

MENYUSUN PENGESAN SINAR GAMMA YANG
MEMPUNYAI SAMBUTAN BERKADARAN

Oleh

AMIR ACHMAD

Tesis yang diserahkan untuk memenuhi
sebahagian keperluan bagi
Ijazah Sarjana Sains

Disember 1982

KATA PENGHARGAAN

Pertama sekali, penulis menyatakan amat berterima kasih kepada Bahagian Latihan dan Biasiswa, Kementerian Pelajaran Malaysia, yang telah memberikan biasiswa kepadanya sejak dari akhir tahun 1980 hingga selesai, dan telah memberi bantuan untuk belajar di Universiti Sains Malaysia; tanpa biawiswa dan bantuan tersebut maka kajiannya di U.S.M., Pulau Pinang, tidak terbayangkan, dan penulisan tesis inipun, jadinya, sesuatu yang tidak mungkin. Penulis ingin merakam di sini rasa berhutang budinya dan rasa terima kasihnya kepada Encik Ibrahim bin Ismail, Atase Pendidikan Malaysia di Jakarta, atas segala kemurahan hatinya membukakan jalan kepada penulis mendapatkan kesempatan dan mendapatkan biasiswa tersebut.

Penulis menyatakan terima kasih sebesar-besarnya kepada Prof. A.M. Ghose, sebagai penyelia, yang telah berkenan mempergunakan banyak masanya yang berharga, dengan kegembiraan yang tetap. Dengan penuh kegirangan, keramahan, kesabaran, rasa simpati dan ketekunan membimbing penulisan tesis ini. Penulis telah mendapat keuntungan dari nasihat-nasihatnya berbobot ilmiah yang dengan murah hati diberikannya kepada penulis; tanpa dia tesis ini tidak akan dapat diselesaikannya dengan saksama. Selain itu beliau juga telah memberikan gambaran dan galakan untuk penyelidikan dan pengkajian seterusnya untuk masa hadapan. Dan tak lupa penulis menyatakan banyak terima kasih kepada Prof. Madya Dr. Chong Chon Sing, sebagai ahli jawatankuasa penyeliaan, yang telah banyak memberikan perhatian,

bantuan, petunjuk dan nasihat dalam menyelesaikan tesis ini, terutama dalam pelaksanaan amali. Juga penulis menyatakan terima kasihnya kepada Dr. Fun Hoong Kun dan Dr. Hu Shze Jer yang telah memberikan perhatiannya dan nasihat sebagai ahli jawatankuasa penyeliaan.

Penulis mengungkapkan rasa terima kasih dan penghargaan setinggi-tingginya kepada pihak Universiti Sains Malaysia yang telah memberikan segala kemudahan dan bantuan selama penulis membuat kajian di sini. Terutama kepada bekas Naib Canselor, Universiti Sains Malaysia, Yang Berbahagia Tan Sri Datuk Hj. Hamdan Sheikh Tahir, penulis ingin menyatakan terima kasih dan penghargaan setinggi-tingginya atas budi baiknya, perhatiannya, bantuannya dan galakannya dalam melanjutkan kajian di U.S.M. dan menyelesaikan tesis ini. Khususnya, penulis menyatakan terima kasih sebesar-besarnya kepada Dekan dan Timbalan Dekan, Pusat Pengajian Sains Fizik, U.S.M., Prof. Madya Dr. Ratnalingam R. dan Prof. Madya Dr. Karsono Ahmad Dasuki yang telah banyak memberikan perhatian serta bantuan yang diperlukan.

Dan tak lupa penulis mengucapkan rasa terima kasihnya kepada para pembantu makmal biofizik am, yang perlu penulis nyatakan namanya di sini: Burhanudin Wahi, Shanmugam, Tan Ik Siang, yang dengan bermurah hati berkenan memberikan kerjasama yang baik serta memberikan bantuan dan nasihat dalam pelaksanaan ujikaji. Selain itu penulis ingin juga menyatakan terima kasihnya kepada juru-juru teknik bengkel yang telah memberikan kerjasama yang baik serta membantu membuatkan alat kelengkapan yang diperlukan pada ujikaji.

Juga penulis memberikan penghargaan dan terima kasih kepada jurutaip dan yang memperbanyak serta menjilid tesis ini. Dan juga penulis menyatakan terima kasih kepada rakan-rakan dan teman-teman baik langsung maupun tidak langsung telah memberikan sokongan moril dan perhatiannya.

Penulis menyatakan amat berterima kasih kepada Pemerintah Republik Indonesia, khususnya kepada Rektor Universitas Padjadjaran Bandung, kepada Dekan, Fakultas Ilmu Pasti dan Pengetahuan Alam UNPAD, dan kepada Ketua Jurusan Fisika FIPPA UNPAD, yang telah memberikan kesempatan, izin dan sokongan kepada penulis melanjutkan pelajarannya di luar negeri.

Terlebih lagi, kepada isteri penulis, Nurhajati Junus, serta anak-anak kami - Jus, Janti, Ita, Firdaus, Fauzi, Farisi - dan kepada ibunda, sudah sepatutnyalah menerima pernyataan terima kasih penulis atas kesabaran dan ketabahan mereka; mereka sungguh telah pula menjadi penyokong kekuatan kepada penulis.

Di atas segala-galanya, pernyataan syukur tertuju kepada Allah Yang Maha-pemurah lagi Maha-pengasih, yang telah berkenan menganugerahkan karunia kesempatan yang tak ternilai kepada penulis untuk mempelajari dan mengkaji setitik air dalam luasan samudera Sabda dan Karya-Nya, nun di sana jauh dari keluarga dan tanah airnya.

Semoga Allah Subhana-Hu wa Ta'ala melimpahkan rahmat pahala kepada mereka yang telah memberikan pertolongan, perhatian dan simpati mereka kepada penulis tesis ini. Amin.

(Amir Achmad)

Pusat Pengajian Sains Fizik,
U.S.M., Pulau Pinang,
Malaysia.

KANDUNGAN

	MAKASURAT
Kata Penghargaan	ii
Jadual Kandungan	v
Intisari	vii
Abstract	ix
BAB I	
Pendahuluan	1
BAB II	
Interaksi Sinaran-Gamma Dengan Jirim	7
2.1 Pendahuluan	7
2.2 Kesan Fotoelektrik	10
2.3 Serakan Foton oleh Elektron	12
2.4 Pengeluaran Pasangan	16
2.5 Prosedur Penyisipan	17
BAB III	
Sambutan Pembilang Sintilasi Lazim Untuk Sinar Gamma Berbagai Tenaga	20
3.1 Sistem Pembilang Sintilasi Umum	20
3.2 Tinggi Denyut dan Tenaga	23
3.3 Mengesan Sinar- γ dengan Pembilang Sintilasi	25
3.4 Kecekapan Pembilang Sintilasi untuk Mengesan Gamma	31

MUKASURAT

BAB IV

Sambutan Berkadaran Alat Pengesan Sinar- γ	40
4.1 Pendahuluan	40
4.2 Teori Umum Sistem-Sistem Pengesan-Berturas	41
4.3 Faktor Kekadaran Sambutan	43
4.4 Sistem-Sistem Turas Tunggal	45
4.4.1 Turas Tunggal Yang Digunakan Secara Selanjar	45
4.4.2 Hal Umum	46

BAB V

Penentusahan Ujikaji	49
5.1 Persiapan Ujikaji	49
5.2 Kiraan Berdasarkan Teori	50
5.3 Analisis Spektrum Sinar-Gamma	53
5.4 Menaksir Ralat	59
5.4.1 Batas-Batas Ralat Nilai ϵ Dari Hasil Teori	59
5.4.2 Ralat-Ralat Nilai ϵ dari Hasil Pengukuran	61
5.5 Hasil Ujikaji Untuk Hantaran Menerusi Turas	64
5.5.1 Turas Parafin Yang Tebalnya 35.58 g/cm^2	64
5.5.2 Turas Aluminium Yang Tebalnya 44 g/cm^2	65

BAB VI

Kesimpulan	67
LAMPIRAN A	71
LAMPIRAN B	73
LAMPIRAN C	74
LAMPIRAN D	76
BIBLIOGRAFI	77

INTISARI

Ditunjukkan di dalam tesis ini bahawa satu sistem pengesan foton, yang terdiri dari satu pembilang sintilasi biasa, kristal NaI(Tl), yang dihadapannya diletakkan beberapa turas dari bahan-bahan yang sesuai, kecekapannya dapat dibuat berubah dengan tenaga foton datang parapaksi, menurut sifat yang ditentukan terlebih dahulu. Perkara ini dapat diperolehi dengan menyusun suatu formulasi di mana dengan formulasi itu memungkinkan kita dapat menyepadankan kecekapan ϵ_i bagi sistem pembilang untuk foton-foton bertenaga E_i dengan kecekapan yang diinginkan yang ditentukan oleh satu fungsi sambutan $R(E_i)$. Beberapa pembolehubah yang digunakan di dalam pepadanan tersebut ialah sifat alam dan tebal bahan turas berserta dengan sebahagian lamanya masa turas itu berada di dalam bim foton yang sedang kita kaji. Berdasarkan penentuan kuasadua terkecil dapatlah dicari nilai-nilai optimum parameter di atas.

Di dalam tesis ini kita menggunakan tatacara yang telah diungkapkan di atas, untuk menyusun satu sistem pengesan sinar- γ yang kecekapannya ϵ_i berkadar dengan tenaga E_i bagi foton-foton yang datang ke atas sistem pengesan itu secara parapaksi. Parameter-parameter optimum yang telah didapati untuk parafin (sebenarnya $(CH_2)_n$) dan aluminium ialah:

parafin: tebal 36 g/cm^2 , sebahagian tempoh hadir 0.997

aluminium: tebal 44 g/cm^2 , sebahagian tempoh hadir 0.996.

Parameter-parameter optimum ini digunakan untuk menghasilkan sistem-sistem yang sambutannya berkadar di dalam praktis. Kecekapan-kecekapan sistem itu diukur untuk selang tenaga foton dari 145 sampai 1332 keV. Hasil-hasil ujikaji kita bandingkan dengan nilai-nilai ramalan secara teori dan hasilnya memuaskan.

Untuk membandingkan pembilang dari berbagai jenis yang sambutannya berkadar, maka ditakrifkanlah satu faktor performans P . Selain dari sebagai satu pemalar tambahan, sebenarnya P ialah nisbah nilai purata ϵ_i/E_i dengan sisihan punca purata kuasaduanya meliputi seluruh selang tenaga foton-foton yang dipertimbangkan. Nilai P untuk sistem pengesan yang disusun di dalam penyelidikan sekarang ini, peringkat besarnya kebanyakan lebih besar daripada sistem terbaik yang telah dibuat sebelumnya.

Penggunaan keupayaan sistem ialah serakan-balik, pengukuran-pengukuran albedo dan dosimetri, dan ini telah dibahaskan juga. Ditunjukkan juga tujuan bidang kegiatan penyelidikan-penyelidikan masa hadapan berkenaan dengan subjek penyelidikan yang sekarang ini.

ABSTRACT

It has been shown in this thesis that a photon detector system, consisting of a conventional scintillation counter, NaI(Tl) crystal, prefaced by filters of suitable materials, can be made to have its efficiency vary with the energy of paraxially incident photons, in a predetermined manner. This has been achieved by developing a formulation by which it is possible to match the efficiency ϵ_i of the counting system for photons of energy E_i with the desired efficiency given by a response function $R(E_i)$. The variables used in this matching are the nature and thicknesses of the filter material along with the fraction of time they are present in the photon beam under study. A simple least square fit gives the optimum values of the above parameters.

In the present thesis we have used the formalism referred to in the above, for developing a γ -ray detector system whose efficiency ϵ_i is proportional to the energy E_i of the photons which are paraxially incident on the detector system. The optimum parameters found for paraffin (essentially $(CH_2)_n$) and aluminium were

paraffin: thickness 36 g/cm^2 , fraction of time present 0.997.

aluminium: thickness 44 g/cm^2 , fraction of time present 0.996.

The optimum parameters were used to realise proportional response systems in practice. The efficiencies of the systems were measured for the energy interval of photons from 145 to 1332 keV. The experimental results were compared with the theoretically predicted values and the agreement was found to be satisfactory.

To compare proportional response counter of different types, a performance factor P defined. Apart from an additive constant, P was essentially the ratio of the mean value of $\frac{\epsilon_i}{E_i}$ to its r.m.s. deviation over the whole energy interval of photons under consideration. The value of P for the detector system developed in the present investigations, was almost an order of magnitude greater than the best system described previously.

The potential use of the system is backscattering, albedo measurements and dosimetry has been discussed. The scope of future researches in the subject of the present investigations have been indicated.

BAB I

PENDAHULUAN

Perkembangan pembuatan berbagai macam jenis alat pengesan (detektor) merupakan satu bidang penting bagi penyelidikan-penyelidikan di dalam Fizik Sinaran. Pengkajian dalam pembuatan alat pengesan dapat dibahagikan menjadi dua kumpulan. Kumpulan pertama ialah berkenaan dengan pembuatan jenis-jenis alat pengesan baharu. Yang terkenal, misalnya, bagaimana kemajuan pembuatan alat pembilang (counter) sintilasi berkecekapan tinggi, di mana segera setelah berakhirnya Perang Dunia II, membawa Fizik Sinaran memasuki zaman baharu. Begitu pula setelah ditemukan alat pengesan semikonduktor yang berkuasa-beza tinggi memungkinkan orang dapat mengembangkan Fizik Sinaran tulen dan guna untuk menyelidiki bidang pengetahuan yang masih belum ditemukan sehingga kini. Kumpulan kedua bagi keaktifan perkembangan alat pengesan ialah berkenaan dengan penggunaan alat-alat pengesan yang sudah wujud menurut cara yang lain lagi. Penyelidikan-penyelidikan yang akan dibuat di dalam tesis ini termasuk ke dalam kumpulan kedua. Alat pengesan yang dipakai di dalam penyelidikan ini ialah pembilang sintilasi yang lazim; terbukti, dengan memasang satu turas yang sesuai dihadapan pembilang itu, dapatlah kita membuat sistem-sistem alat pengesan baharu dengan beberapa ciri-ciri yang dikehendaki, yang tidak terdapat pada pembilang sintilasi yang lazim. Kerana sistem alat pengesan baharu yang dirancang di dalam tesis ini mempunyai satu keupayaan besar untuk dapat digunakan kepada hantaran sinaran di dalam

bahantara pukal (bulk), maka secara ringkas akan kita kaji beberapa perkembangan di dalam bidang tersebut, supaya dapat memanfaatkan jenis alat pengesan baharu itu guna kemajuan penyelidikan yang bertalian dengan ujikaji.

Untuk rekaan pelindung-pelindung nuklear yang jitu dalam segala macam pemasangan-alat (instalasi) nukleardiperlukan pengetahuan tentang sifat-sifat pengecilan (atenuasi) bahan-bahan untuk neutron dan sinar-gamma. Kemajuan-kemajuan dalam teknologi reaktor selama masa setelah perang ditandakan oleh penyelidikan yang giat dan bersungguh-sungguh berkenaan dengan alat pelindung reaktor dan bidang-bidang yang bertalian. Rancangan kajian yang intensif mengenai pelindung nuklear telah dilakukan di antaranya di Handford, Institut Teknologi Massachussetts, dan di pusat-pusat penyelidikan lainnya. Di National Bureau of Standards, Amerika Syarikat, satu rancangan intensif dalam Fizik Sinaran dimulakan pada awal tahun 1950. Selama masa tersebut, pengukuran pekali-pengecilan telahpun dilaporkan dan juga telah dibuat penulisan berkenaan dengan perhitungan kaedah persamaan perpindahan Boltzmann yang dibuat oleh Spencer dan Fano (1951).¹ Kemudian Goldstein dan Wilkins (1953)² menggunakan kaedah tersebut untuk menaksir faktor pembesaran sinar-gamma di dalam bahan pelindung. Selama tempoh penyelidikan itu telah ditemukan pula bahawa rekaan suatu alat pelindung terhadap neutron dan sinar-gamma menimbulkan beberapa masalah yang memerlukan penganalisaan yang saksama (berhati-hati).

Untuk pertama kalinya Hayward dan Hubbell (1954)³ menggunakan teknik Monte Carlo dengan bantuan komputer kecil (desk computer) untuk mengira albedo foton-foton yang diserak balik (backscattered). Berger (1955)⁴ dan kemudian Berger dan Dodget (1956)⁵ menggunakan teknik

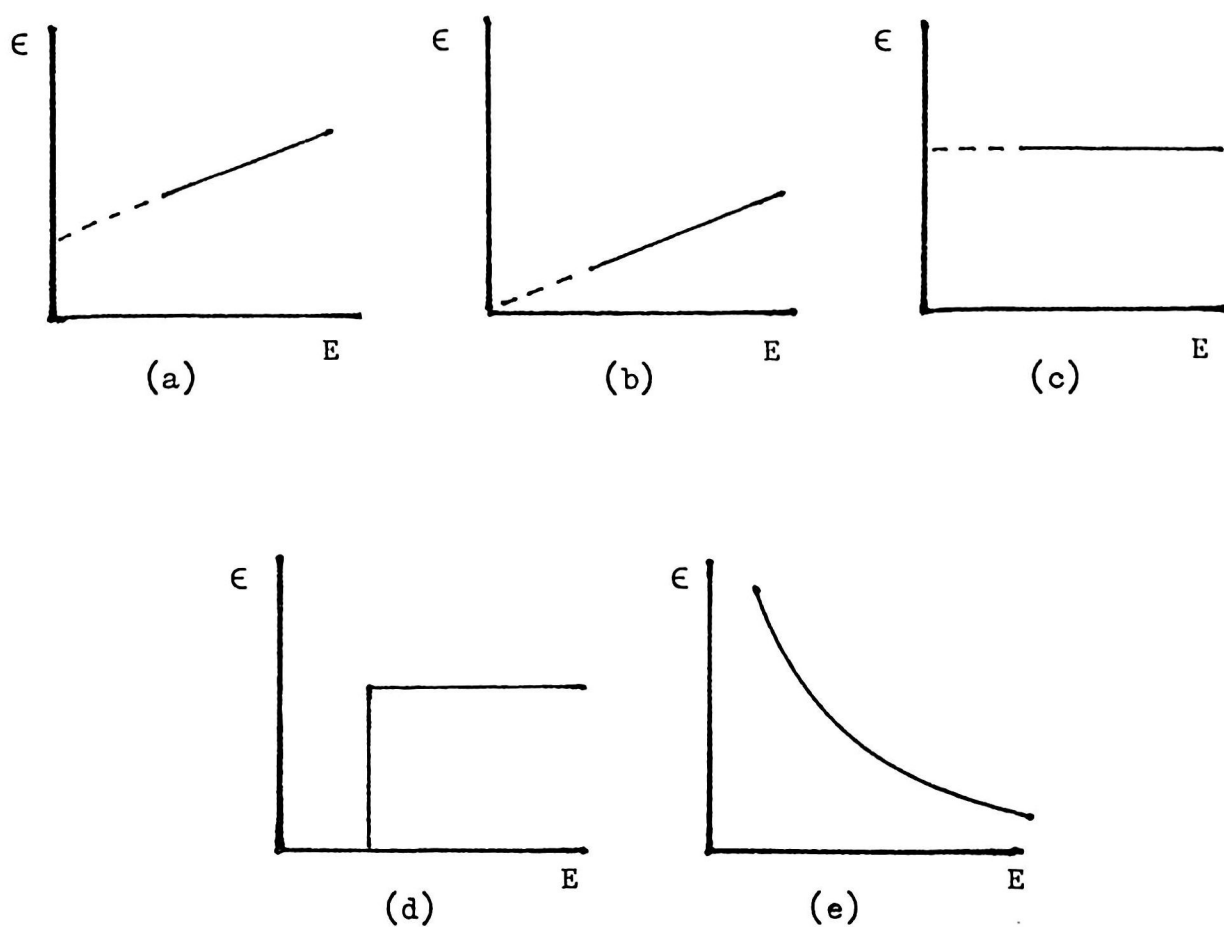
Monte Carlo dengan bantuan komputer berdigit cepat (fast digital computer) untuk menentukan spektrum dan taburan sudut sinaran-gamma. Seterusnya banyak para penyelidik seperti Berger dan Raso (1960)⁶, Reindorfer (1963)⁷, Wells (1964)⁸, Raso (1963)⁹, Chilton dan Huddleston (1963)¹⁰, kemudian Chilton, Davisson dan Beach (1965)¹¹, Priess dan Livnat (1973)¹² menggunakan kaedah Monte Carlo untuk menyukat taburan sudut dan tenaga foton-foton yang diserak balik.

Hayward dan Hubbell (1954B)¹³ melakukan penyelidikan ujikaji mengenai serakan balik dengan menggunakan spektro-meter sintilasi. Keterangan tentang taburan sudut dan tenaga didapati dari ujikaji-ujikaji mereka; akan tetapi pengukuran-pengukuran albedo tidak dapat dilakukan disebabkan oleh ketidaktentuan pada sudut ruang (solid angle) yang dibuat oleh kolimator. Dalam tahun yang sama Hine dan Mc Call (1954)¹⁴ mengukur taburan tenaga foton-foton yang diserakkan. Perlu juga kita ingatkan di sini tentang hasil usaha yang cemerlang yang dibuat oleh Kumpulan Universiti Kyoto di bawah arahan Hyodo (1962)¹⁵ dan Kumpulan Universiti Gorki di bawah pimpinan Bulatoy dan Garusov (1960)¹⁶ dan Pozdneyev (1967)¹⁷ dalam tahun enam puluhan. Elias et al (1973)¹⁸ melakukan pengukuran sinaran serak balik dengan menggunakan bahan penyerak aluminium untuk foton primer yang datang dengan sudut 60° .

Jadi telah bertahun-tahun lamanya di dalam Fizik Sinaran dilakukan berbagai cara pengukuran, misalnya pengukuran hantaran (transmisi) menerusi bahan pelindung, pengukuran serentak pelindung dan saluran berbagai bentuk dan ukuran, bilangan foton dan albedo tenaga. Semasa pengukuran tersebut perlu pula difikirkan bagaimana membuat alat-alat pengesan sinaran dengan fungsi sambutan yang khas. Sebagai contoh, pada pengukuran yang menggunakan sinar- γ , dikehendaki

membuat pengesan yang mempunyai ciri-ciri sambutan spektrum yang bersifat khas atau ideal, seperti yang ditunjukkan di dalam Rajah 1.1, iaitu hubungan antara kecekapan pengesan ϵ dan tenaga foton E , gambaran lima macam kepekaan spektrum yang dipandang sebagai sempurna, ianya dapat diperolehi dengan merangkaikan berbagai jenis pengesan sinar- γ , yang dapat dipakai di atas julat tenaga yang terhad sahaja. Kecekapan ϵ ialah faktor yang menyatakan berapa besarnya sambutan relatif sistem pengesan untuk setiap foton.

Dalam pengukuran-pengukuran dengan alat-alat pengesan yang kiranya akan mengukur tenaga purata bim (misalnya pada pengukuran albedo tenaga) di mana bilangan foton-foton datang tidak dapat diukur langsung atau dihitung dengan jitu, maka memanglah perlu andaikata alat pengesan itu mempunyai fungsi sambutan seperti yang diberikan oleh Rajah 1.1 (b). Alat pengesan pertama dari jenis tersebut telah dibuat oleh Biswas et al di Institut Bose (1979)¹⁹ dan pembaikannya telah dilakukan oleh Mitra et al (1980).²⁰ Pengesan yang digunakan di atas ialah pengesan NaI(Tl) yang dihadapannya dipasang satu turas. Keristal NaI(Tl) kerap kali digunakan disebabkan oleh kecekapannya lebih tinggi, juga kerana pada pengukuran-pengukuran pelindung kadar hitung sinar-gamma agak rendah. Sebenarnya rekaan ini didasarkan kepada teori pembilang kepekaan spektrum seragam yang dibuat oleh Ghose (1965).²¹ Akan tetapi teori tersebut hanya berlaku untuk satu turas sahaja. Sedangkan diinginkan untuk memperluas teori tersebut agar dapat dipakaikan kepada gabungan beberapa macam turas. Sebab dengan satu turas hanya berhasil untuk julat tenaga yang kecil sahaja. Sedangkan untuk menambah besar julat tenaga diharapkan dapat berhasil dengan menggunakan lebih dari satu turas. Dengan menggunakan cara di atas sebagai matlamat tesis ini kita susun sebagai berikut:



Rajah 1.1

Lima macam kepekaan spektrum, yang dapat dihipotesis dalam berbagai jenis pengesanan sinar- γ , di atas domain tenaga yang terhad. Hubungan antara kecekapan ϵ dengan tenaga foton datang: (a) linear (b) berkadaran, (c) tak bersandar, (d) ambang, (e) songsang.

- (a) Menyusun satu teori matematik bagi reka bentuk pembilang yang sambutannya berkadar, yang mesti terhad kepada satu turas sahaja.
- (b) Menentukan tebal optimum turas untuk berbagai julat tenaga foton.
- (c) Menguji benar tidaknya hasil teori dengan ujikaji.

Untuk mencapai matlamat di atas, maka tesis ini disusun sebagai berikut:

- (i) Bab II menerangkan interaksi foton dengan jisim untuk berbagai julat tenaga.
- (ii) Berdasarkan keterangan di atas, di dalam Bab III kita bincangkan sambutan pembilang sintilasi biasa untuk sinar- γ bagi berbagai tenaga.
- (iii) Bab IV menyusun teori sistem pembilang sintilasi yang sambutannya berkadar.
- (iv) Bab V membincangkan ujikaji yang digunakan untuk menguji teori yang dibuat di dalam Bab IV. Akhirnya kita lengkapkan tesis ini dengan pembahasan guna menambah luas pandangan (scope) untuk penyelidikan lebih lanjut di dalam bidang ini.

BAB II

INTERAKSI SINARAN-GAMMA DENGAN JIRIM

2.1 Pendahuluan

Dalam seksyen ini akan kita bincangkan beberapa macam proses interaksi sinar-gamma dengan jirim yang dilaluinya. Pusat perhatian kita dalam bab ini ialah kepada bahan-bahan yang akan dipakai sebagai penuras dan juga kepada NaI sebagai bahan pengesan (detektor) yang digunakan untuk penyelidikan dalam tesis ini.

Interaksi sinaran- γ dengan jirim, yang oleh jirim itu setiap satu foton dihilangkan atau dipesongkan dari arah bim sinaran- γ primer, boleh kita golongkan mengikut:

- (1) Macamnya wujud mikroskopik dengan siapa foton akan berinteraksi, misalnya elektron, atom, atau nukleus.
- (2) Jenis peristiwa yang terjadi selama interaksi, sebagai misal ialah serakan, penyerapan, pengeluaran pasangan dan lain-lain.

Jadi masuknya suatu foton menerusi jirim dapat menimbulkan bermacam-macam proses interaksi. Keamatan bagi sesuatu proses interaksi khusus dapat dinyatakan oleh keratan rentas interaksi yang seterusnya bersandar di antara lain kepada nombor atom bahantara dan kepada tenaga foton datang. Proses interaksi utama pada dasarnya dapat dibagi sama ada foton itu akan diserap ataupun diserakkan oleh jirim yang sedang kita gunakan selama interaksi itu. Dalam julat tenaga foton

yang sedang dibincangkan di sini, kemungkinan pertama sekali foton itu akan diserap sama ada oleh elektron-elektron yang terikat pada atom penyerap menerusi proses fotoelektrik ataupun oleh terjadinya sepasang elektron-positron di dalam medan Coulomb nukleus menerusi proses pengeluaran pasangan. Pada kejadian yang pertama, satu foton bertenaga kecil memberikan tenaganya kepada satu elektron terikat. Foton itu lenyap dan diikuti oleh keluarnya elektron dengan tenaga kinetik yang sama dengan tenaga foton datang ditolak tenaga ikatan elektron itu. Fenomenon ini akan kedapatan lebih banyak lagi pada unsur-unsur dengan Z tinggi kerana keratan rentas interaksinya bersandar kepada Z^n , di mana n boleh jadi setinggi 5. Proses yang kedua di mana foton hilang di dalam medan Coulomb nuklir dengan mengeluarkan sepasang elektron-positron yang hanya terjadi apabila tenaga foton lebih besar daripada $2mc^2$ (iaitu ≥ 1.02 MeV) di mana mc^2 ialah tenaga rehat elektron. Pengeluaran pasangan juga terjadi di dalam medan elektron apabila tenaga ambang lebih besar daripada $4mc^2$. Positron bergabung dengan satu elektron atom pada tempat terjadinya pengeluaran pasangan itu dan berakhir di dalam sumber foton sekunder.

Proses serakan yang disebabkan oleh interaksi sinar- γ dengan jirim dapat dibagi menjadi dua kelas yang berlainan:

(a) serakan koheren dan (b) serakan tak koheren.

Dalam proses serakan koheren, foton-foton yang diserakkan dari berbagai elektron dan nukleus dari atom yang sama mempunyai hubungan fasa tertentu dengan satu sama lain, bersandar kepada taburan pusat-pusat serakan di dalam atom itu. (Hendaklah diingat bahawa serakan Thomson yang datang dari nukleus juga memberikan serakan koheren). Dalam proses serakan ini foton mengalami perlanggaran kenyal tanpa kehilangan tenaga yang bererti dan atom yang menyerakkan itu menyerap

perubahan momentum. Kerana itulah maka serakan koheren acapkali dikenali sebagai proses serakan kenyal.

Dalam proses tak koheren, foton-foton diserakkan oleh berbagai elektron dari atom yang sama atau dari atom-atom yang berlainan tidak mempunyai hubungan fasa tertentu dengan satu sama lain. Kerana di dalam proses tersebut foton mengalami kehilangan tenaga, maka proses itu dikenal sebagai proses serakan tak kenyal. Di dalam proses tersebut elektron-elektron atom menyerap sebahagian momentum dan seterusnya terujah atau dikeluarkan. Proses serakan Compton merupakan satu contoh kelas kedua di mana foton diserakkan oleh satu elektron yang sebenarnya dianggap bebas. Serakan tak koheren oleh elektron-elektron terikat merupakan proses yang penting (terutama untuk unsur-unsur Z tinggi) di bawah $\sim$ julat 1 MeV, di mana tenaga ikatan elektron-elektron atom dapat disetandingkan dengan tenaga foton datang. Atom setelah mengalami reaksi serakan boleh jadi dalam keadaan terujah ataupun dalam keadaan tak berubah. Pada proses serakan Compton keratan rentas interaksi berkadaran dengan Z , tetapi pada proses tak koheren oleh elektron-elektron terikat keratan rentasnya tidak berkadaran langsung dengan Z .

Untuk julat tenaga foton yang sedang kita pelajari di sini, interaksi yang paling penting ialah:

- (i) Kesan fotoelektrik
- (ii) Serakan oleh elektron - proses koheren dan tak koheren.
- (iii) Pengeluaran pasangan elektron-positron.

Beberapa interaksi kecil-kecilan yang dapat diabaikan di dalam kawasan ini ialah: (i) serakan Compton ganda dua bersama-sama dengan pembetulan menyinar, (ii) kesan fotonuklear yang kebanyakan terhad di kawasan resonans gergasi di sekitar 10 - 30 MeV, (iii) serakan resonans,

(iv) serakan Compton oleh nukleon-nukleon, (v) pengeluaran meson, (vi) serakan resonans yang berkenaan dengan pengeluaran meson. Untuk perbincangan kesan-kesan ini, dengan mengikut sertakan peringkat besarnya penganggaran, terdapat di dalam tulisan Bethe dan Ashkin (1953),²² dan keterangan berkenaan dengan nukleon-antinukleon oleh Vdovin (1957),²³ Bushev dan Vdovin (1958)²⁴ dan Segre (1958).²⁵ Di dalam seksyen-seksyen berikut kita akan membincangkan proses-proses interaksi yang penting sahaja.

2.2 Kesan Fotoelektrik

Pada kesan fotoelektrik, semua tenaga $h\nu$ foton-datang diberikan kepada satu elektron terikat, yang keluar dari atom dengan tenaga kinetik $T = h\nu - I$, di mana I ialah keupayaan ionisasi elektron. Elektron-elektron terikat yang paling ketat di dalam satu atom mempunyai kebarangkalian paling besar untuk dikeluarkan. Pada tenaga-tenaga foton rendah, di bawah 50 keV untuk aluminium dan 500 keV untuk timah, sumbangan yang terbesar bagi penyerapan sinar- γ ialah kesan fotoelektrik.

Keratan rentas untuk kesan fotoelektrik turun dengan cepat apabila tenaga foton bertambah, secara kasar mengikut $(h\nu)^{-3}$ untuk $h\nu < 0.5$ MeV, dan $(h\nu)^{-1}$ untuk $h\nu > 0.5$ MeV. Keratan rentas untuk atom-atom dari berbagai unsur secara kasar berkadar dengan antara Z^4 dan Z^5 untuk tenaga di atas 0.35 MeV, eksponennya secara hampiran adalah 4.5 pada 1.13 MeV dan 4.6 pada 2.62 MeV. Foto-elektron kebanyakan dikeluarkan dalam arah sudut tegak terhadap arah bim foton untuk $h\nu \ll 0.5$ MeV. Disebabkan oleh momen foton yang lebih tinggi, maka arah yang menuju kehadapan akan bertambah banyak apabila tenaga foton bertambah besar.

Pada peringkat paling rendah bagi teori usikan, dengan menggunakan gambarajah Feynman [lihat Jauch dan Rohrlich (1955),²⁶ dan Mand (1959)²⁷], keratan rentas pembeza bagi kesan fotoelektrik dituliskan sebagai

$$\frac{d\tau}{d\Omega} = \frac{4\pi^2\alpha\hbar^3}{m^2\omega} \frac{1}{2} \sum |M|^2. \quad (2.1)$$

di mana $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$, m = jisim elektron,

ω = frekuensi sudut sinaran datang. Dalam hal kerelatifan, unsur matrix, M , ditentukan oleh

$$M = \frac{imc}{t} \int \psi_f^* \alpha \cdot \hat{e} e^{ik \cdot x} \psi_i d^3x \quad (2.2)$$

di mana $\alpha = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ \sigma & 0 \end{pmatrix}$, σ_i ialah matrix 2 x 2 Pauli.

Dalam hal bukan-kerelatifan, persamaan (2.2) hendaklah ditukarkan dengan

$$M = \frac{i}{t} \int \psi_f^* p \cdot \hat{e} e^{ik \cdot x} \psi_i d^3x \quad (2.3)$$

di mana p = operator momentum, $\hat{e}$ = arah pengkutuban vektor unit bagi foton datang.

Soalan menentukan keratan rentas untuk kesan fotoelektrik sesungguhnya berkurang menjadi soal penilaian unsur matrix mengikut persamaan (2.2) atau (2.3). Akan tetapi usaha tersebut lebih sukar

daripada apa yang boleh kita jangkakan. Ini terutama disebabkan oleh masalah kerumitan pada bentuk ψ_f dan ψ_i , khasnya untuk hal kerelatifan. Sebagai contoh, suatu bentuk tertutup untuk penyelesaian kontinum ψ_f bagi persamaan Dirac tidak akan wujud; malahan ianya terjadi sebagai jumlah tak terhingga bagi gelombang-gelombang zarah. Oleh kerana itu, jika penghampiran tidak dibuat, maka unsur matrix di dalam persamaan (2.2) akan terdiri dari satu siri tak terhingga. Perhitungan teori berkenaan dengan keratan rentas fotoelektrik telah dituliskan semula secara luas oleh Pratt et al (1973).²⁸ Keratan-keratan rentas fotoelektrik telah dijadualkan secara lengkap oleh Hubbell (1969),²⁹ Hubbell dan Berger (1968)³⁰ dan oleh Scofield (1973)³¹ untuk julat tenaga dari 1 sampai 1500 eV.

2.3 Serakan Foton oleh Elektron

Pada tenaga-tenaga foton yang relatif rendah, di mana kesan-kesan ikatan bagi elektron-elektron atom adalah mustahak, serakan foton disebabkan oleh dua macam: Elektron-elektron atom terujah di dalam proses serakan atau elektron-elektron itu tetap berada pada keadaan dasarnya. Dalam macam pertama, foton yang diserakkan itu mempunyai tenaga lebih kecil daripada foton datang, dan atom yang menyerakkan tinggal dalam keadaan terujah atau terionkan. Dalam macam kedua, keadaan atom setelah terjadi serakan akan seiras (identik) dengan keadaan sebelum terjadi serakan. Seluruh atom menerima momentum sentakan (mundur), dan oleh kerana jisim atom jauh lebih besar daripada jisim elektron, maka ianya menerima tenaga yang bilangannya boleh diabaikan, iaitu dalam praktisnya serakan itu dapat dipandang kenyal. Dalam hal ini akan terdapat hubungan fasa antara sinaran yang diserakkan oleh berbagai elektron atom; kerana itu

terdapatlah bentuk-bentuk interferens di dalam keamatan serakan.

Jika tenaga sinaran- γ bertambah, serakan Compton akan mengambil alih kesan fotoelektrik sebagai penyebab utama bagi menghilangkan foton-foton dari bim asalnya. Pada serakan Compton, foton datang akan diserakkan oleh satu elektron atom dan selanjutnya dikeluarkan dari atom itu.

Keratan rentas pembeza untuk serakan Compton bagi foton yang bukan dikutubkan ditentukan oleh formula Klein-Nishina (1929)³²:

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_e^2 \left[1 + k(1 - \cos \theta) \right]^{-2} \times \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{k^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + k(1 - \cos \theta)} \right] \frac{\text{cm}^2/\text{elektron}}{\text{steradian}} \quad (2.7)$$

$$\text{di mana } k = \frac{E}{mc^2} = \frac{E(\text{MeV})}{0.5110}.$$

Pembuktian ujikaji berdasarkan serakan foton bertenaga tinggi, dalam kejadian tersebut elektron-elektron dapat dianggap sebagai elektron bebas, sesuai benar dengan formula Klein-Nishina. Hanyalah di dalam kawasan tenaga rendah, di mana kesan ikatan elektron dipandang penting, data ujikaji berbeza dengan formula Klein-Nishina.

Kajian-kajian percubaan yang luas dengan menggunakan sumber-sumber gamma telah dibuat antara lain oleh Brinni et al (1960),³³ Nagel (1961),³⁴ Motz dan Missoni (1961),³⁵ Verma dan Eswaran (1962),³⁶ dan Shimizu et al (1965).³⁷ Hubbell et al (1975)³⁸ telah menjadualkan nilai-nilai teori bagi keratan-keratan rentas serakan koheren dan tak koheren di dalam julat tenaga 0.1 MeV sampai 100 MeV untuk $Z = 1$ sampai 100. Amplitud serakan tak koheren pembeza biasanya diungkapkan dalam bentuk faktor-bentuk tak koheren $S(q, Z)$ menerusi persamaan.

$$d\sigma_{\text{tak koh}} = Z \cdot d\sigma_{KN} \cdot S(q, Z) \quad (2.5)$$

Dalam Rajah 2.1, yang dibuat berdasarkan jadual Hubbell et al, iaitu faktor-bentuk tak koheren Al, yang menyatakan perubahan keratan rentas terhadap x yang acapkali terdapat.

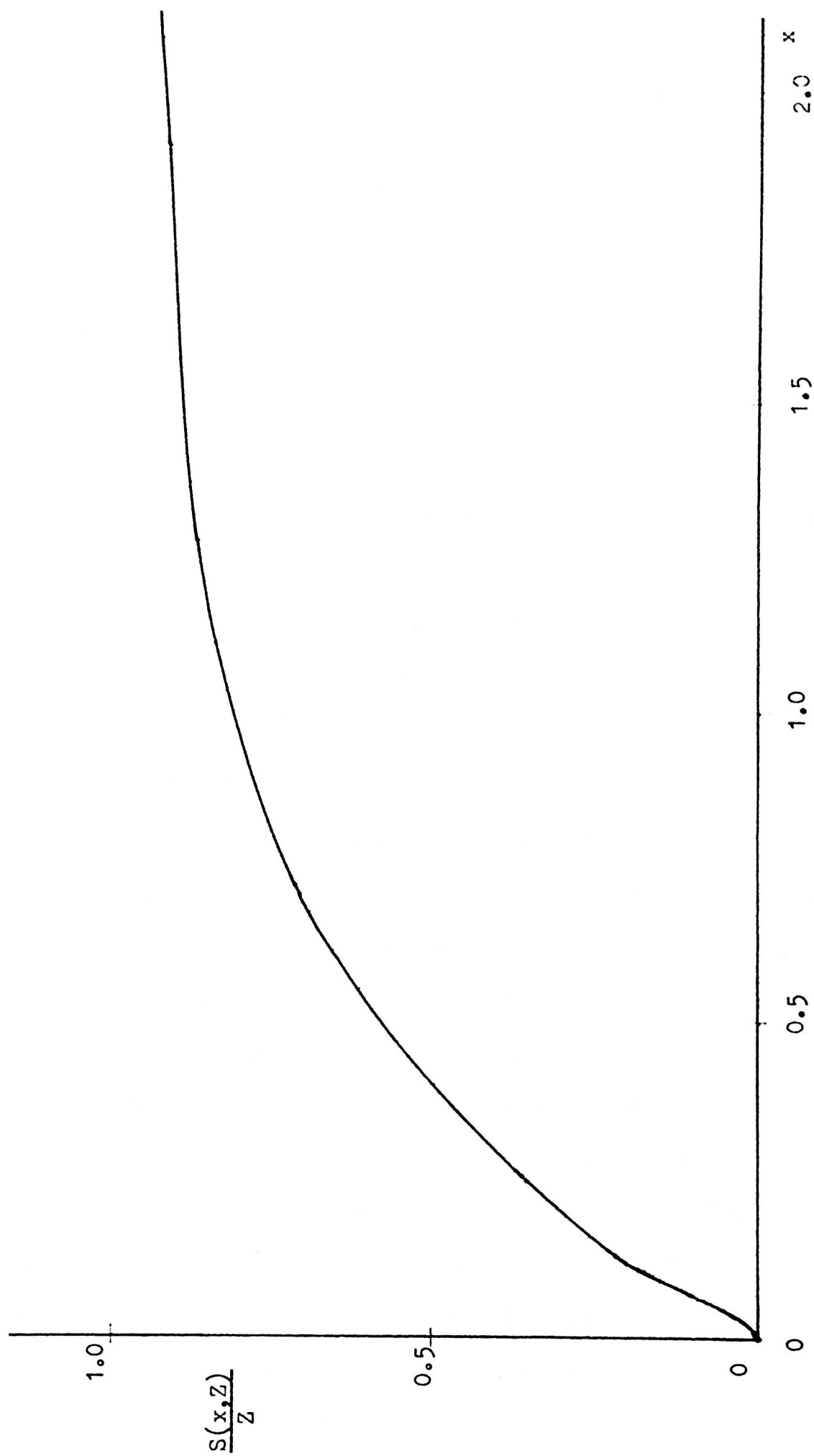
Hubbell et al juga telah membuat jadual keratan rentas serakan koheren terutama berdasarkan perhitungan teori, yang sangat sukarnya, kerana sebilangan fenomenon memberikan amplitud serakan koheren. Dalam julat tenaga yang sedang kita pelajari di sini, sumbangan yang paling penting kepada serakan koheren berasal dari serakan Rayleigh. Dalam serakan Rayleigh foton datang diserap oleh satu elektron terikat dan kemudian elektron yang teruja segera memancarkan foton balik kepada keadaan dasarnya. Pada peristiwa bukan kerelatifan tenaga rendah, pendekatan faktor-bentuk dapat dipakai, sesuai dengan kejadian itu keratan rentas serakan koheren pembeza ditentukan oleh:

$$\frac{d\sigma_{\text{Ray}}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \theta) |F(\vec{q}, Z)|^2, \quad (2.6)$$

di mana r_0 ialah jejari klasik elektron, $\vec{q}$ ialah vektor pemindahan momentum, sedangkan faktor-bentuk F ditentukan oleh ungkapan

$$F(\vec{q}, Z) = \langle 0 | \sum_{j=1}^Z e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_j} | 0 \rangle, \quad (2.7)$$

di mana $|0\rangle$ menyatakan keadaan dasar ket dan $\vec{r}_j$ ialah vektor kedudukan untuk elektron yang ke- j di dalam atom. Cara pendekatan ini tidak dapat digunakan untuk kawasan tenaga tinggi. Nilai-nilai teori keratan rentas Rayleigh telah dikira, di antara lain oleh kumpulan Birmingham di bawah pimpinan Brown dan kumpulan Pittsburg di bawah pimpinan Pratt. Sebilangan penyelidik, berdasarkan ujikaji dan teori, sangat aktif sekali menumbuhkan dengan cepatnya bidang Fizik Sinaran.



Rajah 2.1

Variasi faktor bentuk bagi M dengan pembolehubah pindahan momentum, diambil dari jadual Hubbell et al.

Sumbangan yang penting lainnya kepada serakan koheren berasal dari Serakan Thomson Nuklir yang ditentukan oleh ungkapan

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{2M^2 c^4} (1 + \cos^2 \theta),$$

di mana M ialah jisim nukleus.

Sumbangan kecil kepada serakan koheren juga timbul dari serakan Delbrück. Serakan resonans nuklir hanya dapat dikesan dengan cara yang khusus.

Jadual-jadual Hubbell et al telah dibuat dengan terlebih dahulu mengadakan penilaian berbagai sumbangan dari proses-proses koheren dengan cara bijaksana, dan kita telahpun menggunakan jadual-jadual tersebut tanpa mengubahsuaikan.

2.4 Pengeluaran Pasangan

Pada pengeluaran pasangan, satu foton dengan tenaga yang cukup besar, hilang di dalam medan Coulomb suatu nukleus, atau di dalam medan Coulomb suatu elektron atom (jarang terjadi), dan terjadilah satu elektron dan satu positron. Untuk pengeluaran pasangan yang terjadi di dalam medan satu nukleus, haruslah $h\nu$ lebih besar daripada $2mc^2 \approx 1.02 \text{ MeV}$. Keratan rentas untuk pengeluaran pasangan di dalam medan satu nukleus adalah sifar pada 1.02 MeV , tetapi ianya akan naik secara monotonik (eksanada) di atas tenaga tersebut sehingga ianya mendatar menghampiri 50 MeV untuk bahan-bahan Z tinggi dan pada paras tenaga yang lebih tinggi lagi untuk bahan-bahan Z rendah. Di dalam kawasan di mana keratan rentas unik, ianya berbeza untuk setiap macam unsur yang secara hampiran berkadaran dengan Z^2 walaupun hukum Z^2

HADIAH

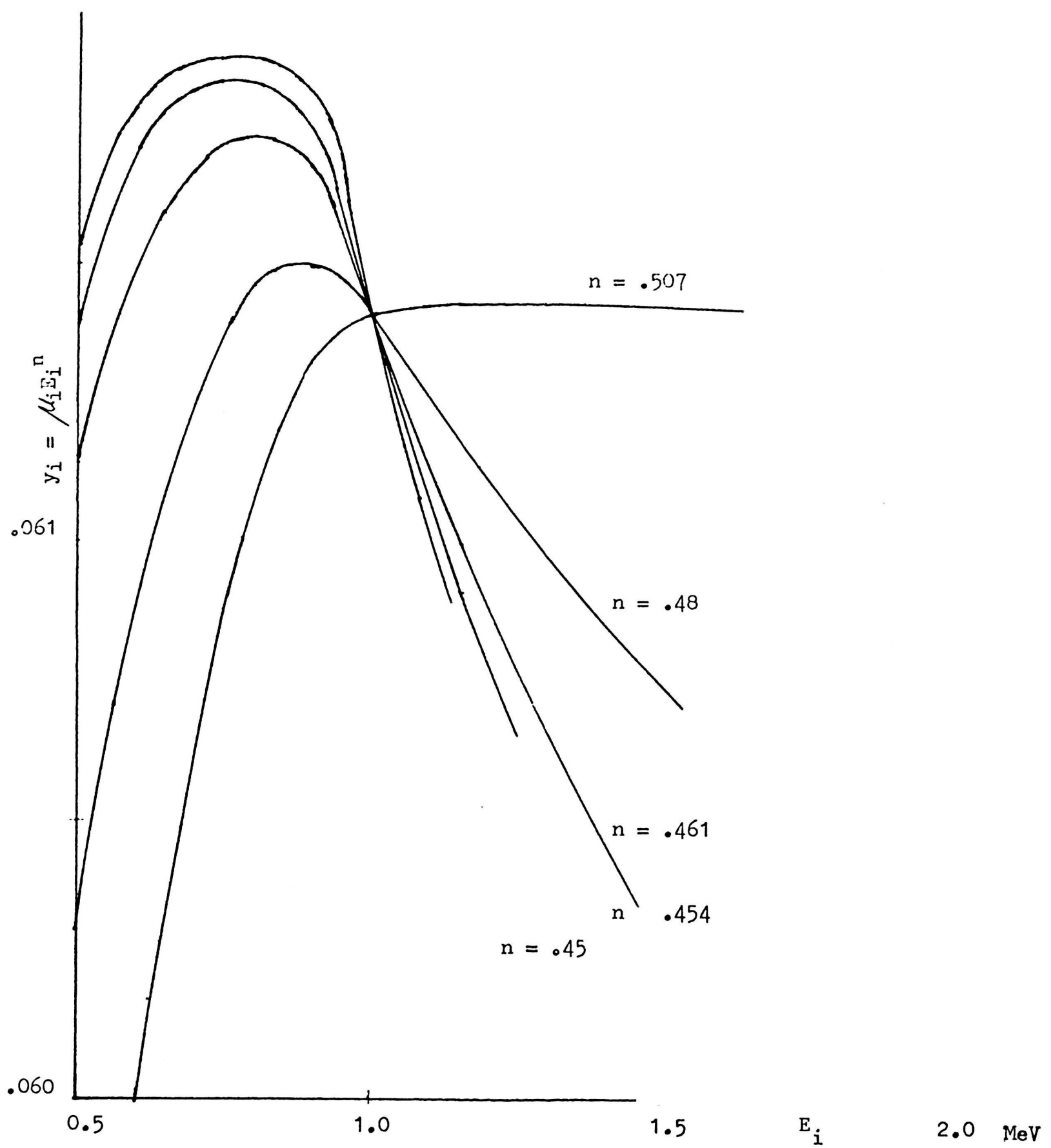
yang sangat berdekatan ambang tidak berlaku. Elektron dan positron banyak terdapat diunjurkan (diprojeksikan) dalam arah foton datang, terutama apabila tenaga foton sangat besar.

Berdasarkan keabadian momentum, akibatnya bahawa tenaga foton minimum, di mana pengeluaran pasangan dapat terjadi di dalam medan suatu elektron, ialah sebesar $4 mc^2 \approx 2.04 \text{ MeV}$. Pengeluaran pasangan di dalam medan satu elektron hampir berkadar dengan Z , bukan dengan Z^2 . Nilai-nilai keratan rentas yang ditentukan berdasarkan ujikaji pada tenaga yang lebih besar daripada 10 MeV ternyata lebih kecil daripada nilai-nilai hasil perkiraan yang dibuat oleh Heitler dan Bethe. Kemudian Bethe, Maximon dan Devies (1954)³⁹ dengan pertimbangan logik membuat kesimpulan satu formula tanpa menggunakan pendekatan Born yang sesuai dengan nilai-nilai hasil ujikaji. Hubbell (1969)²⁹ dan Hubbell dan Berger (1968)³⁰ telah membuat kiraan keratan rentas pengeluaran pasangan untuk julat tenaga foton yang lebar.

2.5 Prosedur Penyisipan

Di dalam penyelidikan di sini kita telah menggunakan jadual Hubbell dan kawan-kawannya yang begitu luas dan baik.* Guna penyisipan (interpolasi) di dalam jadual-jadual tersebut, kita jadualkan fungsi-fungsi jenis μE^n di mana n dipilih sedemikian rupa hingga ianya mendekati pemalar di atas julat tenaga yang kita gunakan. Kita telah menyisipkan nilai-nilai μE^n dan akhirnya nilai E , kerana n diketahui tanpa ralat. Prosedur ini dapat mengabaikan ralat penyisipan (lihat JADUAL 2.1 dan Rajah 2.2).

* Lihat lampiran A dan Lampiran B.



Rajah 2.2

Fungsi penentuan-dalam (sisipan) untuk μ bagi M.

JADUAL 2.1

Prosedur Penyisipan Untuk μ bagi Al.

(lihat Lampiran B)

(1) FUNGSI-FUNGSI PENYISIPAN $\mu_i E_i^n$. (Nilai μ_i diambil dari jadual Hubbel⁵⁶).

E_i (MeV)	μ_i	$n=.451$	$n=.454$	$n=.461$	$n=.48$	$n=.507$
.5	.0841	.06152	.06139	.06110	.06030	.05918
.6	.0778	.06179	.06169	.06148	.06088	.06005
.8	.0684	.06185	.06181	.06171	.06145	.06108
1.0	.0614	.06140	.06140	.06140	.06140	.06140
1.5	.0500	.06003	.06011	.06028	.06074	.06141
2.0	.0432	.05905	.05918	.05946	.06025	.06139

Dari Rajah 2, graf $\mu_i E_i$ lawan E_i , kita tentukan μ_i dengan menggunakan $n = 0.454$ (untuk $0.5 < E < 1$) dan $n = 0.507$ (untuk $1 < E < 1.5$).

(2) NILAI-NILAI HASIL PENYISIPAN

$$\begin{aligned} \mu_{0.7} &= \frac{.06181}{0.7^{.454}} = .07267 \\ \mu_{0.9} &= \frac{.06172}{0.9^{.454}} = .06474 \\ \mu_{1.1} &= \frac{.06141}{1.1^{.507}} = .05851 \\ \mu_{1.2} &= \frac{.06142}{1.2^{.507}} = .05600 \\ \mu_{1.3} &= \frac{.06142}{1.3^{.507}} = .05377 \\ \mu_{1.4} &= \frac{.06142}{1.4^{.507}} = .05179 \end{aligned}$$

BAB III

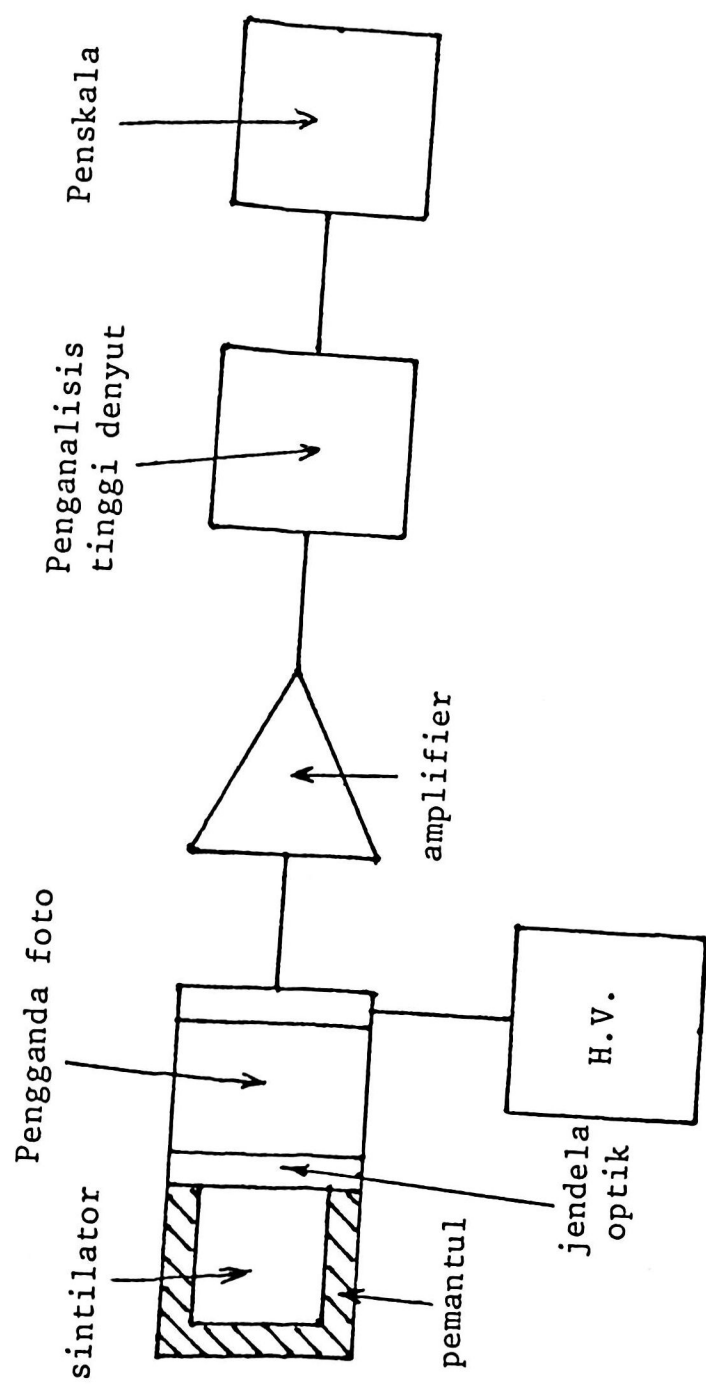
SAMBUTAN PEMBILANG SINTILASI LAZIM UNTUK SINAR GAMMA BERBAGAI TENAGA

3.1 Sistem Pembilang Sintilasi Umum

Sekarang ini sistem pengesanan sintilasi sudah merupakan perkara yang biasa bagi semua makmal fizik sinaran dan sebilangan buku-buku tentang sintilasi^{40,41,42} telah diterbitkan.

Satu sistem pembilang sintilasi terdiri dari sintilator, pengganda-foto, pembekal kuasa, dan sistem penskala-alat analisis - amplifier (Rajah 3.1). Apabila suatu sinaran pengion lalu menerusi sintilator, maka di dalam sintilator itu dihasilkan foton. Mekanisme yang terlibat dalam pengeluaran cahaya cukup rumit dan belum difahami betul. Lagi pula, mekanisme untuk bermacam jenis sintilator tidak sama. Bilangan foton yang dihasilkan n_p bersandar kepada tenaga yang diserap di dalam sintilator. Sintilator dibungkus dengan bahan pemantul, kecuali pada bahagian yang dihubungkan dengan pengganda-foto.

Pengganda-foto mempunyai satu filem fotoelektrik yang bertindak sebagai elemen pertama. Apabila cahaya jatuh ke atasnya maka dilepaskan elektron dari dalamnya. Bilangan elektron yang dihasilkan keluar berkadaran dengan bilangan foton yang jatuh ke atas fotokatod dan sama dengan $n_p \epsilon_c$, di mana ϵ_c ialah kecekapan sistem mengumpulkan foton, ϵ ialah kecekapan bahan fotoelektrik. Dalam kebanyakan kejadian, ϵ bernilai kira-kira 10%. Elektron-elektron



Rajah 3.1

Sistem pengesan sintilasi

yang dikeluarkan dipusatkan ke atas dinod yang pertama. Dinod-dinod dilapisi dengan suatu bahan seperti cesium antimonida sehingga apabila elektron-elektron bertenaga tinggi datang mengenai dinod-dinod itu maka terkeluarlah elektron-elektron sekunder dan kerana itu terjadilah penggandaan elektron. Pengganda-foto biasanya mempunyai 10 dinod atau lebih. Apabila suatu keupayaan letrik diberikan kepada tiap antara dua dinod, maka elektron-elektron sekunder yang keluar dari dalam dinod-dinod disebelah muka akan menerima tenaga sebelum mereka masuk mengenai dinod-dinod yang berikutnya dan akan mengeluarkan lebih banyak lagi elektron-elektron sekunder. Bererti pada setiap dinod terjadilah penggandaan dan bilangan elektron terakhir N_e yang dikumpulkan oleh elektrod terakhir, yang dipanggil pengumpul, ditentukan oleh

$$N_e = n_p \epsilon_c \epsilon_{m_1 m_2} \dots \quad (3.1)$$

di mana $m_1, m_2, \dots$ ialah faktor-faktor pengganda bagi setiap satu dinod. Faktor-faktor ini bersandar kepada keupayaan letrik antara dinod-dinod dan pada biasanya tidak bersandar kepada bilangan elektron-elektron yang datang ke atas setiap anod. Dari persamaan (3.1), kita dapat melihat bahawa N_e berkadaran dengan n_p dan dengan demikian ada hubungannya dengan tenaga sinaran datang yang terkumpul di dalam sintilator. Akhirnya elektron-elektron itu bergerak menerusi satu rintangan yang akan menghasilkan penurunan voltan melalui rintangan itu. Penurunan voltan terjadi dalam tempoh yang sangat singkat dan berkadaran dengan N_e . Penurunan voltan ini berbentuk denyut (pulsa). Denyut letrik ini dapat diperbesar dan dianalisa. Pembilang sintilasi dapat disetandingkan dengan pembilang berkadaran (proportional counter).

Akan tetapi tempoh denyut pembilang sintilasi jauh lebih kecil daripada tempoh denyut pembilang berkadar.

3.2 Tinggi Denyut dan Tenaga

Ada dua faktor yang mengawal rupa bentuk denyut yang keluar dari pembilang sintilasi, iaitu (1) masa reput (decay time) sintilator, T_d , dan (2) pemalar-masa bagi rintangan pengumpul R dan kapasitans kesasar C (litar anod pengganda-foto). Bilangan elektron menyeberangi kapasitor kesasar bersandar kepada kadar ketika elektron-elektron sampai dipengumpul dan kepada kadar ketika elektron-elektron itu lepas dari rintangan itu. Kita ketahui bahawa setiap paras elektron mempunyai masa reput cirinya T_d dan pemalar reput $\lambda = 1/T_d$, yang bersandar kepada suhu dan kepekatan. Jika semua foton dipancarkan dari paras yang sama, maka keluaran cahaya akan mereput dengan cara eksponen seperti diberikan oleh persamaan $n_p = n_s e^{-\lambda t}$, di mana n_s ialah bilangan atom melakukan sintilasi. Bilangan elektron yang mencapai pengumpul ialah

$$n_s \epsilon_c \epsilon \pi m_i e^{-t/T_d} \quad (3.2)$$

Kuantiti πm_i ialah hasil darab gandaan pada semua dinod. Kita andaikan tidak ada masa hendak menyebar di dalam pengganda-foto sehingga kadar reputan hanya ditentukan oleh bentuk $e^{-t/RC}$. Kerana itu persamaan untuk bilangan elektron di atas kapasitor ialah

$$n(t) = n_s \epsilon_c \epsilon \pi m_i \left(\frac{RC}{RC - T_d} \right) \left(e^{-t/RC} - e^{-t/T_d} \right).$$

Dari $V = Q/C$, kita peroleh persamaan untuk voltan iaitu

$$V(t) = \frac{n_s \epsilon_c \epsilon \pi m_i e}{C} \left(\frac{RC}{RC - T_d} \right) \left(e^{-t/RC} - e^{-t/T_d} \right) \quad (3.3)$$

Amplitud denyut bersandar kepada pemalar reputan sintilator dan kepada pemalar masa RC. Jika $RC \gg T_d$, amplitud denyut tidak bersandar kepada T_d . Ini bererti bahawa proses pancaran akan selesai dalam masa yang jauh lebih singkat daripada masa integrasi litar, dan amplitud mencapai maksimum apabila syarat itu dipenuhi.

Untuk kajian spektroskopi ada baiknya mempunyai suatu hubungan yang diketahui antara tenaga sinaran dan tinggi denyut yang dihasilkan oleh sinaran itu. Untuk pembilang gas, kecuali yang beroperasi di dalam kawasan Geiger, dan untuk pembilang semikonduktor hubungan tersebut adalah linear. Dalam pembilang sintilasi kelakuan berbagai sintilator dalam hal ini berubah-ubah.

Untuk sintilator bukan organik di atas suatu julat tenaga yang lebar, tinggi denyut berkadar linear dengan tenaga elektron, proton dan deutron yang datang ke atas sintilator itu (tidak linear disebabkan oleh serakan balik sinar β). Dalam hal sinar- γ , sintilator mendapat tenaga dan elektron-elektron yang dihasilkan oleh sinar- γ , dan oleh kerana itu hubungan linear yang sama tetap wujud antara tenaga sinar- γ dan tinggi denyut. Adanya ketidaklinearan sedikit untuk elektron-elektron yang dihasilkan oleh sinar- γ di bawah beberapa ratus keV telah diselidiki. Untuk zarah-zarah yang lebih berat, ketidaklinearan terjadi di atas julat tenaga yang lebar. Dalam hal sintilator organik, ketidaklinearan β dan sinar- γ terjadi pada tenaga-tenaga yang sangat rendah, mendekati beberapa keV sahaja, sedangkan ketidaklinearan zarah-zarah yang lebih berat meluas di atas julat tenaga yang lebih lebar.