

BAB II

TINJAUAN PUSTAKA

II.1. Sumber-sumber Radiasi

Disadari atau tidak, semua makhluk hidup berada dalam "lautan radiasi".

Radiasi yang dimaksud adalah radiasi pengion baik yang berasal dari sumber radiasi alam maupun sumber radiasi buatan. Jenis radiasi pengion yang ditimbulkan dapat berupa sinar alpha (α), sinar beta (β), sinar gamma (γ), sinar-x dan neutron (n).

Sinar γ dan sinar-x sebagai gelombang elektromagnet memiliki besaran karakteristik yaitu ; Frekuensi (ν), kecepatan gelombang (v) dan panjang gelombang (λ).

Hubungan panjang gelombang dan frekuensi dapat dituliskan sebagai :

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \dots \dots \dots (II.1)$$

c adalah kecepatan cahaya 3×10^8 m/detik. Sedang energinya dapat dinyatakan dengan persamaan :

$$E = h \nu \dots \dots \dots (II.2)$$

h adalah konstanta Planck $6,62 \times 10^{-34}$ Joule/detik. Dari persamaan (II.1) dan (II.2) diperoleh :

$$E = \frac{h c}{\lambda} \dots\dots\dots(II.3)$$

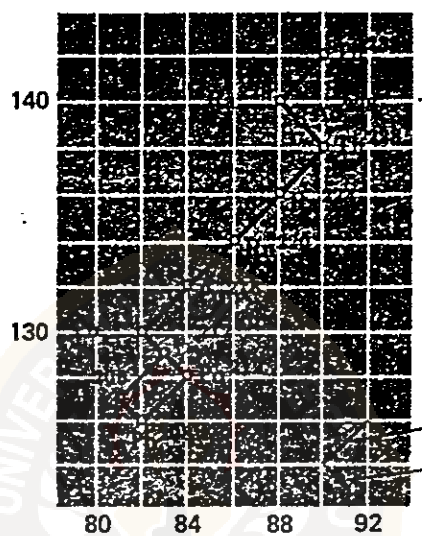
Radiasi sebagai perpindahan energi merupakan suatu pancaran atau rambatan energi yang melalui suatu medium bahan dalam bentuk gelombang. Radiasi pengion yang ditimbulkan mempunyai sifat merusak akibat interaksi radiasi dengan materi yang secara langsung atau tidak langsung menimbulkan pengionan. Akibat pengionan ini akan timbul kerusakan pada isi sel dan menyebabkan sel tidak berfungsi.

II.1.1. Sumber Radiasi Alam

Sumber radiasi yang berasal dari luar yaitu sumber radiasi kosmik yang terdiri atas sumber radiasi primer dan radiasi sekunder. Sinar kosmik primer yang berasal dari galaksi dan matahari mempunyai tenaga tinggi yang memasuki atmosfer bumi dan menghasilkan proton, alpha, karbon, nitrogen, oksigen dan berenergi $10^7 - 10^{14}$ eV. Sinar kosmik galaksi datang dari sistem tata surya sebagian besar terdiri atas partikel bermuatan positif. Sinar kosmik sekunder sebagian menuju ke bumi dan berinteraksi dengan magnet bumi menghasilkan sinar gamma, neutron, proton dan partikel lainnya. Radionuklida yang terbentuk akibat interaksi antara sinar kosmik dengan atom sasaran yang terdapat di atmosfer disebut radionuklida kosmogenik, yaitu Be-7, H-3, C-14, Na-22 dan lainnya.

Radiasi alam yang berasal dari dalam bumi antara lain dapat berasal dari deret Uranium (U-238), deret Thorium (Th-232) dan Potasium (K-40).

Unsur-unsur ini terbentuk di dalam bumi sebagai radionuklida primordial (Ra-226, Rn-220, Pb-212, K-40, Rb-87 dan lainnya).

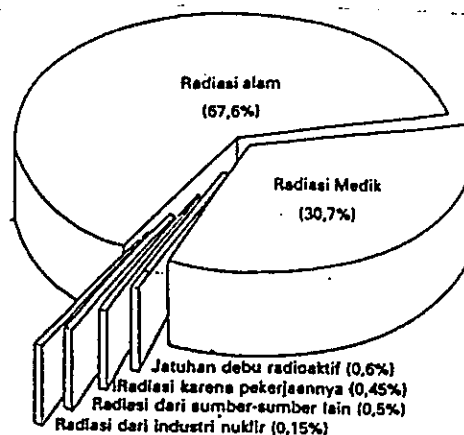


Gambar 1. Deret Th-232 dan anak luruhnya sebagai radionuklida primordial. (Beiser, 1985)

Penyebaran radionuklida kosmogenik di atmosfer relatif kecil dibandingkan dengan radionuklida primordial sehingga tidak berpengaruh pada pencemaran lingkungan. Sebaliknya radionuklida primordial banyak tersebar ke lingkungan. Tingkat radioaktivitas di udara disebabkan terutama oleh gas radon, toron dan anak luruhnya, gas tersebut merupakan hasil luruhan U-238 dan Th-232.

II.1.2. Sumber Radiasi Buatan

Sumber radiasi buatan diperoleh akibat suatu reaksi yang sengaja ditimbulkan manusia untuk memenuhi kebutuhan hidupnya. Sumber-sumber radiasi buatan yang mungkin dapat menimbulkan pencemaran lingkungan, antara lain beberapa produk radioluminesensi (dibuat dari bahan yang mengandung Rn-226, Pm-147, dan H-3, yang dipakai untuk cat khusus agar dapat memancarkan cahaya), produk elektronik (menggunakan bahan radioaktif Kr-85, Pm-147 dan Th-232 agar terjadi prapengionisasi pada gas untuk menghantarkan arus listrik), dan detektor gas (menggunakan Ru-226, Pu-238, Kr-85, Ni-63 dan Am-241). Juga pada kegiatan medik (menggunakan bahan radioaktif Ra-226, C0-60). Sumber radiasi buatan lain yang tak kalah penting adalah dari jatuhnya debu radioaktif dari percobaan nuklir, kecelakaan nuklir atau kebocoran radiasi misalnya Cs-137, Sr-90, Cs-134, I-131, H-3, Pu-239, Ru-103 (radionuklida yang terlepas ke lingkungan ketika terjadi kecelakaan reaktor nuklir di PLTN unit IV di Chernobyl, 26 April 1986).



Gambar 2. Prosentase rata-rata dosis yang diterima manusia setiap tahun.

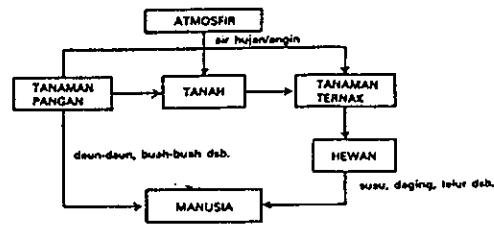
II.2. Jejak Kritik Cs-137 di dalam Lingkungan

Masuknya radionuklida Cs-137 ke lingkungan, kemungkinan dapat mencemari tanah dan air dalam jumlah yang tinggi dan dapat menyebabkan kerusakan-kerusakan biologik pada organisme termasuk manusia. Sifat Cs-137 yang mudah larut dalam air, mempermudah masuknya Cs-137 oleh akar-akar tanaman yang masuk ke dalam seluruh bagian tanaman ; batang, daun, dan buah. Tanaman pada fase pertumbuhan mengendapkan Cs-137 relatif tinggi.

Tanaman dapat langsung dicemari oleh Cs-137, karena radionuklida tersebut melekat pada daun, buah, atau batang. Radionuklida yang mencemari tanaman pada permukaan daun-daun hanya sebagian kecil saja yang terserap ke dalam jaringan tubuh tanaman, sedang sebagian besar akan hanyut terbawa oleh air hujan atau proses-proses lain.

Radionuklida Cs-137 yang mencemari tanaman akan sampai kepada manusia dengan cara langsung bila seseorang makan tanaman (tanaman pangan), sedang secara tak langsung bila memakan bahan makanan dari hewan, antara lain susu, daging dan telur. Jejak kritik radionuklida Cs-137 dari atmosfer masuk ke dalam tubuh manusia dapat diperlihatkan pada gambar 2.

Sifat Cs-137 di dalam tanah dipengaruhi oleh beberapa zat kimia. Mudah atau tidaknya Cs-137 diserap oleh tanaman sangat bergantung pada susunan tanah dimana unsur-unsur terkumpul. Disuatu daerah yang banyak mengandung mineral dan sedikit mengandung zat organik, sukar diserap oleh tanaman. Hal tersebut karena Cs-137 terikat pada kisi kristal dari tempurung (clay) mineral. Jika di dalam tanah konsentrasi potasium tinggi maka penyerapan Cs-137 semakin berkurang. Beberapa daerah tropik terdapat tanah laterit yang mengandung sedikit clay mineral, akibatnya Cs-137 mudah diserap oleh tanaman. Cs-137 lebih mudah dan lebih bebas masuk ke dalam tanaman yang tumbuh di atas tanah organik daripada tanah yang banyak mengandung mineral, karena clay mineral yang terkandung dalam tanah mineral sedikit. (Buletin BATAN Vol V/No.3 Juli 1984)



Gambar 3. Jejak kritik radionuklida Cs-137 dari atmosfer masuk ke dalam tubuh manusia. (Sutarman, 1984)

II.3. Radioaktivitas

Radioaktivitas adalah merupakan gejala spontan meluruhnya inti atom yang tidak stabil untuk mencapai keadaan yang lebih stabil pada akhir peluruhan dengan disertai radiasi berupa zarah atau gelombang elektromagnetik. Perubahan dalam inti atom membawa perubahan dari satu nuklida menjadi nuklida lain atau dari satu unsur menjadi unsur lain.

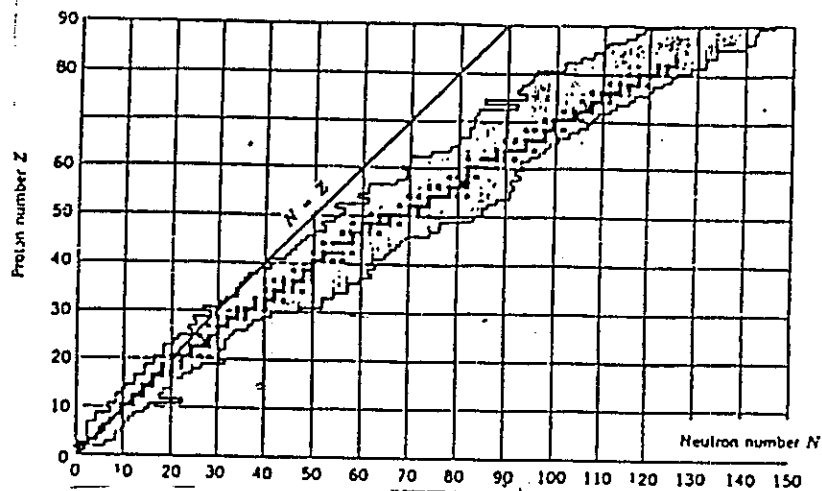
Gejala radioaktivitas pada hakekatnya menunjukkan ketidakstabilan inti atom. Perbandingan cacah neutron dan proton (N/Z) dalam suatu inti atom sangat menentukan kestabilan inti tersebut dan dengan demikian dapat ditentukan apakah inti tersebut bersifat radioaktif atau tidak. Sebagai ilustrasi yang menunjukkan pentingnya harga N/Z terhadap kestabilan inti dapat diperhatikan

isotop-isotop fosfor. Dikenal adanya 7 isotop fosfor yang masing-masing mempunyai 15 proton dan sejumlah neutron yang berbeda-beda banyaknya, mulai dari 13 sampai 19 (lihat tabel 2-1).

Tabel (2-1). Komposisi inti berbagai Isotop Fosfor.

isotop	No. Massa (A)	No. Atom (Z)	Cacah Neutron (N)	N/Z	Sifat Inti
28p	28	15	13	13/15	radioaktif
29p	29	15	14	14/15	radioaktif
30p	30	15	15	15/15	radioaktif
31p	31	15	16	16/15	stabil
32p	32	15	17	17/16	radioaktif
33p	33	15	18	18/15	radioaktif
34p	34	15	19	19/15	radioaktif

Tampak pada tabel 2-1, bahwa stabil atau tidaknya inti phosfor, semata-mata bergantung pada perbandingan harga N/Z. Harga N/Z = 16/15 merupakan isotop stabil, sedang sisanya baik yang mempunyai N/Z < 16/15 ataupun N/Z > 16/15 bersifat radioaktif. (Wisnu Susetyo, 1984).



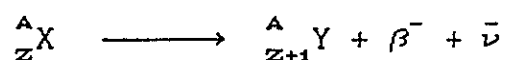
Gambar 4. Hubungan jumlah proton dan neutron untuk kestabilan inti atom (Inti stabil tercetak tebal) (Krane, 1989).

Pada gambar tampak nuklida-nuklida tidak memenuhi seluruh tabel melainkan hanya berada pada suatu pita yang berada disekitar diagonal tabel. Nuklida-nuklida stabil terletak disekitar garis yang ada ditengah-tengah pita yang diduduki oleh nuklida-nuklida itu. Garis ini disebut garis kestabilan.

Pada daerah $N/Z > 16/15$ inti-inti atomnya tidak stabil karena mengandung terlalu banyak neutron dibandingkan dengan protonnya. Untuk menstabilkan dirinya, sebuah neutron (n) akan berubah menjadi proton (p^+). Perubahan ini diikuti dengan pancaran zarah β^- dan sebuah anti neutrino ($\bar{\nu}$).

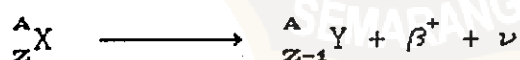
Karena sebuah neutron berubah menjadi proton, maka nomor inti atom yang mengalami peluruhan β^- akan naik satu

sedang nomor massanya tetap. Secara umum peluruhan β^- dituliskan :



Pada daerah $N/Z < 16/15$ inti atom tidak stabil karena terlalu banyak mengandung proton dibandingkan neutronnya. Untuk menstabilkan diri, sebuah proton akan berubah menjadi neutron sehingga menaikkan harga (N/Z) -nya mendekati harga (N/Z) stabil. Perubahan tersebut melalui peluruhan β^+ dan peristiwa tangkapan elektron.

Dalam peluruhan β^+ sebuah proton (p^+) akan berubah menjadi neutron (n) dengan memancarkan sebuah positron (β^+) dan sebuah neutron (ν). Sebagai akibatnya inti atom akan mengalami kenaikan nomor atom, sedang nomor massanya tetap. Secara umum peluruhan β^+ dituliskan :

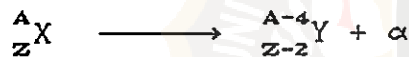


Sedang pada peristiwa tangkapan elektron, proton berubah menjadi neutron dengan jalan menangkap elektron (e^-) dari orbital K atau L. Peristiwa ini dibarengi dengan pancaran neutrino dan sinar-x.



Lowongan elektron pada kulit K atau L yang terjadi akan segera diisi oleh elektron dengan tingkat tenaga yang lebih tinggi dan lowongan baru yang terjadi akibat pengisian orbital K atau L itu juga akan diisi oleh elektron yang berasal dari tingkat tenaga yang lebih tinggi lagi dan demikian seterusnya sampai konfigurasi elektron stabil.

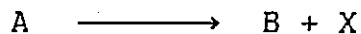
Pada daerah $Z > 83$ ketidakstabilan inti atom terutama disebabkan karena inti atom menjadi besar dan bukan karena perbandingan harga N/Z . Untuk menstabilkan dirinya, inti jenis ini akan memancarkan zarah α . Secara umum peluruhan α sebagai berikut :



II.3.1. Hukum Peluruhan Radioaktif

Suatu radionuklida dapat mengalami satu atau lebih tahap peluruhan dengan mengemisikan partikel atau kuantum sinar sampai terbentuk inti stabil. Momen desintegrasi dari suatu atom tidak dapat diramalkan. Probability peluruhan tidak dapat dipengaruhi oleh kondisi kimia dan fisika nuklida. Dalam hal ini ada beberapa pengecualian, bila elektron orbital ikut berpartisipasi pada proses desintegrasi, misalnya pada penangkapan elektron.

Pada keadaan sederhana A meluruh menjadi B yang stabil dengan memancarkan partikel X.



Banyaknya atom yang meluruh persatuan waktu adalah :

$$- dN/dt = \lambda \cdot N \quad \dots\dots\dots(\text{II.4})$$

λ konstanta peluruhan, merupakan hasil bagi kemungkinan transformasi radioaktif atau inti isomer dW dalam waktu dt .

$$\lambda = dW/dt \quad \dots\dots\dots(\text{II.5})$$

Bila N jumlah atom pada saat t , persamaan (II.5) menjadi :

$$- dN = N dW \quad \dots\dots\dots(\text{II.6})$$

Banyaknya transformasi atau transisi isomer dalam waktu dt adalah :

$$\lambda = - 1/N \cdot dN/dt = A/N$$

A laju peluruhan (aktivitas). Hasil integrasi persamaan (II.4) dengan limit $0 \longrightarrow t$, akan diperoleh :

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}$$

N_0 adalah jumlah inti radionuklida saat t_0 . Waktu paro (T) adalah waktu yang menyatakan jumlah radionuklida yang terdesintegrasi menjadi separo dari mula-mula.

$$N(t=T) = N_0/2$$

Secara eksponensial dapat dinyatakan sebagai berikut :

$$\begin{aligned} T &= \ln 2/\lambda && \dots\dots\dots(\text{II.7}) \\ &= 0,69315/\lambda \end{aligned}$$

Bila persamaan (II.7) dimasukkan dalam persamaan (II.6) akan diperoleh :

$$N = N_0 \cdot e^{(-\ln 2/T) \cdot t} \dots\dots\dots(\text{II.8})$$

Aktivitas dari massa yang diketahui energinya adalah hasil bagi dN^*/dt , dN^* jumlah transisi spontan dalam interval dt . Bila pada waktu tertentu massa radionuklida mengandung N atom, keadaan ini dapat dituliskan sebagai berikut :

$$\begin{aligned} A &= dN^*/dt = - dN/dt \\ &= \lambda \cdot N \end{aligned}$$

Bila A dimasukkan ke dalam persamaan (II.6) dan (II.8) didapat :

$$\begin{aligned}
 A &= A_0 \cdot e^{-\lambda t} \\
 &= A_0 \cdot e^{(-\ln 2/T) \cdot t}
 \end{aligned}$$

(Kenneth Krane, 1992)

II.3.2. Peluruhan Gamma

Setelah inti memancarkan zarah β^- , β^+ , α atau setelah peristiwa tangkapan elektron, inti atom tersebut akan berada dalam keadaan teruja (*excited state*). Inti yang teruja ini akan segera menuju ke keadaan dasar dengan jalan memancarkan radiasi elektromagnetik sinar- γ . Sinar- γ , sama seperti radiasi elektromagnetik lainnya bisa dipandang sebagai paket-paket catu tenaga yang disebut foton γ . Massa dan muatan suatu inti yang memancarkan sinar- γ tetap.

II.3.2.1. Intensitas Nisbi.

Peristiwa pancaran tenaga suatu inti dari suatu keadaan teruja ke keadaan dasar disebut deexitasi (*deexcitation*). Deexitasi suatu anak luruh bisa terjadi melalui pancaran satu sinar- γ tunggal yang tenaganya selisih antara tingkat uja dan tingkat dasar atau melalui suatu riam dari beberapa sinar- γ yang terletak diantara beberapa tingkat tenaga. Proses ini disebut dengan transisi- γ dan tunduk pada kaidah seleksi. Secara umum transisi dapat didifenisikan sebagai perubahan keadaan

tenaga suatu inti atom melalui proses deeksitasi. Bisa juga terjadi suatu proses deeksitasi melalui pancaran dua sinar- γ secara bersama-sama. Gejala ini dinamakan percabangan- γ (*gamma branching*). Dalam hubungan dengan ini perlu diketahui suatu besaran penting dalam spektrometri- γ yang disebut intensitas mutlak.

II.3.2.2. Transisi Isomerik

Umur rerata suatu keadaan teruja pada umumnya sangat singkat, yaitu 10^{-9} - 10^{-13} sekon. Akan tetapi apabila transisi- γ dari tingkat uja yang pertama atau kedua menuju tingkat dasar adalah transisi yang "sangat terlarang" maka transisi semacam ini dapat diukur. Inti-inti suatu radionuklida yang sama tetapi berbeda tingkat tenaganya disebut isomer inti. Transisinya disebut Transisi Isomerik.

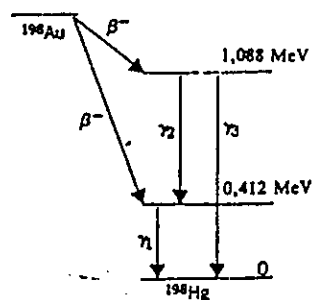
Pada hakekatnya semua transisi- γ adalah transisi isomerik. Keduanya dibedakan hanya karena transisi isomerik mempunyai waktu paro transisi yang dapat diukur.

II.3.2.3. Konversi Internal

Sinar- γ yang dipancarkan oleh inti atom dapat berinteraksi dengan elektron-elektron pada orbital atom itu sendiri. Biasanya interaksi semacam ini terjadi pada kulit-K, L, atau M. Sinar- γ akan menyerahkan seluruh tenaganya kepada elektron dan elektron akan dipancarkan

keluar dari sistem atom dengan tenaga gerak sebesar tenaga sinar- γ dikurangi tenaga ikat elektron. Peristiwa ini dinamakan *konversi internal* dan elektron yang dipancarkan keluar dinamakan *elektron konversi*. Sebagai lanjutan proses konversi internal, lowongan yang ditinggalkan oleh elektron konversi akan segera diisi oleh elektron yang berada pada tingkat tenaga lebih tinggi dan lowongan baru akan diisi oleh elektron dari tingkat tenaga yang lebih tinggi dan demikian seterusnya sampai konfigurasi elektron stabil. Penataan kembali elektron-elektron ini mengakibatkan pancaran sinar-x yang karakteristik untuk tiap radionuklida.

Dalam suatu peluruhan γ , sinar- γ yang dihasilkan tidak seluruhnya mengalami konversi internal, sebagian yang lain akan dipancarkan keluar dari sistem atom dan berinteraksi dengan materi di sekitarnya. Tingkat kebolehjadian terjadinya konversi internal dinyatakan dalam suatu besaran yang disebut koefisien konversi dan besarnya tergantung pada nomor atom inti, tenaga dan jenis transisi gamma. (Wisnu Susetyo, 1983)



Gambar 5. Beberapa sinar γ yang dipancarkan menyusul peluruhan β

II.4. Interaksi Sinar Gamma Dengan Materi

Interaksi sinar γ dengan detektor pada hakekatnya adalah interaksi sinar γ dengan materi. Sehingga suatu berkas sinar γ yang berinteraksi dengan detektor akan mengalami tiga proses utama, yaitu :

- efek foto listrik
- hamburan Compton
- pembentukan pasangan

Melalui ketiga proses ini, sinar γ menyerahkan sebagian atau seluruh tenaganya pada materi detektor dan sebagai hasilnya dilepaskan elektron-elektron bebas yang dipergunakan dalam proses selanjutnya.

II.4.1. Efek Fotolistrik

Foton γ yang mengalami efek fotolistrik dalam interaksinya dengan detektor akan menyerahkan seluruh tenaganya pada elektron kulit K dari detektor.

Sebagai akibat dari tumbukan elektron akan dipancarkan keluar dari atom dengan tenaga gerak sebesar :

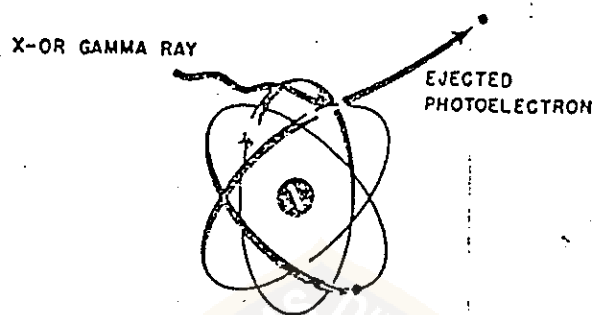
$$E_e = E_\gamma - W \quad \dots\dots\dots(\text{II. 9})$$

E_e adalah tenaga kinetik elektron, E_γ tenaga foton γ dan W tenaga ikat elektron. Elektron yang dipancarkan disebut foto elektron.

Setelah foto elektron dibebaskan keluar dari sistim atom, maka sebagai akibat pengaturan kembali konfigurasi elektron akan dipancarkan sinar-x atau elektron Auger. Hampir semua sinar-x akan langsung diserap oleh bahan detektor dan tenaganya akan diserahkan pada foto elektron yang dilepaskan. Seluruh tenaga sinar γ sebesar E_0 keV, diserap oleh detektor dan diubah menjadi pulsa-pulsa yang tingginya sebanding dengan E_0 . Ini ditunjukkan dengan munculnya puncak berbentuk fungsi Gauss pada nomor salur yang bersesuaian dengan tenaga E_0 keV. Puncak semacam ini dinamakan puncak foto listrik atau photopeak.

Untuk tenaga sinar γ yang cukup besar, foton-fotonnya mempunyai kemampuan menembus kristal detektor lebih dalam sebelum berinteraksi. Dengan demikian sinar-x lebih sukar meloloskan diri dari detektor. Sehingga puncak lolos yang timbul hanya akan nampak untuk $E_\gamma < 100$ keV. Hal ini juga disebabkan karena daya pisah detektor semakin turun dengan naiknya tenaga sinar γ .

Sehingga pada tenaga sinar $\gamma > 100$ keV kemampuan detektor untuk memisahkan photopeak dan puncak lolos menjadi berkurang.



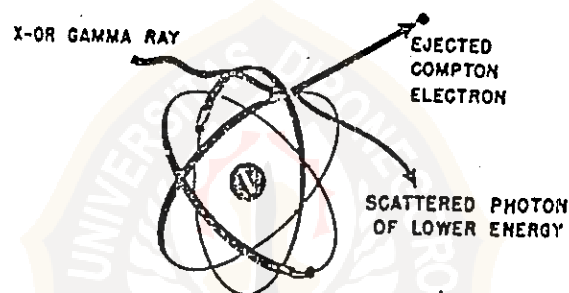
Gambar 6. Efek Fotolistrik

II.4.2. Hamburan Compton

Hamburan Compton terjadi antara foton γ dan sebuah elektron bebas atau yang terikat lemah, yang berada pada kulit terluar suatu atom. Bila foton γ menumbuk elektron jenis ini, maka berdasarkan hukum kekekalan momentum tidak mungkin elektron dapat menyerap seluruh tenaga foton γ . Foton γ hanya akan menyerahkan sebagian tenaganya kepada elektron kemudian terhambur menurut sudut θ terhadap arah gerak foton mula-mula. Elektron yang terlepas disebut elektron Compton. Tenaga sinar gamma yang terhambur setelah tumbukan merupakan fungsi tenaga mula-mula dan sudut hamburan :

$$E_{\gamma} = \frac{E_0}{1 + (E_0/m \cdot c^2) \cdot (1 - \cos \theta)} \dots\dots\dots(II.10)$$

E_{γ} adalah tenaga sinar gamma terhambur, E_0 tenaga sinar gamma mula-mula, m_0 massa diam elektron, c laju cahaya dalam hampa, θ sudut hamburan.



Gambar 7. Hamburan Compton

Berdasarkan hukum kekekalan tenaga, tenaga elektron Compton adalah :

$$E_e = E_0 - E_{\gamma} \dots\dots\dots(II.11)$$

Bila harga E_{γ} disubstitusikan dari (II.16) diperoleh :

$$E_e = \left[\frac{\left(\frac{E_0}{m_0 \cdot c^2} \right) \cdot (1 - \cos \theta)}{1 + \left(\frac{E_0}{m_0 \cdot c} \right) \cdot (1 - \cos \theta)} \right] \dots (II.12)$$

Pada saat elektron Compton akan menerima tenaga maksimum, terjadi tumbukan frontal dengan $\theta = 180^\circ$ terhadap elektron sehingga tenaga elektron Compton adalah :

$$E_e (\text{max}) = \frac{E_0}{1 + \left(\frac{m_0 c^2}{2E_0} \right)} \dots (II.13)$$

Dalam peristiwa hamburan Compton ini terjadi baik gejala hamburan maupun serapan. Pada daerah tenaga gamma $\pm 1,6$ MeV kedua gejala ini mempunyai kebolehjadian yang sama untuk terjadi. Pada daerah $> 1,6$ MeV lebih dominan, sedang di daerah $< 1,6$ MeV gejala hamburan menjadi lebih penting. Bila sudut antara elektron Compton dengan arah sinar γ mula-mula φ , maka sudut tersebut dinyatakan :

$$\text{tg } \varphi = \frac{1}{1 + \left(\frac{E_0}{m_0 c^2} \right) \cdot \text{tg } (\theta/2)} \dots (II.14)$$

Ini berarti bahwa elektron Compton selalu terhambur ke depan (karena φ antara $0^\circ - 90^\circ$). Kebolehjadian ini akan naik pada daerah sudut yang kecil dengan naiknya tenaga foton.

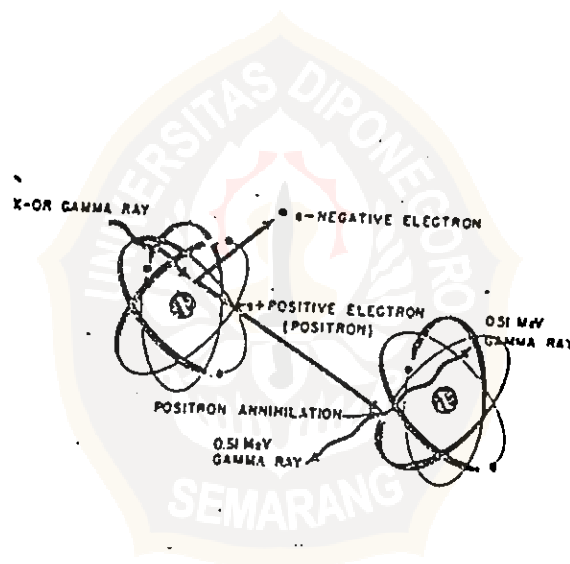
Sinar gamma yang terhambur dan meloloskan diri dapat berinteraksi lebih lanjut dengan detektor. Proses ini dapat berlangsung terus sampai seluruh tenaga gamma, E_0 , diserahkan seluruhnya pada detektor. Untuk hamburan $\theta = 180^\circ$, dihasilkan sebuah puncak kecil yang 'duduk' di atas agihan Compton, disebut puncak hambur balik (back scatter peak). Tenaga puncak hambur balik dapat dihitung dengan :

$$E_{\text{hambur balik}} = \frac{E_0}{1 + 2 \left(\frac{E_0}{m_0 \cdot c^2} \right)} \dots \text{(II.15)}$$

II.4.3. Pembentukan Pasangan

Interaksi sinar gamma dengan tenaga $E_0 = 1,022$ MeV dapat mengakibatkan hilangnya dua foton dan membentuk pasangan elektron positron. Apabila tenaga sinar gamma mula-mula adalah E_0 MeV kelebihan tenaga sebesar $(E_0 - 1,022)$ MeV akan dibagikan antara elektron dan positron. Elektron akan menyerahkan tenaganya kepada kristal detektor, sedang positron akan bergabung dengan elektron yang lain dan mengalami pemusnahan. Sebagai ganti dipancarkan dua foton yang bertolak belakang dan masing-masing mempunyai tenaga sebesar $0,511$ MeV. Kedua foton ini dapat berinteraksi lebih lanjut dengan detektor melalui proses fotolistrik maupun hamburan Compton. Bisa juga salah satu atau kedua foton anihilasi itu meloloskan diri keluar dari detektor. Jika salah satu foton berhasil

meloloskan diri akan timbul pulsa yang tingginya setara dengan $(E_0 - 0,511)$ MeV yang disebut puncak lolos tunggal (single escape peak). Dan bila kedua foton anihilasi itu dapat meloloskan diri dari detektor akan timbul puncak lolos ganda (double escape peak) yang bertenaga $(E_0 - 1,022)$ MeV. Jika kedua foton anihilasi tidak ada yang meloloskan diri, berarti seluruh tenaga sinar gamma diserahkan pada detektor dan puncak yang dihasilkan adalah puncak dengan tenaga sebesar E_0 .



Gambar 8. Pembentukan Pasangan.

Jika sinar gamma yang dideteksi mempunyai tenaga $> 1,5$ MeV, akan timbul puncak anihilasi pada $0,511$ MeV sebagai interaksi antara foton gamma dengan dinding perisai timbal.