

等における人体あるいは各種材料中の吸収エネルギー測定への適用をはじめ、SPring-8など第3世代放射光のよりエネルギーの高いX線に対して、さらには原子炉炉心、構造物内のガンマ発熱測定⁹⁾⁴²⁾にも適用できると考えられる。

参考文献

1. Bragg, W.H., "Studies in radioactivity," Macmillan, New York (1912).
2. Gray, L.H., "Absorption of penetrating radiation," Proc. Roy. Soc., A122, 647 (1929).
3. Gray, L.H., "Ionization method for the absolute measurement of gamma-ray energy," Proc. Roy. Soc., A156, 578 (1936).
4. Greening, J.R., "放射線量計測の基礎", 地人書館 (1988).
5. Spencer, L.V. and Attix, F.H., "A theory of cavity ionization," Radiat. Res., 3, 239-254 (1955).
6. Burlin, T.E., "A general theory of cavity ionization", Br. J. Radiol., 39, 727-734 (1966).
7. Laurence, G.C., "The measurement of extra hard x-rays and gamma-rays in roentgens," Can. J. Res., A15, 67 (1937).
8. Hubbell, J.H., "Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV," Int. J. Appl. Radiat. Isot., 33, 1269-1290 (1982)
9. Tanaka S. and Sasamoto, N., "Gamma-ray absorbed dose measurements in media with plural thermoluminescent dosimeters having different atomic numbers," J. Nucl. Sci. Tech., 22, 109-119 (1985).
10. Shiragai, A., "A comment on a modification of Burlin's general cavity theory," Phys. Med. Biol., 29, 427-432 (1984).
11. Janssens, A., "The fundamental constraint of cavity theory," Phys. Med. Biol., 29, 1157-1158 (1984).
12. Attix, F.H., "Introduction to radiological physics and radiation dosimetry", A Wiley-Interscience Publication, John Wiley & Sons, Inc., New York (1986).
13. 清水滋、神之浦文三、岩田幸生、南賢太郎、"校正用X線発生装置の性能と諸特性"、JAERI-memo 01-022 (1989).
14. Nariyama, N. and Tanaka, S., "Responses of LiF TLDs in different media and cavity ionization theory for low energy photons below 200 keV", J. Nucl. Sci. Tech., 34, 137-147 (1997).
15. Hubbell, J.H., "Photon cross sections, attenuation coefficients, and energy absorption coefficients from 10 keV to 100 GeV," NSRDS-NBS 29 (1969).
16. Halbleib, J.A., Kensek, R.P., Mehlhorn, T.A., Valdez, G.D., Seltzer, S.M. and Berger, M.J., "ITS Version 3.0: The integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes", SAND91-1634 (1992).
17. Straker, E.A., Scott, W.H., Jr. and Byrn, N. R., "The MORSE code with combinatorial geometry," SAI-72-511-LJ (DNA 2860T), Science Applications, Inc., May (1972).
18. Berger, S.M., "An overview of ETRAN Monte Carlo methods," In: Monte Carlo transport of electrons and photons. Ed. Jenkins, T.M., Nelson, W.R. and Rindi, A., Plenum Press, New York (1988).
19. Scofield, J.H., Lawrence Livermore National Laboratory Report UCRL-51326 (1973).
20. Hubbell, J.H., Veigele, Wm. J., Briggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D. T. and Howerton, R. J., "Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross section," J. Phys. Chem. Ref. Data, 4, 471-538 (1975).
21. Hubbell, J.H. and Øverbø I., "Relativistic atomic form factors and photon coherent scattering cross section," J. Phys. Chem. Ref. Data, 9, 69-105 (1979).
22. Goudsmit, S. and Saunderson, J.L., "Multiple scattering of electrons," Phys. Rev., 57, 24 (1949).
23. Andreo, P., "Monte Carlo techniques in medical radiation physics," Phys. Med. Biol., 36, 861-920 (1991).
24. Molière, G., "Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld," Z. Naturforsch., 2a, 133 (1947).
25. Berger, M.J. and Wang, R., "Multiple-scattering angular deflections and energy-loss straggling," In Monte Carlo transport of electrons and photons, Ed. Jenkins, T.M., Nelson, W.R. and Rindi, A., Plenum Press, New York (1988).
26. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Stopping powers for electrons and positrons", ICRU Report 37 (1984).
27. Landau, L., "On the energy loss of fast par-

- ticles by ionization," J. Phys.(USSR), 8, 201 (1944).
28. Nelson W.R., Hirayama H. and Rogers D.W. O., "The EGS4 code system," SLAC265 (1985).
29. Nariyama, N., "Energy deposition calculations by low energy electrons," 第5回EGS4研究会, KEK Proceeding 95-9, 1-8 (1995).
30. Hubbell, J.H., "Photon mass attenuation and energy-absorption coefficients from 1 keV to 20 MeV", Int. J. Appl. Radiat. Isot., 33, 1269-1290 (1982).
31. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Radiation dosimetry: electrons with initial energies between 1 and 50 MeV," ICRU Report 21 (1972).
32. Majborn, B., Botter-Jensen, L. and Christensen, P., "On the relative efficiency of TL phosphor for high LET radiation," Proc. 5th Int. Conf. Luminescence Dosimetry, Sao Paulo, 124 (1977).
33. Mukherjee, B. and Vana, N., "Self-absorption effect in LiF thermoluminescent dosimeters," Nucl. Instru. Meth., 226, 572-573 (1984).
34. Nariyama, N., Tanaka, S., Yoshizawa, M., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namito, Y. and Nakane, Y., "Responses of LiF TLDs to 10-40 keV monoenergetic photons from synchrotron radiation", Radiat. Prot. Dosim., 49, 451-457 (1993).
35. Silva, H., "On analysis of the electron spectrum effect on LiF response to cobalt-60 gamma-rays," Nucl. Instru. Meth., B44, 166-171 (1989).
36. Burlin, T.E. and Chan, F.K., "The effect of the wall on the Fricke dosimeter," Int. J. Appl. Radiat. Isotop., 20, 767 (1969).
37. Horowitz, Y.S., Moscovitch, M., Mack, J. M., Hsu, H. and Kearsley, E., "Incorporation of Monte-Carlo electron interface studies into photon general cavity theory," Nucl. Sci. Eng., 94, 233-240 (1986).
38. Seltzer, S.M. and Berger, M.J., National Bureau of Standards Report NBSIR 84-2931 (1984).
39. Seltzer, S.M. and Berger, M.J., "Energy deposition by electron, Bremsstrahlung, and ^{60}Co gamma-ray beams in multi-layer media", Appl. Radiat. Isot., 38, 349-364 (1987).
40. Lockwood, G.J., Ruggles, L.E., Miller, G.H. and Halbleib, J.A. "Calorimetric measurement

of electron energy deposition in extended media-theory vs experiment", SAND79-0414 (1980).

41. Garth, J.C., Burke, E.A. and Woolf, S., "The role of scattered radiation in the dosimetry of small device structures," IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-27, 1459-1464 (1980).
42. Simons, G.G. and Yule, T.J., "Gamma-ray heating measurements in zero-power fast reactors with thermoluminescent dosimeters," Nucl. Sci. Eng., 53, 162-175 (1974).

第3章 低エネルギー光子に対する TLD 応答特性

3.1 放射光強度モニタリング技術の開発

3.1.1 全吸収型マイクロ熱量計

全吸収型マイクロ熱量計の本体断面図¹⁾を図3.1に示す。放射光ビーム吸収体と熱センサー1対、恒温体からなり、それらが恒温槽の中に入っているいわゆる双子型熱量計である。全体の大きさは幅75cm×奥57cm×高さ101cmである。原理としては、ニュートンの冷却則に基づいており、熱出力Pとビーム吸収体温度Tの関係として次の式を用いている。

$$P = C(dT_c/dt) + h(T_c - T_e) \quad (3.1)$$

ここで、Cはビーム吸収体の熱容量、hは感熱素子の熱伝達係数、 T_e は恒温体の温度であり、 T_c との差は小さいとする。 T_e は一定に保たれているので、上式を積分すると

$$T_c - T_e = (P/h)(1 - \exp(-ht/C)) \quad (3.2)$$

となる。Cが十分に小さければ、 $1 - \exp(-ht/C) \approx 1$ となり、熱エネルギーQは、

$$Q = \int P dt = \int (T_c - T_e) dt \quad (3.3)$$

となる。hの値はあらかじめ校正を行うことによって知ることができる。つまり、Qは、 T_c が初期温度に戻るまでの温度対時間曲線の面積を積分することにより

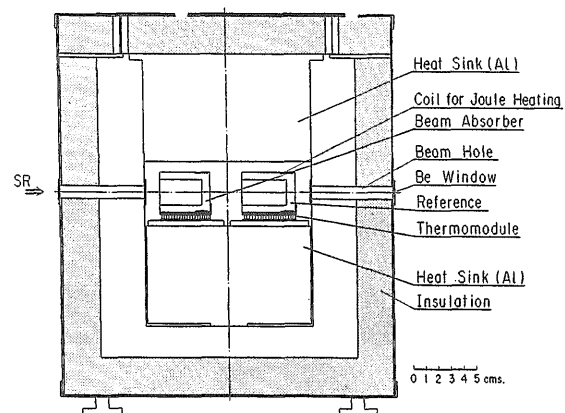


図3.1 マイクロ熱量計本体の断面

得られ、光子エネルギーは単一なので、そのQから光子束が得られることになる。熱吸収体には、応答を速くし、高感度を得るため、大きな熱伝達係数と小さい熱容量をもつ材料が望まれる。そのため、銀、銅を用いた。

光子は、27cmの空気層と60μm厚さのベリリウム窓を通った後、銀または銅のビーム吸収体により完全に止められる。そのビーム吸収体において発生した吸収エネルギーが、熱電対を通して起電力を生じる。その起電力を、もう一方の吸収体の周囲に巻き付けた抵抗線によるジュール加熱により得た校正曲線を用いて、熱出力に変換した。

吸収体の形状としては、カップ形状をとった。これは、平板よりカップ形状の方が光子の逃げが小さいことを、K-X線も含めたEGS4モンテカルロコード⁴⁾計算により確認したからである。計算によると、その光子の損失は1.44%以内である。銀の方が若干その損失が大きいが、熱伝達係数と熱容量の点では銅より優れている。熱輻射と対流による空気中への熱損失も誤差の原因になるが、恒温槽はほぼ室温に制御され、センサーの温度上昇は1K以下であるので、その影響は多くて0.01%である。

双子型熱センサーの機械的、電気的な不均衡、恒温体内の温度ゆらぎ、そして電気的な変動は、双子型熱量計と室温との差を0.01K以内に制御した恒温技術により最小化している。結局、バックグラウンドは0.15μVのレベルに押さえられ、ジュール加熱による校正により、本熱量計は0.9μWの熱出力を0.76%の精度で測定できることを確認した。

そこで、実際に放射光に対する性能を確認するため、そのビーム強度測定を行なった。Si(111)またはIn-Sb(220)2結晶モノクロメータを用いて単色化した10keVから50keVの光子を熱量計に入射させた。ビームサイズは、モノクロメータ前後のX-Yスリットにより2.8x9.5~11.0x15.4mmに変化させ、数mJ以上の吸収エネルギーを得るため、3分から10分の間、光子ビームを吸収体に入射させた。

出力は、光子が入射している間上昇し、入射を止めるとバックグラウンドまで戻る。熱出力は、そのピーク面積を積分することにより得た。光子エネルギー、ビームサイズ、ビーム吸収体を変えて同様な実験を25回繰り返し、次項の電離箱の値との一致がすべて±3%以内で再現されることを確認した。また、銅と銀のビーム吸収体を用いた結果の間に有意な差は見られなかった。

3.1.2 自由空気電離箱

放射光強度モニターには全吸収型ではなく、透過型の測定器を用いる必要がある。そこで、平行平板自由

空気電離箱を独自に開発した³⁾。装置の断面図を図3.2に示す。ビーム方向の全長は10cmである。

単色化されたとはいえ、空気吸収線量にして最大0.55Gy/sの強度を持つ光子ビームは、イオン再結合、空間電荷効果、電場のねじれ⁴⁾を引き起こす可能性がある。そこで、測定に先立ち、前述の全吸収型熱量計を用いて電離箱を校正した。照射線量率 E_x は次の式により求めた。

$$E_x = I_s K_h (al)^{-1} \rho^{-1} A^{-1} \quad (3.4)$$

$$\rho = 273.15 p T^{-1}$$

I_s は飽和電流値、 K_h は湿度補正係数、 a はX線ビーム面積、 l は電極長、 ρ_0 は0℃、1気圧における空気密度、 T は温度、 p は気圧、 A は絞リ・電極中心間の空気中における光子減衰率を表す。飽和電流値 I_s は、一般再結合損失を評価するため、加電圧を変化させ、外挿法により求めた⁵⁾。

$$I^{-1} = I_s^{-1} + \text{constant } E_v^{-2} \quad (3.5)$$

ここで、 I は測定電流値で、 E_v は集電場値を表す。加電圧無限大時の電流値 I_s と電圧2800Vの電流値の比は、10keVで0.984、20keVで0.99ほどであった。電離箱を熱量計の前に置き、上向き5.1mradのビーム軸に平行になるよう電離箱の設置角度を調節した。そして、10~50keV光子に対して両者を同時測定した結果、光子の絶対線量は測定の間、2.8%の精度でモニターできることを確認した。

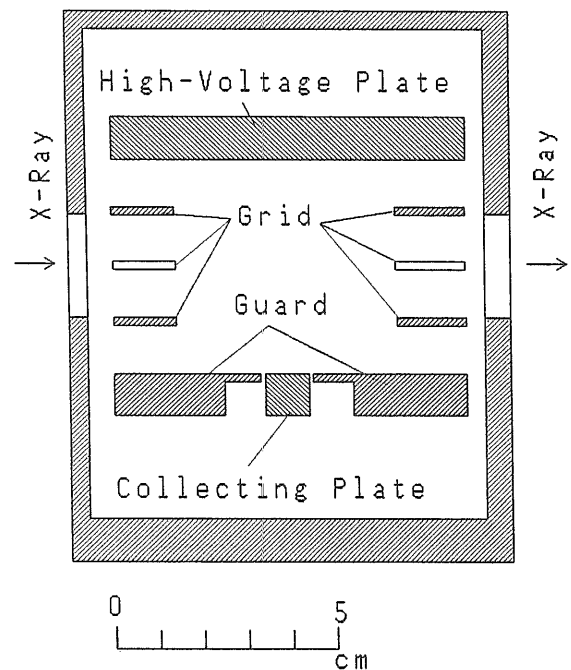


図3.2 自由空気電離箱の断面

3.2 直線加熱TLDリーダーの開発

3.2.1 RandallとWilkinsの式

RandallとWilkinsによると、温度TにおけるTLDの発光強度Iは

$$I = -dn/dt = s \cdot \exp(-E/kT)n \quad (3.6)$$

の式で表される⁶⁾。ここで、nはトラップされている電子数、sは頻度因子、Eは活性化エネルギー、kはボルツマン定数、Tは絶対温度を表す。もし、加熱速度βで直線加熱すると、Tは

$$T = T_0 + \beta t \quad (3.7)$$

と表されるので、式(3.6)は、

$$n(T) = n_0 \exp\left\{-\frac{s}{\beta} \int \exp(-E/kT')dT'\right\} \quad (3.8)$$

となる。つまり、式(3.1)は

$$I(T) = n_0 s \exp(-E/kT) \exp\left\{-\frac{s}{\beta} \int \exp(-E/kT')dT'\right\} \quad (3.9)$$

となる。ここで、式(3.9)を微分し、=0とおくと

$$\beta E/(kT_m^2) = s \exp(-E/kT_m) \quad (3.10)$$

すなわちピーク温度T_mは、加熱速度βに依存することが導かれる。

また、熱クエンチにより、積分量も変化することが報告されている。つまり、蛍光の放出は温度に依存しないが、非放射遷移確率は温度とともに急速に増大すると考えられている。もしそうであれば、発光効率、温度とともに減少する。そうした依存性が熱クエンチと呼ばれる。実際、Gorbicsらは、CaF₂:Mn、LiF、CaSO₄:Mnにおいてグロー面積の温度依存性を観察している⁷⁾。こうしたピーク温度、積分量の依存性から、熱ルミネセンスを測定し、グロー曲線を観察する

には、温度再現性に優れ、直線加熱を行えるリーダーが必要となる。

3.2.2 システム

TLDのグロー曲線を含めた応答特性を調べるため、直線加熱のリーダーを開発した⁸⁾。システムは、図3.3に示すように、TLDリーダーユニット、冷却水ユニット、出力記録ユニットの3つのユニットからなる。冷却水ユニットは、半導体電子冷却コントローラーを装備し、白金製プランチェットの加熱速度を一定にする。加熱されたTLDからは熱ルミネセンスが放出され、2種類の光フィルターを通して光電子増倍管(Hamamatsu R-1288)に入射し、熱ルミネセンス強度に比例した光電子増倍電流を発生させる。その0.01nAから100μmの光電子増倍電流と白金製プランチェットに接触するCA熱電対によってモニターされたTLD温度が、電流デジタイザーにより最適のS/N比を得よう1ミリ秒毎にデジタル化され、分析レコーダー(Yokogawa 3655E)に送られる。ちなみにデジタイザーの直線性は、0.1%以下の精度で保証されている。

3.2.3 加熱特性

TLDの加熱方法として、オーム加熱、ガス加熱、赤外線加熱⁹⁾、レーザー加熱¹⁰⁾などがあるが、ここでは、ルーチン作業に用いるのではなく、直線性、再現性に優れた加熱を行うことにより解像度の優れたグロー曲線を得ることを主目的とすることから、オーム加熱法を採用した。プランチェットは酸化による表面状態の変化を避けるため白金からなり、直径13mm、深さ5mmのカップ型をしているため、リボン、ペレット、粉末、液体など多様なタイプの熱ルミネセンス測定に適用できる。TLD周りの空気は、図3.4(b)の280℃以上で現れているような非放射性誘起信号¹¹⁾を避けるため、測定時には窒素ガスによって置換される。その効果は、図3.4(a)に示すように測定によって確認した。弁を調節することにより、毎回、ガスの流入速度は一定にされる。

グロー曲線は、TLD温度と熱ルミネセンス強度によって表され、その形状は温度上昇率に依存する。その温度を冷却ユニットにフィードバックすることにより、室温から450℃までの範囲で温度を制御する。0.5、1、2、3、5℃/sの加熱速度を利用できるが、この加熱速度は、TLDとプランチェットの温度差を最小化させるために、通常のTLDリーダーの加熱速度よりむしろ遅い。2℃/sの温度上昇プロフィールを光電子増倍管のバックグラウンド出力とともに図3.5に示す。上昇率の変動は、毎秒3℃の上昇率の時に最大になるが、それでもほぼ±2%の誤差内で制御され、

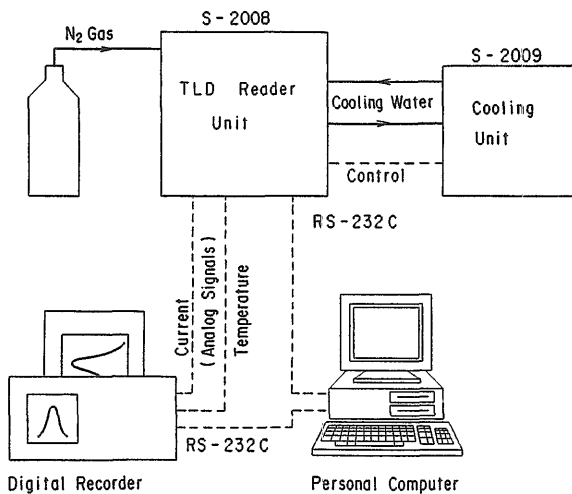


図3.3 TLDグロー曲線測定システム

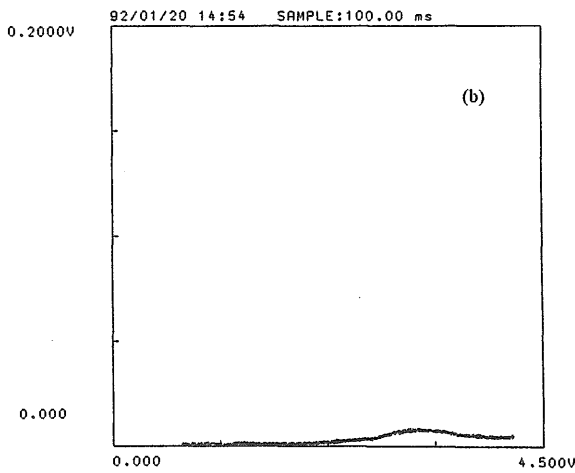
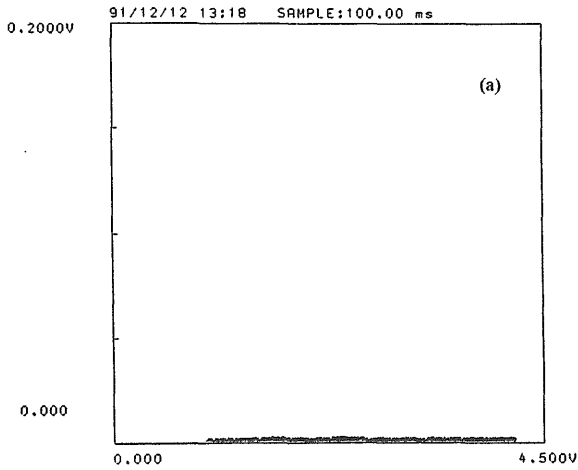


図3.4 窒素ガスが(a)ある場合と(b)ない場合のバックグラウンド電流
(加熱速度 2°C/s、青フィルター装着)

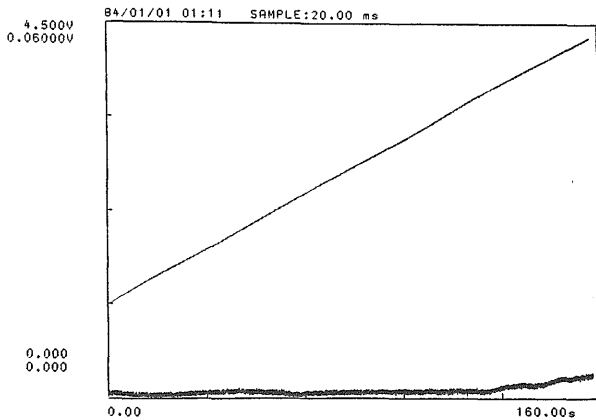


図3.5 加熱速度 2°C/s時の温度直線性

またその再現性を確認した。

現システムでは、TLDの温度というのは実際には白金製プランチェット裏面の温度であり、TLDと熱電対間の温度差は避けがたい。その差異をなるべく小さくするため、加熱中のプランチェット表面の温度を、放射温度計(ミノルタ TR0506C)を用いて、±10°Cの精度で測定し、その値を用いて熱電対の測定温度を校正した。

3.2.4 光フィルターと光電子増倍管

光電子増倍管の暗電流は、温度とともに上昇するが、その大きさは光フィルターに依存する。3種のフィルターの光透過曲線を図3.6に示す。赤外線フィルター(HA30)は、透過させる波長領域がもっとも広いため、TLD周囲の加熱部から放射される長波長の熱電子を除去するために、常時装着している。紫外線フィルター(B-390)は、青色をしており、400nm付近の光のみを透過させるため、図3.4(a)に示すようにバックグラウンド電流が顕著に少なくなり、ピーク波長が400nmのLiF¹²⁾や368nmのLi₂B₄O₇:Cu¹³⁾に有効である。BeOとCaSO₄素子については¹⁴⁾、もう1つの紫外線フィルター(CS-500)を光電子増倍管のバックグラウンド電流を減少させるために用いる。図3.7にそのバックグラウンド電流値を示す。

光電子増倍管の選択は、低ノイズで広い測定レンジをもつTLDリーダーを実現するために重要である。本システムに装着している浜松フォトリクス社のR-1288光電子増倍管は、図3.8に示すように、たいていの熱ルミネセンススペクトルを含む300から600nmの波長をもつ光に敏感である。また、-1500Vが、増倍管への最適な加電圧として推奨されるが、増倍管の利得は、図3.9に示すように、-1100Vまで加電圧に比例することを確認した。熱ルミネセンス出力が100μAを越えるときには、低い加電圧が有用である。他方、現システムのバックグラウンドは、HA-30とB-390の2種のフィルターを用いたとき、図3.4(a)に示すように、0.01nA以下である。結局、現システムは、7から8

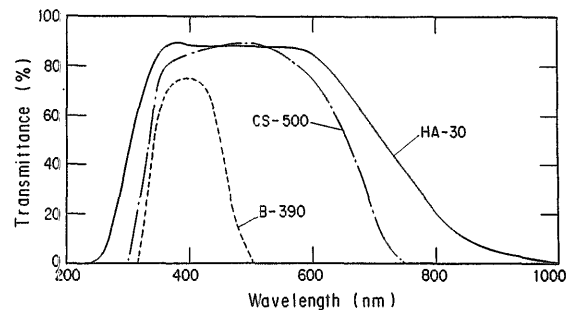


図3.6 フィルターの光透過曲線

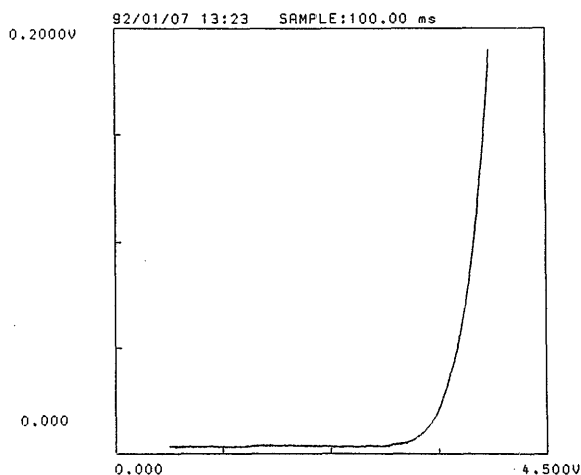


図3.7 赤外線フィルター (HA-30) のみ装着時のバックグラウンド電流

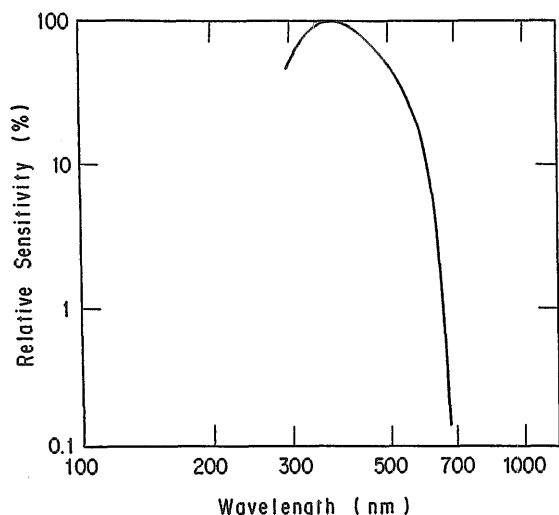


図3.8 光電子増倍管のスペクトル相対感度

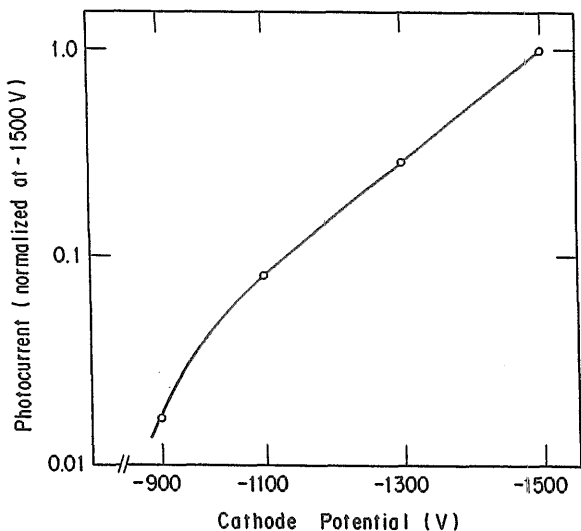


図3.9 光電流の加電圧依存性

桁のオーダーをカバーする広レンジで使用できることを確認した。

3.3 放射光を用いたTLD応答測定

3.3.1 エネルギー、線量応答の定義

エネルギー応答は、従来いくつかの定義のもとにデータがまとめられてきた。すなわち(1)TL応答/空気吸収線量(照射線量)、(2)TL応答/水(ファントム)吸収線量、(3)TL応答/TLD吸収線量、(4)TLD吸収線量/空気吸収線量などである。(1)(2)は、⁶⁰Co γ線による校正時のみに空洞理論を用い、(3)は、加えて空気吸収線量からTLD吸収線量に変換するときに空洞理論を用いる。(4)は、測定なしに計算によってのみ値を得る。空洞理論の適用性が確認されているエネルギー領域あるいは媒質では、基本的に(1)(2)と(3)は表現が異なるだけである。測定値間の相互比較のためには、その定義を明らかにしておくことが重要であり、本研究では、(1)の定義を用いた。

線量Dにおける熱ルミネセンス線量応答f(D)は、

$$f(D) = (F(D)/D)/(F(D_1)/D_1) \quad (3.11)$$

と定義した。ここで、F(D₁)は、低線量D₁、すなわちf(D)の直線領域で測定した熱ルミネセンス信号強度を表す。線量Dには、空気あるいはTLD吸収線量を用いた。

3.3.2 実験条件

実験は、高エネルギー物理学研究所内にあるフォトンファクトリー (PF) の2.5GeV陽電子蓄積リングから放出されるシンクロトロン放射光を用いて行った^{15) 16)}。利用したビームラインは、垂直ウイグラーが挿入されているBL14C¹⁷⁾である。実験体系を図3.10に示す。シンクロトロン放射光自体は、広がりのあるエネルギースペクトルを持つので、Si(111)単結晶からなる2結晶モノクロメータを用いて10keVから40keVの単一エネルギーのX線を取り出した。分解能は約60eVである。しかし、ブラッグ反射の条件¹⁸⁾より、その単一エネルギー光子ビームは、エネルギーにして3倍の高調波を含む。この高調波が、測定値にいくらかの誤差を持ち込む可能性があった。そこで、真空ボックス内に設置したベリリウム箔により散乱されたエネルギースペクトルをHp-Ge検出器で測定し、この望ましくない成分強度をモニターした。10keV光子に対するスペクトルの一例を図3.11に示す。10keVの他に30、40keV高調波のピークが現れている。しかし、2結晶モノクロメータでは、第1結晶と第2結晶の角度を完全に平行な位置からわずかにずらすことにより、高調波成分を減らせることが知られている。これは、屈折の効果によりブラッグ反射曲線の中心角度が基本波と高調波ではわずかにずれ、かつ反射の角度幅が高調波

の方が狭いことを利用している¹⁹⁾。実際、本方法により高調波を0.3%以下にまで減らすことができたので、実験におけるTLD内の吸収線量への影響は無視できた。

TLDへの照射線量は、線量計の前に前述の平行平板自由空気電離箱を置いて、モニターした。光子ビームの断面は矩形をなしており、縦の長さはおよそ10mm、横の長さはエネルギーが小さくなるほど大きく、典型的な長さとして、10keVで10mm、30keVで6mm、40keVで5mmであった。そのビーム内の線量分布を見るため、モニター電離箱の前部に設置した0.5mm幅のスリットをもつタンクステン板を、垂直あるいは水平に移動させることにより、ビーム内の強度分布を測定した。10 keV X線に対する結果を図3.12(a)(b)に示す。垂直方向には部分的に均一な強度分布があるが、水平方向には全体に不均一であることが明らかになった。そこで、垂直方向の不均一領域はコリメータで遮蔽し、水平方

向はTLDを走査することによってその不均一分布を平均化させた。照射線量率は、蓄積リングの電流値およびモノクロメータの角度調整に応じて、空気吸収線量率にして $4.2 \times 10^{-4} \text{ Gy/s}$ から $5.5 \times 10^{-1} \text{ Gy/s}$ まで変化した。しかし、そうした線量率のばらつきは、文献^{20) 21)}から考えて、TLDの応答に何ら影響を及ぼさないと考えられる。

TLDには、第2章で用いたLiF (TLD-100) 素子と松下電器産業(株)製の $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ 、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ 、BeO素子を用いた。各素子の形状、アニーリング方法を表3.1に示す。アニーリング後はすべて、自然冷却した。 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ は湿度に影響され、湿度90%の環境下のもとでは、2ヶ月で10%ほど感度が落ちる²²⁾。そこで、測定時以外はデシケータに保存した。他方、BeOは光フェーディングを示すことが報告されており²³⁾、通常の蛍光灯程度では1日さらされてもほとんどフェーディングしないが、強い光や長時間ではその影響を無視できないため、照射はハッチ内の照明を消して行い、照射時以外は黒い樹脂ケースに入れて保存した。

図3.10の実験体系では、入射光子ビームは完全に平行で、単一エネルギーと見なせるので、TLD内の減衰は光子減衰係数を用いて容易く計算することができる。散乱光子のビルドアップを無視でき、TLD内の光子減衰が指数関数的であるとすると、補正係数は第2章の式(2.14)で与えられる。こうして、Hubbellの線減衰係数のデータ²⁵⁾を用いて評価したLiF、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ 、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ の補正係数を、表3.2に示す。計算では、活性体であるLiF中の0.054重量% Mg²⁶⁾、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ 中の0.05% Cu、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ 中の0.005% Tmの影響を考慮している。BeOは2層の円柱形状をしており、式(2.14)を直接適用することができないので、計算を行っていない。

電離箱中心とTLD間には長さ24cm分の空気が存在し、そこでの光子の減衰は、10keVで13.5%、15keVで4.5%、20keVで2.2%、30keVで1%、40keVで0.7%である。

すべてのデータは、まず3.2節のTLDリーダを用いてそのグロー曲線を測定し、積分した。これは、ピーク高さを測定する方法に比べて優れている。理由は、横軸を時間にとった場合、ピーク高さは加熱速度に比例することになり、その精度に大きく依存する。また、最大ピークは複数ピークの重なりの結果であることが多く、そのため、加熱の状態や皿の状態の影響を受けやすく、再現性が積分法に比べて劣るからである。

校正は、第2章と同様に ^{60}Co γ 線で行い、熱ルミネセンス強度を $4.37 \times 10^{-2} \text{ Gy}$ から $4.37 \times 10^{-1} \text{ Gy}$ の異なる線量に対して4.7%以下の精度で校正した。実験では、3個以上のTLD素子を、直線領域にある少なくとも2通りの照射線量で自由空気中において照射した。ま

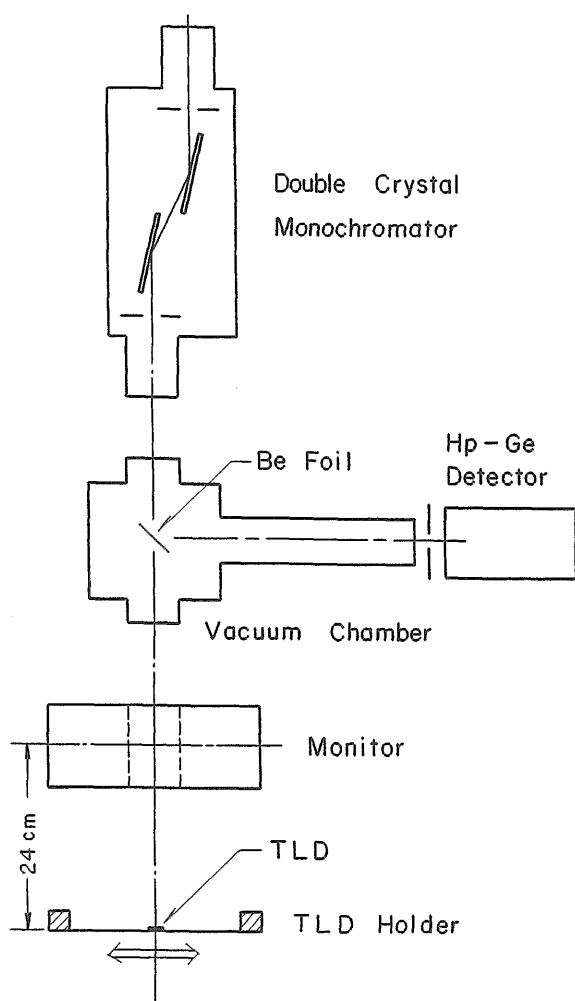


図3.10 実験体系

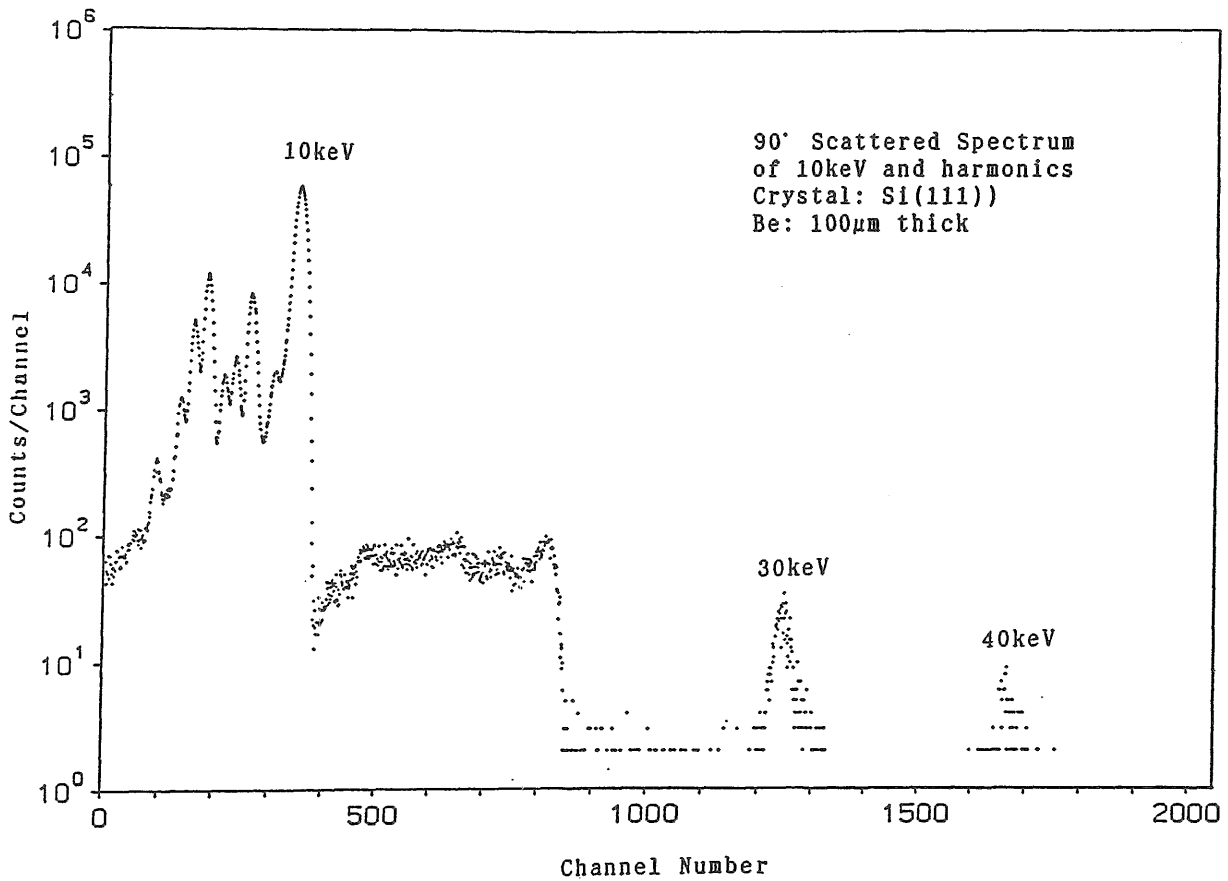


図3.11 10keV X線と高調波の90度方向散乱スペクトル

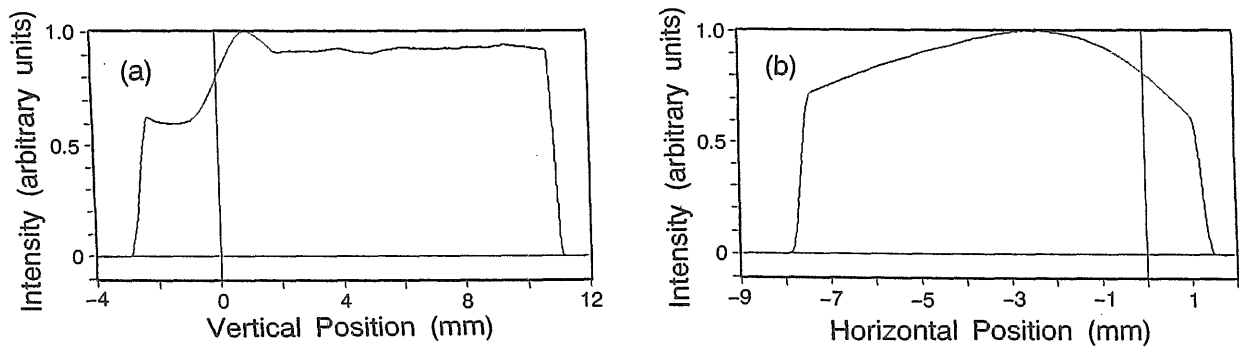


図3.12 10keV X線ビーム内の垂直、水平方向強度分布
最大値を1に規格化している

表3.1 各TLDの大きさとアニーリング方法

TLD	Z_{eff}^{24}	Size(mm)	Annealing
LiF	8.14	3.8x3.8x0.038	400°C, 1 h
Li ₂ B ₄ O ₇ :Cu	7.3	3φx0.09 on polyimid film	300°C, 15 min
BeO	7.13	1.0φ in 1.2φx8 glass tube	450°C, 60 min
CaSO ₄ :Tm	15	3φx0.09 on polyimid film	400°C, 5 min

$Z_{eff}(\text{tissue})=7.4$

表3.2 TLDの自己吸収

Energy (keV)	LiF	Li ₂ B ₄ O ₇ :Cu	CaSO ₄ :Tm
40	0.99	1.0	1.00
30	0.98	1.0	0.98
20	0.96	1.0	0.93
15	0.91	0.99	0.84
10	0.75	0.96	0.60

た、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ 、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ の照射は、ポリイミドフィルムの影響を最小化するため、とくに素子側を線源に向けて行った。

3.3.3 フッ化リチウム (LiF) 測定結果

3.3.3.1 グロー曲線

図3.13(a)(b)は、 ^{60}Co γ 線と10keV X線をそれぞれいくつかの線量でLiFTLDに照射し、毎秒2°Cで加熱することにより記録したグロー曲線である。0.5~5°C/s

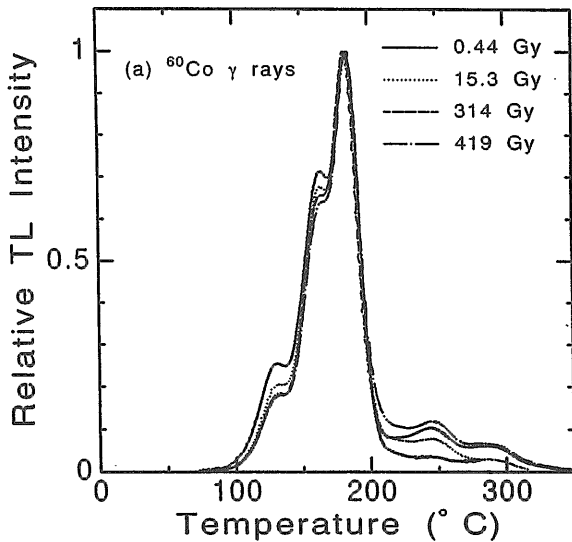


図3.13(a) ^{60}Co γ 線に対するLiFの加熱速度2°C/s時のグロー曲線

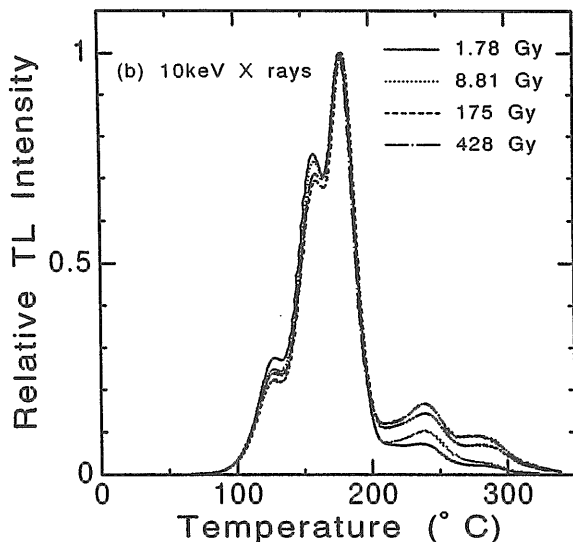


図3.13(b) 10keV X線に対するLiFの加熱速度2°C/s時のグロー曲線

のいくつかの加熱速度で加熱しても、その積分値は互いに5.5%以内で一致したので、本実験ではエネルギー応答、線量応答ともすべて2°C/sの加熱速度で測定した。

LiFのグロー曲線はいくつかのピークから構成されている。Fairchildらは、室温以上で11のピークを観察している²⁾。標識番号と加熱速度10.3°C/minのピーク温度はそれぞれ、1(62°C)、2(94°C)、3a(112°C)、3(137°C)、4(170°C)、5(190°C)、5a(210°C)、6(235°C)、7(260°C)、8(285°C)、9(315°C)、10(345°C)、11(370°C)である。主ピークはピーク5にあたる。図3.13(a)を見てわかることは、線量とともに高温部ピークが増大している点である。この定量的評価については、3.3.3.3の線量応答の説明の項で行う。また、図3.13(a)(b)を比較して、低エネルギー光子の方が高温部ピークの割合が若干高い。この割合についても、次のエネルギー応答の項で評価を行う。

3.3.3.2 エネルギー応答

測定したLiFのエネルギー応答を図3.14に示す。縦軸は発光/空気吸収線量を表し、すべて ^{60}Co γ 線の値で規格化している。同図は、グロー曲線の60°Cから320°Cまでの面積を積分して得た。また、210°C以下、以上で積分することによって求めた主ピーク、高温ピーク応答を、図3.15に示す。両者とも、バックグラウンドは、前もって測定したバックグラウンド値を定数として差し引いた。異なる照射線量間で有意な差は見られなかったため、平均値を対応する標準偏差とともに示している。計算値は、空洞理論に基づき計算した。40keV、100keVのエネルギーをもつ電子のLiF中におけるCSDA飛程は、ほんの 3.65×10^{-3} 、 1.78×10^{-2} g/cm²であり、TLDの厚さ0.1 g/cm²よりずっと小さい。つまり、100keV以下で計算された応答は、空気の実効原子番号が小さいこともあり、LiFTLDの空気

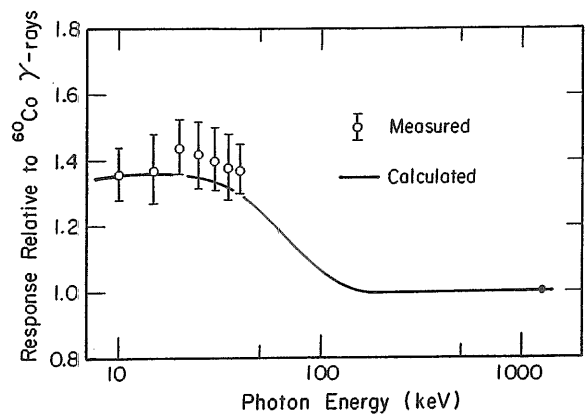


図3.14 LiFの全ピークに関するエネルギー応答

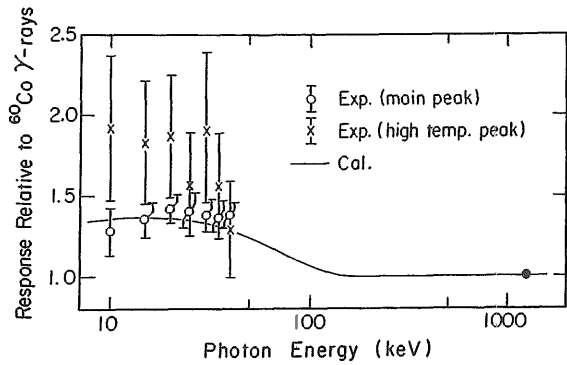


図3.15 LiFの主、高温ピークに関するエネルギー応答

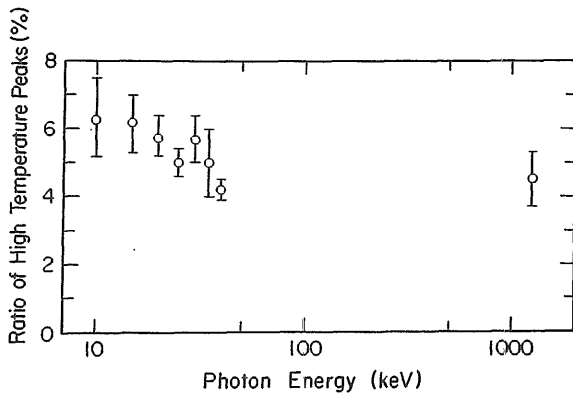


図3.16 光子エネルギーに関する高温ピークの全ピークに対する面積比

に対する質量エネルギー吸収係数の比に等しい。したがって、計算値の誤差は、Hubbellによって評価された質量エネルギー吸収係数²⁰⁾の誤差、すなわち±2%にはほぼ等しい。

全応答測定値の平均は、20keV以上のX線に対して計算値より6%ほど大きいですが、15、10keVエネルギーにおいては誤差内で一致する。また、主ピークの応答測定値は、20keV以上でほんの4%ほど大きいですが、高温ピークの過大応答は、10keVから40keVの間で17%から41%に達している。高温ピークのこの過大応答は、空洞理論による計算値より2倍ほど大きいBuddらのデータ²⁰⁾より小さい。その違いは、加熱方法とアニーリングにおける冷却方法の違いによるものと思われる。Buddらは、ランプ加熱後、300°Cの温度でプラトー加熱し、アニーリングは、主ピークに対する高温ピークの感度を上げるため、TLDを毎分3°Cほどの速度で80°Cまでゆっくりと冷却しているからである。

図3.16に、光子エネルギーに関する全ピークに対する高温ピークの割合を示す。その割合は、⁶⁰Co γ線に比べて35keV以下では、光子エネルギーの減少とともに

にわずかずつ増大し、10、15keVでは30%大きい結果を得た。

3.3.3.3 線量応答

図3.17に、⁶⁰Co γ線、30keV、10keV X線に対して測定した線量応答値を示す。データは、グロー曲線の面積を、320°Cまで全積分することによって得た。横軸は、空気吸収線量を表す。どのエネルギーも、5 Gyまで直線性を示し、それ以上では、線量応答が増大するsupralinearity (超直線性)を示し、数百Gy付近で最大になった。その最大値は、10、30keV X線、⁶⁰Co γ線に対して、それぞれ約2.0、2.8、4.3とエネルギーが高くなるほど大きい値を示した。

主ピーク、高温ピークの線量応答は、エネルギー応答と同じ温度領域で積分して評価した。高温ピーク面積の全ピーク面積に対する比を、図3.18に示す。明らかに、高温ピークの割合は線量とともに大きく増加し、しかも光子エネルギーが小さいほどその割合は大きい。

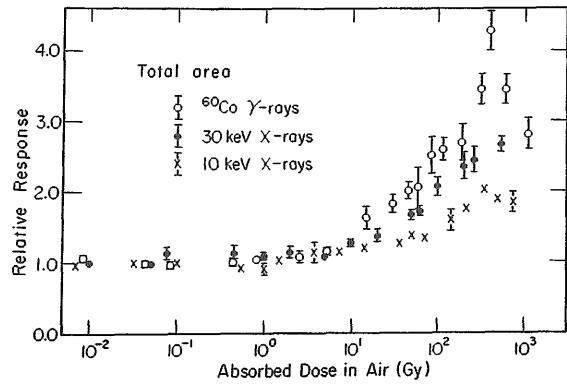


図3.17 LiFの⁶⁰Co γ線、30keV、10keV X線に対する線量応答

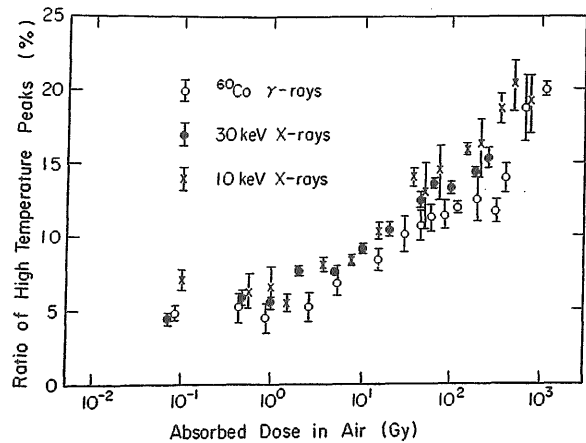


図3.18 線量に関する高温ピークの全ピークに対する面積比