

## **BAB 4**

### **DETEKTOR RADIASI**

Deteksi radiasi nuklir membutuhkan pengetahuan tentang jenis radiasi dan interaksinya dengan materi. Dalam pelaksanaannya pengetahuan tersebut masih harus dilengkapi dengan pengetahuan instrumentasi elektronika.

#### **4.1 Lintasan Partikel Melalui Materi**

Partikel yang dihasilkan dalam reaksi nuklir atau peluruhan berinteraksi dengan materi dengan cara yang tergantung pada sifat mereka. Kita dapat membedakan kasus-kasus berikut:

##### **(1) Inti dan partikel bermuatan.**

Partikel-partikel ini kehilangan energi mereka dengan ionisasi atom dalam medium dan akhirnya diam. Proses ini dijelaskan dalam Sect. 5.3.1 untuk partikel dengan massa  $\gg m_e$ .

##### **(2) Foton**

Sinar  $\gamma$  umumnya kehilangan energi dalam materi melalui hamburan Compton pada atom elektron.

$$\gamma e^- \rightarrow \gamma e^- \quad (4.1)$$

Elektron sekunder kemudian melepaskan energi mereka dalam medium melalui ionisasi. Foton terus mengalami hamburan Compton sampai diserap melalui efek foto listrik,

$$\gamma_{\text{atom}} \rightarrow e^-_{\text{atom}} + \quad (4.2)$$

Foton dengan energi lebih besar dari  $2m_e$  dapat langsung diserap oleh produksi pasangan elektron-positron

$$\gamma (A, Z) \rightarrow e^+ e^- (A, Z) \quad (4.3)$$

Proses ini dipelajari dalam Sect. 5.3.4.

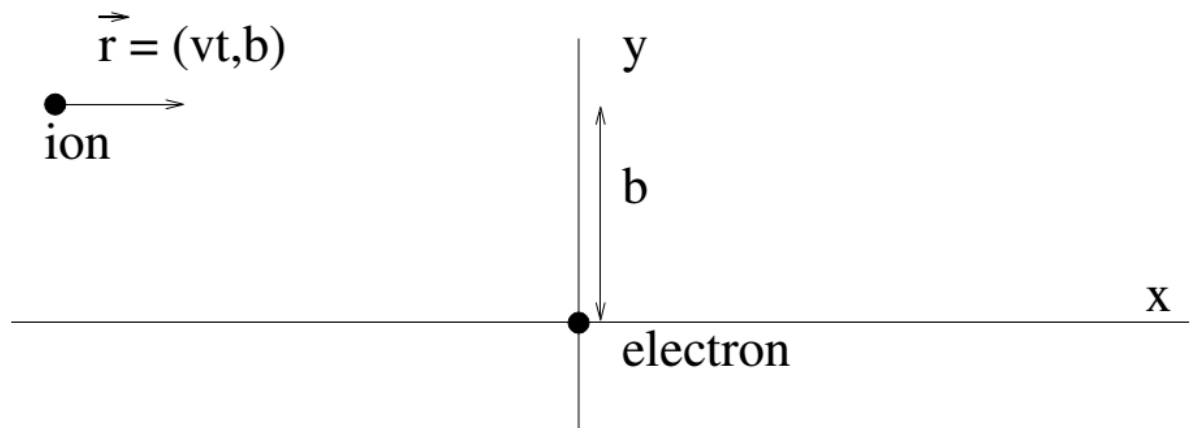
##### **(3) Neutron.**

Neutron kehilangan energi dengan hamburan elastis pada inti sampai mereka mencapai . Mereka akhirnya diserap, biasanya oleh  $(n, \gamma)$  reaksi  $n(A, Z) \rightarrow \gamma(A + 1,$

Z). Proses ini dijelaskan dalam Sect. 5.3.5. Pada bagian ini, kami menjelaskan ini proses fisik. Efek biologis mereka akan dijelaskan secara singkat di Sect. 5.4.

#### 4.1.1 Partikel Bermuatan Berat

Ketika partikel bermuatan melintasi media, itu semakin kehilangan energi dengan mentransfer ke elektron dari atom medium. Tingkat kehilangan energi dapat diperkirakan dengan mempertimbangkan sebuah ion dengan massa  $m_{ion}$  dan muatan  $z_{ion}e$  yang melewati dekat elektron bebas, seperti yang diilustrasikan pada Gambar. 5.6. Untuk mempermudah perhitungan, pertama kita menganggap bahwa ion adalah non-relativistik,  $v \ll c$ , dan  $m_{ion} \gg m_e$ . Karena  $m_{ion} \gg m_e$ , gerakan ion hampir tidak terpengaruh oleh pertemuan dekat dengan elektron sehingga lintasannya, secara pendekatan berupa garis lurus dengan parameter dampak  $b$ .



Gambar 4.1 Lintasan dari partikel bermuatan di sekitar atom.  
(Sumber : Basdevant, Rich, and Spiro. , 2004 hal 257)

Elektron mengalami gaya Coulomb karena adanya ion dan karena itu mundur setelah melintasi ion. Momentum elektron dapat dihitung dengan mengintegrasikan gaya. Integral tidak nol hanya dalam arah tegak lurus lintasan:

$$pe(b, v) = \int F_y dt = \frac{z_{ion}e^2}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{bdx/v}{(x^2 + b^2)^{3/2}} = \frac{z_{ion}e^2}{2\pi\epsilon_0 vb} \quad (4.4)$$

Rumus ini berlaku untuk nilai  $b$  yang cukup besar bahwa selama melintas, elektron mundur melalui jarak yang kecil dibandingkan dengan  $b$ . Hilangnya energi dari ion,  $\Delta E$ , adalah energi kinetik dari elektron mundur:

$$\Delta E(b, v) = \frac{p_e^2}{2m_e} = \left( \frac{z_{ion} e^2}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{2}{v^2 b^2 m_e} \quad (4.5)$$

Kehilangan energi sebanding dengan  $v^{-2}$  karena semakin lambat ion, semakin lama waktu yang elektron mengalami medan listrik dari ion. Energi yang hilang sebanding dengan  $b^{-2}$  jadi kita perlu untuk mengambil rata-rata lebih dari parameter dampak. Prosedur berikut tepat apa yang kita lakukan di Chap. 3 ketika kita menghitung probabilitas reaksi dalam hal penampang. Kita ambil kotak volume  $L^3$  yang mengandung satu elektron. Kehilangan energi rata-rata untuk parameter dampak acak adalah

$$\begin{aligned} \Delta E(v) &= \frac{1}{L^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} 2\pi b db \frac{2}{v^2 b^2 m_e} \left( \frac{z_{ion} e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \\ &= \frac{1}{L^2} \frac{4\pi}{v^2 m_e} \left( \frac{z_{ion} e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \ln(b_{max}/b_{min}) \\ &= \frac{(\hbar c)^2}{L^2 m_e c^2} \frac{4\pi}{\beta^2} (z_{ion} \alpha)^2 \ln(b_{max}/b_{min}) \end{aligned} \quad (4.6)$$

dimana  $\beta = v_{ion}/c$  dan  $\alpha$  adalah konstanta struktur halus. Untuk  $N_e$  elektron dalam kotak, total kehilangan energi diperoleh dengan mengalikan dengan  $N_e$ . Laju kehilangan energi,  $dE/dx$ , kemudian diperoleh dengan membagi dengan panjang kotak  $L$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(\hbar c)^2 n_e}{m_e c^2} \frac{4\pi}{\beta^2} (z_{ion} \alpha)^2 \ln(b_{max}/b_{min}) \quad (4.7)$$

dimana  $n_e = N_e/L^3$  adalah densitas elektron dalam kotak.

Tingkat kehilangan energi (5.24) memiliki ketergantungan logaritmik pada  $b_{max}/b_{min}$  yang harus diperkirakan. Harapan sederhana  $b_{min} = 0$  jelas tidak akan dilakukan. Sumber masalahnya adalah bahwa metode kita untuk menghitung kehilangan energi  $\Delta E(v, b)$  memberikan kerugian energi tak terbatas (5.22) untuk  $b = 0$ . Pada kenyataannya, tabrakan memberikan kehilangan energi hanya  $\Delta E_{max} =$

$4E_{ion} (m_e/m_{ion})$  di mana  $E_{ion}$  adalah energi kinetik ion. Kita kemudian dapat mengambil untuk nilai efektif  $b_{min}$  yang nilai  $b$  pada (5.22) memberikan  $\Delta E (v,b) = \Delta E_{max}$ , yaitu

$$b_{min} \approx \frac{z_{ion} e^2}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{m_{ion}}{8E_{ion} v^2 m_e} \right)^{1/2} = z_{ion} \frac{\alpha^2}{\beta^2} a_0 \quad (4.8)$$

di mana  $a_0$  adalah radius Bohr. Karena ketergantungan  $dE/dx$  pada  $b_{min}$  hanya logaritmik, kita dapat berharap bahwa perkiraan ini akan memberikan hasil yang wajar.

Hasil sederhana  $b_{max} = L$  juga tidak benar tapi untuk alasan yang lebih baik mengenai fakta bahwa elektron terikat pada atom daripada dianggap bebas seperti yang kita telah asumsikan. Agar ion kehilangan energi, gangguan pada elektron disebabkan oleh ketika elektron melintas ion harus membangkitkan elektron dari keadaan dasar ke keadaan energi yang lebih tinggi. Ini hanya mungkin dalam mekanika kuantum jika gangguan bervariasi selama waktu  $\tau$  yang singkat dibandingkan dengan kebalikan dari frekuensi transisi Bohr,  $\omega_f - \omega_i$  dimana  $f$  dan  $i$  mengacu pada keadaan awal dan akhir. Untuk sistem atom,  $\omega_f - \omega_i \sim \alpha c/a_0$ . Karakteristik waktu untuk variasi gangguan adalah  $V/\dot{V}$  di mana  $V = e^2 / 4\pi\epsilon_0 \sqrt{x^2 + b^2}$  adalah potensial gangguan. Kondisi ini paling ketat dengan mengambil  $x = 0$ :

$$\frac{b_{max}}{v} < \frac{a_0}{c\alpha} \quad (4.9)$$

yaitu

$$b_{max} \approx \frac{\beta}{\alpha} a_0 \quad (4.10)$$

Ini memberikan kita estimasi untuk laju kehilangan energi

$$\frac{dE}{dx} = \frac{(\hbar c)^2 n_e}{m_e c^2} \frac{4\pi}{\beta^2} (z_{ion} \alpha)^2 \ln \left[ \beta^3 / (z_{ion} \alpha^3) \right] \quad \beta > z_{ion}^{1/3} \alpha \quad (4.11)$$

Kondisi  $\beta > z_{ion}^{1/3} \alpha$  hanya untuk  $b_{max} > b_{min}$ . Untuk ion lambat,  $\beta < z_{ion}^{1/3} \alpha$  kita berharap sedikit kehilangan energi karena gangguan tersebut tidak cukup cepat untuk merangsang atom.

Untuk  $\beta > z_{ion}^{1/3} \alpha$ , kehilangan energi sebanding dengan kuadrat terbalik dari kecepatan dan kerapatan elektron. Eliminasi densitas elektron dalam kepadatan massa  $\rho m_p(A/Z)n_e$  kita peroleh

$$\frac{dE}{dx} = \rho z_{ion}^2 \frac{Z}{A} \left[ \frac{4\pi(\hbar c)^2 \alpha^2}{m_p m_e c^2} \right] \frac{1}{\beta^2} \ln[\beta^3 / (z_{ion} \alpha^3)] \quad (4.12)$$

Perlakuan yang ditingkatkan oleh H. Bethe dan F. Bloch hanya berbeda dalam suku logaritmik

$$\frac{dE}{dx} = \rho z_{ion}^2 \frac{Z}{A} \left[ \frac{4\pi(\hbar c)^2 \alpha^2}{m_p m_e c^2} \right] \frac{1}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} \right) - \beta^2 \right] \quad (4.13)$$

di mana  $I \sim Z\alpha^2 m_e c^2$ , adalah rata-rata energi ionisasi elektron di dalam atom. Dibandingkan dengan (5.29), argumen dari logaritma sekarang  $\sim \beta^2/\alpha^2$ . Rumus Bethe-Bloch (5.30) berlaku selama  $\beta > z_{ion}\alpha$ . Pada kecepatan lambat, gangguan tidak mengeksitasi atom dari medium dan energi yang hilang ditekan. Bahkan, ion menempel elektron dari media sehingga nilai efektif  $z_{ion}$  kurang dari muatan ion.

Orde besarnya tingkat energi yang hilang diberikan oleh suku dalam kurung yaitu kombinasi konstanta fundamental dalam (5.30):

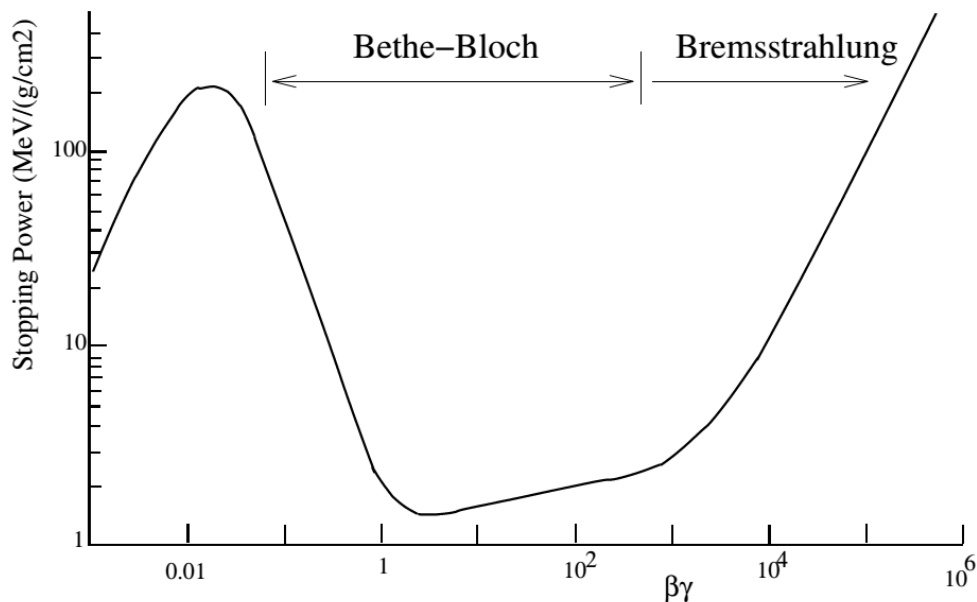
$$\left[ \frac{4\pi(\hbar c)^2 \alpha^2}{m_p m_e c^2} \right] = 0,313 \text{MeV}(\text{gcm}^{-2})^{-1} \quad (4.14)$$

Dikalikan dengan kepadatan dan dibagi oleh  $\beta^2$ , ini memberikan orde besarnya  $dE/dx$ . Faktor logaritmik meningkatkan ini dengan faktor  $\sim 10$  sehingga untuk sebagian besar bahan kita miliki

$$\rho^{-1} \frac{dE}{dx} \approx \frac{1 \text{MeV}(\text{g cm}^{-2})^{-1} z_{ion}^2 (Z/A)}{\beta^2} \quad (4.15)$$

Kuantitas  $\rho^{-1}dE/dx$ , dievaluasi untuk  $z_{ion} = 1$  disebut daya pengereman dari suatu material. Untuk  $\rho \sim 1 \text{ g cm}^{-3}$  dan  $Z/A \sim 1/2$ , kita melihat bahwa tingkat kehilangan energi dalam orde  $1 \text{ MeV cm}^{-1} \beta^2$ .

Untuk  $\beta^{-1}$ , rumus Bethe-Bloch memprediksi perkiraan daya hentinya konstan, meningkat hanya logaritmis dengan energi. Partikel yang memiliki energi memberikan kehilangan energi dekat nilai minimum,  $\sim 2 \text{ MeV (g cm}^{-2})^{-1}$ , yang disebut partikel pengion minimum. Kebanyakan muon sinar kosmik mencapai permukaan bumi adalah secara kasar pengion minimum dan partikel-partikel ini sering digunakan untuk dengan cepat mengkalibrasi kehilangan energi detektor (lihat di bawah).



Gambar 4.2 Daya pengereman untuk muon positif dalam tembaga sebagai fungsi dari  $\beta\gamma = v/c\sqrt{1-v^2/c^2}$ . Untuk  $0,04 < \beta\gamma < 400$  daya pengereman mengikuti formula Bethe-Bloch (5.30). Pada energi yang lebih tinggi kehilangan energi didominasi oleh bremsstrahlung. Pada energi rendah, daya pengereman kurang dari yang diperkirakan oleh Bethe-Bloch karena ion positif mengambil elektron, sehingga muatan yang efektif kurang dari muatan biasa. Inti mengikuti rumus Bethe-Bloch sebagai muon meskipun batas validitas berbeda. Pada energi rendah, rumus berlaku untuk  $\beta > z_{ion}\alpha$  sedangkan untuk  $\beta\gamma \gg 1$  kehilangan energi didominasi oleh tumbukan inelastis nuklir bukan oleh bremsstrahlung. (Sumber : Basdevant, Rich, and Spiro. 2004 hal 260)

Gambar 5.7 menunjukkan perhitungan daya pengereman [1]. Rumus Bethe-Bloch (5.30) berlaku untuk  $0,05 < \beta\gamma < 500$ . Daya pengereman turun seperti  $\beta^{-2}$  sampai  $\beta \sim 1$  dan kemudian naik secara logaritmik. Untuk  $\beta < \alpha z_{\text{ion}}$  rumus gagal karena ion perlahan bergerak menangkap elektron atom dari media, menurunkan nilai efektif  $z_{\text{ion}}$ . For  $\gamma \gg 1$ , radiasi (bremsstrahlung) akhirnya menjadi penting. Pada Gambar. 5.7, efek ini dihitung untuk muon positif di mana efeknya penting bagi  $\gamma > 1000$ , yaitu  $E > 100$  GeV. Muon adalah satu-satunya partikel selain elektron yang penting dapat mengalami bremsstrahlung. Kehilangan energi untuk hadrons dan inti dengan  $E > \text{GeV}$  didominasi oleh hamburan inelastis diskrit pada inti, membebaskan nukleon dan menciptakan hadron.

Kehilangan energi dapat diintegrasikan untuk memberikan jangkauan sebuah partikel, yaitu jarak yang ditempuh sebelum berhenti.

$$R(E) = \int_{0^-}^E \frac{dE}{dE/dx} \quad (4.16)$$

Untuk  $dE/dx \propto \beta^{-2}$  integral mengambil bentuk sederhana:

$$R(E) = E \left( \frac{dE}{dx}(E) \right)^{-1} \propto E^2 \quad (4.17)$$

Sebuah  $\alpha$ -partikel ( $z_{\text{ion}}^2 = 4$ ) dari  $E \sim 5$  MeV memiliki  $\beta^2 = 2E/m_{\alpha}c^2 \sim 2.5 \times 10^{-3}$  memberikan daya pengereman dari  $\sim 3000$  MeV  $(\text{g cm}^{-2})^{-1}$ . Partikel  $\alpha$  karena itu akan menembus hanya  $\sim 0,03$  mm dari bahan ringan seperti plastik.

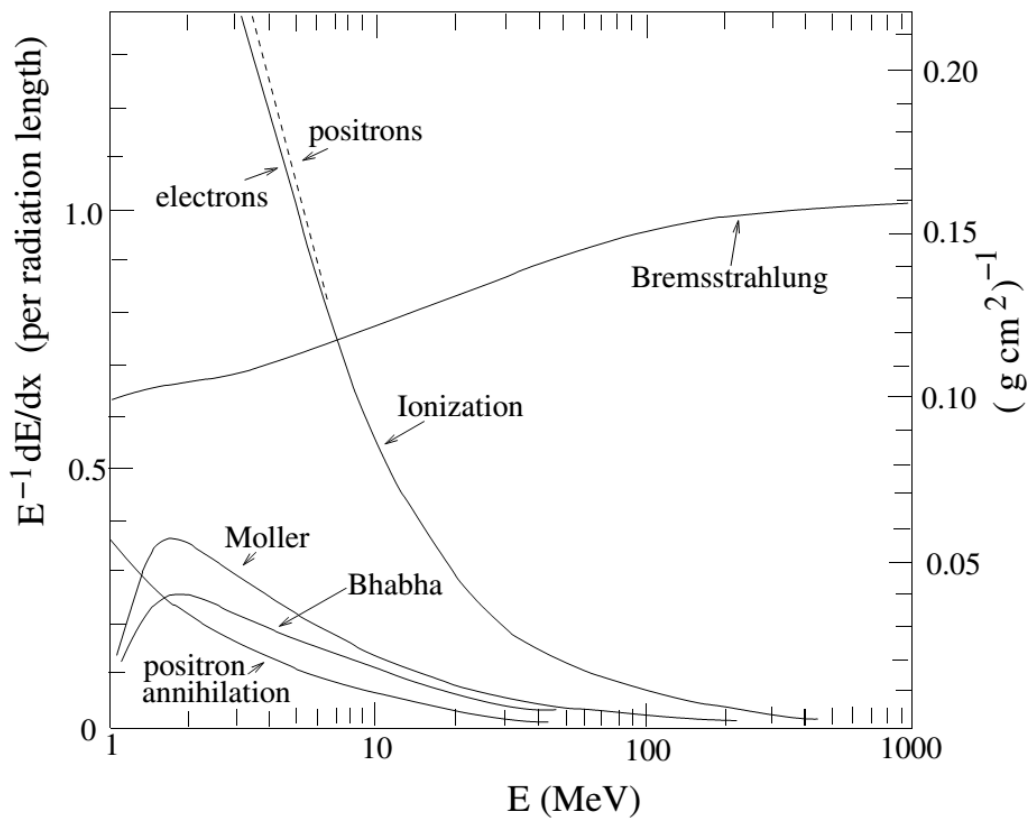
#### 4.1.2 Elektron dan Positron

Penurunan kita dari persamaan Bethe-Bloch (5.30) tidak berlaku untuk elektron karena kita mengasumsikan bahwa ion yang cukup besar yang lintasan mereka tidak terpengaruh oleh pertemuan dekat dengan elektron atom. Terlepas dari ini, untuk  $E_e < 10$  MeV, daya pengereman untuk elektron adalah pendekatan yang baik diberikan oleh persamaan Bethe-Bloch. Elektron dan positron pada energi rendah karena itu datang kemudian berhenti dengan cara yang sama dengan yang ion berat, meskipun lintasan mereka jauh lebih lurus karena mereka terhambur dengan sudut besar dari inti.

Setelah datang untuk kemudian berhenti, positron musnah bersama dengan elektron atom menghasilkan dua foton dengan energi  $E_\gamma = m_e c^2$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma. \quad (4.18)$$

Untuk  $E_e > 10$  MeV, elektron dan positron kehilangan sebagian energi mereka dengan radiasi foton (bremsstrahlung) yang dihasilkan dari akselerasi mereka dalam medan elektron dari inti. Jarak di mana elektron kehilangan sebagian kecil  $1/e$  energi melalui proses ini disebut panjang radiasi,  $X_0$ . Karena efeknya akibat percepatan dalam medan listrik dari inti,



Gambar 4.3 Kehilangan energi elektron dan positron dalam lead sebagai fungsi dari energi datang [1]. Skala kiri menggunakan panjang radiasi dari timbal (0.56 cm) sebagai satuan panjang. Ionisasi mendominasi pada energi rendah, sementara bremsstrahlung mendominasi di atas 10 MeV. Kontribusi yang kurang dominan berasal dari sudut hamburan elastis yang lebar pada elektron (Moller untuk elektron dan Bhabha untuk positron) dan pemusnahan positron. (Sumber : Basdevant, Rich, and Spiro. 2004 hal 265)



$\rho^{-1}X_0$  memiliki ketergantungan kuat pada Z, mulai dari 61 g cm<sup>-2</sup> dalam hidrogen sampai 6.37 g cm<sup>-2</sup> dalam lead. Untuk elektron berenergi rendah dan positron dari peluruhan  $\beta$ , efek ini umumnya bersifat sekunder tetapi cepat menjadi proses yang dominan untuk elektron energi tinggi dan positron dengan  $E > 10$  MeV. Hal ini dapat dilihat pada Gambar. 5.11 untuk lead.

### 4.1.3 Foton

Foton berinteraksi dengan materi melalui reaksi berikut yang penampangnya pada karbon dan timbal ditunjukkan pada Gambar. 5.12:

(1) Hamburan Rayleigh, yaitu hamburan elastis dari atom. Proses ini memiliki satu-satunya penampang yang tidak memiliki ambang batas energi.

(2) Hamburan Compton, yaitu hamburan elastis dari elektron kuasi-bebas. Proses ini memiliki ambang batas untuk setiap kulit elektron terikat sesuai dengan energi ionisasi, I, dari kulit. Dalam rentang  $I \ll E_\gamma \ll m_e c^2$ , penampang adalah penampang Thomson

$$\sigma_T = (8\pi/3)r_e^2 \quad I \ll E_\gamma \ll m_e c^2 \quad (4.19)$$

Dalam rentang energi ini, penampang diferensial adalah maju dan mundur dengan puncak

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_T \cos^2 \theta}{2\pi} \quad (4.20)$$

di mana  $\theta$  adalah sudut hamburan. Untuk  $E_\gamma \gg m_e c^2$ , penampang jatuh menurut  $E_\gamma^{-2}$  dan semakin memuncak dalam arah maju  $\theta < m_e/E_\gamma$

(3) Fotolistrik penyerapan oleh atom

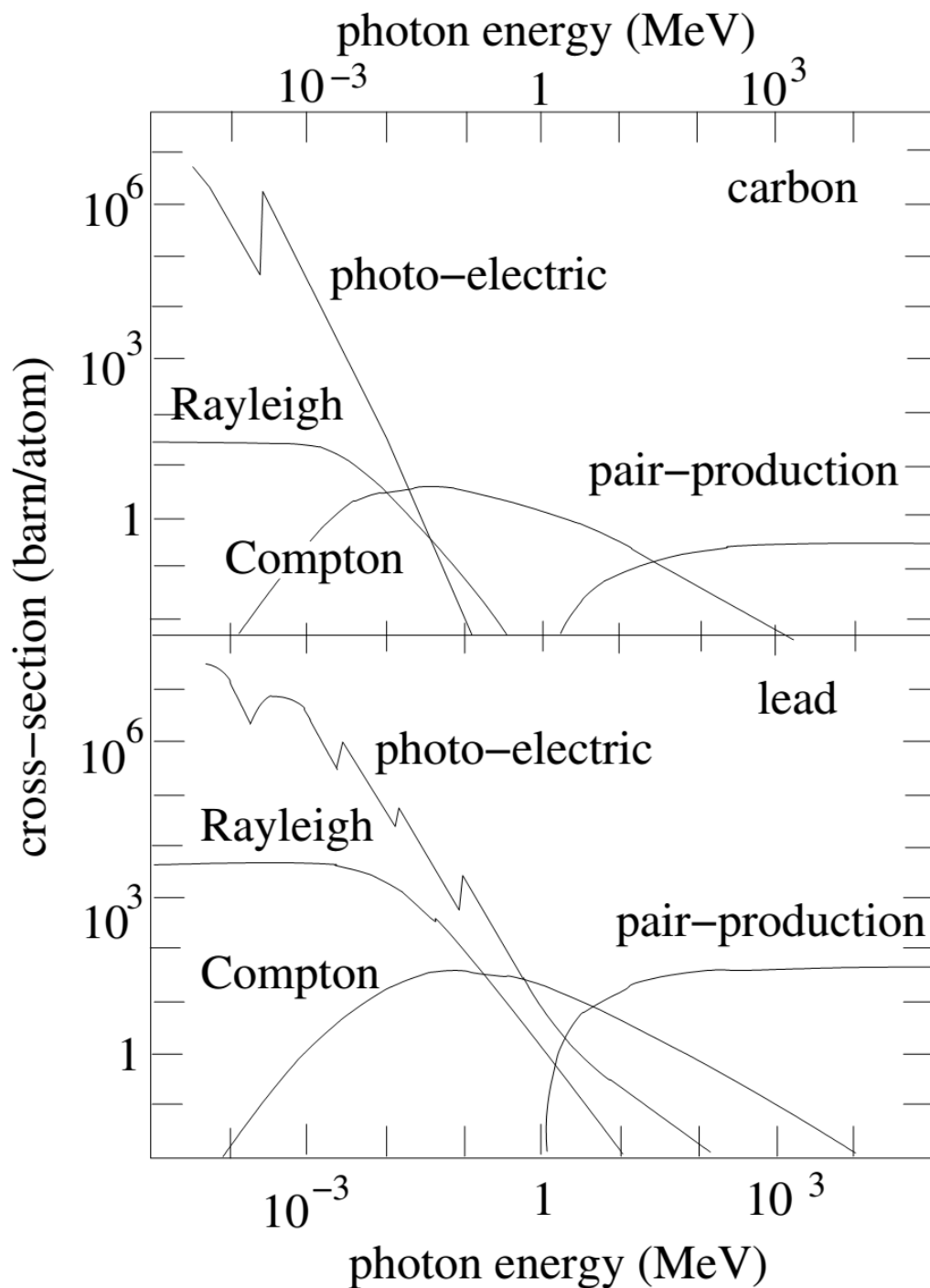


Ambang batas untuk pembebasan elektron dari kulit yang diberikan hanya energi ionisasi dari kulit.

(4) Produksi Pasangan, yaitu



Ambang batas  $2m_e c^2$ . Ini adalah efek jauh lebih dominan pada energi tinggi.



Gambar 4.4 Foton penampang pada karbon dan lead [1] seperti yang dijelaskan dalam teks. Pada energi rendah,  $1 \text{ keV} < E < 100 \text{ keV}$ , penyerapan foto listrik mendominasi sementara produksi pasangan elektron-positron mendominasi untuk  $E \gg 2m_e c^2$ . Hamburan Compton mendominasi pada energi menengah. Penyerapan foto-nuklir (Gbr. 3.8) tidak begitu penting. (Sumber : Basdevant, Rich, and Spiro. 2004 hal 267)

#### 4.1.4 Neutron

Neutron dalam range MeV berinteraksi dengan materi kebanyakan oleh hamburan elastis pada inti. Hal ini menyebabkan hilangnya secara progresif energi kinetik neutron sampai mereka mengalami termalisasi dengan energi rata-rata,  $\sim kT$ , yang diberikan oleh suhu medium (Gambar 5.14). Neutron kemudian terus melakukan gerak random dengan kecepatan  $v \sim 2000 \text{ ms}^{-1}$  sampai mereka diserap, biasanya oleh  $(n, \gamma)$  reaksi. Dalam media homogen yang mengandung inti dari nomor massa  $A$ , waktu rata-rata untuk penyerapan sesudah termalisasi adalah

$$\tau = \frac{1}{n \langle \sigma v \rangle} \approx 6 \mu\mu \frac{A \text{ g cm}^{-3} \text{ 1 b}}{\rho \sigma} \quad (4.23)$$

di mana  $n$  dan  $\rho$  adalah jumlah dan kerapatan massa inti dan  $\sigma$  adalah rata-rata penampang termal pada  $T = 300\text{K}$ . Perhatikan bahwa waktu penyerapan secara substansial lebih pendek dari umur rata-rata sebuah neutron bebas,  $\sim 886.7\text{s}$ .

## 4.2 Jenis Detektor Radiasi

Terdapat berbagai jenis detektor. Beberapa jenis detektor itu adalah Elektroskop, Ruang Ionisasi, Pencacah Sebanding, Geiger-Muller Counter, Pencacah Kelipan, Detektor Semikonduktor, dan Emulsi Nuklir.

### 4.2.1 Elektroskop

Elektroskop merupakan instrument paling awal yang digunakan untuk mendeteksi radiasi ionisasi. Suatu bahan radioaktif ditempatkan di dalam wadah elektroskop. Radiasi oleh bahan radioaktif ini akan menimbulkan ionisasi pada gas dalam wadah tersebut dan muatan yang diterima oleh lempeng pelat elektroskop menyebabkan daun tersebut mengembang. Besarnya pengembangan pelat elektroskop sebanding dengan jumlah ionisasi dan karena itu akan sebanding dengan jumlah radiasi.

### 4.2.2 Ruang Ionisasi

Terdiri dari tabung berisi gas dengan elektroda berupa dua pelat sejajar yang dihubungkan dengan suatu sumber tegangan, yang dapat menarik elektron dan ion

sehingga menimbulkan pulsa tegangan pada rangkaian luar. Tegangan terpasangnya rendah dan pulsa keluarannya merupakan ukuran jumlah ionisasi yang terbentuk.

#### 4.2.3 Pencacah Sebanding

Pencacah sebanding merupakan modifikasi dari ruang ionisasi, yang berbeda pada 2 aspek. Pertama, dalam pencacah sebanding salah satu elektroda merupakan silinder tipis sedang yang lainnya merupakan kawat yang ditempatkan sepanjang sumbu silinder. Kedua, tegangan yang dipakai pada pencacah sebanding lebih tinggi dibandingkan dengan ruang ionisasi. Beda tegangan dibuat sedemikian rupa sehingga terjadi ionisasi sekunder yang memberikan multiplikasi elektron. Campuran dan tekanan gas dipilih agar multiplikasi linier terhadap energi partikel. Kuat medan listrik pada jarak  $r$  dari kawat elektroda adalah

$$E = \frac{V}{r \ln(b/a)} \quad (4.24)$$

Dimana  $V$  adalah tegangan yang diterapkan pada elektroda,  $a$  dan  $b$  adalah jari-jari kawat dan silinder elektroda.

#### 4.2.4 Geiger-Muller Counter

Detektor tabung ionisasi, tabung sebanding dan tabung Geiger Muller (GM) adalah sekeluarga. Bentuk dasarnya sama, masing-masing menggunakan ruang tertutup berisi gas atau campuran gas. Ruang itu diberi elektroda yaitu anoda dan katoda dengan bentuk geometri sedemikian rupa sehingga medan listriknya memungkinkan pengumpulan hasil ionisasi yang efisien. Tabung ionisasi sekedar mengumpulkan ionisasi tanpa memperbolehkan terjadinya ionisasi sekunder. Pencacah Sebanding memanfaatkan ionisasi sekunder sedemikian rupa sehingga setiap tembusan radiasi menghasilkan satu pulsa dan tinggi pulsa sebanding dengan besar energi radiasi. Tabung GM memanfaatkan ionisasi sekunder sehingga satu tembusan radiasi menghasilkan satu pulsa dan tinggi pulsa itu tetap sama tinggi, tidak tergantung dari besarnya energi radiasi.

Daerah tegangan kerja tabung GM yang menghasilkan keadaan itu disebut daerah GM dan lebih terkenal dengan nama plato. Lebar tegangan plato pada tabung GM yang baik mencapai 200 volt. Beda tegangan antara anoda dan katoda pada tabung GM jauh lebih tinggi dari pada tabung ionisasi untuk jenis campuran gas yang sama. Sebagai detektor maka tabung GM hanya mampu mencacah saja, tetapi jauh lebih sensitif dibanding dengan tabung ionisasi dan pencacah sebanding.

#### **4.2.5 Pencacah Kelipan**

Pencacah Kelipan berlandaskan pemancaran cahaya oleh zat tertentu bila terkena radiasi ionisasi. Bahan yang mampu bersifat demikian disebut sintilator. Sifat utama yang dimiliki sintilator ialah intensitas cahaya yang timbul sebanding dengan energi radiasi. Untuk mengubah pulsa cahaya menjadi pulsa listrik digunakan Tabung Photo Multiplier (PMT).

#### **4.2.6 Detektor Semikonduktor**

Detektor Semikonduktor memanfaatkan kenyataan bahwa lapisan tipis pada kedua sisi sambungan p-n kekurangan muatan pembawa. Bila bias balik dipasang pada kristal, setiap elektron dan lubang yang ditimbulkan dalam daerah kekurangan (depleksi) oleh partikel pengion akan tertarik ke ujung kristal sehingga menimbulkan tegangan.

#### **4.2.7 Emulsi Nuklir**

Emulsi nuklir adalah emulsi fotografik yang mempunyai kandungan perak tinggi yang dilapiskan tebal-tebal pada sekeping gelas. Partikel pengionisasi yang melaluinya meninggalkan sejumlah system perak bromide yang telah berubah sehingga setelah dikembangkan akan muncul sebagai barisan butir hitam dari perak koloidal sepanjang lintasan partikel. Dari karakteristik jejaknya dapat diidentifikasi jenis partikel dan energi awalnya.

## PERTANYAAN DAN SOAL-SOAL

1. Jelaskan persamaan dan perbedaan prinsip kerja Ruang Ionisasi, Pencacah Sebanding dan Tabung Geiger Muller?
2. Sebuah partikel  $\alpha$  kehilangan semua energinya di dalam gas sebuah tabung ionisasi dan menghasilkan 12.000 pasangan ion. (a) Berapakah jumlah muatan listrik total dengan tanda yang sama yang dikumpulkan pada pelat. (b) Jika ruang ionisasi memiliki kapasitansi 50 pF dan  $V = 250$  volt, berapakah perbedaan potensial yang ditimbulkannya.
3. Partikel alfa berenergi 4,5 Mev memasuki ruang ionisasi yang berisi udara, dengan laju 300 per detik. Jika semua energi hilang di dalam tabung berapakah arus rata-rata dalam tabung. Secara rata-rata setiap partikel alfa menghasilkan pasangan ion membutuhkan energi 35,2 ev.
4. Sebuah tabung Geiger beroperasi pada tegangan 1200 volt. Kawat sumbu mempunyai diameter 0,3 mm dan silinder luar mempunyai diameter 6 cm. Berapakah medan listrik di antara kedua elektroda.
5. Partikel alfa memasuki jendela mika tabung GM dengan laju tetap 800 cacah per menit. Jika  $10^7$  elektron dikumpulkan dalam tabung untuk setiap lucutan, berapakah arus rata-rata dalam tabung.