

BAB II

DASAR TEORI

2.1. Tinjauan Pustaka

Spektrometer- γ telah beberapa kali menjadi obyek penelitian, dengan berbagai tinjauan ruang lingkup dan tujuan yang berbeda. Agus Subagio (1995) dalam skripsi yang berjudul "*Optimasi Peralatan Compton Supresi System untuk Pengukuran Cuplikan Lingkungan*", telah memaparkan hasil penelitian untuk mencari kondisi optimum pengukuran cuplikan lingkungan menggunakan spektrometer- γ berupa Sistem Penekan Efek Compton (SPEC). Efisiensi pengukuran cuplikan lingkungan dengan sistem ini menjadi parameter utama untuk mencari kondisi optimum yang dimaksud. Efisiensi peralatan SPEC dalam penelitiannya diperoleh dari pencacahan dengan variasi ketebalan cuplikan, jarak sampel-detektor, dan waktu pencacahan. Pengukuran besarnya aktivitas cuplikan lingkungan diperoleh dari perbandingan linier relatif terhadap aktivitas sumber radiasi standar (^{152}Eu). Nilai aktivitas yang diperoleh selanjutnya digunakan untuk menghitung efisiensi pencacahan. Kurva yang diperoleh dari hasil pengeplotan efisiensi versus energi- γ hanya menggambarkan efisiensi pencacahan sebagai fungsi energi- γ untuk cuplikan lingkungan tersebut, dan tidak bisa dijadikan referensi untuk menghitung aktivitas yang sebenarnya dari hasil pencacahan cuplikan, lingkungan yang lain.

Didik Setyono (1995), dalam skripsi yang berjudul "*Sistem Supresi Compton untuk Pemantauan Radioaktivitas Lingkungan*", telah memaparkan hasil penelitiannya dalam ruang lingkup perbandingan spektrometer- γ yang menggunakan

operator anti-koincidensi dengan spektrometer- γ tanpa operator anti-koincidensi. Tujuan penelitiannya adalah untuk memperbaiki batas terendah pengukuran radiasi menggunakan spektrometer- γ yang berupa Sistem Penekan Efek Compton (SPEC) dengan cara menekan efek Compton serendah mungkin. Operator anti-koincidensi dibuat untuk menekan efek Compton. Dengan demikian, secara kualitatif sudah jelas bahwa sistem peralatan dengan operator anti-koincidensi lebih baik dan lebih akurat daripada sistem peralatan tanpa operator ini. Nilai "*Peak to Compton Ratio*" (*P/C*) secara kuantitatif mengilustrasikan keadaan ini. Melihat ruang lingkupnya, tujuan penelitian ini lebih cenderung memberikan analisis kualitatif terhadap kelebihan spektrometer- γ dengan operator anti-koincidensi. Hasil yang diperoleh tidak bisa dijadikan referensi untuk menghitung aktivitas yang sebenarnya dari hasil pencacahan suatu cuplikan lingkungan.

Sugeng Widada (1997), dalam skripsi yang berjudul "*Uji Kualitas pada Sistem Compton Supressi*", memilih ruang lingkup tingkat akurasi dan derajat presisi spektrometer- γ yang berupa SPEC sebagai obyek penelitiannya. Tujuannya adalah untuk menguji tingkat kebenaran pencacahan cuplikan lingkungan dengan sistem ini. Ruang lingkup penelitian yang berkisar pada aspek statistik pencacahan cuplikan lingkungan, hanya memberikan gambaran sejauh mana hasil suatu pencacahan dengan sistem ini dapat dipertanggungjawabkan, dan tidak akan mendukung analisis kuantitatif pada pencacahan suatu cuplikan lingkungan.

Dari paparan di atas, dapat disimpulkan bahwa hasil ketiga penelitian tentang spektrometer- γ di atas belum dapat digunakan untuk menghitung aktivitas mutlak suatu unsur radioaktif yang terkandung dalam suatu cuplikan lingkungan, yang

merupakan permasalahan penting dalam spektrometri- γ . Oleh karena itu diperlukan suatu penelitian yang spesifik guna mengatasi permasalahan tersebut di atas. Berangkat dari peninjauan kalibrasi efisiensi spektrometer- γ , penelitian ini secara spesifik diharapkan dapat menyumbangkan hasil yang bermanfaat bagi upaya pemecahan masalah tersebut.

2.2. Radioaktivitas Lingkungan

Radioaktivitas lingkungan menurut asalnya ada dua macam, yaitu radioaktivitas alam dan radioaktivitas buatan (Wardhana, 1994). Kedua sumber radioaktivitas ini merupakan komponen utama dalam radioekologi dan menyebabkan timbulnya radioaktivitas lingkungan melalui proses peluruhan. Berikut ini akan dijelaskan tentang radioaktivitas alam dan buatan.

a. Radioaktivitas alam

Radioaktivitas alam sudah ada sejak terbentuknya bumi dan alam semesta ini.

Radioaktivitas alam ini dapat berasal dari dalam bumi dan dari luar bumi, yaitu:

1. *Radiasi dari nuklida primordial.* Radionuklida primordial yang mengemisikan radiasi sudah ada sejak terbentuknya bumi dan batuan-batuannya. Radionuklida primordial antara lain ^{40}K serta deretan nuklida hasil peluruhan alam yang terdiri atas deret Uranium ($4n+2$), deret Actinium ($4n+3$), dan deret Thorium ($4n$).

Dosis radiasi yang berasal dari radionuklida primordial merupakan radiasi latar atau cacah latar (*background radiation*), yang sering dipakai sebagai data

basis dalam studi Analisis Mengenai Dampak Lingkungan (AMDAL).

2. *Sinar kosmis*. Sinar kosmis berasal dari luar bumi, yaitu dari energi yang diemisikan oleh bintang yang ada di tatasurya, termasuk matahari. Intensitas energi yang diemisikan oleh matahari besarnya adalah 4×10^{23} erg/detik.

Matahari mengirimkan partikel-partikel sub-atomik ke ruang angkasa. Partikel tersebut bertambah banyak pada saat matahari bersinar terang. Partikel sub-atomik ini disebut sinar kosmis primer dan diduga terdiri atas sejumlah proton, elektron, dan inti atom. Energi yang dibawa oleh sinar kosmis primer ini berorde $10^{10} - 10^{17}$ eV. Sinar kosmis primer pada saat memasuki atmosfer bumi akan berinteraksi dengan inti dan elektron yang ada di atmosfer sehingga menghasilkan sinar kosmis sekunder. Sinar kosmis sekunder ini terdiri atas meson, proton, neutron, elektron, dan foton yang berenergi lebih rendah daripada energi sinar kosmis primer.

Nuklida-nuklida yang dihasilkan oleh reaksi inti sinar kosmis di ruang angkasa disebut nuklida kosmogenis. Beberapa nuklida kosmogenis lainnya terjadi di atmosfer dan jatuh ke bumi bersama angin, hujan, dan salju.

Daya tembus sinar kosmis sangat kuat, bisa menembus bahan-bahan bangunan, batu-batuan bahkan dapat menembus bumi sampai kedalaman kurang lebih 200 meter. Sinar kosmis akan selalu ikut tertangkap pada pengukuran intensitas suatu sumber radiasi. Hasil pencacahan yang berasal dari sinar kosmis disebut cacah latar (*background*).

Radiasi latar berasal dari sumber-sumber: sinar kosmis, jaringan hidup, dan radiasi luar dari radium, serta radionuklida yang terkandung dalam batuan dan tanah (Odum, 1993). Dalam pencacahan radiasi dengan intensitas yang sangat

kecil, masalah cacah latar ini dapat mengganggu hasil pencacahan. Oleh karena itu untuk maksud ini digunakan spektrometer- γ sebagai alat cacah aktivitas rendah.

b. Radioaktivitas buatan

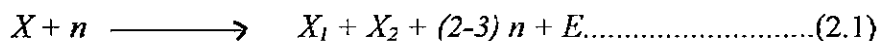
Radioaktivitas buatan timbul karena dibuat manusia, antara lain yang berasal dari hasil ujicoba senjata nuklir yang berupa debu-debu radioaktif, hasil pembelahan (fisi), dan reaksi inti. Dosis-setara-efektif radioaktivitas buatan yang berasal dari ledakan senjata nuklir diberikan pada tabel 2.1 di bawah ini.

Tabel 2.1. Dosis-setara-efektif ujicoba senjata nuklir

Radionuklida	Dosis (mSv)
^3H	0,05
^{14}C	2,60
^{90}Sr	0,18
^{95}Zr	0,29
^{106}Ru	0,14
^{131}I	0,05
^{137}Cs	0,88
^{144}Ce	0,09
Pu dan Am	0,09
Lain-lain	0,08

Sumber : UNSCEAR, 1988 dalam Sasongko (1994)

Reaksi inti yang menghasilkan nuklida-nuklida baru sebagai sumber radioaktivitas buatan dapat terjadi melalui jalan pembelahan (reaksi fisi) dan melalui jalan penggabungan (reaksi fusi). Reaksi fusi pada saat ini masih dalam pengembangan sehingga belum banyak digunakan secara luas, sedangkan reaksi fisi pada saat ini sudah banyak dilakukan. Reaksi fisi di dalam reaktor dilakukan dengan cara menembaki sasaran dengan memakai neutron yang secara umum dapat dituliskan sebagai berikut:



dengan:

X = sasaran yang disebut inti bahan fisil

n = neutron penembak yang semula hanya satu, tetapi kemudian menjadi 2 sampai 3 neutron baru yang merupakan hasil pembelahan.

E = energi hasil pembelahan

X_1, X_2 = inti baru hasil fisi yang berupa inti tidak stabil

2.3. Laju Peluruhan Radioaktif

Setiap nuklida radioaktif mempunyai probabilitas untuk meluruh secara random pada suatu saat. Nilai probabilitas untuk meluruh ini merupakan karakter yang khas untuk setiap nuklida. Laju peluruhan nuklida pada suatu saat dinamakan aktivitas, yang nilainya berbanding lurus dengan jumlah atom-atom radioaktif dalam nuklida tersebut pada saat itu. Secara matematis keadaan ini dapat ditulis dengan persamaan: (Glasstone dan Sesonske, 1981)

$$A = \frac{dN}{dt} = -\lambda \cdot N \dots \dots \dots (2.2)$$

dengan A menyatakan aktivitas, N menyatakan jumlah atom pada saat t , dan λ menyatakan konstanta peluruhan. Jika jumlah atom radioaktif yang diketahui mula-mula adalah N_0 , maka sisa atom radioaktif setelah selang waktu t adalah:

$$\ln \frac{N}{N_0} = -\lambda \cdot t \dots \dots \dots (2.3)$$

atau

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \dots \dots \dots (2.4)$$

dengan N menyatakan jumlah atom radioaktif pada saat t (Glasstone dan Sesonske, 1981).

Dari persamaan (2.4) dapat disimpulkan bahwa peluruhan radioaktif merupakan proses yang berlangsung secara eksponensial.

Waktu paruh (τ) merupakan besaran yang banyak digunakan untuk melukiskan karakter khas suatu radionuklida. Waktu paruh adalah waktu yang dibutuhkan oleh setengah/seperuh jumlah atom radioaktif dari suatu nuklida untuk meluruh. Setelah satu periode waktu paruh, nilai nisbah N/N_0 pada persamaan (2.3) sama dengan $\frac{1}{2}$. Dengan demikian, persamaan (2.3) menjadi: (Kaplan, 1964)

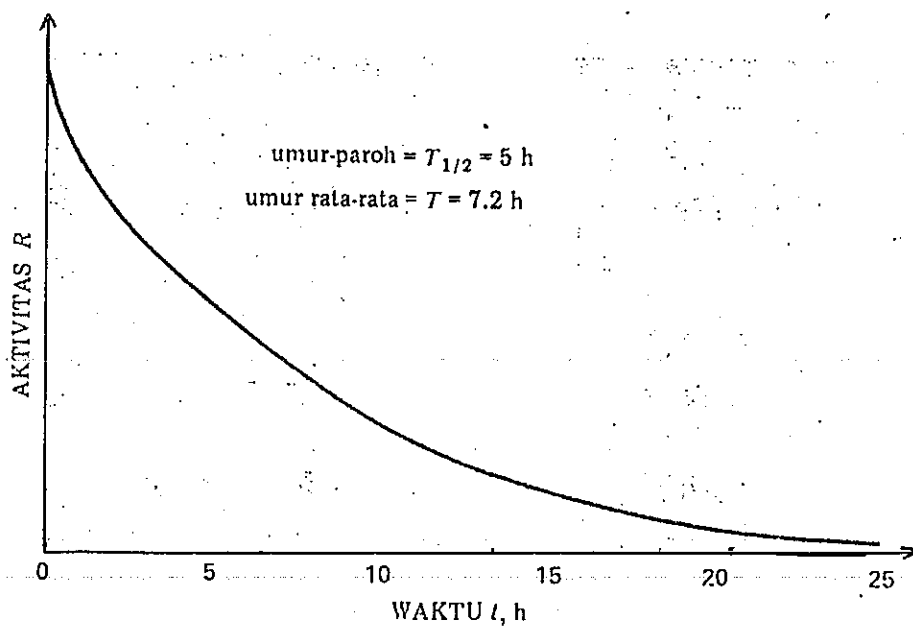
$$\ln \frac{1}{2} = -\lambda \tau \quad (2.5)$$

atau

$$\tau = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad (2.6)$$

Setelah n periode waktu-paruh ($t = n\tau$), fraksi aktivitas yang tersisa adalah

$\left(\frac{1}{2}\right)^n$ aktivitas mula-mula (Beiser, 1991).



Gambar 2.1. Hubungan antara waktu-paruh dan aktivitas radioisotop
 Sumber: Beiser (1981)

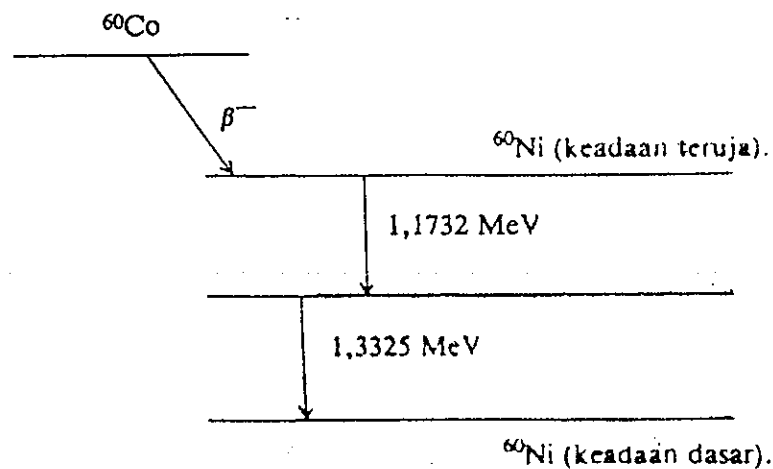
2.4. Peluruhan Foton- γ .

Sebuah inti dapat berada dalam keadaan terikat yang energinya lebih tinggi daripada keadaan dasar. Inti seperti ini berada dalam keadaan tereksitasi (*excited state*) dan akan kembali ke keadaan dasar dengan mengemisikan foton yang energinya sesuai dengan perbedaan tingkat energi antara keadaan awal dan keadaan terakhir dalam transisi yang bersangkutan. Foton yang dipancarkan oleh inti ini disebut foton- γ (Beiser, 1981).

Sebagai contoh proses emisi foton- γ , ditinjau ^{60}Co yang meluruh dan mengemisikan foton- γ menjadi ^{60}Ni melalui emisi partikel- β^- sebagai berikut:



Di sini ^{60}Ni berada dalam keadaan tereksitasi di atas keadaan dasar dan segera mengemisikan foton- γ untuk mencapai keadaan dasar. Gambar 2.2 mengilustrasikan peristiwa ini (Susetyo, 1988).



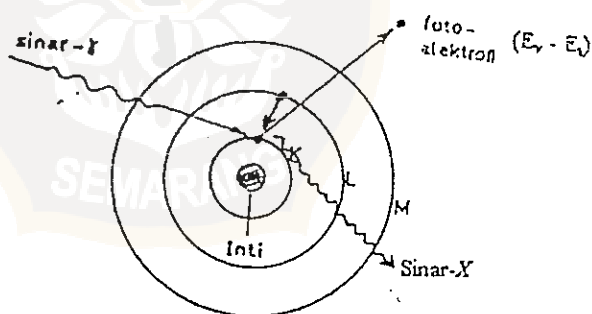
Gambar 2.2. Skema peluruhan ^{60}Co
Sumber: Susetyo (1988)

2.5. Interaksi Foton- γ dengan Materi Detektor

Interaksi foton- γ dengan materi detektor akan menimbulkan tiga proses utama, yaitu efek fotolistrik, hamburan Compton, dan produksi pasangan elektron-positron (Kaplan, 1964).

- a. *Efek fotolistrik.* Pada peristiwa efek fotolistrik seluruh energi foton- γ akan diserahkan pada elektron kulit-K. Bila energi foton- γ ini adalah E_γ maka elektron yang tereksitasi (selanjutnya disebut fotoelektron) memiliki energi kinetik sebesar $E_K = E_\gamma - E_i$, dengan E_i menyatakan energi ikat elektron tersebut (Kaplan, 1964). Eksitasi satu elektron di orbital K menyebabkan satu elektron di orbital L berpindah ke orbital K menggantikan satu elektron orbital K yang tereksitasi tersebut sambil memancarkan energi yang berupa sinar-X. Selanjutnya elektron di orbital M berpindah ke orbital L menggantikan satu elektron orbital L yang berpindah ke orbital K sambil memancarkan sinar-X. Peristiwa berantai ini berlangsung sangat cepat dan

terus-menerus sampai satu elektron di orbital terluar (elektron valensi) berpindah ke orbital satu tingkat di bawahnya. Hampir seluruh sinar-X ini diserap oleh materi detektor dan energinya diserahkan pada fotoelektron yang dilepaskan, sehingga seluruh energi foton- γ sebesar E_γ ini akan diserap oleh materi detektor dan diubah menjadi pulsa-pulsa yang tingginya setara dengan E_γ . Hal ini ditandai dengan munculnya puncak spektrum yang berbentuk agihan Gauss pada nomor salur yang sesuai dengan energi E_γ . Puncak ini disebut puncak fotolistrik atau *photopeak*, yang bentuknya tidak diskrit melainkan berupa agihan Gauss. Hal ini disebabkan oleh gejala peluruhan atom-atom radioaktif yang random dan tunduk pada kaidah-kaidah statistik (Susetyo, 1988).



Gambar 2.3. Skema Efek Fotolistrik
Sumber: Susetyo (1988)

Jika sinar-X yang dipancarkan dapat meloloskan diri tanpa menyerahkan energinya pada fotoelektron, maka akan terbentuk pulsa yang tingginya setara dengan $(E-E_i)$ keV di mana $E_i=10$ keV untuk detektor germanium dan $E_i=28$ keV untuk detektor NaI(Tl). Hal ini ditunjukkan

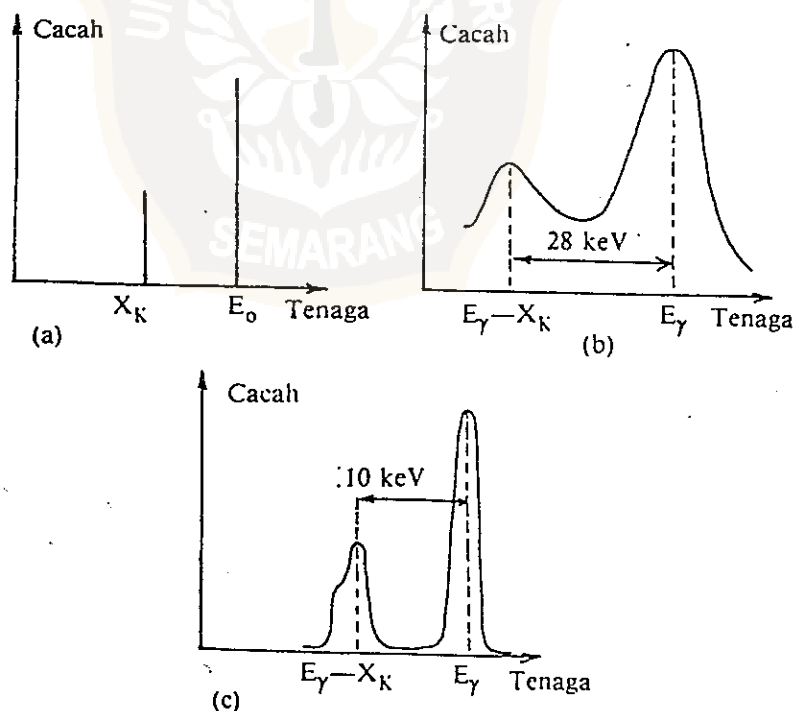
dengan adanya sebuah puncak kecil di sebelah kiri photopeak. Puncak kecil ini disebut puncak lolos (*escape peak*). Gambar 2.4 memperlihatkan puncak-puncak ini (Susetyo, 1988).

Probabilitas terjadinya peristiwa fotolistrik (P_{β}) tergantung pada besar energi foton- γ (E_{γ}) dan nomor atom (Z) materialnya. Sebagai pendekatan, probabilitas ini dapat dituliskan dengan persamaan: (Glasstone dan Sesonske, 1981)

$$P_{\beta} \approx c \cdot \frac{Z^n}{E^3} \quad (2.8)$$

dengan:

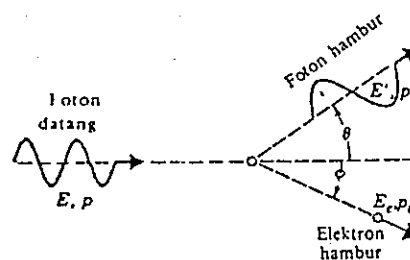
$n, c = \text{konstanta}$



Gambar 2.4. Puncak fotolistrik dan puncak lolos
 (a). spektrum teoritis. (b). spektrum sesungguhnya (NaI(Tl)).
 (c). Spektrum sesungguhnya (HPGe)
 Sumber: Susetyo (1988)

Dengan demikian probabilitas terjadinya efek fotolistrik berbanding lurus dengan nomor atom penyusun materi detektornya dan berbanding terbalik dengan tingkat energi foton- γ yang melewatinya. Kenyataannya efek fotolistrik lebih dominan terjadi jika energi foton- γ yang melewatinya kurang dari 1 MeV (Glasstone dan Sesonske, 1981).

b. *Hamburan Compton.* Pada peristiwa hamburan Compton, foton- γ bertumbukan secara elastis dengan elektron atom penyusun materi detektor. Pada tumbukan ini foton- γ hanya memberikan sebagian energinya pada sebuah elektron dan elektron ini selanjutnya disebut elektron Compton. Elektron ini berkelakuan seperti elektron bebas, karena energi ikatnya jauh lebih kecil daripada energi foton- γ yang menumbuknya (Glasstone dan Sesonske, 1981). Hukum kekekalan energi dan momentum menuntut adanya hubungan antara energi foton- γ terhambur dan elektron Compton dengan sudut hambur kedua partikel ini (Debertin dan Helmer, 1988). Sudut hambur ini diilustrasikan pada gambar 2.5 di bawah ini.



Gambar 2.5. Efek Compton
Sumber: Beiser (1991)

Jika E_γ dan E_γ' masing-masing menyatakan energi foton- γ mula-mula dan energi foton- γ terhambur, maka hubungan keduanya dapat dinyatakan dengan persamaan berikut ini: (Debertin dan Helmer, 1988)

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{(1 + \zeta(1 - \cos\theta))} \dots\dots\dots(2.9)$$

di mana $\zeta = E_\gamma / m_0 c^2$, dengan $m_0 c^2$ menyatakan energi yang setara dengan massa diam elektron. Energi elektron Compton (E_C) dinyatakan dengan persamaan: (Debertin dan Helmer, 1988)

$$E_C = E_\gamma \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + \zeta(1 - \cos\theta)]} \right\} \dots\dots\dots(2.10)$$

Hubungan kedua sudut hambur pada gambar 2.5 dapat dinyatakan dengan persamaan berikut: (Debertin dan Helmer, 1988)

$$\tan\phi = \frac{1}{[1 + \zeta \tan(\theta / 2)]} \dots\dots\dots(2.11)$$

Dari persamaan di atas dapat disimpulkan bahwa jika foton- γ terhambur dengan sudut yang sangat kecil ($\theta \approx 0$) maka $\cos\theta \approx 1$ dan energi elektron Compton akan minimum ($E_C \approx 0$) sehingga energi foton- γ terhambur dianggap sama dengan energi foton- γ mula-mula ($E_\gamma' = E_\gamma$) dan bergerak pada arah yang tetap. Tetapi jika foton- γ terhambur dengan sudut sebesar 180° , maka foton- γ ini mempunyai energi sebesar E_γ' yang dirumuskan dengan persamaan: (Debertin dan Helmer, 1988)

$$E_\gamma' = \frac{E_\gamma}{(1 + 2\zeta)} \dots\dots\dots(2.12)$$

Sementara itu elektron Compton akan memperoleh energi maksimum sebesar: (Debertin dan Helmer, 1988)

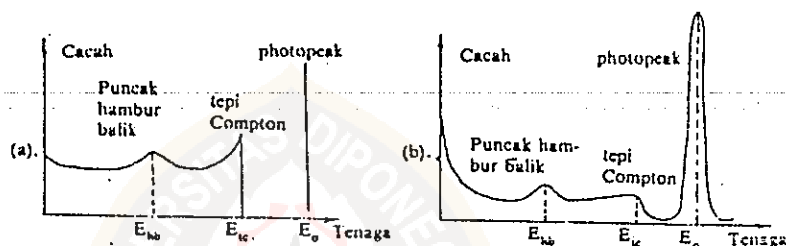
$$E_{C_{\max}} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{1}{2\zeta}} \dots\dots\dots(2.13)$$

Untuk energi elektron Compton dari minimum ($\theta \approx 0$) hingga maksimum ($\theta \approx 180^\circ$) ada suatu spektrum foton- γ yang terbentang dari energi nol sampai maksimum. Batas spektrum energi elektron Compton maksimum ini disebut tepi Compton (*Compton edge*). Pada proses selanjutnya energi elektron Compton sebesar E_C segera diserahkan pada materi detektor. Jika foton- γ yang terhambur itu meloloskan diri, maka akan timbul pulsa yang tingginya setara dengan E_C . Tetapi jika foton- γ terhambur ini berinteraksi lebih lanjut dengan materi detektor kemudian menghasilkan elektron Compton dengan energi sebesar E'_C , kemudian mengalami hamburan dan meloloskan diri lagi, maka akan timbul pulsa yang tingginya setara dengan $E_C + E'_C$. Proses ini berlangsung terus sampai energi foton- γ tersebut diserap seluruhnya oleh materi detektor. Interaksi berantai ini berlangsung sangat cepat sehingga efeknya sama dengan interaksi satu langkah. Akibatnya akan timbul pulsa yang tingginya setara dengan energi foton- γ yang datang mula-mula (Susetyo, 1988).

Selain berinteraksi dengan detektor, foton- γ juga berinteraksi dengan materi di sekitarnya. Yang paling sering terjadi adalah interaksi foton- γ dengan materi perisai (*shield*) detektor. Foton- γ yang terhambur akibat

interaksi foton- γ dengan perisai detektor ini dapat masuk ke detektor dan dapat terdeteksi. Jika sudut hamburannya sama dengan $180^\circ (\theta \approx 180^\circ)$ maka akan dihasilkan puncak kecil yang duduk di atas agihan Compton yang disebut puncak hambur balik atau *backscatter peak* (Susetyo, 1988).

Bentuk spektrum puncak hambur balik dan tepi Compton sebagaimana telah dijelaskan di atas diilustrasikan pada gambar 2.6 di bawah ini:



Gambar 2.6. Spektrum- γ yang berasal dari serapan Compton
 (a). Spektrum teoritis. (b). Spektrum sebenarnya
 Sumber: Susetyo (1988)

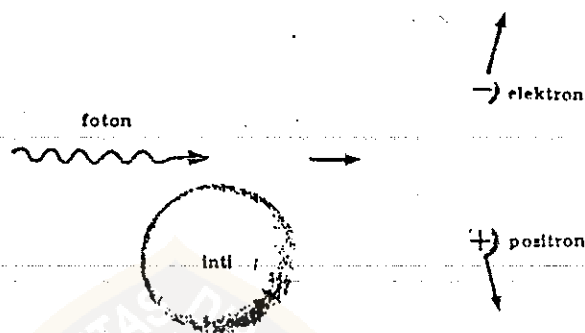
Probabilitas terjadinya hamburan Compton (P_{hc}) semakin besar dengan bertambahnya nomor atom (Z) dan semakin kecil dengan bertambahnya energi (E) foton- γ mula-mula. Sebagai pendekatan, keadaan ini dapat dirumuskan dengan persamaan: (Glasstone dan Sesonske, 1981)

$$P_{hc} = c \frac{Z}{E} \dots \dots \dots (2.14)$$

dengan c menyatakan suatu konstanta.

c. *Produksi pasangan.* Foton- γ dengan energi lebih besar daripada 1,02 MeV yang bergerak mendekati inti atom akan teranihilasi oleh medan listrik yang

sangat kuat di sekitar inti atom dan berubah menjadi pasangan elektron-positron (Glasstone dan Sesonske, 1981). Elektron tersebut mempunyai energi kinetik (E_k) sebesar $E_k = E_\gamma - 2m_0c^2$. Secara skematis produksi pasangan digambarkan sebagai berikut:

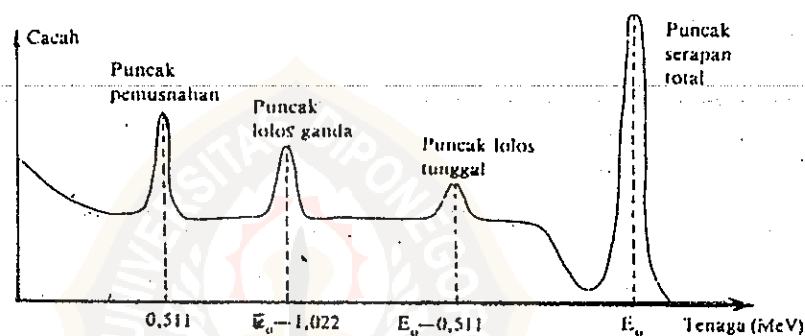


Gambar 2.7. Peristiwa produksi pasangan
Sumber: Beiser (1991)

Positron ini akan berinteraksi dengan elektron lain dan mengalami pemusnahan. Sebagai gantinya akan timbul dua foton- γ baru dengan arah yang berlawanan (Debertin dan Helmer, 1988). Kedua foton ini dapat berinteraksi lebih lanjut dengan materi detektor baik melalui proses fotolistrik maupun hamburan Compton. Ada kemungkinan salah satu atau kedua foton tersebut dapat keluar dari detektor. Jika hanya satu yang keluar dari detektor, maka akan timbul pulsa berupa puncak pada spektrum- γ . Puncak ini dinamakan puncak lolos tunggal (*single escape peak*). Jika kedua foton tersebut dapat keluar dari detektor, maka akan timbul puncak lolos ganda (*double escape peak*). Jika kedua foton tersebut tidak dapat keluar

dari detektor, maka seluruh energi foton- γ yang datang akan diserap oleh materi detektor sehingga timbul puncak serapan total (Susetyo, 1988).

Jika interaksi pembentukan pasangan elektron-positron ini terjadi antara foton- γ dengan dinding perisai detektor, maka akan timbul puncak lagi yang disebut puncak pemusnahan atau puncak anihilasi. Gambar 2.8 di bawah ini mengilustrasikan ketiga puncak tersebut (Susetyo, 1988).



Gambar 2.8. Spektrum- γ yang berasal dari pembentukan pasangan elektron-positron
Sumber: Susetyo (1988)

2.6. Sifat Atenuasi Materi

Foton- γ yang melewati materi akan berinteraksi dengan materi tersebut melalui tiga proses utama yaitu efek fotolistrik, hamburan Compton, dan produksi pasangan. Di samping itu foton- γ juga akan teratenuasi sehingga mengalami pengurangan intensitas (Susetyo, 1988). Jika foton- γ dengan intensitas mula-mula N_0 datang secara tegak lurus pada permukaan suatu materi dengan ketebalan t , maka intensitas foton- γ setelah melewati materi tersebut adalah: (Debertin dan Helmer,

$$N = N_0 e^{-\mu.t} \dots\dots\dots (2.15)$$

dengan:

N : intensitas foton- γ setelah melewati materi

μ : koefisien atenuasi linier materi (cm^{-1})

Bila atenuasi foton- γ terjadi pada materi sumber foton- γ itu sendiri, maka intensitas foton- γ setelah keluar dari materi sumber foton- γ tersebut adalah: (Debertin dan Helmer, 1988)

$$N = N_0 \left(\frac{1 - e^{-\mu.t}}{\mu.t} \right) \dots\dots\dots (2.16)$$

2.7. Detektor Germanium Kemurnian Tinggi (*High Purity Germanium*)

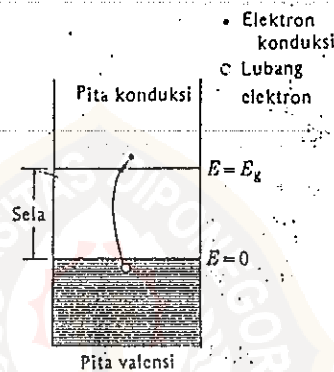
2.7.1. Teori Pita Energi dalam Zat Padat

Elektron-elektron dalam atom hanya dapat menempati orbital atau level energi tertentu. Di antara level-level energi tersebut terdapat level atau celah yang tidak bisa ditempati oleh elektron. Celah energi ini dinamakan energi gap (Vlack, 1985). Bila banyak elektron yang terkoordinir, elektron valensi atau elektron terluar atom-atom tersebut akan membentuk sistem tunggal dari elektron-elektron milik bersama. Sebagai ganti dari masing-masing tingkat energi karakteristik yang terdefiniskan secara tepat pada setiap atom individual, sistem tersebut memiliki pita energi yang terdiri atas banyak tingkat energi terpisah yang sangat berdekatan letaknya (Beiser, 1991).

Pita energi dalam zat padat kristalin bersesuaian dengan tingkat energi sebuah atom, dan sebuah elektron dalam zat padat hanya memiliki energi yang jatuh pada pita energi ini (Beiser, 1991). Pita energi ini mencakup semua tingkat energi yang memuat elektron atom-atom dalam kristal dan disebut pita valensi. Di atas pita

valensi ini terdapat pita penghantar (pita konduksi). Pita valensi dan pita konduksi dipisahkan oleh pita terlarang atau *forbidden band* (Susetyo, 1988).

Pita terlarang dalam bahan semikonduktor relatif lebih sempit daripada pita terlarang dalam bahan isolator, sehingga sejumlah elektron dalam bahan semikonduktor dapat melompat ke pita konduksi melewati pita terlarang jika mendapat energi tambahan. Gambar 2.9 memperlihatkan peristiwa ini (Vlack, 1985).



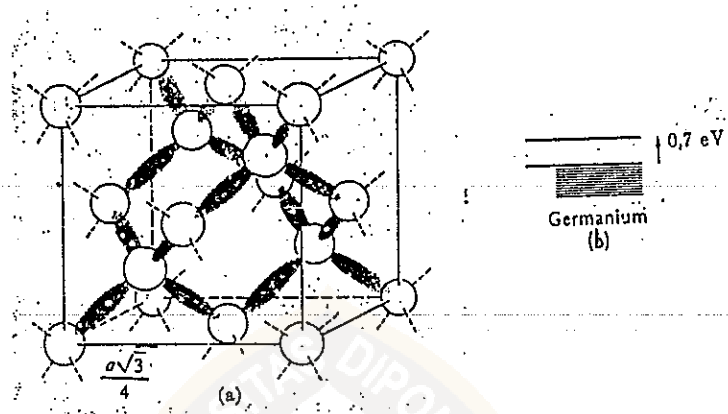
Gambar 2.9. Dalam bahan semikonduktor elektron dapat melompati pita terlarang
Sumber: Vlack (1996)

2.7.2. Kristal Germanium

Kristal Germanium banyak digunakan dalam pembuatan detektor radiasi karena sampai saat ini hanya kristal Germanium yang dapat dimurnikan sampai kadar atom pengotornya kurang dari 10^{10} atom per cm^3 ($3,72 \cdot 10^{-8} \%$). Kristal Germanium yang telah dimurnikan hingga kadar atom pengotornya kurang dari $3,72 \cdot 10^{-8} \%$ ini disebut Germanium Kemurnian Tinggi (*High Purity Germanium*) atau HPGe. Dalam spektrometri- γ detektor semikonduktor HPGe ini lebih dikenal sebagai detektor semikonduktor intrinsik (Susetyo, 1988).

Struktur kristal Germanium memiliki struktur yang sama dengan struktur

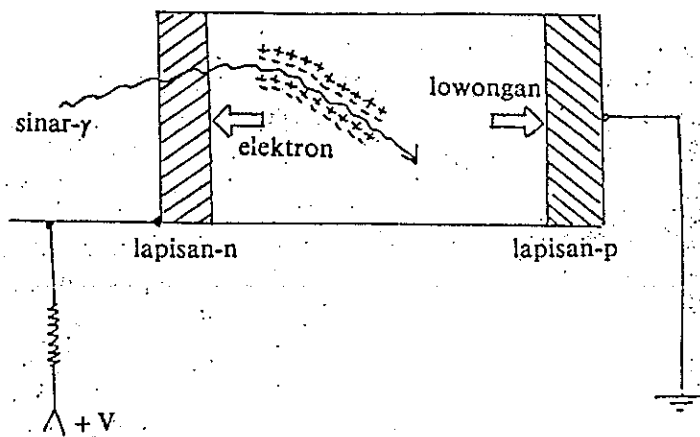
kristal intan, dengan celah energi sebesar 0,7 eV. Satu atom Germanium terikat pada empat atom Germanium yang lainnya melalui ikatan kovalen, membentuk gugusan tetrahedral. Gambar 2.10 di bawah ini mengilustrasikan struktur kristal Germanium dan celah energinya (Vlack, 1985).



Gambar 2.10. (a). Struktur kristal Germanium; (b). Energi gap kristal Germanium.
Sumber: Vlack (1996)

2.7.3. Prinsip Kerja Detektor HPGe

Detektor Germanium kemurnian tinggi (HPGe) dibuat dengan mendifusikan atom-atom donor (pemberi elektron) ke dalam kristal Germanium. Pemberian atom-atom donor ini mengakibatkan terjadinya sambungan p-n dalam kristal detektor. Jika pada sambungan p-n ini dikenakan tegangan balik (*reverse bias*), maka di sekitar bidang kontak pada sambungan p-n ini akan terbentuk daerah intrinsik (Susetyo, 1988).



Gambar 2.11. Skema detektor HPGe.

Sumber: Susetyo (1988)

Jika emisi foton- γ mengenai detektor, maka akan terjadi ionisasi dalam daerah intrinsik sehingga terbentuk lubang-lubang (*holes*) dan elektron-elektron baru. Tegangan balik yang dikenakan pada detektor mengakibatkan lubang-lubang yang baru terbentuk bergerak ke katoda dan elektron-elektron bergerak ke anoda. Peristiwa ini mengakibatkan timbulnya arus listrik pada rangkaian luar dan menimbulkan pulsa yang besarnya setara dengan besarnya energi foton- γ yang diserap oleh detektor. Pulsa ini diterima oleh penguat awal untuk diperkuat dan selanjutnya akan diproses lebih lanjut oleh modul-modul elektronik.

2.8. Kondisi Kalibrasi

Spektrometri- γ adalah suatu metode pengukuran yang bersifat nisbi, artinya prinsip operasionalnya harus didasarkan pada perbandingan relatif antara sumber-sumber yang akan diidentifikasi besaran-besarnya dengan sumber-sumber standar yang telah dikalibrasi. Dengan demikian sebelum suatu perangkat spektrometer- γ dapat dipakai untuk melakukan pengukuran, alat tersebut harus dikalibrasi secara

cermat dan teliti. Ada dua macam kalibrasi yang perlu dilakukan, yaitu: (Susetyo,

1988)

a. *Kalibrasi energi.* Sebagaimana telah dikemukakan pada bagian depan bahwa tinggi pulsa yang dihasilkan oleh detektor dan penguat setara dengan energi foton- γ yang mengenai detektor. Pulsa-pulsa yang sama tinggi dicatat dalam suatu salur dengan nomor tertentu. Dengan demikian, nomor salur akan berkorelasi dengan tingkat energi foton- γ .

Untuk suatu perangkat spektrometer- γ dan satu setting kondisi kerja, perlu diketahui korelasi antara nomor salur dan tingkat energinya. Hal ini dapat dilakukan dengan mencacah beberapa macam sumber radioaktif standar. Bila dibuat plot tingkat energi foton- γ versus nomor salur saluran puncak fotolistrik, maka akan didapatkan satu garis lurus. Plot ini dinamakan kurva kalibrasi tenaga. Korelasi linier ini dapat dinyatakan dengan persamaan:

(Susetyo, 1988)

$$E(x) = a_1 \cdot X + a_2 \dots\dots\dots(2.17)$$

dengan $E(x)$ menyatakan tingkat energi- γ , X menyatakan nomor salur, sedangkan a_1 dan a_2 masing-masing menyatakan konstanta regresi yang dapat ditentukan dengan persamaan-persamaan (Supranto, 1995):

$$a_1 = \frac{n \sum_{i=0}^n x_i \cdot y_i - \sum_{i=0}^n x_i \sum_{i=0}^n y_i}{n \sum_{i=0}^n x_i^2 - \left(\sum_{i=0}^n x_i \right)^2} \dots\dots\dots(2.18)$$

$$a_2 = \frac{\sum_{i=0}^n y_i}{n} - a_1 \frac{\sum_{i=0}^n x_i}{n} \dots\dots\dots(2.19)$$

b. *Kalibrasi efisiensi*. Efisiensi dalam fisika eksperimen didefinisikan sebagai nisbah antara respon suatu instrumen pengukuran (misalnya pembaca skala, arus listrik, jumlah cacah) dengan nilai besaran fisika yang diukur. Dalam spektrometri, besaran fisika yang diukur adalah laju cacah total atau cacah puncak fotolistrik (*photopeak*) dan tingkat energi foton- γ (Debertin dan Helmer, 1988). Ada beberapa macam efisiensi spektrometer- γ , di antaranya adalah: (Susetyo, 1988)

1. *Efisiensi mutlak*, yaitu nisbah antara cacah pulsa yang dihasilkan oleh detektor dan aktivitas mutlak sumber foton- γ yang diukur.
2. *Efisiensi intrinsik*, yaitu nisbah antara cacah pulsa yang dihasilkan oleh detektor terhadap cacah foton- γ yang mengenai detektor.
3. *Efisiensi nisbi*, yaitu efisiensi relatif detektor terhadap detektor yang lain. Biasanya digunakan untuk menyatakan efisiensi detektor Germanium (Ge) relatif terhadap kristal NaI(Tl).
4. *Efisiensi fotolistrik*, yaitu efisiensi untuk pembentukan pulsa-pulsa fotolistrik saja dan bukan pulsa seluruh foton- γ .

Dalam pencacahan secara spektrometri, di mana pencacahan ditujukan pada salah satu energi dari sekian banyak energi dan mode peluruhan yang ada dalam cuplikan, maka efisiensi pencacahan didasarkan pada nisbah antara laju cacah, aktivitas, dan nilai intensitas mutlak. Secara matematis dapat ditulis dalam bentuk persamaan (Susetyo, 1988):

$$\varepsilon = \frac{\text{cpd}}{A Y} \cdot 100\% \dots\dots\dots (2.20)$$

dengan ε menyatakan efisiensi fotolistrik, cpd menyatakan cacah per detik pada puncak fotolistrik (*photopeak*), A menyatakan peluruhan per detik atau aktivitas, dan Y menyatakan kelimpahan mutlak (*yield*).

Nilai efisiensi detektor dapat diperoleh dengan dua cara, yaitu melalui perhitungan geometri dan koefisien interaksi foton- γ dengan materi detektor, atau melalui pencacahan suatu sumber standar yang telah diketahui aktivitasnya. Tetapi cara yang terakhir lebih akurat sehingga lebih banyak digunakan (Legrand, 1973).

Apabila dilakukan pengukuran efisiensi fotolistrik dalam suatu interval energi tertentu, maka dapat dibuat plot efisiensi fotolistrik versus energi foton- γ . Plot ini disebut kurva kalibrasi efisiensi fotolistrik, yang sangat berguna untuk mengetahui aktivitas sesungguhnya dari unsur-unsur radioaktif yang terkandung dalam suatu cuplikan lingkungan dan untuk menganalisis spektrum foton- γ secara kuantitatif.