

Title	低エネルギー光子に対する線量評価の研究
Author(s)	成山, 展照
Citation	大阪大学, 1997, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3144130
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

低エネルギー光子に対する線量評価の研究

1997年

成山 展照

低エネルギー光子に対する線量評価の研究

成山 展照

Study on dose estimation for low energy photons

By

Nobuteru Nariyama

Abstract

Recently, the use of low energy photons from ultraviolet to several tens of keV has been extensively increased in synchrotron radiation and free electron laser facilities, where the beam is almost completely parallel and the intense photon sources several orders higher than that of conventional x-ray machines are available. In this context, the development of dose evaluation for low energy photons has been crucial for radiation protection, medical application such as coronary angiography, and heat stress in optical devices of the beam filters and monochromators. From this point, in this study the validity of a theory used for dose evaluation was examined for low energy photons, dosimeter responses of thermoluminescent dosimeters (TLDs) were measured using monoenergetic photons from synchrotron radiation, and furthermore by applying those results to dose measurements the dose estimation techniques were improved.

Cavity theory which is used for the estimation of the dosimeter response is fundamentally necessary for photon dose measurements. For the examination of the validity, the responses of LiF TLDs sandwiched between two Teflon, aluminum, copper and gold foils were measured for 30 to 200 keV x rays from a conventional x-ray machine and compared with the calculated based on the theory. The result showed that the discrepancies were 48% for gold, while 15% for the other media. By using a Monte Carlo transport code ITS, the response in gold was found to depend largely on the accuracy of the weighting factors used in the theory even for low energy photons because of the large influence of the secondary electrons from the medium to the TLD dose. The result clarified that the criteria whether a cavity was large or small were related to the degree of the influence of the electrons from the medium to the TLD dose, not the degree of the attenuation of the electron fluence in the TLD. For the dosimeter response, noticing that the electrons incident on the TLD are all absorbed in that for the low energy photons, another calculation method was proposed using energy transmission and reflection coefficients. The response calculated with the method agreed with the measured even for gold.

To establish the monitoring technique for the intense source of synchrotron radiation, doses measured with a parallel-plate free-air ionization chamber were compared with those with a total absorption microcalorimeter for 10-40 keV monoenergetic photons from synchrotron radiation. As a result, the agreement was obtained within 3% so that the accuracy of the chamber as a monitor was confirmed.

For the measurement of the response characteristic of TLDs for low energy photons, LiF, Li₂B₄O₇:Cu, BeO and CaSO₄:Tm TLDs were irradiated with 10-40 keV monoenergetic photons from synchrotron radiation. The glow curves were recorded using a TL reader developed with a linear heating of 0.5-5°C/s with an accuracy of 2% and by integrating the area the energy and dose responses were obtained. As a result, the energy responses were found not to agree with the calculated: the measured values were larger by 6% for LiF, 70% for BeO and 8-24% for CaSO₄:Tm, and smaller by 8-20% for Li₂B₄O₇:Cu. Moreover, it was shown that the linear region depended on photon energy: that extends to 0.5 Gy for ⁶⁰Co gamma rays and 1 Gy for 40 keV x rays for CaSO₄:Tm. For Li₂B₄O₇:Cu, the linearity extends over 650 Gy for ⁶⁰Co gamma rays, while 300 Gy for 10 keV x rays. On the other hand, LiF and BeO exhibited the linearity to 5 Gy and 2.6 Gy, respectively, independent of photon energy. Furthermore, except for Li₂B₄O₇:Cu, supralinearity was observed that the dose response increases above the linear region, where the maximum dose response decreased with photon energy from ⁶⁰Co gamma rays to 30 and 10 keV x rays. Calculations of LET for photons showed that the LET value increased with decreasing photon energy, which suggested that the dependence of supralinearity on photon energy and the disagreement between the energy response and the cavity theory were attributed to LET effect.

Using the LiF and Li₂B₄O₇:Cu TLDs, absorbed doses were measured in a tissue-equivalent 30-cm cubic phantom irradiated with 10 and 30 keV monoenergetic photons from synchrotron radiation. Owing to the effect of linear polarization, dose dependence on azimuthal angle around the beam axis was observed with a factor of 3.5 at maximum. The measured doses agreed with the calculated with a Monte Carlo transport code EGS4: the validity of the code and photon cross section data PHOTX was confirmed for dose calculations in the low energy region.

Using the EGS4 code, the depth doses at 0.07, 0.02-0.10 mm and 10 mm in ICRU 4- and 10- element phantoms were calculated for 1.5 to 50 keV photons. The dose at 0.02-0.10 mm depth has been recommended as the estimated depth for the stochastic effect of skin in ICRP Publication 60. The calculated result showed that the depth dose at 0.07 mm and 0.02-0.10 mm became maximum at 3 to 4 keV, below which the dose decreases owing to photon attenuation. On the other hand, between the sphere and slab geometry no large discrepancies were observed, that is, the slab geometry is better owing to the simplicity. As a result, it became clear that below 10 keV the depth dose at 0.02-0.10 mm in slab was a practical index of effective dose defined in ICRP Publication 60 instead of the 10 mm depth dose.

From the results, it is concluded that an application method of cavity theory and

response characteristics of the TLDs were clarified for low energy photons: technique for the dose estimation was developed and the accuracy was improved. Moreover, the dose conversion factors were provided below 10 keV, which proposed guidelines for the point of view of radiation protection for the low energy photons.

要旨

近年、放射光の利用を目的としたシンクロトロン加速器や自由電子レーザー施設が国内外で増加しつつある。それらは、数十keV以下の低いエネルギーをもつ光子でありながら、通常のX線発生装置より桁大きい強度をもち、指向性が非常に優れている点で、従来の放射線にはなかった特徴を有する。このため、作業従事者に対する放射線防護上、アンジオグラフィ（冠動脈撮像法）をはじめとする医療利用上、あるいは窓材、モノクロメータなど材料における熱負荷上、低エネルギー光子に対する精度よい線量評価が重要になってきた。このような観点から、本研究では、低エネルギー光子に対する線量評価に必要な理論の検証および線量計の応答特性測定を行い、さらにそれらを線量測定に実際に応用することにより、線量の評価技術を向上させた。

まず、媒質中における線量計の応答を定量的に評価する理論である空洞理論は、光子の線量測定の基本となる。そのため、X線発生装置からの30~200keV X線を用いてテフロン、アルミニウム、銅、金媒質中の熱蛍光線量計(TLD)応答を測定し、空洞理論値との比較を行った。その結果、テフロン、アルミニウム、銅の場合には15%以内で両者は一致したにもかかわらず、金の場合には48%ほど異なった。そこで、光子・電子モンテカルロ輸送計算コードITSを用いてシミュレーションを行い、金の場合にはTLD線量に対するその2次電子の寄与が大きいこと、応答値が加重係数の精度に大きく影響されること、つまり、空洞が”大きい”か”小さい”かの基準は、一般に考えられているように媒質中で発生した電子フルエンスのTLD中における減衰の程度にあるのではなく、TLD線量に及ぼす影響の度合いにあることを明らかにした。さらに、低エネルギー領域では媒質から発生する2次電子はTLD中ですべて吸収される点に着目し、エネルギー透過、反射係数を用いて線量計の応答値を計算する方法を提案し、金の場合も含めて実験値と十分に一致することを示した。

次に、強度の大きな放射光に対するモニタリング技術を確立するため、その絶対強度を補正なしに測定できる全吸収型マイクロ熱量計を開発し、平行平板自由空気電離箱の値と比較を行った。その結果、±3%以内で両者の値が一致することを確認し、モニターとしての同電離箱の精度を評価した。さらに、TLDの基本データであるグロー曲線（温度-蛍光量曲線）を測定するため、±2%の精度で0.5~5°C/sの直線加熱を行うTLDリーダーを開発した。

このリーダーを用いて、TLDの低エネルギー領域における応答特性を測定するため、放射光からの10~40keV単一エネルギー光子をフッ化リチウム、ホウ酸リチウム、酸化ベリリウムおよび硫酸カルシウムTLDに照射し、そのグロー曲線の面積を積分することにより、エネルギー、線量応答値を得た。

その結果、エネルギー応答測定値は空洞理論値と一致せず、フッ化リチウムで6%、酸化ベリリウムで70%、硫酸カルシウムで8~24%測定値の方が大きく、また、ホウ酸リチウムでは8~20%測定値の方が小さくなることがわかった。また、直線領域が光子エネルギーに依存することを明らかにし、硫酸カルシウムでは ^{60}Co γ 線に対して0.5Gyまで、40keV X線に対しては1Gyまで直線性が広がり、ホウ酸リチウムでは ^{60}Co γ 線に対して650Gyまである直線性が、10keV X線に対しては300Gyまでしか観察されなかった。他方、フッ化リチウム、酸化ベリリウムは、光子エネルギーにかかわらず、それぞれ5Gy、2.6Gyまで直線性を示した。これらのエネルギー、線量応答値は、TLDを低エネルギー領域に応用する際に利用される。なお、ホウ酸リチウム以外は、直線領域以

上で線量応答が増大するsupralinearity（超直線性）を示し、その最大値は、 ^{60}Co γ 線、30keV、10keV X線と光子エネルギーが低くなるほど小さい値を示した。そこで、光子に対するLET計算により、光子エネルギーが小さいほどLETは大きくなることを定量的に示し、supralinearityの光子エネルギー依存性あるいはエネルギー応答と空洞理論値との不一致は、LETの影響によることを示唆した。

次に、この応答特性を測定したフッ化リチウム、ホウ酸リチウムTLDを用いて、放射光からの10、30keV単一エネルギー光子を人体軟組織等価な30cm角の立方体均質ファントムに照射し、内部の吸収線量分布を測定した。偏光の影響により、ビーム軸周辺部において最大3.5倍の方位角依存性が得られるなど、放射光被曝時の線量分布を明らかにした。さらに、その測定値と、コンプトン散乱における電子束縛効果および直線偏光を取り扱えるよう改良された光子・電子モンテカルロ輸送計算コードEGS4の計算値を比較してその一致を確認し、低エネルギー領域における同コードおよび用いた光子断面積PHOTXの線量計算に対する精度を評価した。

さらに、同コードを用いて、ICRU4、10元素平板ファントム内の0.07mm、10mm深さ線量と、ICRP Publication 60により皮膚の確率的影響の評価深さとして報告された0.02-0.10mm深さ線量を、1.5~50keV光子に対して計算した。その結果、0.07mm、0.02-0.10mm深さ線量は、3~4keV付近で最大値をとりそれ以下では光子減衰により線量が減少すること、球体系の計算値との比較により体系は計算の簡便な平板で十分なこと、さらには、10keV以下では0.02-0.10mm深さ線量が10mm深さ線量の代わりに、ICRP Publication 60で定義された実効線量の実際的な指標として適当であることを明らかにした。

これらの研究成果から、低エネルギー光子に対する空洞理論の適用方法およびTLD線量計の応答特性が明らかになり、線量評価の技術が発展し、その精度が向上した。また、10keV以下の線量換算係数が整備され、低エネルギー光子に対する放射線防護の考え方に指針が与えられた。

目次

第1章 序論	1
1.1 本研究の目的	1
1.2 本研究の概要	5
参考文献	6
第2章 低エネルギー光子に対する空洞理論の適用性	8
2.1 空洞理論	8
2.1.1 Burlin以前の空洞理論	8
2.1.2 Burlinの理論	8
2.1.3 空洞・媒質間の組成が大きく異なる場合の加重係数	10
2.2 X線照射実験	12
2.2.1 方法	12
2.2.2 箔厚さ決定法	13
2.2.2.1 ITSコードによるエネルギー透過・反射計算	13
2.2.2.2 光子減衰、散乱の影響評価	16
2.2.3 TLD校正	17
2.2.4 f値測定結果	18
2.3 実験値と空洞理論値の比較	18
2.4 モンテカルロ輸送計算	20
2.4.1 f値計算	20
2.4.2 実験とITS計算におけるf値の差異の原因	20
2.4.3 加重係数の計算	21
2.4.4 電子フルーエンス減衰係数の計算	22
2.4.5 f値の加重係数精度に対する感度	22
2.5 f値の新たな計算法	27
2.5.1 式の導出	27
2.5.2 式の適用範囲	28
2.6 結論	33
参考文献	33

第3章 低エネルギー光子に対するTLD応答特性	36
3.1 放射光強度モニタリング技術の開発	36
3.1.1 全吸収型マイクロ熱量計	36
3.1.2 自由空気電離箱	38
3.2 直線加熱TLDリーダーの開発	38
3.2.1 RandallとWilkinsの式	38
3.2.2 システム	40
3.2.3 加熱特性	40
3.2.4 光フィルターと光電子増倍管	44
3.3 放射光を用いたTLD応答測定	47
3.3.1 エネルギー、線量応答の定義	47
3.3.2 実験条件	47
3.3.3 フッ化リチウム(LiF)測定結果	52
3.3.3.1 グロー曲線	52
3.3.3.2 エネルギー応答	52
3.3.3.3 線量応答	62
3.3.4 ホウ酸リチウム(Li ₂ B ₄ O ₇ :Cu)測定結果	62
3.3.4.1 グロー曲線	62
3.3.4.2 エネルギー応答	62
3.3.4.3 線量応答	66
3.3.5 酸化ベリリウム(BeO)測定結果	67
3.3.5.1 グロー曲線	67
3.3.5.2 エネルギー応答	67
3.3.5.3 線量応答	70
3.3.6 硫酸カルシウム(CaSO ₄ :Tm)測定結果	71
3.3.6.1 エネルギー応答	71
3.3.6.2 線量応答	72
3.3.6.3 グロー曲線	73
3.3.7 エネルギー、線量応答の測定結果	73
3.3.8 光子に対するLET計算	77
3.4 結論	79
参考文献	79
第4章 低エネルギー光子に対するファントム内吸収線量分布	83
4.1 放射光実験	83

4.1.1 線源条件	83
4.1.2 線量分布測定	83
4.1.3 ファントム内吸収線量への変換	86
4.1.4 変換にともなう補正	86
4.1.5 測定結果	88
4.2 モンテカルロ解析	88
4.2.1 EGS4コード	88
4.2.1.1 オリジナル版	88
4.2.1.2 低エネルギー光子用拡張版	88
4.2.2 計算方法	89
4.2.3 計算値と測定値の比較	89
4.3 結論	95
参考文献	95
第5章 低エネルギー光子に対する線量換算係数計算	97
5.1 計算条件	97
5.2 他計算との比較 (10~50keV)	97
5.3 光子断面積間の比較 (10, 15, 20 keV)	99
5.4 単位フルーエンス当たり深さ線量	99
5.4.1 計算結果 (1.5~50keV)	99
5.4.2 実効線量との比較	101
5.5 結論	101
参考文献	102
第6章 総括	103
謝辞	107
付録 ICRP, ICRU関係用語	108
本研究に関連した論文、講演	110

記号表

第2章

$A(E_\gamma, T)$ 光子により発生した初期電子スペクトル

D 吸収線量

e 電子の電荷

g 空洞の平均行程長さ

J 単位質量当たり電子が生成する電離イオンの電荷

P_K K殻で光電効果がおこる割合

R 電子CSDA飛程

S_{mg} 電子に対する媒質と気体の質量阻止能比

S_c 電子質量衝突阻止能

t 厚さ

W_g 気体中でイオン対を作るのに必要な平均エネルギー

Y_K K殻蛍光収量

β 電子の実効質量吸収係数

η_{tr}, η_{ref} エネルギー透過、反射係数

μ_a 光子線減衰係数

μ_{en}/ρ 質量エネルギー吸収係数

μ_τ 光電効果による減衰係数

ρ 密度

Φ_w^e, Φ_c^e 平衡電子フルーエンス (媒質、空洞発生)

$\overline{\Phi_w}, \overline{\Phi_c}$ 空洞内平均電子フルーエンス (媒質、空洞発生)

第3章

a ビーム断面積

A 光子減衰率

C 熱容量

$d(L)$ 吸収線量分布

E 活性化エネルギー

E_v 集電場値

E_x 照射線量率

h 熱伝達係数

I_0 平均イオン化ポテンシャル

I_s 飽和電流値

k ボルツマン定数

K_h 湿度補正係数

$K^*(T', T)$ エネルギー T' の電子がエネルギー T の2次電子を発生させる確率

l 電極長

P 熱出力

s 頻度因子

S_{tot} 全電子質量阻止能

$t(L)$ track length分布

Z 原子番号

β 加熱速度

第4章

d 光子行程長さ

$F(x, Z)$ 原子形状因子 (x は運動量輸送、 Z は原子番号)

$x = \sin(\theta/2)/\lambda$

θ : 散乱極角, λ : 光子波長

k_0, k 入射、散乱光子エネルギー

P 偏光度

$S(x, Z)$ 非干渉性散乱関数

σ_C コンプトン散乱断面積

σ_{KN} Klein-Nishina断面積

σ_R レイリー散乱断面積

σ_T トムソン散乱断面積

第5章

H_p 個人線量当量

H^* 周辺線量当量

第1章 序論

1.1 本研究の目的

近年、フォトンファクトリー¹⁾に代表される、放射光の利用を目的としたシンクロトン加速器や自由電子レーザー施設が国内外で増加しつつある。電子シンクロトン加速器とは、円形の閉軌道で電子を高周波電磁場で加速、あるいは長時間一定のエネルギーで軌道内に蓄積する装置であり、電子軌道を電磁石で曲げるときに放出される電磁波が放射光である。その放射線は、紫外領域から数十keVまでの低いエネルギーをもつ光子でありながら、通常のX線発生装置より数桁大きい強度をもち、指向性が非常に優れている点²⁾で、従来の放射線にはなかった特徴を有する。こうした利点から、材料、物性分野における構造解析、リソグラフィ、生物に対する放射線影響、医学における診断など多方面において、その利用が行われている。とくに、最近では第3世代放射光と呼ばれるESRF³⁾、APS⁴⁾、SPring-8⁵⁾といった6~8GeVの大型施設の運転によって、さらに大強度、高エネルギーのビームが得られることになり、ますますその利用範囲も広がるものと期待されている。

一方、その利用に付随して新たな問題も生じている。第1に、放射線安全上の問題である。エネルギーが低いといえども、放射光はX線である。実験者に対する放射線防護の対策を行う必要があるが、こうした大強度で低エネルギーが主になる施設は従来なかったことから、線量評価に必要な技術およびデータが十分でない。また、アンジオグラフィ（冠動脈撮像法）に放射光を用いる研究が進められているが⁶⁾、そうした医療診断時の被曝線量評価についても同じことがいえる。さらに、施設に目を移せば、その大型化にともない、窓材、モノクロメータなど光学素子の熱負荷⁷⁾が問題となっており、こうした放射線加熱や効果を測る尺度として吸収線量が重要となっている。このように、施設の増加、大強度化、利用範囲の広がりに歩調を合わせて、低エネルギー光子に対する線量評価技術を向上させる必要性が増大している。

そこで、その線量評価を進める上で解決しなければならない課題および満たすべき条件を、理論、開発・測定および応用面に分けて以下に述べる。

[理論]

まず、線量を評価するためには、その値を実測する必要がある。たとえば、被曝線量を測定する場合、人体模擬材料(ファントム)中に線量計を挿入する。しかし、通常、線量計はその材料とは異なる組成をもつので、その線量計の読み値は、直接ファントム中の線量を表わさない。さらに、その差異は低エネルギーほど増大するため、その読み値を対象とする材料内の線量に変換を行うときの精度が低エネルギーでは重要になってくる。この変換に用いられる理論は空洞理論と呼ばれ、従来⁸⁾Co γ 線のエネルギー領域を中心に調べられてきており、100keV以下の低エネルギー光子に対する適用性については、その必要性が必ずしも高くなかったこともあり、十分に調べられてこなかった。特に、固体線量計に対して用いられてきたBurlinの空洞理論⁸⁾については、用いられている加重係数について理論上多くの議論がなされており⁹⁾¹⁰⁾¹¹⁾、その適用を行うにあたっては実験による検討が必要とされている¹⁰⁾¹²⁾。

[開発・測定]

50keV以下の低エネルギーX線の線量測定については、Greeningが指摘したように、それ以上のエネルギーとは異なる厳しい条件がある¹³⁾。

- (1) エネルギーが低くなるにつれて、光電効果が顕著になり、光子断面積が光子エネルギーに依存して大きく変化するようになる。したがって、エネルギースペクトルの情報がより詳細に必要となる。
- (2) 低エネルギーの光子は、容器や空気中で容易に減衰するため、ある物質の吸収線量を測定する場合、測定位置の精度に大きく依存することになる。
- (3) 大きな質量エネルギー吸収係数および高い照射線量率により、電離箱にイオン再結合、電場の空間電荷効果、電場ひずみ¹⁴⁾といった問題が生じる。

条件(1)を満足するためには、線源として単一エネルギーが理想であり、放射光を用いれば、こうしたスペクトル広がり起因する誤差を最小限にできる。条件(3)は、照射強度のモニター技術に関わってくる。すなわち、放射光施設において照射を行う場合、このように低いエネルギーで大強度の光子ビームを測定した例はほとんどない。そこで、放射光を透過型検出器たとえば電離箱を用いてモニターする場合、イオン再結合などの欠点を持たない別の原理に基づく測定器により強度の絶対値を測定し、両者の値を比較することにより、その妥当性を評価する必要がある。特に、全吸収させることが容易であること、制動放射線の影響が少ないといった性質は、熱量計などの測定器においては利点となるので、そうした測定器と比較を行うことが考えられる。

そして、線量計として何を選択するかが問題である。既存の線量計を考えた場合、たとえば放射線管理区域で作業を行う場合に用いられる個人被曝線量計は、現在30～50keVまでのエネルギー特性しか考慮されていない。熱蛍光線量計(TLD)もそのひとつである。しかし、低エネルギー光子に対する線量計としては、やはりTLDが最も適していると考えられる。その理由として、

- (1) 素子自体が小さいので自己吸収や減衰、散乱の影響が少なく、フッ化リチウムやホウ酸リチウムなど人体軟組織の実効原子番号に近い素子を用いれば良好なエネルギー特性が得られる。
- (2) 低線量から高線量まで広い範囲に直線性を有しており、放射光のような強度の強い線源にも適している。
- (3) 通常、線量率依存性を示さない。
- (4) 種々な実効原子番号をもつ素子を利用できるため、人体以外の各種材料中の吸収エネルギーを測定する場合にも適用できる。

ことが挙げられる。

TLDのエネルギー応答、直線性を調べる上で、Greeningは、LiFのX線応答に影響を与える因子として、TL物質の質量エネルギー吸収係数、活性体の割合、粒子径、線量レベル、LET、TLD中の光子減衰などを挙げている¹³⁾。このうち、LETの影響については、いくつかのTLDにおいて、発光効率、直線性の光子エネルギー依存性が指摘されてきたことに基づいている¹⁵⁾¹⁶⁾¹⁷⁾。TLD測定は、吸収エネルギーに比例した発光量を得られることを前提にしており、もし、発光効率が、校正に用いたエネルギーと対象とするエネルギーとの間で異なるとすると、空洞理論に基づきエネルギー応答を計算しても、期待した性能を得られないことになる。しかし、注意すべきことは、今まで報告された測定値の間には、かなりばらつきが見られることである。これには、いくつかの原

因が考えられる。たとえば、 ^{60}Co γ 線に対する相対発光効率は、モニタリングが唯一可能な空気中のエネルギー応答を測定することによって得られてきたが、そうした測定値は、従来こうした低エネルギー領域で単一エネルギーの線源が得られなかったこともあり、ほとんどがスペクトル広がりのあるX線発生装置により行われている。つまり、最初に挙げたGreeningの条件(1)を満足していない。また、条件(2)のTLD中の光子束減衰を考慮していないものもある。加熱方法や加熱速度、発光量の積分量とピーク値のどちらを用いるか、またその積分範囲など多くの点で異なっている。さらには、グロー曲線を調べていない報告もある。グロー曲線は、加熱温度の関数としてTLDの発光強度を表した曲線で、Horowitzが述べているように¹⁷⁾、エネルギー応答を測定するときは、対応するエネルギーに対して、このグロー曲線と線量応答の測定をともなう必要がある。なぜなら、それらは、測定データの妥当性や発光ピークの挙動に関する情報を与えてくれるからである。しかし、グロー曲線の形状、ピーク温度は、RandallとWilkinsの式¹⁸⁾によって説明されるように、加熱速度に依存する。また、その面積も加熱速度に依存するとの報告がなされている¹⁹⁾。そのため、グロー曲線を得るためには、温度再現性があり、直線加熱性の優れたリーダーが必要となる。以上、線量計として応用する上で必要な低エネルギー領域における応答特性を得るためには、こうした条件をすべてそろえて測定を行うことが求められる。

[応用]

個人被曝線量計は、常に人体に装着した状態で線量を記録することが求められる。また、被曝評価には人体の吸収線量を測定しなければならないことから、TLDを個人線量計として応用するには、実際に人体の代用であるファントムとともに使用し、線量測定を実証する必要がある。さらに、アンジオグラフィなど医療照射の被曝評価のためには、深部の線量分布が必須である。しかし、これらも線源スペクトル、光子減衰といった前述の問題に起因して、深さ依存のスペクトル・角度分布、それにともなう自己吸収の評価方法、線量計自身による放射線場の擾乱等といった問題がからんでくる。そのため、線源としては単一エネルギーが理想であり、用いる線量計の条件として、なるべくスペクトルの影響を受けないよう軟組織等価な組成をもち、薄くホルダー等が付属していないことが必要である。

放射線管理上、低エネルギー領域における線量換算係数の整備も重要である。放射線防護上の基本原則については、国際放射線防護委員会(ICRP)が勧告を行ってきた。同委員会は、1990年に重要な勧告を行い²⁰⁾、実効線量に関する防護基準、原則について大幅な変更を行った。それは、放射線荷重係数、等価線量の導入、実効線量における組織荷重係数の変更である。勧告された組織荷重係数の値を、表 1.1に示す。新たに皮膚線量に0.01の組織荷重係数が割り当てられたのが特色である。このICRP Publication 60に基づく実効線量は、Zanklらにより10keVから10MeV光子に対して²¹⁾、また山口により17keVから8.5MeV光子に対して²²⁾計算されている。

しかし、実際には、測定が著しく困難な実効線量の代わりに、計測実用量が導入されている。国際放射線単位・測定委員会(ICRU)は、Report 39²³⁾においてICRU球の適当な深さにおける線量当量を実効線量当量の代わりに計測実用量の基準として用いることにし、放射線場を規定し、環境線量と個人線量に分けて計測実用量を定義した。すなわち、ICRU球を用いて周辺線量当量、方向性線量当量、透過性個人線量当量、表層性個人線量当量を定義した。このICRU球というのは、ICRUがReport 19²⁴⁾において人体の代わりに放射線場に置き、線量の基準を決定する概念を提示したときに、そのレセプターとしてはじめて提案した4元素(H, C, N, O)からなるファントムである。そ

表 1.1 組織荷重係数

組織・臓器	組織荷重係数 W_T	
	ICRP 26 (1977)	ICRP 60 (1990)
生殖腺	0.25	0.20
赤色骨髄	0.12	0.12
結腸	-	0.12
肺	0.12	0.12
胃	-	0.12
膀胱	-	0.05
乳房	0.15	0.05
肝臓	-	0.05
食道	-	0.05
甲状腺	0.03	0.05
皮膚	-	0.01
骨表面	0.03	0.01
残りの組織・臓器	0.30	0.05

の計測実用量はICRU Report 43²⁵⁾においてはじめて用語として定義され、ICRU Report 47²⁶⁾は、計測実用量のうち方向性線量当量の定義を放射線入射角度との関係において明確にし、また個人モニタリングとして0.07、3、10mm深さの個人線量当量を示した。

光子フルーエンスあるいは空気カーマから、そうした計測実用量であるICRU球あるいは平板内の線量に換算するための係数は、多くの研究者によって計算されてきた。ICRPもReport 51²⁷⁾において、体外放射線に対する線量換算係数のデータをまとめているが、10keV以下については、考慮しておらず現在その基準がない。また、そうした低エネルギーX線に対して重要となる皮膚線量は、ICRP Publication 26²⁸⁾において線量当量の評価から除外され、線量限度は0.07mm深さで別に定義されていたが、1991年にICRP内の専門委員会の報告により²⁹⁾、皮膚線量は確率的効果に対しては、体全体にわたって0.02mmから0.1mmの間にある基底層の深さで評価するべきとされた。以上のような新しい基準に基づく線量計算の再評価が現在重要となっている。

その換算係数の計算に当たっては、信頼すべき計算コードおよび断面積を用いることが重要である。しかし、低エネルギーにおける輸送計算の妥当性を評価できる実験は、ほとんど行われていない。その光子輸送では、とくに、光電吸収、コンプトン散乱、レイリー散乱が関係するが、このうちコンプトン散乱では電子束縛効果を考慮しなければならず、Klein-Nishinaの式をそのまま適用できないなど、従来のエネルギー領域とは取り扱いが異なる。さらに、カーマ近似の妥当性すなわち2次電子の影響の有無を調べる必要がある。こうしたことから、ファントム内の深部線量分布などのベンチマーク実験と比較し、その精度評価を行った計算コードを、低エネルギー

一光子に対する換算係数の計算に用いる必要がある。

以上、低エネルギー光子に対する線量評価を進める上で必要な条件、課題を整理すると次のようになる。

- ・空洞理論の適用性の検証
- ・グロー曲線をともなったTLDのエネルギー応答、直線性の測定
線源エネルギーは単一
線源強度モニターと、他の原理に基づく測定器との比較
温度再現性の優れた直線加熱TLDリーダーの開発
- ・組織等価TLDのファントムに対する応用
- ・ICRP Publication 60に基づく10keV以下も含めた線量換算係数の計算および実効線量との比較
計算コードと光子断面積の低エネルギー光子輸送に対する妥当性の評価

1.2 本研究の概要

本研究では、まず基本となる空洞理論の低エネルギー光子に対する適用性を調べるため、フッ化リチウム(LiF)熱蛍光線量計(TLD)をテフロン、アルミニウム、銅、金箔ではさみ、X線発生装置からの30~200keV X線を照射して応答値を測定した。その値と空洞理論値との比較を行ったところ、不一致が見られたため、その原因を明らかにすることにした。まずモンテカルロ光子・電子輸送計算コードITS³⁰⁾の精度を確認し、その上で、同コードを用いて空洞理論値と測定値の差異を考察した。さらに、低エネルギー光子に対して、高原子番号物質に対しても応答値を算出できる式を、同理論に基づいて新たに提案した。

次に、放射光に対するモニタリング技術を確立するため、まず、全吸収型のマイクロ熱量計を開発し、放射光絶対強度の測定を行った。その値と平行平板自由空気電離箱の値を比較することにより、モニターとしての同電離箱の精度を評価した。また、TLDのグロー曲線を記録するため、直線加熱TLリーダーを開発し、その性能を確認した。

そのリーダーを用いて、熱蛍光線量計を実際に低エネルギー光子に対する線量測定に応用するため、人体軟組織等価な素子として広く利用されているフッ化リチウム(LiF)、ホウ酸リチウム(Li₂B₄O₇:Cu)、酸化ベリリウム(BeO)、及び環境線量測定用であり、シリコン材料と近い原子番号をもつ硫酸カルシウム(CaSO₄:Tm)TLDのエネルギー、線量応答を、シンクロトロン放射光からの10-40keV単一エネルギーを用いて測定した。各応答値は、まずグロー曲線を直線加熱により記録し、その面積を積分することにより得た。エネルギー応答値は空洞理論値に基づく計算値と、線量応答は⁶⁰Coγ線に対する結果と比較した。さらに、その光子エネルギー依存性を考察するため、各グロー曲線の挙動をそのピーク大きさ、ピーク温度を用いて議論した。

次に、上記の人体軟組織等価な薄型TLDであるフッ化リチウム、ホウ酸リチウムを用いて、シンクロトロン放射光からの10、30keV単一エネルギーX線を人体軟組織等価な30cm角の立方体均質ファントムに照射し、内部の吸収線量分布を測定した。その測定値と、コンプトン散乱における電子束縛効果および直線偏光の散乱方位角に対する影響を考慮できるよう、低エネルギー光子用に拡張された光子・電子モンテカルロ輸送計算コードEGS4³¹⁾の計算値を比較し、その計算精度

および光子断面積を評価した。

そのEGS4コードを用いて、ICRU4、10元素の組成をもつ平板ファントム内の0.07mm、0.02-0.10mm、10mm深さ線量を、1.5keVから50keV光子に対してそれぞれ計算し、他の球、平板体系計算値と比較した。その結果について、1990年のICRP勧告に基づき計算された実効線量計算値と比較を行い、議論した。

参考文献

1. National Laboratory for High Energy Physics, "Photon Factory Activity Report 1994," KEK Progress Report 95-1 A/M (1995).
2. 日本物理学会、"シンクロトロン放射"、培風館(1986).
3. Haensel, R., "Status of the ESRF at the end of 1990," Nucl. Instru Meth. A303, 405-412 (1991).
4. Shenoy, G.K., "Status of the Advanced Photon Source project," Nucl. Instru Meth. A303, 413-420 (1991).
5. Kamitsubo, H., "8 GeV synchrotron radiation facility project in Japan: JAERI-RIKEN SPring-8 Project," Nucl. Instru Meth. A303, 421-434 (1991).
6. Hyodo, K., Nishimura, K. and Ando, M., "Coronary angiography project at the photon factory using a large monochromatic beam," In: Handbook on synchrotron radiation, Vol. 4, Elsevier Science Publishers B.V. (1991).
7. 大柳宏之、"シンクロトロン放射光の基礎"、丸善 (1996).
8. Burlin, T.E., "A general theory of cavity ionization", Br. J. Radiol., 39, 727-734 (1966).
9. Horowitz, Y.S. and Dubi, A., "A proposed modification of Burlin's general cavity theory for photons," Phys. Med. Biol., 27, 867 (1982).
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. 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).
13. Greening, J.R., "Dosimetry of low energy x rays," In: Topics in Radiation Dosimetry, ed. F.H. Attix, Academic Press, New York (1972).
14. Boag, J.W., "Ionization chamber," In Radiation Dosimetry, Vol. II, ed. F.H. Attix, Academic Press, New York (1966).
15. Almond, P.R., McCray, K., Espejo, D. and Watanabe, S., "The Energy Response of LiF, CaF₂, and Li₂B₄O₇:Mn from 26 keV to 22 MeV," Proc. 2nd Int. Conf. on Luminescence Dosimetry, Springfield, CONF-680920, 410-423 (1968)
16. Tochilin, E., Goldstein, N. and Lyman, J.T., "The quality and LET dependence of three thermoluminescent dosimeters and their potential use as secondary standards," Proc. 2nd Int. Conf. Lumin. Dosim., Springfield, CONF-680920, 424-437 (1968).
17. Horowitz, Y.S. (Ed.), "Thermoluminescence and Thermoluminescent Dosimetry," Vols 1-3, CRC Press,

Florida (1984).

18. Randall, J.T. and Wilkins, M.H.F., "Phosphorescence and electron traps. I. The study of trap distribution," Proc. R. Soc. London, A184, 366-389 (1945).
19. Gorbics, S.G., Nash, A.E. and Attix, F.H., "Thermal quenching of luminescence in six thermoluminescence dosimetry phosphors-II," Int. J. Appl. Radiat. Isot., 20, 843-852 (1969).
20. International Commission on Radiological Protection, "1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection," ICRP Publication 60, Pergamon Press, Oxford (1991).
21. Zankl, M., Petoussi, N. and Drexler, G., "Effective dose and effective dose equivalent - the impact of the new ICRP definition for external photon irradiation," Health Phys., 62, 395-399 (1992).
22. Yamaguchi, Y., "Dose conversion coefficients for external photons based on ICRP 1990 Recommendation," J. Nucl. Sci. Tech., 31, 716-725 (1994).
23. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources," ICRU Report 39 (1985).
24. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Radiation quantities and units," ICRU Report 19 (1971).
25. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Determination of dose equivalents resulting from external radiation sources-Part 2," ICRU Report 43 (1988).
26. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Measurement of dose equivalents from external photon and electron radiations," ICRU Report 47 (1992).
27. International Commission on Radiological Protection, "Data for use in protection against external radiation," ICRP Publication 51, Pergamon Press, Oxford (1987).
28. International Commission on Radiological Protection, "Recommendations of the International Commission on Radiological Protection," ICRP Publication 26, Pergamon Press, Oxford (1977).
29. International Commission on Radiological Protection. "The biological basis for dose limitation in the skin," ICRP Publication 59, Pergamon Press, Oxford (1991).
30. 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).
31. Nelson W.R., Hirayama H. and Rogers D.W.O., "The EGS4 code system," SLAC265 (1985).

第2章 低エネルギー光子に対する空洞理論の適用性

2.1 空洞理論

2.1.1 Burlin以前の空洞理論

光子に対してある物質中の吸収線量を測定する場合、通常その材料とは異なる物質からなる線量計を挿入するが、この場合、線量計の読み値を人体内の線量に変換する時に空洞理論を用いる。これは、歴史的に気体の入った電離箱がその線量計として用いられてきたことによる。空洞理論の基礎は、Bragg¹⁾とGray²⁾³⁾によって築かれた。光子によって一様に照射され、その中の気体が詰まった小さな空洞のある場所では電子平衡が成立しているような、十分に大きな媒質では、電離箱の気体中の吸収線量 D_m は

$$D_s = s_{mg} J W_g / e \quad (2.1)$$

で与えられるとした⁴⁾。Jは単位質量当たり電子が生成する電離イオンの電荷であり、 W_g は気体中でイオン対を作るのに必要な平均エネルギー、 s_{mg} は電子に対する媒質と気体の質量阻止能比である。空洞は電子の場に何ら影響を及ぼさず、空洞中で発生した電子は無視でき、電子は微小エネルギーずつエネルギーを失う“連続減速近似”過程によってのみエネルギーを失うといった条件が必要とされる。

SpencerとAttixは、2次電子のうち、さらに電離を起こすのに十分なエネルギーをもった δ 線の存在に着目した⁵⁾。空洞内で発生したこうした電子は、空洞中でエネルギーをすべて失わず、いくらかのエネルギーをもって空洞から外に出てゆく。つまり、連続減速近似に基づく質量阻止能では、実際に空洞で吸収されるエネルギーを過大評価することになる。そこで、彼らは質量阻止能の計算には、エネルギー損失があるカットオフエネルギー Δ よりも小さい衝突のみを考慮すべきと考えた。 Δ より大きなエネルギーをもつ電子は、空洞の外に出るような飛程をもつことから、 Δ は空洞の大きさに関係した量といえる。こうした、 Δ がある値をもった阻止能は、“限定”阻止能と呼ばれる。

2.1.2 Burlinの理論

2.1.1は、空洞が気体で、空洞中における光子の相互作用を無視できる場合であった。しかし、空洞が固体で、しかもその寸法が空洞中で発生する電子の飛程より大きい場合には、空洞中での光子の相互作用が顕著になり、空洞中の吸収線量はこの光子相互作用によって決定されるようになる。つまり、媒質と空洞の吸収線量の比は、質量エネルギー吸収係数の比によって与えられる。Burlinは、この点に着目して、すべての大きさの空洞に対して適用できる理論を築いた⁶⁾。

光子によって一様に照射されたある媒質内の、電子平衡が成立している点における吸収線量を測定する場合、媒質内の吸収線量 D_m は、線量計内の吸収線量 D_c から、以下の関係式を用いて求められる。

$$f = \frac{D_c}{D_m} \quad (2.2)$$

fの値は光子エネルギー、線量計の組成、形状、寸法、媒質の種類に依存し、通常、空洞理論によって与えられる。Burlinの理論は、空洞、つまり線量計が媒質中からの2次電子の飛程に比べて小さい場合と大きい場合に分け、一般の大きさの場合には各々の成分和とするものである。つ

まり、

$$f(E_\gamma) = \bar{d}(E_\gamma)f_s(E_\gamma) + (1 - \bar{d}(E_\gamma))f_i(E_\gamma) \quad (2.3)$$

となる。ここで $f_s(E_\gamma)$ 、 $f_i(E_\gamma)$ はそれぞれ小さな空洞、大きな空洞に対する f を表す。 $\bar{d}(E_\gamma)$ は、媒質からの電子フルーエンスの空洞内での減衰に関係した加重係数である。

小さな空洞の f すなわち $f_s(E_\gamma)$ は、2.1.1項で説明したSpencerとAttixの理論に基づいている。彼らは、空洞の大きさが電子の飛程に比べてずっと小さい場合、その電子線源に対する f の値は次の式によって求められるとした。

$$f_s(T_0) = \frac{\int_{\Delta}^{T_0} \phi_m(T_0, T) S_c(T, \Delta) dT}{T_0} \quad (2.4)$$

ここで、 T_0 は入射電子エネルギー、 $\phi_m(T_0, T)$ は2次電子平衡スペクトル、 $S_c(T, \Delta)$ は限定質量衝突阻止能を表す。上式は次の条件下で成り立つ。

- a. 媒質中で生じた電子スペクトルは空洞の中でも変化しない。
- b. 媒質中で生じた電子エネルギーフルーエンスは空洞の中でも減衰しない。
- c. 空洞の存在は電子平衡場を乱さない。

式(2.4)は電子照射に対する式であり、光子入射に対しては、 f_s の値は式(2.4)を用いて次のように与えられる⁷⁾。

$$f_s(E_\gamma) = \frac{\int_{\Delta}^{E_\gamma} A(E_\gamma, T_0) T_0 f_s(T_0) dT_0}{\int_{\Delta}^{E_\gamma} A(E_\gamma, T_0) T_0 dT_0} \quad (2.5)$$

E_γ は入射光子エネルギー、 $A(E_\gamma, T)$ は光子によって発生した初期電子スペクトルを表す。式(2.5)の成立には、次の条件がさらに必要である。

- d. 光子場は空洞の存在によって乱されない。
- e. 空洞中の光子の相互作用は無視できる。

次に、空洞のサイズが電子飛程に比べてずっと大きい場合、Burlinは f の値を、

$$f_i(E_\gamma) = \frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_c}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_m} \quad (2.6)$$

の式によって与えた。 $(\mu_{en}/\rho)_c$ 、 $(\mu_{en}/\rho)_m$ はそれぞれ空洞、媒質の質量エネルギー吸収係数を表す。制動放射線、特性X線の空洞からの逃げは、その係数の中で考慮されている⁸⁾。式(2.6)の成立のためには、条件dに加えて、

- f. 媒質からの2次電子は無視できる。
- g. 電子平衡場は、媒質・空洞間の境界から最大電子飛程以内の地点を除いたあらゆる地点で存

在する。

条件が必要である。

加重係数 \bar{d} については、Burlinは、エネルギー T_0 の電子に対する加重係数 $d(T_0)$ を、次の式から求められると考えた。

$$d(T_0) = \frac{\int_0^g \exp(-\beta x) dx}{\int_0^g dx} \quad (2.7)$$

β は実効質量吸収係数、 g は空洞の平均行程長さを表す。光子に対する $\bar{d}(E_\gamma)$ は、式(2.7)の $d(E_\gamma)$ に等しいと仮定するか⁶⁾、式(2.7)を2次電子平衡スペクトルで平均する⁹⁾ことによって計算される。

以上より、Burlinの式(2.3)の成立には、条件a、d、gの他に、次の条件が必要となる¹⁰⁾¹¹⁾。

h. 空洞内で発生した電子フルーエンスは、スペクトルを変化させずに媒質からの電子スペクトルの減衰と同じ傾きで指数関数的にビルドアップする。

ここで注意すべきことは、こうした条件を低エネルギー光子に対して厳密に満たせるのは、媒質と空洞が同じ組成からなる場合だけということである。つまり、両者の組成が異なる場合、式(2.3)は成り立たない可能性がある。

2.1.3 空洞・媒質間の組成が大きく異なる場合の加重係数

Attixは、図 2.1に示すように、Burlin理論の \bar{d} は媒質からの電子フルーエンス平均値をその媒質中での平衡値で割った値と指摘した¹²⁾。

$$\bar{d} \equiv \frac{\bar{\Phi}_w}{\Phi_w^e} = \frac{\int_0^g \Phi_w^e \exp(-\beta_w x) dx}{\int_0^g \Phi_w^e dx} \quad (2.8)$$

つまり、 \bar{d} は、減衰を考慮した実際の媒質発生電子によるエネルギー沈積の、減衰がないと仮定した場合のエネルギー沈積に対する比と考えた。同様に、 $1-\bar{d}$ は、空洞発生電子フルーエンス平均値をその空洞中の平衡値で割った値と説明した。

$$1-\bar{d} \equiv \frac{\bar{\Phi}_c}{\Phi_c^e} = \frac{\int_0^g \Phi_c^e (1 - \exp(-\beta_c x)) dx}{\int_0^g \Phi_c^e dx} \quad (2.9)$$

この場合も、 $1-\bar{d}$ は、ビルドアップを考慮した実際の空洞発生電子によるエネルギー沈積の、ビルドアップなしのすべて平衡場であると仮定した場合のエネルギー沈積に対する比となる。均質な組み合わせの場合、 $\Phi_c^e = \Phi_w^e$ となり、しかも両者のスペクトル、角度分布が同じなので指数係数も同じとなり、式(2.8)と式(2.9)の右辺の和は1となる。つまり、Burlinの式(2.3)と同じになる。ところが、金とLiFのような不均質な組み合わせの場合は、 $\Phi_c^e \neq \Phi_w^e$ となり、通常、2次電子スペクトルと角度分布も異なるため、式(2.8)と(2.9)の和は1とならない。

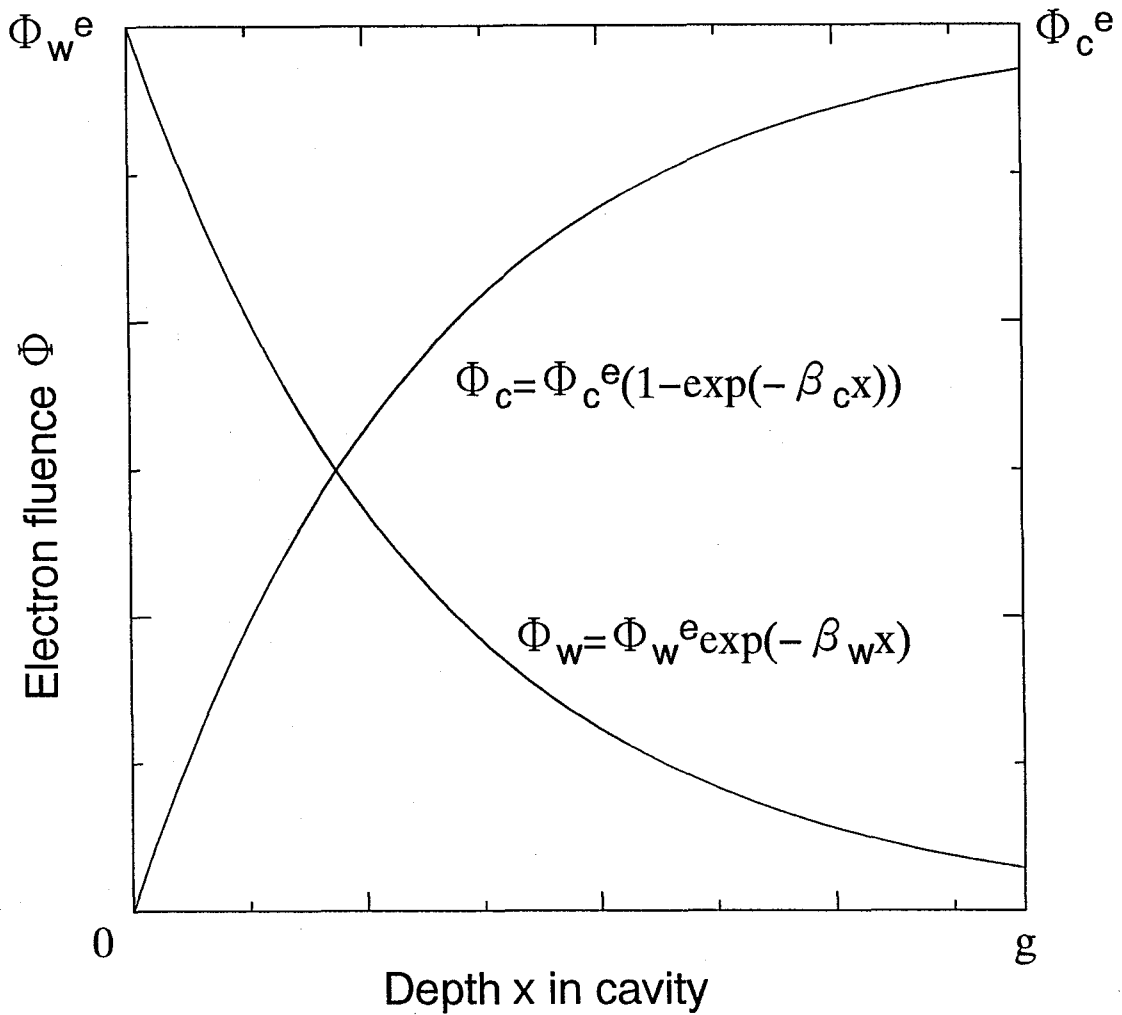


図 2.1 空洞中における電子フルーエンスの減衰とビルドアップ

$$\frac{\bar{\Phi}_c}{\Phi_c^e} \equiv \bar{d}' \neq 1 - \bar{d} \quad (2.10)$$

すなわち、不均質な組み合わせの場合、式(2.3)は

$$f(E_\gamma) = \bar{d}(E_\gamma) f_s(E_\gamma) + \bar{d}'(E_\gamma) f_l(E_\gamma) \quad (2.11)$$

となり、両加重係数は

$$\bar{d} + \bar{d}' \neq 1 \quad (2.12)$$

の関係になる。つまり、空洞理論の一般的な適用性を調べるには、式(2.11)について議論しなければならない。しかし、その加重係数 \bar{d}' の計算方法が検討されておらず、その適用はほとんどなされていない。そこで、簡便で従来広く調べられてきた式(2.3)の低エネルギー光子に対する適用範囲をまず調べることにより、その加重係数の物理的意味を考察し、式(2.8)、(2.9)の妥当性を検証することにした。

2.2 X線照射実験

2.2.1 方法

X線照射の実験は、日本原子力研究所の放射線標準施設にて、10-400kV X線発生装置 (HF-420C)¹³⁾ を用いて行った¹⁴⁾。用いた実効エネルギーは、32, 49, 80, 160, 200keVであり、その値は半価層の厚さから求めた線減衰係数に基づいている。各エネルギーで用いたフィルターを、表 2.1に示す。実効エネルギーの最大エネルギーに対する比である線質指標は、すべて0.8であり、利用できる最も単色に近いスペクトルを用いた。図 2.2は、線源から1mの距離にゲルマニウム検出器をおいて測定された光子スペクトルである¹³⁾。実効エネルギー80keVのX線に対しては、タングステンターゲットからのK-X線が観察される。しかし、その光子数は全体の2%であり、また、LiFと媒質のエネルギー吸収係数は80keVの付近で大きく変化しない。さらに、線源スペクトルは相対値として用いるので、TLD線量に対する蛍光X線の影響は無視できると考えた。また、電離箱 (Victoreen 550-4) を用いた測定から、ビーム強度は半径5cm以内で4%の均一性を持つこと、線量計支持台の下にある可動テーブルからの散乱光子成分は、直接線の1%以下であることが明らかになっている¹³⁾。

用いたTLDは、3.2mm四方で厚さが0.38mmのSolon Technologies, Inc. 製のLiF (TLD-100) TLDである。照射前に素子を400°C、1時間でアニーリングし、照射後は初期フェーディングを避けるため、2日間放置した。その素子を、Harshaw/Bicron製のModel 3500TLDリーダーを用いて、毎秒10°Cの速度で加熱し、放出される熱ルミネセンスを測定した。なお、加熱はすべて窒素ガス雰囲気中で行った。

テフロン、アルミニウム、銅、金の吸収線量を測定するために、TLDをそれらの薄い箔ではさみ、無限媒質中と同じ条件が箔とTLDの境界近傍で近似的に得られるようにした。金のK吸収端は80.72keV¹⁵⁾で、その付近では線量が著しく線源スペクトルの影響を受けることが予想されたため、金に対しては80keVのエネルギーは用いなかった。他の箔では、吸収端は30keV以下なので問題ない。線源と線量計間の距離は約1.5mあり、照射線量は、照射直前に同位置にて電離箱 (Victoreen 550-4) を用いてモニターし、それぞれ0.01Gy程度照射した。

表 2.1 用いたX線フィルターと実効エネルギー

kVp (kV)	Basic filter (mm)				Effective energy (keV)
	Al	Cu	Sn	Pb	
40	1.3				32.1
60		1.0			48.8
100		3.51			80.0
200			3.03	0.52	160
250			1.01	1.99	200

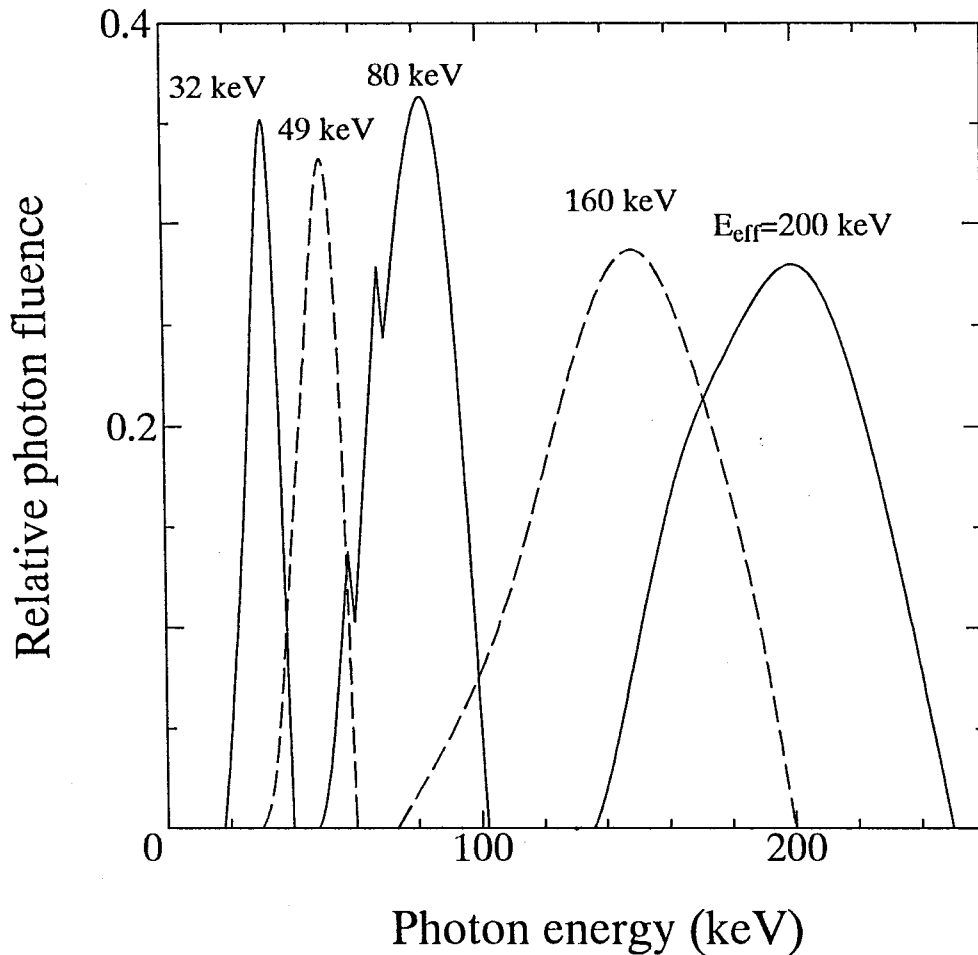


図 2.2 線源光子スペクトル

2.2.2 箔厚さ決定法

2.2.2.1 ITSコードによるエネルギー透過・反射計算

無限媒質中と同じ条件を得るためには、TLDの表面に無限媒質中と同じ電子フルーエンスを与えるよう、箔の厚さを決める必要がある。厚さが0から増加するにつれて、箔から出てくる2次電子の数と全エネルギーは増加するが、ある厚さで飽和する。つまり、そこで平衡値に達したと判断し、その厚さを測定に用いることにした。電子数と全エネルギーの計算には、ITSコードパッケージ¹⁶⁾中の1次元平板用コードTIGER, TIGERPを用いて数、エネルギー透過、反射係数を計算した。ここで、光子に対する数、エネルギー透過、反射係数とは、光子が1個入射した時に透過、反射してくる電子の個数あるいはエネルギー積分値の光子エネルギーに対する比とそれぞれ定義している。

ITS (Version 3.0) コードは、光子と電子の輸送を1keVまでシミュレートできるモンテカルロ計算コードである。1次元多重層平板体系のTIGER、3次元円柱体系のCYLTRAN、combinatory geometry¹⁷⁾のACCEPTコードから構成される。ITSコードは、BergerとSeltzerによって開発されたETRAN¹⁸⁾をもとにしているため、低エネルギーの電子、光子輸送に関する多くの挙動が考慮され

ている。すなわち、光子輸送においては、光電効果¹⁹⁾、電子束縛効果を考慮したコンプトン散乱²⁰⁾、レイリー散乱²¹⁾、そして電子対生成が計算される。また、制動放射線、TIGERコードではK軌道特性X線、TIGERPコードではL、M軌道特性X線、そしてオージェ電子がシミュレートされる。電子輸送では、計算時間短縮のため、個々の散乱を扱うのではなく、Gaudsmit-Saundersonの多重散乱理論²²⁾を用いていくつかの散乱をまとめて計算するcondensed history技術²³⁾が用いられている。同理論は、低エネルギー電子輸送において、より小さな行程長さに適用でき、散乱角の制限がない点でMolièreの理論²⁴⁾より優れている²⁵⁾。エネルギー沈積は、電子衝突阻止能²⁶⁾を用いて計算され、電子のエネルギー損失は、ランダウ分布²⁷⁾からサンプリングされる。カットオフエネルギー以下になった電子のエネルギー沈積は、その電子が直線に沿って一定の割合でエネルギーを失うと仮定して計算される。さらに、同じ媒質で空間メッシュを細かく切っても電子のステップに影響しないようプログラムされている。同種のコードにEGS4²⁸⁾があり、どちらにも優劣があるが、ここではK、L-X線およびそれ以下のエネルギーの電子輸送を計算する必要があり、しかもそうした低エネルギー電子の輸送が重要なため、その点で優れた²³⁾²⁹⁾ITSの方を用いた。

同コードで計算したテフロン、アルミニウム、銅、金箔に対するエネルギー透過係数を、実効エネルギーに対応する電子のCSDA（連続減速近似）飛程で規格化した箔厚さとともに、図 2.3に示す。テフロンの係数は電子飛程の70%以上の厚さで飽和する。つまり、電子飛程の70%以上の厚さで十分なことになる。アルミニウム、銅、金に対しては、その厚さは飛程のそれぞれ50%、40%、30%であることが示されている。実効エネルギー、すなわちエネルギー透過係数を数透過係数で割った値もその厚さ以上で一定であることから、スペクトルも変わらないことが推定された。同様の方法で、後方の箔の厚さも調べ、その厚さは前方の厚さと同じだけ必要であることがわかった。

箔の厚さが厚くなればなるほど、線源光子は減衰し、その代わりに散乱、蛍光光子、制動放射線が増加する。そのため、その厚さは、電子平衡フルーエンスを維持しつつ、なるべく薄くなるよう決定した。表 2.2に、各々の線源エネルギーに対して決定した箔厚さを示す。TLD前後の厚さは同じである。32keVX線に対する金の厚さは電子飛程の10%で、必要な30%厚さより少し薄い。

表 2.2 用いた箔の厚さ

Energy (keV)	Thickness (mm)			
	Teflon	Al	Cu	Au
200	0.2	0.1	0.05	0.01
160	0.13	0.1	0.03	0.01
80	0.05	0.1	0.005	0.001
49	0.05	0.1	0.005	0.001
32		0.01	0.002	0.00025

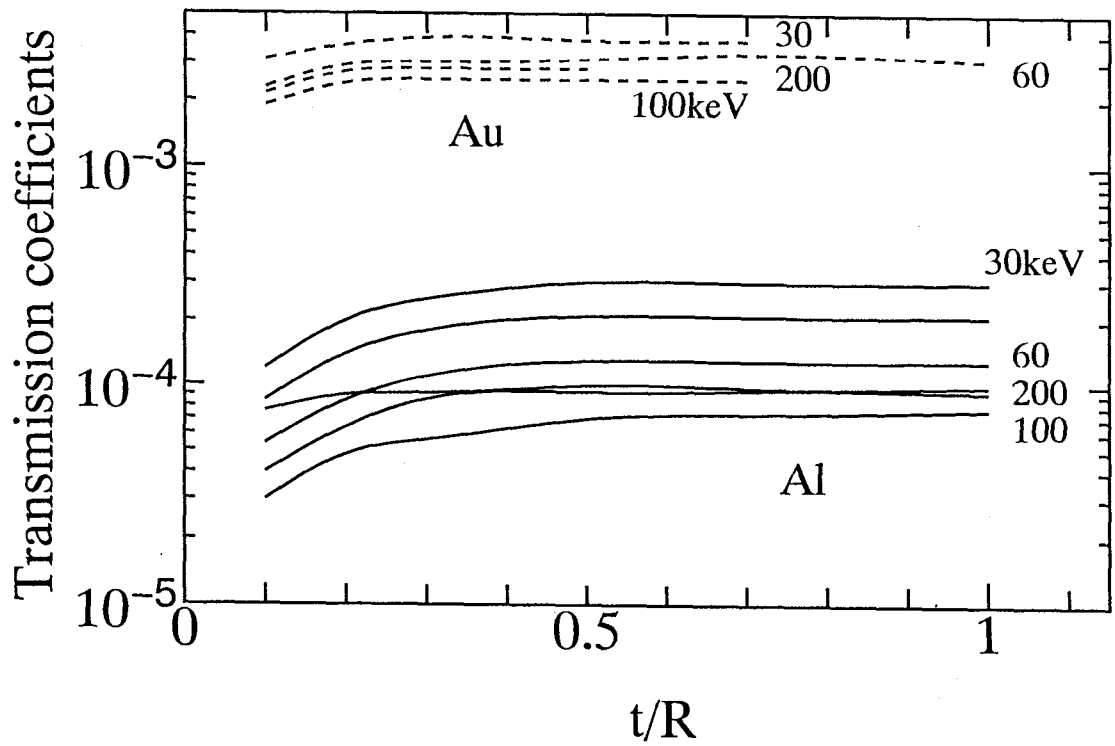
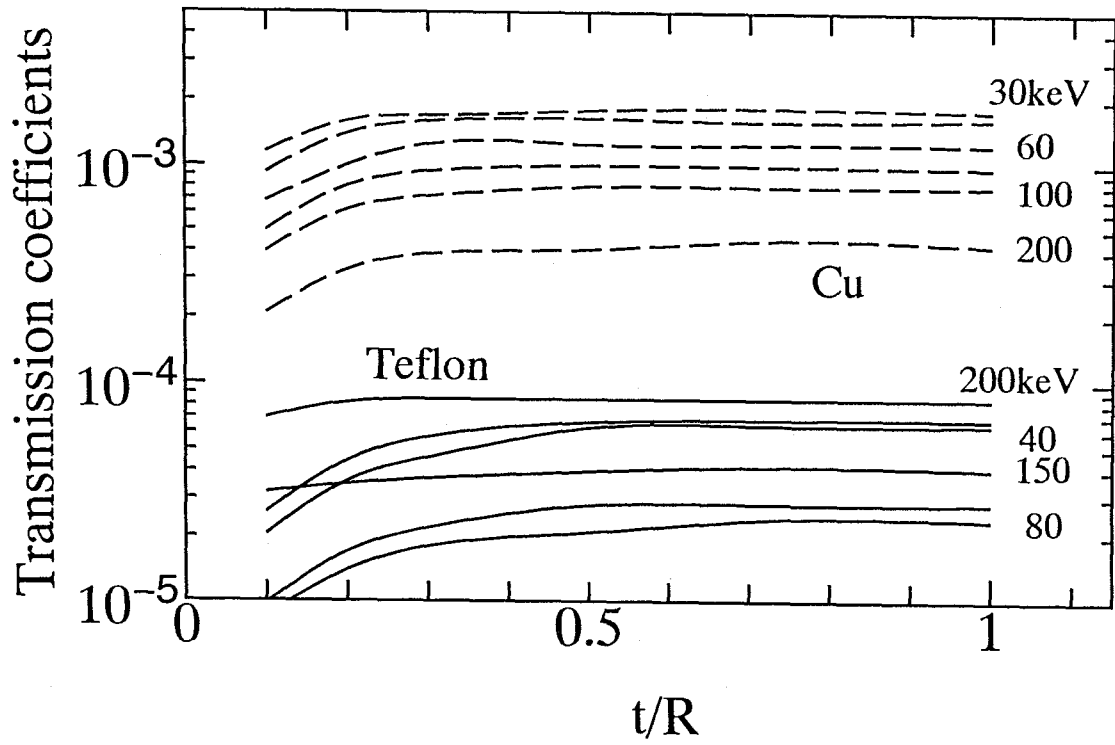


図 2.3 光子入射に対する電子エネルギー透過係数 横軸は電子CSDA飛程Rで規格化した箔厚さ

2.2.2.2 光子減衰、散乱の影響評価

表 2.3に、各々の媒質における光子の平均自由行程と電子のCSDA飛程を示す。平均自由行程の1%長さが、ほぼ1%減衰距離に対応する。金については、電子飛程の30%長さが1%減衰距離より大きいので、電子平衡場を得るためには、ある程度の光子の減衰が不可避である。線源光子の減衰は、線減衰係数³⁰⁾を用いて計算し、金の160keVで3%、200keVで2%、銅の32keVで2%、他については1%以下の値を得た。線源光子スペクトルを考慮しても、そのスペクトルのもっとも低エネルギーの光子の減衰は数%程度であり、透過スペクトルの実効エネルギーにわずかに影響を与える程度であった。

表 2.3 光子平均自由行程と電子CSDA飛程R

Energy (keV)	Teflon		Al		Cu		Au	
	mfp	R	mfp	R	mfp	R	mfp	R
200	8.41E+0*	5.40E-2	8.18E+0	5.80E-2	6.42E+0	6.81E-2	1.09E+0	9.00E-2
150	7.63E+0	3.39E-2	7.26E+0	3.66E-2	4.52E+0	4.31E-2	5.38E-1	5.78E-2
80	6.13E+0	1.18E-2	4.97E+0	1.28E-2	1.32E+0	1.54E-2	4.58E-1	2.12E-2
50	4.71E+0	5.24E-3	2.74E+0	5.74E-3	3.85E-1	6.95E-3	1.38E-1	9.89E-3
30	2.51E+0	2.14E-3	8.97E-1	2.37E-3	9.23E-2	2.91E-3	3.63E-2	4.32E-3

*Read as 8.41x10⁰

(unit: g/cm²)

K-X線については、TLD線量に及ぼす最大影響を次の式により計算した。

$$\frac{P_K Y_K (1 - \exp(-\mu_{\tau} t_m)) (D_{LiF, K})_{iso}}{D_{LiF}} \quad (2.13)$$

P_K はK殻で光電効果が起こる割合、 Y_K は蛍光収量、 μ_{τ} は箱中の光電効果の減衰係数、 t_m は箔厚さ、 D_{LiF} は箔ではさまれたLiFの線量測定値、 $(D_{LiF, K})_{iso}$ は等方放射を仮定してITSで計算したK殻エネルギーの光子によるLiF線量を表す。計算の結果、金の200keVで0.8%、150keVで2%、銅の50、30keVで7%であった。同方法で、金箔からのL-X線の影響も計算したところ、50keVで4%、30keVで3%であった。

電子の初期エネルギーのうち、電子が静止するまでに制動放射線のエネルギーに変換される割合として定義されている量に放射線収量があるが、制動放射線の影響は、この放射線収量を用いて評価した。ICRU Report 37²⁶⁾によると、金の中での200keV電子に対する放射線収量はほんの2%であり、さきの光子減衰計算により、光子から電子に変換されるエネルギーが数%であることを考えれば、制動放射線として放出されるエネルギーは全体の0.02%以下であると考えられる。散乱光子については、そのエネルギーが線源エネルギーとほとんど同じであることから、そのTLD線量への影響は無視した。

光子束は、空洞すなわちTLD自身によって乱され、光子束摂動と自己遮蔽を受ける。しかし、

光子の平均自由行程と比較して空洞は非常に小さいので、光子束擾動の補正係数はほとんど1と考えられる。自己遮蔽は、入射光子束を平行と見なし、次の式によって評価した。

$$\frac{1 - \exp(-\mu_a t_{TLD})}{\mu_a t_{TLD}} \quad (2.14)$$

μ_a はTLDの光子線減衰係数、 t_{TLD} は、TLDの厚さである。計算の結果、その値は30keVで0.98、40keV以上で1.0であった。他方、電子スペクトルの擾乱は無視できないが³¹⁾、空洞理論の加重係数に含まれると仮定した。

箔は、周りの空気中で発生した電子がTLDに影響しない程度の厚さを持たなければならない。とくに、金に関しては、その厚さが電子飛程よりずっと小さいので、可能性として考えられた。そこで、空気からの電子が金箔に与える線量をTIGERPによって計算したところ、電子飛程の10%より深いところには、ほとんど影響しないことがわかった。

また、箔とTLD間の空気は、箔からの電子を減衰させ、TLDの線量をいくらか減少させる。しかし、過大に見積もってその厚さを0.5mmと仮定しても、30keV電子の空気中の飛程である16.6mmよりずっと小さいので、影響はすべてのエネルギーで無視できるとした。

TLD中の線量分布が不均一だとすると、蛍光のTLD中での減衰を考慮しなければならない。その度合いを表す光学吸収係数 μ は、蛍光がTLD表面に垂直に放射され散乱をおこさないと仮定し、Lambert-Beerの法則

$$I = I_0 \frac{1 - \exp(-\mu t_{TLD})}{\mu t_{TLD}} \quad (2.15)$$

に基づいて測定されている³²⁾。ここで、 I 、 I_0 は、それぞれ透過、発光強度を表す。測定の結果、 $\mu = 0.24 \text{mm}^{-1}$ の結果が得られており、0.38mm深さからだと9%ほど減衰することになる。後述のモンテカルロ計算で、TLD表面と内部の線量が最も異なる金箔の場合、その比は3:2で、そのうち照射面側の線量はその65%を占めることがわかっている。したがって、過大に見積もっても蛍光減衰の影響は4%である。しかし、文献の測定は厚さ0.9mmのTLDで行われ、 I/I_0 が0.9しかなく、誤差を考えれば μ の値は大きく変動しうる。また、照射したTLDの上に未照射のTLDを何枚か重ねて測定している例もあるが³³⁾、重ねた境界面での蛍光減衰、反射を考慮していない。また、実際には蛍光はすべて平行ではないので、素子と増倍管受光面間の距離で μ の値も変わってくる。そこで、蛍光のTLD中における減衰が読み値に与える影響は、多くても数%程度と見なし、測定値自体に補正は行わなかった。

2.2.3 TLD校正

LiFの熱ルミネセンス強度は、およそ5Gy以下ではLiF内の吸収線量に比例する。つまり、その線量域では、吸収線量 D_{TLD} は熱ルミネセンスから求められることになる。そこで、原研放射線標準施設内の⁶⁰Co γ 線を用いて、校正を行った。電子平衡状態を保つため、TLDを3mm厚さのテフロン箔ではさみ照射した。照射線量は、電離箱を用いて4.4%の精度で測定されている。ここで、TLDはテフロンから放出される電子の影響を受けるので、照射線量をTLD中の吸収線量に直接関係づけることはできない。すなわち、TLD中の吸収線量 $D_{TLD}({}^{60}\text{Co})$ は次の式によって得られる。

$$D_{TLD} = f_{TLD, Tef} D_{Tef} \quad (2.16)$$

$f_{TLD, Tef}$ は式(2.2)の、空洞がTLD、媒質がテフロンの場合の f の値である。空気吸収線量 D_{air} を照射さ

れた時のテフロン中の吸収線量 D_{Tef} は、“大きな空洞”に対する理論を用いて、次のように書ける。

$$D_{TLD} = f_{TLD,Tef} \frac{(\mu_{en}/\rho)_{Tef}}{(\mu_{en}/\rho)_{air}} D_{air} \quad (2.17)$$

$f_{TLD,Tef}$ の値は、“小さな空洞”に対する理論に基づいて計算される。こうして、測定の結果、校正定数として0.866nC/Gyを得た。この定数を用いて、光電子増倍管により熱ルミネセンス光から変換された電流値を、TLD中の吸収線量に変換した。

2.2.4 f 値測定結果

低エネルギー領域においても、単位吸収線量当たりのTL発光が ^{60}Co γ 線による校正時と同じであることを確認するため、空気中において80、160、200keV光子に対するTLD吸収線量を測定した。10keVから40keVまでは、シンクロトロン放射光を用いてすでに行われ、6%以内で一致することを確認している³⁴⁾。本エネルギー領域でも、Burlinの空洞理論を適用して得た単位吸収線量当たりのTL発光は、 ^{60}Co γ 線照射時と5%以内で一致することを確認した。

fの値は、 D_{TLD} を、線源エネルギーに質量エネルギー吸収係数³⁰⁾を乗じた D_m で除して得た。線源スペクトルは、同施設において以前、ゲルマニウム検出器によって測定されており¹³⁾、その値を用いて質量エネルギー吸収係数を平均し、 D_m を求めた。結果を表 2.4に示す。誤差は、照射された数個のTLDの標準偏差である。テフロンではおよそ1であるが、アルミニウム、銅、金と原子番号が増大するほど、また光子エネルギーが減少するほど、fの値は小さくなった。

2.3 実験値と空洞理論値の比較

低エネルギー領域における空洞理論の適用性を調べるため、同理論を用いてf(D)の値を計算した。その適用に当たっては、 β 、すなわち加重係数における指数関数の指数部を、どのように計算するかが重要である。 β の表現についてはいくつかの提案がなされているが³⁵⁾、ここでは、

$$\exp(-\beta R)=0.01 \quad (2.18)$$

を採用した⁹⁾³⁶⁾。ここで、RはCSDA電子飛程であり、光子エネルギーと等しいエネルギーをもつ電子の飛程を用いて β の値を求めた。また、式(2.11)については、 \bar{d} 、 \bar{d}' の計算方法が確立していないので、まず、式(2.3)をf(D)の計算に用いた。式(2.7)の電子行程長さgは、4V/Sの式を用いて求めた。ここで、V、Sは、それぞれTLD体積、表面積を表し、計算の結果、gの値として0.614mmを得た。また、実際の計算において、式(2.4)に示した f_s の限定阻止能の計算に必要なカットオフ値の正確な決定は困難である。ところで、ICRU Report 37²⁶⁾によると、電子阻止能のカットオフ値への依存度は数%以下である。そこで、空洞理論の計算には非限定阻止能すなわち通常用いられる全衝突阻止能を用いた。

結果を、表 2.4に示す。空洞理論値は、テフロンの49keVで実験値より14%過大になっているが、アルミニウム、銅も含めてその他は10%以内で一致した。一方、金は、38%から48%と測定値よりかなり大きい値になることが明らかになった。

表 2.4 f の測定値、Burlin理論値およびITS計算値

Medium	Effective energy (keV)	f _{exp} (σ %)	f _B	fits*	
				broad energy	mono energy
Teflon	49	0.808 (8.5)	0.920	0.944	0.985
	80	1.03 (7.9)	0.947	0.976	1.02
	160	0.955 (2.0)	0.962	0.982	0.979
	200	1.00 (4.6)	0.964	0.945	0.971
Al	32	0.226 (7.4)	0.209	0.219	0.220
	49	0.239 (18)	0.252	0.242	0.262
	80	0.464 (4.6)	0.444	0.420	0.487
	160	0.845 (0.62)	0.836	0.861	0.862
	200	0.908 (8.6)	0.917	0.880	0.927
Cu	32	0.0244 (6.2)	0.0230	0.0247	0.0238
	49	0.0295 (2.6)	0.0297	0.0334	0.0345
	80	0.0689 (13)	0.0626	0.0638	0.0678
	160	0.306 (5.4)	0.275	0.298	0.333
	200	0.524 (14.7)	0.489	0.462	0.524
Au	32	0.0104 (16)	-	0.0105	0.0111
	49	0.0151 (5.7)	0.0208	0.0161	0.0162
	160	0.0743 (2.2)	0.105	0.0611	0.0711
	200	0.115 (2.1)	0.170	0.103	0.110

*図 2.2の広スペクトルと単一エネルギー両線源について計算

2.4 モンテカルロ輸送計算

2.4.1 f 値計算

金の場合に、空洞理論値と測定値が一致しなかった原因を調べるため、境界付近の電子輸送を調べることにした。なぜなら、媒質発生電子によって与えられる線量分布は、すでに述べたように加重係数に大きく関係しているからである。この目的のためには、空間座標の精細性および電子輸送計算コードとしての普及性からモンテカルロコードが適している。そこで、2.2.2.1項と同じくITSコードを用いて調べることにした。結論から述べると、モンテカルロ計算により、式(2.18)の β の値は箔からの電子の減衰係数と大きく異なる、つまり、加重係数 \bar{d} の値が正確に計算されていないことが明らかになった。その詳細について説明する前に、まず、同コードの本体系に対する計算精度を調べるために行ったf値の計算について説明する。計算は、エネルギースペクトルを考慮した光子ビームを、箔にはさまれたLiFTLDの1次元平板に垂直に入射させて行った。 D_m の値は、実験と同じく、光子エネルギーに質量エネルギー吸収係数を乗じて得た媒質線量をスペクトルで平均して得た。得られたfの値を、表2.4に示す。同計算の統計誤差は、すべて1~3%である。テフロン、アルミニウムの箔では、ほとんど5%以内で実験値と計算値が一致した。しかし、アルミニウムの80keVで9%、銅の49、200keVで13、12%、金については160keVで18%、200keVで10%の開きがあった。

2.4.2 実験とITS計算におけるf値の差異の原因

LiFTLD素子間において、15%ほど発光量にばらつきがあることが経験的にわかっているので、実験とITS計算によるf値の差は誤差の範囲内と考えられる。また、実効エネルギーを単一入射エネルギーとしてfの値を計算したところ、表2.4に示すように、アルミニウムの80keV、銅の160、200keV、金の160keVにおいて、12%から16%ほどとさきほどの線源スペクトルを考慮した計算値と差を生じた。つまり、上記のITSコードと実験値の差異は、線源スペクトルの評価精度による可能性がある。式(2.2)に示されるように、f値はLiF線量の媒質線量に対する比である。LiF線量はLiF自身で発生した電子と媒質中で発生した電子による線量からなる。LiF中で発生した電子による線量は、近似的にエネルギー吸収係数を用いて計算でき、単一エネルギーと連続スペクトルでほとんど同じであった。これは、LiFの吸収係数がエネルギーにそれほど依存しないからである。他方、媒質電子による線量は、媒質からの電子フルーエンスによって決定される。しかし、透過、反射電子の全エネルギーは単一エネルギーと広スペクトルの間でほとんど同じなので、線量に差異をもたらさないと考えられる。なぜなら、TLDの厚さは最大電子飛程より大きく、媒質からの電子はすべてTLD中に吸収されると考えられるからである。最後に、媒質線量は質量エネルギー吸収係数を用いて計算される。しかし、連続スペクトルに対する値は、単一エネルギーに対する値と、銅、金において15%と大きく異なった。これは、高原子番号媒質の質量エネルギー吸収係数は、エネルギーに大きく依存するため、吸収線量で平均された実効エネルギーと半価層から得られた実効エネルギーの差が大きくなったためである。つまり、ITSによる単一エネルギーと連続スペクトルのf値の違いは、解析的に得た媒質線量の平均方法に起因すると考えられる。同様に、測定とITS計算の差異は、評価された線源スペクトルの精度にあると考えられ、それが媒質電子によるTLD線量に影響を与えたと思われる。

2.4.3 加重係数の計算

積分量による適用性を確認したITSコードを用いて、2.3節の空洞理論計算値と実験値が異なった原因を調べるため、まず加重係数の値を同コードを用いて計算し、空洞理論による値と比較することにした。そのためには、 \bar{d} 、 \bar{d}' をITSで計算できる形で表現しなければならない。そこで、まず式(2.2)の D_m を、媒質発生電子によるエネルギー沈積 $D_{m,c}$ と空洞発生電子によるエネルギー沈積 $D_{c,c}$ に分割した。

$$f = \frac{D_{m,c}}{D_m} + \frac{D_{c,c}}{D_m} \quad (2.19)$$

これを式(2.11)と比較すると、

$$\bar{d} = \frac{D_{m,c}}{f_s D_m} \quad (2.20)$$

$$\bar{d}' = \frac{D_{c,c}}{f_l D_m} \quad (2.21)$$

が得られる。式(2.20)の分母は、空洞中に媒質中と同じ電子平衡場がある場合の空洞中の吸収線量を表す。つまり、 \bar{d} は、実際に媒質からの電子によって空洞に与えられる線量の、空洞が“小さい”場合に空洞で吸収される線量に対する比に等しい。同様に、 \bar{d}' は実際に空洞発生電子によって空洞に与えられる線量の、空洞が大きい場合に空洞で吸収される線量の比になる。この $D_{m,c}$ と $D_{c,c}$ をモンテカルロコードITSを用いて計算することにより、後は解析的に、 \bar{d} 、 \bar{d}' の値を得ることができる。その結果を、表 2.4の空洞理論値の計算に用いた \bar{d} 、 $1-\bar{d}$ の値とともに、表 2.5に示す。ほとんどの値が、ITSと空洞理論の間で大きく異なった。

表 2.5 加重係数のBurlin理論値とITS計算値

Energy (keV)	Medium	Burlin		ITS	
		\bar{d}	$1-\bar{d}$	\bar{d}	\bar{d}'
32	Cu	0.00294	0.9971	0.0021	1.00
49	Teflon	0.00722	0.9928	0.01	1.00
	Al	0.00722	0.9928	0.01	1.00
	Au	0.00722	0.9928	0.0046	1.00
80	Al	0.0163	0.9837	0.034	1.00
	Cu	0.0163	0.9837	0.018	1.00
200	Teflon	0.0745	0.9255	0.034	0.983
	Al	0.0745	0.9255	0.039	0.983
	Cu	0.0745	0.9255	0.074	0.983
	Au	0.0745	0.9255	0.038	0.983

2.4.4 電子フルーエンス減衰係数の計算

ITSと空洞理論の間において加重係数が大きく異なった原因は、式(2.18)の適用性、すなわちCSDA飛程における1%減衰または $g = 4V/S$ と仮定したこと、あるいは電子減衰を指数関数で近似したことによると考えられる。 ^{60}Co γ 線に対しては、HorowitzがLiFとアルミニウム、鉛の境界付近の電子フルーエンスをモンテカルロ輸送計算コードを用いて解析し、電子フルーエンスのビルドアップ係数は減衰係数と異なること、さらに、減衰の β 値は媒質の実効原子番号に大きく依存することを明らかにしている³⁷⁾。指数近似の成立は β 値の前提であるので、まず、その近似の妥当性を確かめることにした。なお、境界線量に対しては、TIGERコードあるいはそのオリジナルであるZTRANコード³⁸⁾による計算値と実験値が比較され、よい一致が得られている^{39) 40) 41)}。そこで、30~200keV、400~1250keV光子照射に対して、アルミニウム、銅、金からの媒質電子による0.38mm厚さTLD中の線量分布をITSを用いて計算した。結果を、図2.4(a)~(c)に示す。統計誤差は20%以下である。アルミニウムについては線量が10%に減衰するまでその傾きは一定であるが、銅、金の傾きは、200、100keV光子に対して、深さとともに変化することがわかった。また、減衰の傾きは各媒質に大きく依存し、アルミニウムの600keV以下、銅の600、400keV、金の200keV以下に見られるように式(2.17)から求まる減衰値と大きな差異を示した。これは、光電、コンプトン効果の各割合が入射光子エネルギー、媒質に強く依存することから、媒質中に発生する電子のエネルギースペクトル、角度分布もエネルギー、媒質により著しく変化するためであり、低エネルギーにおいては、近似的にさえ β の式を得るのは困難であることが推測された。

2.4.5 f 値の加重係数精度に対する感度

アルミニウム、銅において、加重係数の値が大きく異なったにも関わらず、 f の値が一致した理由を調べるため、 \bar{d} の精度がどれほど f の値に影響するかを調べることにした。まず、Burlinの空洞理論に基づく f を f_B とし、真の f に対する比をとる。

$$\frac{f_B}{f} \equiv \frac{\bar{d}_B f_s + (1 - \bar{d}_B) f}{f} \quad (2.22)$$

ここで、 $f = \bar{d} f_s + \bar{d}' f_1$ から、

$$\frac{f_B}{f} = \frac{1 - \bar{d}_B}{\bar{d}'} + \left(\frac{\bar{d}_B}{\bar{d}} - \frac{1 - \bar{d}_B}{\bar{d}'} \right) \frac{\bar{d} f_s}{f} \quad (2.23)$$

と変形される。さらに、表2.4から明らかなように、低エネルギー領域では $1 - \bar{d}_B \equiv \bar{d}'$ であるので、

$$\frac{f_B}{f} \equiv 1 + \left(\frac{\bar{d}_B}{\bar{d}} - 1 \right) \frac{\bar{d} f_s}{f} \quad (2.24)$$

となる。 $\bar{d} f_s / f$ は、物理的には、TLD内の全吸収エネルギーのうち、媒質電子によって与えられる割合を表す。式(2.24)より、この $\bar{d} f_s / f$ が大きいと、 f の値は \bar{d}_B / \bar{d} の精度の影響を強く受けることがわかった。その $\bar{d} f_s / f$ の値を示したのが、図2.5である。アルミニウムについては十分小さく、 \bar{d}_B が \bar{d} の2倍あっても、 f_B と f の差は10%以下になり、その結果、実験値をよく再現することがわかった。銅の $\bar{d} f_s / f$ は、アルミニウムの値より大きい、 \bar{d}_B と \bar{d} の差が25~50%以下であれば、 f_B と f の差は10%以下に押さえられる。それに対して、金の $\bar{d} f_s / f$ は、50keV

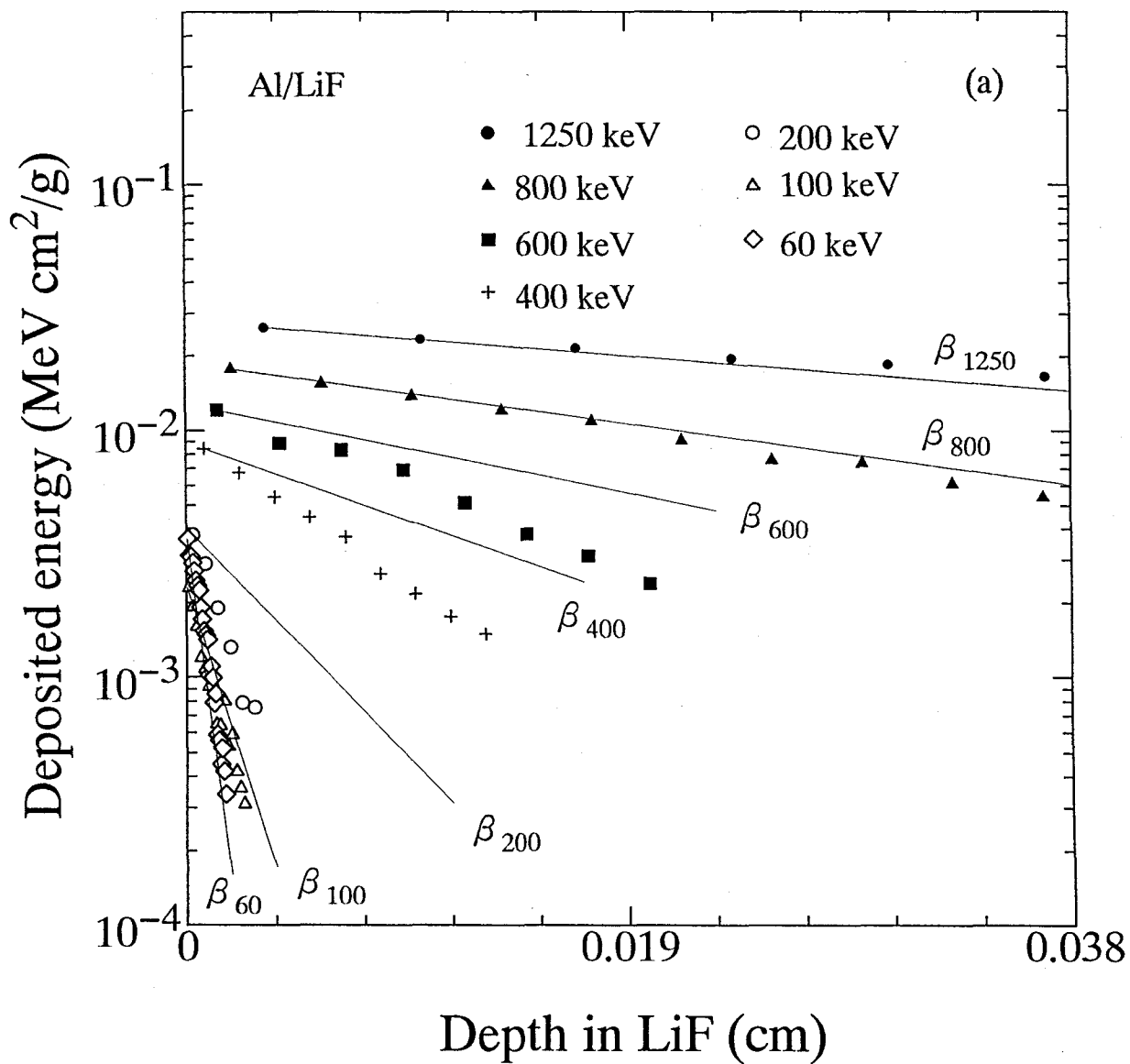


図 2.4(a) アルミニウム箔からの2次電子によるエネルギー沈積。 β は式(2.18)を用いて計算した減衰

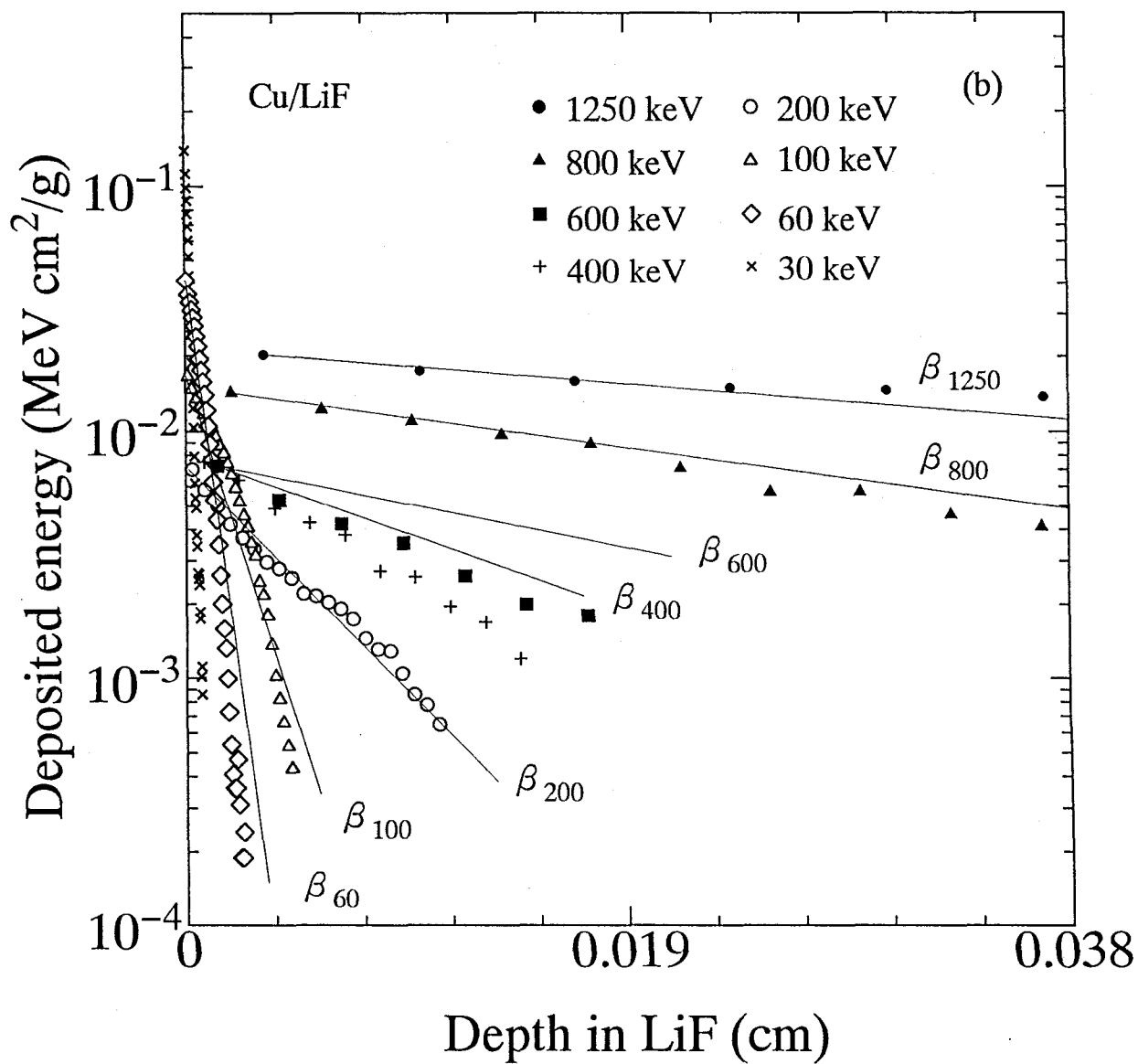


図2.4(b) 銅箔からの2次電子によるエネルギー沈積

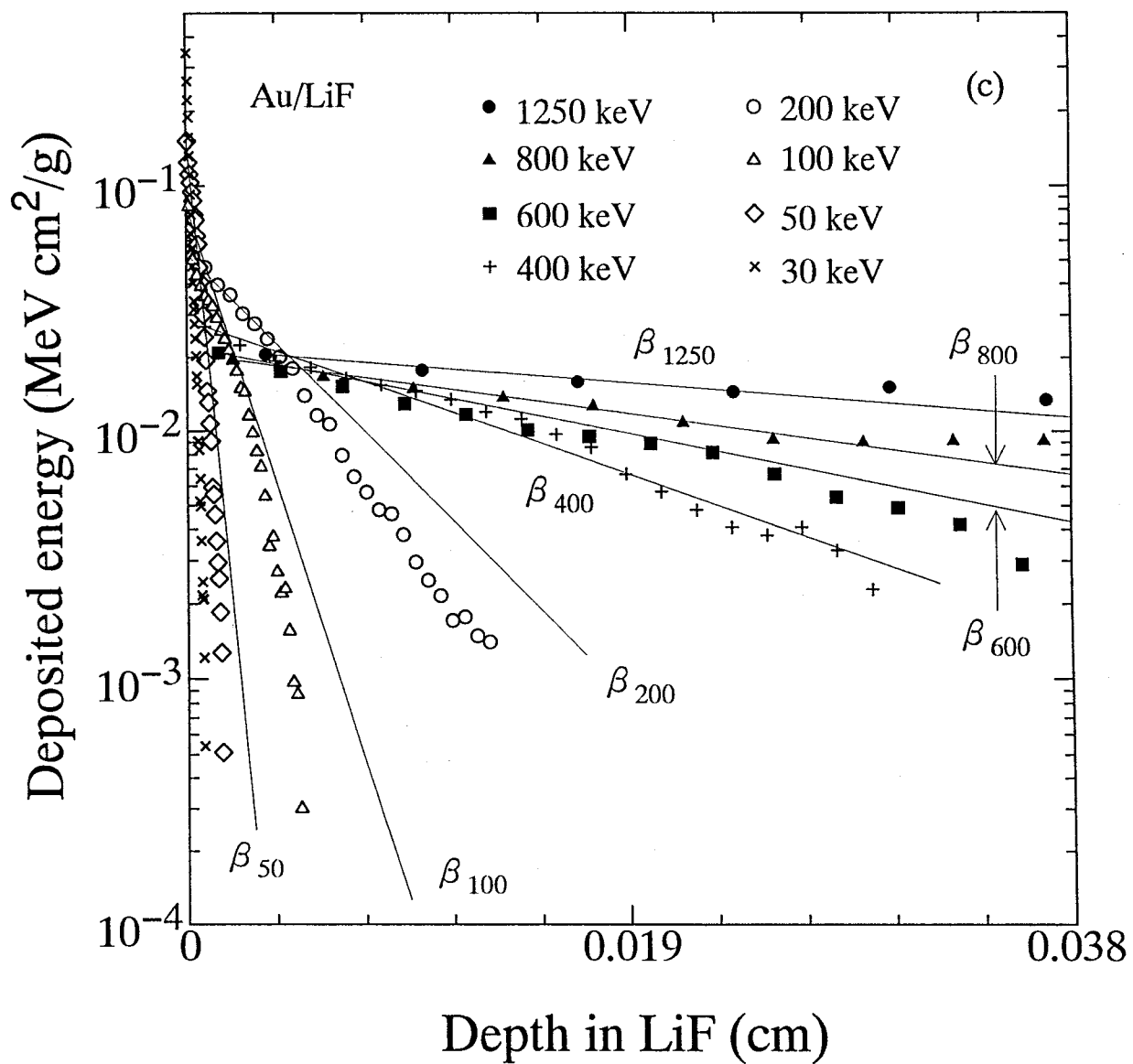


図2.4(c) 金箔からの2次電子によるエネルギー沈積

以上でおよそ0.6と大きく、 f_B と f の差を10%以下に押さえるためには、 \bar{d}_B と \bar{d} の差がすべて17%以下である必要があり、その結果、空洞理論計算値と実験値が大きくかけ離れたことが明らかになった。

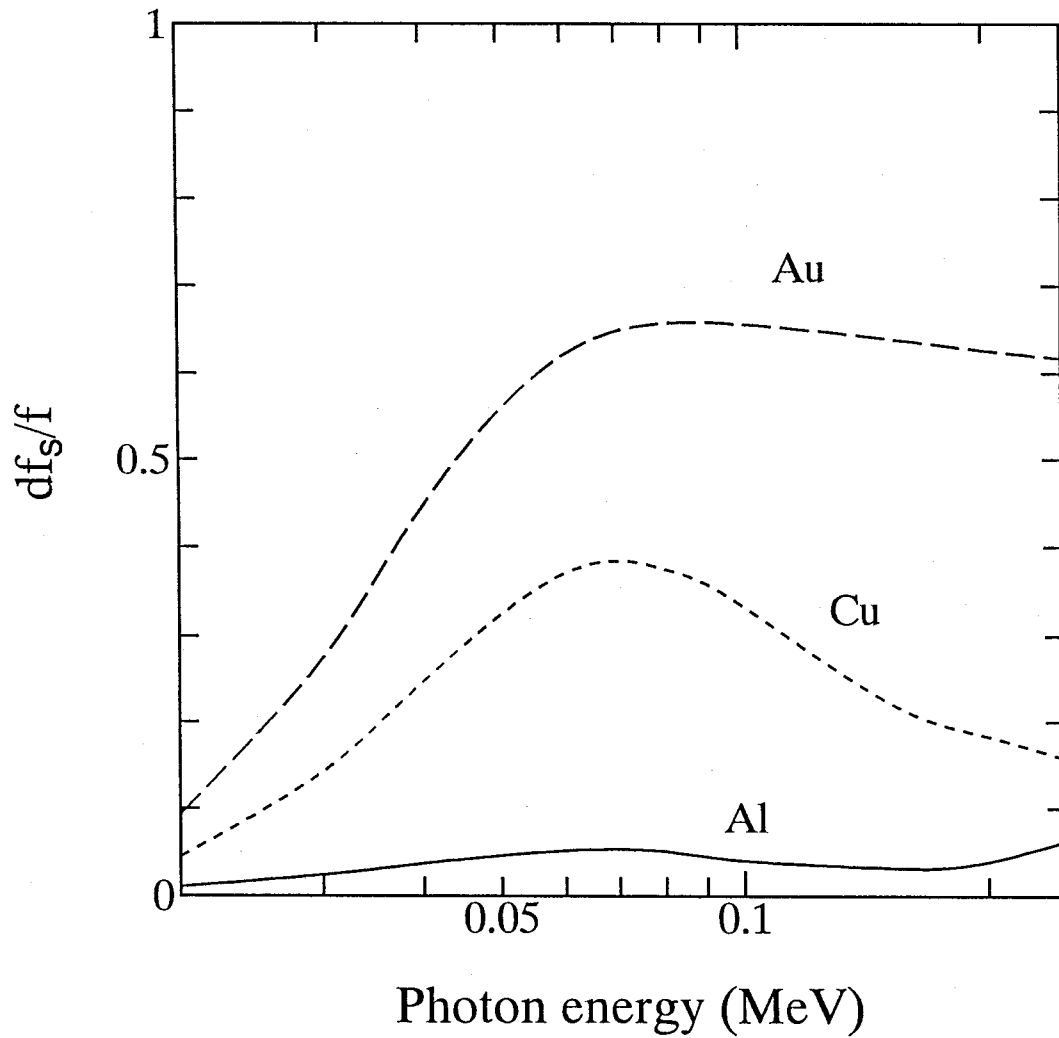


図 2.5 アルミニウム、銅、金に対する \bar{d}_s/f 計算値

2.5 f 値の新たな計算法

2.5.1 式の導出

媒質が金など原子番号が大きい物質の場合、f の値は加重係数 \bar{d} の精度に大きく影響し、Burlin の式では f の値を精度よく求められないことがわかった。Burlin の理論は、電子減衰の指数関数近似を加重係数に対して仮定している。ところが、図 2.4(a)～(c)に示すように、その仮定はいくつかのエネルギーに対して妥当でない。また、たとえその近似が正しくても、近似的にせよ β の値を簡易的な方法を用いて得ることは困難である。さらに、 $\bar{d}' = 1 - \bar{d}$ の関係は、表 2.5 が示すように必ずしも満足されるとは限らない。空洞中の電子の行程長さ g の正確な評価も難しい。他方、指数近似を用いない場合、 \bar{d} 、 \bar{d}' の値を求めるには、式(2.20)、(2.21)の $D_{m,c}$ と $D_{e,c}$ の値を各エネルギー、空洞大きさについて、ITS のような輸送計算コードを用いて計算しなければならないことになる。

ここで、次の現象に着目した。つまり、低エネルギー光子に対しては、図 2.4にあるように、200keV 以下では、現在線量計として実用的に用いられている LiFTLD の厚さを媒質からの電子は透過することができない。この現象を用いれば、 $D_{m,c}$ と $D_{e,c}$ の値を簡便な方法で求めることができる。すなわち、媒質発生電子は、空洞にいったん入射するとすべて空洞中で吸収されると仮定する。 $D_{m,c}$ は、媒質から境界を通り空洞に入射する電子エネルギー積分値に近似的に等しくなり、エネルギー透過、反射係数のデータを用いてその値を計算できることになる。この仮定の妥当性は、電子のエネルギー反射係数を用いて推察することができる。表 2.6 は、ITS コードにより電子のエネルギー反射係数を計算したものである。LiF に対する値は、垂直入射で 0.03、コサイン入射

表 2.6 電子の垂直、コサイン入射に対する ITS のエネルギー反射係数値

Medium	Energy (keV)	normal incidence	cos θ
LiF	30	0.0343	0.129
	50	0.0298	0.135
	80	0.0294	0.131
	200	0.0229	0.115
Cu	30	0.194	0.317
	50	0.190	0.325
	80	0.199	0.335
	200	0.174	0.306
Au	50	0.381	0.470
	200	0.383	0.493

で0.13ほどである。つまり、LiFに入射した2次電子は最大10%ほど反射されるが、銅の場合その30%、金の場合50%近くがさらにLiF側に反射されるので、結局、7%程度の近似度で箔から入射する電子すべてが吸収されると仮定できることになる。また、 $D_{c,c}$ は、光子エネルギーに質量エネルギー吸収係数を乗じたものから、光子のビルドアップ分を差し引いた値に近似的に等しいと考えられる。しかし、光子のビルドアップ分は、表 2.4の \bar{d} の値がほとんど1であることから、200keV以下では無視できると考えられる。結局、 $D_{m,c}$ と $D_{c,c}$ の値は、それぞれ次の式によって計算できる。

$$D_{m,c} = \frac{E_{\gamma}(\eta_{tr,m} + \eta_{ref,m})}{(t\rho)_{LiF}} \quad (2.25)$$

$$D_{c,c} = E_{\gamma}(\mu_{en}/\rho)_{LiF} \quad (2.26)$$

$\eta_{tr,m}$ 、 $\eta_{ref,m}$ はエネルギー透過、反射係数、 $(t\rho)_{LiF}$ はLiF素子の厚さを表す。ITSコードを用いて計算した光子入射時のエネルギー透過、反射係数を、表 2.7と表 2.8に示す。この値を式(2.25)、(2.26)に代入して $D_{m,c}$ 、 $D_{c,c}$ を計算し、 f の値を得た。その結果を、表 2.9に示す。単一エネルギーを用いて計算した値は、ITS計算値と6%以内の誤差で一致した。結局、ITSコードによる f の計算値は、2.4.1項でその妥当性を確認しているので、本計算法の妥当性も確認したことになる。

2.5.2 式の適用範囲

本方法は、200keV以上のエネルギーにおいても、媒質発生電子がTLDを透過しない限り応用できる。0.38mm厚さのLiFTLDについては、その条件は図 2.4に示すように、アルミニウム、銅に対して600keVまで、金に対しては400keVまで満足される。その限界値における透過電子の実効エネルギーを計算してみると300keVであり、そのエネルギーに対応するLiF中のCSDA飛程は0.395mmである。その長さは、用いたLiFの厚さ0.38mmにほぼ等しい。このように、実効エネルギーは本方法の適用範囲を示す指標となる。表 2.10に、100keVから1250keVの光子に対して計算した実効エネルギーを示す。反射電子の実効エネルギーは透過電子の実効エネルギーより常に小さいので、ここでは必要ない。この実効エネルギーとCSDA飛程を用いて適用範囲をまとめたのが、図 2.6である。ある光子エネルギーに適用できる最小厚さは、下部の4本の曲線が表している。逆に、ある厚さに対しては、同図は適用エネルギーの上限を表していることになる。

よりエネルギーの高い領域において、 $D_{c,c}$ の値を計算するためには、ビルドアップの寄与を考慮しなければならない。表 2.11に、ITSの $D_{c,c}$ 計算値と、光子エネルギーに質量エネルギー吸収係数を乗じた値を示す。両者の差異はビルドアップ領域の線量と電子平衡状態の線量の差に対応し、300keVで $D_{c,c}$ の10%、400keVで20%である。その差異は、TLDの前にもしLiFがあると仮定した場合にそのLiF中で発生した電子により与えられる分と考えられるので、その値はLiFからのエネルギー透過にほぼ等しいと考えられる。そうした、LiFの前部で発生した仮定の電子がすべて線量計に吸収される関係は、図 2.4に示すように、600keV以下において成り立つ。つまり、その領域では、式

$$D_{c,c} = E_{\gamma} \left(\frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{LiF} - \frac{E_{\gamma}(\eta_{tr,LiF} + \eta_{ref,LiF})}{(t\rho)_{LiF}} \quad (2.27)$$

を適用できることになる。600keV以上では、TLD前部にありと仮定したLiFからの電子はTLDを透

表 2.7 ITSによるエネルギー透過係数值

Photon energy (keV)	Transmission			
	Teflon	Al	Cu	Au
200	8.16E-5* (1)	9.40E-5 (3)	4.50E-4 (1)	2.80E-3 (2)
150	4.02E-5 (2) ⁺	6.72E-5 (2)	5.27E-4 (1)	2.68E-3 (2)
100	2.31E-5 (3)	7.80E-5 (4)	8.00E-4 (3)	2.54E-3 (2)
80	2.40E-5 (4)	1.00E-4 (4)	1.00E-3 (2)	2.61E-3 (2)
60	2.85E-5 (4)	1.30E-4 (3)	1.25E-3 (2)	3.10E-3 (2)
40	4.69E-5 (3)	2.10E-4 (3)	1.60E-3 (2)	3.60E-3 (2)
30	6.89E-5 (2)	3.00E-4 (3)	1.85E-3 (1)	3.80E-3 (2)

* Read as 8.16×10^{-5}

⁺Statistic error in %

表 2.8 ITSによるエネルギー反射係数值

Photon energy (keV)	Reflection			
	Teflon	Al	Cu	Au
200	2.24E-6 (8)	7.30E-6 (5)	1.10E-4 (3)	1.38E-3 (3)
150	1.90E-6 (9)	9.84E-6 (6)	1.67E-4 (2)	1.69E-3 (2)
100	3.18E-6 (8)	1.55E-5 (6)	3.20E-4 (3)	1.65E-3 (2)
80	5.70E-6 (9)	2.70E-5 (3)	4.30E-4 (3)	1.59E-3 (2)
60	8.90E-6 (8)	4.40E-5 (2)	5.97E-4 (3)	2.10E-3 (3)
40	1.84E-5 (6)	8.80E-5 (5)	8.88E-4 (2)	2.60E-3 (2)
30	2.84E-5 (4)	1.40E-4 (1)	1.10E-3 (1)	2.90E-3 (2)

表 2.9 エネルギー透過、反射係数を用いた f 計算値とITS計算値の比較

Medium	Monoenergy (keV)	f	f _{ITS}
Al	30	0.212	0.220
	50	0.278	0.262
	80	0.477	0.487
	150	0.871	0.846
	200	0.945	0.927
Cu	30	0.0222	0.0238
	50	0.0319	0.0345
	80	0.0699	0.0678
	150	0.299	0.299
	200	0.525	0.524
Au	30	0.0104	0.0111
	50	0.0171	0.0162
	150	0.0614	0.0602
	200	0.114	0.110

表 2.10 透過電子の実効エネルギー計算値

Photon energy (keV)	Effective electron energy (keV)			
	LiF	Al	Cu	Au
1250	560	580	620	750
800	340	355	370	470
600	240	240	270	370
400	140	145	180	250
300	90	100	145	180
200	60	65	120	110
150	35	60	100	80
100	30	55	70	60

表 2.11 ITSとエネルギー吸収係数、透過係数を用いた $D_{c,c}$ 計算値

E_γ (keV)	ITSによる $D_{c,c}$	$D_1 = E_\gamma (\mu_{en}/\rho)_{LiF}$ (MeVcm ² /g)	$D_2 = E_\gamma \eta_{tr,LiF}/(t\rho)_{LiF}$	$D_1 - D_2 = D_{c,c}$
1250	6.31E-2*	3.07E-2	4.38E-2	-
800	8.59E-3	2.14E-2	1.49E-2	6.50E-3
600	9.63E-3	1.64E-2	6.90E-3	9.50E-3
400	9.07E-3	1.09E-2	1.81E-3	9.09E-3
300	7.28E-3	7.99E-3	7.17E-4	7.27E-3
200	4.79E-3	4.97E-3	1.74E-4	4.80E-3

* Read as 6.31×10^{-2}

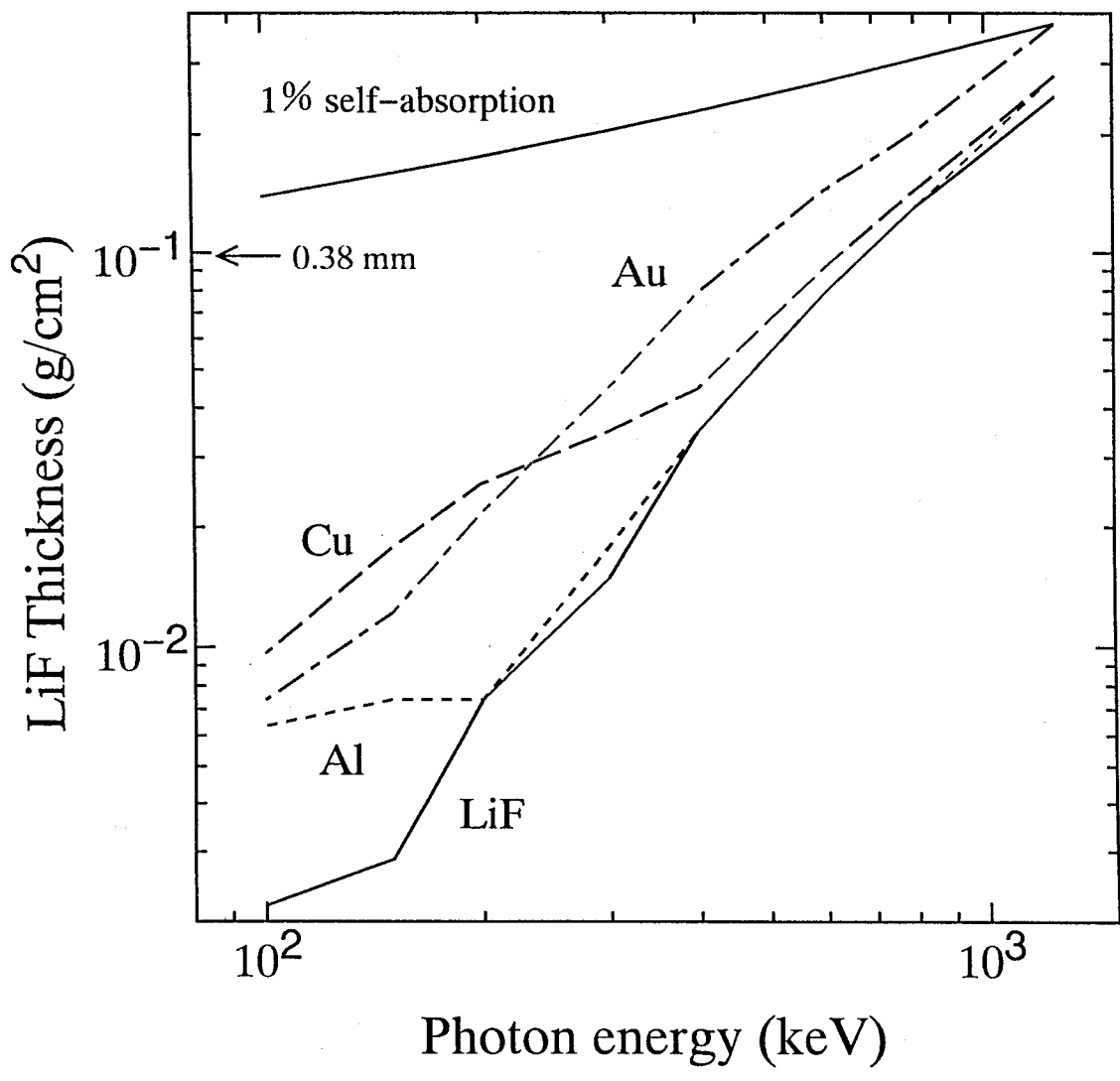


図 2.6 提案式の光子エネルギー、LiF厚さに関する適用範囲

過するのでビルドアップはTLD内において完了せず、 $D_{c.c.}$ は表 2.11に示されるように、式(2.27)を用いて計算できない。つまり、図 2.6のLiFの曲線は、式(2.27)を適用できるそのような最大エネルギーを示している。

ある光子エネルギーに適用できる最大厚さは、LiF中の自己吸収によって決まるので、自己吸収の曲線と上に述べたCSDA飛程を表す曲線によって囲まれた領域は、LiF厚さと光子エネルギーに関する適用範囲に対応する。図 2.6は、式(2.14)を用いて計算した1%自己吸収の厚さを表す。もし、1%の精度が要求されないなら、その適用範囲はさらに広がる。 $D_{m.c.}$ 計算には厚さの上限は存在しないが、厚さが増すほどその $D_{c.c.}$ への寄与は小さくなる。そして、 $D_{m.c.}$ の値が無視できるほど小さくなると、TLDは“大きな空洞”と見なせ、 f の計算はもっと単純になる。すなわち、式(2.6)のように質量エネルギー吸収係数の比になる。他方、電子の減衰が大きくても、すなわち式(2.11)の \bar{d} が1よりずっと小さくても、“小さい空洞”の成分は、とくに f_1 の値が小さい場合、必ずしも無視できるとは限らない。このように、空洞が“小さい”か、“大きい”かの基準は電子減衰の程度にあるのではなく、 $D_{m.c.}$ と $D_{c.c.}$ の定量的関係にあるといえる。つまり、 $D_{m.c.}/D_{c.c.}$ 、すなわち図2.5の $\bar{d}f_s/f$ が基準の指標になる。 $\bar{d}f_s/f$ の値が、200keV以下のテフロン、アルミニウムのように十分小さいと、空洞は“大きい”と判断できるが、そうでなければ、空洞は“一般の大きさ”となり、“小さい空洞”の成分計算は無視できないことになる。

2.6 結論

Burlinの空洞理論において、アルミニウム、銅では、媒質発生電子のTLD線量に及ぼす影響が小さいため、加重係数の精度に f の精度はあまり依存しないが、金では、その影響が大きいため、加重係数の精度が重要であることを明らかにした。そこで、光子に対する透過、反射係数を用いて、 f の値を低エネルギー領域において精度よく計算する方法を提案した。この方法を適用すれば、6%以内でモンテカルロ計算コードと同じ f の値を得られることを確認した。また、TLD厚さおよび光子エネルギーに関する同式の適用範囲を実効エネルギーを指標にして示した。

応用として、放射光施設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、構造材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 particles 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 dosemeter," 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 ⁶⁰Co 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Tc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²⁾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、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2.8x9.5~11.0x15.4mm²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

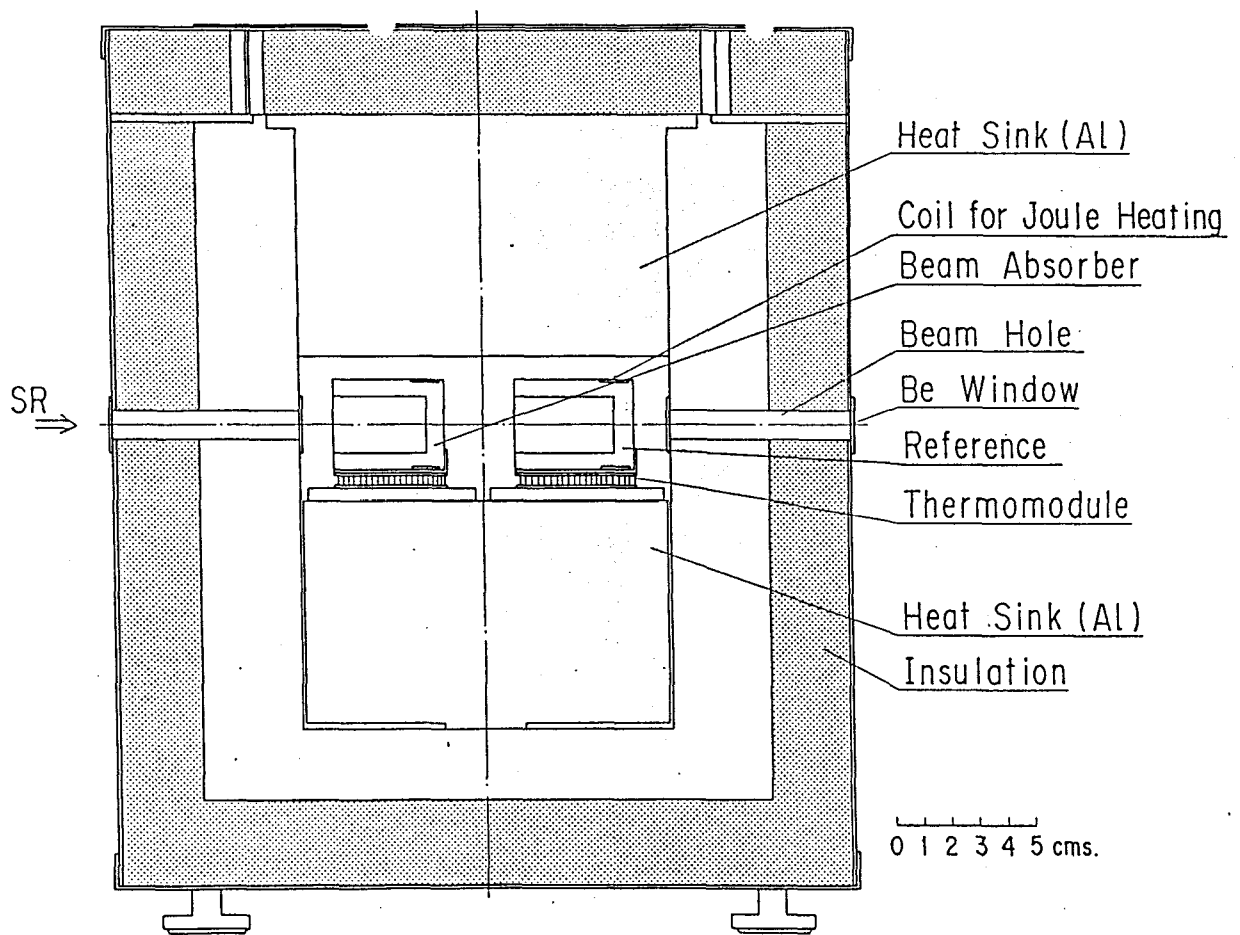


図 3.1 マイクロ熱量計本体の断面

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。

$$E_x = I_s K_h (a l)^{-1} \rho_0^{-1} A^{-1} \quad (3.4)$$

$$\rho = 273.15 \rho_0 p T^{-1}$$

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°C、1気圧における空気密度、 T は温度、 p は気圧、 A は絞り・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_∞ 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。

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

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

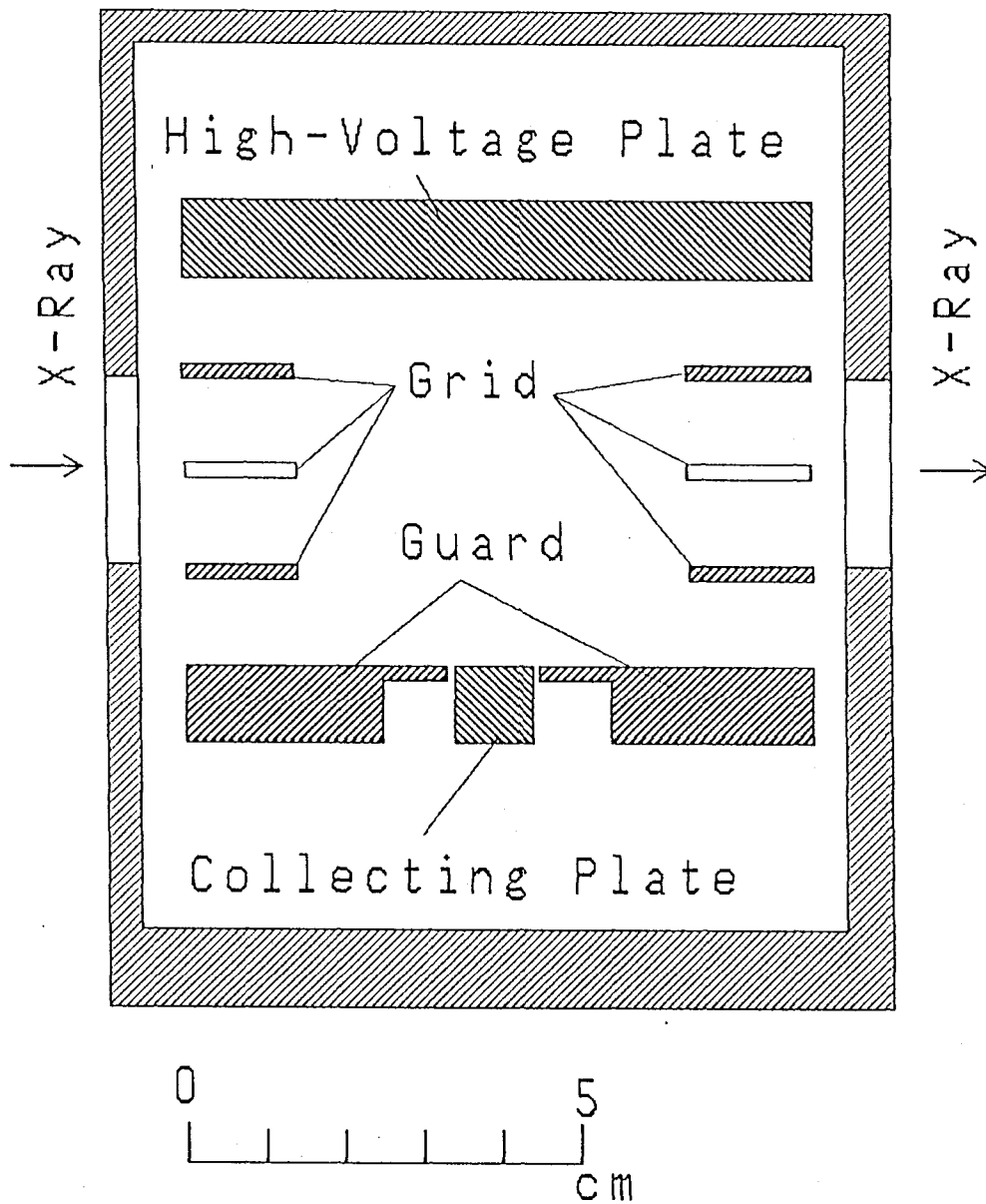


図 3.2 自由空気電離箱の断面

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、発光効率は、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、 $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ 、 LiF 、 $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$ 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、直線加熱のリーダを開発した⁸⁾。システムは、図 3.3に示すように、TLDリーダユニット、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100 μm 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比を得るよう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°C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°Cまでの範囲で温度を制御する。0.5、1、2、3、5°C/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リーダの加熱速度よりむしろ遅い。2°C/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°Cの上昇率の時に最大になるが、それでもほぼ $\pm 2\%$ の誤差内で制御され、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、 $\pm 10^\circ\text{C}$ 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。

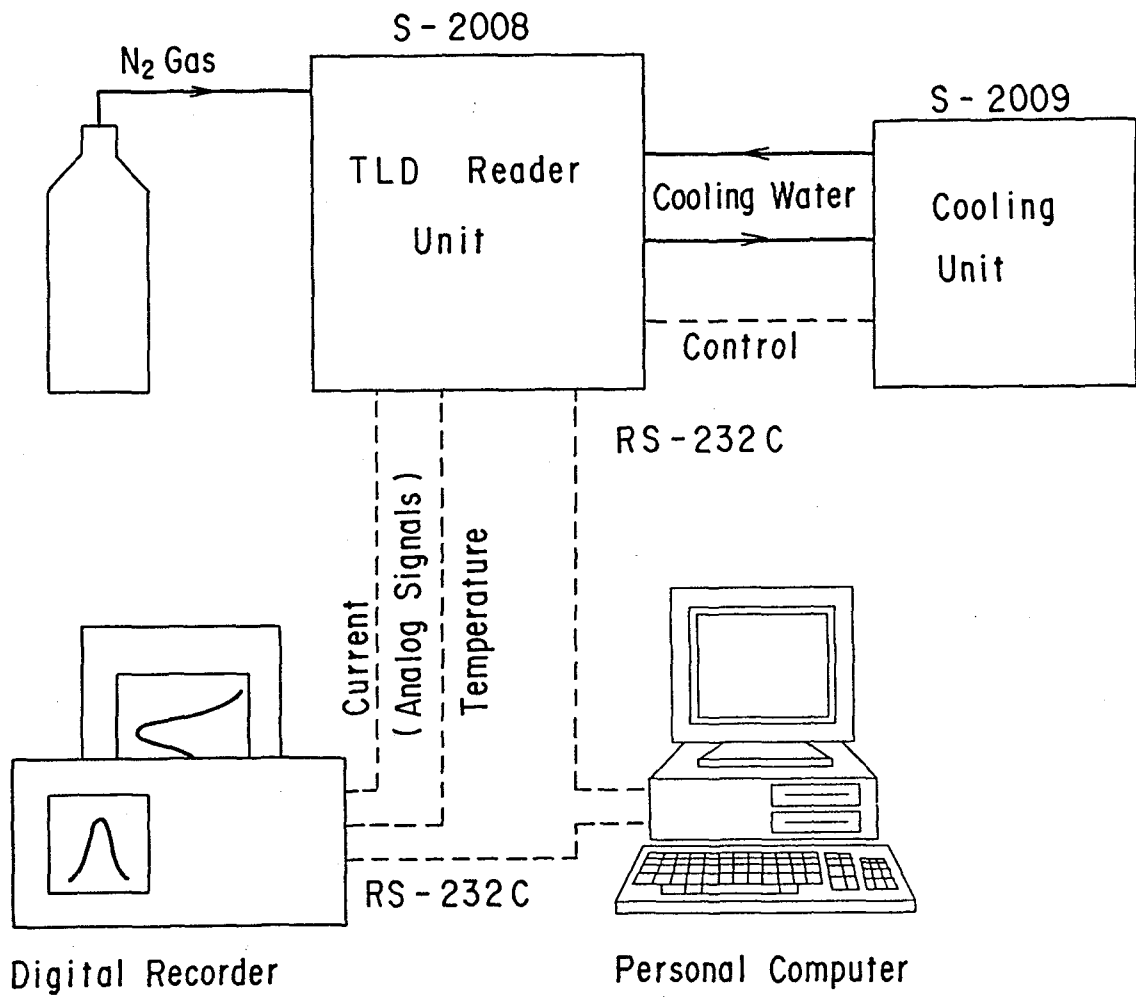


図 3.3 TLDグロー曲線測定システム

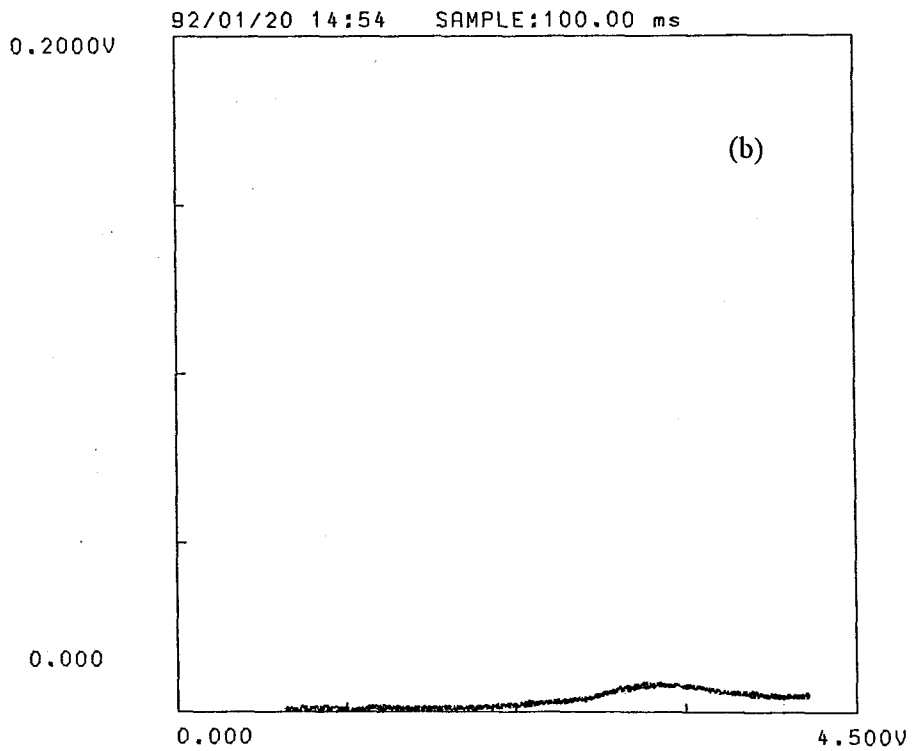
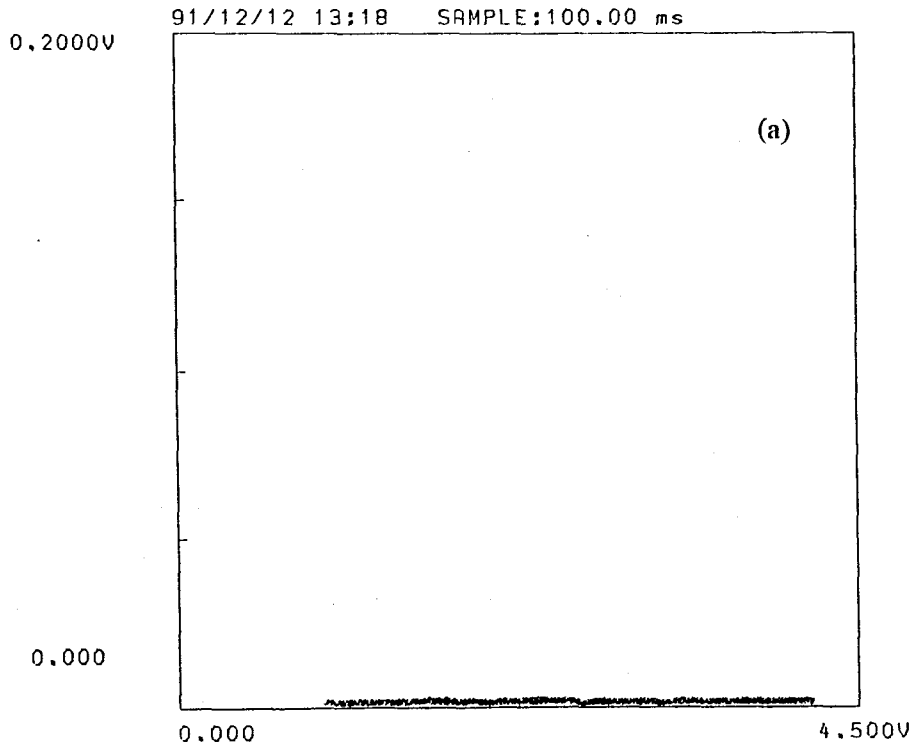


図 3.4 窒素ガスが(a)ある場合と(b)ない場合のバックグラウンド電流 (加熱速度 2°C/s、青フィルター装着)

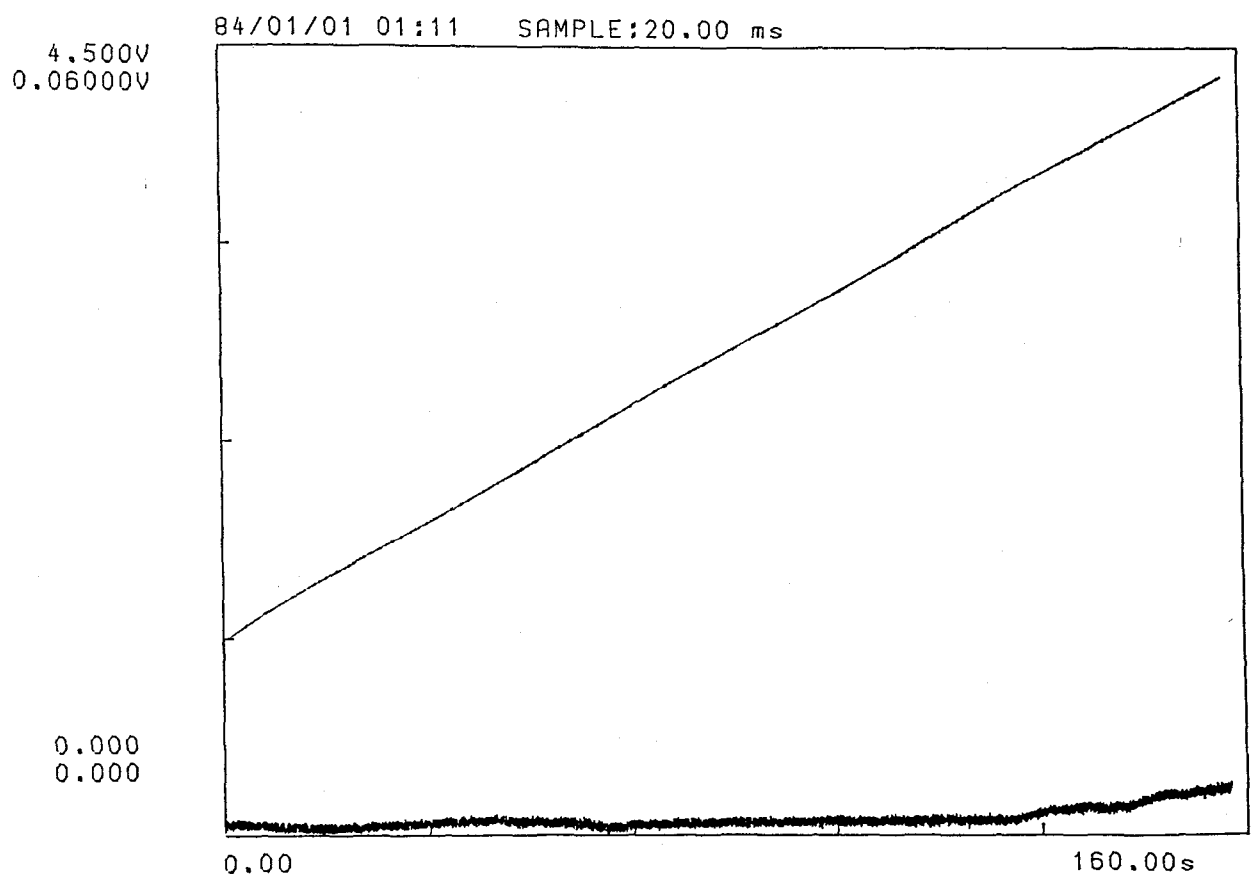


図 3.5 加熱速度 2°C/s 時の温度直線性

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、常時装備している。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。本システムに装備している浜松フォトニクス社のR-1288光電子増倍管は、図 3.8に示すように、たい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。

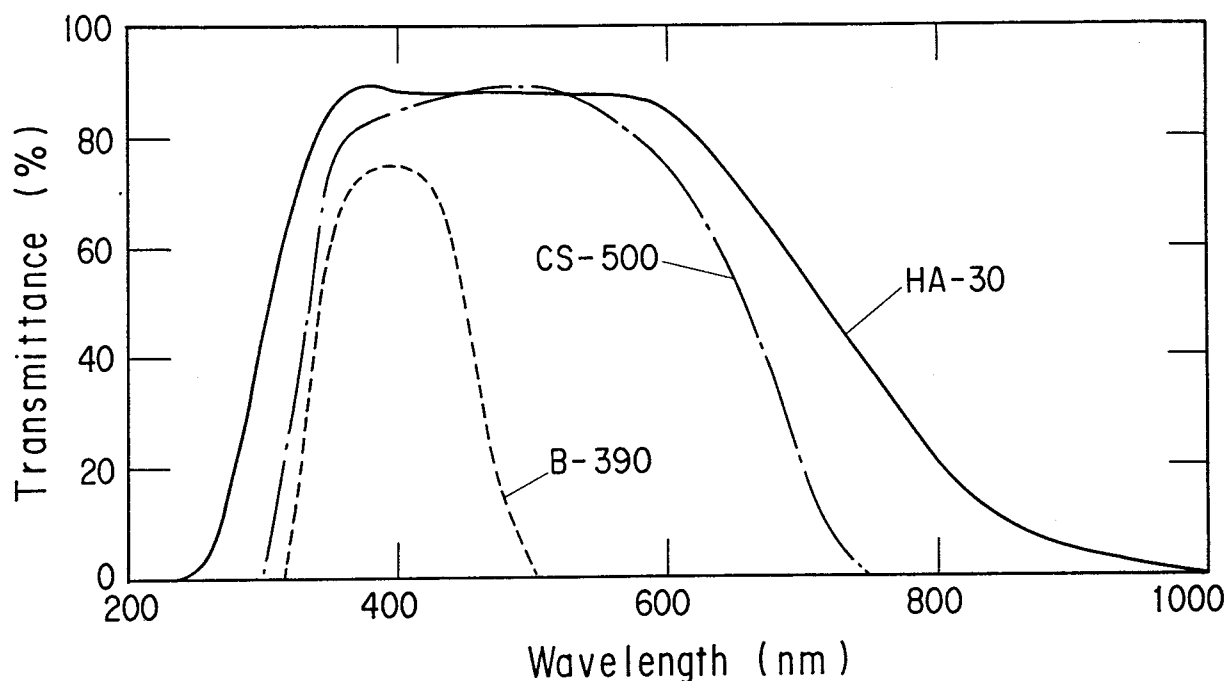


図 3.6 フィルターの光透過曲線

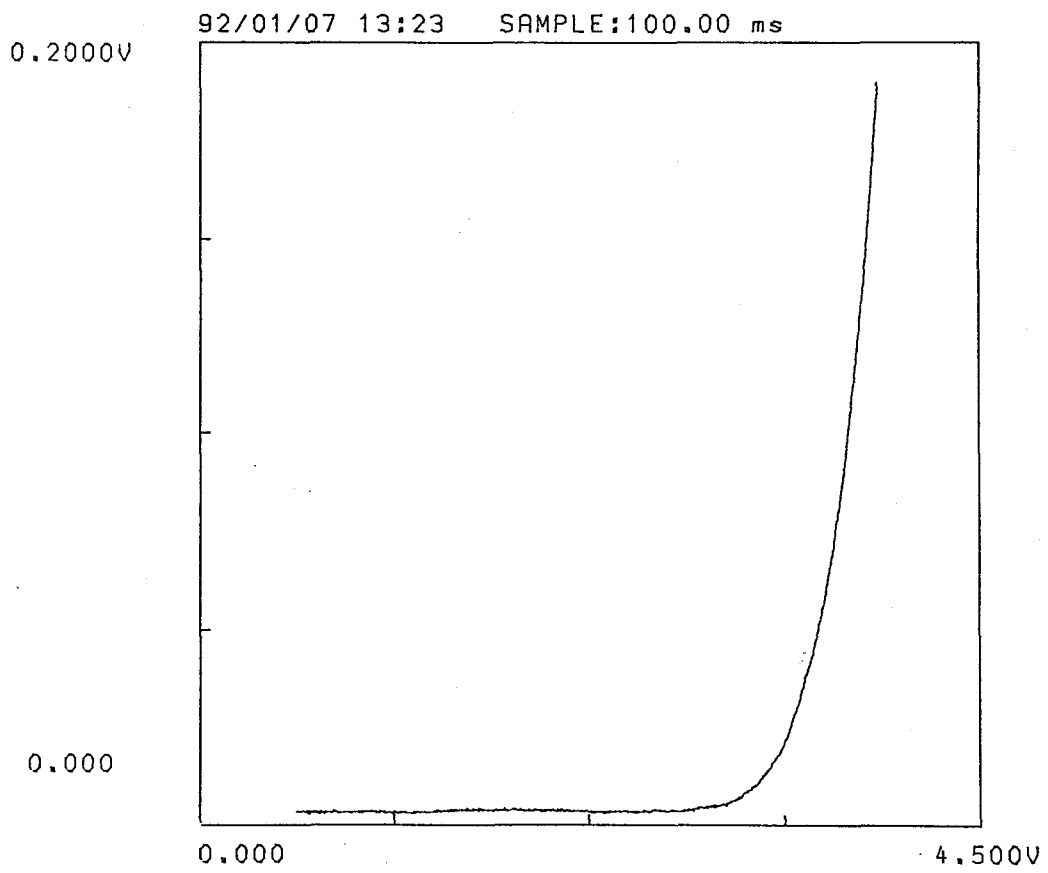


図 3.7 赤外線フィルター(HA-30)のみ装着時のバックグラウンド電流

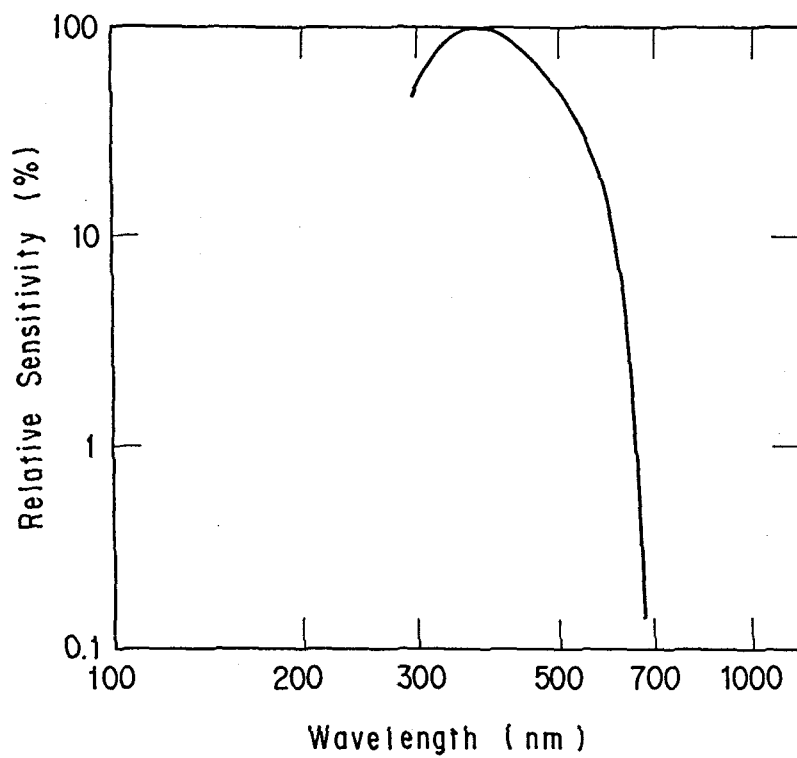


図 3.8 光電子増倍管のスペクトル相対感度

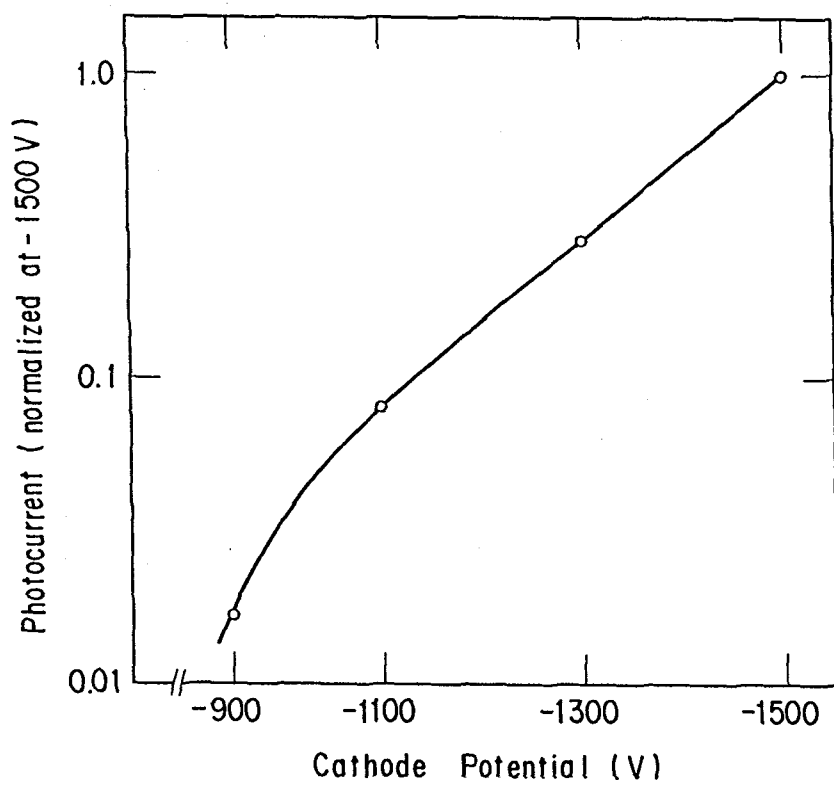


図 3.9 光電流の加電圧依存性

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、 ^{60}Co 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、 $F(D_1)$ は、低線量 D_1 、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グステン板を、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。10keV 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

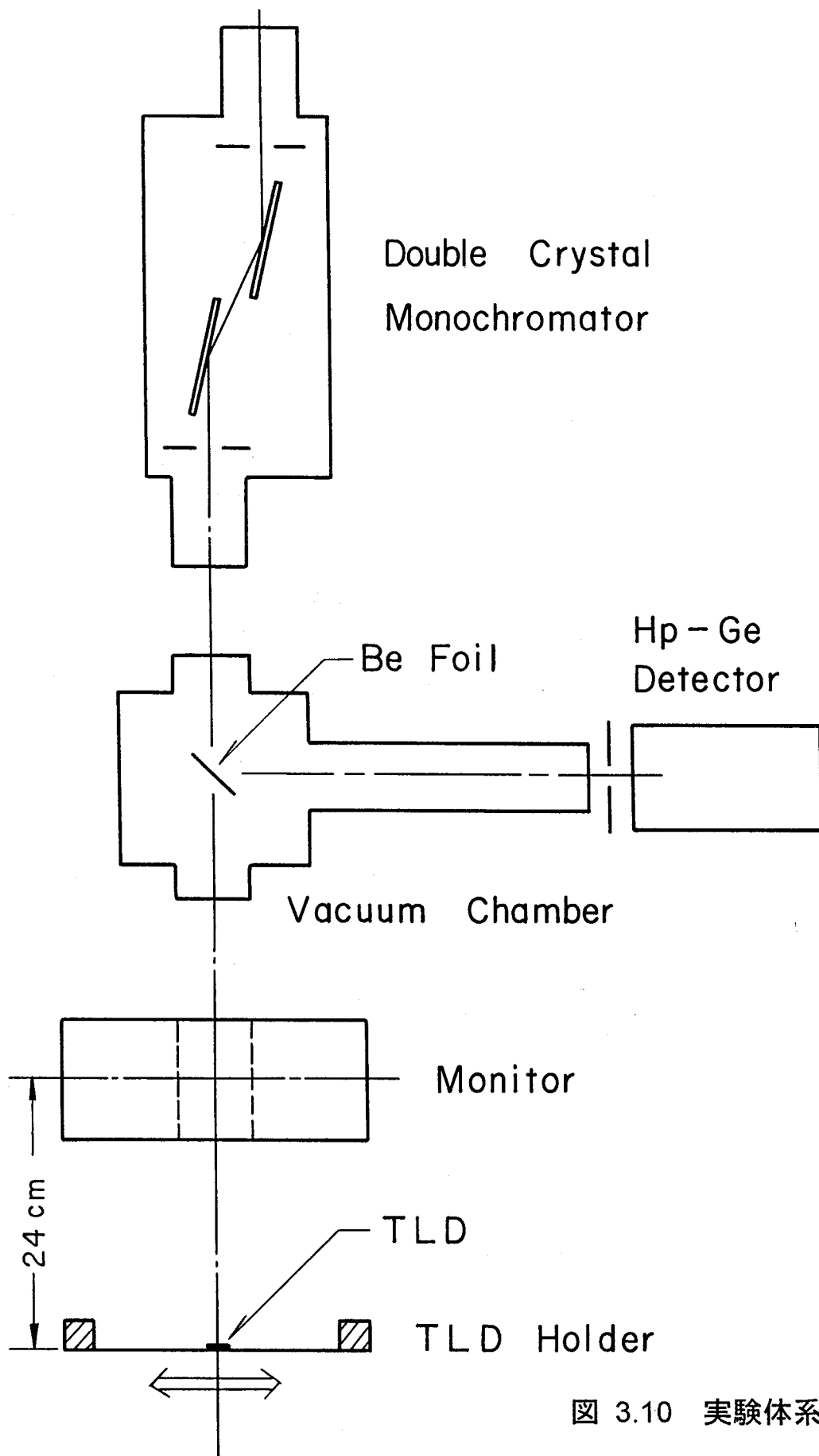


图 3.10 実験体系

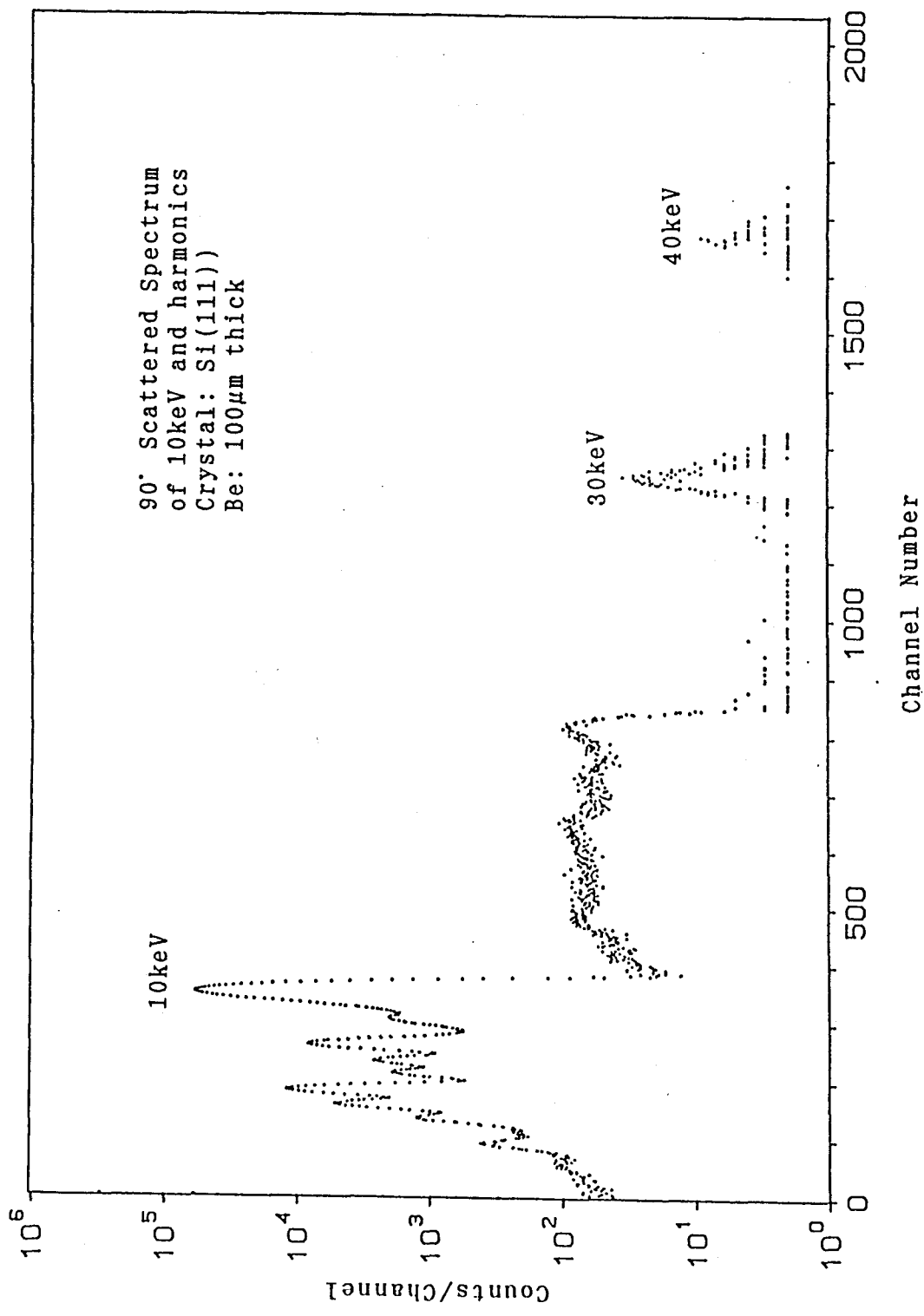


図 3.11 10keV X線と高調波の90度方向散乱スペクトル

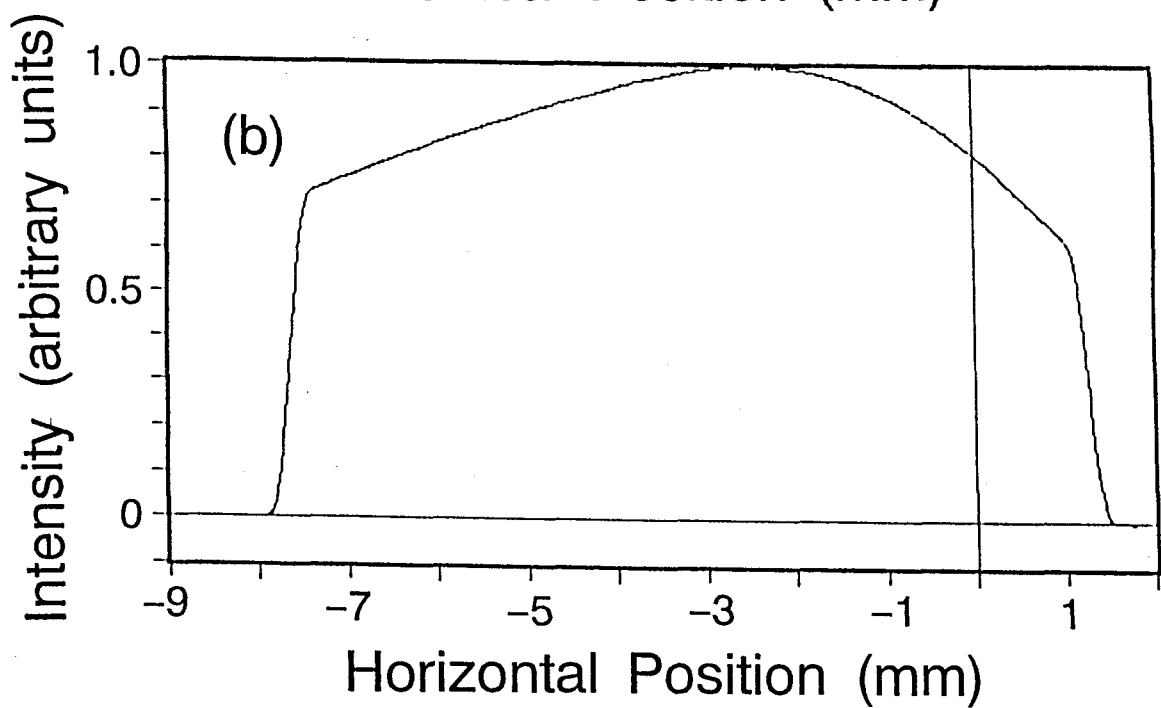
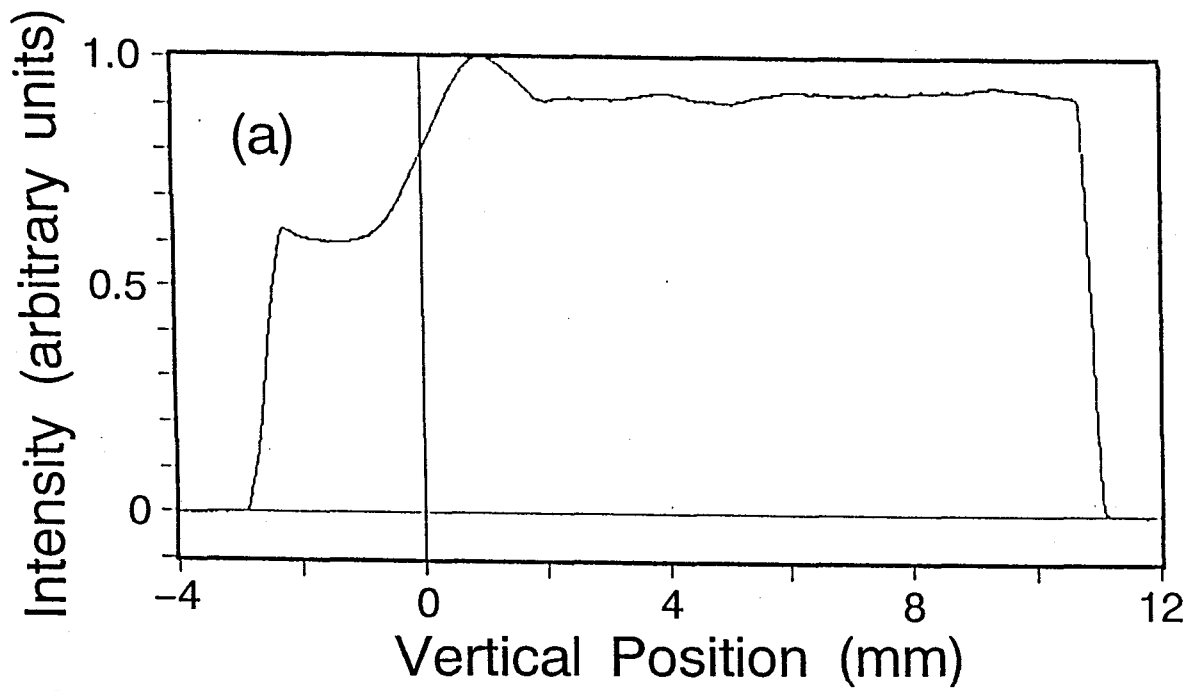


図 3.12 10keV X線ビーム内の垂直、水平方向強度分布 最大値を1に規格化している

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。

表 3.1 各TLDの大きさとアニーリング方法

TLD	$Z_{\text{eff}}^{24)}$	Size(mm)	Annealing
LiF	8.14	3.8x3.8x0.038	400°C, 1 h
$\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$	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
$\text{CaSO}_4:\text{Tm}$	15	3φx0.09 on polyimid film	400°C, 5 min

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

表 3.2 TLDの自己吸収

Energy (keV)	LiF	$\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$	$\text{CaSO}_4:\text{Tm}$
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

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に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。 $0.5 \sim 5^\circ\text{C}/\text{s}$ のいくつかの加熱速度で加熱しても、その積分値はお互いに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 $2^\circ\text{C}/\text{s}$ 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²⁷⁾。標識番号と加熱速度 $10.3^\circ\text{C}/\text{min}$ 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} 、 $1.78 \times 10^{-2}\text{g}/\text{cm}^2$ であり、TLDの厚さ $0.1\text{g}/\text{cm}^2$ 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²⁴⁾の誤差、すなわち $\pm 2\%$ にほぼ等しい。

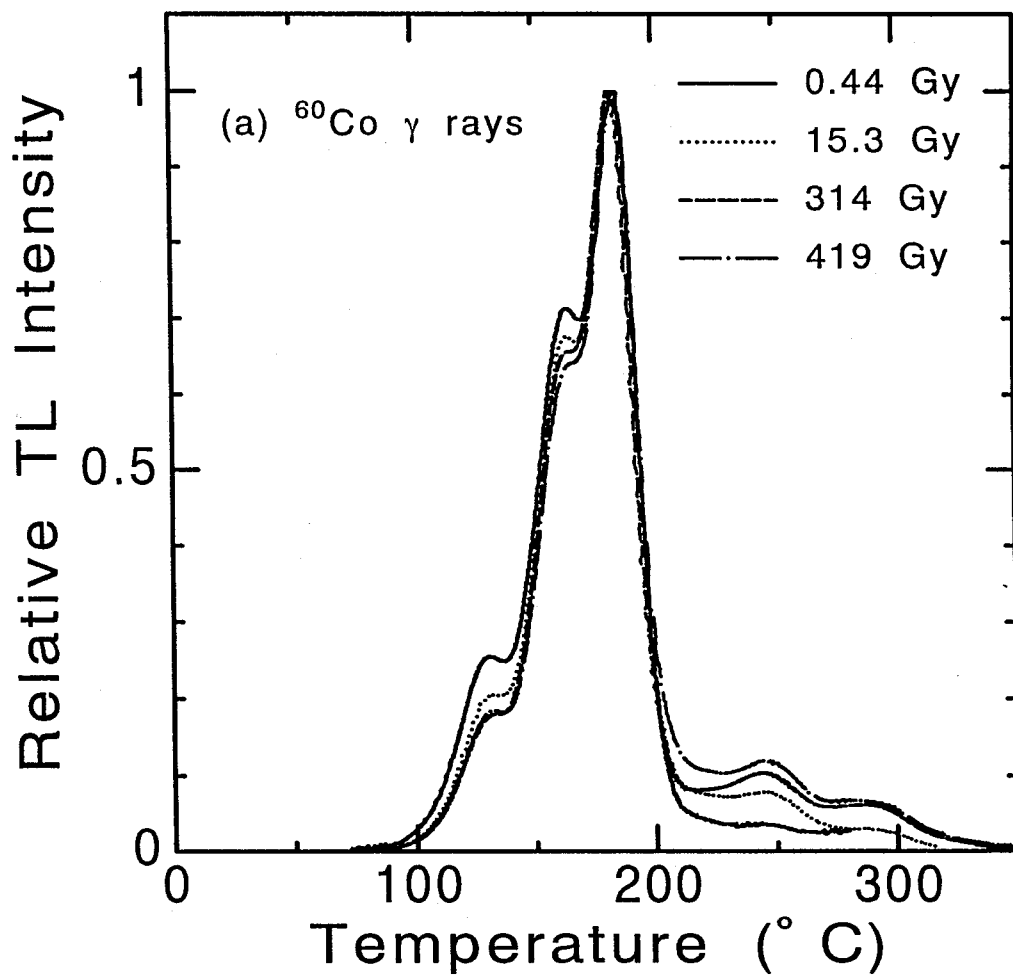


図 3.13(a) ^{60}Co γ 線に対するLiFの加熱速度 $2^\circ\text{C}/\text{s}$ 時のグロー曲線

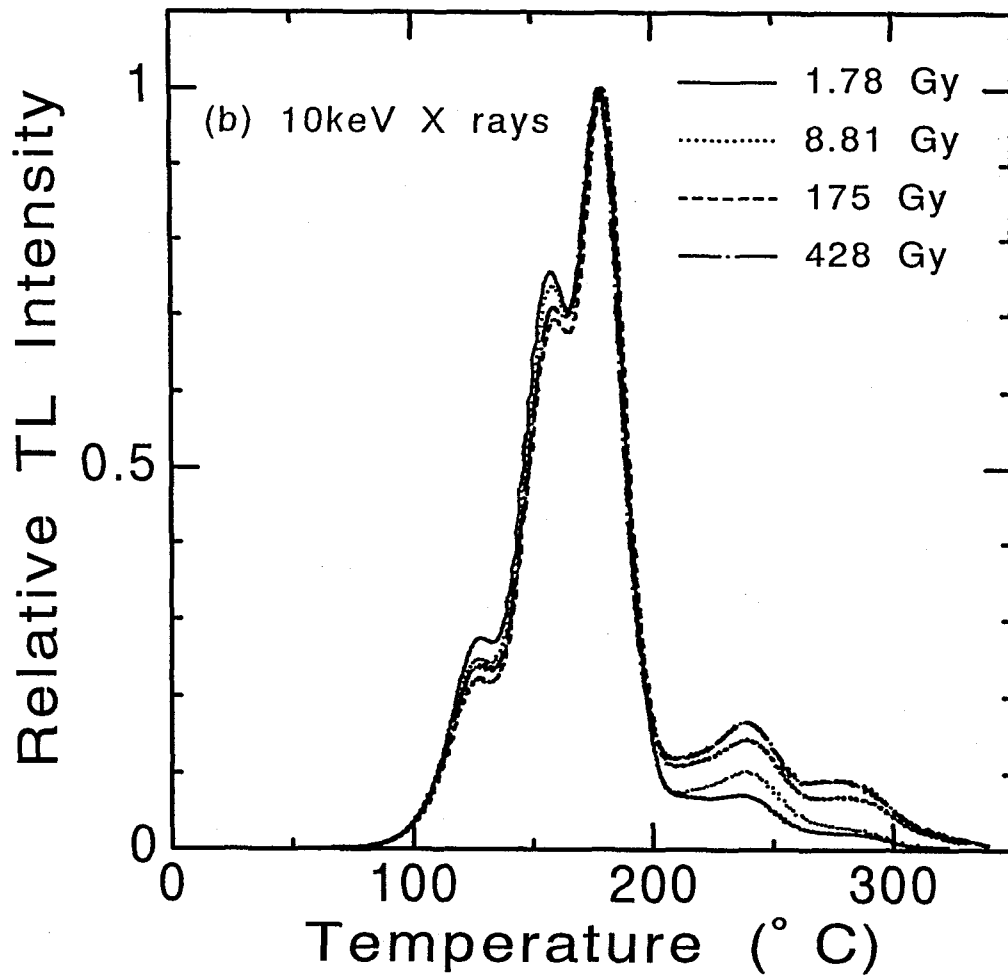


図 3.13(b) 10keV X 線に対するLiFの加熱速度 2°C/s時のグロー曲線

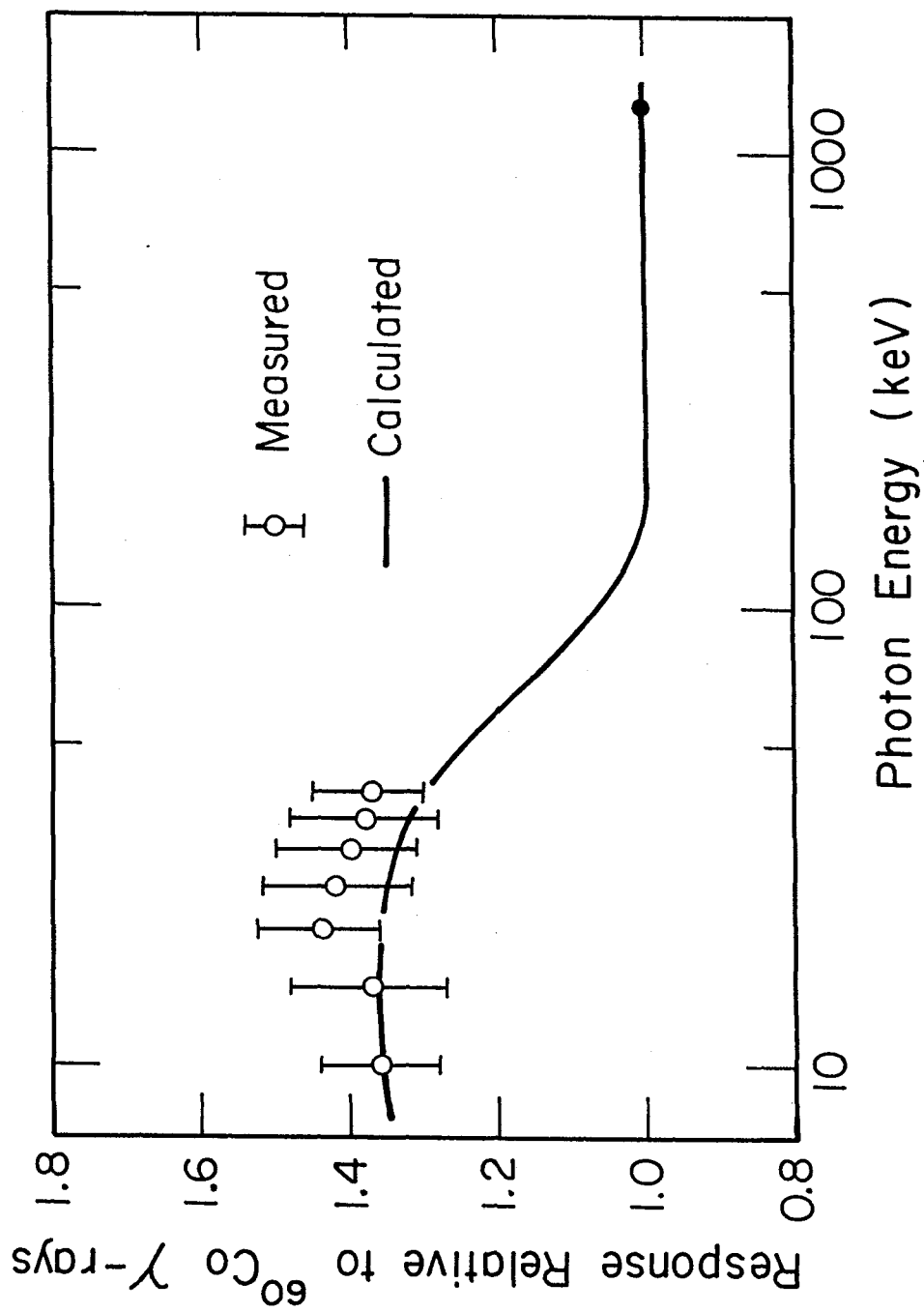


図 3.14 LiFの全ピークに関するエネルギー応答

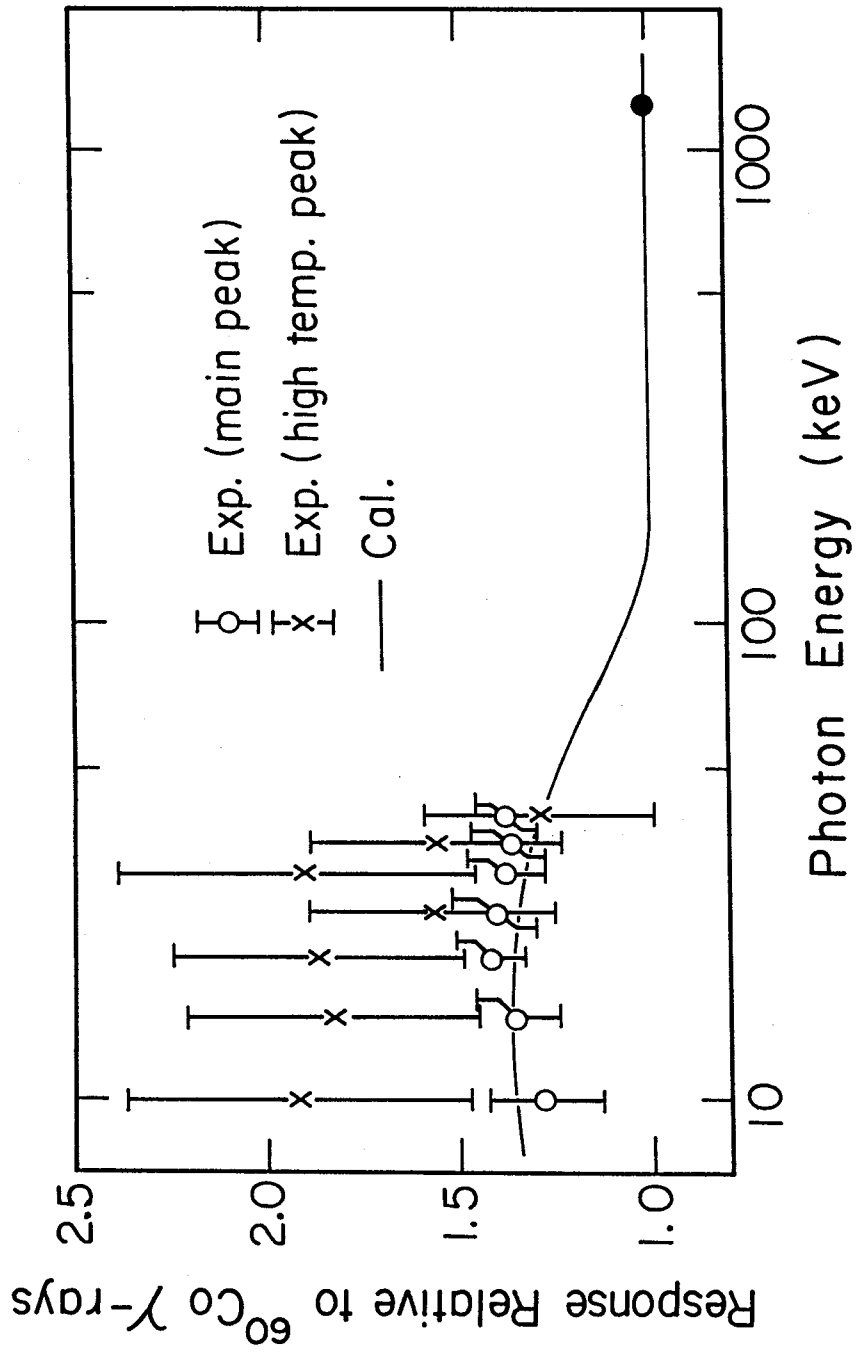


図 3.15 LiFの主、高温ピークに関するエネルギー応答

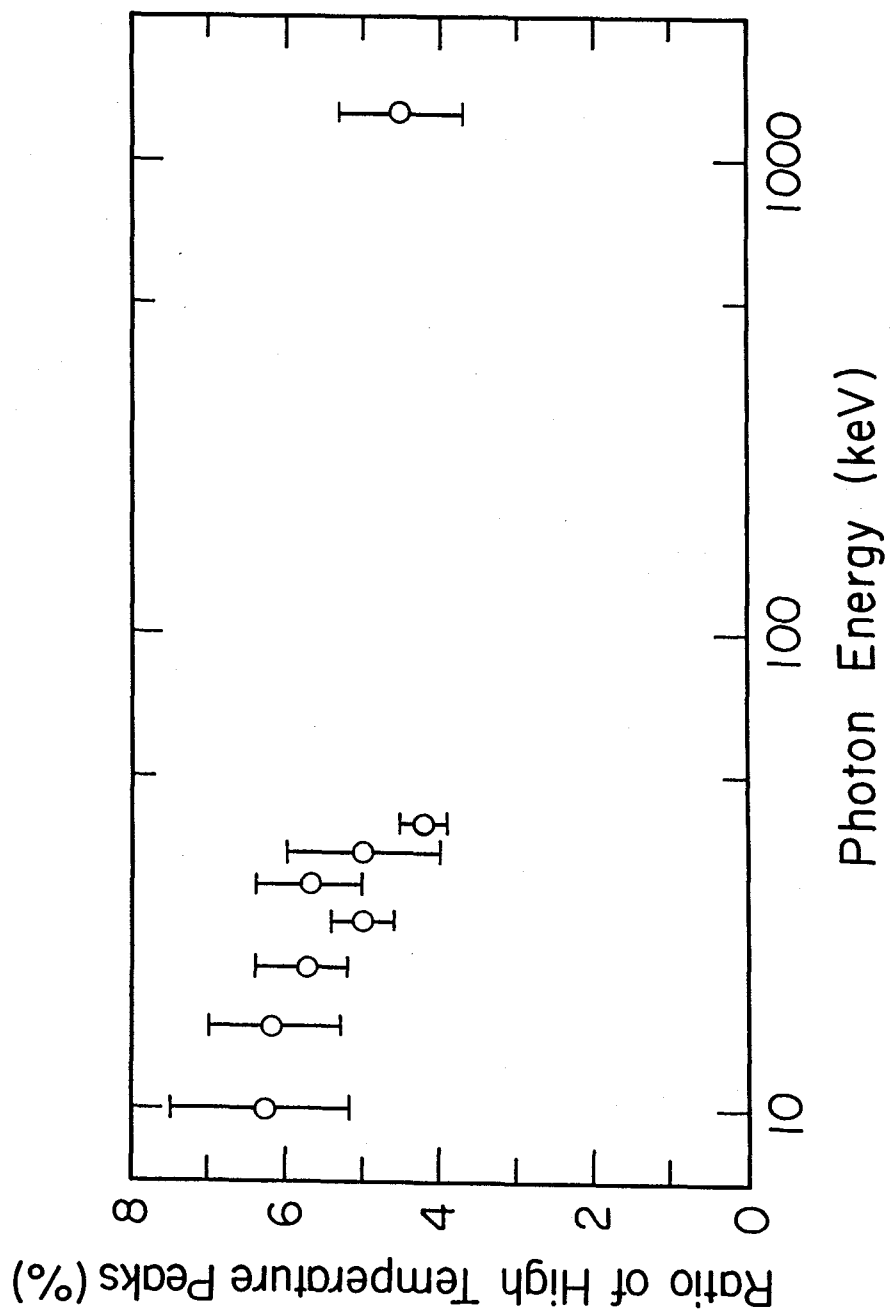


図 3.16 光子エネルギーに関する高温ピーク的全ピークに対する面積比

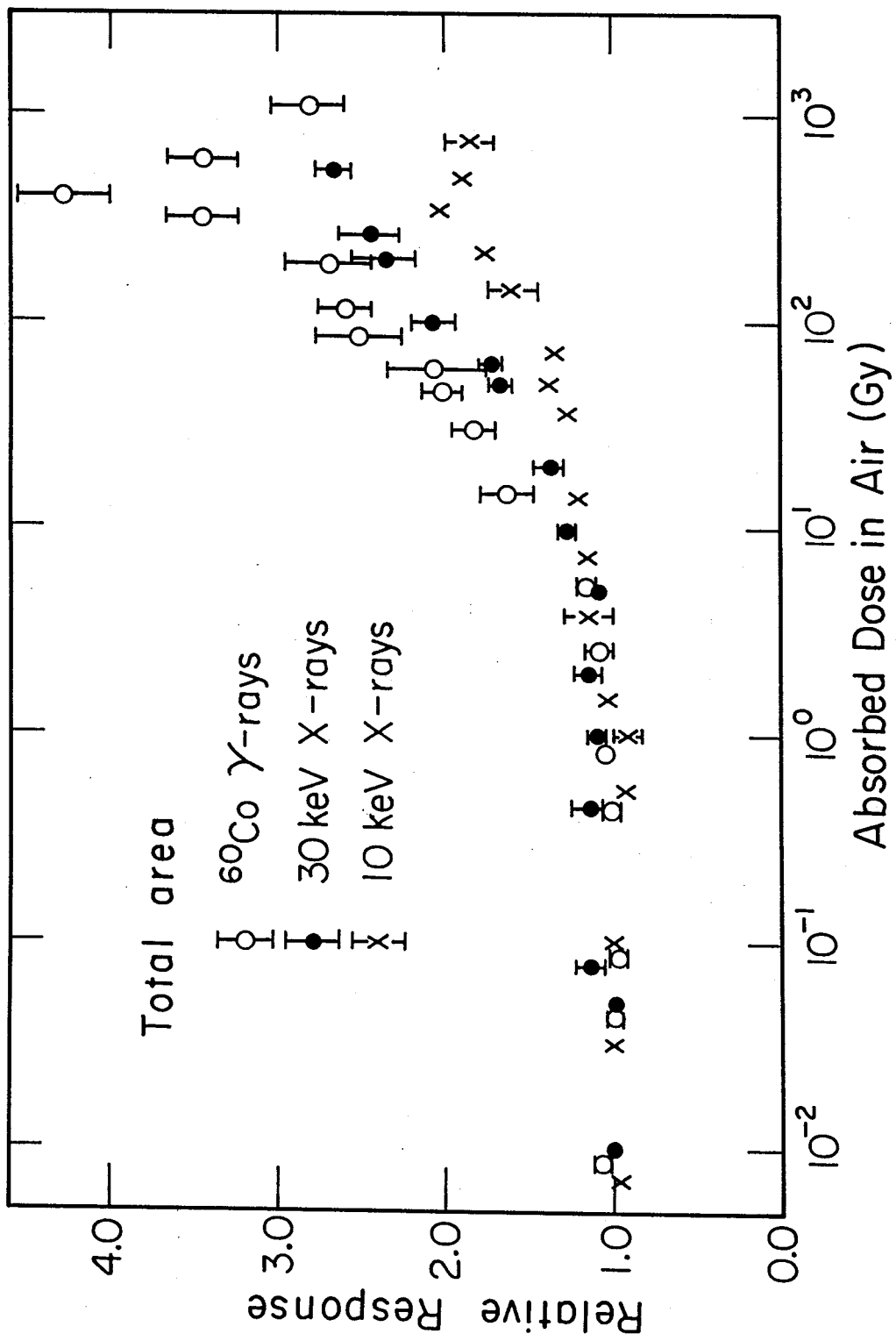


図 3.17 LiFの ^{60}Co γ 線、30keV、10keV X線に対する線量応答

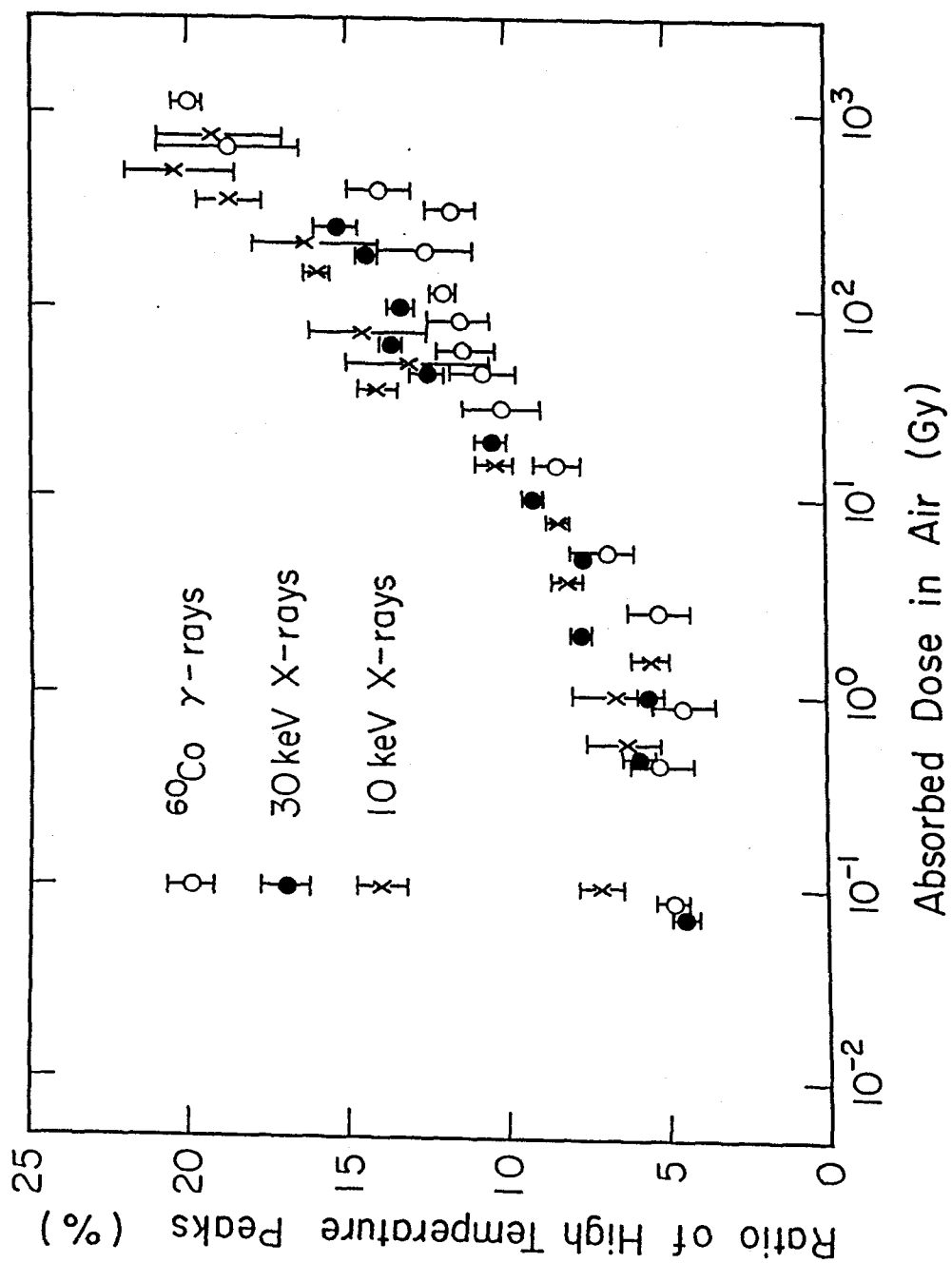
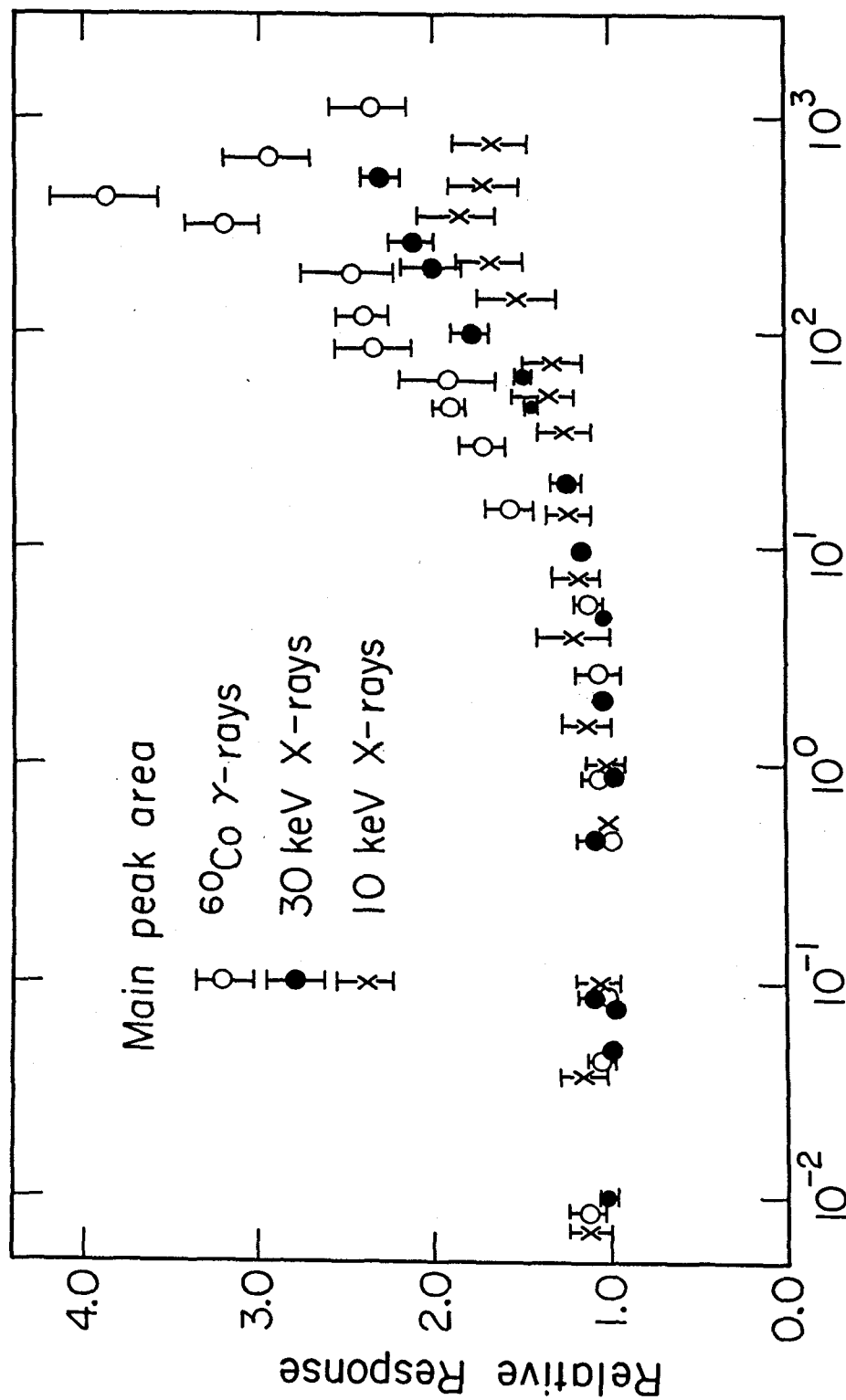


図 3.18 線量に関する高温ピーク的全ピークに対する面積比



Absorbed Dose in Air (Gy)

図 3.19 LiFの主ピークに関する線量応答

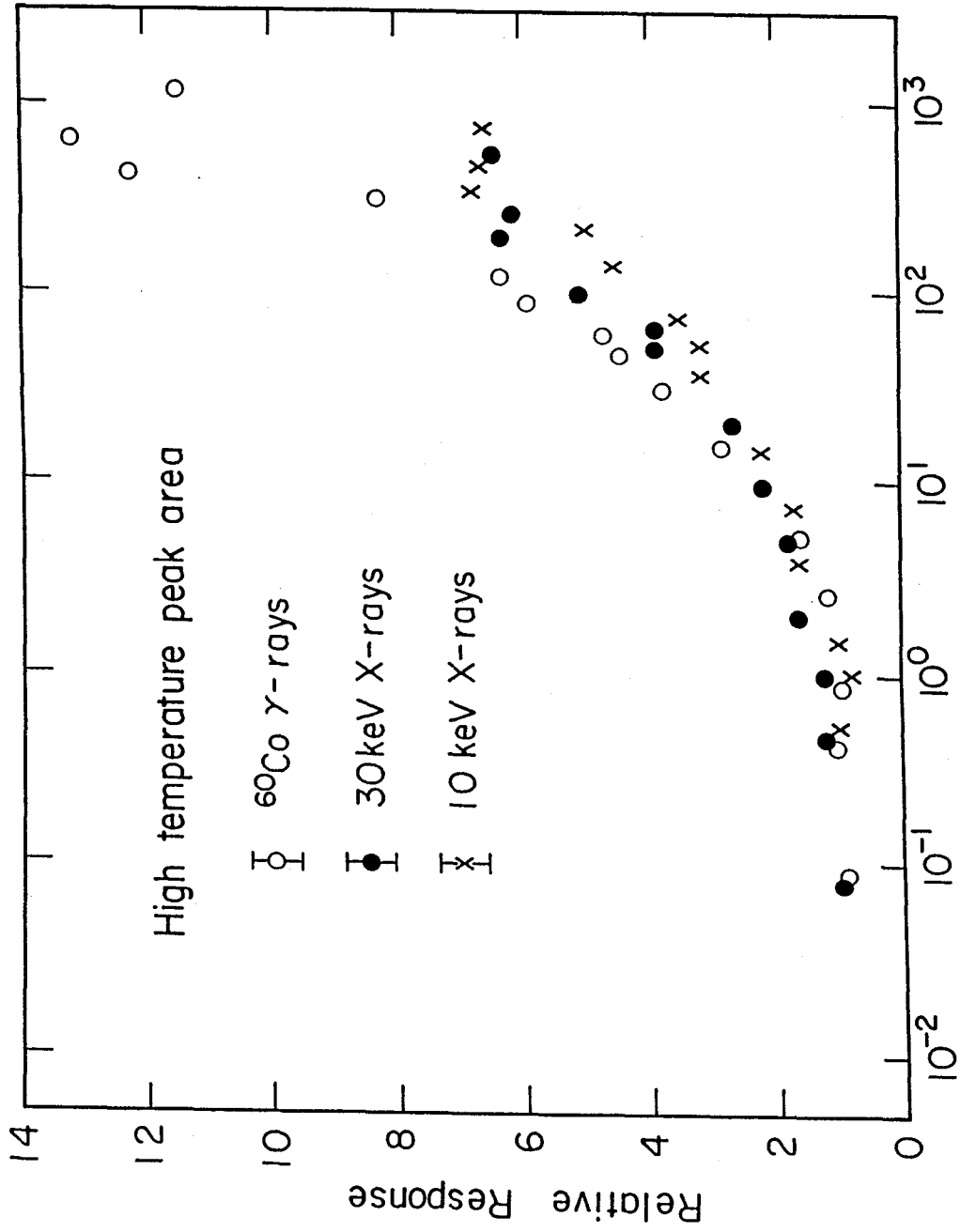


図 3.20 LiFの高温ピークに関する線量応答

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、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、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²⁸⁾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わずかながら増大し、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、5Gy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。主ピークと高温ピークの線量応答を、図 3. 19と3. 20に示す。主ピーク応答は、図 3. 17の全積分の応答値より小さなsupralinearityを示し、その値は10、30keV X線、⁶⁰Co γ 線に対してそれぞれ約1.9、2.4、3.9であった。それに対して、高温ピーク応答は強いsupralinearityを示し、その最大値は10、30keV X線に対して約6.5、⁶⁰Co γ 線に対しては約13であった。

3.3.4 ホウ酸リチウム(Li₂B₄O₇:Cu)測定結果

3.3.4.1 グロー曲線

図 3. 21に、Li₂B₄O₇:Cu TLDの10keV X線に対するグロー曲線を示す。毎秒2°Cの加熱速度で測定した。LiFと異なり、ピークは200、300°C付近にそれぞれ1個あるのみである。照射直後は、さらに低温部にグローピークが観察されたが、数時間でフェーディングした。また、高温ピークの全面積に対する割合は無視できるほど小さく、他のエネルギーに対してもこうしたグロー曲線の形状に変化はなかった。

3.3.4.2 エネルギー応答

図 3. 22に、Li₂B₄O₇:Cuのエネルギー応答の測定値と空洞理論に基づく計算値を示す。両者とも⁶⁰Co γ 線エネルギーで規格化している。低エネルギー領域の計算値は、TLDと空気のエネルギー吸収係数の比に等しい。Li₂B₄O₇:Cu中に含まれる0.05重量%の銅の影響は、計算で考慮した。同図より、測定値は計算値より8%から20%小さいことが明らかになった。Li₂B₄O₇:Cuのエネル

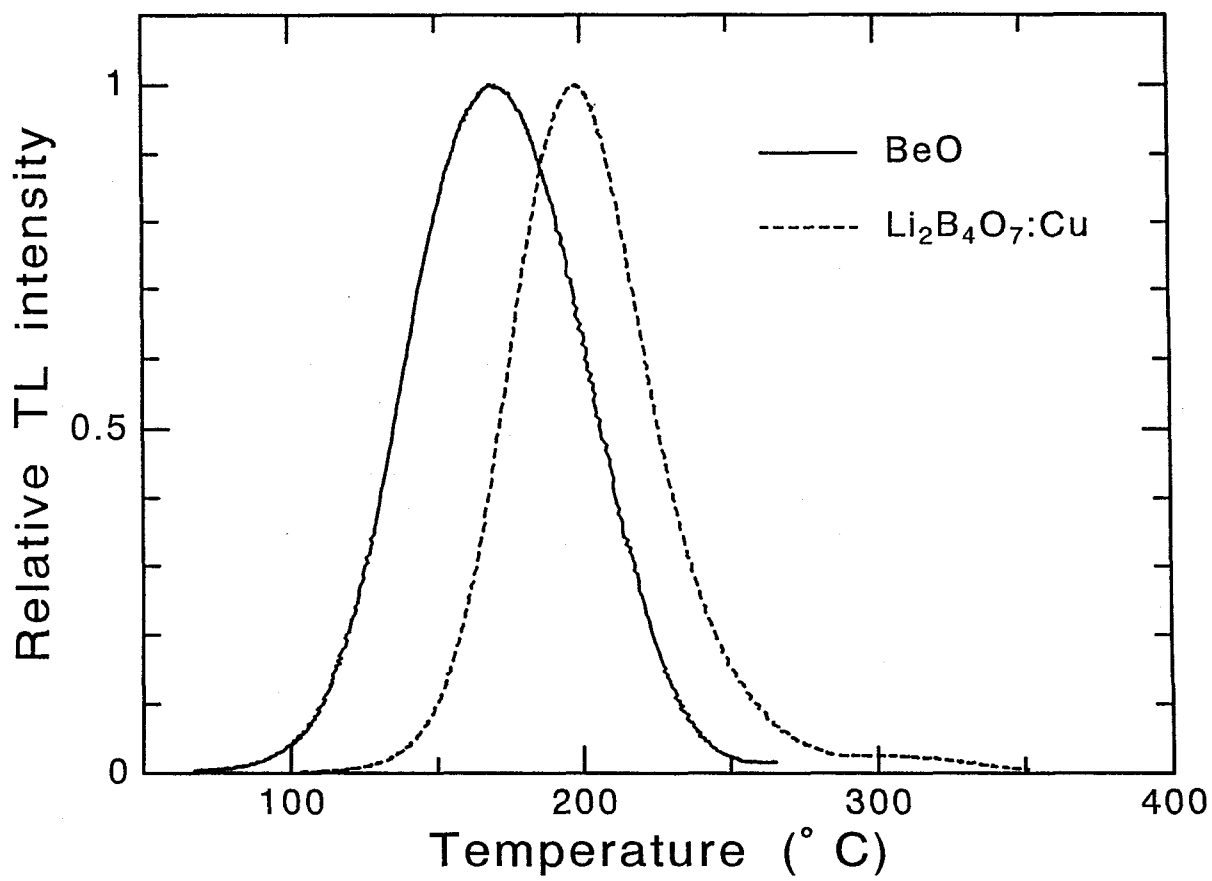


図 3.21 10keV X線に対するLi₂B₄O₇:Cu、BeOのグロー曲線

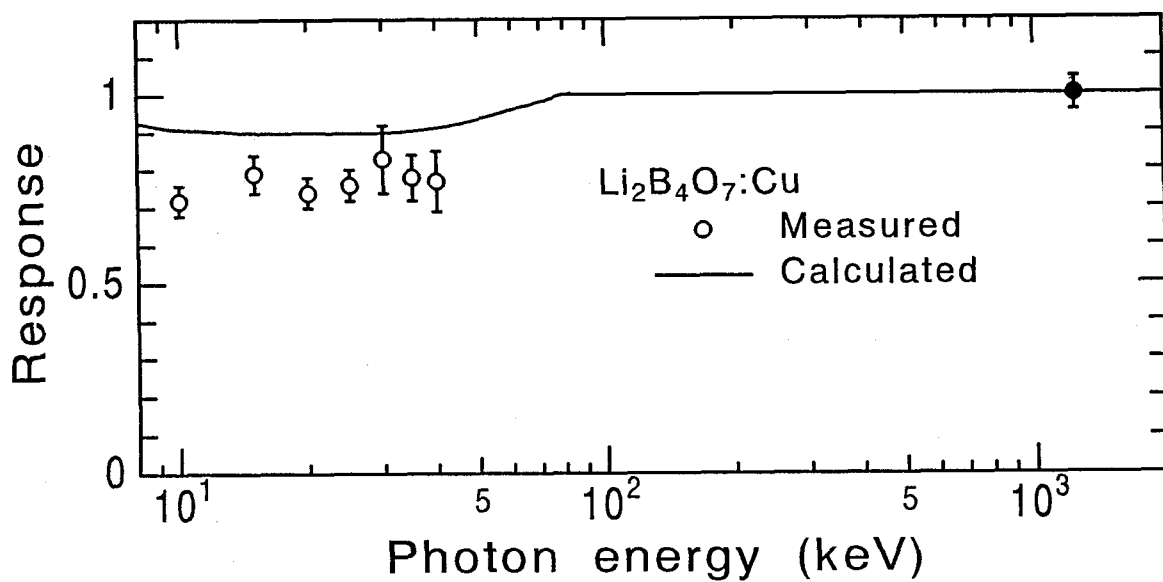


図 3.22 Li₂B₄O₇:Cuのエネルギー応答 ⁶⁰Co γ線 で規格化しており、計算は空洞理論に基づいている

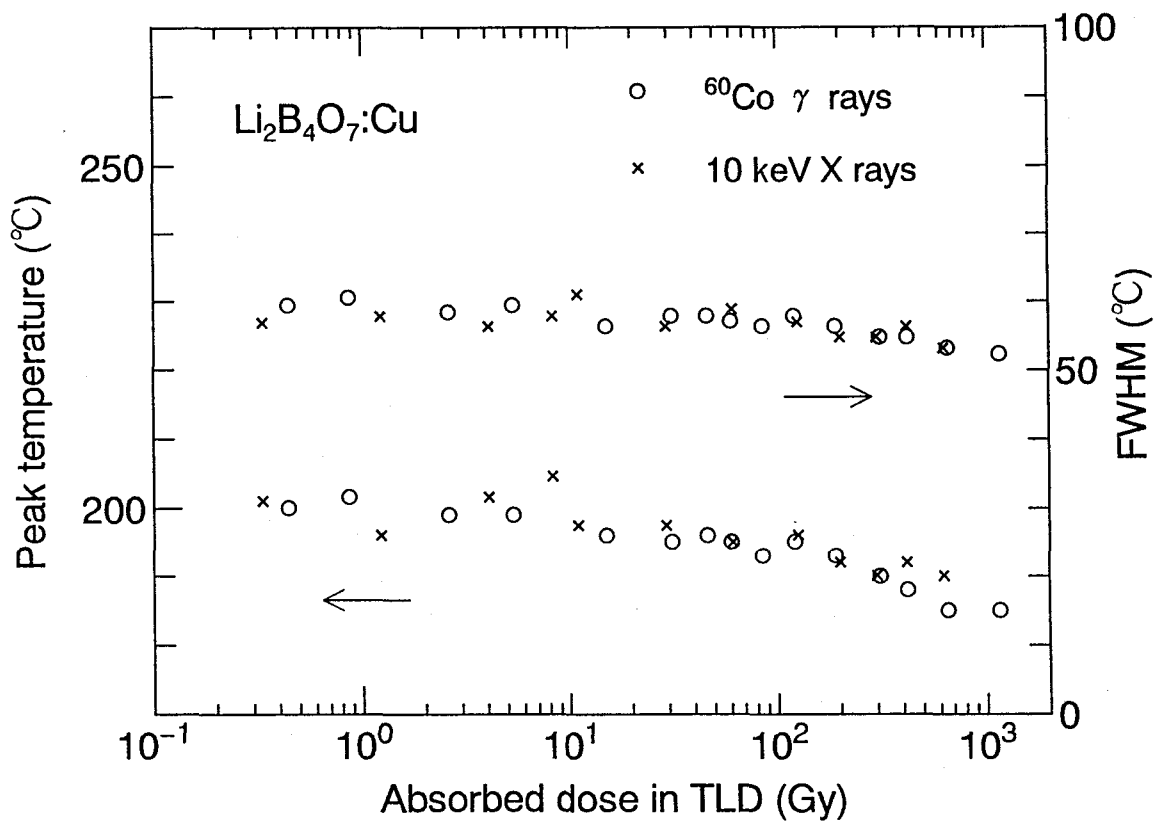


図 3.23 Li₂B₄O₇:Cuのグロー曲線におけるピーク温度と半値幅

ギー応答は、粉末素子をポリエチレン袋に入れ、X線発生装置を用いて測定されており¹³⁾、その値は、30、40keVで0.8であった。Wallも、粉末素子を用いて計算値より3-10%小さい値を得ている²⁹⁾。TLDのタイプは異なるが、両文献値は本測定値とほぼ一致している。これは、平坦なエネルギー特性をもつTLDに対しては、線源スペクトルの影響は小さいためと考えられる。

また、グロー曲線の光子エネルギーに対する依存性を見るため、ピーク温度と半値幅(FWHM)を⁶⁰Co γ線、10keV X線に対するグロー曲線から読みとった。図 3.23にその結果を示す。どちらも、直線領域では光子エネルギーに依存せず、グロー曲線の変化は観察されなかった。

3.3.4.3 線量応答

図 3.24に、⁶⁰Co γ線、10keV X線に対する線量応答測定値を示す。横軸は、TLD中の吸収線量を表す。10keV X線に対して300Gyまで、⁶⁰Co γ線に対しては650Gyまで直線性が観察され、それ以上では、supralinearityを示さずに飽和した。このとき、図 3.23のピーク温度は線量とともに次第に減少し、150Gy以上になるとその減少の程度はさらに大きくなった。他方、FWHM値も線量とともにわずかずつ減少している。両図は、高温ピークの飽和により、ピーク温度が低温側へシフトすると同時に、ピーク幅が狭くなったことを示している。そして、線量の飽和領域では、高温ピークはほとんど見られなかった。

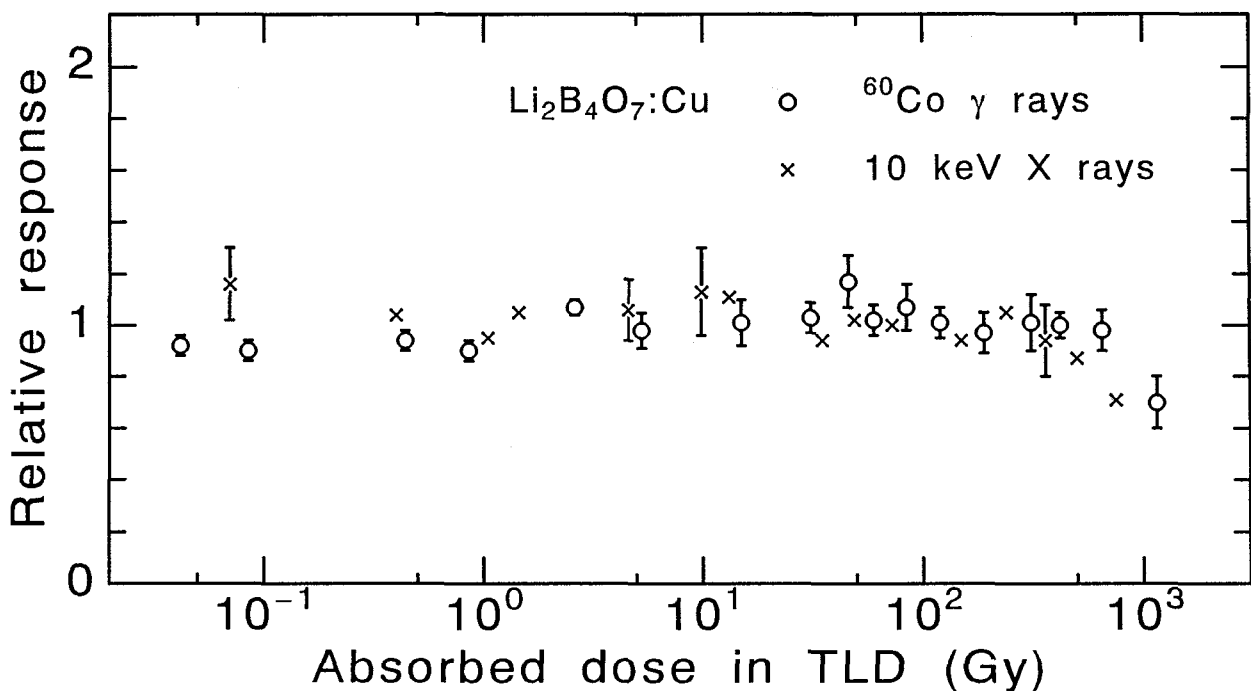


図 3.24 Li₂B₄O₇:Cuの線量応答

3.3.5 酸化ベリリウム(BeO)測定結果

3.3.5.1 グロー曲線

図 3. 21に、10keV X線に対するBeOのグロー曲線を示す。毎秒2℃の加熱速度で測定した。形状は、エネルギーに依存せずほとんど一定であった。170℃にピークが1つ見えるが、実際には複数のピークからなる可能性がある。例えば、Tochilinは、Brush Beryllium社製の素子を用いて、180℃のピークと高線量で220℃のピークを観察している³⁰⁾。Cruseも、同社のThermalox 995を用いて170℃と275℃に³¹⁾、ScarpaもConsolidated Beryllium社の数種の素子で、高温側の肩にピークをもつグロー曲線を測定している³²⁾。

3.3.5.2 エネルギー応答

図 3. 25に、エネルギー応答値を示す。測定値は、空洞理論に基づく計算値より40~70%も大きい結果が得られた。しかし、測定は、BeO中の自己吸収、周りのガラスによる光子減衰、散乱そしてガラスからの2次電子の影響を受ける。そこで、そうした影響の有無を見るため、光子・電子輸送モンテカルロコードEGS4²⁾を用いた。計算は、1次元円柱形状で行い、光子、電子の輸送はそれぞれ1keV、10keVまでシミュレートした。その計算値は、図 3. 25に示すように、20keV以下では自己吸収と光子減衰により空洞理論値より小さい結果が得られたが、40keVでは一致した。つまり、測定値は、そのEGS4の結果と比べてもまだ大きいことがわかった。

また、光子の自己吸収が強いとき、蛍光をTLDのどの面から読むかに読み値は依存する。すなわち、照射面からの蛍光は、裏側の面からの蛍光に比べて強くなる。しかし、その影響は本測定の場合、小さいと考えられた。なぜなら、問題になるとすれば10、15keVだが、測定値のばらつきは図 3. 25に見られるように10keVエネルギーにおいても小さいからである。

さらに、蛍光の自己吸収を考慮した。なぜなら、もしその自己吸収が非常に強く、光が表面近くからのみ来る場合、読み値はガラスからの2次電子の影響を強く受ける。つまり、空洞の大きさが実質的に“小さく”なり、応答値は、“大きな”空洞として用いた質量エネルギー吸収係数の比とは合致しなくなるからである。第2章のLiFと同様に、式(2. 15)を用いて測定したBeOの蛍光に対する減衰係数は、文献³³⁾によると 2.69mm^{-1} である。一方、EGS4計算により、0.1mmより浅い深さの線量は電子平衡状態の線量より20%よりは大きくないことを確認した。蛍光の放出を径方向と仮定し、散乱を無視すると、BeOの実効厚さ0.785mmに対する自己吸収は、式(2. 14)の $\mu(E)$ を 2.69mm^{-1} で置換することにより0.42以下と計算される。結果として、ガラスからの2次電子の寄与は $(0.1 \times 0.2) / (0.785 \times 0.42) = 0.06$ 以下となり、蛍光の自己吸収は読み値に影響を与えないことを確認した。

以上より、この過大な応答は素子自身もつ特性によると考えられる。なお、同様な過大応答は、Thermaloxなど他の素子についても報告されているが^{30-32, 34)}、Scarpaによって観察されたように³²⁾、その応答値は密度、化学的純度、焼結方法に大きく依存するので、文献間で差違が見られる。しかし、その応答値はすべて計算値より大きく、しかも100³⁰⁾、60³²⁾あるいは30keV³¹⁾付近にピークをもっており、本測定においても、40keVの値が他より大きい結果が得られた。

図 3. 26に、毎秒2℃の加熱速度で測定した場合のピーク温度、FWHMを示す。40keVの値がわずかに大きいのが、両図ともピーク形状とピーク温度は光子エネルギーに依存しないことを示している。

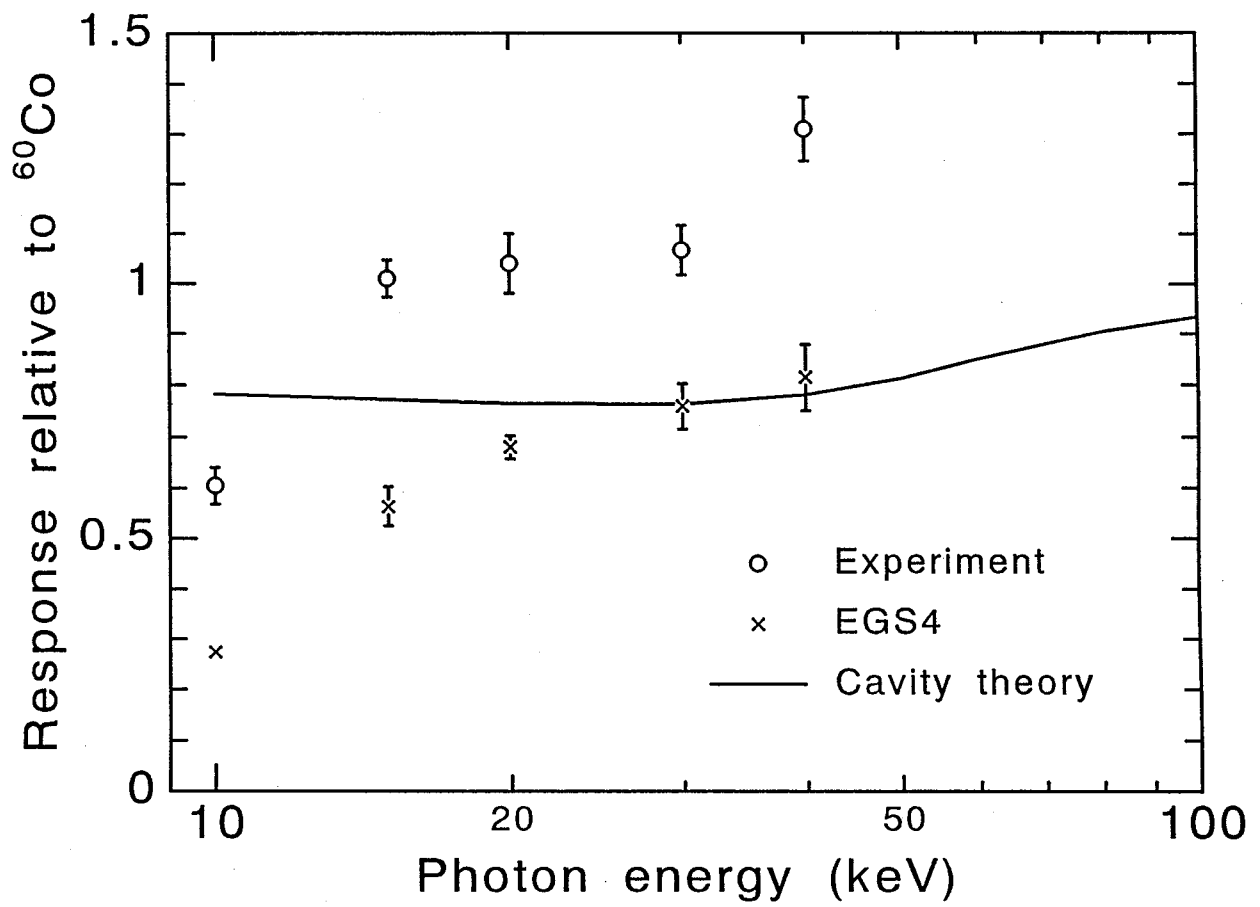


図 3.25 BeOのエネルギー応答

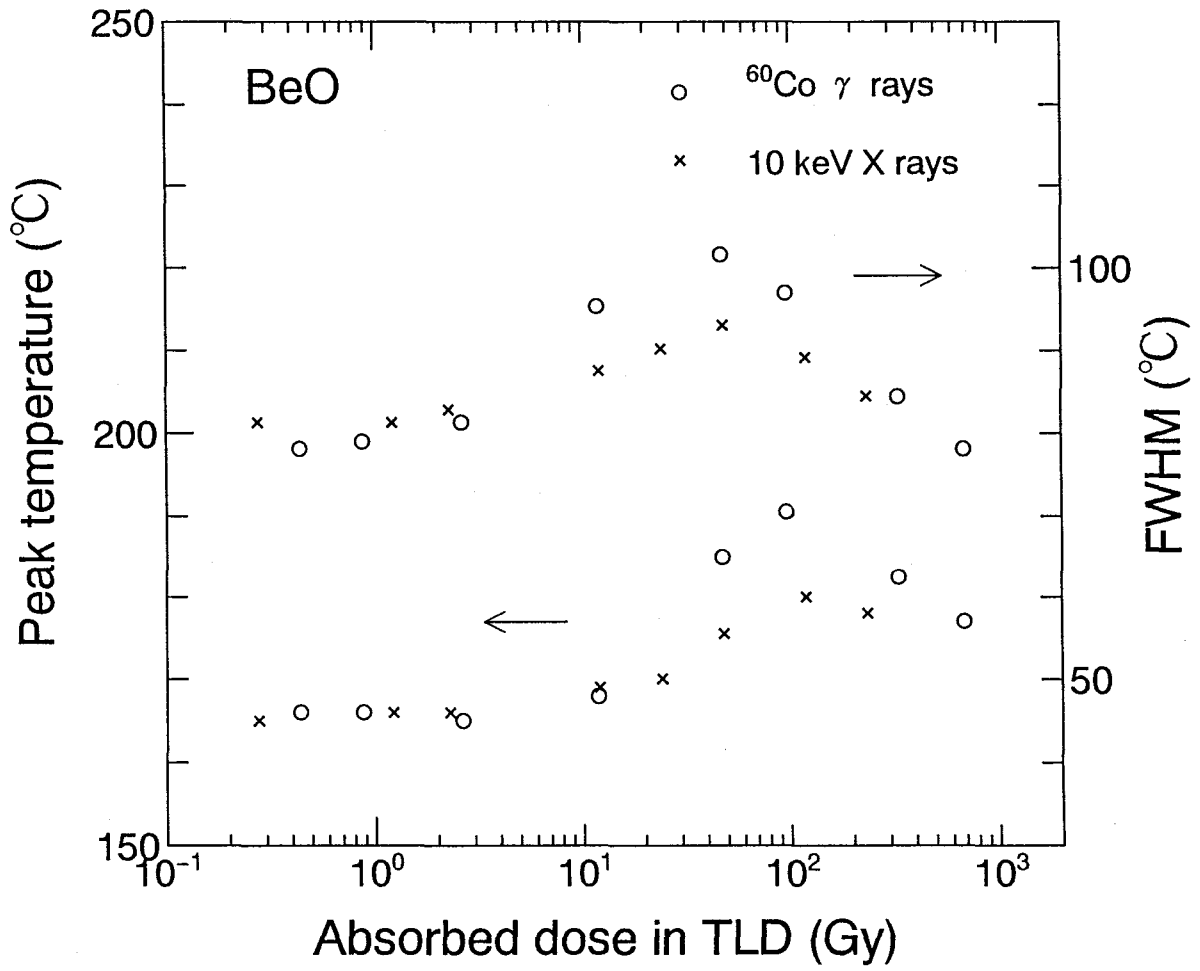


図 3.26 BeOのグロー曲線におけるピーク温度と半値幅

3.3.5.3 線量応答

図 3.27に、 ^{60}Co γ 線、10keV X線に対する線量応答を示す。横軸は、TLD吸収線量を表す。10keV X線に対する照射線量は、EGS4の計算値を用いてBeO中の吸収線量に変換した。両応答とも2.6Gyまで直線性があり、それ以上ではsupralinearityを示している。そのsupralinearityの程度は、 ^{60}Co γ 線の3.7より10keV X線の1.8の方が小さい。

図 3.26のピーク温度は、10Gyまで166°Cと一定で、 ^{60}Co γ 線に対して190°Cまで、10keV X線に対しては180°Cまで増大している。100Gy以上では、両方ともピークは低温側へ戻っている。他方、半値幅は、3Gyまで一定で、50Gyで最大になり減少している。 ^{60}Co γ 線に対しては50Gyと300Gyの間で半値幅の値は減少しているが、線量応答は図 3.27に示すように依然増大している。この状態は、10keV X線に対しても同じである。なお、ピーク温度、半値幅とも、線量応答と同様に、 ^{60}Co γ 線より10keV X線の方がその変化は小さかった。

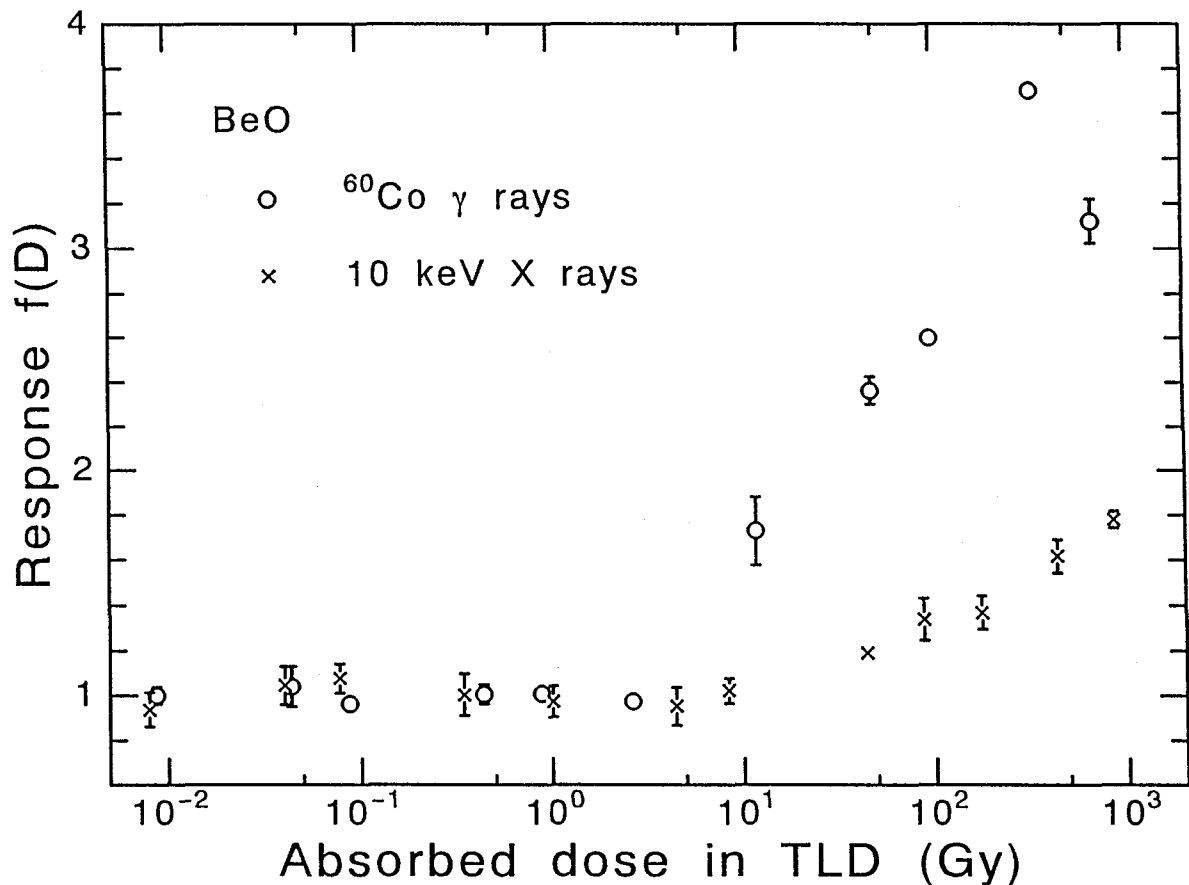


図 3.27 BeOの ^{60}Co γ 線、10keV X線に対する線量応答

3.3.6 硫酸カルシウム(CaSO₄:Tm)測定結果

3.3.6.1 エネルギー応答

図 3.28に、エネルギー応答の測定値と計算値を示す。空洞理論計算では、50ppm含まれるツリウムの影響は小さく無視できることを確認した。実効原子番号が大きいので、応答値も他のTLDに比べて10付近と大きい。測定値は、計算値より6%から37%大きく、その差異はTLDのばらつきより大きい。硫酸カルシウムのエネルギー応答値は、X線発生装置を用いた測定がいくつか報告されている。Lakshmananは、30mgのCaSO₄:Tm粉末を用いて25°Cと320°Cの間のグロー曲線を積分し、27.5keVで12の応答値を³⁵⁾、Pradhanは、CaSO₄:Dyの粉末を用い、25°Cから325°Cの間を積分し、19keVで11.5、29keVで10.6の値を得ている³⁶⁾。さらに、Lakshmananは25-250°C、250-290°Cの面積を別々に積分し、低温部の応答値が40keVで10.8であるのに対し、高温部の応答値は14であることを示した³⁷⁾。測定温度は、用いたTLリーダーと加熱速度に大きく依存するが、このことより本測定値が他文献の応答値よりわずかに大きくなった理由は、その積分領域が50-350°Cであったことから高温部分が含まれていたことと、異なる種類の線量計を用いたためと考えられる。

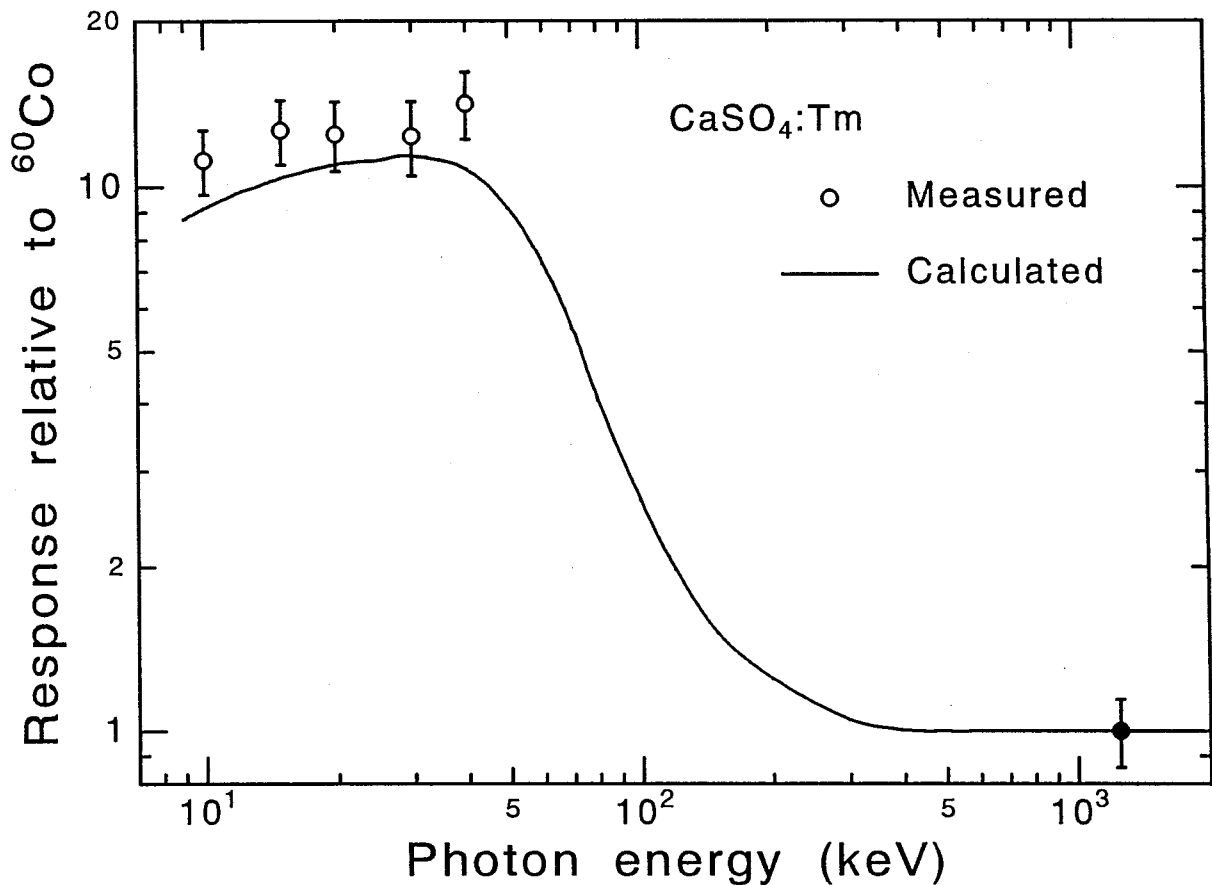


図 3.28 CaSO₄:Tmのエネルギー応答

3.3.6.2 線量応答

図 3.29に ^{60}Co γ 線、40keV X線に対する線量応答値を示す。横軸は、TLD吸収線量を表す。supralinearityが、 ^{60}Co γ 線に対しては0.5Gyから、40keV X線に対しては1Gyから現れている。直線領域は、他のTLDに比べて狭い。線量応答値の最大値は、 ^{60}Co γ 線、40keV X線に対して、それぞれ3.0、1.6であった。

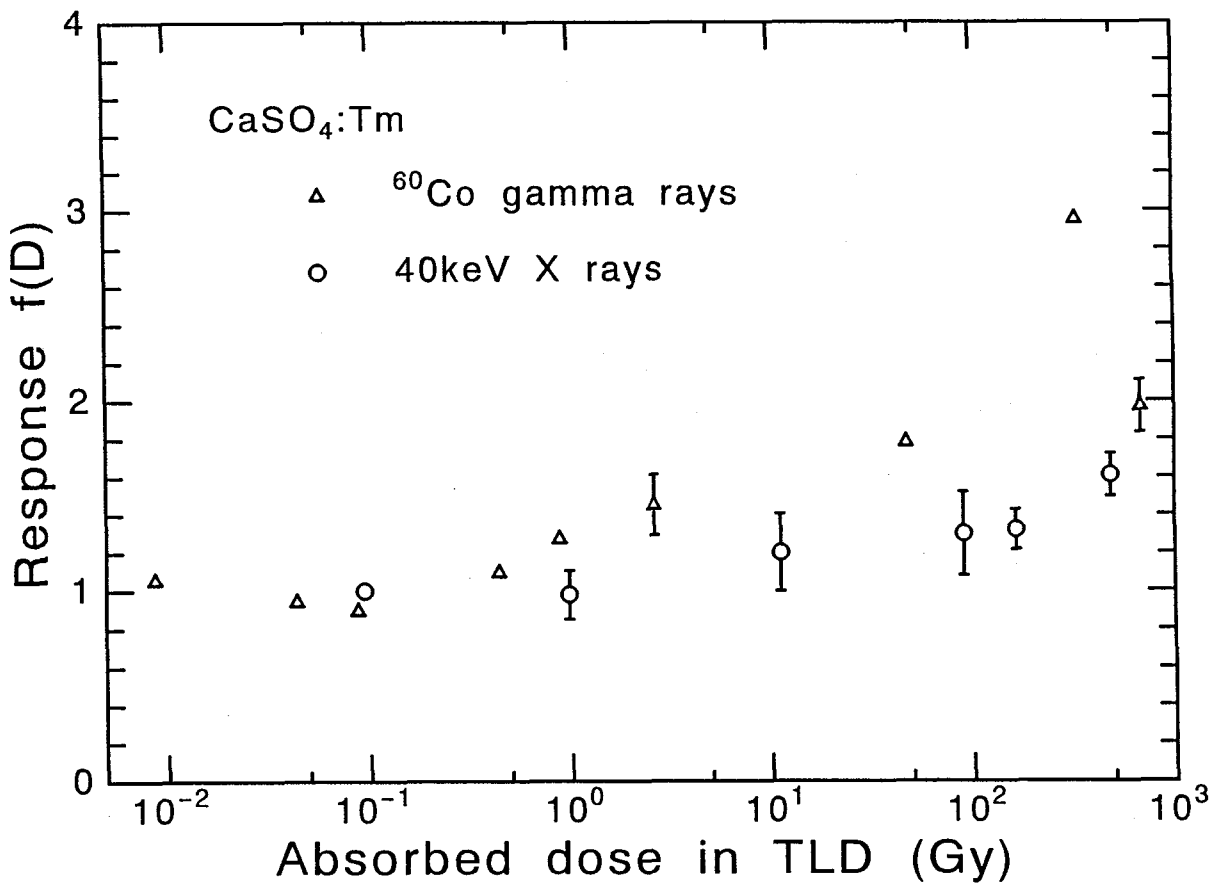


図 3.29 ^{60}Co γ 線、40keV X線に対するCaSO₄:Tmの線量応答

3.3.6.3 グロー曲線

図 3.30に、直線線量領域のグロー曲線を示す。毎秒2°Cの加熱速度で記録した。低エネルギーX線に対して、200°Cから300°C付近のピークが ^{60}Co γ 線に対するピークよりわずかに大きい。10keVX線に対しては、260°C以上のピークが他のエネルギーに対するピークより低くなった。また、図 3.31(a)(b)に、線量を変化させて ^{60}Co γ 線、40keVX線を照射した時のグロー曲線を示す。 ^{60}Co γ 線に対しては、240°C付近以上の高温ピークが線量とともに増大し、ピーク位置が0.04Gyの200°Cから11.8Gyの240°Cまでシフトしている。11.8Gy以上では、高温ピークの成長はわずかになり、全ピークは681Gyで200°Cに戻っている。40keVX線に対しては、全ピークのシフトは0.09Gyの200°Cから90Gyの225°Cまでと ^{60}Co γ 線のシフト幅より小さい。つまり、高温ピークの成長はより小さい。これは、Srivastavaが $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ に対して観察した高温ピークの成長率が光子エネルギー依存性を示した挙動³⁸⁾とほぼ一致する。また、Souzaは、supralinear領域でも低温ピークは直線的に増大することを観察した³⁹⁾。しかし、図 3.31(a)(b)では高温ピークは約500Gyで消えているが、線量応答はまだ増大している。これは、低温ピークもsupralinearに増大している可能性を示唆している。

3.3.7 エネルギー、線量応答の測定結果

本章において測定した各TLDのエネルギー、線量応答とグロー曲線を表 3.3にまとめる。第3カラムは、ICRP tissue中のエネルギー応答値を空洞理論に基づき計算し、第2カラムの増大あるいは減少分を乗じた値で、実際に予想される応答値を示している。エネルギー応答としては、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ が最も優れており、 LiF も良好な特性を示している。 BeO は、ガラスがなければ LiF と並ぶ特性を期待できるが、毒性があるため難しい。これらエネルギー、直線性の値は、実際に各TLDを低エネルギー光子に対して応用する上で役立つと考えられる。また、グロー曲線の測定結果より、高温ピークほど光子エネルギー、線量に関する非直線性の程度が大きいことが明らかになり、応用上、ピーク弁別すれば光子エネルギーの影響を受けにくい線量測定の可能性が示唆された。

さらに、同表からTLDを2つのタイプに分けられることが明らかになった。1つは、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ タイプであり、低エネルギー光子に対しエネルギー応答が空洞理論値より小さい。この原因として、発光効率が低エネルギー領域では小さいことが可能性として考えられる。また、supralinearityを示さない。同じタイプに、 $\text{LiF}:\text{Mg, Cu, P}$ があり⁴⁰⁾、グロー曲線の特徴として、線量に影響するピークが1つということが挙げられる。

もう一方のタイプは、低エネルギー光子に対してエネルギー応答が空洞理論値より大きい。これには、発光効率が ^{60}Co 照射時より大きいことが可能性として考えられる。また、supralinearityを示し、 LiF 、 BeO 、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ がこれに属する。グロー曲線の特徴として、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ タイプと対照的に、線量に影響するピークが複数ということが挙げられる。

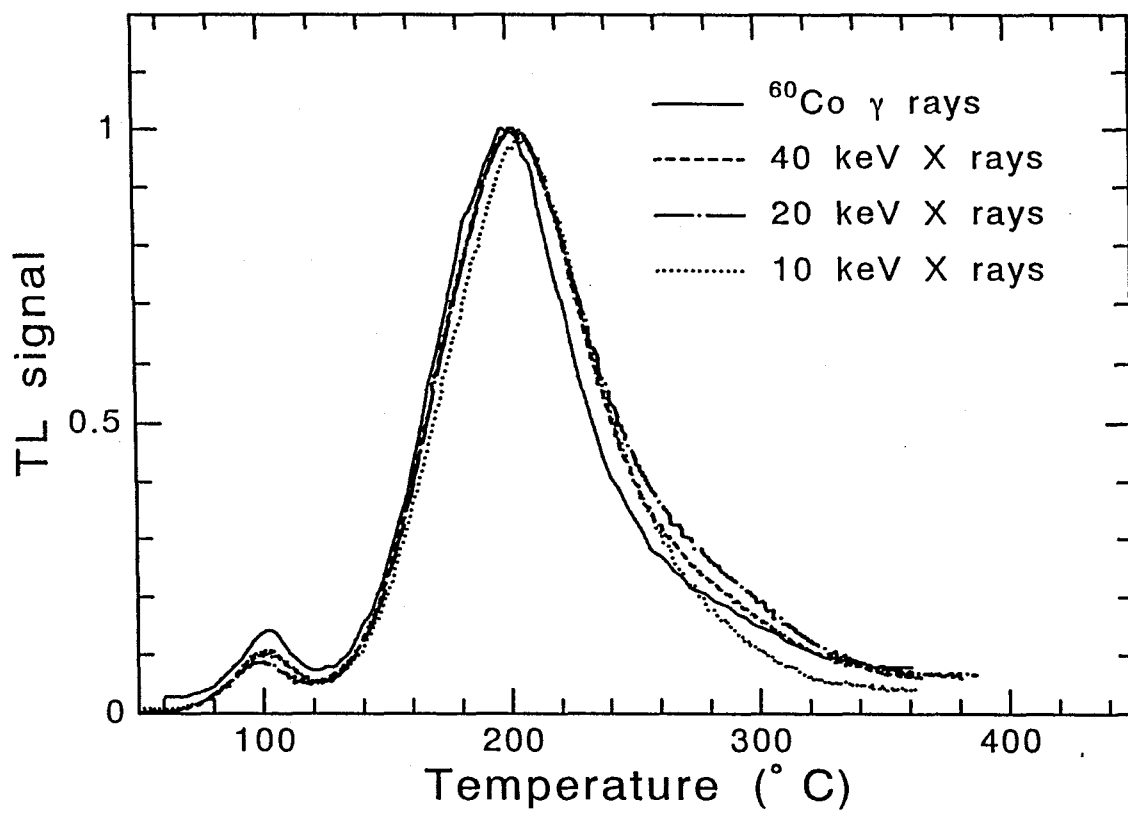


図 3.30 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ におけるグロー曲線の光子エネルギー依存性

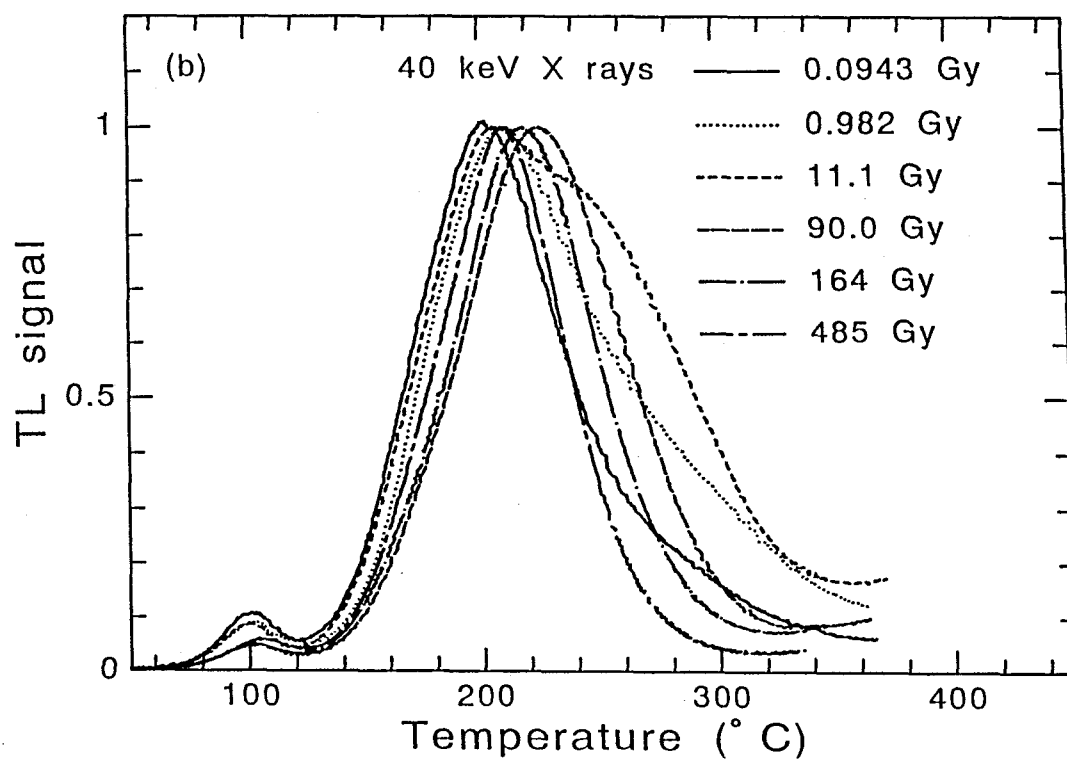
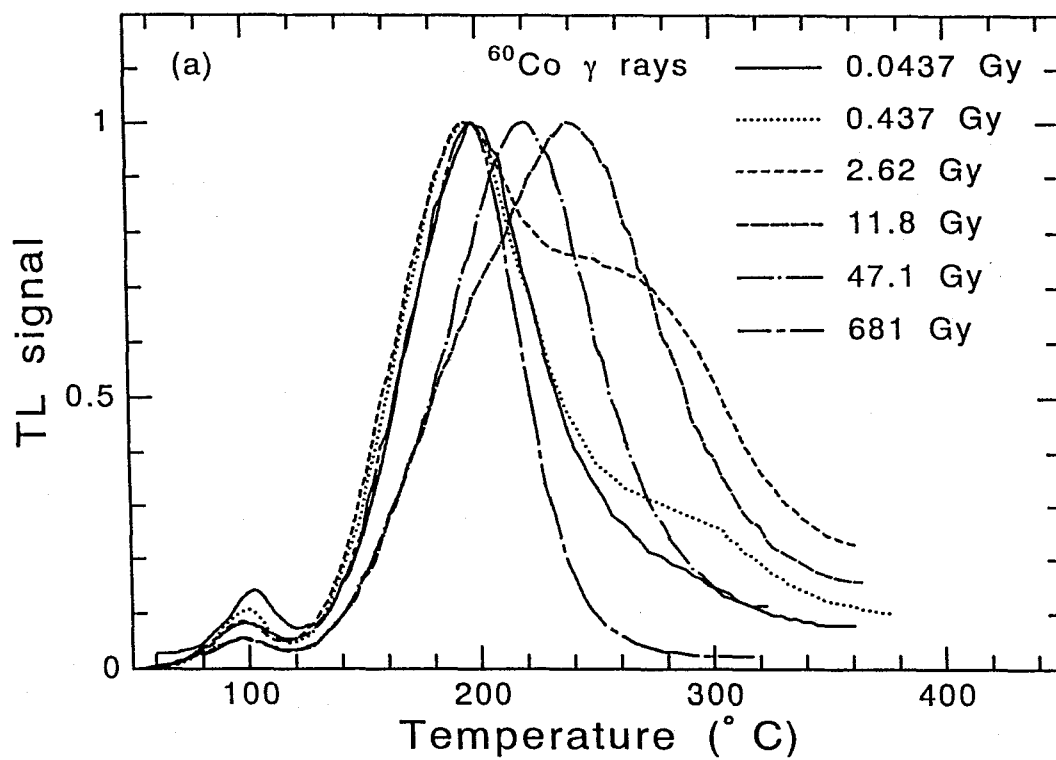


図 3.31 (a) ^{60}Co γ 線、(b)40keV X線に対する $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ のグロー曲線

表 3.3 TLDのグロ-曲線と応答特性

TLD	Energy response relative to cavity theory	Energy response in tissue (10-40keV)	^{60}Co γ 線 Linear region X 線	Supralinearity 有無 f(D) _{max}	数	Dosimetric peak 低エネルギー 大線量
LiF	6%大	1.27-1.55	~5Gy	有 4.3(^{60}Co γ 線) 2.8(30keV) 2.0(10keV)	Plural	高温ピーク大 高温ピーク大
BeO	40~70%大	1.28-1.55	~2.6Gy	有 3.7(^{60}Co γ 線) 1.8(10keV)	-	ピーク→高温側 変化なし
CaSO ₄ :Tm	6%~37%大	-	~0.5Gy ~1Gy	有 3.0(^{60}Co γ 線) 1.6(40keV)	Plural	高温ピーク大→小 高温ピーク大

Li ₂ B ₄ O ₇ :Cu	8%~20%小	0.71-0.85	~650Gy ~300Gy	無	Single	変化なし 高温ピーク小

3.3.8 光子に対するLET計算

発光効率の光子エネルギー依存性が示唆され、線量応答の光子エネルギー依存性が明らかになったが、こうした依存性は、線エネルギー付与 (LET) の違いに基づいて説明されてきた⁴¹⁻⁴³⁾。そこで、⁶⁰Co γ 線と放射光でどの程度LETが異なるか計算を行った⁴⁴⁾。

光子のLETは、単一エネルギーについてさえ、その生成電子は不可避免的に広いスペクトルをもつので、厳密に決めることができない。そこで、ICRU Report 16⁴⁵⁾において定義されたLETを、SpencerとAttixの近似方法⁴⁶⁾によって評価した。

ICRUによると、LETにはTrack平均LETと吸収線量平均LETがある。Track平均LETは、 $\phi(T)$ を発生電子の平衡フルーエンススペクトルとすると、

$$\phi(L) = \phi(T) \left(\frac{dT}{dL} \right) \quad (3.12)$$

$$t(L) = \frac{\phi(L)}{\int_0^{\infty} \phi(L) dL} \quad (3.13)$$

で計算されるtrack length分布 $t(L)$ で加重平均したLETと定義される。

$$\bar{L}_T = \int_0^{\infty} t(L) L dL \quad (3.14)$$

同様に吸収線量平均LETは

$$d(L) = \frac{L t(L)}{\bar{L}_T} \quad (3.15)$$

で求まる吸収線量分布 $d(L)$ で加重平均したLETと定義される。

$$\bar{L}_D = \int_0^{\infty} d(L) L dL \quad (3.16)$$

このほか、LETにはあるエネルギー Δ より小さなエネルギーをもつ電子のみがエネルギー吸収に寄与すると仮定した場合のLETがあり、“restricted” LET \bar{L}_Δ と表される。

このように、光子のLETを計算するには、まず電子の平衡フルーエンススペクトル $\phi(E)$ を求めなければならない。その線源となる電子密度 $N_0(T)$ は、光子と物質との相互作用、すなわち光電効果、コンプトン効果、電子対生成による電子スペクトルを計算して求めることになる。その電子線源密度をもとに、連続減速近似を用いて計算したスペクトルが減速スペクトルである。

$$\phi(T) = \frac{1}{S_{tot}(T)} \int_T^{\infty} N_0(T') dT' \quad (3.17)$$

$S_{tot}(T)$ は電子阻止能を表す。しかし、ここで用いた連続減速近似モデルは、初期電子が失うエネルギーはすべて物質に与えられると見なし、2次電子が持ち去るエネルギーは無視している。ところが、2次電子の中にはまだ十分なエネルギーをもち、“かなりの”距離を移動するものがある。こうした電子は、ある体系内のLETを考える場合、その体系内でエネルギーを失わずむしろ $\phi(T)$ に含めた方がよい。そこで本方法では、Spencerらによる近似方法を用いて、電子-電子間衝突によって発生する2次電子スペクトルの計算も行った。Spencerらの方法は、Møllerの理論⁴⁷⁾を近似した次の積分方程式がもとになっている。

$$\bar{\phi}(T_0, T) = \frac{1}{S_{tot}(T)} \left\{ 1 + \int_{2T}^{T_0} dT' K^*(T', T) \bar{\phi}(T_0, T') \right\} \quad (3.18)$$

第1項は式(3.17)の初期電子スペクトルを表し、第2項が2次電子スペクトルを表す。 $K^*(T', T)$ は、 T' のエネルギーをもつ電子がエネルギー T の2次電子を発生させる確率を表している。ここで、 $\bar{R}(T_0, T) = \bar{\phi}(T_0, T)S_{tot}(T)$ とおくと、

$$\bar{R}(T_0, T) = 1 + \int_{2T}^{T_0} dT' \{K^*(T', T) / S_{tot}(T')\} \bar{R}(T_0, T') \quad (3.19)$$

となる。ここで、制動放射を無視すると

$$\frac{K^*(T', T)}{S_{tot}(T')} = \{B(T')\}^{-1} \{T^{-1} - (T' - T)^{-1}\} \quad (3.20)$$

とおける。ただし $B(T)$ はstopping numberといい⁴⁸⁾、

$$B(T) \doteq 2 \ln(T/I_0 Z) \quad (3.21)$$

の関係が成り立つ。 I_0 は平均イオン化ポテンシャル、 Z は原子番号である。ここで、 $\tau = (T/T_0)$ 、 $\tau' = (T'/T_0)$ とおくと、

$$\bar{R}(T_0, T) = 1 + \tau^{-1} \int_{2\tau}^1 d\tau' \{1 - \tau(\tau' - \tau)^{-1}\} \bar{R}(T_0, \tau') / B(T_0 \tau') \quad (3.22)$$

となり、数値解析可能な式が得られる。なお、電子阻止能の計算にはEELossコード⁴⁹⁾を用いたが、100eV以下では実験値との差が大きく、100eVにおける値のみ実験値を用い、それ以下は計算対象外にした。

ここで、計算方法の精度を検証するため、水中でのLETを計算し、文献値¹⁰⁾⁴⁵⁾と比較した。入射放射線は ^{60}Co 、 ^{241}Am γ 線、 ^3H β 線である。光子エネルギーは ^{60}Co γ 線が1.25MeV、 ^{241}Am γ 線が60keV、 ^3H β 線の最大エネルギーが18keVである。結果を表3.4に示す。カットオフエネルギー Δ の値にかかわらず文献値と $\pm 20\%$ の範囲で一致した。このことから、本方法の数MeVから数keV領域における水中での計算精度を確認した。なお、阻止能その他のデータは Z の関数になっており、 Z が水に近い物質に対してはほぼこの精度で計算できるものと思われる。

表 3.4 水に対するLET計算値の比較

Radiations	Δ (eV)	$\bar{L}_{\Delta, T}$		$\bar{L}_{\Delta, D}$	
		文献	Present	文献	Present
^{60}Co γ rays ⁴⁵⁾	100	0.23	0.28	6.0	6.21
	10000	0.23	0.26	0.48	0.40
	∞	0.24	0.25	0.31	0.31
^{241}Am γ rays ⁵⁰⁾	500			6.54	6.09
^3H β rays ⁴⁵⁾	100	4.7	4.7	11.5	11.6

そこで、LiFに対するLETを計算した。電子のLETは、電子阻止能に等しいとし、カットオフエネルギー Δ には、100eVを用いた。TLDの光子エネルギー依存性がどういふ機構で起こるのか明らかでないので、track平均LET、吸収線量平均LETのどちらが適切か断定することはできないが、ここでは単位線量あたりの応答値の増大を問題にしていることから、吸収線量平均LET $\bar{L}_{100,D}$ を用いた。計算の結果、 $\bar{L}_{100,D}$ の値は、 ^{60}Co γ 線、30keV、10keV X線に対してそれぞれ5.6、9.0、9.4keV/ μm となり、 ^{60}Co γ 線と放射光でLETに違いがあることが明らかになった。

3.4 結論

10keVから40keVまでの単一エネルギー光子に対するLiF、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ 、BeO、 $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ TLDのグロー曲線を、線量を1000Gyまで変化させて測定した。そのグロー曲線のルミネセンス積分量から、エネルギー応答、線量応答を評価した。

また、各応答特性、グロー曲線の挙動から、TLDを $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ とLiFの2つのタイプに分けられることを示し、そのLiFタイプにおいて、高温ピークは、supralinear領域で線量が高くなるほど著しく増大すること、そのsupralinearityの程度は、低エネルギーほど大きくなることなどを明らかにした。

また、LET計算により、光子エネルギーが小さいほど、LETは大きい値をとることを確認した。

こうした成果は、今後の低エネルギー領域における線量測定に利用されると考えられる。また、グロー曲線などのデータは、TLDの発光効率、線量応答のLET依存性の機構解明に寄与すると考えられる。

参考文献

1. Nakashima, H., Tanaka, S., Yoshizawa, M., Hirayama, H., Ban, S., Namito, Y. and Nariyama, N., "Development of a microcalorimeter for measuring absolute intensity of synchrotron radiation," Nucl. Inst. Meth., A310, 696-702 (1991)
2. Nelson W.R., Hirayama H. and Rogers D.W.O., "The EGS4 code system," SLAC265 (1985).
3. Ban, S., Hirayama, H., Namito, Y., Tanaka, S., Nakashima, H., Nakane, Y., Yoshizawa, M. and Nariyama, N., "Measurement of photon energy absorption coefficient of air, nitrogen and argon at 30 keV," Appl. Radiat. Isot., 44, 769-772 (1993).
4. Greening, J.R., "Dosimetry of low energy x rays," In: Topics in Radiation Dosimetry, ed. F.H. Attix, Academic Press, New York (1972).
5. Scott, P.B. and Greening, J.R., "The determination of saturation currents in free-air ionization chambers by extrapolation methods," Phys. Med. Biol., 8, 51-57 (1963).
6. Randall, J.T. and Wilkins, M.H.F., "Phosphorescence and electron traps. I. The study of trap distribution," Proc. R. Soc. London., A184, 366-389 (1945).
7. Gorbics, S.G., Nash, A.E. and Attix, F.H., "Thermal quenching of luminescence in six thermoluminescence dosimetry phosphors-II," Int. J. Appl. Radiat. Isot., 20, 843-852 (1969).
8. Nariyama, N., Tanaka, S., Yoshizawa, M., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namito, Y. and

- Nakane, Y., "Development of a glow curve measuring system of TLDs and its applications," JAERI-M 92-023 (1992).
9. Yamamoto, O., Yasuno, Y., Minamide, S., Hasegawa, S., Tsutsui, H., Takenaga, M. and Yamashita, T., "Construction of a composite thin-element TLD using an optical heating method," *Health Phys.*, 43, 383-390 (1982).
 10. Braunlich, P., "Present state and future of TLD laser heating," *Radiat. Prot. Dosim.*, 34, 345-351 (1990).
 11. Svarcer, V. and Fowler J.F., "Spurious thermoluminescence and tribothermoluminescence in lithium fluoride dosimetry powder", *Proc. Int. Conf. Luminescence Dosimetry, CONF-650637*, 227(1967).
 12. Fairchild, R.G., Mattern, P.L., Lengweiler, K. and Levy, P.W., "Thermoluminescence of LiF (TLD100): Emission spectra measurements," *J. Appl. Phys.* 49, 4512-4522 (1978)
 13. Lakshmanan, A.R., Chandra, B. and Bhatt, R.C., "Dosimetry characteristics of thermoluminescent $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$ phosphor," *Radiat. Prot. Dosim.*, 3, 191-198 (1981).
 14. Yamashita, T., Yasuno, Y. and Ikedo, M., "Beryllium oxide doped with lithium or sodium for thermoluminescence dosimetry," *Health Phys.*, 27, 201-206 (1974).
 15. 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).
 16. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Asano, Y., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H. and Namito, Y., "Responses of $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$, BeO and $\text{CaSO}_4\text{:Tm}$ for 10-40 keV photons from synchrotron radiation," *Radiat. Prot. Dosim.*, to be printed.
 17. National Laboratory for High Energy Physics, "Photon Factory Activity Report 1994," KEK Progress Report 95-1 A/M (1995).
 18. 物理学辞典、培風館 (1986).
 19. 日本物理学会、"シンクロトロン放射"、培風館(1986).
 20. Tochilin, E. and Goldstein, N., "Dose-rate and spectral measurements from pulsed X-ray generators," *Health Phys.*, 12, 1705-1713 (1966).
 21. Karzmark C.J., "Lithium fluoride thermoluminescence dosimetry," *Phys. Med. Biol.*, 9, 273 (1964)
 22. Takenaga, M., Yamamoto, O. and Yamashita, T., "Preparation and characteristics of $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$ phosphor," *Nucl. Inst. Meth.*, 175, 77-78 (1980).
 23. ナショナルTLD被曝用素子 技術資料、松下電器産業株式会社
 24. Horowitz, Y.S., Fraier, I., Kalefzra, J., Pinto, H. and Goldbart, Z., "Non-universality of the TL-LET response in thermoluminescent LiF: the effect of batch composition," *Phys. Med. Biol.*, 24, 6, 1268-1275 (1979).
 25. 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).
 26. McKeever, W.S., Moscovitch, M. and Townsend, P.D., "Thermoluminescence dosimetry materials: properties and uses," Nuclear Technology Publishing, Ashford (1995).
 27. Fairchild, R.G., Mattern, P.L. and Lengweiler, K., "Thermoluminescence of LiF (TLD-100): glow

- curve kinetics," *J. Appl. Phys.*, 49, 4523-4533 (1978).
28. Budd, T., Marshall, M., Peaple, L.H.J. and Douglas, J.A., "The low- and high- temperature response of lithium fluoride dosimeters to X-rays," *Phys. Med. Biol.*, 24, 71-80 (1979)
 29. Wall, B.F., Driscoll, C.M., Strong, J.C. and Fisher, E.S., "The suitability of different preparations of thermoluminescent lithium borate for medical dosimetry," *Phys. Med. Biol.*, 27, 1023-1034 (1982).
 30. Tochilin, E., Goldstein, N. and Miller, W. G., "Beryllium oxide as a thermoluminescent dosimeter," *Health Phys.*, 16, 1-7 (1969).
 31. Crase, K. W. and Gammage, R. B., "Improvements in the use of ceramic BeO for TLD," *Health Phys.*, 29, 739-746 (1975).
 32. Scarpa G., "The dosimetric use of beryllium oxide as a thermoluminescent material: A preliminary study," *Phys. Med. Biol.*, 15, 667-672 (1970).
 33. Lembo, L., Pimpinella, M. and Mukherjee, B., "Self optical attenuation coefficient of TL glow in BeO detectors," *Radiat. Prot. Dosim.*, 33, 43-45 (1990).
 34. Bacci, C., D'Angelo, L., Furetta C. and Giancola S., "Dosimetric properties of BeO TLDs under γ - and X-ray irradiation above 1 Gy," *Radiat. Effect and Defects in Solids*, 124, 203-212 (1992).
 35. Lakshmanan, A.R. and Bhatt, R.C., "Photon energy dependence of sensitized TLD phosphors," *Nucl. Instrum. Meth.*, 171, 259-263 (1980).
 36. Pradhan, A.S. and Bhatt, R.C., "Response of sensitized CaSO₄:Dy phosphors and phosphor embedded Teflon TLD discs to X and gamma rays," *Radiat. Prot. Dosim.*, 2, 23-26 (1982).
 37. Lakshmanan, A.R. and Bhatt, R.C., "The low- and high-temperature response of CaSO₄:Dy dosimeters to X- and γ -rays," *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, 33, 464-466 (1982).
 38. Srivastava, J.K. and Supe, S.J., "Thermoluminescence processes in CaSO₄:Dy. Dependence on stopping power," *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 13, 2337-2349 (1980).
 39. Souza, J.H., da Rosa, L.A.R. and Mauricio C.L.P., "On the thermoluminescence glow curve of CaSO₄:Dy," *Radiat. Prot. Dosim.*, 47, 103-106 (1993).
 40. Wang, S., Chen, G., Wu, F., Li, Y., Zha, Z. and Zhu, J., "Newly developed highly sensitive LiF:Mg,Cu,P TL chips with high signal-to-noise ratio," *Radiat. Prot. Dosim.*, 14, 223-227 (1986).
 41. Suntharalingam, N. and Cameron, J.R., "Thermoluminescent response of lithium fluoride to radiations with different LET," *Phys. Med. Biol.*, 14, 397-410 (1969).
 42. Tochilin, E., Goldstein, N. and Lyman, J.T., "The quality and LET dependence of three thermoluminescent dosimeters and their potential use as secondary standards," *Proc. 2nd Int. Conf. Lumin. Dosim.*, Springfield, CONF-680920, 424-437 (1968).
 43. Horowitz, Y.S. (Ed.), "Thermoluminescence and Thermoluminescent Dosimetry," Vols 1-3, CRC Press, Florida (1984).
 44. 成山展照、田中俊一、"光子、電子線エネルギー付与(LET)計算コードの開発"、平成4年度春季(第59回)船舶技術研究所研究発表会講演集、57-60 (1992).
 45. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Linear energy transfer", ICRU Report 16 (1970).
 46. Spencer, L.V. and Attix, F.H., "A theory of cavity ionization," *Radiat. Res.*, 3, 239-254 (1955).

47. Møller, C., "Über den Stoss zweier Teilchen unter Berücksichtigung der Retardation der Kräfte," Z. Physik, 70, 786 (1931).
48. Spencer, L.V. and Fano. U., "Energy spectrum resulting from electron slowing down," Phys. Rev., 93, 1172 -1181 (1954).
49. Tanaka, S., "EELOSS: The program for calculation of electron energy loss data," JAERI-M 9151 (1980).
50. Makrigiorgos, G. and Waker, A.J., "Measurement of the restricted LET of photon sources (5 keV-1.2 MeV) by the recombination method: theory and practice," Phys. Med. Biol., 31, 543-554 (1986).

第4章 低エネルギー光子に対するファントム内吸収線量分布

4.1 放射光実験

4.1.1 線源条件

測定は、第3章と同じく高エネルギー物理学研究所フォトンファクトリー(PF)のシンクロトロン放射光を用いて行った¹⁾。実験体系を図4.1に示す。高調波は、3.3節のTLD応答測定では無視できたが、今度はファントムの深部においてその割合が増加し、吸収線量に影響を及ぼすことが予想された。そこで第3章と同じく、高調波の散乱スペクトルをHP-Ge検出器でモニターし、モノクロメータの第1シリコン結晶の反射角をわずかにずらすことによって30keVで0.3%、10keVで0.06%までその割合を減らし、照射を行った。

また、光の電気(または磁気)ベクトルの振動方向の分布が一様でなく偏っており、その振動面が一平面内に限られているものを直線偏光というが²⁾、偏向電磁石やWiggler磁石から発生する放射光は、一般に電子の軌道面内に直線偏光している³⁾。その度合いを表す完全偏光成分強度と全強度の比を偏光度といい、次式で与えられる。

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4.1)$$

ここで、 I_{\min} 、 I_{\max} は、図4.1において、ベリリウム箔で散乱された光子束を水平面、垂直面で測定した各散乱光子強度を表す。こうして得られた偏光度は、30keVで0.84、10keVで0.83であった。

入射フォトンビームは、モニター前のタングステンコリメータを用いて、30keVで直径5.03mm、10keVで直径9.85mmの円断面にコリメートした。電離箱とファントム間の空気層18cmの間における光子減衰は、減衰係数を用いて補正した。その補正值は、10keVで10%、30keVで0.8%である。また、平均照射線量率は、空気吸収線量にして30keVで0.11Gy/s、10keVで0.52Gy/sであった。

4.1.2 線量分布測定

ファントムには、低エネルギー光子に対して軟組織等価な特性を持つ1辺30cmの平板均質ファントム(SZ-208、京都科学標本(株)製)を30cmの厚さに重ねて用いた。構成元素としてH, C, N, O, P, Clがそれぞれ8.4、68.2、3.76、15.5、0.9、13.2重量%含まれ、密度は1.072g/cm³である。炭素元素が最も多く含まれ、K吸収端が問題になる元素は含まれていない。ここで、同ファントムの軟組織等価性を示すため、10keVから50keV光子に対する質量減衰係数⁴⁾を表4.1に示す。SZ-208の光子断面積は、30keVから10keVにおいてA150やアクリル、PMMAといった他のファントムより軟組織に近いことが示されている。

実験では、ファントム中の深さ、径、方位角方向の各線量分布を、2種のTLDを挿入して測定した。用いたTLDは、第3章で応答特性を測定したLi₂B₄O₇:CuとLiF TLD(TLD-100)である。図4.2に、ファントム中の両TLDのエネルギー応答値を示す。空洞理論に基づいて計算し、各TLDに含まれる活性元素、すなわちCu、Mgの含有も考慮している。Li₂B₄O₇:CuTLDは、非常に優れたエネルギー特性をもつことがはっきりと示されている。

LiFTLDは、エネルギー、線量の各応答に関してLi₂B₄O₇:CuTLDより劣っているが、感度、再現性において勝っている。そこで、LiFTLDは、Li₂B₄O₇:CuTLDを適用するには線量があまりに低い

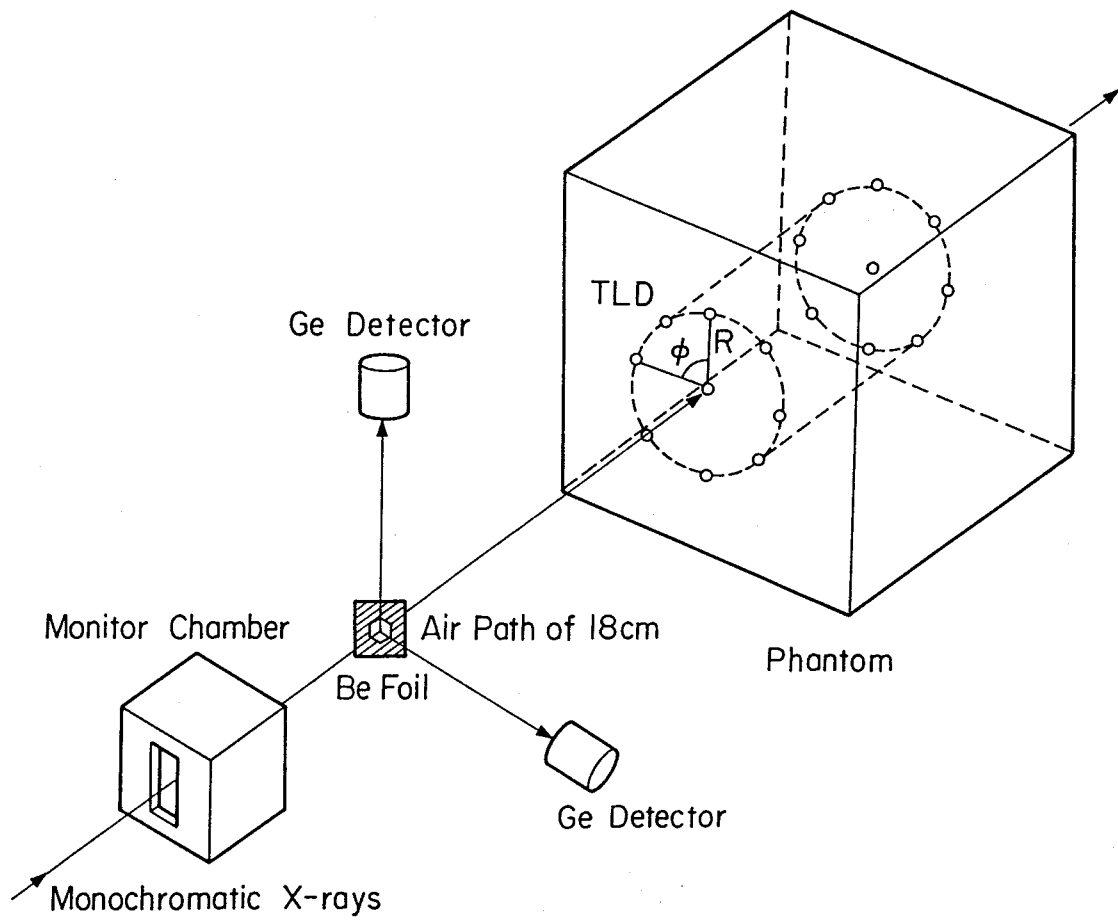


图 4.1 实验体系

場所、すなわち径が大きく、深さが深い位置で用いた。実験では、線量がTLDの直線域に入るよう照射時間を設定し、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ TLDで0.05–300Gy、LiFTLDで0.01–0.8Gy照射した。

LiFは400°Cで60分、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ は300°Cで15分アニーリングした後、ファントムに挿入した。照射後は、初期フェーディングを避けるため、1日以上室温に放置した上で、3.2節のTLDリーダを用いて、毎秒2°Cの加熱速度でグロー曲線を測定した。光電流と加熱温度は、デジタルデータとして記録し、熱ルミネセンス強度は、グロー曲線の全面積を積分することによって得た。読み値の誤差は約10%である。その積分した熱ルミネセンス出力を、 ^{60}Co γ線照射から導き出した校正定数を用いてTLD中の吸収線量 D_{TLD} に変換した。

表 4.1 ファントムの光子減衰係数(cm^2/g)

Photon energy (keV)	Soft tissue ⁵⁾ (ICRP)	SZ-208	A150	Acrylic	MIX D	PMMA ⁶⁾
10	4.78	4.81	4.15	3.36	4.48	3.27
15	1.52	1.57	1.38	1.10	1.49	1.08
20	0.750	0.774	0.702	0.572	0.753	0.562
30	0.358	0.365	0.347	0.303	0.366	0.301

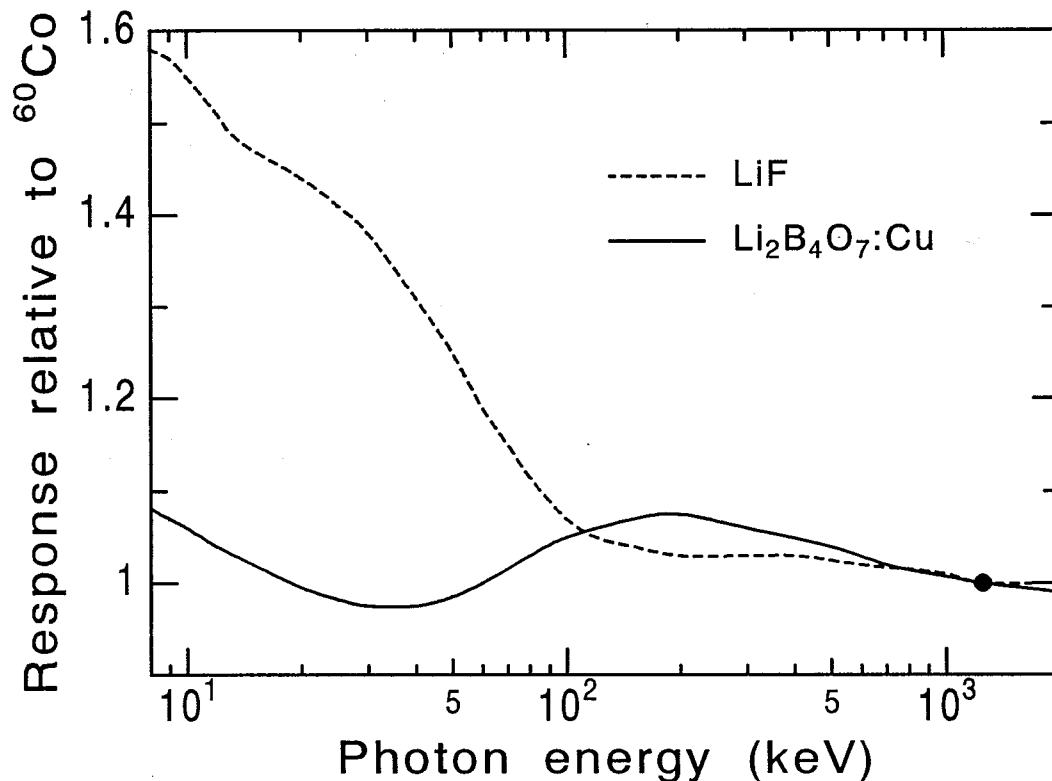


図 4.2 LiF、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ のファントムにおけるエネルギー応答計算値

4.1.3 ファントム内吸収線量への変換

吸収線量 D_{TLD} は、次の式によりファントム中の吸収線量 D_{phtm} に関係づけられる。

$$D_{phtm}(x) = D_{TLD}(x) / f_{phtm, TLD} \quad (4.2)$$

x はファントム中での位置、 $f_{phtm, TLD}$ は図 4.2 で示したファントム中における各 TLD のエネルギー応答である。もし、 $f_{phtm, TLD}$ が光子エネルギーに依存しなければ、そうした TLD はファントム中の吸収線量を測定するための理想的な線量計となるであろう。しかし、実際には図 4.2 にあるように、光子エネルギーに依存する。そこで、 $f_{phtm, TLD}$ の平均として実効応答 $f_{eff}(x)$ を導入し、次の式により与えた。

$$f_{eff}(x) = \frac{\int_0^{E_{max}} f_{phtm, TLD}(x) \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} E \phi(E, x) dE}{\int_0^{E_{max}} \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} E \phi(E, x) dE} \quad (4.3)$$

$\mu_{en}(E)/\rho$ は TLD の質量エネルギー吸収係数、 $\phi(E, x)$ は位置 x でのエネルギー E の光子フルーエンスを表す。つまり、式(4.2)は、次のように書き直せる。

$$D_{phtm}(x) = D_{TLD}(x) / f_{eff}(x) \quad (4.4)$$

ここでは、式(4.3)の $\phi(E, x)$ に EGS4 コードで計算した光子フルーエンスを適用し、その実効応答値を計算した。しかし、ここでフルーエンスとして EGS4 の計算値を用いることは、EGS4 コードの妥当性を評価する目的に若干矛盾するかもしれない。しかし、式(4.3)で必要なフルーエンスは単に相対値であることに注目すべきである。さらに、低エネルギー光子はコンプトン散乱後もほとんどエネルギーが変化しないので、図 4.3 に示すように、30keV、10keV 入射光子のスペクトルは、ビーム軸からはずれたところでさえ、わずかに線源エネルギー付近に分布するだけである。そうしたエネルギースペクトルでは、図 4.2 のエネルギー応答はほとんど変化しない。よって、実効応答値は、EGS4 の計算精度にそれほど依存しないと考えられる。

4.1.4 変換にともなう補正

TLD は、薄いといってもいくらか厚さを持つので、光子を多かれ少なかれ吸収する。そうした自己吸収の効果は、

$$(1 - \exp(-\mu_a d)) / \mu_a d \quad (4.5)$$

を用いて補正した。ここで、 μ_a は線減衰係数、 d は TLD 中の光子行程長さである。しかし、ファントム中のすべての位置のすべての TLD の行程長さを正確に評価することは不可能である。そこで、データは光子の垂直入射を仮定して補正した。垂直入射を仮定すると、補正因子は $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$: Cu TLD に対して 10keV で 0.96、30keV で 1.00、LiF TLD に対してはそれぞれ 0.75、0.98 である。しかし、こうした仮定は、ビーム軸では理にかなっていないが、それ以外では過小評価になる。もし等方入射を仮定すると、行程長さは、 V を TLD の体積、 S を表面積とすると、 $4V/S$ で与えられるので、LiF の補正因子は 10keV で 0.64、30keV で 0.97 となる。その線減衰係数は、光子エネルギーに依存するけれども、スペクトルは図 4.3 に示すように、線源光子エネルギーに近いエネルギーをもつ光子に支配されるので、自己吸収補正の曖昧さは、線源エネルギー 10keV で 10% 以下、30keV で無視できると評価した。

また、TLD は、ファントム中の光子スペクトルを擾乱させる可能性がある。その擾乱を最小限

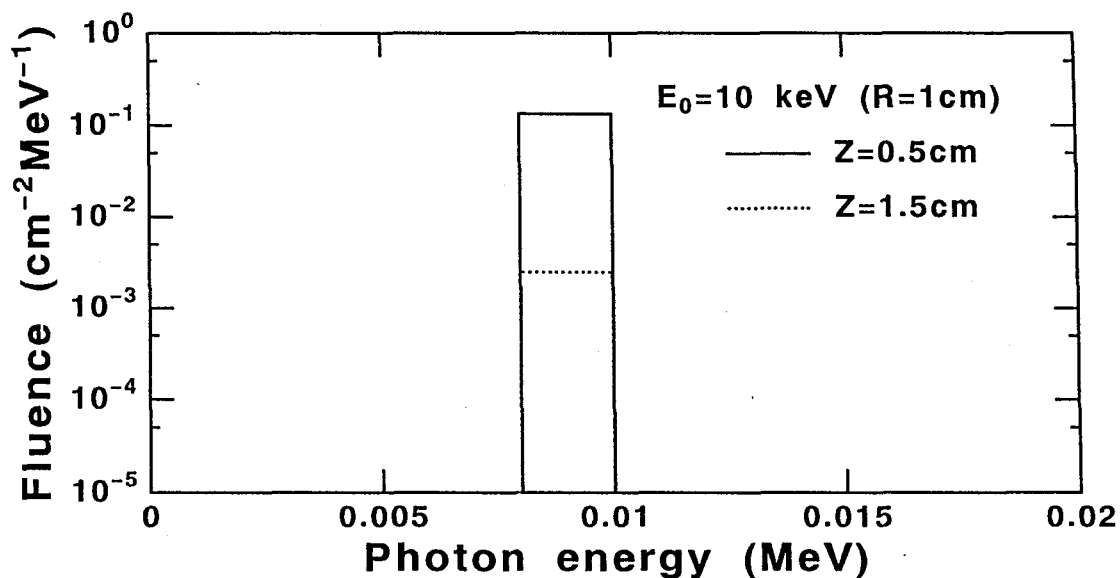
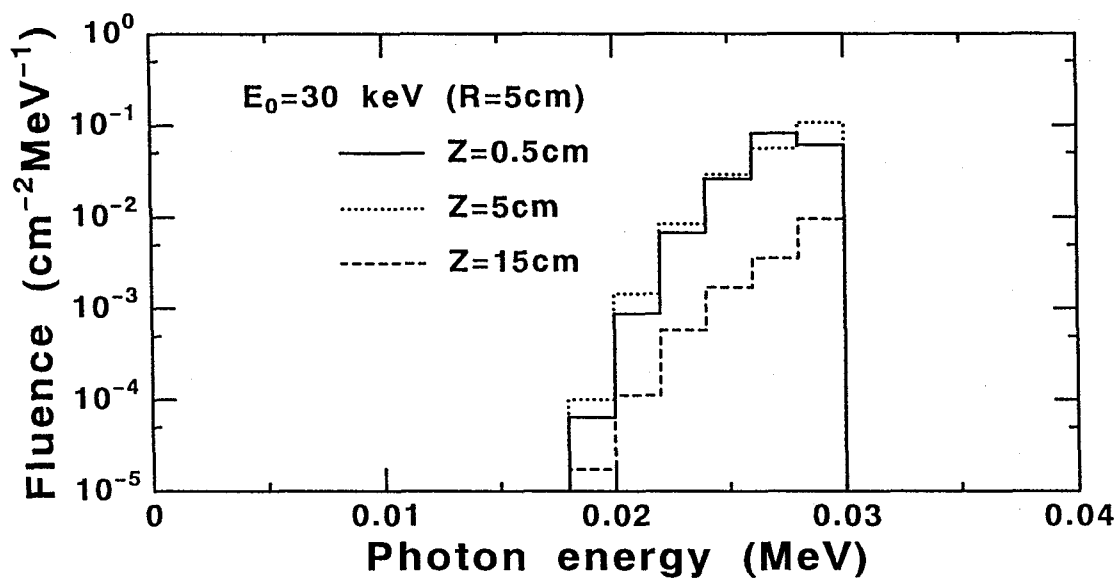


図 4.3 30、10keV X線に対するファントム内光子スペクトルのEGS4計算値 Zは深さ、Rはビーム軸からの距離

にするためには、ファントムと同じ光子断面積をもつ線量計を用いることが望ましい。この点で、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ と LiF は、用いたファントムと光子断面積の違いが大きくなり、また、厚さが非常に薄いので、ほぼ理想的な線量計であるといえる。結局、実験における擾乱については、いかなる補正も行わなかった。

ビーム軸には複数の $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ TLDを同時に並べたので、TLDのシャドー効果の補正を入射光子がTLDに垂直に入射すると仮定して行った。その最大値は、10keV入射に対して17%で、その誤差は10%以下である。30keV光子に対しては、その効果は小さく無視した。

4.1.5 測定結果

測定結果を図 4.4、図 4.5に示す。ビーム中心の線量は、30keV光子に対して5cmで1桁減衰しているのに対し、10keV光子に対しては5mmで1桁減衰している。また、角度 ϕ は、光子ビームの電場ベクトルを含む垂直面からの方位角を表し、両図で、偏光光子の非等方散乱の効果が、ビーム軸から離れたところの浅い位置ではっきりと観察されている。最大値は、 $\phi = 90^\circ$ 、すなわち電場ベクトルと垂直な方向で見られた。ビーム軸からの距離が大きいくほど最大値と最小値の比が大きくなり、30keV光子には最大3.5、10keV光子には最大2.5であった。

4.2 モンテカルロ解析

4.2.1 EGS4コード

4.2.1.1 オリジナル版

同コードは、ITSと同じく電子・光子輸送を計算できるモンテカルロコードである。FORTRANのpre-processorであるMORTRAN言語で記述され、光子輸送は1keVまで、電子輸送は10keVまで追跡できる。光子輸送においては、光電効果、Klein-Nishinaの式を用いたコンプトン散乱、レイリー散乱、そして電子対生成が計算される。また、制動放射線、単元素に対するK軌道特性X線もシミュレーションされる。形状、入出力は、サブルーチンを自らプログラムすることによって使用するため、フレキシビリティは高い。電子輸送では、condensed history技術が用いられ、Molièreの多重散乱理論⁷⁾に基づいている。2次電子発生も考慮される。もともと高エネルギー領域用に開発されたが、近年低エネルギー用に改良が行われ、適用性が向上してきている。

4.2.1.2 低エネルギー光子用拡張版

本研究のために開発された低エネルギー光子用拡張版⁸⁾では、コンプトン散乱における電子束縛効果、および偏光効果をシミュレーションできる。オリジナルのEGS4コードは、コンプトン散乱に対して自由電子を前提としたKlein-Nishinaの式を適用していたが、図 4.6に示すように、100keV以下の低エネルギー光子に対する軟組織内の輸送計算では、軌道電子の束縛効果を無視できない。コンプトン散乱の微分散乱断面積は、

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = S(x, Z) \frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} \quad (4.6)$$

の式が用いられている。 $S(x, Z)$ は非干渉性散乱関数、 x 、 Z はそれぞれ運動量輸送、原子番号、 σ_{KN} はKlein-Nishina断面積を表す。レイリー散乱は、トムソン散乱断面積 σ_T と原子形状因子 $F(x, Z)$ を用いた

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = F^2(x, Z) \frac{d\sigma_T}{d\Omega} \quad (4.7)$$

の式がオリジナルで用いられている。S(x, Z)と F(x, Z)には、それぞれHubbell⁹⁾、Hubbell and Overbø¹⁰⁾のデータが用いられる。

偏光における方位角方向のコプトン、レイリー散乱の非等方成分は、以下の式で与えられている。

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k}{k_0} \right)^2 \left(\frac{k}{k_0} + \frac{k_0}{k} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \phi \right) \quad (4.8)$$

$$\frac{d\sigma_T}{d\Omega} = r_0^2 (1 - \sin^2 \theta \cos^2 \phi) \quad (4.9)$$

ここで、 r_0 は、古典電子半径、 k_0 、 k は入射、散乱光子エネルギー、 θ 、 ϕ は散乱極、方位角をそれぞれ表す。両断面積とも、 $\phi = 90^\circ$ 、すなわち光子、電子が入射波の電場ベクトルと垂直方向に散乱される場合に最大となる。現在、こうした偏光の影響を計算できる汎用コードは他にない。

EGS4では、光子断面積のうち、光電吸収とレイリー散乱断面積をStorm and Israel¹¹⁾のデータに基づいていたが、本研究第4、5章の計算の結果、PHOTXライブラリー¹²⁾の方が低エネルギーにおいて精度がよいことが明らかになり、置き換えられた。また、L軌道特性X線も計算できるようになり、合わせてK、L吸収端以下の光電子輸送もシミュレーションできるようになった¹³⁾。

4.2.2 計算方法

光子輸送は、同コードで利用できる最小エネルギー1keVまでシミュレートした。入射光子の電場ベクトルの方向は、偏光度の測定値に基づいてサンプリングした。また、電子輸送は、線量計算値がEGS4の電子カットオフエネルギーの値に依存しないことを前もって確認したので、無視した。30keVに対するエネルギー沈積は、深さ方向0.5cm、径方向0.4cm、方位角方向15度毎に積分し、10keVに対しては、深さ方向のみ0.04cm毎に変更して積分した。光子断面積は、PHOTXを用いた。

4.2.3 計算値と測定値の比較

30、10keV光子に対する計算結果を、それぞれ図 4.4、図 4.5に示す。偏光の影響も含め、よく実験値を再現していることがわかる。10keV線源光子に対しては、図 4.5に見られるように30keV高調波成分の影響が深さ1.5cm以上で顕著に現れている。また、同図では、異なる光子断面積、すなわちPHOTXとStorm and Israelのデータを用いた計算値を、ビーム軸において比較している。測定値とのよりよい一致は、深さ1.5、2.0cmで示されているように、PHOTXデータの方で得られている。ここで、さらに詳細に実験値と計算値の一致度を調べるため、両者の比を計算した。結果を図 4.7、図 4.8に示す。深部で誤差が大きいのが、30、10keV線源光子に対して、ほとんどの比は誤差内で1に等しい。とくに、10keV光子に対してはビーム軸で15%、周辺部でも25%以内の一致を示した。

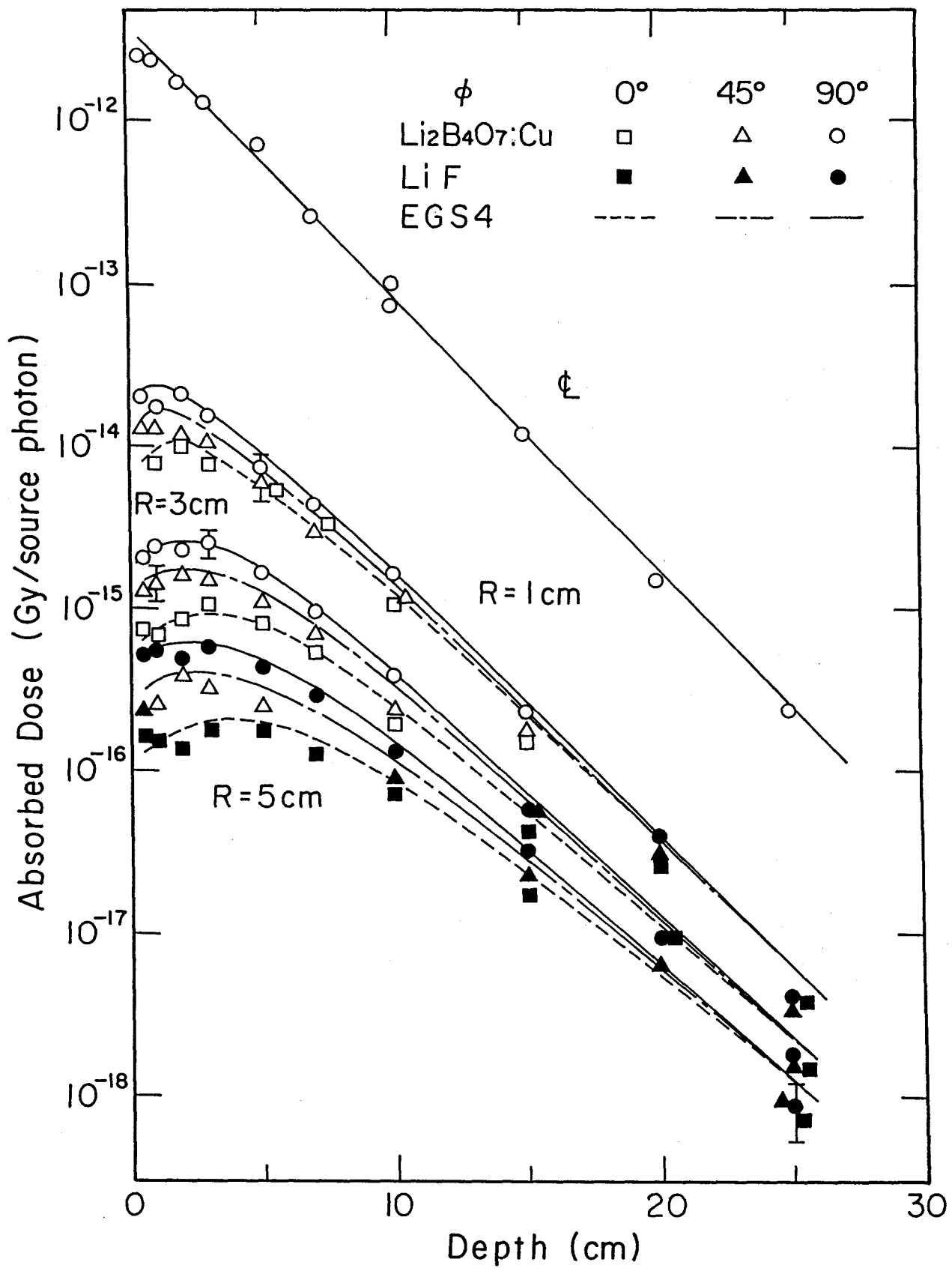


図 4.4 30keV光子入射に対するファントム内吸収線量分布測定値と計算値 ビーム軸上と軸から1, 3, 5 cm

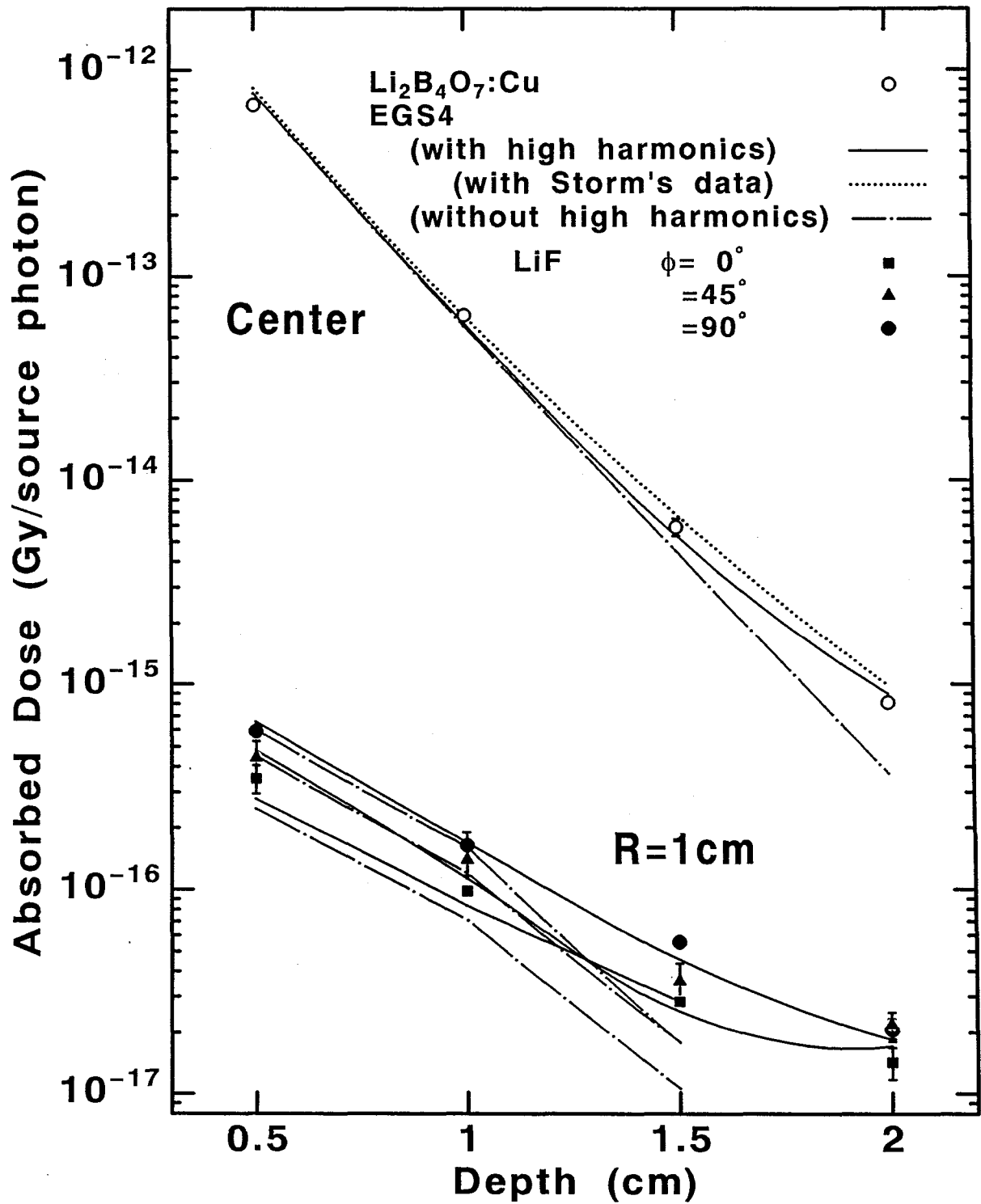


図 4.5 10keV光子入射に対するファントム内吸収線量分布測定値と計算値 ビーム軸上と軸から1cm

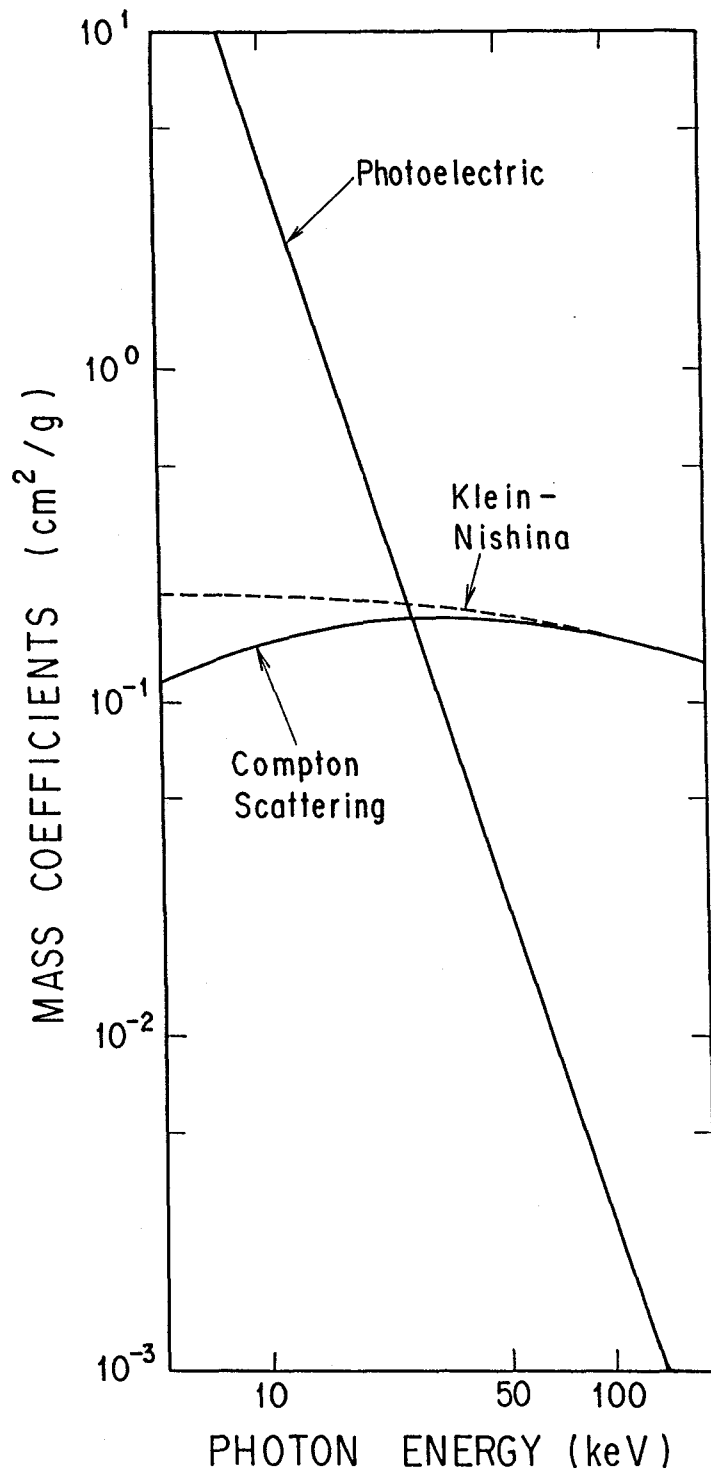


図 4.6 人体軟組織の光子断面積

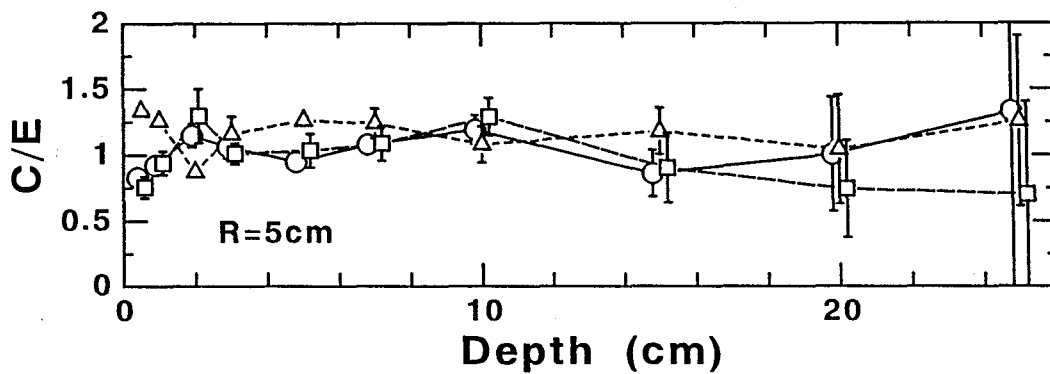
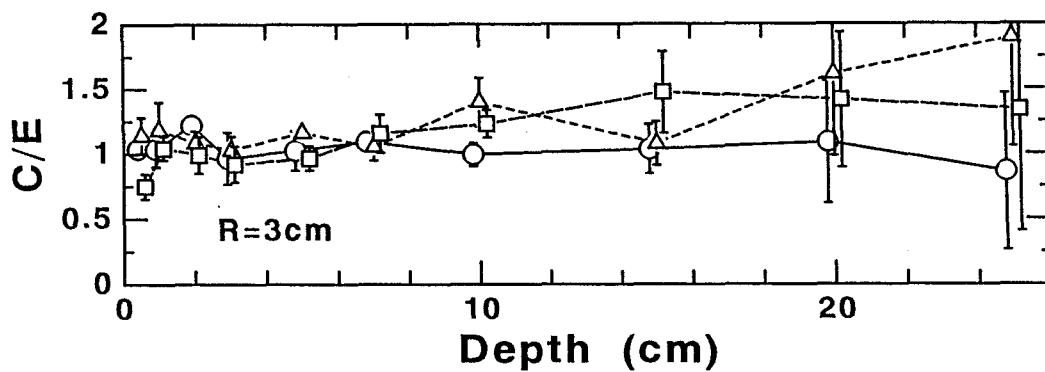
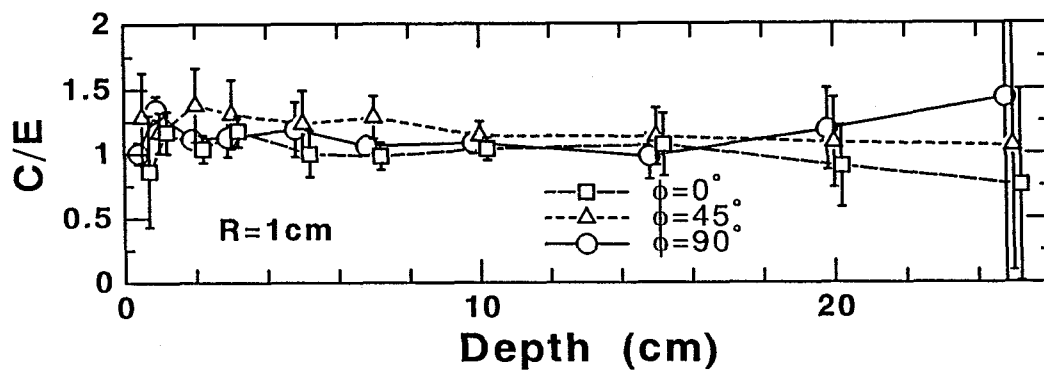
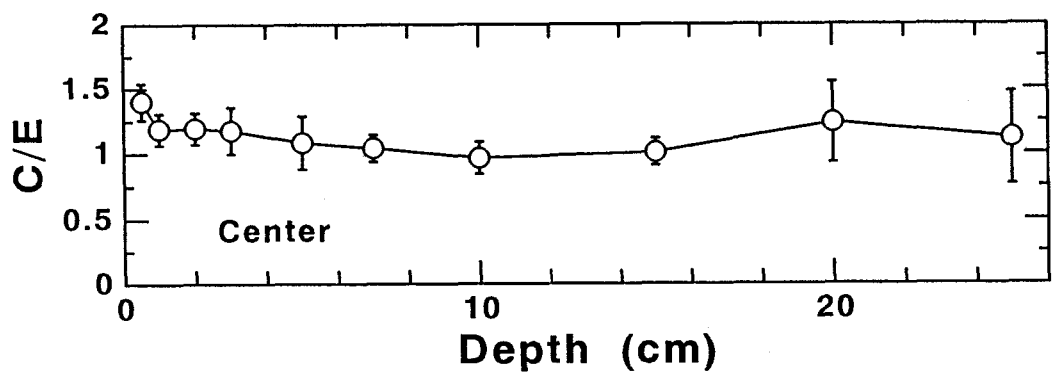


図 4.7 図 4.4のファントム内吸収線量における計算値の実験値に対する比

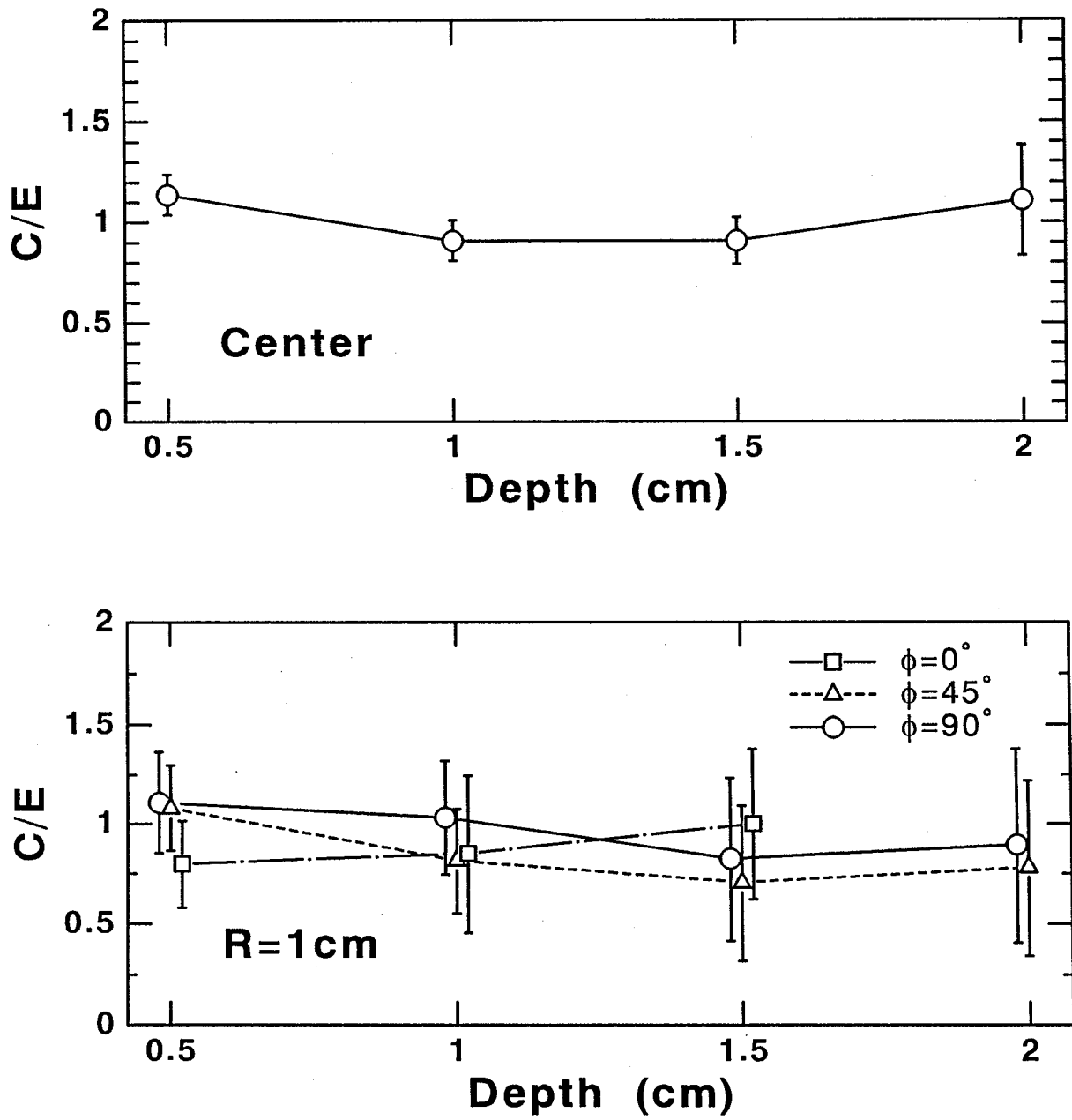


図 4.8 図 4.5のファントム内吸収線量における計算値の実験値に対する比

4.3 結論

30、10keV単一エネルギー光子に対して、LiF、Li₂B₄O₇:CuTLDを実際に応用し、ファントム内吸収線量分布を測定した。同時に、低エネルギー光子輸送用に拡張されたモンテカルロ輸送計算コードEGS4の計算値と比較を行い、同コードの妥当性を確認した。

応用として、冠状動脈アンジオグラフィ¹⁴⁾、外部被曝線量評価の他に、治療、診断に用いられる放射性医薬品による内部被曝線量の評価にも寄与すると考えられる。

参考文献

1. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Namito, Y., Hirayama, H., Ban, S. and Nakashima, H., "Absorbed dose measurements and calculations in phantoms for 1.5 to 50 keV photons," *Health Phys.*, 68, 253-260 (1995).
2. 物理学辞典、培風館 (1986).
3. 大柳宏之、"シンクロトロン放射光の基礎"、丸善 (1996).
4. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Tissue substitutes in radiation dosimetry and measurement," ICRU Report 44 (1989).
5. International Commission on Radiological Protection, "Report of the task group on reference man," ICRP Publication 23, Pergamon Press (1975).
6. 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).
7. Molière, G., "Theorie der Streuung schneller geladener Teilchen I: Einzelstreuung am abgeschirmten Coulomb-Feld," *Z. Naturforsch.*, 2a, 133 (1947).
8. Namito, Y., Ban, S. and Hirayama, H., "Implementation of linearly polarized photon scattering into the EGS4 code," *Nucl. Inst. Meth.*, A332, 277-283 (1993).
9. 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).
10. 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).
11. Storm, E. and Israel, H. I., "Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100," *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, A7, 565-681 (1970).
12. "PHOTX Photon Interaction Cross Section Library," DLC-136, Radiation Shielding Information Center, Oak Ridge National Laboratory (1988)
13. Hirayama, H., Namito, Y. and Ban, S., "Implementation of an L-shell photoelectron and an L X-ray for elements into the EGS4 code," KEK Internal 96-10 (1996).
14. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namito, Y., Hyodo, H. and Takeda, T., "Dose measurements with TLDs in phantoms for coronary angiography using

synchrotron radiation," World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, Nice, France (1997).

第5章 低エネルギー光子に対する線量換算係数計算

5.1 計算条件

EGS4コードを用いて、30cm角の平板ファントム前面に、1.5~50keV単一エネルギーの光子ビームが垂直に入射した時の単位光子フルーエンス当たりの0.07mm、0.02-0.10mm、10mm深さ線量を計算した¹⁾。ファントム材質として、表 5.1に示すICRU球の4、10元素組成を用いた。ICRU10元素は、水素、炭素、窒素、酸素に加え硫黄、カリウム、リンなどの重い元素を若干含むが、密度はどちらも1.0g/cm³である。

表 5.1 ファントム構成元素の重量%

Element	H	C	N	O	Na	Mg	P	S	K	Ca	Density (g/cm ³)
ICRU 4元素	10.1	11.1	2.6	76.2							1.0
ICRU10元素	10.2	12.3	3.5	72.9	0.08	0.02	0.2	0.5	0.3	0.007	1.0

検出器として、10keV以下の10mm深さ線量に対してはNext event surface crossing(NESX)検出器、他はエネルギー沈積検出器を用いた。エネルギー沈積法では、検出器の厚さは平均自由行程の10分の1になるよう線源エネルギーに応じて変化させ、NESX検出器では、散乱位置から来る光子が面検出器を横切る毎に、光子束にエネルギーと質量エネルギー吸収係数を乗じて線量を計算した。ICRP Publication 60²⁾は、光子の放射線荷重係数 W_R を1と定義しているので、計算した吸収線量は等価線量に等しい。

モンテカルロ計算のヒストリー数は、統計誤差が1%以下になるように設定した。制動放射線や蛍光X線は考慮していない。蛍光X線の影響については、蛍光収量、減衰係数およびエネルギー吸収係数を用いた簡易計算により、重元素を含むICRU10元素ファントムにおいても1%以下であることを確認した。また、光子断面積にはPHOTXライブラリーを、NESX検出器には、Hubbellのエネルギー吸収係数の値³⁾を用いた。電子輸送の影響はないことを確認したので、電子は発生と同時に吸収されるとした。

5.2 他計算との比較 (10~50keV)

表 5.2、表 5.3に、それぞれ0.07mm、10mm深さ線量の計算値と文献値を示す。10keVと15keVの10mm深さ線量を除いて、平板形状の深さ線量は、球形状の深さ線量よりわずかに大きい。両形状の違いは各文献値間の差に比べて重要でないことを表している。すなわち、平板形状の評価の方が、プログラミングが単純で、大きな検出器を用いることによってたやすく小さな統計誤差を得られることから、球形状の評価より有用と考えられる。実際、測定を行う上でも容易なので、ICRU Report 47⁴⁾では個人モニタリング用に平板が採用されている。

表 5.2 0.07mm深さ線量の他計算との比較

Energy (keV)	Depth dose at 0.07 mm (10^{-12} Sv cm ²)				
	ICRU (4 elements)			ICRU (10 elements)	
	Williams ⁵⁾ sphere	Nelson ⁶⁾ slab	This work	Nelson slab	This work
10	6.91	6.95	7.19	7.83	7.91
15	3.04	3.16	3.18	3.39	3.51
20	1.72	1.77	1.82	1.90	2.01
30	0.861	0.897	0.907	0.962	1.01
40	0.590	0.623	0.635	0.661	0.695
50	0.491	0.538	0.541	0.550	0.576

表 5.3 10mm深さ線量の他計算との比較

Energy (keV)	Depth dose at 10 mm (10^{-12} Sv cm ²)					
	ICRU (4 elements)			ICRU (10 elements)		
	Williams sphere	Dimbylow ⁷⁾ sphere	Nelson slab	This work	Nelson slab	This work
10	0.0769	0.0708	0.0673	0.0641	0.0454	0.0427
15	0.846	0.827	0.844	0.818	0.802	0.784
20	1.01	1.00	1.03	1.06	1.05	1.10
30	0.785	0.773	0.812	0.829	0.862	0.892
40	0.614	0.608	0.652	0.664	0.665	0.710
50	0.526	0.518	0.592	0.591	0.593	0.630

5.3 光子断面積間の比較 (10, 15, 20 keV)

平板形状における断面積の吸収線量に対する影響を表 5.4に示す。第2、4列は、Storm and Israel⁸⁾の断面積を用いて計算した深さ線量を、第3、5列は、その深さ線量とPHOTXを用いた深さ線量計算値の比を表す。Storm and Israelの断面積を用いて計算した10mm深さ線量は、PHOTXとStorm and Israelのデータの差が4%ある10keVのエネルギーにおいて、PHOTXを用いた結果より14%ほど過大評価になっている。

表 5.4 Storm and IsraelおよびPHOTX断面積を用いた深さ線量の比較

Energy (keV)	0.07 mm depth dose (10^{-12} Svcm ²)	Dose ratio	10 mm depth dose (10^{-12} Svcm ²)	Dose ratio
10	6.93	0.964	0.0729	1.14
15	3.05	0.959	0.828	1.01
20	1.76	0.967	1.04	0.981

5.4 単位フルーエンス当たり深さ線量

5.4.1 計算結果 (1.5~50keV)

表 5.5は、0.07mm深さと0.02~0.10mm深さの単位フルーエンス当たり深さ線量を、各ファントムについて比較したものである。10keV以上で、10元素ファントムの線量は4元素ファントムの線量より2%から11%大きい。両深さの違いは10keV以上では重要でない。しかし、それ以下ではエネルギーが減少するにつれて増大し、1.5keVでファクター60と最大になる。これらの結果より、深さは低エネルギー光子に対する皮膚線量評価においてもっとも決定的な因子であることがわかる。表 5.6では、10mm深さ線量を同様に4元素と10元素ファントムの間で比較している。元素の違いによる効果は、光子エネルギーが減少するにつれて大きくなっている。

10keV以下の0.07mm深さ線量は、英国放射線単位・測定委員会 (BCRU)⁹⁾およびGrosswendt¹⁰⁾によって報告されている。前者は、EGS4で10、7、5keVに対して、また指数関数を用いて簡易計算を2keVまで行い、後者は、house-madeのモンテカルロ光子輸送計算コードを用い、光子減衰係数に1977年のHubbellのデータ¹¹⁾を用いているところが異なる。しかも、当然ながら0.02-0.1mmの深さ線量はどちらも計算を行っていない。

表 5.5 単位フルーエンス当たり0.07mm、0.02-0.10mm深さ線量

Energy (keV)	Depth dose (10^{-12} Sv cm ²)			
	ICRU (4 elements)		ICRU (10 elements)	
	0.07mm	0.02-0.10mm	0.07mm	0.02-0.10mm
1.5	0.0406	2.35	0.0430	2.45
2	3.31	12.7	3.44	12.9
3	24.6	31.9	24.4	32.0
4	28.7	31.3	29.5	32.6
5	23.7	24.8	25.1	26.2
6	18.3	18.8	19.7	20.1
8	11.1	11.2	12.1	12.2
10	7.19		7.91	
15	3.18		3.51	
20	1.82		2.01	
30	0.907		1.01	
40	0.635		0.695	
50	0.541		0.576	

表 5.6 単位フルーエンス当たり10mm深さ線量

Energy (keV)	Depth dose at 10 mm (10^{-12} Sv cm ²)	
	ICRU (4 elements)	ICRU (10 elements)
6	3.24×10^{-9}	4.55×10^{-10}
8	8.99×10^{-4}	4.21×10^{-4}
10	0.0641	0.0427
15	0.818	0.784
20	1.06	1.10
30	0.829	0.892
40	0.664	0.710
50	0.591	0.630

5.4.2 実効線量との比較

ICRP Publication 51では、ICRU4元素球ファントムに対する周辺線量当量 $H^*(d)$ を実際の放射線防護の指標として導入している。同じ意味で、平板ファントムの深さ線量を1990年のICRP勧告に基づく実効線量と比較することも興味深い。表 5.7は、前出の深さ線量と、Zankl¹²⁾と Yamaguchi¹³⁾がそれぞれ計算した実効線量を比較したものである。実効線量は、最大値を示す前後入射、すなわち身体の長軸に直角に前面から後面に向かって光子が入射する場合を示している。同表からわかるように、平板形状の10mm深さ線量は、実効線量を10~50keVのエネルギーにわたって上回っている。他方、10keV以下では比較すべき実効線量のデータがない。表 5.5と表 5.6を比較してみると、0.02~0.1mm深さの皮膚線量は、10mm深さ線量より10keV以下で100倍以上大きく、また、その皮膚線量は、3keV付近で最大値をとることがわかった。一方、ICRP Publication 60では、等価線量から実効線量を得るのに、皮膚に対して0.01の組織荷重係数をあてている。以上より、10keV以下の低エネルギー光子に対する線量限度は、皮膚線量によって決定されると考えられる。

表 5.7 10mm深さ線量と前後入射時の実効線量の比較

Energy (keV)	Depth dose (10^{-12} Sv cm ²)	Energy (keV)	Zankl ¹²⁾ (10^{-12} Sv cm ²)	Energy (keV)	Yamaguchi ¹³⁾ (10^{-12} Sv cm ²)
10	0.0641	10	0.0483		
15	0.818	15	0.125	17	0.103
20	1.06	25	0.264		
30	0.829	35	0.324	29.5	0.253
40	0.664			45	0.322
50	0.591	50	0.359		

5.5 結論

EGS4コードを用いて、ICRU4、10元素平板ファントム内の深さ線量を、1.5keVから50keV光子に対して、最新の光子断面積データであるPHOTXを用いて計算した。実効線量との比較から、平板ファントムにおける10mm深さ線量は10keV以上のエネルギー領域において実効線量より大きいことを示した。さらに、10keV以下のエネルギー領域では、皮膚線量が実効線量の大きさを決定することが示唆された。結果として、10keV以下のエネルギー領域においては、10mm深さ線量の代わりにICRU4元素平板ファントム中の0.02mm-0.1mm深さ線量を、ICRP Publication 60が定義した実効線量の実際的な指標として推奨できることを明らかにした。

参考文献

1. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Namito, Y., Hirayama, H., Ban, S. and Nakashima, H., "Absorbed dose measurements and calculations in phantoms for 1.5 to 50 keV photons," *Health Phys.*, 68, 253-260 (1995).
2. International Commission on Radiological Protection, "1990 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection," ICRP Publication 60, Pergamon Press, Oxford (1991).
3. 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).
4. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Measurement of dose equivalents from external photon and electron radiations," ICRU Report 47 (1992).
5. Williams, G., Swanson, W.P., Kraph, P. and Drexler, G., "Calculation and analysis of photon dose equivalent distributions in the ICRU sphere," GSF Bericht S-958 (1983).
6. Nelson, R.F. and Chilton, A.B., "Low-energy photon dose deposition in tissue slab and spherical phantoms," NUREG/CR-3425 (1983).
7. Dimbylow, P. J. and Francis, T.M., "The calculation of dose equivalent quantities in the ICRU sphere for photon energies from 0.01 to 10 MeV," *Radiat. Prot. Dosim.*, 9, 49-53 (1984).
8. Storm, E. and Israel, H. I., "Photon cross sections from 1 keV to 100 MeV for elements Z=1 to Z=100," *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, A7, 565-681 (1970).
9. British Committee on Radiation Units and Measurements, "Conversion from air kerma to directional dose equivalent for photons below 10 keV," *Radiat. Prot. Dosim.*, 27, 267-269 (1989).
10. Grosswendt, B., "Conversion factors for the IAEA cube phantom for external photon irradiation," *Radiat. Prot. Dosim.*, 29, 177-182 (1989).
11. Hubbell, J.H., "Photon mass attenuation and mass energy-absorption coefficients for H, C, N, O, Ar, and seven mixtures from 0.1 keV to 20 MeV," *Radiat. Res.*, 70, 58-81 (1977).
12. Zankl, M., Petoussi, N. and Drexler, G., "Effective dose and effective dose equivalent - the impact of the new ICRP definition for external photon irradiation," *Health Phys.*, 62, 395-399 (1992).
13. Yamaguchi, Y., "Dose conversion coefficients for external photons based on ICRP 1990 Recommendation," *J. Nucl. Sci. Tech.*, 31, 716-725 (1994).

第6章 総括

本研究では、低エネルギー光子に対する線量評価法の発展を目的に、理論、開発および応用面にわたって、実験、解析を行った。

[理論]

空洞理論は、媒質中における線量計の応答を定量的に評価する理論であり、X線、 γ 線の線量測定の基本となる。その検証実験は従来、主に ^{60}Co γ 線に対して行われ、100keV以下のX線に対してはほとんど行われてこなかった。そこで、その低エネルギー光子に対する適用性を調べるため、熱蛍光線量計 (TLD) をテフロン、アルミニウム、銅、金箔ではさみ、X線発生装置からの30~200keV X線を照射することにより、その応答特性を測定した。その結果をBurlinの空洞理論に基づく計算値と比較したところ、テフロン、アルミニウム、銅の値が10%以内で一致したにも関わらず、金の値は38~48%の差異を示す結果を得た。そこで、モンテカルロ光子・電子輸送計算コードITSの計算値が上記の実験値と一致することを確認した上で、同コードを用いて金に対する応答値が異なった原因を調べた。

その結果、テフロン、アルミニウムの場合、TLD線量に対する媒質からの2次電子の寄与が小さいため、 f の値は加重係数の精度にあまり依存しないが、金の場合はその寄与が大きく、加重係数の評価精度に大きく依存することを明らかにした。つまり、空洞が“大きい”か“小さい”かは2次電子の減衰の程度にあるのではなく、TLD線量に及ぼす影響の度合いにあることを解析により示した。そして、問題を解決するために、加重係数の計算において媒質からの2次電子の減衰を指数関数近似するのではなく、その電子がすべてTLD中に吸収される点に着目し、エネルギー透過・反射係数を用いて f の値を直接計算する方法を提案した。同方法による計算値は、実験値、モンテカルロ計算値とよく一致することを確認した。また、その適用範囲を2次電子の実効エネルギーを指標に、光子エネルギー、TLD厚さに関して示した。

[開発・測定]

既存の放射光施設あるいはX線取扱い施設において利用される個人線量計は、30keV以下の光子に対する利用が考慮されていない。そこで、放射光をはじめとする低エネルギー領域の線量測定に応用するため、以下の研究を行った。

まず、実験を進める上で、放射光の大きな強度を精度よくモニターする測定手段を確立する必要がある。そのため、絶対線量を補正なしに直接測定できる透過型自由空気電離箱および全吸収熱量計を開発し、3%以内で互いの値が一致することを確認した。

線量計としてはTLDを選択し、その基本データであるグロー曲線(温度対蛍光量曲線)を測定するため、 $\pm 2\%$ の精度で $0.5\sim 5^\circ\text{C}/\text{s}$ の直線加熱を行う高性能なリーダーを独自に開発した。そして線量計として応用するためには、エネルギー、線量応答値が必須であることから、シンクロトロン放射光からの10~40keV単色X線を、人体軟組織等価な組成をもつフッ化リチウム(LiF)、ホウ酸リチウム($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$)、酸化ベリリウム(BeO)、そして高原子番号をもち環境線量測定用の硫酸カルシウム($\text{CaSO}_4:\text{Tm}$) TLDに照射し、そのグロー曲線の面積を積分することにより、各々の

エネルギー、線量応答を以下のように得た。

・フッ化リチウム

エネルギー応答は、6%、主ピークと高温ピークはそれぞれ4%、17~41%空洞理論値より大きく、これより人体軟組織中のエネルギー応答は、 ^{60}Co γ 線比で1.27~1.55と考えられる。また、直線性は5Gy付近まであり、その後、supralinearityを示した。その最大値は、 ^{60}Co γ 線、30keV、10keVX線と光子エネルギーが小さくなるほど4.3、2.8、2.0と小さい値を示した。

グロー曲線は複数のピークからなり、低エネルギーほど、また高線量ほど高温部のピークが大きく成長した。

・ホウ酸リチウム

エネルギー応答は、空洞理論値より8%~20%小さい結果を示した。これより、人体軟組織中のエネルギー応答は、0.71~0.85と考えられる。また、 ^{60}Co γ 線、10keVX線に対して測定した線量応答は、LiFと異なり、supralinearityを示さなかった。直線領域は、 ^{60}Co γ 線の650Gyに対して、10keVX線は300Gyまでしか観察されなかった。

グロー曲線は、主ピークと高温ピークからなり、線量が高くなるほどその高温ピークは飽和し次第に小さくなるのが、ピーク位置、半値幅の測定より明らかになった。

・酸化ベリリウム

エネルギー応答は、空洞理論値より70%も大きい値を示した。また、ガラスからの2次電子、蛍光の自己吸収の影響は無視できることを確認した。これより、人体軟組織中のエネルギー応答は、LiFと同じ1.28~1.55と考えられるが、30keV以下では、ガラス、素子による光子減衰が大きい。直線領域は、 ^{60}Co γ 線、10keVX線ともに2.6Gyまで見られ、supralinearityの程度は、 ^{60}Co γ 線の3.7に対し、10keVX線は1.8であった。

グロー曲線は、見かけ上一つであるが、線量が高くなるほどピーク位置は高温側へシフトし、半値幅も大きくなった。

・硫酸カルシウム

エネルギー応答は、空洞理論値より6%~37%大きい値を示した。直線領域は、 ^{60}Co γ 線に対して0.5Gyまで、40keVX線に対しては1Gyまで観察され、supralinearity時の線量応答は、 ^{60}Co γ 線の3.1に対し、40keVX線は1.6であった。

グロー曲線は、多くのピークからなり、低エネルギーに対して、また高線量の場合も高温部のピークが大きく増大することを観察した。

これらの結果より、エネルギー応答、直線性、また光子減衰の点から、個人線量計として、ホウ酸リチウムTLDが放射光に対して優れた特性を示すことが明らかになった。また、LiFも、照射線量が低い場合には有効であることがわかった。

また、TLDは、エネルギー応答と空洞理論値との大小関係、supralinearityの有無、グローピーク数により、2つのタイプ、すなわち、 $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7:\text{Cu}$ タイプとLiFタイプに分かれることが明らかになった。

さらに、光子に対するLET計算により、光子エネルギーが小さいほど、LETは大きくなることを定量的に示し、グロー曲線やsupralinearityの光子エネルギー依存性は、LETの影響によること

が示唆された。

[応用]

実際に、個人線量計として応用するためには、ファントムにおける実験が不可欠である。また、低エネルギーX線の線量評価、たとえばアンジオグラフィー(冠状動脈撮像法)など医療照射の被曝評価、あるいは計算コードのためのベンチマーク実験には、ファントムの深部線量分布が必須である。

そこで、人体軟組織等価な組成をもつ30cm角の均質ファントムに、放射光からの10、30keV単色X線を照射し、薄型のLiF、Li₂B₄O₇:Cu組織等価TLDを用いて、内部の吸収線量分布を測定した。その測定値と、偏光、コンプトン散乱における電子束縛効果など低エネルギー光子用に拡張された光子・電子モンテカルロ輸送計算コードEGS4の計算値を比較した結果、偏光の影響も含めて、両者はよく一致することを確認した。すなわち、低エネルギー領域における同コードおよび用いた光子断面積PHOTXの線量計算に対する精度を確認した。

そのモンテカルロ計算コードEGS4を用いて、ICRU4、10元素平板ファントム内の0.07mm、0.02-0.1mm、10mm深さ線量を、1.5keVから50keV光子に対してそれぞれ計算した。体系は、球でなくとも平板で十分なことを確認し、平板ファントムの10mm深さ線量は、10keV以上のエネルギー領域において実効線量より大きく、安全側に評価することを示した。さらに、10keV以下のエネルギー領域においては、皮膚線量が実効線量の大きさを決定することが示唆された。結果として、ICRU4元素平板ファントム中の0.02mmから0.1mm深さ線量が、10keV以下のエネルギー領域において10mm深さ線量の代わりにICRP Publication 60で定義された実効線量の実際的な指標として適当であることを明らかにした。

本研究は、従来系統的に調べられてこなかった低エネルギー光子に対する線量評価を、理論、実験および解析の面から検討を行ったところに意義がある。

理論的には、従来、漠然と問題があると考えられてきた低エネルギー領域において、系統的に吸収線量測定方法の基礎となる空洞理論のための実験、解析を行い、その加重係数の物理的意味を明らかにすることにより、同理論の適用範囲について検証し、また新たな適用方法を提案しその範囲を広げた点で、この分野の測定に大きく寄与するものである。

実験面の成果では、放射光の絶対強度を測定する技術を実証し発展させたこと、直線加熱型のTLDリーダーを独自に開発し、単色X線を照射したTLDの応答測定値をグロー曲線に基づいてまとめたことが挙げられる。TLDの応答特性は従来から数多く測定されてきたが、10-40keVの単一エネルギー光子に対する初めての測定値という点で、標準のデータを提供した。これらは、TLDを低エネルギー光子に適用する場合に利用される。また、実際にLiF、Li₂B₄O₇:CuTLDを用いて、30、10keVの単一エネルギー光子に対するファントム内線量分布を測定したことは、同TLDの低エネルギーにおける線量測定への応用を実証し、また、放射光による被曝線量に関して重要なデータを提供した。

解析面では、汎用のモンテカルロコードITS、EGS4の低エネルギー領域における光子線量計算への適用性を実験値と比較することにより確認し、とくに、EGS4については低エネルギー領域に拡張された同コードの妥当性をはじめて実証し、偏光を含む放射光の挙動を正確に計算できるこ

とを示した点に価値がある。また、ICRPの報告に基づき、10keV以下の光子に対する0.02-0.1mm深さ線量評価を、実験的に検証したコードを用いて計算し、0.07mm深さ線量との相違を示した。また、実効線量との比較から、0.02-0.1mm深さ線量を10keV以下における実効線量の実際的な指標として示したことは、低エネルギー光子の被曝評価において一つの指針を与えたといえる。

なお、本成果は、放射光施設の大強度化にともない、ますますその利用価値も高まると思われる。さらには、放射光施設のみならず、既存の原子力関連施設における被曝線量、ガンマ発熱評価、あるいは医療用X線、RIによる線量評価に対しても応用できる。

今後の課題としては、TLDのグロー曲線や発光効率、supralinearityのLET依存性などのメカニズム解明が挙げられる。そのためには、ルミネセンス光の波長測定などに加えて、吸収線量のよようなマクロなレベルではなく、マイクロなレベルのエネルギー付与を評価する手法が必要になると考えられる。

謝辞

本研究を行う機会を与えていただき、また研究遂行にあたり幾多のご助言とご激励をいただいた日本原子力研究所企画室の田中俊一室長にまず心よりの感謝の意を表します。同研究所原子炉工学部遮蔽研究室ご在任時より、当時、船舶技術研究所東海支所に在籍していた著者に熱蛍光線量計を用いた線量測定の基本を教えていただき、また研究への取り組み方について日々ご教授をいただきました。さらに、放射光施設では昼夜をいとわず実験現場にお越しいただき、また、論文の投稿においてはお忙しい中、懇切な御指導をいただきました。ここに深くそのご厚情に感謝いたします。

また、日本原子力研究所東海研究所中性子科学研究センターの中島宏副主任研究員、中根佳弘氏、坂本幸夫副主任研究員、高エネルギー加速器研究機構放射線科学センターの平山英夫教授、伴秀一助教授、波戸芳仁助手、日本原子力研究所関西研究所大型放射光開発利用研究部の笹本宣雄主任研究員、浅野芳裕氏には、同じ実験グループとして、実験装置の設置、マイクロ熱量計・モニター電離箱の開発、EGS 4コードの改良等、放射光実験施設にて教え切れぬほどのお世話をいただきました。ここに深く感謝いたします。

さらに、高エネルギー物理学研究所放射光実験施設の河田洋助教授、渡辺信久助手には、BL14Cのビームライン担当者として、実験遂行に必要な施設環境を十二分に整えていただきました。また、運転員の方々には、安定したビームを常に供給していただきました。心より感謝いたします。

熱蛍光線量計の ^{60}Co ガンマ線、X線発生装置による照射では、日本原子力研究所高崎研究所放射線高度利用センター（元化学部固体化学研究室）の大久保隆氏、保健物理部線量計測課の上沢輝夫氏、吉澤道夫氏にひとかたならぬお世話をいただきました。篤く感謝いたします。

また、研究遂行にあたりご理解、ご激励をいただいた船舶技術研究所原子力技術部の山路昭雄部長、植木紘太郎室長、また元東海支所長の故竹内清氏に感謝いたします。

最後に、本論文をまとめるにあたり、懇篤なるご指導をいただいた大阪大学の山本幸佳教授に篤い感謝の意を表します。また、同大学の岡田東一教授、高橋亮人教授、飯田敏行教授、さらには神戸商船大学の小田啓二助教授には、有益なご助言とご指導をいただきました。深く感謝いたします。

付録

ICRP、ICRU関係用語

等価線量

ICRPの1977年勧告の中で定義された線量当量と基本的に変わらないものであるが、線質係数に代わって放射線荷重係数を用いる点が異なる。吸収線量にこの放射線荷重係数を乗じて求められる。

実効線量

ICRPの1990年勧告の中で、実効線量当量の代わりに定義された線量用語で、放射線による確率的影響を評価する目的で導入された。臓器、組織の放射線感受性の相対値で荷重した等価線量をすべての臓器、組織で積分したもので、

$$E = \sum w_T \sum w_R D$$

の式から求められる。ここで、 w_T は組織荷重係数、 w_R は放射線荷重係数、 D は吸収線量を表す。

組織荷重係数

実効線量の中で、臓器あるいは組織毎の線量当量に乗じる係数が組織荷重係数である。ICRP1990年勧告では、13の臓器および組織について組織荷重係数が与えられている(表 1.1)。

放射線荷重係数

等価線量において、身体に入射する放射線の種類、エネルギーに応じて吸収線量に乗じる。

放射線荷重係数

放射線の種類、エネルギー	放射線荷重係数
光子	1
電子、 μ 中間子	1
中性子	
E<10keV	5
10keV<E<100keV	10
100keV<E<2MeV	20
2MeV<E<20MeV	10
20MeV<E	5
陽子 (反跳陽子を除く、E>2MeV)	5
α 粒子、核分裂片、重い原子核	20

周辺線量当量

実用的なモニタリング量として、ICRU（国際放射線単位測定委員会）が1985年に導入した。整列拡張場においてICRU球の深さdに生じる線量当量である。強透過性の放射線に対して、 $d=10\text{mm}$ がICRUから勧告されている。ここで、強透過性の放射線とは、皮膚線量当量が実効線量当量の10倍以下となる放射線を指す。また、整列拡張場とは、フルーエンスとエネルギー分布は下記の拡張場と同じ定義であるが、フルーエンスを単一の方向に整列し直した放射線場を指す。

方向性線量当量

周辺線量当量と同時に導入され、ある拡張場においてICRU球のある方向 Ω 上にある深さdに生じる線量当量である。弱透過性の放射線に対して、皮膚で 0.07mm 、目で 3mm の深さが勧告されている。拡張場とは、フルーエンスとその角度、エネルギー分布が、問題となる体積中で、評価点と同じ値をとると仮定した放射線場である。

個人線量当量

ICRU47で導入された個人モニタリング線量。ある適当な深さdでの人体軟組織の線量当量。弱透過性の放射線に対して、皮膚で 0.07mm 、目で 3mm の深さが、強透過性の放射線に対しては、 $d=10\text{mm}$ がICRUから勧告されている。

計測実用量

放射線防護で用いられ、簡単なモニター機器で測定でき、過小評価しないことを確実にするため制限値より十分に安全側の評価を与える量。

参考文献

1. International Commission on Radiological Protection, "国際放射線防護委員会の1990年勧告", (社)日本アイソトープ協会 (1991).
2. 草間朋子(編), "ICRP 1990年勧告—その要点と考え方—", 日刊工業新聞社 (1991).
3. 「低線量放射線の影響と安全評価」研究専門委員会, "原子力関係者のための放射線の健康影響用語集", (社)日本原子力学会 (1992).
4. International Commission on Radiation Units and Measurements, "Quantities and units in radiation dosimetry," ICRU Report 51 (1993).

発表論文

「空洞理論関係」

Nariyama, N. and Tanaka, S., "Responses of LiF TLD in different media and cavity theory for low energy photons below 200 keV," J. Nucl. Sci. Tech., 34, 137-147 (1997).

「放射光測定、熱蛍光線量計 (TLD) 関係」

Nakashima, H., Tanaka, S., Yoshizawa, M., Hirayama, H., Ban, S., Namito, Y. and Nariyama, N., "Development of a microcalorimeter for measuring absolute intensity of synchrotron radiation", Nucl. Instru. Meth., A310, 696-702 (1991)

Nariyama, N., Tanaka, S., Yoshizawa, Y., 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)

Ban, S., Hirayama, H., Namito, Y., Tanaka, S., Nakashima, H., Nakane, Y., Yoshizawa, M. and Nariyama, N., "Measurement of the photon energy-absorption coefficient for air, nitrogen, and argon at 30 keV," Appl. Radiat. Isot., 44, 769-772 (1993)

Ban, S., Hirayama, H., Namito, Y., Tanaka, S., Nakashima, H., Nakane, Y. and Nariyama, N., "Calibration of silicon PIN photo-diode for measuring intensity of 7-40 keV photons," J. Nucl. Sci. Tech., 31, 163-168 (1994)

Nakashima, N., Nakane, Y., Sakamoto, Y., Asano, Y., Tanaka, S., Ban, S., Namito, Y., Hirayama, H. and Nariyama, N., "Characteristics of a vacuum-type microcalorimeter for synchrotron-radiation measurements", Nucl. Instru. Meth., A365, 553-558 (1995).

Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Asano, Y., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H. and Namito, Y., "Responses and glow curves of $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7\text{:Cu}$, BeO and $\text{CaSO}_4\text{:Tm}$ TLDs to 10-40 keV monoenergetic photons from synchrotron radiation," to be published in Radiat. Prot. Dosim.

「ファントム内線量分布、線量換算係数関係」

Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Namito, Y., Hirayama, H., Ban, S. and Nakashima, H., "Absorbed dose measurements and calculations in phantoms for 1.5 to 50 keV photons," Health Phys., 68, 253-260 (1995)

Namito, Y., Ban, S., Hirayama, H., Nariyama, N., Nakashima, H., Nakane, Y., Sakamoto, Y., Sasamoto, N., Asano, Y. and Tanaka, S. "Compton scattering of 20- to 40-keV photons," Phys. Rev. A, 51, 3036-3043 (1995).

国際会議での発表

1. Kanai, Y., Nariyama, N., and Takeuchi, K. "Exposure buildup factors for slant penetration through slab shields from point isotropic gamma-ray source" 7th International Conference on Radiation Shielding, Bournemouth, England, September (1988).
2. Nakashima, H., Tanaka, S., Yoshizawa, Y., Hirayama, H., Ban, S. and Nariyama, N. "Development of synchrotron radiation dosimetry techniques and its applications", The 2nd International Symposium on Advanced Nuclear Energy Research, Mito, Japan, January (1990).
3. Asano, Y., Sasamoto, N., Nakane, Y., Nakashima, H., Sakamoto, Y., Tanaka, S., Namito, Y., Ban, S., Hirayama, H. and Nariyama, N., "Measurement of glass dosimeter response for low energy photon using synchrotron radiations", 1996 International Congress on Radiation Protection, Wien, Austria, April (1996).
4. Ueki, K., Ohashi, A., Nariyama, N., Sasao, T., Sanui, T., Fuse, T., "Monte Carlo analysis for on-board experiment of the LLW shipping vessel Seiei Maru," Proceeding of 1996 Topical Meeting on Radiation Protection and Shielding, Massachusetts, USA, April (1996).
5. Nariyama, N., Namito, Y., Ban, S. and Hirayama, H., "Measurements and calculations of TLD responses backed by different media for 20-40 keV monoenergetic photons," First International Workshop on EGS4, Tsukuba, Japan, August (1997).
6. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namito, Y., Hyodo, K. and Takeda, T., "Dose measurements with TLDs in phantoms for coronary angiography using synchrotron radiation", World Congress on Medical Physics and Biomedical Engineering, Nice, France, September (1997).

所内論文

1. Nariyama, N., Tanaka, S., Yoshizawa, Y., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H., Namito, Y. and

Nakane, Y., "Development of a glow curve measuring system of TLDs and its application," JAERI-M 92-023 (1992)

2. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 波戸芳仁, 中島宏, "γ線、低エネルギーX線照射時の均質ファントム内吸収線量分布計算", 第2回EGS4研究会, KEK Proceeding 92-16, 31-37 (1992)

3. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 波戸芳仁, 中根佳宏 "TLDを用いた光子吸収線量測定における境界面効果の影響", 第3回EGS4研究会, KEK Proceeding 93-15, 62-67 (1993)

4. Nariyama, N. "Energy deposition calculations by low energy electrons", 第5回EGS4研究会, KEK Proceeding 95-9, 1-8 (1995)

5. 植木紘太郎, 大橋厚人, 成山展照 "低レベル廃棄物の海上輸送における放射線安全性の評価", 船舶技術研究所報告, 第33巻, 第4号 (1996).

6. Nariyama, N., Tanaka, S., Nakane, Y., Asano, Y., Hirayama, H., Ban, S., Nakashima, H. and Namito, Y., "Measurements of TL efficiency and dose responses of TLDs for 10-40 keV monoenergetic photons," Proceedings of the 11th Workshop on Radiation Detectors and Their Uses, KEK Proceeding 97-8, 311-321 (1997).

国内会議での発表

1. 成山展照, 三浦俊正, "鋼壁スリット内中性子束分布の測定と解析—簡易経験式—" 日本原子力学会 秋の大会 (1988)

2. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 吉澤道夫 "7-50keVのX線に対する $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ TLDの応答特性", 日本原子力学会 年会 (1990)

3. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 波戸芳仁, 吉澤道夫, 中根佳宏 "30keV X線ビーム入射時のファントム内吸収線量分布解析—非干渉性散乱における電子束縛の影響—", 日本原子力学会 春の大会 (1991)

4. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 波戸芳仁, 吉澤道夫, 中根佳宏, "10, 30keV単色X線に対するLiFTLDの線量応答—LET依存性—", 日本原子力学会 春の大会 (1992)

5. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 波戸芳仁, 中根佳宏, "1~30keV X線に対するICRU球内線量当量評価", 日本原子力学会 春の大会 (1993)

6. 成山展照, 田中俊一, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 波戸芳仁, 中根佳宏, "TLDを用いた低エネルギー光子吸収線量測定における空洞理論の適用性", 日本原子力学会 秋の大会 (1993)

7. 成山展照, "Vaporに対する10eV~1keV電子角度スペクトル計算", 日本原子力学会 春の大会 (1995)

8. 成山展照, 田中俊一, 中根佳宏, 浅野芳裕, 平山英夫, 伴秀一, 中島宏, 波戸芳仁, " $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$, BeO , $\text{CaSO}_4:\text{Tm}$ TLDの10-40keV光子に対する応答測定", 日本原子力学会 春の大会 (1997)