

BAB II

TINJAUAN PUSTAKA

II.1. INTERAKSI NEUTRON DENGAN MATERIAL

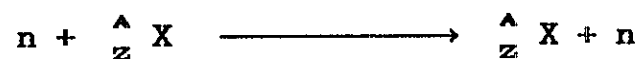
Neutron dan proton, merupakan unsur utama sebuah inti. Neutron tidak bermuatan, sehingga interaksi dengan inti hanya melalui gaya inti. Bila neutron mendekati sebuah inti, neutron tidak harus melalui penghalang Coulomb, seperti partikel bermuatan. Sebagai akibat, probabilitas (cross section) interaksi inti dengan neutron lebih tinggi daripada dengan partikel bermuatan.

II.1.1. Tipe Interaksi Neutron

Interaksi neutron dengan inti dibagi menjadi dua katagori:

a) Hamburan

Pada tipe interaksi ini, neutron berinteraksi dengan sebuah inti, kemudian kedua partikel muncul kembali setelah reaksi terjadi. Sebuah tumbukan hamburan, ditunjukkan sebagai reaksi (n,n) atau sebagai (Nicholas T, 1988)



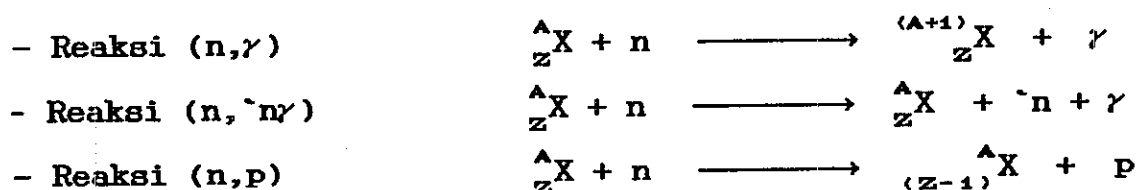
Hamburan bisa bersifat elastik ataupun inelastik. Pada hamburan elastik, energi kinetik total kedua partikel yang bertumbukan tak berubah. Pada tumbukan inelastik, sebagian energi kinetik diberikan kepada inti sebagai energi eksitasi. Setelah tumbukan, inti yang bereksitasi akan meluruh dengan memancarkan satu atau lebih sinar gamma.

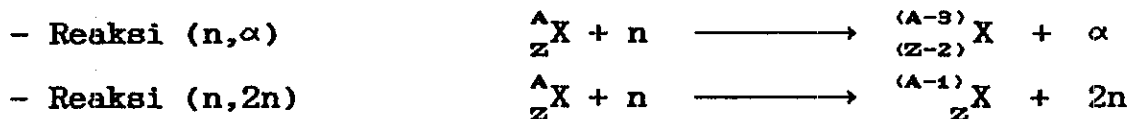
Reaksi hamburan berperan terhadap terbentuknya neutron lambat di dalam reaktor. Neutron yang dipancarkan pada reaksi fisi memiliki energi rata-rata 2 MeV. Probabilitas suatu neutron menghasilkan fisi yang lebih tinggi apabila neutron tersebut sangat lambat atau neutron termal yang energi kinetiknya berorde eV. Neutron cepat mudah kehilangan energi kinetiknya sebagai akibat tumbukan hamburan dengan inti material pengendali yang biasanya berupa air dan graphit.

b) Absorpsi

Jika interaksi neutron bersifat absorpsi, neutron akan hilang, kemudian akan muncul satu atau lebih partikel lain setelah reaksi.

Tipe reaksi absorpsi





Reaksi (n, γ)

Reaksi ini bersifat eksoergik dan tampang lintang reaksi menurun dengan naiknya energi neutron. Untuk neutron berenergi 14 MeV, tampang lintang (n, γ) dapat diabaikan (berorde milibarn).

Reaksi (n, n')

Pada reaksi tipe ini, neutron yang dihamburkan berenergi lebih rendah dari neutron datang dan dikatakan reaksi bersifat inelastik atau hamburan inelastik. Reaksi ini menghasilkan keadaan metastabil yang cukup lama.

Reaksi (n, p)

Reaksi bersifat endoergik pada energi neutron 1 sampai 4 MeV. Nilai tampang lintang (n, p) untuk neutron berenergi 14,7 MeV dapat dinyatakan oleh fungsi

$$\log \sigma = 0,308F - 0,461$$

dengan

$$\sigma = \text{tampang lintang (mb)}$$

$$F = 14,8 - Q - B$$

$$B = (Z_1 Z_2 e^2) (R_1 + R_2)^{-1} 6,242 \times 10^5 \text{ MeV}$$

Z_1 = nomor atom inti stabil hasil

Z_2 = nomor atom proton

R_1 = jari-jari inti hasil (cm)

R_2 = jari-jari proton (cm)

Q = energi interaksi reaksi (MeV)

$e = 1,602 \times 10^{-19}$ C

Tampang lintang (n,p) cenderung meningkat dari nomor proton Z hingga $Z = 16$ adalah ≤ 10 hingga $\cong 300$ mbarn. Pada daerah $16 \leq Z \leq 24$ ampang lintang mencapai luas yang maksimal.

Reaksi (n, α)

Reaksi (n, α) selalu endoergik dan setingkat dengan reaksi (n,p). Harga gradien Q reaksi (n, α) menuju ke arah negatif, kemudian ke arah positif, sehingga untuk unsur dengan nomor atom Z yang sangat besar, reaksi (n, α) menjadi endoergik dari 5 hingga 7 MeV. Dan pada umumnya,ampang lintang (n, α) menurun dari 100 mbarn hingga 1 mbarn untuk unsur-unsur berat.

Reaksi (n,2n)

Reaksi ini berlangsung endoergik, dengan Q berharga negatif yang besarnya 7 sampai 13 MeV. Untuk nuklida stabil terutama positron dan pancaran gamma dengan waktu paruh antara 1 detik dan 24 jam setelah diaktivasi,ampang

lintang ($n,2n$) bervariasi diantara 18 dan 1200 mbarn.

Untuk nomor massa dibawah 40, energi ambang reaksi ($n,2n$) pada umumnya lebih besar dari 14 MeV, sehingga tidak mungkin menggunakan neutron dari reaksi D-T dan pemercepat 150 kV.

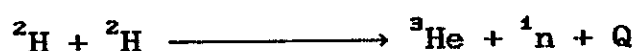
Untuk nomor massa sedikit dibawah 40, energi ambang berharga sedikit dibawah 14 MeV dan tampang lintang berorde beberapa milibarn.

II.2. PRODUKSI NEUTRON OLEH GENERATOR NEUTRON

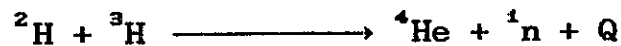
Neutron yang dihasilkan oleh penembakan suatu sasaran dengan isotop hidrogen ^2H dicetuskan oleh Oppenheimer dan Phillips (Nargowalla, 1973). Sesuai dengan teori mereka, karena deuteron berenergi ikat rendah yaitu sekitar 2 MeV, berkelakuan sebagai suatu gabungan atau kombinasi yang longgar dari sebuah proton dan neutron. Dalam mendekati ke arah suatu inti atom, gaya tolak elektrostatis cenderung membelokkan proton, sementara neutron tidak terpengaruh oleh gaya tersebut. Juga apabila energi deuteron yang datang pada inti atom melampaui atau dapat mengatasi energi ikat neutron-proton, deuteron dapat pecah, dan proton akan ditolak. Tetapi neutron akan memasuki inti sasaran, karena neutron tidak merasakan adanya potensial penghalang sebab

neutron tidak bermuatan listrik. Proses dua tingkat ini diikuti oleh suatu reaksi inti pada energi neutron rendah, yang pada umumnya tidak cukup kuat untuk mengeluarkan suatu partikel bermuatan. Tetapi karena inti dalam keadaan tereksitasi, maka inti akan kehilangan kelebihan energinya dengan memancarkan radiasi gamma. Reaksi inti jenis (d,p) sangat umum terjadi hampir pada semua unsur, dan pada energi neutron rendah berlaku untuk teori Oppenheimer-Phillips.

Pada energi datang yang tinggi, inti dapat menyerap neutron sebagai satu unit dalam bentuk inti gabungan. Hasil akhir dari kedua mekanisme interaksi tersebut tentu akan sama. Reaksi-reaksi induksi partikel bermuatan jenis ini bersaing dengan reaksi lain, sedangkan derajat persaingan tersebut bergantung pada energi partikel yang datang. Salah satu reaksi yang bersaing, adalah reaksi (d,n). Sejumlah besar dari reaksi-reaksi dalam kategori ini telah dilaporkan, terutama dengan sasaran yang nomor massanya rendah. Sebagai contoh adalah neutron dengan energi kira-kira sama dengan nol yang berinteraksi dengan deuteron menghasilkan neutron dengan energi kinetik berorde 2,5 MeV dari reaksi

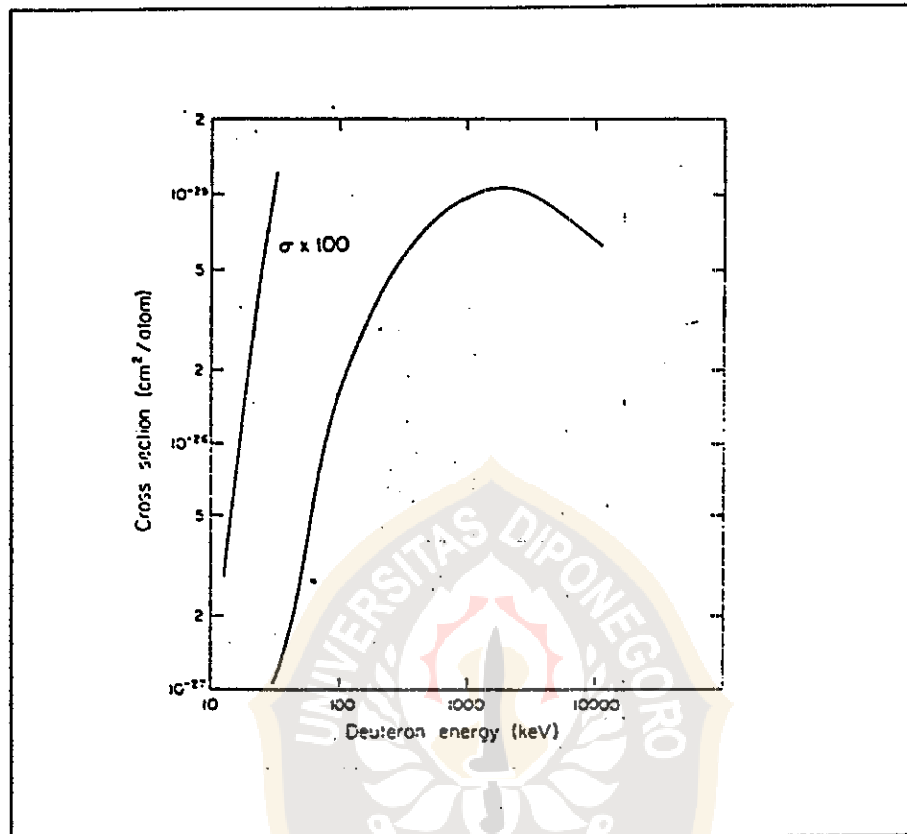


Jika sasaran terdiri dari atom-atom tritium, dihasilkan neutron dengan energi kinetik sekitar 14 MeV oleh reaksi



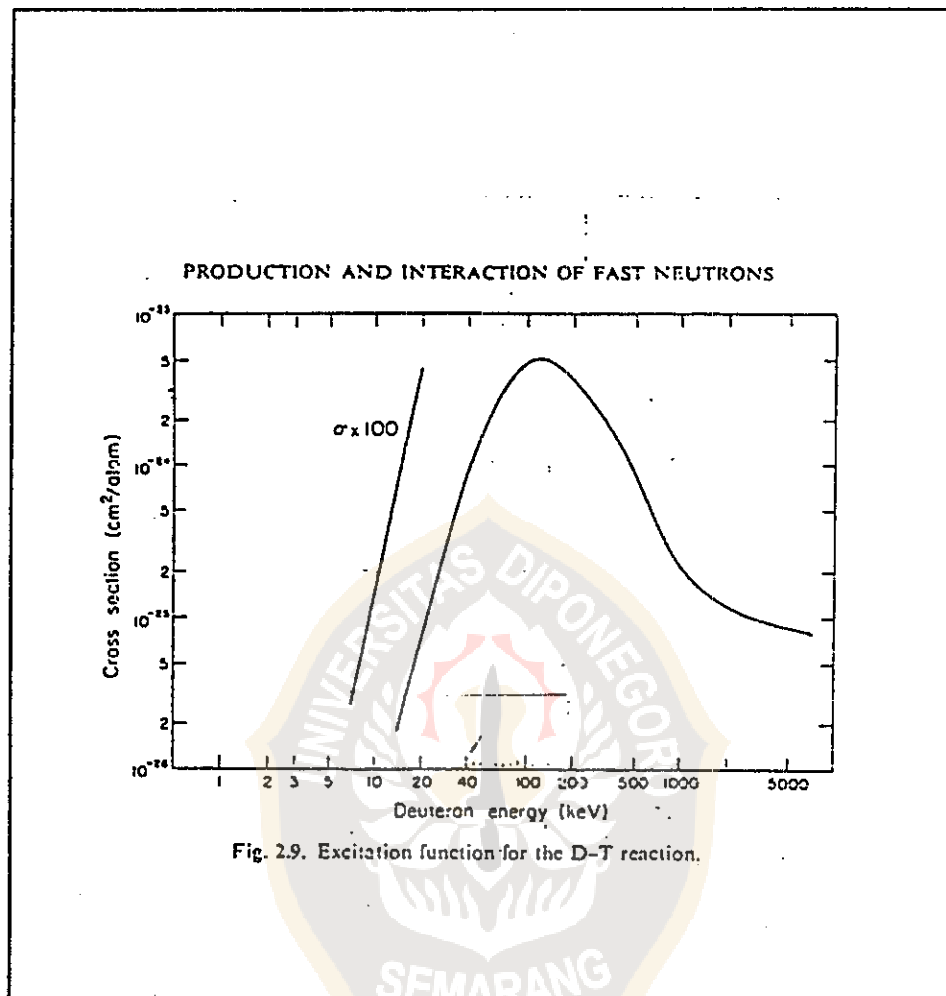
Mengingat mekanisme Oppenheimer Phillips dan energi ikat deuteron yang rendah, gabungan penghalang Coulomb diabaikan maka mengakibatkan deuteron ideal sebagai suatu partikel yang dipercepat untuk akselerator-akselerator tegangan rendah. Reaksi jenis kedua tersebut di atas biasanya disebut dengan reaksi (D-T) adalah sebagai sumber neutron energi tinggi yang melimpah. Pada sasaran tritium yang tipis, untuk energi deuteron yang datang pada sasaran sekitar 150 keV makaampang lintang (D-T) nilainya sekitar $4,55 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{atom}$. Bentuk kurva adalah suatu fungsi variasi dari energi partikel yang datang, naik dari suatu nilai sekitar $2 \times 10^{-28} \text{ cm}^2/\text{atom}$ pada energi deuteron sekitar 7 keV sampai ke suatu puncak sekitar $5 \times 10^{-24} \text{ cm}^2/\text{atom}$ atau 5 barn pada energi deuteron sekitar 110 keV.

Dari pertimbangan tampang lintang reaksi (D,T) dapat diharapkan bahwa pada energi deuteron yang datang sama dengan 150 keV, keluaran dari reaksi (D-T) kira-kira akan menjadi 300 kali lebih besar daripada reaksi (D-D) tersebut diatas.



Gambar 2 - 1. Fungsi eksitasi untuk reaksi D-D

Secara eksperimen telah diselidiki bahwa perbaikan hasil ini sesungguhnya didekati untuk produksi neutron dengan sasaran yang tebal. Hasil neutron yang melimpah dari reaksi (D-T) membuat reaksi tersebut sangat penting, yang bermanfaat untuk aplikasi analisis yang memerlukan sensitivitas tinggi.



Gambar 2 - 2. Fungsi eksitasi untuk reaksi D-T

II.3. PERHITUNGAN HASIL NEUTRON

Hasil neutron total yang dihasilkan oleh reaksi inti sebanding dengan fluks partikel yang datang pada sasaran, dan jumlah inti sasaran yang terkena paparan berkas partikel

yang datang atau secara matematis dirumuskan (Nargolwalla, 1973)

$$F = N \sigma \phi \quad (2 - 1)$$

dengan F adalah hasil neutron (neutron/detik). N adalah jumlah inti sasaran per cm^2 , σ adalah tampang lintang (cm^2), dan ϕ adalah rata-rata partikel yang datang pada sasaran dinyatakan dalam partikel/detik. Persamaan (2 - 1) mengandaikan bahwa sasaran sangat tipis jika dibandingkan dengan jangkau partikel yang datang dalam matriks sasaran. Jika ketebalan sasaran sama dengan X dan lebih besar dibandingkan dengan jangkauan partikel, maka jumlah neutron yang dihasilkan per detik diberi oleh persamaan

$$dF = \sigma \phi \left(\frac{\rho N_a}{A} \right) dx \quad (2 - 2)$$

dengan ρ adalah kerapatan bahan matriks sasaran, N_a adalah bilangan Avogadro dan A adalah berat gram-atom dari bahan sasaran. Tampang lintang σ diberikan dalam satuan 10^{-24}cm^2 yang disebut barn. Persamaan (2 - 2) dapat dituliskan

$$dF = \sigma \phi \left(\frac{\rho N_a}{A} \right) \left(\frac{dx}{dE} \right) dE$$

$$= \sigma \phi \left(\frac{\rho N_a}{A} \right) \left(\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE \quad (2 - 3)$$

Suku dE/dx disebut *stopping power* dan menyatakan kehilangan energi penembak dalam melewati bahan sasaran. Oleh karena itu laju produksi total F dalam neutron per detik adalah

$$F = \phi \left(\frac{N_a}{A} \right) \int_{E_\tau}^{E_{maks}} \frac{\sigma(E) dE}{(1/\rho)(dE/dx)} \quad (2 - 4)$$

dengan E_τ adalah energi ambang dan E_{maks} adalah energi dari partikel yang datang. Arus berkas dapat dihubungkan dengan partikel per detik yang datang pada sasaran dengan persamaan (Nargolwalla, 1973)

$$\phi = 6,25 \times \frac{I \times 10^{10}}{Z}$$

dengan ϕ adalah keluaran partikel datang per detik, I adalah arus berkas (dalam amper) dan Z adalah muatan pada partikel yang datang (dalam Coulomb). Sebagai contoh, muatan dari sebuah deuteron tunggal sama dengan $4,8 \times 10^{-10}$ esu atau 1,6

$\times 10^{-19}$ Coulomb. Oleh karena itu 1 amper dari arus deuteron adalah ekuivalen dengan $6,25 \times 10^{18}$ deuteron /detik.

Berdasarkan persamaan (2 - 4) tersebut di atas dapat diketahui bahwa neutron yang dihasilkan per detik dari reaksi (D-T) selain ditentukan oleh jenis partikel penembak dan jenis sasaran, juga ditentukan oleh keluaran partikel per detik (ϕ) dari sumber ion, dengan ϕ sebagai fungsi dari arus berkas deuteron. Dengan demikian pada reaksi (D-T) besarnya fluks neutron cepat dapat divariasikan dengan mengubah besarnya arus berkas deuteron yang dihasilkan oleh sumber ion.

II.4. METODE REAKSI AKTIVASI AMBANG

Salah satu cara untuk mengukur besarnya fluks neutron cepat dari reaksi (D-T) pada generator neutron adalah dengan metode reaksi aktivasi ambang yaitu dengan mengaktivasi foil dengan neutron cepat 14 MeV yang dihasilkan generator neutron.

Ditinjau suatu reaksi aktivasi tertentu dengan tampang lintang aktivasi σ (cm^2). Masing-masing reaksi menghasilkan satu inti radioaktif, dan jumlah inti radioaktif yang terbentuk dalam waktu t dari saat mulainya aktivasi memenuhi bentuk persamaan diferensial (Nargolwalla, 1973)

$$\frac{dN^*}{dt} = \Phi \sigma N - \lambda N^* \quad (2 - 5)$$

dengan λ adalah tetapan peluruhan radionuklida yang terbentuk (1/detik), Φ adalah fluks neutron ($n/cm^2 \cdot s$) dan N adalah jumlah nuklida sasaran dan N^* adalah jumlah radionuklida yang terbentuk. Suku pertama pada ruas kanan persamaan (2 - 5) menyatakan laju pertambahan jumlah inti radioaktif yang diakibatkan oleh aktivasi, sedangkan suku keduanya merupakan laju pengurangan karena peluruhan.

Setelah pengintegralan dengan penerapan syarat awal ($N^* = 0$ pada saat $t_r = 0$) diperoleh persamaan

$$N^* = (\Phi \sigma N / \lambda) (1 - e^{-\lambda t_r}) \quad (2 - 6)$$

dengan t_r adalah lamanya waktu iradiasi. Aktivitas radionuklida A_{t_r} pada saat t_r dinyatakan sebagai jumlah disintegrasi per detik, sama dengan hasil kali λ dengan N^* , sehingga

$$A_{t_r} = \Phi \sigma N (1 - e^{-\lambda t_r}) \quad (2 - 7)$$

Aktivitas A_{t_r} pada saat t_d setelah berakhirnya aktivasi adalah

$$\begin{aligned}
 A_t &= A_t e^{-\lambda t_d} \\
 &= \Phi \sigma N (1 - e^{-\lambda t_r}) e^{-\lambda t_d} \quad (2 - 8)
 \end{aligned}$$

Jika t_d adalah interval waktu antara berakhirnya iradiasi dan mulainya pencacahan (waktu tunda) dan t_c adalah waktu pencacahan maka jumlah cacah kejadian peluruhan selama waktu t_c adalah

$$\begin{aligned}
 C &= \int_{t=0}^{t_c} k A_t e^{-\lambda t} dt \\
 &= (k \Phi \sigma N / \lambda) (1 - e^{-\lambda t_r}) e^{-\lambda t_d} \\
 &\quad (1 - e^{-\lambda t_c}) \quad (2 - 9)
 \end{aligned}$$

dengan $k = \epsilon Y$ adalah tetapan yang mengandung efisiensi detektor, yield.

Persamaan (2 - 9) tersebut dapat ditulis dalam bentuk

$$C = (k \Phi \sigma N / \lambda) (am N_a / BA) (1 - e^{-\lambda t_r}) e^{-\lambda t_d}$$

$$(1 - e^{-\lambda t}) \quad (2 - 10)$$

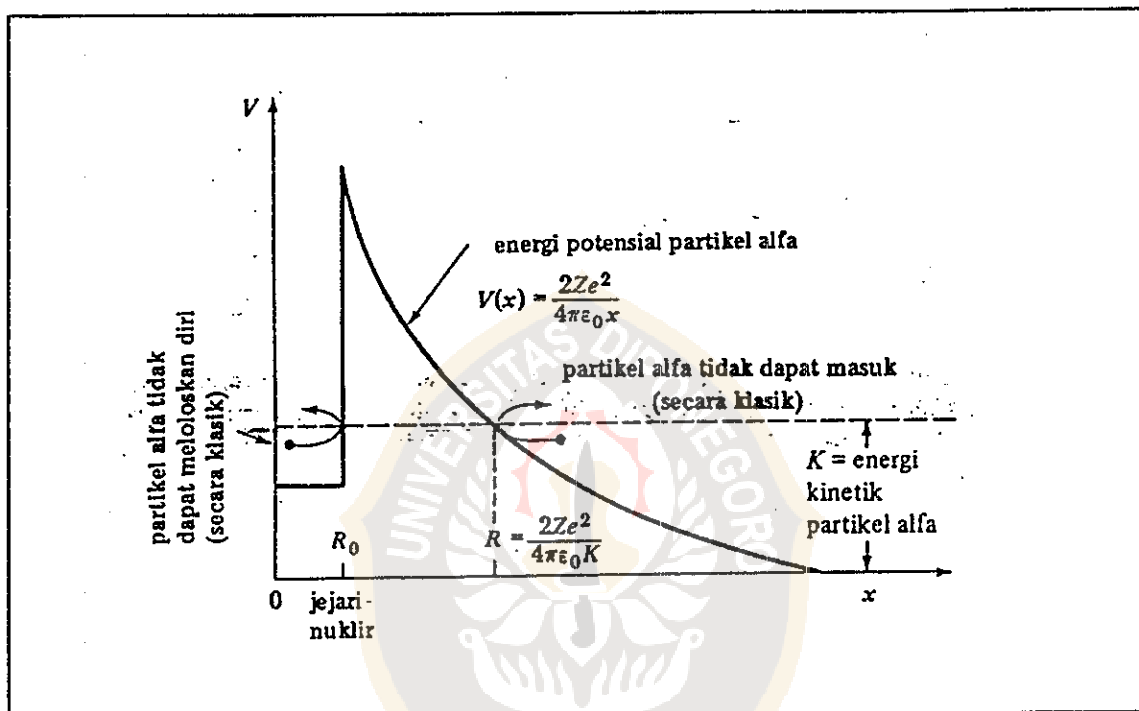
dengan m adalah jumlah unsur di dalam cuplikan (dalam gram), BA adalah berat atom unsur, dan a adalah kelimpahan isotop relatif dari isotop cuplikan. Persamaan (2 - 10) tersebut dapat dipandang sebagai dasar dan persamaan akhir dari metode reaksi aktivasi ambang.

II.5. TEORI PELURUHAN ALPHA

II.5.1. Peluruhan Alpha

Karena gaya tarik antara nukleon berjangkau pendek, energi ikat total dalam inti hampir berbanding lurus pada nomor massa A , banyaknya nukleon yang dikandungnya. Gaya tolak-menolak antara proton memiliki jangkauan tak terbatas, dan energi total yang dapat menceraikan inti ini berbanding lurus dengan Z^2 (persamaan energi coulomb). Inti yang mengandung 210 nukleon atau lebih sedemikian besarnya, sehingga gaya nuklir berjangkauan pendek yang mengikatnya hampir tak dapat mengimbangi gaya tolak-menolak protonnya. Peluruhan alpha dapat terjadi pada inti seperti itu sebagai suatu cara untuk memperbesar kemantapannya dengan mereduksi ukuran intinya (Beiser, Athur, 1991).

Mengingat energi ikat partikel alpha sangat tinggi. Sehingga untuk dapat meloloskan diri dari sebuah inti, partikel alpha harus memiliki energi kinetik cukup besar.



Gambar 2 - 3. Energi potensial partikel alpha sebagai fungsi jarak dari pusat sebuah inti.

Untuk menjelaskan hal itu kita dapat menghitung dari pengetahuan massa inti-induk serta inti-anaknya, energi Q yang dilepaskan jika partikel alpha dipancarkan oleh inti

berat. Yang rumusnya

$$Q = [m_i - m_f - m_x]c^2 \quad (2 - 11)$$

dengan m_i menyatakan massa inti asal, m_f massa inti-akhir dan m_x massa partikel.

Energi kinetik K_α dari partikel alpha yang dipancarkan tidak pernah tepat sama dengan energi Q , karena kekekalan momentum mengharuskan inti bergerak mundur (recoil) dengan energi kinetik kecil, ketika partikel alpha terpancar. Mudah ditunjukkan bahwa sebagai akibat kekekalan energi K_α berhubungan dengan Q dan nomor massa A dari inti semula melalui hubungan

$$K_\alpha \approx \frac{A - 4}{A} Q \quad (2 - 12)$$

Inti berat, secara prinsip secara spontan tereduksi melalui peluruhan alpha, Gambar 2 - 3 ialah suatu plot dari energi potensial V dari partikel alpha sebagai fungsi jarak r dari pusat inti berat tertentu. Tinggi rentangan potensial tersebut ialah sekitar 25 MeV; besarnya sama dengan kerja yang harus dilakukan untuk melawan gaya listrik tolak-menolak untuk membawa partikel alpha dari tak

berhingga ke kedudukan dekat inti tersebut, tetapi masih di luar jangkauan gaya tariknya.

II.5.2. Interaksi Zarah Alpha Dengan Semikonduktor

Interaksi zarah radiasi bermuatan dengan semikonduktor, yaitu apabila zarah alpha mengenai semikonduktor, akan kehilangan tenaganya karena bertumbukan dengan elektron-elektron orbital. Tenaga apa yang hilang setelah melalui semikonduktor digunakan untuk membentuk pasangan elektron-hole. Perhitungan kehilangan tenaga persatuan panjang jejak adalah dE/dx dengan pendekatan Bohr yang harus dipenuhi yaitu $ze^2/nh \ll 1$, dimana ze adalah muatan, dan h adalah tetapan Planck. Syarat dE/dx dapat dihitung $E \ll (M/m_e)E_e$, dimana kecepatan zarah radiasi yang mempunyai tenaga E sangat besar bila dibandingkan dengan kecepatan elektron yang mempunyai tenaga E_e sedang E dan M adalah tenaga dan massa elektron.

Dari persyaratan diatas maka perhitungan kehilangan tenaga persatuan panjang jejak dapat dinyatakan sebagai

$$\frac{dE}{dx} = - \frac{4\pi z^2 e^2}{m_e v^2} NZ \left\{ \ln \frac{2m_e v^2}{I} - \ln(1 - \beta) - \beta^2 \right\} \quad (2 - 13)$$

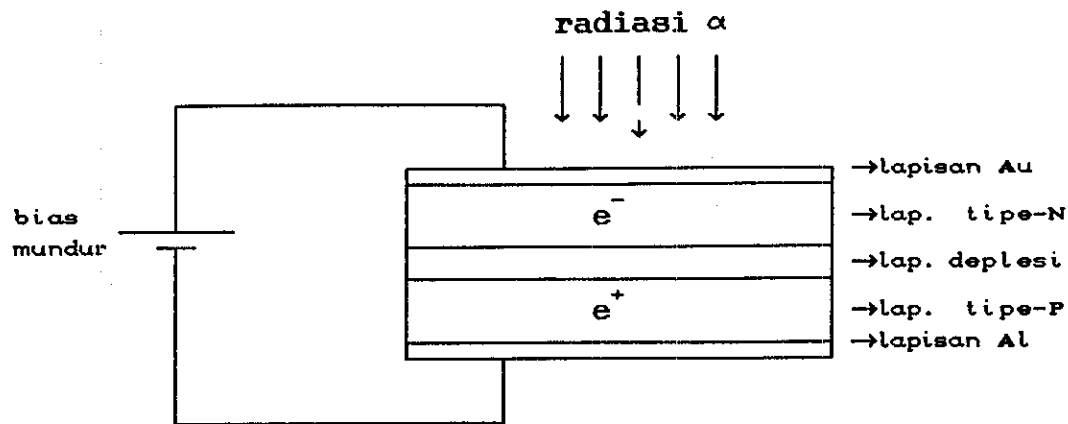
dengan E tenaga kinetik zarah radiasi; ze muatan zarah radiasi; m_0 massa diam elektron; N nomor atom zat penyerap per cm^2 ; v kecepatan zarah radiasi; c kecepatan cahaya; β adalah v/c ; I tenaga eksitasi minimum rata-rata atom dan Z nomor atom penyerap.

II.6. DETEKTOR SAWAR MUKA

II.6.1. Cara Kerja Detektor

Prinsip dasar sebuah detektor sawar muka adalah merupakan sambungan antara bahan semikonduktor tipe-P dan semikonduktor tipe-N. Dimana daerah deplesi (depletion layer) menjadi daerah aktif detektor. Sebagai jendela terobosan radiasi dan sebagai pengumpul muatan (kolektor) digunakan lapisan emas tipis, dan sebagai kontak belakang digunakan lapisan aluminium.

Pada pengoperasiannya detektor dikenakan tegangan bias balik, tegangan bias ini akan memperlebar daerah sambungan. Untuk dapat berfungsi sebagai detektor, lebar daerah sambungan ini harus lebih besar dari jangkauan zarah radiasi yang akan dideteksi. Dimana pada daerah sambungan ini zarah alpha akan dihentikan sambil membentuk pasangan elektron-hole sepanjang lintasannya.



Gambar 2 - 4. Prinsip kerja detektor sawar muka.

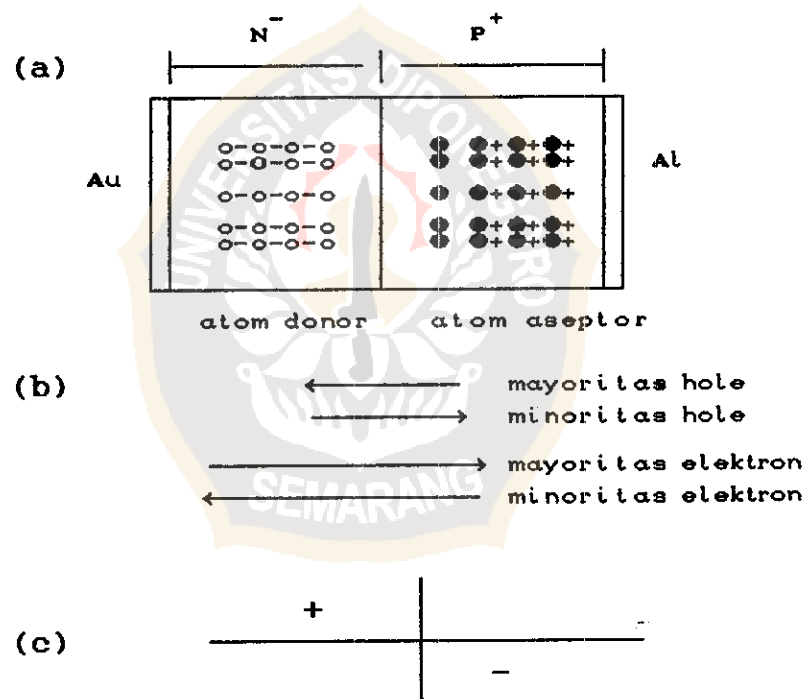
Pada proses deteksi, zarah alpha dihentikan dalam daerah lapisan deplesi sambil membentuk pasangan elektron-hole sepanjang lintasannya. Jumlah pasangan elektron-hole yang terbentuk sebanding dengan energi yang datang dan dinyatakan dengan persamaan :

$$N_p = \frac{E_r}{W} \quad (2 - 14)$$

dimana, N_p banyaknya pasangan elektron-hole, E_r energi zarah radiasi yang datang; W energi rata-rata yang dibutuhkan untuk membentuk pasangan elektron-hole. Medan listrik yang ditimbulkan tegangan bias akan menyapu elektron menuju terminal positif dan hole ke terminal negatif, dengan demikian akan timbul arus yang dapat menghasilkan pulsa.

II.6.2. Sifat Kelistrikan Detektor Sawar Muka

Kelakuan detektor sawar muka pada keadaan tanpa tegangan bias balik ditunjukkan pada Gambar 2 - 5. Gambar (a) menunjukkan situasi sambungan antara material P-N. Au merupakan lapisan emas sebagai elektroda depan dan sebagai jendela terobosan radiasi. Al merupakan lapisan aluminium sebagai elektroda belakang.



Gambar 2 - 5. Detektor sawar muka tanpa tegangan.

Pada suhu diatas 0° K pembawa muatannya berdifusi untuk mencari keseimbangan antara satu terhadap yang lainnya, dan keadaan ini ditunjukkan pada Gambar (b). Dalam keadaan seimbang arus difusi total nol, maka agihan muatan ruanganya hanya ditentukan oleh atom donor pada bagian N dan aseptor pada bagian P, dan hal ini ditunjukkan pada Gambar (c), terbentuk lapisan deplesi yang mengakibatkan terbentuknya dipol listrik disekitar sambungan dan timbul tegangan sawar dari lapisan N ke lapisan P (untuk silikon $V_b = 0,7$ volt).

II.6.3. Pulsa Detektor

Pulsa keluaran dari detektor sebanding dengan energi zarah radiasi pengion yang datang, makin besar energi zarah radiasi makin tinggi pula pulsa keluarannya.

Pulsa-pulsa yang dihasilkan detektor tidak dapat langsung diproses dalam MCA maupun MCA accuspec, tetapi harus melalui serangkaian proses pembentukan pulsa dan penguatan. Penguatan awal (pre amplifer) dan penguat utama (amplifier) berfungsi sebagai pembentuk dan penguat pulsa, sehingga sinyal yang dihasilkan memenuhi syarat bentuk dan amplitudo untuk dapat diolah oleh MCA maupun MCA accuspec.

II.6.4. Pembentukan Pulsa

Pada dasarnya detektor sawar muka merupakan sambungan dioda P-N, dimana daerah sambungan (lapisan deplesi) menjadi daerah aktif detektor. Bila detektor dikenakan tegangan bias balik, tegangan bias ini akan memperlebar daerah lapisan deplesi. Bila ada radiasi yang jatuh di daerah deplesi ini, maka daerah ini akan terionisasikan dan akan menimbulkan pasangan elektron-hole (electron hole pairs) yang oleh polarisasi tegangan bias, akan dikumpulkan ke terminal masing-masing (elektron akan bergerak menuju ke lapisan tipe-P dan hole akan bergerak menuju ke lapisan-N) dan menghasilkan pulsa listrik.

Pulsa-pulsa yang dihasilkan oleh detektor merupakan pulsa-pulsa dengan ketinggian yang berbeda dan rambang. Bentuk pulsa listrik keluaran dari detektor tergantung pada jenis detektornya, untuk detektor sawar muka bentuk pulsa keluarannya bipolar. Untuk mendapatkan penampilan pulsa dengan bentuk dan ketinggian tertentu, maka pulsa-pulsa keluaran dari detektor masih dilewatkan melalui penguat awal (pre amplifier), penguat utama (amplifier) dan MCA accuspec sebagai penganalisa tinggi pulsa (pulse height analyzer) dan bentuk pulsa pada layar monitor.

II.7. PERANGKAT SPEKTROSKOPI ALPHA

II.7.1. Penguat Awal (Pre Amplifier)

Ada dua jenis penguat awal yang biasa dipakai, yaitu penguat awal peka muatan dan penguat awal peka tegangan. Pada spektroskopi alpha digunakan penguat awal peka muatan, karena detektor semikonduktor ini menghasilkan pasangan elektron-hole.

Penguat awal peka muatan ini mempunyai beberapa fungsi, yaitu :

- a. Untuk melakukan penguatan awal terhadap pulsa keluaran detektor.
- b. Untuk melakukan pembentukan pulsa pendahuluan.
- c. Mencocokkan impedansi keluaran detektor dengan kabel sinyal masuk ke penguat.
- d. Untuk mengadakan perubahan muatan menjadi tegangan pada pulsa keluaran detektor.

II.7.2. Penguat Utama (Amplifier)

Penguatan ini memiliki fungsi utama mempertinggi sinyal dan memberi bentuk pulsa. Penguatan tegangan dilakukan hingga mencapai amplitudo yang sesuai dengan alat penganalisa tinggi pulsa. Linieritas penguatan merupakan syarat yang harus dipenuhi oleh sebuah penguat utama (Knoll, F. Glenn,

1979).

Bentuk pulsa keluaran penguat utama ditentukan antara lain oleh nisbah sinyal dan kecocokan dengan kemampuan kerja peralatan elektronik berikutnya.

II.7.3. Multi Channel Analyzer (MCA)

Pada dasarnya MCA dapat dianggap gabungan dari penganalisa salur tunggal (SCA) yang memiliki lebar jendela yang sama. Fungsi utama sebuah MCA adalah membuat kurva grafik spektrum tinggi pulsa yang masuk sehingga diperoleh hubungan bahwa nomor kanal (salur) menunjukkan tinggi pulsa (spektrum tenaga) dan isi cacah tiap kanal menunjukkan banyaknya pulsa (intensitas) yang memiliki tinggi pulsa tertentu (Knoll, F. Glenn, 1979).

Dalam berbagai pengukuran distribusi tinggi pulsa, dua faktor utama dalam pemilihan jumlah kanal yang harus digunakan dalam pengukuran adalah :

- a. Tingkat resolusi yang dibutuhkan
- b. Jumlah total cacah yang dapat disediakan

Dengan dimilikinya jumlah kanal yang banyak dan kapasitas besar setiap kanal, maka diharapkan pendekatan diskrit semakin mendekati distribusi kontinyu.