunjukkan

penampang lintang ambang untuk hamburan inelastik dan reaksi fisi dari uranium-238.



Gambar 2.8 Penampang lintang ambang mikroskopik untuk uranium-238 (milik W.S Yang, Argonne National Laboratory)

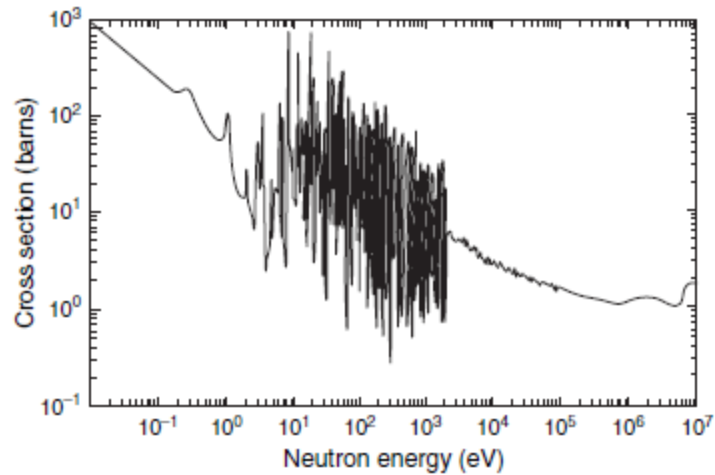
Reaksi lain yang juga memiliki sifat reaksi ambang adalah reaksi $(n,2n)$. Pada reaksi ini neutron diserap oleh inti, membentuk inti gabungan yang kemudian memancarkan dua neutron. Energi ambang untuk reaksi ini cukup tinggi dan penampang lintangnya cukup kecil sehingga umumnya dapat diabaikan dalam penanganan awal fisika reaktor.

Bahan dapat fisi

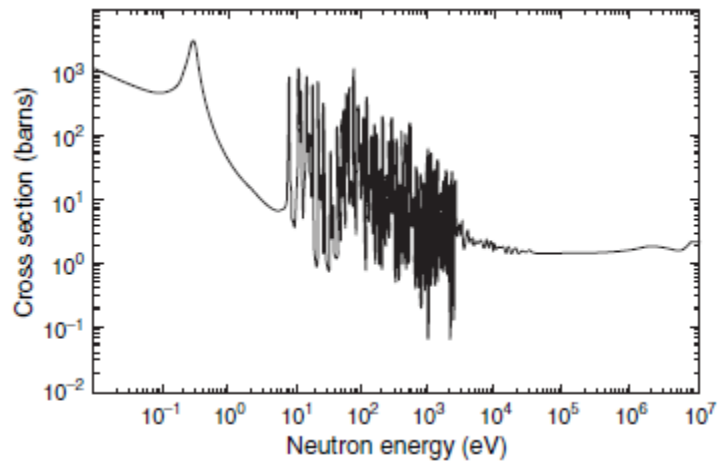
Isotop dapat berfisi terbagi kedalam isotop fisil dan fertil sebagaimana dibahas pada Bab 1. Neutron dengan energi berapapun dapat menyebabkan bahan fisil mengalami reaksi fisi. Gambar 2.9 menunjukkan penampang lintang fisi dari uranium-235, satu-satunya bahan fisil yang terdapat secara alami. Pada uranium-238 yang merupakan 99.3% penyusun uranium alam, neutron harus memiliki energi tertentu hingga orde MeV untuk dapat menyebabkan fisi, sebagaimana dibahas pada bagian sebelumnya dan ditunjukkan oleh Gambar 2.8. Setelah mengalami penangkapan neutron uranium-238 akan meluruh seperti pada persamaan (1.28) menjadi plutonium-239 yang merupakan bahan fertil. Gambar 2.10 menunjukkan penampang lintang fisi dari plutonium-239. Bila plutonium-239 tidak mengalami fisi melainkan mengalami reaksi penangkapan maka akan bertransmutasi menjadi plutonium-240 yang juga merupakan bahan fertil, dan bila kembali menangkap neutron dengan reaksi

penangkapan maka akan menjadi plutonium-241 yang merupakan bahan fisil.

Selain uranium-238, thorium-232 merupakan isotop fertil yang juga terdapat secara alami. Setelah mengalami reaksi penangkapan, thorium-232 akan meluruh menjadi uranium-233 yang merupakan unsure fisil. Penampang lintang fisi dari uranium-233 memiliki bentuk yang mirip dengan penampang lintang fisi uranium-235 dan plutonium-239 pada gambar 2.9 dan 2.10.



Gambar 2.9 Penampang lintang mikroskopik fisi uranium-235 (dari <http://www.dne.bnl.gov/CoN/index.html>)



Gambar 2.10 Penampang lintang mikroskopik fisi plutonium-239 (dari <http://www.dne.bnl.gov/CoN/index.html>)

2.5 Hamburan Neutron

Spektrum energi neutron terletak antara nilai maksimum dari energi neutron hasil dan

energi fisi dan energi neutron pada kesetimbangan termal. Spektrum neutron ditentukan oleh kompetisi antara reaksi hamburan dan absorpsi. Untuk neutron dengan energi jauh diatas daerah termal, reaksi hamburan akan menurunkan energi neutron tersebut, sementara untuk neutron di daerah kesetimbangan termal reaksi hamburan dapat menambah ataupun mengurangi energinya. Hal ini karena neutron dengan energi lemah juga berinteraksi atau terpengaruh oleh gerak termal dari atom sekitar. Penurunan energi disebabkan oleh hamburan disebut perlambatan neutron (*neutron slowing down*). Pada bahan dimana rerata energi hilang per tumbukan dan rasio penampang lintang hamburan terhadap absorpsi bernilai tinggi, spektrum neutron akan mendekati spektrum pada kesetimbangan termal. Spektrum ini disebut spektrum halus (*soft spectrum*) atau spektrum termal. Sebaliknya, pada bahan dengan rasio penurunan energi neutron terhadap reaksi absorpsi yang kecil, neutron akan lebih banyak terserap sebelum sempat mengalami perlambatan yang berarti. Maka spektrum neutron dekat dengan spektrum fisi dan disebut sebagai spektrum keras (*hard spectrum*) atau spektrum cepat (*fast spectrum*). Untuk mendapatkan gambaran kuantitatif terhadap distribusi energi neutron kita akan membahas hamburan elastik terlebih dahulu kemudian hamburan inelastik. Perlu diingat bahwa dalam hamburan elastik terjadi kekekalan energi mekanik, yaitu total energi kinetik neutron dan inti target sebelum dan setelah reaksi hamburan tidak berubah. Sedangkan pada hamburan inelastik neutron meninggalkan inti target dalam keadaan tereksitasi yang lebih tinggi dari energi awal inti. Sehingga total energi kinetik neutron dan inti setelah hamburan lebih kecil dibandingkan total energi kinetik sebelum hamburan. Selisih energi kinetiknya adalah sejumlah energi yang diberikan untuk mencapai keadaan tereksitasi. Hamburan elastik dan inelastik sama-sama penting dalam reaktor nuklir. Kita akan pelajari hamburan elastik pada bagian berikut.

Hamburan elastik

Kita akan mempelajari tumbukan frontal¹ antara neutron dengan kecepatan v dengan inti diam dengan massa atomik A . Dengan m sebagai notasi untuk massa neutron, maka massa inti target dapat didekati sebagai $A \cdot m$. Bila v' dan V adalah kecepatan neutron dan inti setelah tumbukan, maka dari konsep kekekalan momentum kita mendapatkan hubungan berikut

$$m \cdot v = m \cdot v' + (Am)V, \quad (2.44)$$

Sementara dari konsep kekekalan energi mekanik kita dapatkan

¹ Pusat kedua partikel sama-sama berada dalam vector gerak neutron.

$$\frac{1}{2}m \cdot v^2 = \frac{1}{2}m \cdot v'^2 + \frac{1}{2}(Am)V^2. \quad (2.45)$$

Dengan E dan E' adalah energi neutron sebelum dan setelah tumbukan, dari dua persamaan diatas kita bisa mendapatkan rasio antara energi neutron sebagai berikut

$$\frac{E'}{E} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2. \quad (2.46)$$

Dari hubungan diatas tampak jelas bahwa neutron akan mengalami kehilangan energi maksimum bila bertumbukan dengan inti ringan (A lebih kecil). Neutron dapat kehilangan semua energinya bila bertumbukan dengan atom hidrogen (A=1), namun sisi ekstrim lainnya, neutron hanya kehilangan tidak lebih dari 2% energinya ketika bertumbukan secara elastik dengan uranium-238 (A=238).

Tumbukan frontal memang akan menyebabkan kehilangan energi maksimum dari neutron meskipun pada kenyataannya reaksi hamburan yang sering terjadi adalah kedua partikel bersinggungan sehingga neutron terbelokkan dan kehilangan sebagian dari energinya. Bila hamburan elastik diamati tidak dari kerangka laboratorium, namun dari kerangka koordinat pusat massa sebagai tumbukan antara dua bola maka semua arah pembelokkan memiliki kecendrungan yang sama. Dan tumbukan seperti itu disebut tumbukan isotropic pada kerangka pusat massa, atau secara singkat disebut tumbukan isotropic. Analisis detail yang bisa ditemukan pada buku lanjutan menunjukkan bahwa setelah tumbukan maka energi neutron akan memiliki distribusi probabilitas energi tertentu. Misalnya sebuah neutron terhambur secara elastik pada energi E, maka probabilitas bahwa setelah bertumbukan neutron memiliki energi antara E'+dE' adalah

$$p(E \rightarrow E')dE' = \begin{cases} \frac{1}{(1-\alpha)E}dE', & \alpha E \leq E' \leq E, \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (2.47)$$

dimana

$$\alpha = (A-1)^2 / (A+1)^2. \quad (2.48)$$

Seringkali kita perlu menggabungkan distribusi probabilitas untuk neutron terhambur dengan penampang lintang hamburan. Maka kita dapat mendefinisikan hubungan berikut

$$\sigma_s(E \rightarrow E') = \sigma_s(E)p(E \rightarrow E'), \quad (2.49)$$

dengan bentuk terkait untuk penampang lintang makroskopik sebagai berikut

$$\Sigma_s(E \rightarrow E') = \Sigma_s(E)p(E \rightarrow E'). \quad (2.50)$$

Penampang lintang hamburan $\sigma_s(E)$ memberikan probabilitas terjadinya hamburan oleh neutron dengan energi E . Lebih jauh $\sigma_s(E \rightarrow E')$ memberikan probabilitas terjadinya hamburan pada energi E yang akan mengakibatkan neutron setelah hamburan memiliki energi E' . Interpretasi yang sama juga dimiliki untuk penampang lintang makroskopik.

Untuk bahan yang mengandung beberapa nuklir

$$\Sigma_s(E \rightarrow E') = \sum_i N_i \sigma_{si}(E \rightarrow E'), \quad (2.51)$$

dengan

$$\sigma_{si}(E \rightarrow E') = \sigma_{si}(E)p_i(E \rightarrow E'). \quad (2.52)$$

Alternatif lain adalah kita langsung memanfaatkan persamaan (2.50), dengan mendefinisikan probabilitas hamburan gabungan sebagai berikut

$$p(E \rightarrow E') = \frac{1}{\Sigma_s(E)} \sum_i \Sigma_{si}(E)p_i(E \rightarrow E'). \quad (2.53)$$

Tahap Perlambatan

Dengan reaksi hamburan nuklida dapat mengurangi energi neutron sehingga neutron akan melambat. Cara yang biasa digunakan untuk menunjukkan kemampuan nuklida untuk melakukan perlambatan terhadap neutron disebut tahap perlambatan (*slowing down decrement*). Hal ini didefinisikan sebagai nilai rerata dari logaritma natural rasio energi hilang² atau $\ln(E/E')$ sebagai berikut

$$\xi \equiv \overline{\ln(E/E')} = \int \ln(E/E')p(E \rightarrow E')dE'. \quad (2.54)$$

Menggunakan persamaan(2.47) kita mendapatkan

² Parameter ini disebut `penambahan letargi` (*gain lethargy*). Letargi (u) adalah suatu cara untuk menyatakan energi neutron yaitu logaritma natural dari rasio antara energi neutron terhadap energi acuan. Semakin kecil energinya maka letargi semakin besar, sehingga penurunan energi neutron disebut `railhan lethargi`.

$$\xi = \int_{\alpha E}^E \ln(E/E') \frac{1}{(1-\alpha)E} dE', \quad (2.55)$$

yang dapat disederhanakan menjadi

$$\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha. \quad (2.56)$$

Tahap perlambatan tidak bergantung kepada energi neutron yang terhambur. Kita dapati bahwa pada tumbukan elastik, secara rerata neutron akan kehilangan sejumlah fraksi energi logaritmik yang sama tanpa bergantung kepada energi awalnya. Hal itu terjadi karena ξ hanya bergantung kepada massa atomik dari nuklida yang mengalami hamburan. Tahap perlambatan dapat diekspresikan sebagai fungsi massa atomik dari nuklida yang mengalami hamburan. Untuk hidrogen dengan $A=1$, $\xi = 1$, dan untuk $A > 1$ dapat digunakan pendekatan berikut

$$\xi \approx \frac{2}{A + 2/3}, \quad (2.57)$$

yang memberikan factor kesalahan sekitar 3% untuk $A = 2$, dan factor kesalahan yang semakin kecil untuk nilai A yang besar.

Menggunakan definisi ξ kita dapat memperkirakan jumlah tumbukan elastik yang diperlukan untuk memperlambat neutron dari energi awal setelah fisi hingga mencapai energi termal. Kita notasikan jumlah tumbukan elastik tersebut n . Misalnya $E_1, E_2, E_3, \dots, E_n$ adalah energi neutron setelah tumbukan pertama, kedua, ketiga, dan seterusnya. Maka kita dapat menuliskan hubungan berikut

$$\ln(E_0/E_n) = \ln(E_0/E_1) + \ln(E_1/E_2) + \ln(E_2/E_3) + \dots + \ln(E_{n-1}/E_n). \quad (2.58)$$

Dengan asumsi bahwa tiap suku diatas terkait dengan rerata energi hilang logaritmik ξ , maka kita dapat menghitung jumlah n yang diperlukan sebagai berikut

$$n = \frac{1}{\xi} \ln(E_0/E_n). \quad (2.59)$$

Misalnya energi neutron fisi adalah $E_0 = 2 \text{ MeV}$ dan energi termal $E_n = 0.0025 \text{ eV}$, maka kita dapatkan $\ln(E_0/E_n) = \ln(2.0 \cdot 10^6/0.025) = 18.2$, sehingga $n = 18.2/\xi$. Maka untuk hidrogen ($A=1$) $n \approx 18$, untuk deuterium ($A=2$) $n \approx 25$, untuk karbon ($A=12$) $n \approx 115$, dan untuk uranium-238 ($A=238$) $n \approx 2275$. Dari perhitungan ini kita amati bahwa bila kita ingin memperlambat neutron hingga ke energi termal maka bahan

dengan nomor atomik kecil lebih baik untuk dipilih sebagai bahan penyusun teras reaktor nuklir. Sebaliknya, bila kita ingin reaktor cepat dengan mayoritas populasi neutron cepat maka kita perlu menghindari bahan dengan nomor atomik kecil. Pada Bab 3 kita akan lebih memperhatikan hamburan elastik dan sifat penampang lintang neutron lainnya untuk melihat dampaknya terhadap spektrum energi neutron pada reaktor nuklir.

Apabila bahan tersusun dari beberapa nuklida, slowing down decrement rerata dapat diturunkan dengan menggunakan persamaan (2.53) ke persamaan (2.54) sehingga menghasilkan hubungan berikut

$$\bar{\xi} = \frac{1}{\Sigma_s(E)} \sum_i \Sigma_{si}(E) \int \ln(E/E') p_i(E \rightarrow E') dE'. \quad (2.60)$$

Dengan lebih lanjut menggunakan persamaan (2.47) dan memberikan indeks untuk tiap nuklida, $\alpha \rightarrow \alpha_i$, maka kita dapatkan

$$\bar{\xi} = \frac{1}{\Sigma_s} \sum_i \xi_i \Sigma_{si}, \quad (2.61)$$

Dimana untuk mendapatkan persamaan terakhir, agar lebih ringkas, kita asumsikan bahwa penampang lintang hamburan tidak bergantung kepada energi.

Misalnya kita akan menghitung ξ_{H_2O} . Untuk factor penyebut kita dapat menggunakan persamaan (2.14) untuk penampang lintang hamburan air, $\Sigma_s^{H_2O} = N_{H_2O}(2\sigma^H + \sigma^O)$. Namun untuk pembilang kita harus menggunakan $\Sigma_s^H = 2N_{H_2O} \cdot \sigma_s^H$ dan $\Sigma_s^O = N_{H_2O} \cdot \sigma_s^O$ sebagai penampang lintang makroskopik hidrogen dan oksigen secara terpisah. Setelah saling menghilangkan factor N_{H_2O} dari pembilang dan penyebut maka persamaan (2.61) untuk air menjadi

$$\xi_{H_2O} = \frac{2\xi_H \sigma_s^H + \xi_O \sigma_s^O}{2\sigma_s^H + \sigma_s^O}, \quad (2.62)$$

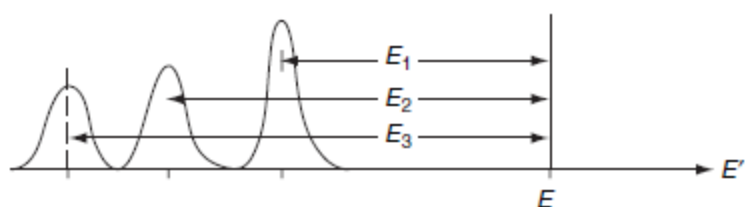
Dengan data $\sigma_s^H = 20$ b dan $\sigma_s^O = 3.8$ b, kita pun mengetahui bahwa $\xi_H = 1$, lalu dari persamaan (2.57) kita dapat menghitung $\xi_O = 2/(16 + \frac{2}{3}) = 0.12$, maka kita dapat menghitung

$$\xi_{H_2O} = \frac{(2 \cdot 1 \cdot \sigma_s^H + 0.12 \cdot \sigma_s^O)}{(2 \cdot \sigma_s^H + \sigma_s^O)} = 0.924$$

Hamburan inelastik

Hamburan inelastik memiliki karakter yang berbeda dengan hamburan elastik yang

kita bahas sebelumnya. Penampang lintang hamburan elastik memiliki peran penting pada semua rentang energi neutron. Meskipun, tidak seperti nuklida bernomor atom kecil yang menyebabkan kehilangan energi besar pada neutron ketika berhamburan secara elastik, isotop dengan nomor atomik besar tidak mengalami pengurangan energi yang berarti. Sehingga efek hamburan elastik terhadap isotop berat pada reaktor nuklir tidak terlalu berarti. Sebaliknya, reaksi hamburan inelastik hanya bisa terjadi ketika neutron memiliki energi tertentu yang cukup tinggi untuk menyebabkan suatu nuklida bisa mengalami hamburan inelastik. Lebih jauh, sebagaimana telah kita bahas, energi ambang untuk terjadinya hamburan inelastik ini bernilai cukup rendah pada bahan bernomor atom besar seperti uranium. Pada bahan seperti ini maka hamburan inelastik akan lebih sering terjadi.



Gambar 2.11 Neutron terhambur secara inelastik dari energi E ke E'

Hamburan inelastik akan menyebabkan neutron kehilangan banyak energi. Struktur level energi tertentu yang menjadi karakteristik tiap nuklida, seperti pada gambar 2.5, menentukan energi dari neutron yang terhambur secara inelastik. Untuk dapat terhambur secara inelastik, neutron harus menaikkan inti ke salah satu keadaan energi. Kemudian dari keadaan energi tersebut inti akan meluruh dengan memancarkan satu atau beberapa partikel gamma. Energi ambang untuk hamburan inelastik ditentukan oleh energi eksitasi terendah dari keadaan energi kuantum inti target. Sementara energi hilang neutron lebih banyak ditentukan oleh level energi dimana inti tereksitasi. Misalnya bila energi neutron, E , lebih besar dari tiga level energi kuantum inti target, E_1 , E_2 , E_3 , maka setelah hamburan inelastik neutron dapat memiliki energi $E' = E - E_1$, $E' = E - E_2$, atau $E' = E - E_3$. Hal ini gambarkan pada gambar 2.11. Puncak energi neutron sedikit tersebar dalam koordinat energi, karena sebagaimana pada hamburan elastik kekekalan momentum menyebabkan neutron yang terbelokkan dengan sudut yang lebih besar akan kehilangan energi lebih besar. Dengan meningkatnya energi neutron awal, spektrum energi neutron terhambur akan menjadi semakin kompleks karena inti dapat tereksitasi ke semakin banyak level energi.

Bibliografi

- Bell, George I., and Samuel Glasstone, Nuclear Reactor Theory, Van Nostrand Reinhold, NY, 1970.
- Cullen, D. E., "Nuclear Cross Section Preparation" CRC Handbook of Nuclear Reactor Calculations, I.Y. Ronen, ed., CRC Press, Boca Raton, FL, 1986.
- Duderstadt, James J., and Louis J. Hamilton, Nuclear Reactor Analysis, Wiley, NY, 1976.
- Jakeman, D., Physics of Nuclear Reactors, Elsevier, NY, 1966
- Mughabghab, S. F., Atlas of Neutron Resonances, Elsevier, Amsterdam, 2006.
- Stacey, Weston M., Nuclear Reactor Physics, Wiley, NY, 2001.
- Templin, L. J. ed., Reactor Physics Constants, 2nd ed., ANL-5800, Argonne National Laboratory, Argonne, IL, 1963.
- Weinberg, A.M., and E. P. Wigner, The Physical Theory of Neutron Chain Reactors, University of Chicago Press, Chicago, 1958.

Evaluasi

2.1 Neutron menumbuk suatu bahan dengan penampang lintang total $\Sigma = 0.8 \text{ cm}^{-1}$. Berapa tebal bahan bila tidak lebih dari 50% neutron dapat menembus bahan tanpa mengalami tumbukan ? Berapa bagian dari neutron mengalami tumbukan pertama sebelum menempuh jarak 2.0 cm dalam bahan ?

2.2 Fluks neutron tak-terhambur pada jarak r dari sumber titik akan memancarkan neutron sebagaimana diberikan oleh persamaan (2.9).

- a) Jika kita berjarak 1m dari sumber neutron sangat kecil dengan aktivitas 1-Ci, berapa fluks neutron yang kita terima dalam neutron/cm²/detik, dengan mengabaikan tumbukan dan absorpsi neutron pada udara ?
- b) Jika dipasang pelindung antara kita dan sumber neutron, berapa penampang lintang absorpsi bahan pelindung diperlukan untuk mengurangi fluks hingga 10 kali lipat ? (pelindung dipasang antara kita dan sumber neutron, dengan ketebalan 1m)
- c) Misalkan pelindung yang terbuat dari material yang kita tentukan pada soal b. hanya memiliki ketebalan 0.5m. Berapa jarak antara kita dengan sumber agar fluks berkurang hingga 10 kali lipat dari keadaan awal pada soal no.a ?

2.3 Suatu material memiliki penampang lintang neutron mikroskopik $3.50 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$,

dan mengandung $4.20 \cdot 10^{23}$ inti/cm³.

- a) Berapa penampang lintang makroskopik bahan tersebut ?
- b) Berapa jarak bebas rerata bahan tersebut ?
- c) Bila neutron menumbuk tegak lurus terhadap bahan diatas yang memiliki ketebalan 3.0 cm, berapa bagian dari neutron mampu menembus bahan tanpa mengalami tumbukan ?
- d) Berapa bagian dari neutron sebagaimana pada soal c yang bertumbukan dalam bahan sebelum menembus sejauh 1.5 cm ?

2.4 Sebuah reaktor nuklir tipe BWR (*Boiling Water Reaktor*) beroperasi pada tekanan 1000psi. Pada tekanan itu, rapat massa air dan uap air secara berturutan adalah 0.74 g/cm³, dan 0.036 g/cm³. Penampang lintang mikroskopik dari H, dan g dpenampang lintang termal dari O secara berturutan adalah 21.8 b dan 3.8 b.

- a) Berapa penampang lintang makroskopik total dari air ?
- b) Berapa penampang lintang makroskopik total dari uap air ?
- c) Bila, rata-rata 40% volume diisi oleh uap air, maka berapa penampang lintang makroskopik total dari campuran air dan uap ?
- d) Berapa penampang lintang makroskopik total air pada tekanan atmosferik dan temperatur kamar ?

2.5 Tentukan hal-hal berikut

- a) Fraksi neutron fisi yang terlahir dengan energi kurang dari 0.1 MeV ?
- b) Fraksi neutron fisi yang terlahir dengan energi lebih besar dari 10 MeV ?

2.6. Neutron terdistribusi dalam distribusi Maxwell-Boltzmann sebagaimana diberikan oleh persamaan (2.34)

- a) Turunkan persamaan (2.35)
- b) Turunkan persamaan (2.33)
- c) Tentukan energi neutron fisi yang paling mungkin ?

2.7. Berapa ppm (*part per million*) boron harus dicampurkan ke dalam air pada temperature kamar untuk menggandakan penampang lintang absorpsinya terhadap neutron termal ?

2.8. Berapa penampang lintang neutron termal makroskopik total dari uranium dioksida (UO₂) yang diperkaya hingga 4% ? Asumsi : $\sigma^{25} = 607.5 \text{ b}$, $\sigma^{28} = 11.8 \text{ b}$, $\sigma^0 = 3.8 \text{ b}$, dan UO₂ memiliki rapat massa 10.5 g/cm³.

2.9. Dalam formula Breit-Wigner untuk penampang lintang tangkapan, tunjukkan bahwa Γ sama dengan lebar resonansi pada setengah tinggi puncak. Asumsi apa yang harus diambil agar memperoleh hasil ini ?

2.10. Buktikan persamaan (2.46) dan persamaan (2.56)

2.11. Boron seringkali digunakan sebagai bahan pelindung dari radiasi neutron termal. Dengan menggunakan data pada Appendix E, perkirakan ketebalan boron yang diperlukan untuk mengurangi intensitas berkas neutron hingga perlipatan 100, 1000, 10000, 100000 lebih kecil.

2.12 Sebuah bahan penyerap neutron dengan ketebalan 5.0 cm diketahui dapat menyerap hingga 99.9% berkas neutron. Bahan tersebut memiliki rapat massa 4.0×10^{22} inti/cm³. Tentukan

- a. Penampang lintang makroskopik bahan tersebut ?
- b. Jarak bebas rerata bahan tersebut ?
- c. Penampang lintang mikroskopik bahan tersebut ?

2.13. Graphit dan besi dicampur dengan volume masing-masing yang sama. 15% dari volume gabungan total terisi udara. Hitung penampang lintang makroskopik total dengan data berikut : $\sigma_C = 4.75$ b , $\sigma_{Fe} = 10.9$ b , $\rho_C = 1.6$ g/cm³ , $\rho_{Fe} = 7.7$ g/cm³ . Apakah mungkin untuk mengabaikan penampang lintang udara ? kenapa ?

2.14. Neutron terhambur elastik dengan energi 1.0 MeV. Setelah sekali hamburan, tentukan fraksi neutron yang memiliki energi kurang dari 0.5 MeV apabila inti penghambur adalah

- a. Hidrogen
- b. Deuterium
- c. Karbon-12
- d. Uranium-238

2.15. Berapa hamburan elastik minimum yang diperlukan untuk memperlambat neutron dari energi 1.0 MeV hingga 1.0 eV pada bahan berikut

- a) Deuterium
- b) Karbon-12

- c) Besi-56
- d) Uranium-238

2.16. Menggunakan data penampang lintang makroskopik hamburan pada Appendix tabel E-3, hitung tahap perlambatan (*slowing down decrement*) untuk UO_2 , dengan U adalah uranium alam. Apakah kehadiran oksigen berpengaruh banyak terhadap tahap perlambatan (*slowing down decrement*) ?

2.17. Buktikan bahwa $\xi = 1$ untuk hidrogen.

- 2.18. a. Tunjukkan bahwa untuk hamburan elastik $\overline{E - E'} \equiv \int (E - E') p(E - E') dE'$ adalah $1/2(1 - \alpha)E$.
- b. Hitung nilai $\overline{E - E'}$ untuk air.