固体絶縁物の放射線照射効果と線量の物理計測

田　中　隆　一

（昭和55年10月）

目　　次

第1章　序　　　論

1.1　はじめに

近年，放射線化学，放射線殺菌，食品照射，半導体加工などの放射線加工処理の研究および実用化の進展に伴ない，γ線および電子線の大出力線源の照射利用が急速に拡大している。このため高線量率あるいは大線量における放射線効果を評価する基準となる物理計測[1〜3]が重要となり，その方法の確立が急務となっている。また高レベルの放射線場の物理計測の重要性は，単に放射線加工処理にとどまらず，核分裂炉，核融合炉，高エネルギー加速器などにおける放射線混成場の諸研究[4]においても急速に高まっている。

放射線照射効果は小線量から大線量に，あるいは低線量率から高線量率になるに従って多様化するので，一般に高レベルの放射線場になるほど照射効果の計測に寄与する要因は複雑になる。このことは高レベルの放射線場の把握と同時に，信頼性のある測定法の開発を必要とする。

以上から高レベルの線量の物理計測を確立するには，大別して次の2つの研究目的に分けることができる。

(1)　高レベルの放射線照射効果の物理的特質，特に放射線場の特徴を把握する。

(2)　高レベルの放射線場に適した計測手段を探索し，実用的で信頼性のある方法を開発する。

1.1.1　照射下における絶縁体内の電気的現象

放射線照射効果については，従来からイオン種，その他の活性種の生成，移動，相互作用など主に微視的立場からは詳しく究明されてきたが，高照射線量率下で現われる巨視的効果である照射によって誘起される電気的効果については，放射線と物質との相互作用を基盤とした現象の解明がなされていない。しかし，放射線照射による過渡現象[5]，吸収線量測定，絶縁材料や半導体の加工処理，および原子炉施設や核融合試験研究施設における放射線下における絶縁材料の耐久性[6〜8]に関連して，高照射線量率下での被照射体内の電気的現象が重要な問題となってきている。

照射下での絶縁物内の電気的現象については従来から外部電界によるドリフト電流を対象とした放射線誘起電導度に主眼がおかれ，多くの実験的研究がなされてきた。しかし，実際の絶縁物を含む系では高エネルギーの荷電粒子の挙動によって発生する伝導電流および変位電流の寄与があるばかりでなく，照射によって絶縁物内に空間電荷が蓄積し，内部電界が形成され，放電や絶縁破壊の原因ともなる。これらの照射下での電気現象を正確に理解するには電子線照射およびγ線照射の場合を含めて，放射線と物質との相互作用に関してすでに得られてきた研究成果をもとにした定量的な理論的解析とともに，実験結果との比較検討が必要である。最近は絶縁物を含む種々の装置に対する電気系統への放射線効果についてはかなりの研究成果が得られているが，その基盤となる単純な系についての定量的把握はまだ十分とは言えない。

本論文では電子線およびγ線と物質との相互作用に関する理論的および実験的な成果を十分生かすことによって電子線照射下における絶縁物内の電荷蓄積の振舞を数値解析によって把握する

とともに，電子線照射下における同軸ケーブルの平行平板モデルに対する誘起電流の理論的解析を行った。またそれらの解析結果を独自な実験手段を用いた測定結果と比較検討した。また，IREB（Intense Relativistic Electron Beam）の照射下における固体のエネルギー吸収に関する電磁気効果についても実験的研究を行った。本論文中の個々の研究の詳しい背景については序章の以下の各節および第2章で述べるが，ここでは電子線およびγ線照射下での固体絶縁物内の電荷蓄積，外部電界のないときの放射線誘起電流，およびIREB照射下の電磁気効果の研究成果を以下に概観する。

ポリメチルメタクリレート（PMMA）や無機ガラスの平板状の絶縁物に電子線を照射すると，電子の飛程が絶縁物の厚さよりも短い場合，絶縁物内部に空間電荷による高電界が形成され，絶縁破壊を起してリヒテンベルク図形が生じることは古くから知られていた。この効果に関する最初の定量的研究はGrossら[9〜11]によって行われ，絶縁破壊を起すに十分な高電界が絶縁物内部に形成されること，およびリヒテンベルク図形が生じる深さが注入電子の平均飛程にほぼ等しく，最大飛程の約 ⅔ に等しいことを見出した。一方Lacknerら[12]は 100 mA／cm^2 オーダーの高電流密度のパルス電子線照射によって形成された内部の高電界が，後続の入射電子の飛程を減少させることを蛍光写真の観察によってはじめて見出した。またRaughら[13]は電子飛程に相当する厚さよりも薄いPMMAを透過した電子のエネルギー吸収の割合から電子飛程の減少を確認し，Harrahは[14]放射線照射によって吸光度が変化する物質として染料を添加したプラスチック共重合物を用い，電子飛程より厚い試料の場合での電子飛程の減少を確かめた。

しかしこれらの実験は極めて高い電子流密度のパルス電子線による結果であり，注入した電子電荷の漏洩の影響はほとんど無視できる。この影響が問題となるような低電流密度の領域での実験的研究はなされていない。こうした内部電界の形成にともなう電子飛程の減少に対する半定量的な図式はGrossらによって単純な数学的モデルとして与えられ，絶縁物中の電位が電子の加速電圧を越えることもあり得ることが確かめられる[11]とともに，こうした現象における放射線誘起電流による電荷漏洩の効果についても解析された。[15),16] しかしこれらの解析においては，入射電荷は絶縁物内の一定の深さ（電子飛程）にデルタ関数的に堆積すると仮定し，電荷漏洩において重要な役割をもつ線量率は電子飛程の深さまで一定の値をもつと仮定した。こうした近似は高電流密度（高線量率）での短時間照射に対してはほぼ妥当な結果を与えると考えられるが，電荷漏洩の寄与が大きくなる低電流密度（$<1\,\mu A／cm^2$）に対しては有効とは思えない。

本研究は電子線照射で広く用いられている相対的に低い電流密度の領域に着目し，正確な電荷堆積率分布と線量率分布をもとにして一層厳密な電子線照射下における絶縁物内の電荷蓄積の解析を目的とするものであり，このため計算による解析と同時に，独自の線量分布測定法を開発し，電子飛程の時間的変動を求めようとするものである。

照射下での絶縁物に注入された電荷の漏洩は，絶縁物内の放射線誘起電導度で決まるが，従来これは高エネルギー電子の挙動に直接的に起因する伝導電流，変位電流，および電荷蓄積の影響が無視できるような薄い平板状試料に直流電圧を印加する方法で測定されてきた。一方，Grossら[15),16)]は最大電子飛程より厚い平板状絶縁物の両面を電導性とし，電子線照射下で背面電極からの電流を測定するsplit Faraday cup法を提案し，この方法によって放射線誘起電流を推定し得ることを示唆した。本研究ではsplit Faraday cup法が，γ線では得られないような高線量

率の電子線に対して，十分薄い平板状物質が得にくい絶縁材に対して，あるいは放射線誘起電導度が非常に小さい場合に対して，放射線誘起電導度の測定法として有用であることに着目し，Gross らの考えを一層進めて，split Faraday cup法を放射線誘起電導度測定法として積極的に把える試みを行った。

一方γ線照射下における電気的現象としては，絶縁物に対する電圧印加とは無関係に，コンプトン電子や光電子がγ線の入射方向に放出されることに起因する電流が電離箱測定における極性効果としてまず観測された。[17〜20] 同様な電流は絶縁物の放射線誘起電流においても，電圧無印加時の逆電流として観測され，[21〜23] ケーブルに誘起される電流，試料内部のコンプトン電子などの前方放出，下部電極からの後方散乱電子，および試料箱内壁からの散乱電子の影響などによるものと推定された。Gross[24〜26] はコンプトン電子の前方放出に起因する電流（コンプトン電流）が線量率に比例することに着目し，コンプトン電流測定による線量測定法の可能性について検討し，単純な絶縁物と導体を組合せた系についてコンプトン電流量の近似計算を行った。実際の絶縁物と導体の組合せでは，軽元素を主成分とする絶縁物と重元素を主成分とする導体との間のコンプトン電子および光電子の放出率の違いが，界面付近での電流発生や空間電荷形成の原因になる。この効果についてはDellin とMacCallumによって精力的な研究がなされている。[27〜30] コンプトン電流が実際に問題になる最も典型例は同軸ケーブルのγ線誘起電流であるが，その発生機構については，簡単な物理的モデル[31] をもとにした取扱い，半定量的な解析による近似計算，[32),33] および単純な仮定をもとにしたモンテカルロ計算[34] がなされている。また最近では超高線量率のフラッシュX線照射下における多芯ケーブルからの電流応答[33),35),36] やケーブル内の空隙や内部電界によって誘起される電流などに起因する非線型過程の研究[37),38] が行われている。しかしこれらの研究においては実験結果との厳密な比較の上に立った定量的な検討が十分になされておらず，発生原因は異種媒質間のコンプトン電子,光電子の発生およびその挙動の相違のみに限定されている。またGross ら[26] のコンプトン電流の解析においても，電子の平均飛程は電子エネルギーと外挿飛程との間のKatz－Penfold の関係[39] をもとにしており，電子の放出角や物質による多重散乱の違いについてはほとんど考慮されていない。しかし最近では電子の物質透過に関して詳しいデータが報告されており，[40),41] コンプトン電子の挙動については正確に把握できるようになってきている。本研究はこうした研究の発展を背景として，コンプトン電子の変位を正確に表現した平均射影飛程をもとにして，同軸ケーブルの平行平板モデルに対するγ線誘起電流の発生機構の検討および近似式の導出を行った。

γ線に照射された絶縁物内の空間電荷の蓄積現象は，γ線自体が中性であるため，電子線照射の場合に比べて重要性は小さいと考えられていたが，50年代の後半に到って放射線遮蔽用の窓ガラスがγ線照射によって絶縁破壊することが報告されるようになり，γ線照射下での絶縁物の電気的性質が注目されるようになった。[42),43] この問題に関連してGross ら[44] は熱刺激電流測定によってγ線照射されたホウケイ酸ガラス内に電荷が蓄積し，静電効果を示すことを見出した。Murphy ら[45] は空間電荷の堆積分布について調べた結果，^{60}Co γ線に照射された絶縁物の表面近傍ではプラスの空間電荷が形成され，バルク領域ではマイナスの空間電荷が形成されることを見出した。遮蔽用窓ガラスの絶縁破壊に関連しては，照射によるガラスの電気的性質の変化についていくつか報告がなされているが，[46〜48] バルク領域における電荷の蓄積機構およびその定量的な解析はほと

んどなされていない。一方，異なった原子番号の物質の界面での電子非平衡による電荷蓄積に関してはモンテカルロ計算を用いて種々の物質の組合せに対して定量的な解析がなされている。[49〜52]

こうした背景から本研究では照射下での絶縁物内の電荷蓄積の正確な評価を行うため，電子平衡の概念に着目することによって，定量的な機構解明を意図した。

一方IREBの場合は今まで述べた比較的低強度の定常ビームの場合と異なり，ビーム電荷自体によって電場および磁場が形成され，ビームの集束や発散が起る。特に電子ビームの自己集束現象はピンチ効果として知られ，Bennett[54]が初めてその理論を提案した後，Lawson[55]により基本理論が確立された。この理論によれば，電子ビームの空間電荷が正イオンにより中和されている場合はビームは自己集束性を示す。1960年代以前は気体中の放電電流が研究対象であったが，GraybillとNablo[56]は1960年代に開発されたIREBの発生装置を用いて，パルス電子ビームが低圧の気体中で自己集束することを見出した。これ以来，IREBの自己集束現象はLink[57]，Graybill[58]，Yonas，Spenceら[59),60]Putnam[61]，Swain[62]，Millerら[63]などによって詳しく理論的，実験的に研究された。彼等は自己集束性の圧力依存性を上述の正イオンによる空間電荷中和効果と，パルス立上りにおけるビームの急激な増加によって誘起された電磁場の効果で説明した。

こうした背景から，本論文ではIREB照射下における電磁気的効果が気体の照射場におかれた固体内のエネルギー吸収のふるまいに与える影響を調べた。

1.1.2　大線量放射線計測

物理的計測の応用研究としての計測手段の開発はγ線および電子線による放射線加工処理を主たる対象とする吸収線量あるいは照射線量（ここでは両者の総称として“線量”と呼ぶことにする）の測定法の実用化を目的として行った。線量率範囲は$10^4 \sim 10^{10}$ rad or R／h，線量範囲は$10^4 \sim 10^9$ rad or Rである。従来この領域の線量測定は1950年代から60年代にかけて主として放射線化学の一部として関心が向けられていた。しかし1970年代に入ってからは食品照射や医薬品の放射線滅菌の実用化が急速に進んできたことに対応して，線量評価の信頼性，線量基準，および照射プロセスの品質管理における有用性が重要な問題となってきた。[1〜3),64),65]また従来大線量領域と漠然と言われてきたこの線量領域が放射線防護や放射線治療などの分野と並んで，放射線加工処理レベル（radiation processing level）という明確な位置づけがなされるようになり，独立した測定技術の分野を形成するようになってきた。[65]

こうした背景のもとで，この分野の線量測定に関しては，次の二つの基本テーマがそれぞれ電子線およびγ線に対して取上げられた。

(1)　線量評価のための基準測定法の確立

(2)　工業利用に適した実用測定法の開発

ここでは基準測定法とは放射線施設における線量標準を与えるreference methodのことを指す。また実用測定法とは基準測定法による校正を必要とするルーチン的な測定手段あるいはモニタリングの手段を意味する。

通常吸収線量の標準的測定法としては，カロリメトリ，電離箱，フリツケ線量計がある。カロリメータは物質に吸収された放射線エネルギーのうち，最終的に熱に変換された量を測ることに

よって吸収線量を評価する方法である。電離箱は放射線の電離作用によって気体中に一組の正負のイオン対を生じるに必要な放射線の平均エネルギー（W値）が放射線の線質やエネルギースペクトルに対して一定であることを利用し，イオン対の数を測ることによって吸収線量を評価する方法である。フリッケ線量計は硫酸溶液中の Fe^{2+} イオンが放射線化学反応によって Fe^{3+} に変換される数が放射線の線質やエネルギースペクトルに対して，放射線のエネルギー100 eVあたり一定の値（G値）をもつことを利用し，かつ Fe^{3+} の増加量と特定の波長における光学濃度との比例関係を利用して，光学濃度測定によって吸収線量を評価する方法である。照射線量の標準的測定法は電離箱に限られるが，空気の電離能力で測られた空気中の放射線場の強さと見なすことができる。以上の基準測定法に関しては，観測の対象となる放射線効果は物理的，化学的な定量的解明が十分になされており，効果量と吸収線量とを関係づける校正定数は高精度の信頼性をもつ。

一方実用測定法の場合は，方法の簡便さが重要であって校正定数の信頼性，再現性は特に要求されない。校正定数はなくとも，なんらかの放射線効果の観測量からそれに対応する吸収線量が一義的に決定できれば，実用線量計としての最小限の条件は満たされる。観測の対象となる放射線効果は定性的あるいは半定量的な解明がなされていれば十分である。大線量では観測にかかる放射線効果の種類が多いので，多種多様な測定法が提案されている。[66),67),2)] 本研究に含まれるフォトダイオードを用いた線量率測定の場合，放射線の吸収によって生じる電子－正孔対のうち再結合せずに陽極に取り出される電子電荷量が主たる観測対象となっている。また透明なプラスチックの着色を利用した線量測定法の場合は，複雑な放射線化学反応の結果として生成あるいは分解した化学結合（ビニル基，不飽和結合，架橋結合など）に起因する光学的吸収量が主たる観測対象である。また無機ガラスの着色を利用した測定法の場合は，照射によって生じた着色中心の濃度に対応するある特定波長における光学的吸収量が観測対象である。これらの観測量は種々の物理的，化学的要因に影響されるが，諸影響の定量的な機構解明はなされていなくとも，経験的に評価できれば，実用測定法としての役割は果せる。

以下において大線量照射利用における電子線と γ 線について，それぞれ基準測定法および実用測定法の研究を概観する。

まず照射利用に使われている0.3～5 MeV の電子線の吸収線量測定における基準測定法としては，吸収線量を絶対的に測定することを目的とした電離箱，フリッケ線量計および部分吸収型のカロリメータの適用が技術的に難しいため，エネルギーフルエンスあるいはエネルギー束密度の測定を目的とした全吸収型のカロリメータの研究が主としてなされてきた。方法としては真空容器を用いた断熱方式，[68)] ヒーターを組み込んだ補償方式，[69),70)] 簡易型の準断熱方式[71),72)] などがあるが，前二者では吸収体のエネルギー吸収量は正確に測定できるが，実際の照射場でのエネルギー束密度の評価においてはかなりの不確定さが含まれる。一方簡易型の方式は真空容器やコリメータを取去った開放型であるため，実際の照射場のエネルギー束密度測定に適した方式であり，前二者に比べて容易であり，実用的である。しかしこの方法による正確度はせいぜい2～3％と考えられる。

エネルギーフルエンスあるいはエネルギー束密度を知る方法として，粒子フルエンスあるいは粒子束密度と入射電子の平均エネルギーの積を求める方法がある。電子流密度測定法については従来からファラデー箱を用いた方法[73),74)] が用いられていたが，これをエネルギー束密度の測定法

として積極的に把えていく考えはなかった。この理由は，加速電圧が与えられていても，照射窓や空気層中での電子の平均エネルギー損失を良い精度で算出できなかったこと，およびファラデー箱が実際の照射場での電子流密度の測定には信頼性や簡便性の点で適切でないことに起因すると考えられる。しかし最近では電子の平均エネルギー損失の評価が容易となってきたため,[75] 電子流密度測定をもとにしたエネルギー束密度の評価法を見直す必要が生じてきた。こうした背景をもとにして，本研究ではターゲットへの入射電子電荷と吸収電荷との関係を吟味することによって，従来のファラデー箱に代わる簡便で正確な電子流密度の測定技術の開発を意図した。これに関連して，従来全く与えられていなかった電子線照射場の三次元空間における電子流密度分布の近似式を簡単な多重散乱理論[76),77] をもとにして導出することを試みた。また電子流密度をもとにした被照射物中の吸収線量の決定法はSpencer による解析的計算,[78] およびBerger らのモンテカルロ計算[79] によって与えられているが，これらを実際の照射場に適用する場合の問題点も検討した。

電子線の吸収線量における実用測定法の研究についてはγ線を対象とした研究も含めて積分型固体線量計の研究として，本節の末尾で概説する。

次に放射線加工処理レベルの線量域あるいは線量率領域におけるγ線の基準測定法としては従来からカロリメトリ，化学線量計および電離箱の三つの方法が取り上げられてきた。カロリメトリは原理的に吸収線量の一次標準を与える方法であり，多くの研究がなされてきたが,[80] 電離箱測定におけるW値や化学線量計におけるG値を厳密に決定する方法としては適しているが，実際の被照射物内の吸収線量校正法としては面倒であるばかりでなく，種々の幾何学的条件の制約によって十分な正確度は期待できないと考えられる。このため放射線加工処理を目的とした基準測定法としての研究はあまりなされてこなかった。

一方化学線量計としてのフリッケ線量計は吸収線量の二次標準として広く利用されており，すでに実用化されている放射線滅菌や食品照射における基準測定法として確立されている。[81〜83] しかし十分信頼できる標準的な測定手順を用いた場合の適用可能な線量の上限は 20 k rad であり,[3] 放射線加工処理で要求されている Mrad レベルの測定はできない。フリッケ線量計の原理をもとにして適用範囲を高線量域へ広げる研究はいくつか試みられているが,[84),85] 標準的な測定法と同程度の精密度は期待できない。フリッケ線量計に近い精密度をもつとされている硫酸セリウム線量計[86] についてはフリッケ線量計以上に不純物の混入の影響が大きいため，従来は積極的に利用されてこなかった。しかし硫酸セリウム線量計は放射線滅菌において必要とされるMrad レベルの測定が可能であるため，実用的な線量測定システムの研究が進められ,[87),88] 電位差測定法を用いた簡便なシステムがすでに実用化されている。[89),90]

以上の吸収線量測定法に対し，電離箱は照射線量の一次標準であるが，照射線量から吸収線量へ良い精度で変換することは可能であり，^{60}Co γ線の場合，10^4 R／h 以下の放射線治療を目的とした線量率領域において基準測定法として確立されている。[91),92] しかし，10^4 R／h以上の放射線加工領域では，従来からフリッケ線量計が主たる線量基準として採用されており，電離箱を用いたMR／h レベルの測定法の試みは少ない。[93),94] この理由はγ線の照射利用として実用化されている放射線滅菌や食品照射における照射システムでは，積分型線量計を基準とするのが便利であるためと思われるが，フリッケ線量計と硫酸セリウム線量計は取扱いおよび測定が面倒であり，一定

の精度を保持するには習熟を要することなどの欠点をもつ。これに対して，電離箱は簡便で信頼性の高い物理的方法であり，工業的見地からは有利である。こうした背景から欧米諸国でも電離箱による高線量率領域への関心が高まっている。[95] 電離箱測定の高線量率領域への応用については森内[96] によっていくつかの問題点が指摘されており，特にイオン再結合の増大によるイオン収集効率の低下や電離空間以外からの余分の電流寄与（ステム効果）が問題とされていた。

本研究は以上の研究の流れの中にあって，イオンの収集効率のよい平行平板型電離箱に着目し，高線量率下での高精度測定上の問題を明らかにするとともに，それらの研究を行い，基準測定法としての確立を意図したものである。

次に放射線加工処理レベルを対象とする実用線量計としては，線量率計と積分型線量計があるが，前者については主としてγ線のみについて研究されてきた。

γ線用の実用線量率測定法としては，従来から放射線治療などの医学利用を目的とした気体電離箱型の照射線量率計が用いられてきた。しかしMR／h レベルの高線量率領域に対しては，基準測定の場合と同様に，円筒型電離箱であるためにイオン収集効率が問題になるとともに，ステム電流の寄与も大きくなるが，これらを解決するためにとられた本研究で開発された基準測定法を実用測定に適用することは，簡便性や位置分解能などの点で不適当である。またビクトリーン型の電離箱においては高線量の曝射によって応答が低下することが報告されており，[97),98] 耐放射線性の立場からも，従来の照射線量率計は高線量率の照射場でのルーチン測定やモニタリング用としては有用性に乏しいと考えられる。

一方固体内の電離現象を利用した方法は，電離密度が空気よりもはるかに高いため，小さい感受容積で大出力の電流が得られる利点があり，半導体を中心に数多くの利用が試みられている。従来の半導体中の電離現象の線量率測定への応用例として，拡散接合型，[99] 表面障壁型，[100] リチウムドリフト型の半導体検出器，[101] シリコンフォトダイオードなどの光検出器，[102),103] その他各種々の半導体素子の利用が試みられてきた。これらのうち実用計器としての用途を考える場合，応答の線量率に対する比例性，無バイアス条件，感受体の形状，および原子番号などを考慮すると，シリコンフォトダイオードが最も有望と考えられる。しかし，気体電離箱の照射線量率計と比較したとき，放射線損傷による感度低下，[100),104] 方向依存性が大きいこと，[103),104] 簡便な計測システムが開発されていないことなどの欠陥がある。本研究では以上の問題を解決することを主眼において，シリコンフォトダイオードを用いた実用線量率計の開発研究を行った。またそれに関連して小さい感受容積で高感度の電流が得られるというシリコンフォトダイオードの長所を生かして，今まで試みられなかった1R／h 程度の低線量率測定の試みを行った。

積分型の線量計としては，大線量領域での放射線効果の多様さを反映して，気体，液体，固体状の数多くの種類の感受体を用いた測定法が研究されてきた。[2),105] これらのうち，気体線量計，液体線量計は化学線量計であり，一般に実験室的な測定手段としては有効であっても，実用線量測定法としては一部の例外[90),106] を除いて有用性に乏しいと考えられるので考慮の対象外とした。

大線量用の積分型の固体線量計としては，高分子フィルム，染料あるいは染料の前駆体を溶質とする固溶体系，および無機ガラスの放射線による着色を利用する方法をはじめ，熱ルミネッセンス，[107〜109] ライオルミネッセンス，[110),111] ＥＳＲスペクトルの変化，[112),113] エキゾ電子放出，[114] 半導体の放射線損傷[115] など多くの方法が研究されてきた。

これらのうち実用測定法としての要求される簡便性，汎用性，線量の有効測定範囲の広さなどの理由から，放射線による着色を利用する方法が最も有利と考えられる。

放射線による着色を利用した積分型固体線量計の実用測定法としての開発研究を，電子線を主たる対象とするものとγ線を主たる対象とするものに分けて以下に概観する。

電子線を主たる対象とする大線量用の実用線量計としては，Mrad領域の測定が可能であり，かつ電子飛程が短いために，位置分解能のよいフィルム状の感受体が要求される。最も利用頻度の高い1〜10Mradの領域用としてはブルーセロファン，[116),117)] ポリ塩化ビニル，[118)] 三酢酸セルロース（CTA），[119),120)] 種々のradiochromic dyed film[121〜3)] など近紫外から可視領域での着色を利用した方法が研究されてきた。これらのうちではCTAが1〜10Mradの範囲で直線的応答を示し，線量分布測定に便利なテープ状であるという利点があり，実用線量計としては最も有望と考えられる。

CTA線量計についてはPuigら，[119)] Millerら，[124)] およびLaizierら[120)] の報告があり，線量と吸光度の基本的関係が調べられ，線量率依存性や温度依存性が示唆されている。しかし，汎用の実用線量計として必要な詳しい諸特性は明らかになっていない。本研究はCTA線量計に着目し，着色に寄与する添加物およびフィルムの厚さが線量計としての特性に与える影響を中心に，系統的に諸特性を調べ，電子線とともにγ線にも使用し得る実用線量計の開発を意図したものである。

材料やシステムの耐放射線性を調べるために必要な$10〜10^3$Mradの線量域を対象とする線量測定法としては，耐放射線性のポリエチレンテレフタレート（PET）の着色を利用した方法，[125),126)] 半導体の放射線損傷を利用した方法[115)] 固体高分子の放射線分解によって発生した水素ガスを定量する方法[128),129)] などが有望とされている。これらのうちでは，PET線量計が最も簡便であるが，照射後の着色のフェーディングが大きいことが欠点となっていた。本研究ではこの点に着目し，着色成分の安定化によってPET線量計の実用性を高める研究を行った。

以上述べた電子線を主たる対象とする線量計以外に，プラスチックフィルムおよび染色フィルムの着色を利用した線量測定法のうち，γ線を主たる対象としたものとしては，clear-PMMA[130〜2)] red-PMMA[133),134)] などがあるが，γ線の場合の主たる用途はMrad以上の線量を必要とする放射線滅菌である。電子線用として述べた同種の線量計を含めて，フィルム線量計は特に低線量率の照射下および照射後の環境条件（温度，湿度，周囲の気体，光など）の影響を受け易いという欠点をもつ。また積分型線量計の重要な用途である被照射物中の吸収線量率分布測定に対しては線量に対する感度が低いという欠点があった。

一方無機ガラスの着色を利用した方法や，熱ルミネッセンス線量計は，フィルム線量計の場合の短所はほとんど問題とならないという点において有利であるが，後者については大線量域での信頼性は十分とは言えない。これに対してコバルトを含有する硼珪酸ガラスはKneidlら[135)] によって比較的安定した着色中心をもつことが見出されており，これを利用したコバルトガラス線量計は他の固体線量計に比較して信頼性の高い線量計としての可能性をもっている。しかし常温でのフェーディング効果[136)] のために，その信頼性が発揮できない段階にあった。本研究はこのフェーディングを補正する方法を見出すことを目的として測定の高信頼化を試みた。

1.1.3　線量の概念について

本論文における基本的概念である“線量（dose）”について以下に述べる。線量測定における“線量”という量はICRU（国際放射線単位測定委員会）の報告[137]によってrad単位（SI単位系ではGy単位）で表わされる吸収線量（absorbed dose）を意味することになっている。これに対してR単位（SI単位系ではC／kg単位）で表わされる照射線量（exposure）は厳密には“線量”ではないが，放射線量計測の対象となる線量的物理量（dosimetric quantity）の一つとして扱うことができる。したがってここで線量測定と記す場合，吸収線量（率）測定のみでなく，照射線量（率）測定も含んでいる。線量的物理量とは放射線との相互作用によって物質的にひき起された巨視的効果の程度を表わすもので，定量的に予測，評価，制御するときに用いる物理的な基準量”[138]を意味する。

本研究では電子線量測定のための基準測定法として電子流密度測定法を取りあげたが，粒子束密度としての電子流密度，および電子流密度と電子エネルギーの積で与えられるエネルギー束密度，あるいはその積分値であるエネルギーフルエンスは“放射線自体に関する量”である。したがって吸収線量を求めるには，電子線に照射された被照射物中の相対的なエネルギー堆積分布を測定し，エネルギーフルエンスを用いて吸収線量の校正を行う必要がある。しかし本論文では線量を知ることを目的とした電子流密度測定も広義の意味における吸収線量測定に含めて扱った。

1.2　放射線照射による固体絶縁物内の過剰電荷蓄積[127),128]

1.2.1　まえがき

絶縁物内に入射した電子あるいは光子と物質との相互作用で発生した高エネルギーのコンプトン電子，光電子等は，電離および励起を繰返しながら減速し，入射放射線のエネルギーは物質に付与される。電離および励起によって生じた荷電担体の拡散およびドリフトの二次過程を一応別にすると，一次過程の終了した段階では巨視的にみたとき，熱化電子およびコンプトン電子発生によって生じた正孔が過剰電荷として空間電荷の場を形成するようになる。また電子の非弾性散乱によって生じたデルタ線発生によって生じた正孔や熱化電子も同様に空間電荷の場を形成する。

こうして照射された絶縁物内には，電子の飛跡に沿って多くの荷電担体を生じるとともに，正負どちらかの過剰電荷の蓄積によって内部電場が形成される。電圧印加のもとでは，例えば絶縁物内にドリフト電流が誘起され，外部電極を介して電流が観測される。ドリフト電流は過剰電荷の蓄積による内部電界を緩和する方向に流れるが，その緩和の割合よりも高エネルギー電子の発生および熱化による過剰電荷の蓄積の割合の方が大きい場合は，内部電場は増大していき，ある値以上で絶縁破壊を起す。また絶縁破壊を起すまでに到らなくとも，内部の高電場は高エネルギー電子のふるまいに影響を及ぼし，電子のエネルギー堆積率分布にも影響を与える。

一方，絶縁物をはさむ外部回路に流れる放射線誘起電流は，前述の内部電場の形成に起因するものとは別に，高エネルギー電子の発生および熱化によって直接的に誘起される変位電流（displacement current）や伝導電流（conduction current）がある。ここでは発生機構の相違から，高エネルギー電子の発生および熱化によって直接的に誘起される電流を一次誘起電流と呼び，内部電界の形成によって間接的に誘起される電流を二次誘起電流と呼ぶことにする。放

射線誘起電流については 1. 3 で詳述する。

上記の放射線によって誘起される電気的現象は一次電子線の強度が大きくなるに従って顕在化するが，さらに大強度の相対論的電子線（IREB = intence relativistic electron beam）の場合は，高エネルギー電子の熱化やデルタ線の発生による空間電荷の形成よりも，むしろ，ビーム電荷それ自体が空間電荷として内部電場を形成し，同時にビーム自体が磁場を形成するようになる。またIREBはパルスであるため，電流パルスの急激な立上りと下降も照射場に高電場を誘起する。こうした電磁場は直接的に一次電子のふるまいに影響を及ぼすとともに，気体媒質中においては絶縁破壊を起したり，ドリフト電流の誘起を通して内部電場を変え，間接的に一次電子のふるまいにも影響を及ぼす。IREBによる電磁気効果については 1. 4 で述べる。

以上述べた電子線およびγ線照射による誘起電気現象の各要素間の相互関連の簡単な図解を図 1. 1 に示す。

固体絶縁物に対する電気的効果については，主としてGrossら[9~11),15),16)]によって研究されてきたが，その理論計算における個々の要素の取扱い，特に一次電子の物質透過を非常に単純化しており，実験結果と対比して定量的検討を行うには厳密さを欠いていた。このため本研究では一次電子の物質透過をGrossらよりも一層詳しく取扱うことによって，実験との比較を容易にした。

電子線照射下での絶縁物中の電荷蓄積については，Grossは入射電荷は一定の深さ（電子飛程）にデルタ関数的に堆積し，吸収線量率は電子飛程の深さまで一定の値をもつと仮定した。著者らはこの単純な仮定を厳密な取扱いに置換えることによって，過剰電子の密度分布と内部電界強度分布を計算した。[137)] ただしこの取扱いでは過剰電荷の蓄積による内部電界強度の増大が一次電子のふるまいに影響を及ぼすことは無視した。しかしながら放射線誘起電気伝導度が小さい絶縁物では過剰電荷が蓄積し易いため，この影響を無視することはできないと考えられた。したがってさ

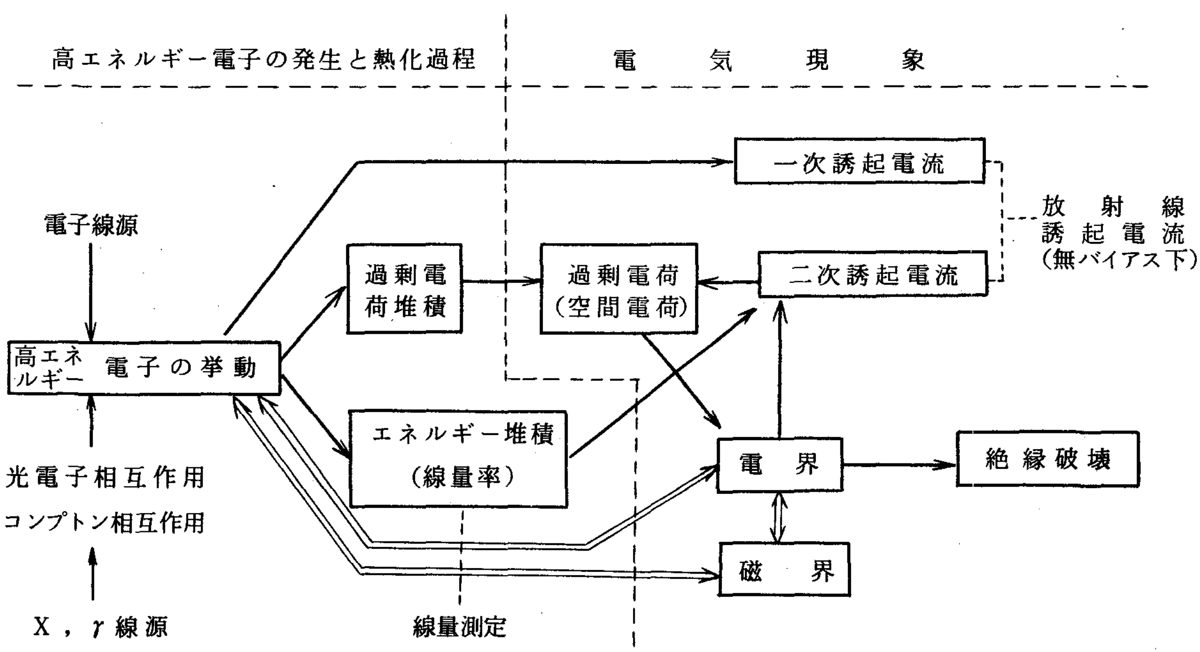


図 1. 1　絶縁物内の放射線誘起電気現象の各要素間の相互関連図

らに一次電子が内部電場によって減速を受け，一次電子熱化時の過剰電荷堆積率とエネルギー堆積率の分布が時間とともに変動することを考慮した計算を行った。[138]

一方γ線などの高エネルギー光子に照射された絶縁物内の電荷蓄積については，実験的には古くから確認されているが，[42〜44] 理論的解析については異種媒質界面近傍の電子非平衡領域（後述）に対してのみ近似的な取扱いが行われており，[49〜52] 界面付近以外のバルク領域に対しては解析がなされていない。このため本研究ではコンプトン電子の熱化による過剰電荷堆積率とエネルギー堆積率の分布の近似式を求め，これらをもとに電子線照射の場合と同様な数値解析法を提案した。

1.2.2　電子線照射による電荷蓄積

電子線に照射された絶縁物に対して一次元のモデルを仮定し，かつ絶縁物内の放射線誘起ドリフト電流がオーム則に従うと仮定すると，過剰電荷のふるまいは次に示す連続方程式（1−1），およびポアッソン方程式（1−2）によって表わされる。[139] ここで，過剰電子密度を$N(x, t)$(cm^{-3})，均一強度の電子線が平板状絶縁物に垂直に入射したときの一次電子の熱化によって形成される単位電荷数に換算された過剰電荷堆積率分布を$G(x, t)$($cm^{-3}\cdot s^{-1}$)，放射線誘起ドリフト電流の伝導度（放射線誘起電導度）を$\sigma(x, t)$（$ohm^{-1}\,cm^{-1}$），内部電界強度を$E(x, t)$（$V\cdot cm^{-1}$），誘電定数をε（$F\cdot cm^{-1}$），絶縁物の深さをx（cm），時間をt（s）でそれぞれ表わした。

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = G(x,t) + \frac{\partial}{\partial x}\left\{\frac{1}{e}\sigma(x,t)E(x,t)\right\} \qquad (1-1)$$

$$\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = -\frac{e}{\varepsilon}N(x,t). \qquad (1-2)$$

放射線誘起電導度$\sigma(x, t)$に対しては一般に次の経験式が与えられている。[21]

$$\sigma(x,t) = k\dot{D}(x,t)^{\Delta}. \qquad (1-3)$$

ここでkは定数，$\dot{D}(x,t)$（$rad\cdot s^{-1}$）は絶縁物中の吸収線量率，Δは線量率依存次数であり，一般には0.5〜1の間の値をとる。kおよびΔは実験的に決定する必要がある。その決定法については次節（1.3）で述べる。

絶縁物に入射した一次電子は，電荷蓄積に起因する内部電場が非常に高くなると，それによって減速される結果，電子透過距離（電子飛程）の短縮が起る。[11] 内部電場がないときの電子透過距離に対するその短縮比をfとし，$G(x, t)$，$\dot{D}(x, t)$の深さ方向の分布曲線は，一様な内部電場のもとで，fの割合だけ一様に短縮すると仮定すると，両分布は内部電場がない場合の一次電子熱化時の電荷堆積率分布$G(x)$およびエネルギー堆積分布$\dot{D}(x)$を用いて次式によって表わすことができる。

$$G(x,t) = f^{-1}G(f^{-1}x) \qquad (1-4)$$

$$\dot{D}(x,t) = \dot{D}(f^{-1}x). \qquad (1-5)$$

（1−4）式の場合は，電荷保存則からf^{-1}の係数が必要である。$G(x)$については2〜3の実測

例はあるが，一般には電子透過率 η_t の x に関する微分関数を用いて

$$G(x) = -\dot{N}_a \frac{d\eta_t}{dx} \qquad (1-6)$$

によって与えることができる。[140] ここで $\dot{N}_a$ は全入射電子密度（$cm^{-2}\cdot sec^{-1}$）である。η_t は電子のエネルギー，物質の原子番号や原子量などを関数とする経験式[40),41)]が与えられている。

$\dot{D}(x)$ については，すでに多くの計算例，[78),79)] 実測例，およびそれらをもとにした経験式[141)]などが与えられている。

透過距離の減少にともなう全衝突エネルギー損失の減少分は絶縁物内の放射線誘起電流によるジュール熱と内部電場の静電エネルギーの和に一致すると考えられる。したがって，$G(x,t)$，$\dot{D}(x,t)$ の分布が x 方向に一様に短縮すると仮定すると，f の値はこのエネルギー保存則をもとにして求めることは可能である。しかし本研究では，第 2 章で述べる深部線量分布の実測をもとにして，近似的な経験式

$$f = \frac{R(t)}{R(0)} = 1 - a\{1 - \exp(-bt)\} \qquad (1-7)$$

を得た。ここで $R(t)$ は照射時間 t における深部線量分布の外挿飛程であり，a，b は種々の照射条件に依存する定数である。

1.2.3　γ線照射による電荷蓄積

γ線のような高エネルギー光子の場合，間接電離粒子の一次線自体による過剰電荷の生成は 1 MeV 以下では無視できるが，コンプトンおよび光電相互作用による高エネルギー電子の発生および熱化の二次的過程によって過剰電荷が生成する。コンプトン電子と光電子は一次光子の入射に対して前方向に放出するが，前方向の電子放出によって生じた正孔が形成するプラスの過剰電荷がそれより後方で放出された電子の熱化によって電気的に中性化されるかぎり，過剰電荷は生成しない。過剰電荷の生成はこうした電気的中性化が成立しないために生じる。過剰電荷生成の原因としてはコンプトン電子，光電子のみを考慮する。

γ線照射による電荷蓄積において最も重要な要因である電子平衡について以下に説明する。

γ線が物質に入射すると，各深さのところでγ線が失うエネルギー，および生成される電子が物質に与えるエネルギーは図 1.2 のようになる。前方向に進む電子の飛程に相当する深さの程度までは，電子数のビルドアップによって電子が物質に与えるエネルギーは増大していく。一方γ線がコンプトン効果，光電効果などによって失うエネルギーはほぼ一定の割合で減少していく。図のA点では両方のエネルギーの量が等しくなり，B点では電子が物質に与えるエネルギーは最大となる。B点より深いところではγ線が失うエネルギーと電子が物質に与えるエネルギーの比はほとんど一定となる。電子平衡は両方のエネルギーの量が等しい状態を言うので，γ線の強度減衰が無視できないかぎり，厳密にはB点でのみ成立する。しかし一般にはB点よりも深い場所では電子平衡が成立しているという。ここではA点より浅い領域を電子非平衡領域，B点より深い領域を準電子平衡領域[142)]と定義する。A点の状態は真電子平衡（あるいは絶対電子平衡）と

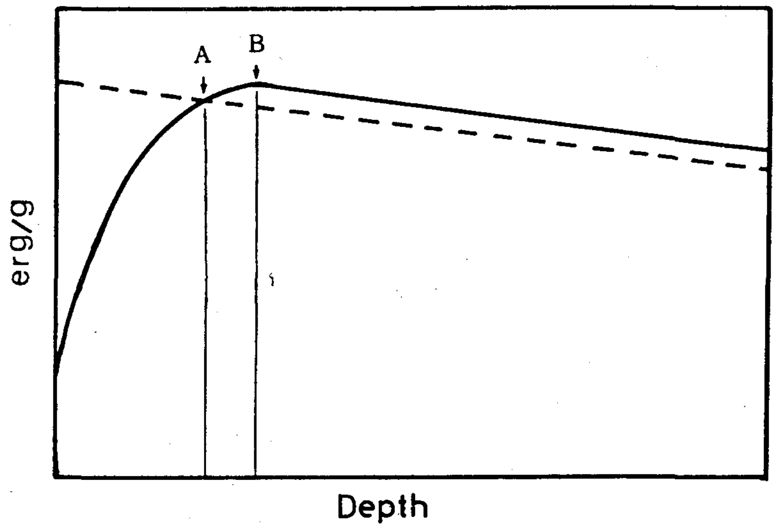


図 1. 2　　γ 線照射された物質中における電子平衡の概念
点線：γ 線が単位質量あたりに失うエネルギー
実線：二次電子が物質の単位質量あたりに与えるエネルギー

呼ぶが，電荷蓄積を論ずる場合は重要な意味は持たない。B点の深さを電子平衡厚と呼ぶ。

真電子平衡が成立する深さの近傍では電子放出による正孔の生成数と熱化電子数が等しく，電気的中和によって過剰電荷は生成しない。過剰電荷が生成するのはA点より浅い電子非平衡領域とB点より深い準電子平衡領域である。

電子非平衡領域としては図 1. 2 の場合のような物質表面近傍と異なった媒質の界面近傍の二種類がある。後者の場合における過剰電荷の生成については，Kooi and Kusnezov[49]，および Chadsey[51]の研究がある。しかしKooi らは絶縁物中の漏れ電流の効果を近似するに，“電荷捕獲効率”を用いているため，電荷蓄積分布の変形や，蓄積量の飽和についての知見が得られない。Chadsey は open circuit model および放射線誘起電流が線量率に比例するという近似を用いて，電荷蓄積分布と電界強度分布の計算を行った。しかし（1 −1）および（1 −2）式をもとにした一層厳密な計算法は γ 線照射の場合にも適用できるので，ここでは被照射絶縁物近傍における過剰電荷のふるまいを明らかにするため，一次電子（コンプトン電子および光電子）熱化による電荷堆積率分布 $G(x)$ とエネルギー堆積率分布 $\dot{D}(x)$ について検討を行った。

表面層近傍での $D(x)$ は被照射物の周辺空間の γ 線場に含まれている混在電子[143]の寄与が多い場合は図 1. 2 のように立上る曲線とはならず，逆に表面付近で減衰を示す曲線となることもある。[144]混在電子を含まない立上り曲線の場合は X，γ 線の遠隔治療に関する多くのデータから，立上り曲線の形は指数関数的と見なすことができるので，

$$\dot{D}(x) = \dot{D}_e \{ 1 - (1 - a_2) \exp(-a_1 \rho x) \} \qquad (1-8)$$

によって表わすことができる。ここで，$\dot{D}_e$ は図 1. 2 におけるB点の吸収線量率（$rad \cdot s^{-1}$），ρ は物質の密度，a_1 は光子のエネルギースペクトルと物質によって定まる定数であり，a_2 は光子エネルギーや物質に依存する定数である。a_1 および a_2 は物質表面層における線量分布の測定によっ

て実験的に与えられる。

一次電子熱化による電荷堆積率分布G(x)は，準電子平衡領域における過剰電荷の生成を無視すると，深さ方向にほぼ均一に分布する一次電子発生にともなう正孔の密度から，表面からビルドアップしていく熱化した電子の密度を差引いた分布に相当する。熱化電子の分布は線量分布と同様な曲線で立上る[51]ので，G(x)は $\exp(-a_1 \rho x)$ によって減衰する曲線で近似できる。また深さ方向のG(x)の積分値は，Dellin and MacCallumによって計算されたphoto-Compton current data[27]によって与えられるforward currentに等しいとみなせるので，G(x)は次式で近似できる。

$$G(x) = \dot{N}_0 \alpha_e a_1 \rho \exp(-a_1 \rho x). \tag{1-9}$$

ここで $\dot{N}_0$ は入射光子束密度 ($cm^{-2} \cdot s^{-1}$)，α_e は一光子あたりの無限媒質中のforward current（電子数）である。

従来は以上述べた電子非平衡領域のみが過剰電荷蓄積の原因として議論されてきた。しかし γ 線照射による遮蔽ガラスの放電破壊の現象[46〜48]は電子平衡厚よりはるかに深いバルク領域での電荷蓄積に起因する放電破壊と考えられるので，今まで無視されてきた準電子平衡が成立する媒質内部における過剰電荷蓄積の検討を行った。

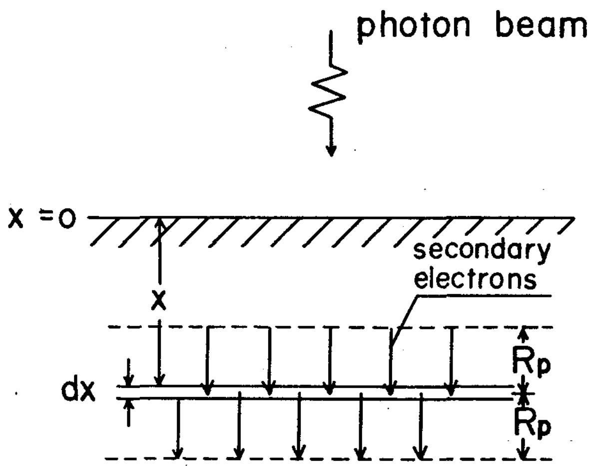


図 1.3　過剰電荷生成の一次元モデル

準電子平衡領域における過剰電荷生成の一次元モデルを図1.3に示す。線束密度 $\dot{N}_0$ ($cm^{-2} s^{-1}$) の平行光子束の入射方向に関する発生電子の平均透過距離，すなわち平均射影飛程（1.3.3で詳述）を R_p (cm) とすると，電子平衡厚より内部の深さ x (cm) にある微小厚さdxの領域から一次光束によって放出される電子束 dn_1 ($cm^{-2} s^{-1}$) は

$$dn_1 = \dot{N}_0 \mu_1 \exp\{-\mu_1 (x - R_p)\} dx \tag{1-10}$$

によって与えられる。ここで μ_1 は一次光子の線減衰係数(cm^{-1}) である。次に微小厚さ dx から離脱する一次光束からの電子束 dn_2 は

$$dn_2 = \dot{N}_0 \mu_1 \exp(-\mu_1 x)\, dx \qquad (1-11)$$

で与えられる。R_p は一次光子の平均自由行程に比べて十分短いと仮定すると，一次光束による過剰電荷の発生密度$G_p(x)$はdn_1/dxとdn_2/dxとの差，すなわち

$$G_p(x) = -\dot{N}_0 \mu_1^2 R_p \exp(-\mu_1 x) \qquad (1-12)$$

によって近似できる。

コンプトン散乱光子については，被照射体の表面から一次光束の減衰とは逆にビルドアップするため，一次光束の場合とは逆のプラスの過剰電荷が発生する。したがって散乱光子に対する過剰電荷の発生密度を $G_s(x)$ とすると，全体の過剰電荷の発生密度 $G_t(x)$ は両方の値の和として表わされる。しかし散乱光子のエネルギー分布や角度分布は複雑であり，$G_s(x)$ を解析的に正確に求めるのは困難である。しかし，2回以上の散乱の影響を無視し，一回散乱光子のみについて考えると，そのビルドアップ係数は近似的に $\{1-\exp(-\mu_c x)\}$ で表わされる（μ_c は一次光子のコンプトン相互作用に起因する線減衰係数）。したがって被照射物の表面付近での$G_s(x)$は一次光束の場合と同様な計算から，

$$G_s(x) \doteqdot \dot{N}_0 \mu_c \mu_2 R_{ps} \qquad (1-13)$$

が得られる。ここでμ_2は一回散乱光子の線減衰係数，R_{ps} は一回散乱光子による放出電子に対する平均射影飛程であり，散乱光子のエネルギーが小さいこと，および入射方向に対して斜め方向に放出されることのために，一次光子による放出電子に対する平均射影飛程 R_p に比べて小さい。^{60}Co γ線の場合，R_p に対する R_{ps} の比は 0.3 以下である。

一方線量率分布 $\dot{D}(x)$は電子平衡厚以上の深さにおいて

$$\dot{D}(x) \doteqdot \dot{D}_e B(x) \exp(-\mu_1 x) \qquad (1-14)$$

によって与えられる。ここで$B(x)$は線量ビルドアップ係数である。

1.3 固体絶縁物の放射線誘起電流[145]

1.3.1 まえがき

絶縁物の放射線誘起電流（RIC）は単に放射線および照射条件の側の要因ばかりでなく，絶縁物の物性的要因も関連する複雑な現象であるが，放射線誘起現象の解明や放射線計測にとって有力な実験手段である。本節では図 1.1 における各要素間の相互関連のうち，特に一次電子のふるまいとの関連性を明らかにするため，高線量率の電子線照射および比較的低線量率のγ線照射の場合について，定量的検討を行った。

図 1.4 に示すような平行平板状の絶縁物が電子線あるいはγ線に照射されているとすると，短絡条件のもとでの絶縁物内の全電流密度$J(x,t)$ $(C \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1})$ は次式で与えられる。[16]

$$J(x,t) = J_0(x,t) + \sigma(x,t) E(x,t) + \varepsilon \dot{E}(x,t) \qquad (1-15)$$

ここで，J_0 (x, t) は絶縁物内での電子流密度（γ 線の場合はphoto-Compton電流密度）である。J_0 (x, t)，σ (x, t)，および初期条件（E (x, 0)≡ 0）が与えられると，J (x, t) が求められる。電子線照射の場合，J_0 (x, t) は（1−6）式から，$J_0(x, t) = eN_a \eta_t$ で与えられる。したがって，問題となるパラメータは σ (x, t) であるが，これに対しては（1−3）式によって表わされる経験式が与えられている。（1 − 3）式中の定数 k，Δ については，種々の絶縁物に対して多くの実測値があるが，定常的な放射線照射下での測定値はほとんど10^6 rad／h 程度以下の ^{60}Co γ 線照射によるものであり，それ以上の線量率での測定値はパルス放射線によって得られたものであり，σ の過渡的応答を考慮すると，定常的な照射下に対しては適用できない。また，薄い絶縁物試料に外部電圧を印加して漏洩電流を測定する従来の σ の決定法は γ 線場では有効であるが，数 MeV 以下の電子線照射場では，絶縁物中の電荷蓄積および他の測定系の誘起電流の影響のために適用が難しいと考えられる。このため電子線照射下での σ の決定法として，(1 −15) 式に関する Gross ら[16]の単純な取扱いをもとにした実験的方法の検討を行った。この方法は単に電子線に適用できるという利点のみでなく，σ の従来の測定法では不可能な定常的な高線量率場や，薄い試料が得られにくい場合に対しても容易に σ が測定できるという利点をもつ。

一方，以上述べた電子線照射の場合に比べて，線量率が低い γ 線照射の場合は，（1 − 15 ）式の第 2 項の寄与は小さいので，光電子およびコンプトン電子の発生と物質透過の過程に起因する一次誘起電流が実測電流の主成分となる。γ 線照射下での一次誘起電流が実際に問題になる典型的な例は同軸ケーブルの放射線誘起電流である。同軸ケーブルの場合，誘起電流の発生に関しては，本質的には（1 −15）式が基本となるが，幾何的形状が複雑であるため，その定量的取扱いは厄介である。同軸ケーブルの γ 線誘起電流の理論的な研究としては，簡単な物理的モデルをもとにした取扱い，[31] 半定量的な解析をもとにした近似計算[22) 23)]およびモンテカルロ計算[34)]がなされている。また，多芯ケーブルから電流応答[33) 35)]や誘起電流の非線型過程の研究[37) 38)]もなされている。しかしこれらの研究においては，実験結果との十分な比較をもとにした定量的検討がなされておらず，コンプトン電子の透過の取扱いも単純化されすぎている。このため，実験結果と比較し易い単純な平行平板モデルを仮定し，コンプトン電子の平均射影飛程の正確な決定をもとにして，同軸ケーブルの γ 線誘起電流の発生機構を定量的に検討した。

1. 3. 2　電子線照射下での誘起電流

電子の最大飛程よりも厚い厚さ W (cm) の平行平板状絶縁物に均一強度をもつ定常的な平行電子ビームを垂直に入射した場合の誘起電流測定法 (split Faraday cup)[15]を図 1. 4 に示す。絶縁物の両面は電導性が付与されており，照射面は接地，背面は電流計を接地する。電子の平均射影飛程を R（cm）とし，簡単のために，入射電子のすべてはRの深さでエネルギーを失い熱化すると仮定する。

一次元モデルを仮定すると，連続方程式から $\partial J / \partial x = 0$ であるから，背面電極電流密度 J_r $(C \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1})$ は（1 −15）式と同様に，

$$J_r = J_0 + \sigma E + \varepsilon \dot{E} \qquad (1-16)$$

で与えられる。[16] ここでは簡単のために線量率は深さ方向で一定であり，時間とともに変動しない

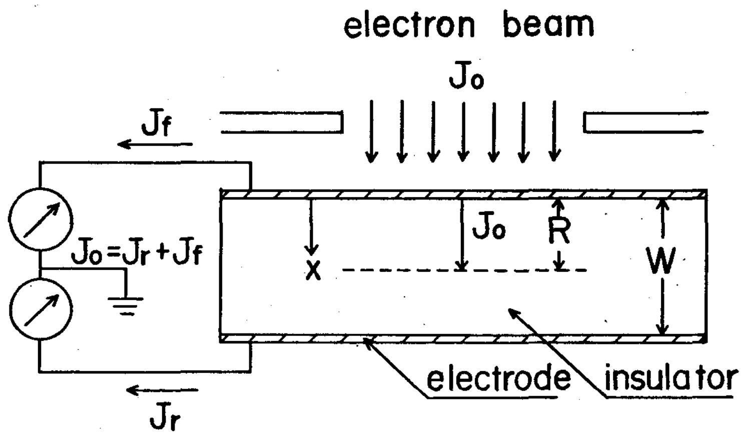


図 1.4　split Faraday cup

と仮定する。したがって放射線誘起電導度σは同様に一定である。内部電界強度Eは一次電子のふるまいには影響を与えないと仮定すると，$0<x<R$の範囲では

$$E=-\frac{\xi}{\varepsilon}\left(1-\frac{R}{W}\right) \tag{1-17}$$

の一定値をもつ。ここでξ（$C\cdot cm^{-2}$）は$X=R$の深さに堆積する単位面積あたりの電荷量であり，次の電荷保存則

$$\dot{\xi}=J_0+\sigma E \tag{1-18}$$

が成立つので，次の微分方程式に書き換えられる。

$$\dot{E}+E/\tau=-J_0/\sigma\tau . \tag{1-19}$$

ここでτは時定数であり，

$$\tau=(\varepsilon/\sigma)\ W\ (W-R)^{-1} \tag{1-20}$$

で表わされる。したがって絶縁物が照射前に帯電していないとすると，背面電極電流密度J_rは

$$J_r=J_0\ (R/W)\ \exp\ (-t/\tau) \tag{1-21}$$

によって表わされる。また背面電極に流れ込む全電荷Q_rは

$$Q_r=\int_0^\infty J_r\,dt=(R/W)\ J_0\ \tau \tag{1-22}$$

となる。（1－20）および（1－21）式から放射線誘起電導度σは

$$\sigma=\varepsilon\ \frac{W}{W-R}\cdot\frac{J_0}{Q_r} \tag{1-23}$$

によって表わされる。（1－23）式はRが与えられれば，σが厚い絶縁物を用いた放射線誘起電流測定法によって実験的に求めることが可能なことを示す。さらに，J_0は線量率に比例するから，

（1－3）式および（1－23）式から

$$Q_r \propto \dot{D}^{1-\Delta} \quad \text{あるいは} \quad Q_r \propto J_0^{\,1-\Delta} \qquad (1-24)$$

なる関係が得られる。

一方，1.2.2 の電荷蓄積の理論においては，上記の仮定，すなわち，どの一次電子も一定の透過距離をもつことおよび$\dot{D}$とσは$0<x<R$の範囲で一定であることは前提となっていない。この場合，背面電極電流密度J_rは$x>R$における漏洩電流を無視すると

$$J_r = e\frac{d}{dt}\int_{X_e(t)}^{W} N(x,t)\,dx \qquad (1-25)$$

によって与えられる。[141] ここで$X_e(t)$は内部電界強度が零になる深さである。

（1－24）式が実際に成立しているかどうかを確かめるため，低密度ポリエチレンを対象として，1 MeV 電子線を用いて，$J_0 = 0.012 \sim 0.18\ \mu A/cm^2$，$W=10mm$の条件において背面電極電流の実測を行った。[141] その結果，Q_rとJ_rとの相関関係が$Q_r \propto J_r^{\alpha}$（$\alpha = 0.22$）で表わされ，低密度ポリエチレンのγ線のγ線照射から得られた線量率依存次数Δの文献値（～0.80）[21) 146)] との間にほぼ$\alpha + \Delta = 1$なる関係を得ている。さらに$\Delta = 1 - \alpha = 0.78$を（1－3）式中の線量率依存次数として採用し，これを用いて，内部電場は一次電子の動きに影響を与えないという仮定（ポリエチレンの場合この仮定はほぼ成立する）のもとに，（1－1）および（1－2）式の微分方程式を解き，（1－25）式からJ_rを計算した。この計算においては（1－3）式の比例定数kはJ_rの減衰曲線の計算結果が，背面電極電流の時間的減衰に最も適合するように決定した。その結果，Q_rとJ_rとの間の線量率依存次数は0.22となり，（1－1）式および（1－2）式をもとにした数値計算によっても$\alpha + \Delta = 1$なる関係があることを見出した。

以上の結果は背面電極電流密度と線量率との関係式（1－24）が一次電子熱化時の電荷堆積分布やエネルギー堆積分布にはあまり依存しないことを示唆している。また（1－3）式におけるkおよびΔは厚い絶縁物を用いた放射線誘起電流測定をもとにして決定し得ることも示唆している。σは線量の増加とともに減少する傾向があるが，背面電極電流によって導かれるσは，測定した照射時間中の平均的な値を示すと考えられる。

1.3.3　γ線照射下での誘起電流

1）同軸ケーブルに対する平行平板モデル

一芯同軸ケーブルの平行平板モデルを図 1.5 に示す。中心導体の両側を同じ厚さの内部絶縁層で囲み，その外側を薄い遮蔽導電層とし，さらにその外側を外部絶縁層で囲んだ。遮蔽導電層は接地し，短絡型とした。計算による取扱いを簡単にするため，遮蔽導電層は厚さが無視できるほど薄く，中心導体，内部絶縁層，および外部絶縁層は電子の透過距離よりも厚いとし，内部絶縁物の外側の表面でγ線の電子平衡条件が成立するものとする。また同じ理由から，内部絶縁物と外部絶縁物は同一物質を仮定する。γ線は平行平板の一方の側から均一強度で定常的に照射するものとする。

もし，この平行平板の系内においてコンプトン相互作用および光電相互作用による高エネルギ

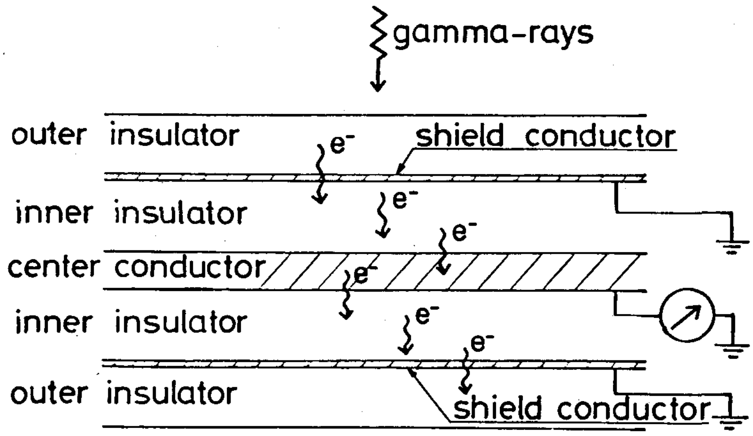


図 1.5　　同軸ケーブルの平行平板モデル

ー電子の発生率とエネルギーを失って熱化する割合が平衡状態に保たれているとすると，すなわち，どの場所をとっても高エネルギー電子の発生と熱化の割合が等しいとすると，内部絶縁物中の電子変位によって中心導体に誘起される電流は，中心導体に関する幾何学的対称性によって互いに相殺し合い，全体としては電流は流れない。しかし実際にはこうした平衡状態が保たれていないために，誘起電流が発生するが，照射によって誘起された内部電界ひずみ電流が無視できる照射初期においては，その発生機構として次の 2 つが考えられる。

(1)　中心導体と内部絶縁物の界面における高エネルギー電子の発生率と熱化する割合の非平衡性による電流 ―― これを界面電流と呼ぶことにする。

(2)　系内で γ 線強度が減弱していくために，高エネルギー電子の発生密度が中心電極の前方と後方とでは異なるために生じる電流 ―― これをバルク電流と呼ぶことにする。

電子平衡の立場から考えた場合，(1)は電子非平衡に関連する電流寄与であり，(2)は準電子平衡に関連する電流寄与である。

2）誘起電流の基本式

図 1.6 に示すようなWの距離を隔てた平行電極間に絶縁層が介在する簡単なモデルにおいて 1 個の高エネルギー電子が絶縁物中のA点で発生し，そのエネルギーを失いながらB点まで移動し，そこで熱化する場合，電極間に流れる電流の積分値Qは

$$Q = -e\,d / W \tag{1-26}$$

で与えられる。ここでdは電極面に対して垂直方向に射影された電子の変位距離である。コンプトン相互作用や光電相互作用によって発生する電子の平均射影飛程を R_γ (cm) とすると，定常的な γ 線照射下において，電子の発生と熱化が絶縁物中で起る場合に外部回路に流れる電流のうち絶縁物の単位体積あたりからの寄与 j ($A \cdot cm^{-3}$) は (1 −26) 式をもとにして

$$j = -e\,\rho \dot{N} R_\gamma / W \tag{1-27}$$

によって表わすことができる。ここで $\dot{N}$ は単位質量あたりの電子の発生数 ($g^{-1} \cdot s^{-1}$), ρ は絶縁物の密度 ($g \cdot cm^{-3}$) である。いま ^{60}Co γ 線のエネルギー領域で支配的なコンプトン相互作用の

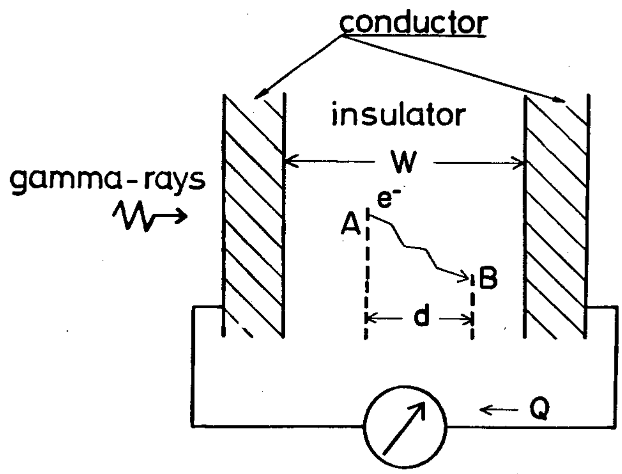


図 1.6　　絶縁層内での高エネルギー電子の変位による誘起電荷

みに着目すると，コンプトン電子の発生数N_c（$g^{-1}\cdot s^{-1}$）

$$N_c = \dot{\phi} N_0 < \frac{Z}{A} > {}_e\sigma \qquad (1-28)$$

で与えられる。ここで$\dot{\phi}$は散乱γ線の影響を無視したときの一次γ線の線束密度（$cm^{-2}\cdot s^{-1}$），N_0はアボガドロ数，$<Z/A>$は物質を構成する各元素の原子量Aに対する原子番号Zの比を全組成にわたり重量比によって荷重平均した値，${}_e\sigma$はコンプトン散乱の全断面積である。

3）コンプトン電子の平均射影飛程

コンプトン電子は発生における初期エネルギーと放射角に関して広い分布をもつため，その射影飛程を求めるには，全体のエネルギー分布と角度分布にわたって平均化を行う必要がある。しかし従来は高速電子の物質中での多重過程に関する基礎データが不足していたため，平均射影飛程あるいは平均透過距離に関しては正しい評価ができなかった。Gross の計算例[26]においては，Katz and Penford[39]の外挿飛程の近似式をもとにしているため，正確さを欠き，物質による差異は考慮されなかった。しかし最近では物質中の電子透過率の経験式が与えられているので，コンプトン電子の平均射影飛程を厳密な方法で計算できるようになった。コンプトン電子の変位による誘起電流としては，一次γ線だけでなく，散乱γ線の影響も無視できないと考えられるので，二回目の散乱によって発生するコンプトン電子の平均射影飛程の計算も行った。一回散乱および二回散乱の幾何学的図解を図 1.7 に示す。

一次γ線の衝突によって生じたコンプトン電子のγ線入射方向に対する平均射影飛程は次に示す一般式によって表わせる。

$$R_\gamma = \frac{1}{{}_e\sigma}\int_0^{\pi/2} R_p\,(U,\ Z,\ A,\ \varphi)\left(\frac{d\,{}_e\sigma}{d\,\varphi}\right)d\varphi\,. \qquad (1-29)$$

ここでφはコンプトン電子の放射角，（$d\,{}_e\sigma/d\varphi$）はクライン，仁科の式[147]から得られるコンプトン電子の微分断面積である。R_p（U, Z, A, φ）はコンプトン電子の初期エネルギーU，原子番号Z，原子量A，放射角φにおける射影飛程（cm）である。R_pは，厳密には，最大電子透過距

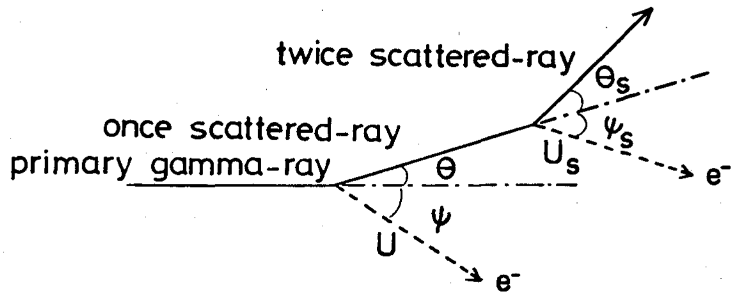


図 1. 7　　1 回および 2 回のコンプトン相互作用の図解

離よりも厚い平板状物質に電子線を照射したときの深さ方向の過剰電荷の堆積分布をもとにして決定すべきであるが，これに関するデータは少ない。ここでは R_p の近似値を電子透過係数 η_t (U, Z, A, φ, x) を用いた次の算出式[140]によって求めた。

$$R_p\,(U, Z, A, \varphi) = \int_0^{r_0} x\left(\frac{d\,\eta_t\,(U, Z, A, \varphi, x)}{dx}\right)dx\ . \qquad (1-30)$$

ここで，x は γ 線入射方向に投影されたコンプトン電子の発生点からの距離 (cm)，r_0 はコンプトン電子の最大透過距離である。η_t については，電子が厚さ x の平行平板ターゲットに角度 φ で入射する系に対して，0.5 MeV＜U＜10 MeV，0°＜φ＜75° の範囲で成立する経験式[41]が与えられている。

この式の適用にあたっては，この系では存在していないが，実際に考えている系では存在しているところの x よりも深い層からの後方散乱の影響が問題になるが，原子番号があまり大きくない物質については，この影響は近似的に無視できる。0.5 MeV以下に対しては，現在のところ実測値やモンテカルロ法による計算値はないので，経験式の適用性は確かめられていない。しかし経験式中の各定数の低エネルギーにおけるエネルギー依存性は十分小さいので，近似的に適用し得ると考えられる。放射角 75° 以上に対しては η_t の計算誤差は大きくなると思われるが，全体の計算への寄与は小さいので，その影響は無視できる。

一回散乱 γ 線によって生じたコンプトン電子の一次 γ 線の入射方向に対する平均射影飛程 $R_{\gamma s}$ は，一次 γ 線の場合と同様に，次の二重積分によって表わせる。

$$R_{\gamma s} = \frac{1}{{}_e\sigma}\int\frac{1}{{}_e\sigma_s}\int R_p\,(U_s, Z, A, \varphi_s)\left(\frac{d\,{}_e\sigma}{d\,\varphi_s}\right)\cos\theta\left(\frac{d\,{}_e\sigma}{d\,\theta}\right)d\,\varphi_s\,d\,\theta\ . \qquad (1-31)$$

ここで，$(d\,{}_e\sigma/d\,\varphi_s)$，$U_s$，$\varphi_s$ はそれぞれ一回散乱 γ 線の微分散乱断面積，一回散乱 γ 線によってコンプトン電子の初期エネルギー，およびその放射角であり，θ は一回散乱における γ 線の散乱角である。簡単のために一次 γ 線の入射方向への射影は $\cos\theta$ によって近似した。

^{60}Co γ 線に対して，(1−29) および (1−31) 式によって計算された各物質中のコンプトン電子の平均射影飛程を表 1.1 に示す。平均射影飛程の値は面積密度の単位で表わした。$R_{\gamma s}/R_\gamma$ は 0.28 〜 0.30 の値をもつ。以上を基礎にして平行平板モデルに対する界面電流密度とバルク電流

表1.1　^{60}Co γ 線に対するコンプトン電子の
平均射影飛程

Material	R_γ (g/cm²)	$R_{\gamma s}$ (g/cm²)
$(CH_2)_n$	0.141	0.040
C	0.156	0.044
Al	0.134	0.038
Cu	0.112	0.032
Sn	0.097	0.027
Pb	0.070	0.020

密度の近似式を導いた。

4）界面電流密度の近似式

界面電流発生に寄与する電子変位を図解によって示した図1.8において，中心導体の両界面におけるコンプトン電子の後方散乱の影響を無視すると，界面電流密度 J_t は絶縁物から導体への電子変位による寄与 J_1 と導体から絶縁物への電子変位による寄与 J_2 の差として与えられる。簡単のため，電子はすべて γ 線の入射方向に平均射影飛程の距離だけ変位すると仮定し，γ 線の強度減衰の影響を無視した。

まず J_1 については，導体面から R_γ の距離内に発生するコンプトン電子からの寄与を，導体面からの距離 z_1 に関して積分することによって次式で与えられる。

$$J_1 = -\int_0^{R_{\gamma 1}} \frac{e\dot{N}_1 \rho_1}{W} z_1 dz_1 = -\frac{e\dot{N}_1 \rho_1 R_{\gamma 1}^2}{2W} \quad . \qquad (1-32)$$

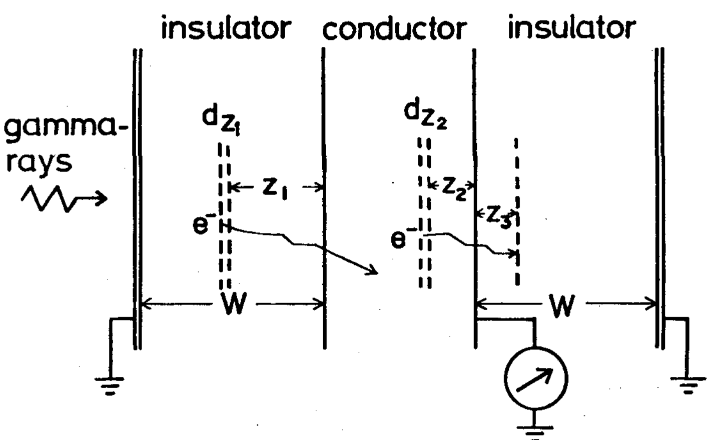


図1.8　　界面電流に寄与する電子変位の図解

ここで$\dot{N}_1$，ρ_1，$R_{\gamma 1}$ はそれぞれ絶縁物の電子発生数，密度，平均射影飛程である。J_2については中心導体の裏側の境界面からの距離z_2の導体中で発生した電子が境界面を横切って，絶縁物内へ入射し，境界面からの距離z_3の深さで熱化する場合を考える。簡単のため，深さ方向の電子エネルギー損失率はそれぞれの物質中で一定であると仮定すると，z_1とz_3 の間には

$$z_3 / R_{\gamma 1} + z_2 / R_{\gamma 2} = 1 \qquad (1-33)$$

なる関係が成立する。ここで$R_{\gamma 2}$は導体中での平均射影飛程である。これによってJ_2は次式で表わせる。

$$J_2 = \int_0^{R_{\gamma 2}} \frac{e \dot{N}_2 \rho_2}{W} z_3 \, dz_2 = - \frac{e \dot{N}_2 \rho_2 R_{\gamma 1} R_{\gamma 2}}{2W} \quad . \qquad (1-34)$$

ここで $\dot{N}_2$，ρ_2 はそれぞれ導体に対する電子発生数および密度である。（1－32）および（1－34）式から界面電流密度は

$$J_t = J_1 - J_2 = - \frac{e R_{\gamma 1}}{2W} \left(\dot{N}_1 \rho_1 R_{\gamma 1} - \dot{N}_2 \rho_2 R_{\gamma 2} \right) \qquad (1-35)$$

となる。（1－35）式は，^{60}Co γ線の場合，界面電流が単位質量あたりのコンプトン電子の発生数と面積密度（g／cm^2）で表わしたコンプトン電子の平均射影飛程の積の差によって現わされることを示す。

5）バルク電流密度の近似式

界面電流の寄与が無視し得る条件下でのバルク電流密度と近似式を求めるため，図 1. 9(a)に示すように，中心導体が両側の遮蔽導電層と同様に無限に薄い平行平板モデルをもとにして考察した。

まず一次γ線の減衰がコンプトン相互作用に支配されると仮定すると，コンプトン電子発生の割合は，絶縁物の厚さWが線減衰係数μの逆数に比べて十分小さい場合，μの勾配でほぼ直線的に減少する。このため中心導体に近づくような絶縁物中の変位によって中心導体に流れる負の誘起電流が中心導体から遠ざかる電子変位による正の電流よりも大きくなり，その差がバルク電流J_pとして観測されるはずである。

コンプトン電子の変位距離は，界面電流の計算の場合と同様に，すべて平均射影飛程に等しいと仮定すると，バルク電流発生は図 1. 9(b)の図解により表わせる。縦軸はコンプトン電子の発生点における単位体積あたりからの電流寄与であり，横軸のコンプトン電子発生点の深さの関数として（1－27）式から求められる（$K = e\rho\dot{N}/W$）。図 1. 9(a)に対応する各深さにおける電流寄与を(b)の図中に示した。γ線強度に比例する単位体積あたりのコンプトン電子の発生数は，中心導体の深さにおいて$\dot{N}_1$ であると仮定した。中心導体の厚さは無視できるので，中心導体より$R_{\gamma 1}$／2だけ前方で発生した電子は$R_{\gamma 1}$／2だけ後方で熱化することになり，それによる電流寄与はちょうど零になる。バルク電流密度は図 1. 9(b)の電流寄与の分布の積分によって求められる。分布曲線の囲む面積をS_1～S_6 に区分すると，一次γ線によるバルク電流密度J_{dp}は次式で表わせる。

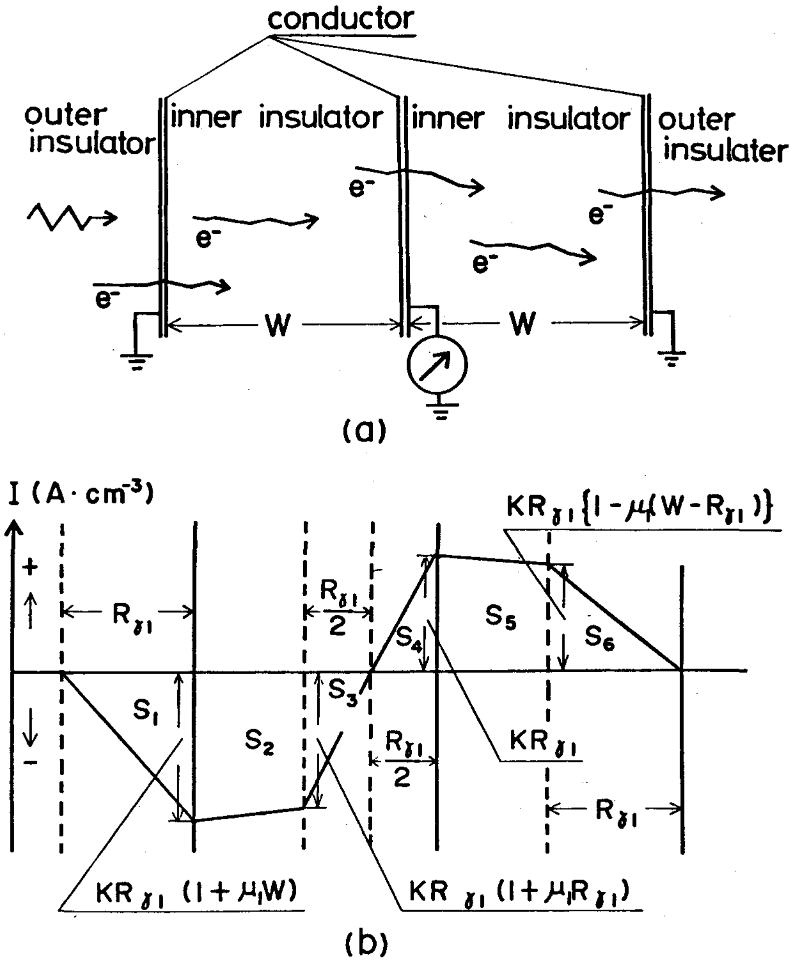


図 1.9　　バルク電流の発生モデル，(a)電流発生に寄与する電子変位，(b)バルク電流発生の図解

$$J_{dp} = -(S_1+S_2+S_3)+(S_4+S_5+S_6)$$

$$= -e N_1 \rho_1 \mu_1 R_{\gamma 1} \left(W - R_{\gamma 1}^2 / 4W \right). \qquad (1-36)$$

界面電流は $W \geqq R_{\gamma 1}$ のとき W に反比例するのに対して，バルク電流は $W \gg R_{\gamma 1}$ のとき W に正比例することがわかる。

バルク電流に対する散乱γ線の寄与については，厳密な定量的取扱いは難しい。しかし定性的には，散乱回数が増すとともに散乱γ線によるコンプトン電子のエネルギーは低下し，かつその方向性も失われるため，平均射影飛程は幾何級数的に小さくなると考えられる。ここでは一回散乱γ線のみを考慮し，二回以上の散乱γ線の影響を無視した。

一回散乱γ線によるコンプトン電子発生の割合は，一次γ線の減衰にともなう一回散乱γ線のビルドアップによって，被照射体の浅い領域では，線減衰係数 μ_1 の割合でほぼ直線的に増加する。したがって一回散乱γ線によるバルク電流密度 J_{ds} は J_{dp} とは逆向きの電流として次式で表わすことができる。

$$J_{ds} = -e\dot{N}_1 \rho_1 \mu_1 R_{\gamma s1} (W - R_{\gamma s1}^2 / 4W). \qquad (1-37)$$

ここで$R_{\gamma s1}$は一回散乱γ線に対する絶縁物中の平均射影飛程である。（1－36）および（1－37）式から正味のバルク電流密度は $J_d = J_{dp} - J_{ds}$ によって与えられる。

中心導体が有限の厚さHをもつ場合は，コンプトン電子が中心導体を貫通できないことを考慮すると，第5図(b)のS_3およびS_4に対応する三角形の底辺の長さはそれぞれ$R_{\gamma 1}$および$R_{\gamma 2}$となる。また中心導体中での一次γ線の減衰率exp $(-\mu_2 H) \simeq 1 - \mu_2 H$を考慮すると, S_4に対応する三角形の高さは1－34式から，$K' R_{\gamma 1}(1-\mu_2 H)$ $(K' = e\dot{N}_2 \rho_2 / W)$ で与えられ，S_5 に対応する台形の左右の底辺の長さは，それぞれ$KR_{\gamma 1}(1-\mu_2 H)$ および$KR_{\gamma 1}\{1-\mu_1 (W-R_{\gamma 1}) - \mu_2 H\}$（これは$S_6$に対応する三角形の高さと同じ）で与えられる。他の辺の長さはすべて図1.9(b)と同じである。したがってこの場合のバルク電流密度 J'_{dp}は，（1－36）式と同様な計算から次式で表わせる。

$$J'_{dp} = -e_1 \dot{N}_1 \mu_1 R_{\gamma 1} \left\{ W + H \left(1 - \frac{R_{\gamma 1}}{2W} - \frac{\dot{N}_2 \rho_2 R_{\gamma 2}}{2\dot{N}_1 \rho_1 W} \right) \right\}. \qquad (1-38)$$

（1－38）式に対応する一回散乱γ線によるバルク電流密度J_{ds}は，（1－36）式と同様にJ'_{dp}とは逆向きで，かつ（1－36）式における$R_{\gamma 1}$および$R_{\gamma 2}$ に対してそれぞれ$R_{\gamma s1}$および$R_{\gamma s2}$を代入した式

$$J'_{ds} = -e_1 \dot{N}_1 \mu_1 R_{\gamma s1} \left\{ W + H \frac{\mu_2}{\mu_1} \left(1 - \frac{R_{\gamma s1}}{2W} - \frac{\dot{N}_2 \rho_2 R_{\gamma s2}}{2\dot{N}_1 \rho_1 W} \right) \right\} \qquad (1-39)$$

で表わせる。正味のバルク電流密度J'_dは（1－37）式と同様に$J'_d = J'_{dp} - J'_{ds}$によって与えられる。（1－38）および（1－39）式ではH>$R_{\gamma 2}$を仮定しており，H＝0とおいた場合は J'_d は J_dと等しくない。ただし$4W^2 \gg R_{\gamma 1}^2$の場合は $J'_d = J_d$ すなわち J'_d は内部絶縁物のみによるバルク電流密度に等しいとみなせる。

1.4　IREB照射による電磁気効果

1.4.1　定常電子線

大強度パルス電子線（IREB）の定常ビームに対する基本的挙動はLawson[55]によって理論的に解明されている。

まず電子密度が均一な半径r_bの定常的な円筒性ビームが真空中をz方向に平行に進行する場合を考えると，ビーム中心軸からr（<r_b）の一点における電場E_r（z軸に垂直の向きに働く）および磁場B_θはそれぞれ，

$$E_r = \frac{N_e q}{2\pi r \varepsilon_0} \cdot \frac{r^2}{r_b} \qquad (1-40)$$

$$B_\theta = \mu_0 N_e q \beta c \frac{r^2}{r_b^2} \cdot \frac{1}{2\pi r} \qquad (1-41)$$

となる。ここでN_eは電子線方向の単位長さあたりの電子数，βcは電子の速度である。これから同点にある電子に関する半径方向の運動方程式はクーロン反発力による外向きの力と自己磁場による内向きの力とから，

$$m\gamma \ddot{r} = qE_r - q\beta c B_\theta = \frac{N_e q^2 (1-\beta^2) r}{2\pi \varepsilon_0 r_b^2} \qquad (1-42)$$

となる。ここでγは$\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$で表わされる。$\beta^2 < 1$であるから，電子にはビーム中心に対して外向きの力が働き，ビームは発散する。

次に上記のビームが低圧の中性気体中を通過する場合を考えると，電離衝突によって生じた二次電子は外向きの反発力によって容易に加速され，ビーム円筒外へ散逸する。このため，質量の大きい陽イオンの存在がビームを電気的に中性化する方向に機能する。この電気的中性化率f_eをビーム電子密度に対するイオン密度の比として定義すると，（1－42）式は次式に書き換えられる。

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = \frac{2\nu}{\gamma\beta^2}\frac{r}{r_b^2}(1-\beta^2-f_e)。 \quad (1 > f_e > 1) . \qquad (1-43)$$

ここでνは$\nu = N_e e^2/4\pi\varepsilon_0 m_0 c^2$によって与えられる。（1－43）式は，ビームが，$f_e < 1-\beta^2$のとき発散し，$f_e > 1-\beta^2$のとき集束して，軸に対して一定周期で振動すること，および電子エネルギーが高いほど自己集束力が高いことを示す。

1.4.2　パルス電子線

パルス状のIREBが内径R_t（$> r_b$）の導電性のビーム管の中心軸（z 軸）に沿って進行する場合は，Maxwell 方程式を用いると，z 方向の電場は次式となる。[59]

$$E_z = \int_{r_b}^{R_t} \frac{\partial E_r}{\partial z} dr - \frac{1}{c}\int_{r_b}^{R_t} \frac{\partial B_\theta}{\partial t} dr . \qquad (1-44)$$

第1項はビーム先端の境界条件によって生じる電場であり，第2項はB_θの時間変化によって誘起される電場である。第1項はビーム管の端の近傍でのみ作用するので，これを無視した場合，ビーム半径が変らないという条件のもとでは，Putnum[61]によればビーム前部で次式となる。

$$E_z = -\frac{4}{\gamma^2\beta^2} \cdot \frac{I_p}{t_r}\left(\frac{1}{2} + \ell n\frac{R_t}{r_b}\right) . (V/cm). \qquad (1-45)$$

ここでt_rはビーム電流の立上り時間，I_pはビーム電流から逆方向電流を差引いた正味の電流のピーク値である。E_zはビームの進行とは逆向きであるため，衝突によって生じた二次電子はビーム電子とは逆向きに流れる。この電荷の流れ（帰還電流）は正味の電流を低下させ，自己磁場を中性化させる方向に作用する。この中性化過程をパルスビーム発生にともなう時間的変動として見た場合，E_zによる帰還電流は，ビーム中の空間電荷が中性化する時間よりも十分短い間においては無視できる。しかし中性化時間を越えると，電離衝突による二次電子密度の増加と，そ

れに続く電子雪崩による電子増倍によって，急激に帰還電流が増大し，絶縁破壊の原因にもなり得る。絶縁破壊後の一次電流の増加分は誘起された帰還電流によって相殺され，結果として絶縁破壊時の一次電流が正味の電流としてほぼ保存される。[60]

この磁場の中性化率 f_m を一次ビーム電流 I_b に対する帰還電流の比として定義すると，(1−43)式は

$$\frac{d^2 r}{dz} = \frac{2\nu}{\gamma\beta^2}\frac{r}{r_b^2}\{1-f_e-(1-f_m)\} \qquad (0<f_m<1) \qquad (1-46)$$

と書き換えられる。[57] ここで ν/γ はBudker parameter と呼ばれ，電子の縦方向の速度 βc に対する横方向の速度 $\beta_t c$ の平均比との間に，$f_e=1$ の条件下で，次の近似的関係が与えられている。

$$\overline{\beta_t^2}/\overline{\beta^2} \simeq \frac{\nu}{\gamma}(1-f_m). \qquad (1-47)$$

ν/γ の値が大きいほど，横方向の速度成分の影響が増大し，一般に $\nu/\gamma>1$ 以上ではビーム表面の自己磁場が強いために，ラーモア運動によって逆戻りする電子が現われはじめる。したがって磁場の中性化が起っていないと，ビームの伝播が困難になる。

1.5 高線量率効果 — 高LET効果との関連

放射線照射における線量率効果は大線量物理計測における重要な要因であるので，本節ではその基礎として高線量率の場における特有の微視的効果について概論的に述べる。高線量率ということは通常媒質と相互作用する粒子束密度が高いことを意味し，照射が一様に行われていることを前提としている。この意味で粒子の飛跡に沿う局所的なエネルギー付与の割合が高いところのいわゆる高 LET とは区別されている。しかし高線量率と高 LET はどちらも単位体積あたりのエネルギー付与率が高いという点では変りなく，両者は類似した意味をもつので，ここではLET効果との関連において高線量率効果について述べる。

LET効果は放射線のトラックに沿って生じる種々の初期生成物（イオン，ラジカル，電子，正孔など）間の反応に起因する。特に線束密度が極めて高い場合，あるいは初期生成物の寿命（または拡散距離）が非常に長い場合を除けば，初期生成物の寿命よりも短い時間内に生成した複数の粒子によるトラック間の平均距離に比べて，同一トラックの初期生成物間の平均距離は短いと考えられるので，LET効果はトラック形成後短時間のうちに現われ，線量率効果は初期生成物がかなり拡散し，他のトラックの生成物と出合う段階で現われるので，相対的には時間的ずれがある。線束密度が極めて高い場合および初期生成物の寿命（または拡散距離）が長い場合はLET効果は独立に観測できなくなり，高線量率効果に包含されるようになる。次に媒質が気体，液体，固体の場合について個々に具体例を挙げて述べる。

まず気体の場合は初期生成物の拡散係数やドリフト速度が大きいために，線量率および LET の影響は最も受け易い。気体の電離現象を例にとると，イオンの再結合率は LETおよび線量率が高くなるとともに同様に増加する。しかし一つのトラックに沿って生じる正負イオンの柱状再

結合（columnner recombination）はLETのみに依存し，線量率に依存しない。一方体積再結合（volume recombination）は初期トラック構造が崩れて，イオンのドリフトや熱拡散によって，他のトラックからのイオンと出合う段階で起るものであり，線量率のみに依存する。[148] したがって低線量率における再結合は LET が支配的であるが，高線量率における再結合は線量率のみによって決まる。再結合が LET に支配されなくなる線量率は， LETが高くなるに応じて高くなる。

液体に対する LET 効果と線量率効果との関係はフリッケ線量計の例が典型的である。この場合照射による Fe^{3+} 生成のG値は LETが高くなるとともに減少するが，[149] 低 LETのパルス電子線照射でも，非常に高い線量率 (10^9 rad／sec) では同様なG値の減少が見出されている。[150] これらの現象は同一の反応機構によって説明がなされている。 LETが小さい場合は，初期生成物としての活性種間の反応は，活性種の拡散過程における活性種（この場合水素原子）と溶解酸素との反応を抑制しないが， LETが高い場合はスプールが重なり合って，活性種が十分拡散する以前に相互の反応（$H+H \rightarrow H_2$，$H+OH \rightarrow H_2O$，$H+HO_2 \rightarrow H_2O_2$など）によって溶解酸素との反応（$H+O_2 \rightarrow HO_2$）が抑制され，結果としてG値が低下する。$10^9$ rad／sec 程度の線量率では，トラック間のスプールの直接的重なり合いは無視できると考えられるが，活性種の平均的密度が高くなるため，トラック間の相互作用が現われはじめると考えられる。しかし液体の場合は気体に比較して初期生成物の拡散距離が短いため，高線量率での線量率依存性はトラック間の平均距離が十分短くなるような高線量率で現われる。

フリッケ線量計の場合と同様な線量率依存性は他の液体化学線量計においても同様に見出される。[151] シュウ酸線量計にみられる線量率依存性の原因は，照射時間が最初に生じる分解生成物の寿命よりも長いか短いかによって，それに続く反応が変ってくるためであると説明されている。[152]

一般に液体化学線量計では，10^8 rad／s オーダー以上で線量率依存性が表われるが，本質的には水の放射線分解による一次生成物が高密度に分布するために起る競争反応が原因である。有機化学的な連鎖反応を利用した液体化学線量計の場合にも，より低い線量率で線量率依存性が現われることが予測される。[151]

固体の場合は一般に初期生成物は液体の場合と同様に長い寿命をもつ。特に低温固体ではトラック構造はそのまま長時間残存する。一方室温付近では初期生成物は，媒質および不純物との反応を繰返し，物性変化を伴いながら変化した形で残存する場合が多い。したがって固体線量計の線量率効果は複雑である。

高分子フィルム，染料あるいは染料前駆体を溶質とするフィルム状の固溶体の放射線照射による着色を利用したフィルム線量計の場合，放射線による着色あるいは脱色の機構は不明確である。多くの場合，複雑な化学反応の結果として生成あるいは分解した数種類の化学結合（ビニル基，不飽和結合，架橋結合等）が光学吸収種として寄与しており，液体の場合に比べてラジカルその他の不安定な生成物の寿命が長いため，後効果としてのフェーディングあるいはその逆の吸光度の増加現象が見られる。こうした後効果は照射時間が長い場合は照射中も進行する。またフィルム内の化学反応は，温度，湿度，酸素，紫外光，および可塑剤や安定剤などの添加物の影響を受け易い。

フィルム線量計の線量率依存性の原因としては現在次の 4 つが考えられる。

(1) 高線量率で一次生成物の濃度が高くなるために生じる競争反応

(2) 競争反応が他の物理化学的現象（例えば系内部への気体分子の拡散）に支配される場合（環境条件の影響）。

(3) 照射効果が不安定なために生じる後効果が，照射時間全体にわたって積分された応答に影響を与える場合

(4) 化学反応の完了に長時間を要し，照射後の測定時に未完である場合。

第１の原因は液体化学線量計における原因と本質的には同じである。ポリビニルクロライド（PVC）[118)]，clear -PMMA[130〜132)] ブルーセロファン[116),117)] 三酢酸セルロース（CTA）[119),120)] を用いたフィルム線量計にみられる高線量率領域における線量率依存性[153)]は第１の原因によるものと考えられる。

第２〜４の原因による線量率依存性は第１の原因とは異なり，相対的に低い線量率領域で生じる。10^8 rad／h 以下の線量率領域で見られるポリエチレンテレフタレート（PET）線量計[126)] と CTA 線量計[154)]の線量率依存性は第２，第３の原因に寄因すると考えられるが，これらについては，5.4 で述べる。

熱ルミネッセンス線量計の場合はグロー曲線の形に関して LET 効果が認められるが，[155)]この場合は放射線による一次生成物としての捕獲中心の寿命が長いために，線量率効果ではなく，むしろ線量効果との関連が認められる。LiF の場合，低LET放射線では線量の増大とともに捕獲中心の捕獲確率が変動し，計測の対象となる捕獲中心以外の深い位置にある捕獲中心の捕獲確率が増大する。このためグロー曲線は線量の増大に伴って変形するが，一方高 LET放射線では線量の大小に関係なく，低 LET 放射線の大線量照射における場合と同様なグロー曲線を示す。この現象については低LET放射線でも大線量ではスプール内の担体濃度が増加し，それ自体または近傍のスプール間の相互作用の結果，捕獲確率が変化するためと説明されている。こうした線量の増加に伴うトラック間の相互作用の変化はγ線照射された低温固体中でのスピン間相互作用においても見出されている。[156)]しかしα線照射の場合は線量増加によってそうした変化は見られず，γ線の大線量照射の場合と同様の値をもつ。

1.6 大線量測定に係わる主な要因

1.6.1 まえがき

線量測定のための放射線照射における検出器の感受部と媒質との基本的な配置関係を図 1.10に示す。両者の関係には(a)，(b)の二つの場合がある。すなわち，感受部自体が検出部を構成する場合（熱ルミネッセンス線量計，プラスチック線量計などの固体線量計）と感受部（媒質A）と被覆部（媒質W）が一体となって検出部を構成する場合（電離箱，フリッケ線量計，電子平衡条件を満たすための被覆と一体となった固体線量計など）である。前者の場合は一般に媒質中の吸収線量を測定する場合に限られるが，後者はX，γ線の照射線量の測定を目的とする場合も含む。

線量測定に影響を与える要因についてまとめた図解を図 1.11に示す。大別して放射線側の要因測定器側の要因，環境側の要因，さらには照射技術上の要因に分けて考えることができるが，それぞれは互に独立しているわけではなく，相互に関連し複合することが多い。特に測定器側の要

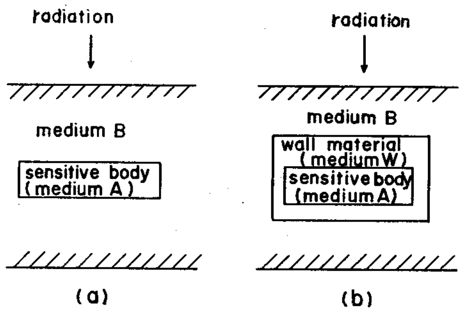


図 1.10　　線量測定における感受部と媒質との基本的配置関係

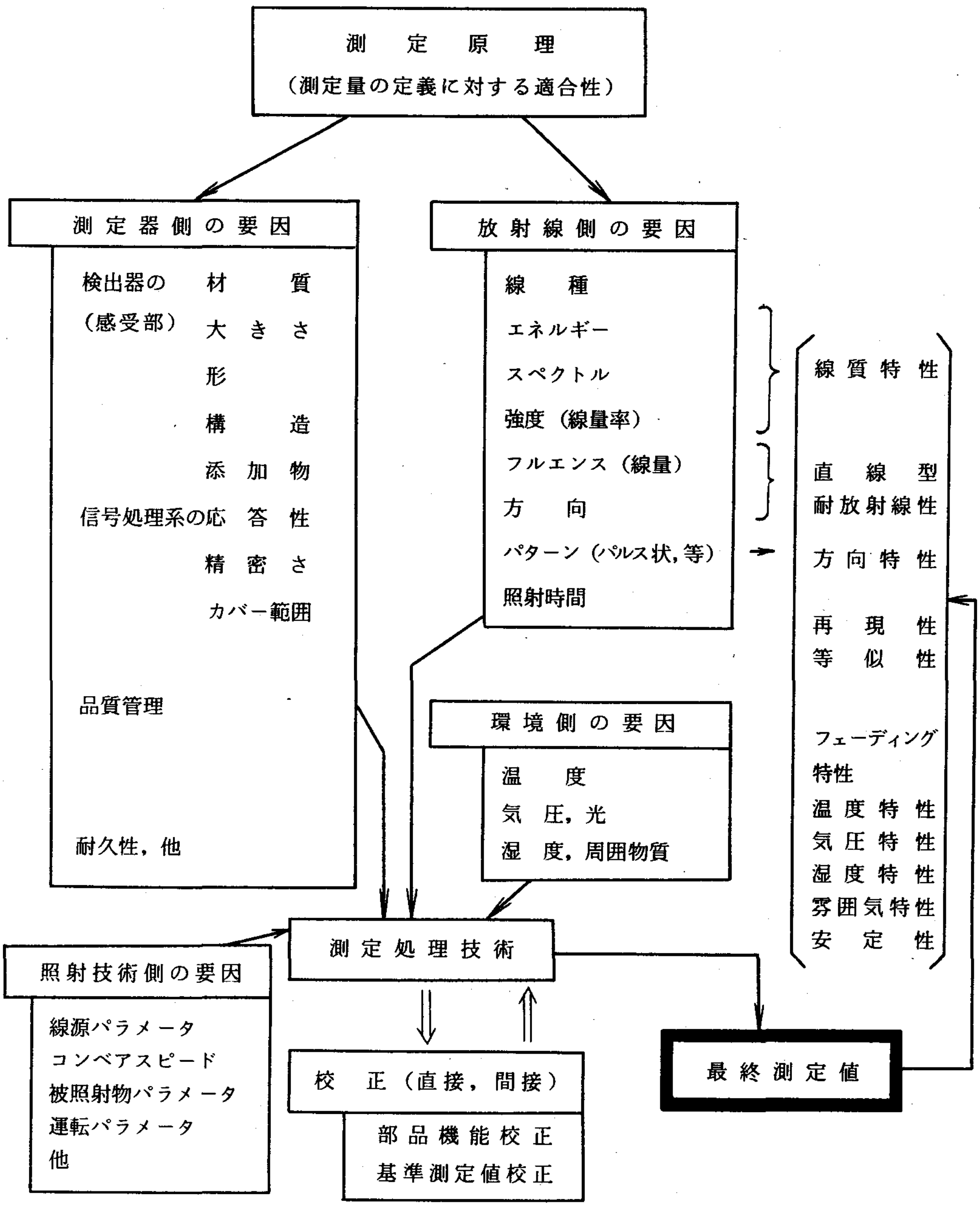


図 1. 11　線量測定に影響を与える諸要因

因は放射線側あるいは環境側の要因と切り離して考えることはできない。また高線量率下では放射線の吸収によって発熱したり，空気中にオゾンや窒素酸化物が生成することによって環境側の要因と放射線側の要因が複合する場合もある。照射技術上の要因は個々の放射線発生装置の運転管理，生産ラインにおけるプロセス制御などの種々技術的制約に関連するものであり，実用上重要な要因である。

これらの諸要因が測定においてどの程度の重要性をもつかについては個々の測定法ごとに異なる。ここでは，電子線およびγ線の高レベルの線量測定において共通する重要な要因のみについて述べる。

1.6.2 感受体のサイズの影響

図1.10(a)に示すように，感受部そのものが検出部を構成する場合における感受部のサイズの影響について検討した結果を述べる。感受体の平均吸収線量D_aとすると，求める媒質Bの吸収線量D_bは

$$D_b = f_1 f_2 D_a \qquad (1-48)$$

によって与えられる。ここでf_1は質量衝突阻止能比であるが，γ線の場合は，一般化された空洞理論[157]によって与えることができる。f_2は感受部の存在による媒質内の放射線場の擾乱に対する補正係数であり，γ線の場合は，感受体中の吸収線量の減衰に対する補正係数として近似できる。

電子線の場合は，感受部によって放射線場が乱されないためには，感受部の大きさ（厚さ）は電子の飛程に比べて十分短いことが必要である。この場合f_1は感受部に対する媒質の質量衝突阻止能の比（電子のエネルギースペクトル全体にわたって平均化），すなわち

$$f_1 = \overline{S_b} / \overline{S_a} \qquad (1-49)$$

によって近似的に表わされる。感受部と媒質の原子番号の差異が大きい場合は，感受体中のエネルギー損失の割合の違いの影響だけでなく，弾性散乱断面積の違いが，放射線場を乱す原因となるので，感受部の大きさの影響は複雑になる。

γ線の場合は電子線よりも透過力が大きいので，放射線場の擾乱に対する感受部の大きさの影響は相対的に小さい。しかし感受体に直接吸収されるエネルギーはコンプトン電子や光電子などから付与されるものであるから，感受部の大きさに応じて，γ線の質量エネルギー吸収係数とともに電子の平均質量阻止能の比の影響も受ける。

感受部の大きさが電子の飛程よりも十分小さい場合は，Spencer－Attixの空洞理論[158]があるが，この理論では感受部に相当する空洞内では一次光子と空洞内物質との相互作用は無視できるほど空洞（感受部）は小さくなくてはならない。しかし感受部が大きくなるに従って上記の相互作用は大きくなるので，この理論は適用できない。これに対してBurlinは上記の相互作用を考慮した一般空洞理論[157]を提出し，感受部の大きさをパラメータとする補正係数f_1を次式によって表わした。

$$\frac{1}{f_1}=\frac{\left(\frac{Z}{A}\right)_a}{\left(\frac{Z}{A}\right)_b}\left\{1+\frac{h}{U_0}\left[\int_{\Delta}^{U_0} R_b(U_0, U)\left(\frac{B_a(U)}{B_b(U)}-1\right)dU\right.\right.$$

$$\left.\left.+\Delta R_b(U_0, \delta)\left(\frac{B_a(\delta)}{B_b(\delta)}-1\right)\right]+(1-h)\left[\frac{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_a\left(\frac{Z}{A}\right)_b}{\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_b\left(\frac{Z}{A}\right)_a}-1\right]\right\} \qquad (1-50)$$

ここで $(Z/A)_a$, $(Z/A)_b$ はそれぞれ感受部と被照射物の原子量に対する原子番号の比，$(\mu_{en}/\rho)_a$, $(\mu_{en}/\rho)_b$ はそれぞれ感受部と被照射物の質量エネルギー吸収係数，U_0 はコンプトン電子および光電子の初期エネルギーの平均値，$R_b(U_0, U)$ は初期の電子エネルギーが U_0 のときのエネルギーUにおける一次電子束に対する全電子束の比であり，Spencer - Attix 理論により与えられている。δ は空洞をちょうど横切るのに必要な電子の平均エネルギーであり，空洞の形状によって定まる track length の平均値[159]をもとにして平均質量阻止能によって決定される。$B_a(U)$, $B_b(U)$ はそれぞれ感受部と被照射物の電子に対する stopping numberであり，

$$B(U)=\frac{A m v^2}{2\pi\rho N_a Z e^4}\left(-\frac{dU}{dx}\right) \qquad (1-51)$$

の形で定義される。ここでmは電子の静止質量，v は電子の速度，N_a はアボガドロ数，dU/dx は質量阻止能である。hは荷重因子であり，空洞の大きさが零に近づくとhは1となり，(1−50)式はSpencer - Attix理論に帰着する。また空洞が電子の飛程に比べて十分大きい場合は $h=0$ となり，(1−50)式は質量エネルギー吸収係数比に帰着する。hは空洞の壁から発生する電子束の空洞中での平均減衰に相当する量であり，

$$h=\frac{\int_0^g e^{-\beta x}dx}{\int_0^g dx}=\frac{1-e^{-\beta g}}{\beta g} \qquad (1-52)$$

で表わされる。上式が成立する条件としては，電子はエネルギースペクトル分布を変えることなく，指数関数的に減衰し，その実効エネルギー吸収係数βは空洞中での電子スペクトルに対しても，被照射物中の電子スペクトルに対しても同じであるという近似を用いている。これはβ線に対して実験的に確かめた性質をそのまま適用したものであり，βは Leovinger の経験式[160]を普通用いる。（1−52）式のｇは空洞を横切る平均 track length である。

線量測定に係わる感受体の大きさについては上記の物理的要因の他に化学的要因がある。照射による近紫外および可視領域の吸光度変化を利用したいくつかのプラスチック線量計では，放射線照射中あるいは照射後に空気中の酸素や窒素酸化物がフィルム内へ拡散したり，表面に吸着し問題としている波長領域の吸光度に影響を与えるような物質が生成される。酸素の拡散する割合はプラスチック自体の性質や温度に依存するが，プラスチック（通常はフィルム状）の厚さに強く依存する。Clear-PMMA線量計の場合，1mmの厚さをもつため，酸素のフィルム内への拡

散する割合が遅いので，フェーディングは数週間続くが，ポリエチレンテレフタレート線量計の場合，厚さは0.1mm程度であるので，わずか一日でフェーディングは完了する。[162] 三酢酸セルロース（CTA）線量計ではフィルムの厚さによって異なった線量率依存性を示す。[154]

1.6.3 放射線エネルギーの影響

図1.10(a)において媒質Bの吸収線量の測定を目的とした場合，放射線エネルギーの影響には次の2つの要因が考えられる。

(1) 線量測定において直接の測定対象である単位吸収線量あたりの効果量（電離電荷，吸光度など）のエネルギー依存性

(2) 媒質Aの吸収線量から媒質Bの吸収線量への変換係数 f_1 のエネルギー依存性

第一の場合は気体のW値，無機結晶の ε 値，液体化学線量計のG値などのエネルギー依存性が典型的な例である。このうちW値や ε 値は，電子線および γ 線に関するかぎり数keV以上ではエネルギー依存性はほとんどないと考えられる。[163] フリッケ線量計の場合は数百keV以下においてエネルギー依存性を示す。[164] これはエネルギーの低下によってLETが高くなるためであり，その機構については1.5で述べた通りである。

大線量測定に使われている種々の積分型固体線量計における単位吸収線量あたりの吸光度変化のエネルギー依存性については，実験的に調べられていないが，こうした化学的効果のエネルギー依存性は，LET効果の寄与とLET効果とは直接関係なく，化学反応の収率が光子や電子のエネルギーに依存することによる寄与が考えられる。低エネルギーの光子や電子では高LETのため活性種同志の相互作用が大きくなることが予想され，線量応答性が高エネルギーの放射線とは変わる可能性が考えられる。一方LETとは直接関係のない化学反応の収率のエネルギー依存性は数keV以下で生じると考えられるので，通常の放射線においては無視できる。

第二の場合の吸収線量の変換係数 f_1 に対する放射線エネルギーの影響は感受体の大きさによって異なる。感受体の大きさが通過する電子の飛程に比べて十分に小さい場合は，電子線照射においても γ 線照射においても，変換係数 f_1 は電子エネルギースペクトルにわたって平均化された両媒質の平均質量阻止能比で表わされる。γ 線の場合は，電子エネルギースペクトルは複雑であるが，空気に対する各種物質の平均質量阻止能比は理論的に与えられている。[165] 一方単一エネルギーの電子線照射の場合は，媒質の深さが増すにともなって，電子エネルギーが減衰するとともにエネルギースペクトルは広がる。このため平均質量阻止能比を正確に決定するにはエネルギースペクトルの形を知る必要があるが，質量阻止能比のエネルギー依存性は一般に小さいので，平均エネルギーに対する質量阻止能比によって近似できる。単一エネルギーの電子線照射における物質中の電子の平均エネルギーはその深さを関数とする経験式[75]が与えられている。

γ 線照射において感受体のサイズがコンプトン電子および光電子の飛程と同等あるいはそれ以上の大きさをもつ場合は，変換係数 f_1 は媒質Aに対する媒質Bの質量エネルギー吸収係数の比に等しくなる。コンプトン相互作用が支配的な γ 線のエネルギー領域では，この比はエネルギーに依らず一定とみなせるが，光電効果の寄与が大きくなる低エネルギー領域ではエネルギー依存性が大きく，f_1 の決定にはエネルギースペクトルあるいは実効的なエネルギーを知らなくてはならない。^{60}Co γ 線の場合は，非常に高い原子番号でないかぎり，光電効果の影響は無視できるが，

散乱γ線の寄与が大きい媒質の深部領域においては低エネルギー散乱γ線の影響を考慮する必要がある。しかし一般には散乱光子のエネルギースペクトルを求めるのは面倒であるので，媒質Bに近い組成をもつ感受体を用いるか，あるいは感受体の大きさを小さくすることによってエネルギースペクトルの影響を最小限にすることが必要である。

1.6.4 方向依存性

図 1.12において均一強度の平行な放射線が放射線場を乱さないほど十分薄い厚さ$\Delta \ell$の線量測定用の感受部（面積S）を垂直および角度θで通過する場合の線量計の応答について考える。簡単のために放射線はその飛跡に沿って連続的に一定の割合$dU/d\ell$でエネルギーを失うと仮定する。垂直入射の場合，感受部への入射線束をϕとすると，感受部の吸収エネルギーΔUは$\Delta U = \phi\,(dU/d\ell) \times \Delta \ell$で与えられる。一方角度$\theta$で入射する場合は入射線束は$\phi\cos\theta$であるが，放射線の通過距離は$\Delta\ell/\cos\theta$となり，感受部の吸収エネルギーは垂直入射の場合と同一である。したがって感受部が電子飛程に比べて十分小さいかぎり，吸収線量測定においては方向依存性は原理的に問題にならない。すなわち球強度[142]としての吸収線量の測定を原理的に満足する。

これに対して放射線を完全に吸収する方法を用いた放射線束の測定のような場合，吸収体の表面に入射する線束は入射角θに依存する。すなわち，吸収体の単位面積あたりに入射する電子流密度のような面強度[142]の測定（3.2参照）においては，原理的に方向依存性が問題となる。

実際の線量計では感受部および感受部を囲む被覆は電子の飛程に比べて無視できないほど大きいため，一次線の強度減衰が問題になる。この場合，球対称の形状に対しては方向依存性は無視できるが，それ以外の形状に対しては方向依存性が生じる。例えば平行平板型電離箱では，横方

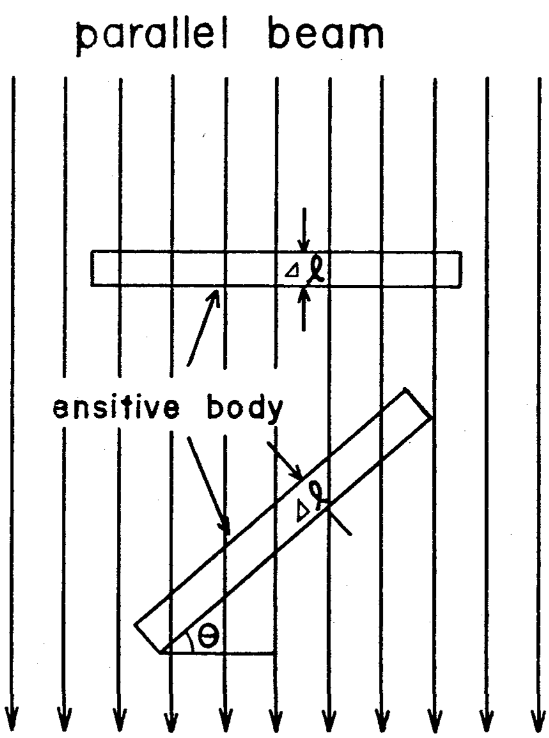


図 1.12　薄い感受体を用いた線量測定における方向依存性の図解

向からの入射に対しては壁による一次線の減衰による影響が大きい。このため，入射角度分布が大きい測定にはむしろ円筒型電離箱が有用である。

方向依存性が生じる特殊例として感受体の両面が同じ媒質に接していない場合がある。太陽電池型のフォトダイオードを用いた線量計（4.3参照）ではシリコン検出器の裏側にのみ重原子番号の電極物質が存在するため，感受部の壁からの電子の後方散乱の割合は，γ線の入射方向が検出器の表側から裏側へ向う場合の方がその逆方向の場合よりも大きくなり，感受部の平均吸収線量率に比例する短絡電流はγ線の入射方向によって異なる。[166] この方向依存性は感受部を囲む物質を構成を幾何学的に対称に近づけること，すなわち，フォトダイオードの通常の入射面と壁の間に重金属のフォイルを適当な幅だけ挿入する方法によって解決できる。

1.6.5 フェーディング効果

積分型固体線量計には放射線による物質の吸光度や発光量の変化を利用する方法が広く用いられている。これらの光学的諸量は照射が終了した後でも，照射によって生じた捕獲電子の熱的放出，照射による生成物と溶解気体分子との反応，有機化学的な遅延した連鎖反応などによって変動する。こうした照射による後効果としての吸光度や発光量の応答の変動をフェーディングと呼ぶ。したがってフェーディングは照射後に限らず，照射中にも生じる。フェーディングは，狭義にはこれらの応答の減少を意味するが，広義には増加も含む。その特徴は温度，湿度，気体，光，添加物などの影響を受け易いことである。

プラスチック線量計やガラス線量計における着色の減衰，熱ルミネッセンス線量計の発光量の減衰などが典型的な実例である。プラスチック線量計は，放射線による着色が照射後弱まるものが多いが，増加するものもある。前者の実例はポリエチレンテレフタレート線量計，[162] ポリカーボネート線量計[167]などであり，後者の例はポリ塩化ビニル線量計[118]である。また照射後一旦減少しその後増加する三酢酸セルロース（CTA）線量計[154]やその逆の経過をたどるclear-PMMA 線量計[132]のような例もある。

熱ルミネッセンス線量計やガラス線量計におけるフェーディングは，照射によって生じた捕獲電子が熱的に放出されることによって起る。捕獲電子のエネルギーレベルが単一の場合は，フェーディングは指数関数的な減衰となるが，これらの無機物では捕獲電子のエネルギーレベルは広い分布をもつため，フェーディングのふるまいは単純ではない。無機ガラスの場合，放射線によって誘起された吸光度$A(t)$の減衰は，時間tに対して

$$A(t) \propto t^{-\lambda} \qquad (1-53)$$

で与えられる。[168] ここでλはフェーディング定数である。コバルトガラス線量計においてはλは温度ばかりでなく，線量にも依存することが見出されている。[169] 吸光度の実測値をもとにして線量を算出するには，フェーディングによる減衰分を補正する必要があるが，正味のフェーディングは照射後ばかりでなく，照射中のフェーディングをも含むので，照射終了後から測定するまでの時間とともに，照射に要した時間も考慮しなくてはならない。コバルトガラス線量計では，フェーデング定数をもとにして実用的なフェーディング補正の経験式を与えた。[169]

一方プラスチック線量計の場合は，フェーディングは温度や線量ばかりでなく，それ以外の環

境条件（酸素，窒素，光，湿度）の影響を受けるため，フェーディングの挙動は複雑である。またフェーディングの機構も個々の物質によって異なり，一つの物質だけをとっても単一の機構のみでは説明できない場合もある。ポリエチレンテレフタレート線量計やclear－PMMA線量計の場合，近紫外部における放射線による着色の減衰は，固体中に捕獲されたラジカルが溶質としての酸素と反応して減衰する現象に対応している。酸素は大部分固体表面からの拡散によるものであるから，フェーディングの割合は温度および固体の大きさ（フィルムの厚さ）に依存する。clear－PMMA線量計における照射後の一時的な着色の増加は，照射によって初期的に生成されたラジカルが二次的反応によって別のラジカルへ転換するためと考えられる。可視部での着色度を利用するポリ塩化ビニル線量計における照射後の着色の継続的進行は，脱塩酸反応が連鎖的に起り，共役二重結合が生じるためと説明されている。[118]

一方，トリフェニルフォスフェイトを添加物として含む三酢酸セルロース線量計の場合は，電子線照射によって生じた吸光度の時間的ふるまいとして，照射直後の急激な減衰領域とその後に現われるゆっくりとした漸増領域が観測される。[154] 前者はラジカルと酸素との反応に起因するふるまいと考えられるが，後者は照射によって空気中に生じた窒素酸化物がフィルム表面あるいはフィルム内部のトリフェニルフォスフェイトと反応するためと推測されている。[170]

以上述べたいくつかの例によって示されるように，プラスチック線量計のフェーディング機構は多様であるとともに，種々のパラメータが影響しているので，コバルトガラス線量計におけるようにフェーディング補正用の経験式を与えることは困難である。フェーディングの少ない使用条件を選ぶことが先決である。

1.7 むすび

(1) 絶縁物の放射線照射による電気的現象として，過剰電荷蓄積と放射線誘起電流の問題を一次電子の挙動との関連において電子線照射とγ線照射の両方の場合について統一的に考察した。すなわち過剰電荷蓄積については，

(i) 照射中の一次電子の透過距離の変動を考慮した電子線照射による堆積電荷および内部電界強度の一次元的な分布の近似解法を与えた。

(ii) γ線照射における電荷蓄積機構を電子平衡条件との関連において考察し，従来指摘されていた媒質表面層および界面層の電子非平衡領域のみでなく，媒質深部の準電子平衡領域でも電荷蓄積が問題になることを指摘し，それによる堆積電荷および内部電界強度の一次元的な分布の近似解法を与えた。

また，放射線誘起電流については，

(i) split Faraday cup法によって実測される電子線照射における背面電極電流について考察し，この電流をもとにして，放射線誘起電導度と線量率との関係を明らかにした。

(ii) γ線照射下における同軸ケーブルの誘起電流の発生機構を明らかにするため，平行平板モデルをもとにして，コンプトン電子の発生および熱化に起因する一次誘起電流について考察し，従来指摘されていた絶縁物－導体の界面層の電子非平衡によって生じる電流(界面電流)以外に吸収体内のγ線の強度差によって生じる電流（バルク電流）の寄与があることを見出

した。またコンプトン電子の平均射影飛程の算出法を見出し，これをもとにして界面電流密度およびバルク電流密度の近似式を与えた。

(2) 大線量物理計測の基礎となる放射線による微視的効果として気体，液体，および固体の各状態における高線量率効果を高ＬＥＴ効果との対比において線量計測の立場から考察した。

(3) 大線量測定に関わる諸要因のうち特に重要と考えられる感受体の容積，形状の影響，入射放射線エネルギーの影響，方向依存性，フェーディング効果について，電子線とγ線の両方に対して一般的な考察を行った。

第1章　参　考　文　献

1)　森内：原子力工業 21，No.5, 9 (1975)

2)　W.L. Molaughlin :　Radiat. Phys. Chem. 9, 147 (1977)

3)　大線量測定研究委員会編：大放射線量実用測定法，放射線照射振興協会，(1978)

4)　Proceedings of the 2nd KEK Symposium on Radiation Dosimetry (C. Yamaguchi ed.), Tsukuba, (1979)

5)　C.L. Longmire :　IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22, 2340 (1975)

6)　電気学会技術報告（Ⅱ部）第86号，電気学会絶縁材料放射線試験調査専門委員会（1979）

7)　J.F. Colwel, B.C. Passenheim, and N.A. Lurie :　IRT-0056 002A (1978)

8)　D.C. Phillips :　AERE-R 8923 (1978)

9)　B. Gross :　J. Polymer Sci. 27, 135 (1958)

10)　B. Gross and K.A. Wright :　Phys. Rev. 114, 725 (1959)

11)　B. Gross and S.V. Nablo :　J. Appl. Phys. 38, 2272 (1967)

12)　H. Lackner, I. Kohlberg, and S.V. Nablo :　J. Appl. Phys. 36, 2064 (1965)

13)　J.E. Raugh and A. Andrew :　IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13, 109 (1966)

14)　L.A. Harrah :　Appl. Phys. Letter 17, 421 (1970)

15)　B. Gross, J. Dow, and S.V. Nablo :　J. Appl. Phys. 44, 2459 (1973)

16)　B. Gross, G.M. Sessler, and J.E. West :　J. Appl. Phys. 45, 2841 (1974)

17)　J.L. Howarth, J.C. Jones, and H. Miller :　Brit. J. Radiol. 24, 665 (1951)

18)　J.E. Richardson :　Radiology 62, 584 (1954)

19)　S. Genna and J.S. Laughlin :　Radiology 65, 394 (1955)

20)　H.E. Johns, N. Aspin, and R.G. Baker :　Radiation Res. 9, 573 (1958)

21)　J.F. Fowler :　Proc. Roy. Soc. A236, 464 (1956)

22)　R.A. Meyer, F.L. Bougiet, and R.S. Alger :　J. Appl. Phys. 27, 1012 (1956)

23)　K. Yahagi :　J. Appl. Phys. 37, 310 (1966)

24)　G. Gross :　Phys. Rev. 110, 337 (1958)

25)　B. Gross :　Z. Physik 155, 479 (1959)

26)　B. Gross :　Radiation Res. 14, 117 (1961)

27)　T.A. Dellin and J.C. MacCallum :　SCL-RR-720086 (1972)

28) T.A. Dellin and J.C. MacCallum : IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-20, 91 (1973)
29) T.A. Dellin and J.C. MacCallum : J. Appl. Phys. 46, 2924 (1975)
30) T.A. Dellin and J.C. MacCallum : IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 1844 (1976)
31) J.L. Stringer & R.R. Bourassa : BNWL-749 (1968)
32) V.A.J. van Lint : IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-21, 210 (1974)
33) R.L. Fitzwilson, et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-21, 276 (1974)
34) K.G. Kerris, et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci., SN-16, 264 (1969)
35) E.P. Chivington, et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 1952 (1976)
36) D.M. Clement, et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 1946 (1976)
37) W.L. Chadsey, et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-23, 1933 (1976)
38) C.E. Wuller, L.C. Nielsen, and D.M. Cement : IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-25, 1061 (1978)
39) L. Katz and A.S. Pentold : Revs. Modern Phys. 24, 28 (1952)
40) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Instrum. Methods 127, 429 (1975)
41) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Instrum. Methods 136, 533 (1976)
42) V. Culler : Proc. 7th Lab. and Conf. Cleaveland, (1959)
43) E. Lamb : ORNL Central Files No.60-12-13 (1960)
44) B. Gross : Phys. Rev. 110, 337 (1958)
45) P.V. Murphy and B. Gross : J. Appl. Phys. 35, 171 (1964)
46) T.M. Procter : Phys. Rev. 116, 1436 (1959)
47) 山本, 土屋：応用物理 30, 589 (1961)
48) 山本：応用物理 31, 377 (1962)
49) F.C. Kooi and M. Kusnezov : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-20, No.6, 97 (1976)
50) S. Kronenberg, et al.: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21, 243 (1974)
51) W.L. Chadsey : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21, 235 (1974)
52) A.R. FredericKson : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22, 2556 (1975)
53) J. Pigneret and H. Stroback : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23, 1867 (1976)
54) W.H. Benett: Phys. Rev. 45, 890 (1934)
55) J.D. Lawson : J. Electron. Contr., 5, 146 (1958)
56) S.E. Graybill and S. Nablo : Appl. Phys. Letter 8, 18 (1966)
57) W.T. Link : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-14, 438 (1967)
58) S.E. Graybill : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18, 438 (1971)
59) G. Yonas and P. Spence : "Record of 10th Symposium on Electron, Ion, and Laser Beam Technology" San Francisco Press, San Francisco, p.143 (1969)

60) G. Yonas, P. Spence, et al.: DASA 2426, AD 70832 Defence Atomic Support Agency, (1969)
61) S. Putnam : PIFR-72-105, Defence Nuclear and Physics International Comp., (1971)
62) D.W. Swain : J. Appl. Phys. 43, 396 (1972)
63) P.A. Miller, J.B. Gerado, and J.W. Poukey : J. Appl. Phys. 43, 3001 and 3008 (1972)
64) 田中：原子力工業 21, No.5, 20 (1975)
65) Proceeding of an Symposium on National and International Radiation Dose Intercomparison, IAEA, Vienna, (1973)
66) N.W. Holm and Z.P. Zagorski : Part 1, Chapt.4 in "Manual on Radiation Dosimetry", Marcel Dekker, Inc., New York, (1970)
67) W.L. McLaughlin : Part 1, Chapt. 6 in "Manual on Radiation Dosimetry", Marcel Dekker Inc., New York, (1970)
68) 中井, 他：日本放射線高分子研究協会年報 2, 17 (1960)
69) 中井, 他：日本放射線高分子研究協会年報 3, 19 (1961)
70) 吉村, 浜中：応用物理 33, 306 (1964)
71) N.W. Holm and R.D. Jarrett : Natl. Acad. Sci. — Natl. Res. Council Publ., 1273, Washinton, D.C. (1965)
72) 中井, 岡部：大放射線量実用測定法 (II − 3), 大線量測定研究委員会編, P88 (1978)
73) S. Laughlin : Radiology 63, 646 (1954)
74) 中井, 他：日本放射線高分子研究協会年報 3, 23 (1961)
75) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Sci. Engng 53, 226 (1974)
76) E.J. Williams : Proc. R. Soc. London A169, 531 (1939)
77) B.B. Rossi and K.I. Greisen : Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941)
78) L.V. Spencer : NBS Monograph 1, National Bureau of Standards, USA, (1959)
79) M.J. Berger and S.M. Selter : Computer Code Collection 107, Oak Ridge Radiation Shielding Information Center, (1968)
80) B. Radak and V. Markovic : Part 1 Chapt. 3 in "Manual on Radiation Dosimetry", Marcel Dekker, Inc., New York, (1970)
81) N.W. Holm. Chap. 9 in IAEA Technical Report Series No.149, p 99, IAEA, Vienna, (1973)
82) IAEA Technical Report Series No.178, Manual of Food Irradiation Dosimetry, IAEA, Vienna (1977)
83) W.L. McLaughlin : National and International Standardization of Radiation of Radiation Dosimetry, p.89, IAEA, Vienna (1978)

84) F.J. Haasbroek : Brookhaven Natl. Lab. Rept. BNL 763 (T-284), (1962)
85) E. Bjergbakke and K. Sehested : Advan. Chem. Ser., 81, 579 (1968)
86) H. Fricke and E.J. Hart : Chapt. 12 in "Radiation Dosimetry" 2nd ed., Vol.Ⅱ (F.H. Attix and W.C. Roasch, eds), Academic Press, New York, (1966)
87) R.W. Matthews : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 23, 179 (1972)
88) R.W. Matthews : Radiation Res. 55, 242 (1973)
89) V.E. Church, H.J. Fraser, and R.W. Matthews : J. Physics E, 9, 182 (1976)
90) D.F. Sangster : Gamma Radiation Processing Seminar, Ottawa, Canada, p 85, (1975)
91) Manual of Dosimetry in Radiotherapy, STI/DOC/10/110, IAEA, Vienna, (1970)
92) 日本医学放射線学会雑誌 31, 724 (1971)
93) V.H. Ritz and F.H. Attix : Radiation Res. 16, 401 (1962)
94) 加藤, 山地, 他：第11回理工学における同位元素研究発表会要旨集, P 55 (1974)
95) 森内, private communication
96) 森内：応用物理 34, 435 (1965)
97) T. Kanasawa and J. Furuta : Ann. Rep. Rad. Ctr. Osaka 11, 121 (1970)
98) S. Okamoto, et al.,: Ann. Rep. Rad. Ctr. Osaka 17, 67 (1976)
99) K. Scharf and J. Sparrow : J. Res. Natl. Bur. Stand. 68A, 683 (1964)
100) R.P. Parker, et al.,: Proc. Symposium on Solid State and Chemical Radiation Dosimeters in Medicine and Biology, p 167, IAEA, Vienna (1967)
101) N.A. Baily and G. Kramer : Radiation Res. 21, 53 (1964)
102) K. Scharb : J. Res. Natl. Bur. Stand. 64A, 297 (1960)
103) D. Welpton er al.,: Phys. Med. Biol. 8, 33 (1963)
104) A.C. Miller et al.,: Nucl. Sci. Engng. 19, 400 (1964)
105) W.L. McLaughlin : Part 1, Chapt. 6 in "Manual on Radiation Dosimetry", Marcel Dekker Inc., New York, (1970)
106) W.L. McLanghlin and M. Kosanić : Int. J. Appl. Radiat. Isotopes 25, 249 (1974)
107) S.G. Gorbics and F.H. Attix ; Health Physics 25, 499 (1973)
108) K.P. Lambert and M. Van De Voorde : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 25, 69 (1974)

109) Y. Furuta and S. Tanaka : Proc. 2nd KEK Sympo. on Radiation Dosimetry, KEK-79-17, p 84 (1979)

110) K.V. Ettinger, A. Takavar, and J.R. Mallard : Food Preservation by Irradiation (Proc. Sympo. Wegengen, 1977) IAEA, Vienna (1978)

111) K.G. Puite, D. Rintjima, and D.J.M Crebolder : Food Preserbation by irradiation (Proc. Sympo., Wegeningen, 1977) IAEA, Vienna (1978)

112) N. Tamura, Y. Oshima, et al.,: Jap. J. Appl. Physics 9, 1148 (1970)

113) D.I. Thwaites, G. Buchan, et al.,: Int. J. Appl. Radiat. Isotopes 27, 663 (1976)

114) 津守，盛山，岡部：第 38 回応用物理学会予稿 13 aE 2 （1977）

115) 富増：第 15 回理工学における同位元素研究発表会要旨集，P 173 （1978）

116) A. Charlesby and A.J. Wood : Int. J. Appl. Radiat. Isotopes 44, 413 (1963)

117) W. Stolz : Isotopenpraxis 2, 366 (1966)

118) C. Altandi : Manual on Radiation Dosimetry (N.W. Holm and R.J. Berry, eds.), p 353, Marcel Dekker, Inc., New York, (1970)

119) J.R. Puig, J. Laizier, and F. Sundardi : Radiosterilization of Medical Products, Proc. Sympo., Bonbey, IAEA, Vienna, p 113 (1975)

120) J. Laizier and C. Oproui : Radiat. Phys. Chem. 9, 721 (1977)

121) W.L. McLaughilin : Manual on Radiation Dosimetry (N.W. Holm and R.J. Berry eds.) p 377, Marcel Dekker, Inc., New York, (1970)

122) W.P. Bishop, K.C. Humpherys, and P.T. Randtke : Rev. Sci. Instr. 44, 443 (1973)

123) W.L. McLaughlin, A. Miller, et al.,: Radiat. Phys. Chem. 10, 119 (1977)

124) A. Miller, E. Bjergbakke, and W.L. McLaughlin : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 26, 611 (1975)

125) J.W. Boag, G.W. Dolphin and J.W. Rotbrat : Radiation Res. 9, 589 (1959)

126) V.H. Ritz : Radiation Res. 15, 460 (1961)

127) R. Sheldon : Manual on Radiation Dosimetry (N.W. Holm and R.J. Berry eds.) Marcel Dekker. Inc., New York, p 411 (1970)

128) C. Yamaguchi : Nucl. Instrum. Methods 154, 465 (1978)

129) A. Morris, R. Sheldon, and G.B. Stapleton : Rutherford Laboratory Report RHEL/R 132 (1966)

130) R.J. Berry and C.H. Marshall : Phys. Med. Biol. 14, 585 (1969)

131) C.G. Orton : Manual on Radiation Dosimetry (Marcel Dekker, Inc., New York, p 357 (1970)

132) K.H. Chadwick : Radiosterilization of Medical Proclucts, Proc. Sympo., Bonbey, 1974, IAEA, Vienna p 69 (1975)

133) B. Whittaker : Manual on Radiation Dosimetry (Marcel Dekker, Inc., New York, p 363 (1970)

134) T.A. Olejnik : Radiat. Phys. Chem. 14, 431 (1979)

135) N.J. Keridl and G.E. Blair : Nucleonics 14, No.1 56 (1956)

136) 横田：東芝レヴュー 13，1017 （1958）

137) S. Matsuoka, S. Sunaga, R. Tanaka, M. Hagiwara, and K. Araki : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23, 1447 (1976)

138) R. Tanaka, H. Sunaga, and N. Tamura : IEEE. Trans. Nucl. Sci. NS-26, 4670 (1979)

139) B. Gross and L.N.de Oliveira : J. Appl. Phys. 45, 4724 (1974)

140) 岡部，多幡，中井：応用物理 45，2 （1976）

141) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Sci. Engng. 53, 226 (1974)

142) G.N. Whyte : Principles of Radiation Dosimetry, John Wiley & Sons, Inc., New York, (1959)

143) T.E. Burlin and F.K. Chan : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 22, 73 (1971)

144) 田中：放射線化学 13，No.25，17 （1978）

145) 田中，田村：電学誌 100A，141 （1980）

146) K. Yakagi and K. Shinohara : J. Appl. Phys., 37, 310 (1966)

147) R.D. Evans : Chapt. 3 in "Radiation Dosimetry Vol.I" (F.H. Attix and W.C. Roesch eds.), Academic Press, New York and London, (1968)

148) J.W. Boag : Chapt. 9 in "Radiation Dosimetry Vol.II" (F.H. Attix and W.C. Roesch eds.), Academic Press, New York and London, p 2 (1966)

149) M. Matsui et al.,: J. Nucl. Sci. Tech. 7, 97 (1970)

150) K. Sehested et al.,: Dosimetry in Agriculture, Industry, Biology, and Medicine (Proc. Sympo., Vienna, 1972) IAEA, Vienna, p 397 (1973)

151) N.W. Holm : Chapt. 4 in "Manual on Radiation Dosimetry" (N.W. Holm and R.J. Berry, eds.) Marcel Dekker, Inc., New York, p 84 (1970)

152) N.W. Holm : IAEA Panel on National and International Radiation Dose Intercomparison, IAEA-PL-479/9, p 67 (1973)

153) W.L. McLaughlin et al.,: Radiat. Phys. Chem. 14, 535 (1979)

154) R. Tanaka, S. Mitomo, et al.,: to be published.

155) 中島：放射線物理研究 3，No.2，15 （1970）

156) 野田：放射線化学 5，No.9，2 （1970）

157) T.E. Burlin : Brit. J. Radiol., 39, 727 (1966)

158) L.V. Spencer and F.H. Attix : Radiation Res. 3, 239 (1955)

159) R.D. Birkhoff et al.,: Health Physics 19, 1 (1970)

160) R. Loevinger : Radiology 66, 55 (1956)

161) C.G. Orton : Phys. Med. Biol. 11, 377 (1966)

162) 大島, 田中：応用物理 36, 515 (1967)

163) 道家：放射線物理研究 3, No.1, 24 (1969)

164) 森内：放射線化学 10, No.19, 6 (1975)

165) T.E. Burlin : Chapt. 8 in "Radiation Dosimetry Vol.I" (F.H. Attix and W.C. Roesch eds.) Academic Press, New York and London, p 332 (1968)

166) R. Tanaka, S. Tajima, and A. Usami : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes. 24, 627 (1973)

167) R. Tanaka, Y.S. Yoo, and N. Tamura : JAERI-M 7000 (1977)

168) S. Kondo : J. Phys. Soc. Japan 13, 224 (1958)

169) 田中, 中村 : Radioisotopes 24, 1 (1975)

170) 松田, 永井 : JAERI-M 8471 (1979)

第２章　電子線およびγ線照射による電気的効果の実験的研究

2.1　まえがき

電子線およびγ線照射による電気的効果については，第一章において主として理論的解析，および検討を行った。本章では前章で述べた電気的効果のうち，一次電子の挙動に関連するエネルギー推積分布や一次誘起電流の測定実験を行い，前章の理論解析およびそれをもとにした近似式との比較を行った結果について述べる。

電子線照射された絶縁物内の電荷蓄積による電子透過距離の短縮は，まずLackner ら[2] およびRaugh ら[3] によって観測されている。Harrah [4] は放射線感受性の大きいプラスチックを用いて内部電場が高まることによってエネルギー推積分布が影響を受けることを見出した。しかしこれらの実験はすべて極めて高電流のパルスビームによる実験結果であるが，高電流の場合は絶縁物内部の電荷推積率が大きいため，照射開始後の時間に伴う電荷蓄積効果を前章で述べた基礎的検討をもとにした計算結果と対比して定量的に把握することができない。むしろ比較的低い電子流密度の定常ビームを用いた実験が必要であるが，現在のところ，低電子流密度に対する実験例は全く見あたらない。また，実際に電子線照射による絶縁ケーブルの改質に応用されているのは$\mu A/cm^2$ レベルの低電子流密度であるので，応用面からもこの電子流密度領域における実験が必要である。このため，電子エネルギー1.8 MeV，電子流密度1 $\mu A/cm^2$ 以下の定常的な電子ビームを用いて固体絶縁物中のエネルギー堆積分布の測定を行い，計算結果との比較を行った。この研究成果については2.2で述べる。

一方，IREBの場合は1.4で述べた通り，気体媒質中を通過するビーム自体が電磁場を誘起し，さらにそれがビーム電子の挙動に影響を与える。しかし，極めて短時間に起るこの挙動を直接的に観測するのは難しい。これに対して，間接的な方法ではあるが，固体物質内のエネルギー推積分布の測定は電子エネルギーやビームの広がりを把握するのに有力な手段であると考えられる。Yonas ら[5] は平均電子エネルギー0.48 MeV，平均電流25 kA，パルス巾（FWHM）50 ns の電子線を用いてエネルギー推積分布を測定し，外挿飛程が若干減少することを見出したが，この原因がビームの横方向のエネルギー成分が大きく，斜入射成分の寄与が大きくなるためであることをモンテカルロ法を用いた斜入射電子に対するエネルギー推積分布の計算結果との比較を通して説明した。

こうしたビームのふるまいがエネルギー推積分布へ与える影響は，1.4で述べた放射線場に対する電磁気作用から，気圧の圧力にも依存すると考えられるが，これについて気体の圧力をパラメータとして，実験的に調べた例は見あたらない。また，IREBに対するエネルギー推積分布は，実際のIREBを用いた種々の照射利用の立場からも必要である。このため，パルス電子線源としてFebetron 706を用い，気体媒質として弾性散乱断面積および衝突エネルギー損失の少ないヘリウムを用いることによって，IREBによる導電性の固体に対するエネルギー堆積分布の測定を行った。この研究成果については2.3において述べる。

一方，高線量率のγ線による絶縁物内の電気的効果の実験的研究は，4章で述べる電離箱による高線量率の高精度測定において重要な問題である電離電流検出用の同軸ケーブルのγ線誘起電流発生機構を解明する目的で行った。誘起電流測定は同軸ケーブルを一次元的に模擬した平行平板型試料を用いて，^{60}Co γ線照射下で行い，1.3.3で述べた計算との比較および検討を行った。

2.2 電子線照射されたポリメチルメタクリレート内のエネルギー堆積分布に対する電荷蓄積効果[1), 8)]

2.2.1 実験法

1) 絶縁材料の選択と線量測定法

電子線照射された固体内のエネルギー堆積分布（深部線量分布ともいう）は，通常薄いフィルム状の固体線量計を用いて行われるが，ここでは固体絶縁物内部に注入された電荷の動きを問題としているため，電子飛程よりも厚い固体絶縁物を用いなくてはならない。線量測定法としては，線量分布の位置分解能がよいことが要求されるため，線量とともに吸光度が変化することを利用する方法が適している。こうした目的に適合する可能性をもつ物質は限定されるが，次に述べる理由から，半透明の赤色に染色したポリメチルメタクリレート（red－PMMA）を実験用の絶縁材料として選んだ。

(1) 照射による着色が電荷蓄積効果の現われる線量域とほぼ同じ領域で現われる。

(2) エネルギー堆積分布の測定のため，照射後厚い試料をスライス状に切断し，研磨したが，PMMAの場合はこうしたプロセスによって測定が可能となった。

(3) PMMAは電子線照射による絶縁破壊の研究のための絶縁材料として使用されている[6)]。

まず，red－PMMAに対する吸収線量と吸光度変化との関係を調べるため，材料を3mm厚のスライスに切断し，吸光度測定のために表面研磨を行った（詳しい工程は後述）。吸光度測定には紫外可視分光光度計（日本分光UVIDEC－2）を使用した。未照射試料ならびに0.5および1.0Mrad照射した試料の吸光スペクトルを図2.1に示す。吸光度は線量とともに増加するが，

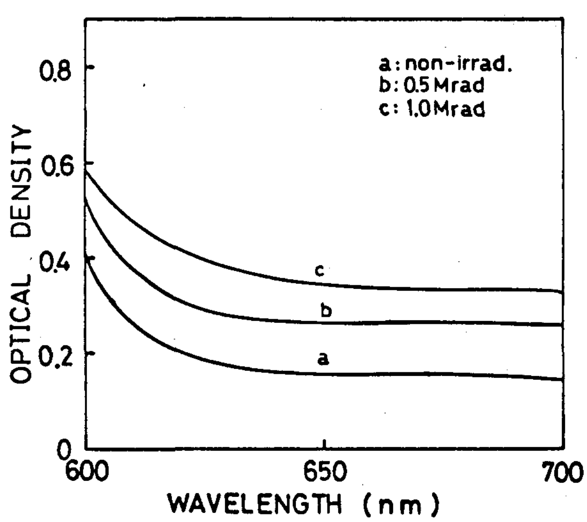


図2.1 red－PMMA試料の照射前および照射後の吸光スペクトル

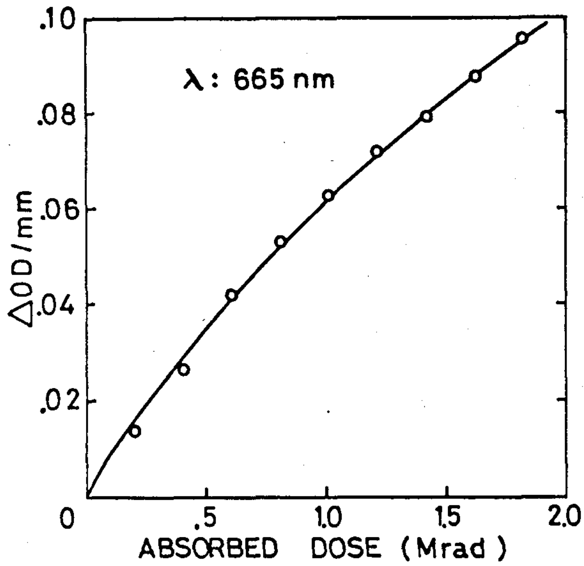


図 2. 2
red−PMMAの単位厚さあたりの放射線誘起吸光度と吸収線量との関係

波長にはほとんど依存しない。したがって読取り波長の選択は重要ではない。放射線誘起吸光度は照射後24hの室温保存中に約10%増加するが，その後は50℃以下でほとんど一定の値を保つ。665nmにおける単位厚さあたりの放射線誘起吸光度（24h保存後の測定値）と吸収線との関係を図2.2に示す。吸光度は線量に対して直線的応答を示さないが，この曲線を用いて吸光度測定によって吸収線量を推定することが可能である。

放射線誘起吸光度は70℃以上の保存温度ではフェーディングを示す。しかし試料温度90℃での照射においても，照射時間が短く，かつ照射後直ちに常温の環境に移すことによって，フェーディングの影響は無視できることがわかった。また通常の実験では吸収線量は0.5 Mrad以下であるので，試料の放射線エネルギー吸収による温度上昇の影響は無視できる。

2) 電子線照射

電子線照射は図1.4に示す幾何学的条件下で行った。大きさ100×100mm，厚さ15mmのred−PMMA板（三菱樹脂Acrylite 102）を絶縁物試料として用いた。板の両面には薄く導電塗料（HITASOL，AB−1）を塗布し，照射面の電極を接地電極とし，背面電極は電流計の負荷抵抗を通して接地した。電子線源には日立製コックロクトウォルトン型電子加速器からの無走査ビームを用い，照射は，電子エネルギー1.8 MeV（PMMA中の最大飛程約8mm），試料面上での電子流密度0.05〜0.5 $\mu A/cm^2$ の範囲で行った。これに対応する試料表面の吸収線量率は0.05 $\mu A/cm^2$ の場合，約10^4 rad/s である。試料面上の照射領域はビームガイド管を用いて70mmϕに限定し，ビーム開閉はアルミニウム製自動シャッターを用いた。照射面上の電子流密度分布はブルーセロファン線量計によって測定し，試料面上の照射領域にわたって10%以内で均一であることを確認した。

照射直前の試料温度は，温度依存性の実験を除いて，30±1℃に保った。電子線エネルギーの吸収による温度上昇は1回の照射あたり5℃以下であった。この程度の温度上昇は，電荷蓄積効果の温度　存性を通してエネルギー堆積分布に影響を与えるほどではない。背面電極電流 J_r とその時間積分値は電流および電流積分計（Elcor，Welex Electronics Co.）を用いて測定し，ペンレコーダで記録した。

3) エネルギー堆積分布の測定

照射した試料内のエネルギー堆積分布の測定は図 2. 3 に示す手順に従って次の通り行った。

(1) 試料を図 2. 3 に示すように 3 mm厚のスライス状の測定用試料を得る。(2) スライス試料の表面を研磨する。最終仕上げは研磨布の上にアルミナ懸濁液を垂らしながら行う。(3)スライス試料内の電子ビーム方向の吸光度分布をマイクロ分光光度計 (ナルミ商会, NL M－8 mono) によって測定する (分光ビームの直径： 0. 2 mm) 。(4)校正曲線 (図 2. 2) を用いてエネルギー堆積分布を求める。

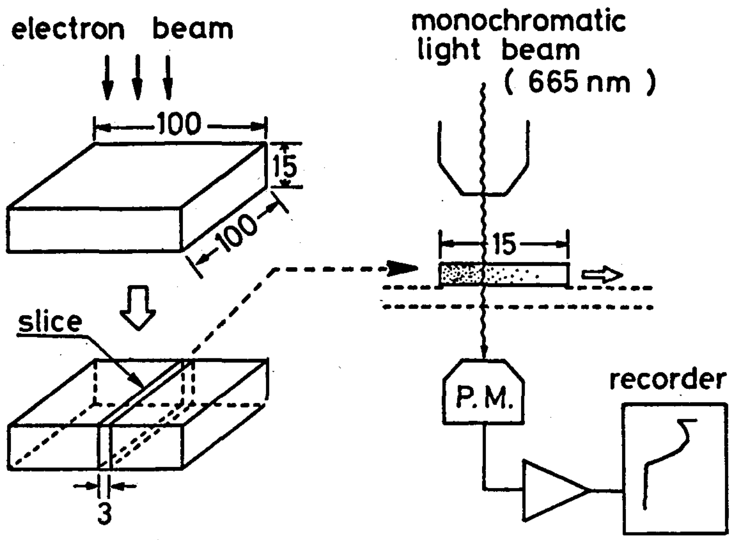


図 2. 3　照射したred－PMMA 内のエネルギー堆積分布 (深部線量分布)の測定法

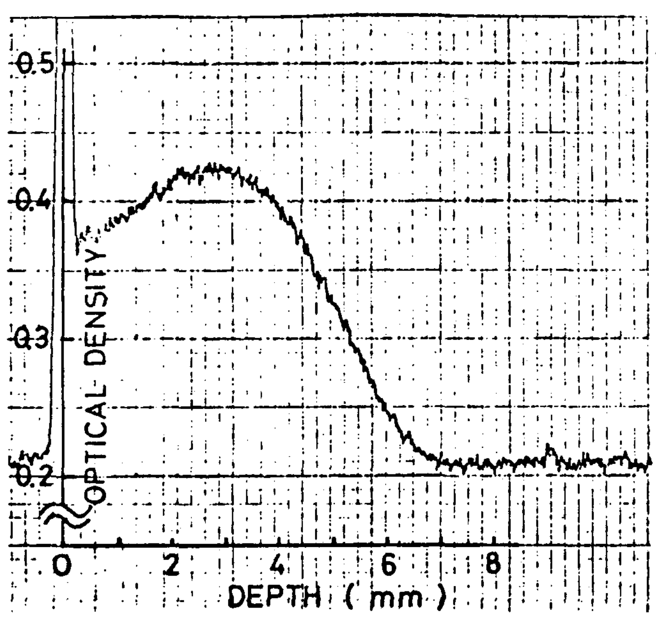


図 2. 4　red－PMMA 試料の深部方向の吸光度分布測定結果の一例。深部線量分布にほぼ対応する。

エネルギー堆積分布に対応する吸光度分布の典型的な実測例を図2.4に示す。試料表面から約1mm以内の深さについては光学的歪のために測定は技術的に不可能であった。以上の方法で得られたエネルギー堆積分布を電荷蓄積の影響を受けないと考えられる分布と比較するため，薄い絶縁フィルムを積み重ねた媒質内のエネルギー堆積分布を測定した。絶縁フィルムとしては，線量測定の目的に使用されている三酢酸セルロースフィルム（厚さ0.125mm，5章で詳述）を用いた。1.8MeV電子線に対するエネルギー堆積分布に関しては，三酢酸セルロースとPMMAはほとんど等価とみなせる。

2.2.2　実験結果および計算結果との比較検討

1）実験結果

red−PMMAおよびCTAフィルムの積層内では深部線量分布（相対値）を図2.5に示す。両試料とも0.15μA/cm^2の電子流密度で3秒から67秒まで時間を変えて照射した。各線量の最大値はすべて1に規格化した分布を示した。red−PMMAの場合，深部線量分布の下降曲線を外挿して得られる深さは照射時間とともに減少する。この深さは電子透過距離に対応するとみなすと，電子透過距離は入射電荷密度が増すとともに減少する。最小の入射電荷量0.45μC/cm^2（曲線b）においても電子透過距離は，電荷蓄積の影響はないと考えられるCTAフィルムの積層中のそれよりも短い。4.5μC/cm^2（曲線e）以上では，電子透過距離の減少は見られなくなる。入射電荷密度の増大にともなって現われるこの透過距離の漸近値は電荷蓄積がない場合の透過距離の約2／3である。このふるまいは固体絶縁物内に蓄積する過剰電荷密度が時間とともに一定値に近づき，それによって電界強度が飽和することを示唆している。

深部線量分布の下降曲線の外挿によって得られる電子透過距離に対する電子流密度の効果を図2.6に示す。入射電荷量が3μC/cm^2以上では透過距離は電子流密度の増大とともに減少する

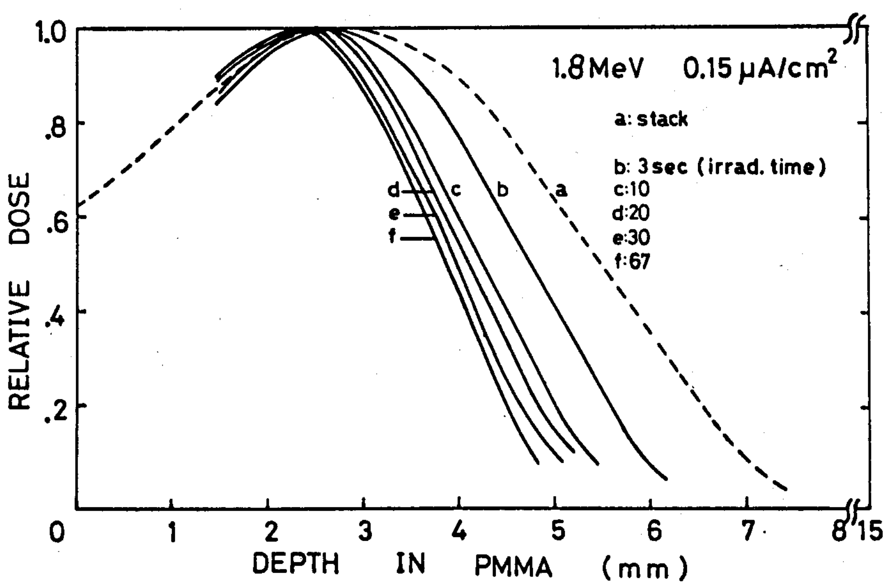


図2.5　red−PMMAおよびCTAフィルム積層内の深部線量分布。
実線：red−PMMA，　点線：CTAフィルムの積層

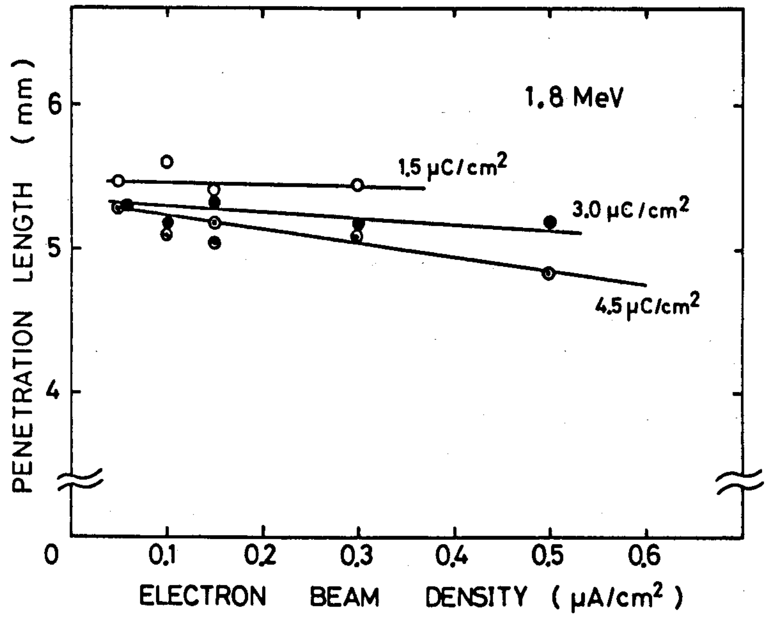


図 2. 6　　red－PMMA 内の電子透過距離に対する電子流密度の効果

傾向を示すが，1.5 μC／cm^2 では測定した電子流密度の範囲内で減少傾向は明確ではない。種々の電子流密度における照射時間にともなう透過距離の減少を図 2. 7 に示す。零秒での透過距離は電荷蓄積の影響がない場合の値を示す。透過距離は電子流密度が高いほど急激に減少するが，数 1 0 秒後は電子流密度に関係なく一定値に近づく傾向がある。

深部線量分布に対する照射時の試料温度の影響を図 2. 8 に示す。温度が増加するとともに透過距離は長くなる。このことは固体絶縁物の漏洩電流は試料温度とともに増加し，その結果電荷蓄積の効果は温度が高いほど弱まることを示唆している。

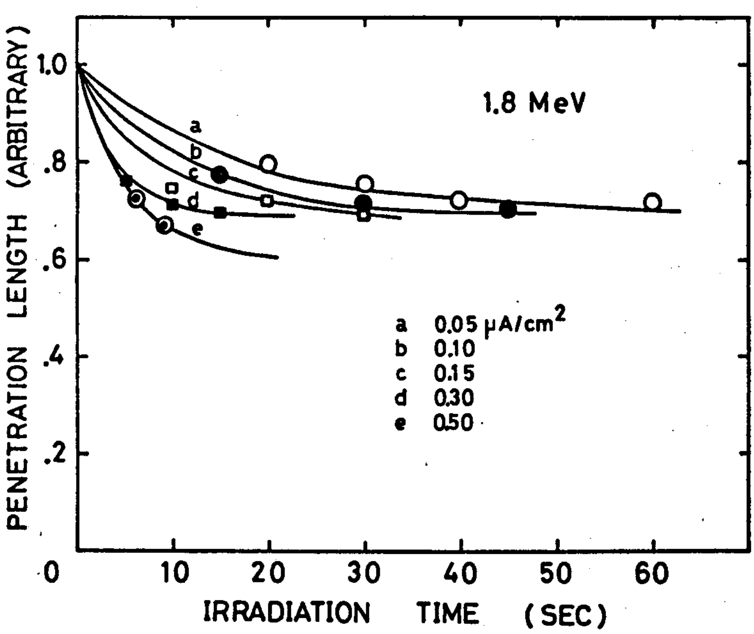


図 2. 7　　red －PMMA 内の電子透過距離と照射時間との関係

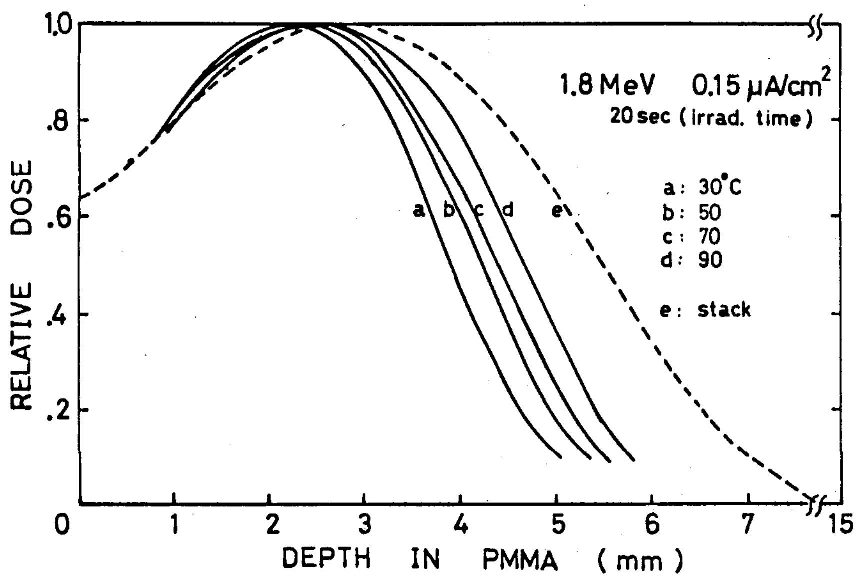


図 2. 8　　red –PMMA 内の深部線量分布に対する照射温度の効果

2)　電荷蓄積効果の計算

電子線照射された絶縁物内での過剰電荷のふるまいについての計算による解析は，前章における（1－1）および（1－2）式を解くことにより行った。計算に必要な定数および初期値の決定は次のように行った。

放射線誘起電導度 σ（x，t）に関する経験式（1－3）式における定数 Δ，k は図 1. 4 の split Faraday cup 法 [7] を用いた red－PMMA 試料の背面電極電流 J_r およびその積分値 Q_r の測定をもとに決定した [8]。Q_r としては定常ビームの照射下で J_r の初期値から初期値の 15％まで減衰する時間までの電流積分値を採用した。線量率依存次数 Δ は Q_r と J_r の対数プロットによって得られる直線の勾配に（1–24）式の関係を適用することによって決定した。比例定数k は（1–21）式によって得られる J_r の減衰曲線が実験によって得られる減衰曲線に最も適合するように決定した。この結果，30 ℃において $\Delta = 0.89$，$k = 7.7 \times 10^{-18}\ \mathrm{ohm}^{-1}\ \mathrm{cm}^{-1}\ \mathrm{rad}^{-\Delta}\ \mathrm{s}^{\Delta}$）が得られた。

1.8 MeV の電子エネルギーにおける一次電子熱化時の電荷堆積率分布 G（x，0)(≡G(x)) は 2 MeV で照射されたポリスチレンに対する電子透過曲線 [9] の透過距離に関する微分をもとにして得た。同エネルギーに対する深部線量分布 D（x，0)(≡D(x)) はCTAフィルムの積層中のの深部線量分布を用いた。G（x，0）および D（x，0）を図 2. 9 に示す。G（x，0）および $\dot{D}$（x，0）に対しては経験式を決定し，照射時間とともに G（x，t），σ（x，t）が（1－4）および（1－5）式によって変動することを考慮した。

絶縁物試料の電位に関する境界条件および初期条件は V（0，t）＝V（L，t）＝0，V（x，0)＝0 [8] とした。電子計算機を用いた（1－1）および（1－2）式の解法は次の通りである。厚さ x，照射時間 t はそれぞれ 0.02 cm，0.01 秒の間隔で細分した。各小区分に対しては（1－1）および（1－2）式はよい近似で換算できる。まず電界強度 E（x，0）＝0 の初期分布のもとで 0.01 sec での電荷分布に対して（1－2）式を解く。次に E（x，0.01）を（1－2）式および電位に関する初期条件を用いて求め，これをもとにして N（x，0.02）を計算する。これを繰返すことによっ

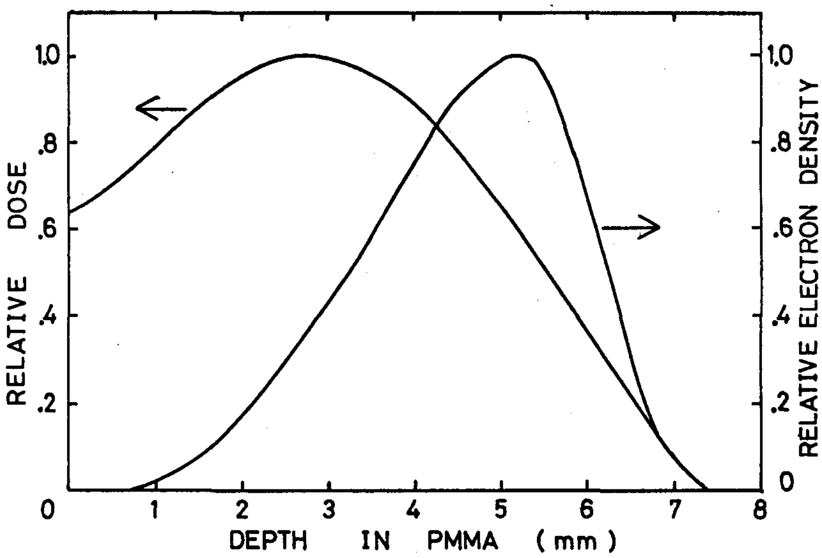


図 2.9　内部電場がない場合の 1.8 MeV 電子に対する深部線量分布と電荷堆積率分布

て N (x, t), E (x, t) を求めた。

3) 計算結果と実験結果との比較および検討

電子エネルギー 1.8 MeV，電子流密度 0.1 5 μA／cm^2 における照射中の過剰電荷の密度分布および内部電界強度分布の計算結果を図 2.1 0 および図 2.1 1 に示す。図 2.1 0 は G (x, t), $\dot{D}$ (x, t) は時間とともに変らないと仮定した場合であり，図 2.1 1 は両者がそれぞれ (1－4) および (1－5) 式に従って変動すると仮定した場合である。どちらの場合も，試料の浅い領域の電界強度は，1 0 秒間の照射で 1 MV／cm を越える。この電界強度の値は PMMA 中の単位厚さあたりの 1.8 MeV 電子に対する衝突エネルギー損失の割合（～2 MeV／cm^2）にほぼ匹敵する。したがって電子透過距離を短縮するには十分の値である。図 2.1 1 では 4 mm よりも浅い領域における電界強度は約 1 0 秒間で飽和に達するが，これは図 2.6 における電子透過距離の減少の分が飽和する傾向とよく一致している。4 mm より深い領域では 2 0 秒以上経過しても電界強度は増加し続けて，深さ約 5 mm の付近に鋭いピークが立上る。しかし入射電子の飛程付近の深い領域での電界強度はもはや電子透過には大きな影響は与えない。しかし 2 0 秒以上における透過距離のゆっくりとした減少は，この深い領域の電子流密度の増大に対応していると思われる。

一方図 2.1 0 では，浅い領域での電界強度は比較的ゆっくりと飽和し，その飽和値は図 2.1 1 の場合に比べて大きな値を示す。また深い領域ではピークが現われない。これらの差異は G(x,t) および $\dot{D}$ (x, t) が時間とともに変動すると仮定した場合の計算結果の方が，実験結果をよく説明するように見える。この仮定のもとでは 2～5 mm の深さに電荷密度の負のピークが電界強度のピークに対応して立上る。この負のピークは二次的に生じた荷電担体のドリフトによって負電荷の密度が減少する割合が一次電子の熱化による負電荷の堆積量よりも大きいことを意味する。G (x,t) および $\dot{D}$ (x, t) が時間とともに変動すると仮定したときだけ局部的に負電荷密度が減少する理由は，電子透過距離の短縮によって深い領域での $\dot{D}$ (x, t) の勾配が増し，そのため σ (x, t) の勾配が増すことによって負の空間電荷の減少の割合が増すためと考えられる。

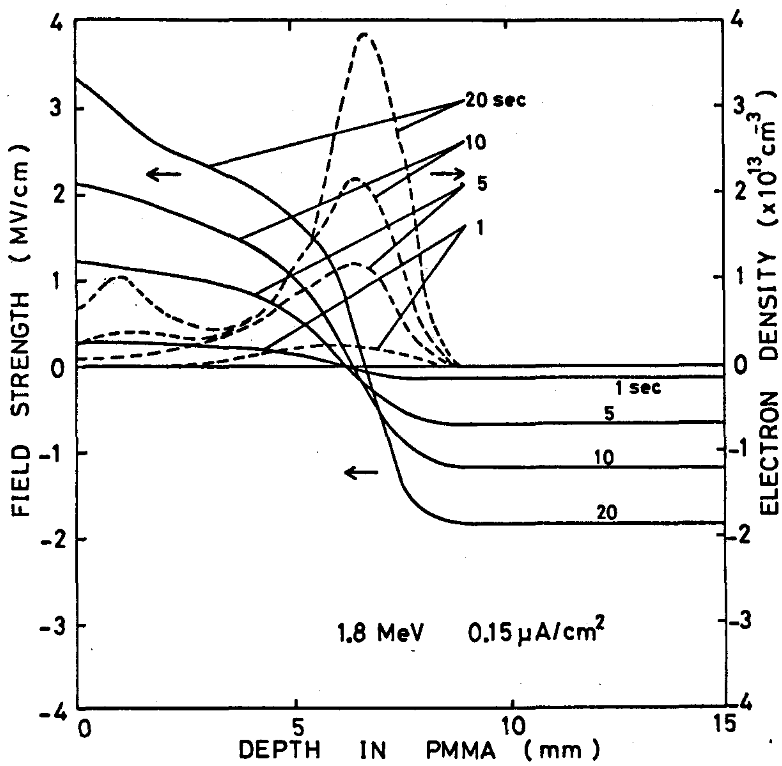


図 2.10　電子線照射下におけるPMMA内の過剰電荷の密度分布および内部電界強度分布の計算結果（G（x, y), $\dot{D}$(x, t)は時間とともに変動しないと仮定)。図中の時間は照射開始後の時間を示す。

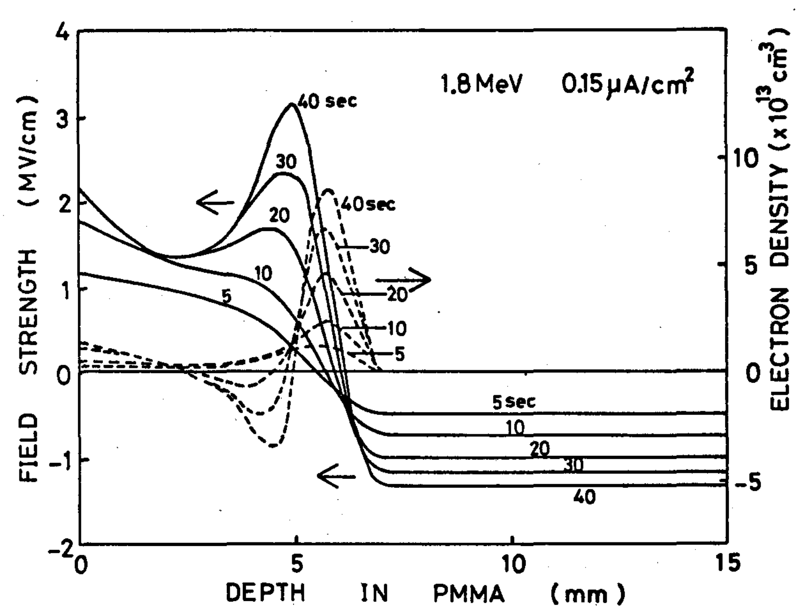


図 2.11　電子線照射下におけるPMMA内の過剰電荷の密度および内部電界強度分布の計算結果(G(x, t), $\dot{D}$(x, t)は時間とともに変動すると仮定)。 図中の時間は照射開始後の時間を示す。

入射電荷量4.5 μA／cm^2 の一定値における電界強度分布に対する電子流密度の効果に関する計算結果を図2.1 2に示す。浅い領域の電界強度は電子流密度とともにゆっくりと増大するが，深い領域での変動は少ない。図2.7の実験結果はこの計算結果によってよく説明できる。

電子流密度0.1 5 μA／cm^2 ，照射開始1 0 秒後における電荷密度分布および電界強度分布に対

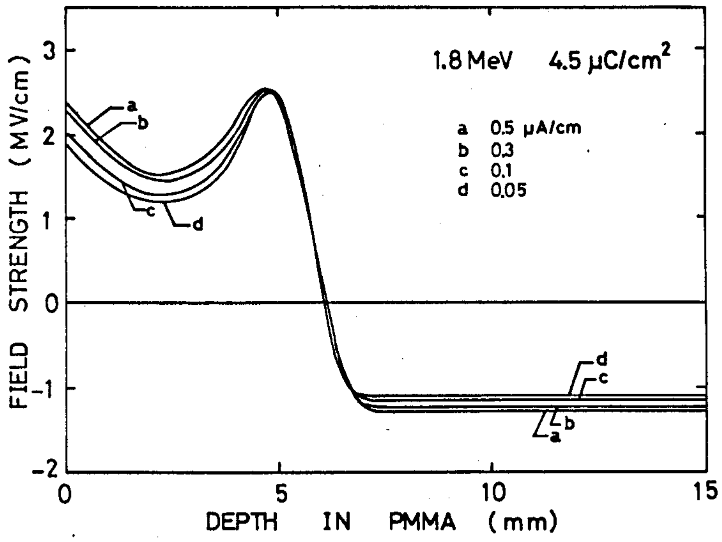


図2.12　種々の電子流密度におけるPMMA内の電界強度分布の測定結果。入射電荷量は一定（4.5 μC／cm^2）とする。

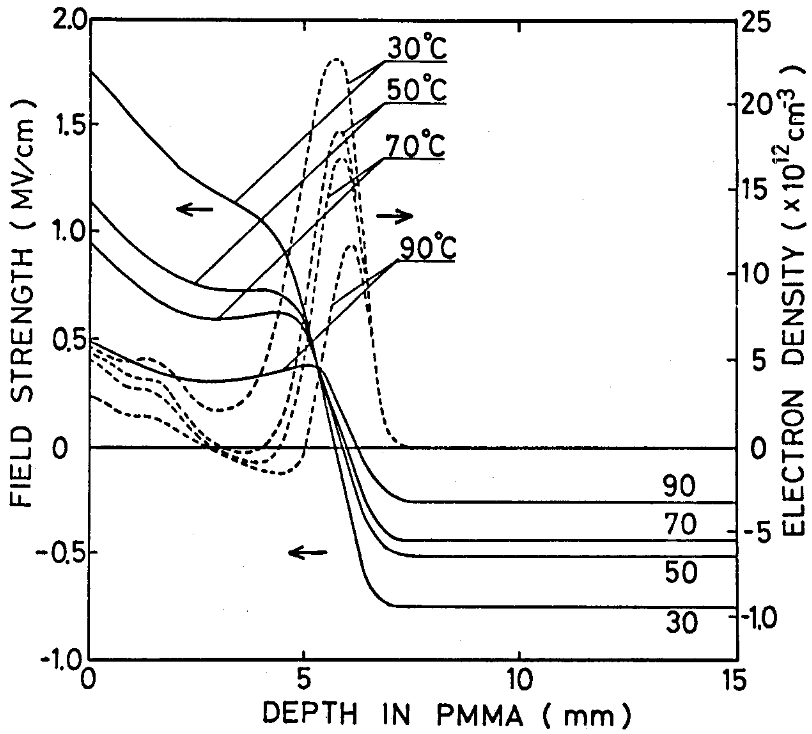


図2.13　種々の温射温度におけるPMMA内の過剰電荷の密度分布および電界強度分布の計算結果。すべて照射を開始してから10秒後の結果である。

する試料の照射温度の効果を図2.13に示す。計算においては，定数kは各照射温度ごとに30℃の場合と同じ方法で決定したが，Δは90℃まで照射温度に依存しないと仮定して，30℃における0.89の値をそのまま用いた（σの活性化エネルギー：6 kcal／mol）。G（x，0）および$\dot{D}$（x，0）は時間とともに変動すると仮定した。浅い領域での電界強度は温度に強く依存するが，図2.7の実験結果は計算結果から予想されるよりも弱い温度依存性を示す。

以上の結果，絶縁物の電子線照射においては，1 μA/cm^2 以下の電子流密度でも短時間の照射で電荷蓄積のためにエネルギー堆積分布が変形し，電子透過距離の短縮が起ることが実験的に明らかになるとともに，計算によってもかなり予測できることが明らかになった。この短縮の割合は電子流密度や照射温度ばかりなく，電子エネルギー，絶縁物の種類，厚さにも依存するが，本計算法がこれらのパラメータの異なった条件に対しても適用し得るかどうかさらに検討を行う必要があろう。

本計算では$\dot{D}$（x，t）およびG（x，t）の時間的変動は深部線量分布の測定によって経験的に決定したが，この方法は他の照射条件にそのまま適用できないので，これに代わる理論的取扱いが必要である。1.3.2で述べたエネルギー保存則の適用がその一つの解決策と考えられる。

（1－3）式における定数kおよびΔについては，本研究では電子飛程より厚い絶縁物に対する照射下での背面電極電流の測定をもとに決定した。この方法による値は，通常の決定法，すなわち薄い絶縁物に外部電圧を印加することによって測定される放射線誘起電流から直接的に求めた値とは十分対比されていない。今後こうした比較を通して背面電極電流をもとにした方法の信頼性を確かめる必要があろう。

また（1－1）式においては，放射線誘起電流は電界強度に比例すると仮定している。この仮定は低電界の領域では一般に成立すると考えられるが，放電破壊が起るような高電界の領域では確認されていないので，今後高電界における電界依存性を明らかにする必要がある。

2.3 IREBに曝された固体内のエネルギー堆積分布に対するヘリウム媒体圧の効果[13〜15),11)]

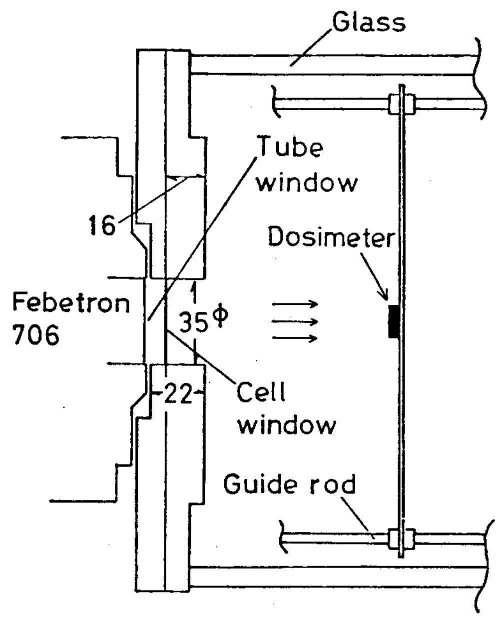
2.3.1 実験方法

1）IREB発生源

IREB（intense relativistic eleetron beam）発生源としてはField Emission Corp.によって製作されたFebetron 706（tube 5515）を用いた。電子エネルギーは単一ではなく，空気中に取出されたビームは400〜600 keV の間に分布し，480 keVに主ピークがある[10)]。ファラデー箱を用いたビーム観測の結果，パルスの半値巾は3 ns，ビームの立上り時間は2.2 ns，ピーク電流は電子の平均エネルギーを480 keVとすると，8000 A（平均電流約4000 A）であることがわかった[11)]。カロリメトリの結果得られたビームの全エネルギーは12 J／pulse であり，ビーム径はtube 5515のビーム窓面で14 mmであるが，実効ビーム径は12 mmと見なせる。ビーム窓は0.025 mmのチタンフォイルが用いられている。1.4で述べたBudker parmeter ν/γ [12),4)] はピーク電流において0.28である。

2）照射容器

内径13 cm，長さ25 cmのステンレス製円筒型照射容器を図2.14に示すようにビーム窓の前



(A)

図 2.14　照射容器

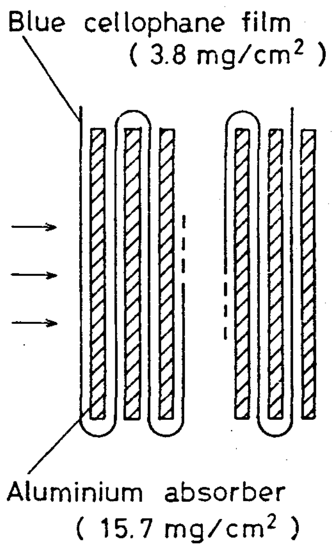
面に同軸上に設置した。容器の入射窓はステンレス製の 0.0 1 mm の厚さのフォイルを用いた。tube 5 5 1 5 のビーム窓と容器の窓との間の空気層の厚さは 8 mm である。ステンレス窓および空気層中の電子エネルギー損失は 1 5 keV 以下であり，ほとんど無視できるが，ステンレス窓での散乱効果は無視できない。電子エネルギー 4 8 0 keV に対するステンレス窓の平均二乗散乱角は後述の（3－2 0）式から 0.1 7 radian^2 である。

容器内は 2×10^{-4} Torr 以下に真空引きした後，最高純度の市販のヘリウムガスを封入した。ヘリウム圧力は 2 0 Torr 以上を水銀マノメータで，1～2 0 Torr の範囲をシリコンオイルマノメータで，1 Torr 以下をマクラウドゲージで測定した。

3）アルミニウム－ブルーセロファン線量計

線量測定用の試料は図 2. 1 4 に示す容器内のビーム中心軸上にセットした。試料の構成を図 2. 1 5 に示す。大きさ 1 2×1 2 mm 面積密度 1 5.7 mg／cm^2 のアルミニウム吸収板 1 3 層の各層間に，厚さ 3.8 mg／cm^2 のリボン状の線量測定用ブルーセロファン（AVISCO, Light Blue Cellophane）のシートを交互に折り重ねたものを測定用試料とした。セロファンシートはアルミニウムに比べて薄くかつ比重も小さいこと，および電子の質量阻止能や実効原子番号についても，アルミニウムとの差は大きくないことを考慮すると，面積密度と吸収線量との関係で表わされる試料中の深部線量分布はアルミニウム中の分布とほとんど同一とみなせる。

照射による吸光度の変化分を測定するため，折り重ねたリボン状の試料は引き伸ばして，マイクロ分光光度計を用い，分光ビームの試料面上の走査によって，6 5 5 mm で照射前，照射後の吸光度分布を測定した。典型的な実測結果を図 2. 1 6 に示す。(A)はビームの集束が強い場合であり，(B)はビームの集束がほとんどない場合である。照射前と照射後の吸光度差 A_c とブルーセロファンの吸収線量 D_c との関係としては次の経験式を得た。



(B)

図 2.15
照射試料としてのアルミニウム
ーブルーセロファン線量計

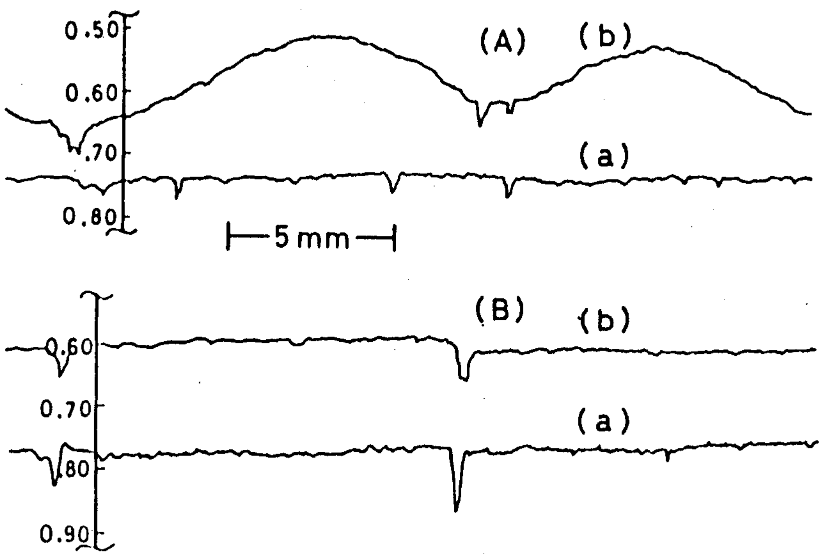


図 2.16　照射前および照射後の 655 nm におけるリボン状のブルーセロファンの走査法による吸光度分布測定結果。(A)集束ビーム，(B)非集束ビーム

$$D_c = 331 A_c^4 + 197 A_c^3 + 65.9 A_c^2 + 9.12 A_c \quad (2-1)$$

深部線量分布の測定は図 2.16 (A)の場合，各層における A_c のピーク値，すなわちビーム中心軸上の測定値を採用した。ビーム中心軸の位置に関してはパルス照射を繰返すたびに多少異なり，特にビーム窓から遠い位置では，中心軸が一定しているために，固定点での線量の再現性がよくない。しかし本実験に用いた線量測定法では，線量ピークが容易に探せるため，再現性のよい測

定が可能である。

ブルーセロファン線量計の放射線誘起吸光度の測定精度は約0.01であるため，ビーム集束の弱い場での単一パルスあたりの線量は測定誤差のレベルと同等あるいはそれ以下となる。このような場合は，多数回パルス照射を行い，放射線誘起吸光度の合計が0.2～0.3の範囲に入るようにした。

ビーム集束が弱い場合（ヘリウム圧力0.01および50 Torr），ビーム窓から10 cm以上の距離では，上記の方法によっても，放射線誘起吸光度の合計を高めるのは難しい。この場合には極めて薄いLIF－テフロン（4～5 mg／cm^2）素子の熱ルミネッセンス線量計（Teledyne Isotopes，UT－LiF－7）を代りに用いた。LiF－テフロン素子の質量阻止能および原子番号は，セロファンよりもアルミニウムに近い値をもつので，これをアルミニウムの各層間に挿入して測定される深部線量分布はアルミニウム中の深部線量分布にほとんど一致するものとみなした。照射後の熱ルミネッセンスの測定にはTeledyne Isotopes，Model 7300のTLDリーダーを使用した。熱ルミネッセンスの読み取り値と線量との関係，すなわち線量校正曲線は，線量率依存性を無視できるとみなして，^{60}Co γ線を用いて独立に決定した。

2.3.2 実験結果および検討

1) ビーム集束と圧力依存性

上記の方法により測定されたビーム窓から10 cmの位置での深部線量分布の最大値とヘリウム圧力との関係を図2.17に示す。次に0.01，10，50，655 Torrの各ヘリウム圧力における深部線量分布の最大値とビーム窓からの距離との関係を図2.18に示す。これらの図はビームが10 Torr付近と600 Torr以上の2つの圧力領域で自己集束することを示すとともに，1 Torr以下および50 Torr付近ではビームの集束は非常に弱いことを示す。図2.17における低

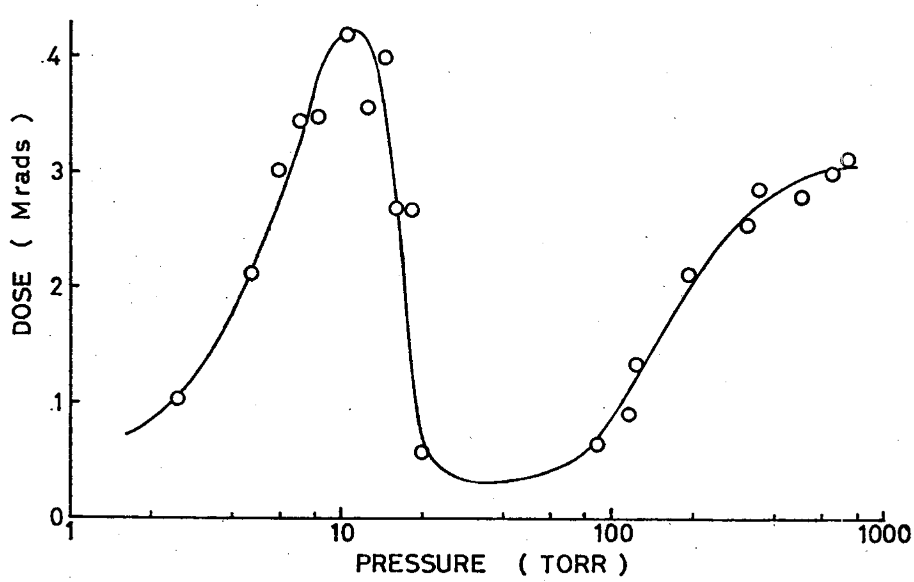


図2.17　ビーム窓から10cmの位置における深部線量分布の最大値とヘリウム圧力と関係

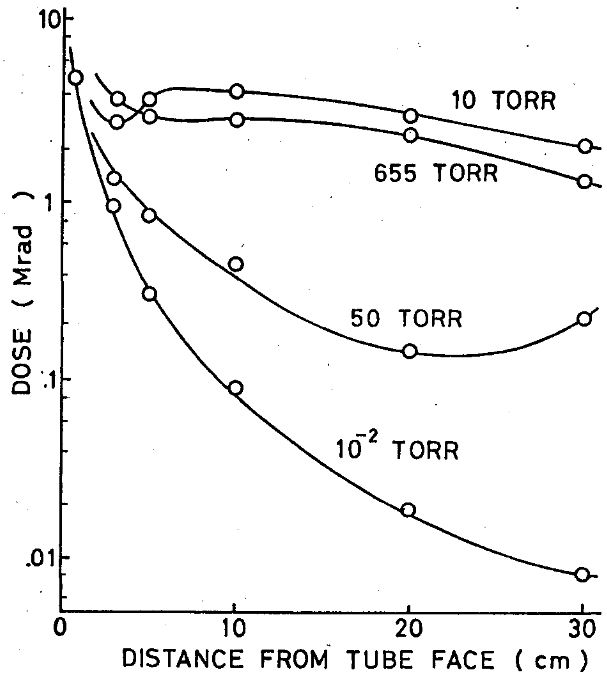


図 2.18　　種々のヘリウム圧力における深部線量分布の最大値とビーム窓からの距離との関係

圧側のピークは 1.4 で述べたように，二次電子のビーム円筒外への散逸によってビームが電気的に中性化（$f_e \simeq 1$）し，それによってビームが集束することに対応している。このピークの出現圧は気体の種類に依存する [14),15)]。ビーム集束力は電気的中性化率 f_e によって決まるので，図 2.17 の低圧ピークの立上り領域では，ある線量を与えるイオン密度（全イオン化断面積と気体の圧力の積に比例）は気体の種類に関係なく一定であると考えると，ある一定の線量を与える圧力は全イオン化断面積に反比例するはずである。このことはヘリウム以外の種々の気体を用いた実験によって確認された [14),15)]。

ピークより高圧側での急激な線量の減少は，ビーム方向とは逆向きの電場 E_z（(1－44) 式）による絶縁破壊によって自己磁場が中和（$f_m \sim 1$）して生じたものである。さらに圧力が増すと自己磁場が再び強くなり，ビームは再び集束する。この原因は 1.4 で述べた帰還電流が減少するためと考えられる。希ガスの場合はRamsauer 効果のために再結合係数は小さく，他の分子に比べて，ビームの収束は高圧側で生じる。また分子ガスの場合は，二次電子の中性原子への付着によって負イオンを形成し易いが，このことによってビームが集束する圧力は低圧側へずれる [15)]。

2）深部線量分布の圧力依存性

0.01，10，50および655 Torr において測定した深部線量分布をビーム窓からの距離をパラメータとして，それぞれ図 2.19～2.22 に示す。0.01および50 Torr における非集束ビームの場合は，距離によって線量が大きく変化するため，線量は最大値を 1 とする相対値で表わした。各深部線量分布の形を比較するため，分布の尾部の外挿によって得られる吸収体の深さ，および尾部より浅い領域において下降する直線部分の外挿（点線で表示）によって得られる吸収体

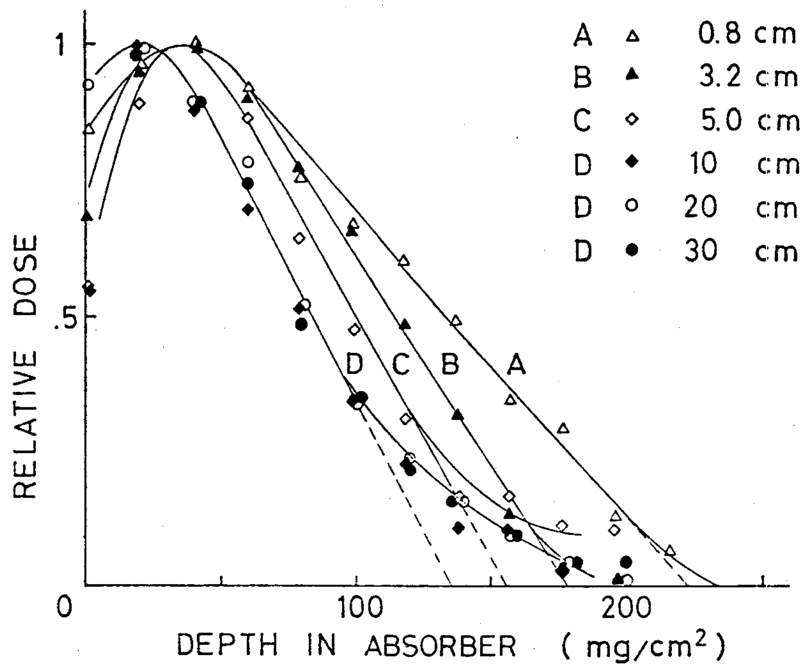


図 2.19　　ビーム窓からの距離をパラメータとする 0.01 Torr のヘリウム圧力における深部線量分布

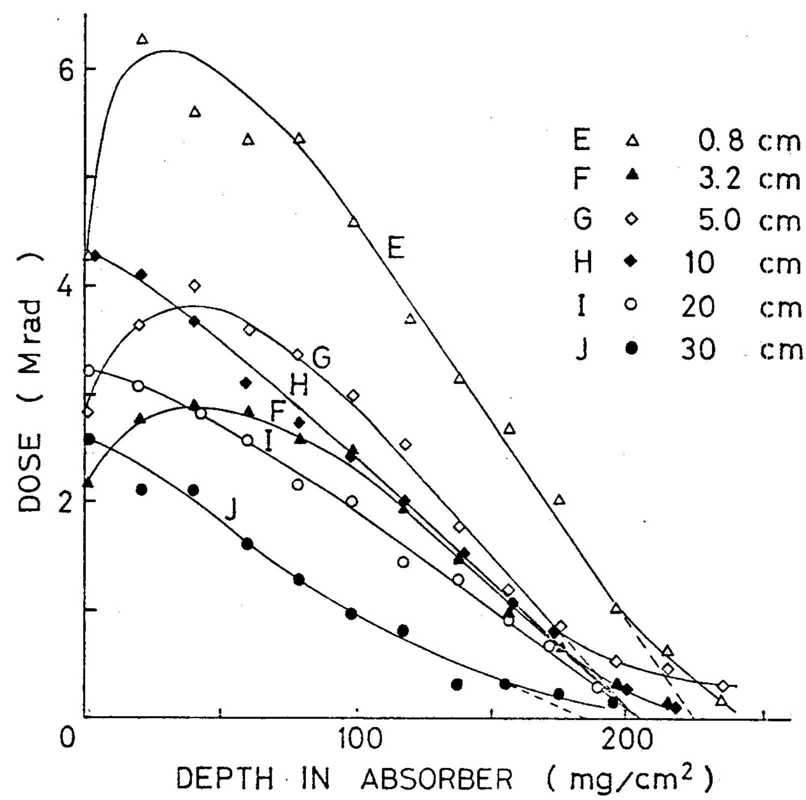


図 2.20　　ビーム窓からの距離をパラメータとする10 Torrのヘリウム圧力における深部線量分布

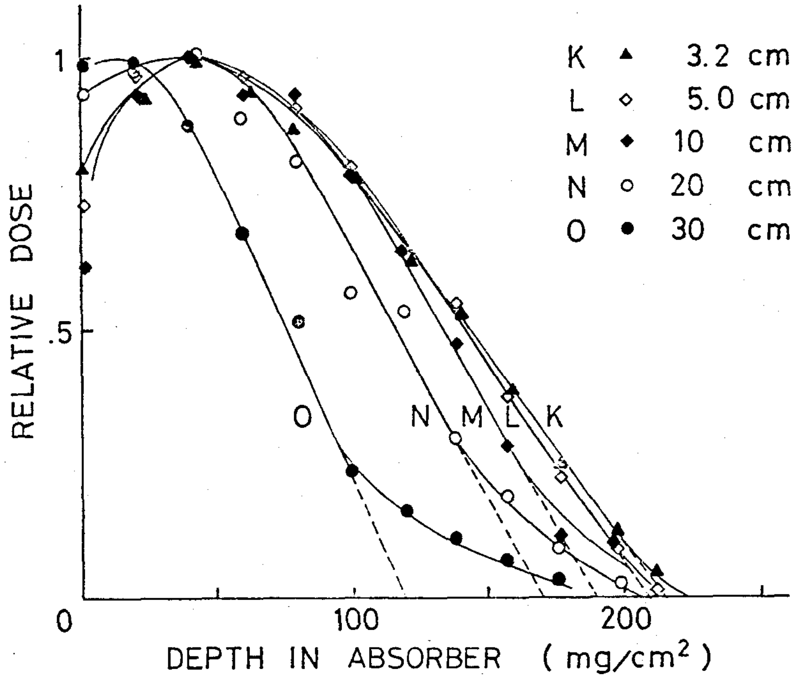


図 2.21　ビーム窓からの距離をパラメータとする 50 Torr のヘリウム圧力における深部線量分布

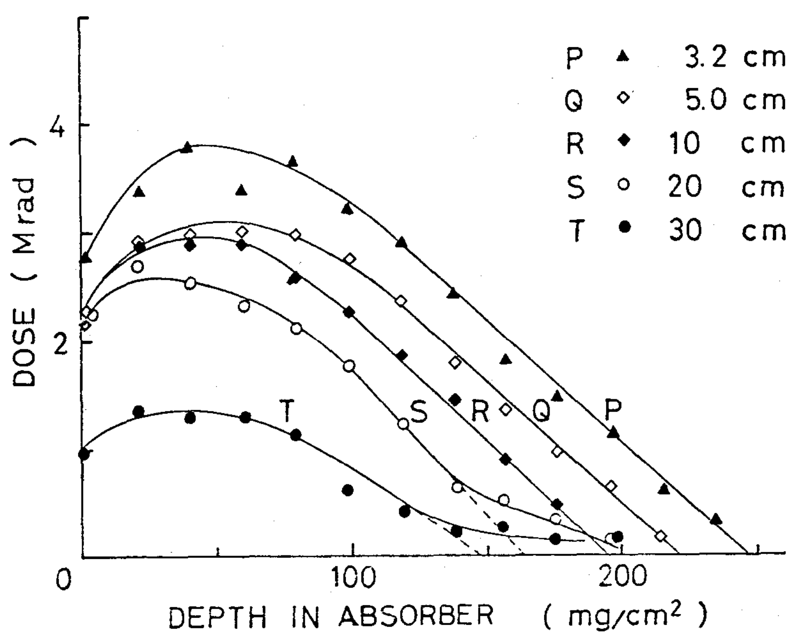


図 2.22　ビーム窓からの距離をパラメータとする 655 Torr のヘリウム圧力における深部線量分布

の深さを，それぞれ最大飛程および外挿飛程として定義した。両飛程は本来放射線の透過曲線に対して定義されている概念であるが，ここでは深部線量曲線に対して便宜的に適用し，エネルギースペクトルに関する特徴を相対的に比較するために用いた。なおヘリウム気体中での衝突によるエネルギー損失は，一次電子の横方向の振動がないと仮定した場合，30 keV／m，atm 以下であり，今回の実験ではその影響はほとんど無視できる。

図2. 19においては最大飛程は，ビーム窓からの距離が増してもほとんど一定であるが，外挿飛程は0～10 cmの距離の間に急激に短縮する。しかし10 cm以上の距離では外挿飛程はほとんど一定である。

外挿飛程の減少の原因としてはエネルギースペクトルの変化と電子エネルギーの損失が考えられる。0.01 Torr 付近ではヘリウム気体中の二次電子発生量はわずかであり，電気的中性化率 f_e は無視できるので，一次電子の運動は近似的に（1－42）式に従うと考えられる。したがってビームは外向きの力によって発散するが，高エネルギー電子よりも低エネルギーの方が発散し易いと考えられる。図2. 19においては，むしろ距離が長くなるほど，深部線量分布の尾部が長くなっており，低エネルギー成分の減少分が高エネルギーの減少分よりも多いという傾向は見られない。

一方電子のエネルギー損失は電流の急速な立上りによる誘起電場 E_z によって生じると考えられる。ビーム前部に対する E_z には（1－45）式が適用できるが，ビーム窓近傍では $R/r_b \simeq 10$ とすると，$E_z \simeq 15$ keV となる。この値は外挿飛程の減少分から単純に推測されるエネルギー減少分と大きくは異なっていないが，ビーム窓近傍の0.8 cm，3.2 cm の距離に対する外挿飛程の差から推定されるエネルギー損失の割合よりは少さい。これは（1－45）式ではビーム窓の影響[16] を無視していることに起因しているのかも知れない。距離が増すとともにエネルギー損失の割合が減っていく現象はビームの発散により R/r_b が減少すること，およびビーム管の端部の影響が弱まることによって説明される。また距離が増しても最大飛程があまり減少しないのは，ビームの後部において誘起電場が小さくなるためと考えられる。以上の議論から0.01 Torr における距離の増加にともなう外挿飛程の減少は誘起電場 E_z に起因するものと推論される。

図2. 20においては，図2. 19と比べると外挿飛程の目立った減少は見られないが，この場合も誘起電場 E_z によって説明できる。図2. 17における低圧側のピークはビームの電気的中性化によって生じるが，実際には中性化が最も進んだ段階では，誘起電場 E_z による帰還電流の影響が相当現われていると考えられる。このため正味の電流は減少し，E_z は小さくなるため，距離が増すとともに外挿飛程の減少の割合は弱められていると考えられる。Yonas ら[17] は低圧側のピークにおける正味の電流が一次のビーム電流よりもかなり小さいという実験結果を報告している。また図2. 20においては，10 cm以上の長い距離において深部線量分布の形が変化し，表面の線量が分布内の最大値を示している。これは誘起電場 E_z による影響ではなく，（1－46）式で表わされるビーム電子の運動に起因するエネルギースペクトルの変化（低エネルギースペクトルの寄与の増加），あるいはビームの横方向成分の寄与の増加を意味すると考えられる。

図2. 21においては距離が20 c m 付近で急激に減少しており，それにともなって深部線量のピークに対応する深さも浅くなっている。ビームが集束せず，外挿飛程の減少が顕著であるという点では図2. 19の0.01 Torr の場合と類似しているが，外挿飛程の減少傾向は大きく異なっ

ている。50 Torr 付近では帰還電流が最も大きいために正味の電流は非常に小さく，したがって誘起電場 E_z による飛程の短縮はほとんど無視できる。したがってエネルギースペクトルが距離によって変化するためと考えられる。図2.18において50 Torr の場合は，20 cmから30 cmにかけて線量が増大しているが，このことは図2.21における外挿飛程の急激な減少に対応しており，おそらく20〜30 cm の付近で低エネルギー成分が増大していることを示している。

ビーム窓からの距離が増すにともなうエネルギー成分の変化を調べるため，10，20および30 cmの各距離において，ビーム中心軸上およびビーム中心軸に対して横方向にそれぞれ2, 4, 6 cm 離れた点で深部線量分布測定を行った。この測定においては吸収体にアルミニウムを用いず，面積密度27 mg／cm²，直径5 mmのLiF－テフロンのディスク（Teledyne Isotopes, LiF－7）を積み重ねた吸収体を使用した。図2.23図にビーム中心軸上の測定結果を示す。20 cmと30 cmにおける深部線量分布の違いから，30 cmでは20 cmの場合よりも低エネルギー成分が絶対的に増加していることがわかる。20cmの場合について中心軸と中心軸から4 cm横へずれた点における深部線量分布との比較を図2.24に示す。両方の分布の最大値は中心軸での測定結果の方が約4倍の大きさをもつが，分布の形を比較するため，ピーク値を1に合せた。中心軸からはずれた位置よりも軸上の分布の方が飛程が短く，明らかに中心軸に近い位置の方が，低エネルギー成分が相対的に多いことを示す。同様の傾向は30 cmの位置でも見られるが，10 cmの位置ではこうした差異は全く見られなかった。これらの事実は次の結論を導く。50 Torr ではビームの集束力が弱いために，ビーム窓で散乱されたビームは，10 Torr の場合のように，短い距離で強く集束せず，遠距離で弱く集束するが，その場合，電界によって曲げられ易い低エネルギー成分が比較的短い距離で集束し，その結果20〜30 cmにかけて中心軸付近の線量が増大する。この付近の距離では中心軸に近いほど低エネルギー成分の占める割合が相対的に高くなる。

図2.22では距離が長くなるに従って，やはり外挿飛程の減少が見られるが，10 Torr における集束ビームの場合とは異なり，比較的単調な減少傾向を示す。外挿飛程の減少の割合が大きいのは，2.3.2で述べたように655 Torr では帰還電流に寄与する二次電子の数の減少によって正味の電流が増大し，誘起電場 E_z によるエネルギー損失が増すためと考えられる。ビーム窓からの距離とともに外挿飛程が単調な減少を示す理由は，集束ビームであるため，R_t/r_b が大きく変動しないためと考えられる。10cmから20cmにかけての外挿飛程の減少から推定されるエネルギー損失の割合は（1－45）式によって与えられる E_z の計算値（15 keV）よりも小さいが，計算ではビーム強度や直径が距離とともに変らないと仮定しており，図2.18における距離の増加にともなう線量の減少を考慮すると，実際のエネルギー損失率は計算値よりもかなり小さいと考えられる。

図2.22において，図2.20（10 Torr ）と異なるもう一つの点は10〜30 cmにおける表面線量は最大線量を示さず，内部にピークをもつことである。このことは10 Torr および50Torr の場合の重要な要素である低エネルギー成分の影響がないことを示唆する。このことを確認するため，10，20および30 cmの各距離において，ビーム中心軸から横方向にずれた点において，深部線量分布の測定を行った。その結果，中心軸上の深部線量分布と比べて形の変化はほとんど見られず，低エネルギー成分の特異な挙動はないものと判断された。したがって誘起電場 E_z の

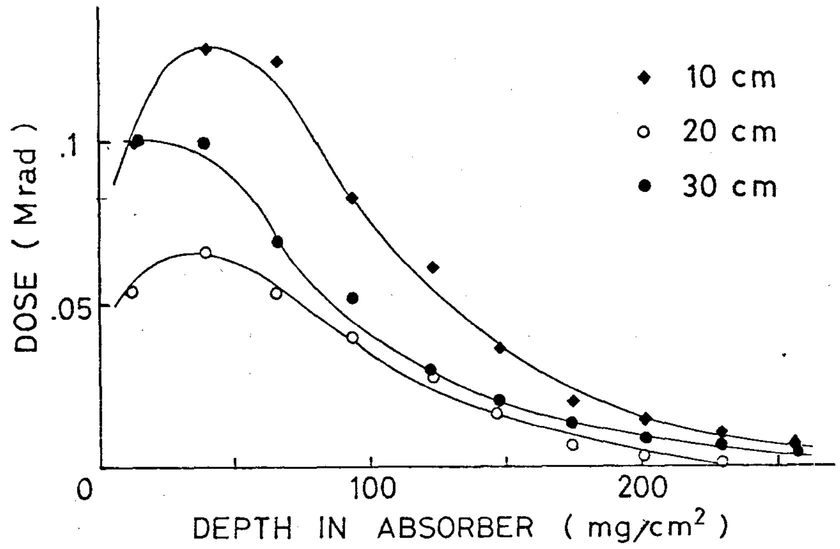


図 2.23　熱蛍光線量計によって測定された 50 Torr における深部線量分布。ビーム窓からの距離 1 0, 20 および 30 cmの ビーム中心軸上における測定結果を示す。

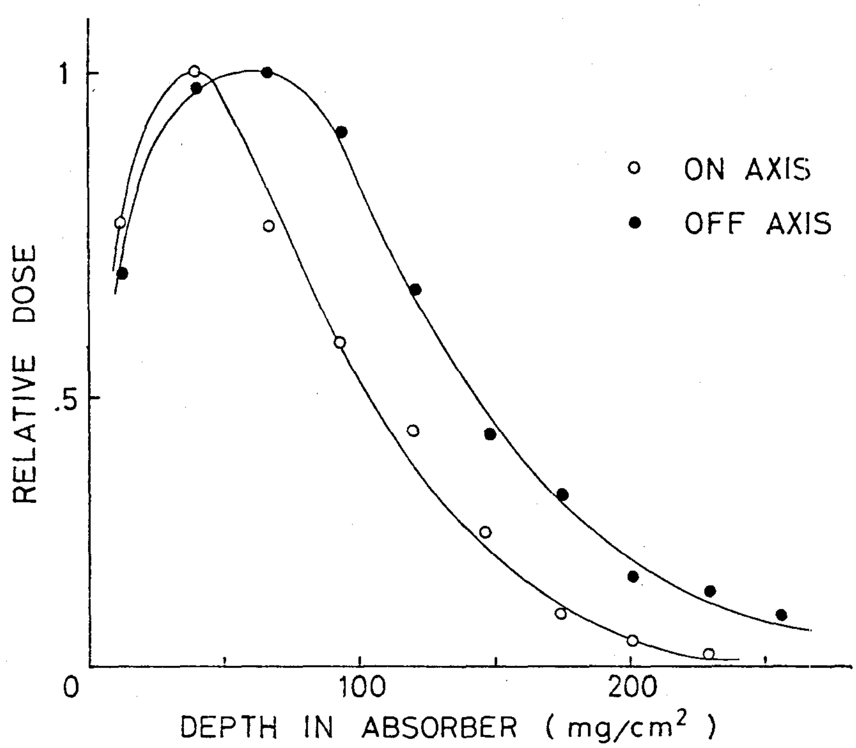


図 2.24　熱蛍光線量計によって測定された 50 Torr における深部線量分布。ビーム窓からの距離 20 cm におけるビーム中心軸および軸から 4cm 横へずれた点での測定結果を示す。

みが深部線量分布の変形に影響を与えていると考えられる。

2.4 同軸ケーブルのγ線誘起電流[18]

2.4.1 実験方法

図2.25に ^{60}Co γ線による照射実験に用いた平行平板試料の断面図および導電板の置かれた平面内での電極配置を示すコンプトン効果が支配的な ^{60}Co γ線の場合は，実験には光電子の影響をほとんど無視できる。中心導体はコンプトン電子の最大飛程より厚い銅板（直径８０cm，厚さ可変）とし，その両側を厚さの等しいポリエチレン板（直径１６０mm，厚さ可変）で囲んだ。銅板をはさむことによって間隙が生じないように，一方のポリエチレン板に銅板挿入用の浅い凹みを設けた。ポリエチレンの表面は銅板との接触面およびそれから３mmの絶縁間隙を隔てた残りの表面を薄い導電層（カーボン被膜）で蔽い，銅板との接触面以外はガード電極として接地した。これは集電極面の有効面積を確定するとともに，照射による絶縁物の表面電位の変動によって，各板の間に介在する狭い空気層中に生ずるイオン電荷が集電極に流入するのを防ぐためである。ポリエチレン層の外側は，電子平衡条件を保つため，さらに厚さ５mmの同じポリエチレンの板で蔽った。

誘起電流の検出には放射線誘起電流の少ない細い同軸ケーブルを使用した。リード線の同軸ケーブル自体の誘起電流は約10^{-12}A程度に低減できたので，多くの場合実測電流への影響は無視できた。照射は２０k ～１MR／h の照射線量率で行い，銅およびポリエチレンの厚さ，ならびに照射線量率の誘起電流に対する依存性を調べた。

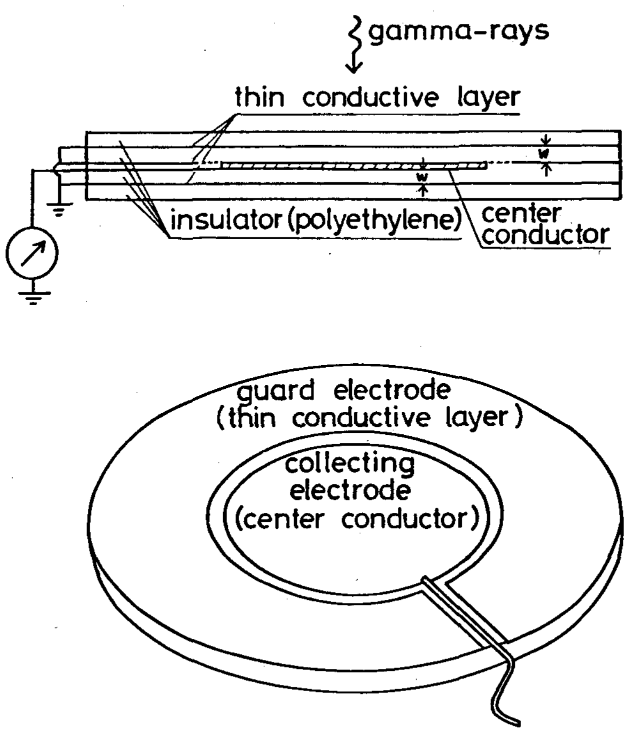


図2.25　平行平板試料の断面図および中心層における電極配置

照射開始時に試料に流れる負電流は長時間にわたって徐々に変動する。この変動の主たる原因は照射によって絶縁物中に徐々に過剰電荷が蓄積し，それによって内部電界が形成されてドリフト電流が流れるためと考えられる。ここでは，電子変位のみに起因する初期値に着目し，測定を行った。

2.4.2　実験結果および検討

1）実験結果

照射線量率 1 MR／h，内部絶縁層のポリエチレンの厚さ 5 mm の場合における誘起電流と中心導体の銅の厚さとの関係を図 2.2 6 に示す。縦軸は集電極面の単位面積あたりの負電流を示す。銅の厚さが零の場合の実測値は，ポリエチレン表面の集電極を形成している薄い導電層のみからの寄与を示している。

銅の厚さが増すとともに，電流は直線的に増大するが，その増加率は約 2×10^{-12} A cm^{-3} であり，この値は (1－39) 式から得られる増加率に対して一回散乱 γ 線の寄与を補正した計算値とよく一致する。一方，界面電流は銅の厚さには依存しないので，中心導体の厚さと誘起電流との直線的関係は銅自体によるバルク電流に起因することを示していると考えられる。銅によるバルク電流の寄与 J'_d はこの直線を銅の厚さ零に外挿することによって消去できる。こうして得られた電流の外挿値は界面電流 J_t とポリエチレンのみによるバルク電流の和とみなせる。一方銅の厚さ零における実測値はポリエチレンのみによるバルク電流そのものを表わすと考えられるので，銅の厚さには依存しない界面電流は外挿電流からポリエチレンのみによるバルク電流を差引いた値として求められる。以上の方法によって実測電流から二つの異なった寄与を分

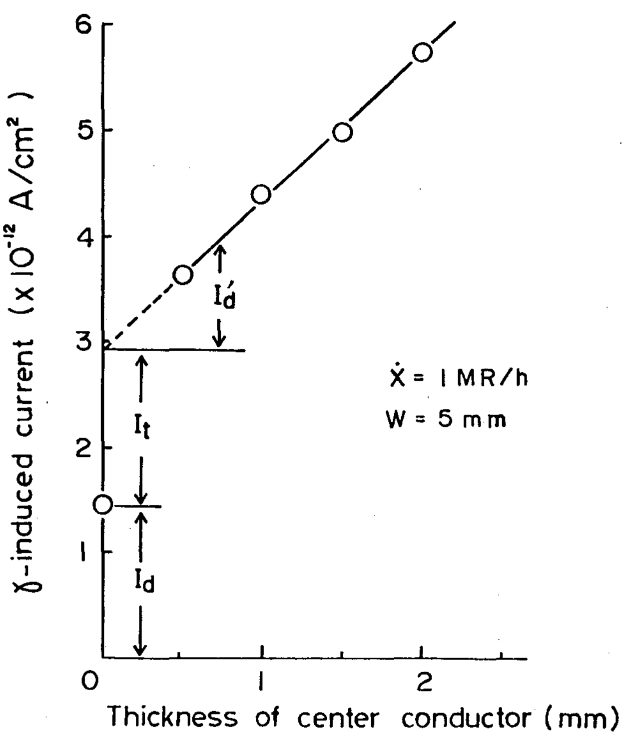


図 2.26　γ 線誘起電流の中心導体と厚さとの関係

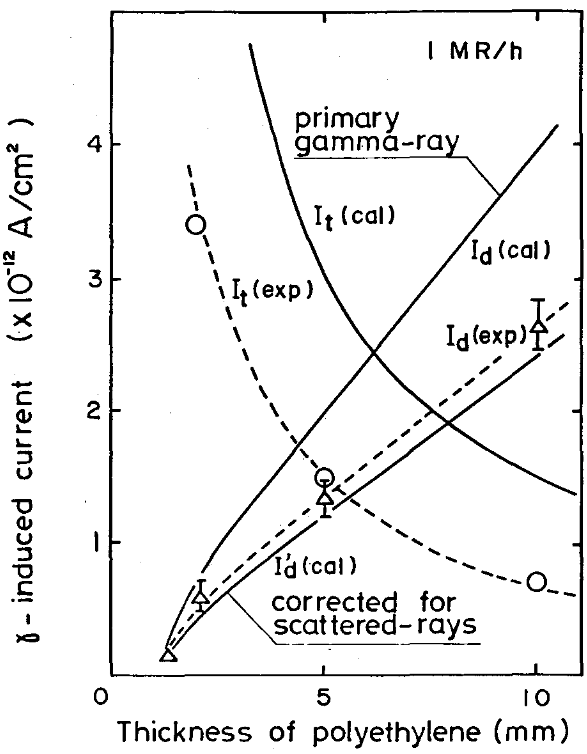


図 2.27　界面電流およびバルク電流に関する測定値と計算値との比較。
実線：計算結果，点線：測定結果

離することができた。第1章で述べたように，バルク電流の近似式においてはH＝0のとき，厳密には$J'_d \fallingdotseq J_d$であるが，W＝5 mmの実験条件においては$4W^2 \gg R^2_{\gamma 1}$とみなせるので，$J'_d \doteq J_d$となり，上記の分離の取扱いが，計算においても近似的に有効であることを示している。

次に1 MR／hにおいてポリエチレンの厚さのみを変えたときの界面電流とポリエチレンのみによるバルク電流について実験値と計算値との比較を図2.27に示す。N_1およびN_2は(1−28)式および照射線量率をもとにして計算した。界面電流I_tについては，実験値がポリエチレンの厚さに反比例する傾向をもつという点では(1−35)式を満足するが，実験値は計算値の約1/2の値をもつ（この問題については次項において検討する）。ポリエチレンのみに起因するバルク電流については一次γ線のみによる計算結果J_{dp}(cal)と一回散乱γ線による寄与分を補正した計算結果J_{ds}(cal)の両方を示した。実験値は散乱γ線による寄与分を補正した計算値とよく一致している。このことは，銅の厚さと誘起電流との関係に関する前述の計算と実験との一致とともに，バルク電流の存在が実験的に立証されたことを示すだけでなく，散乱γ線の寄与分の補正が有効なことを示している。

ポリエチレンのみによるバルク電流の測定値と照射線量率との関係を図2.28に示す。電流値は計算結果が当然予想されたように照射線量率によく比例しており，この誘起電流がコンプトン電子の変位に直接的に起因する電流であることを示している。

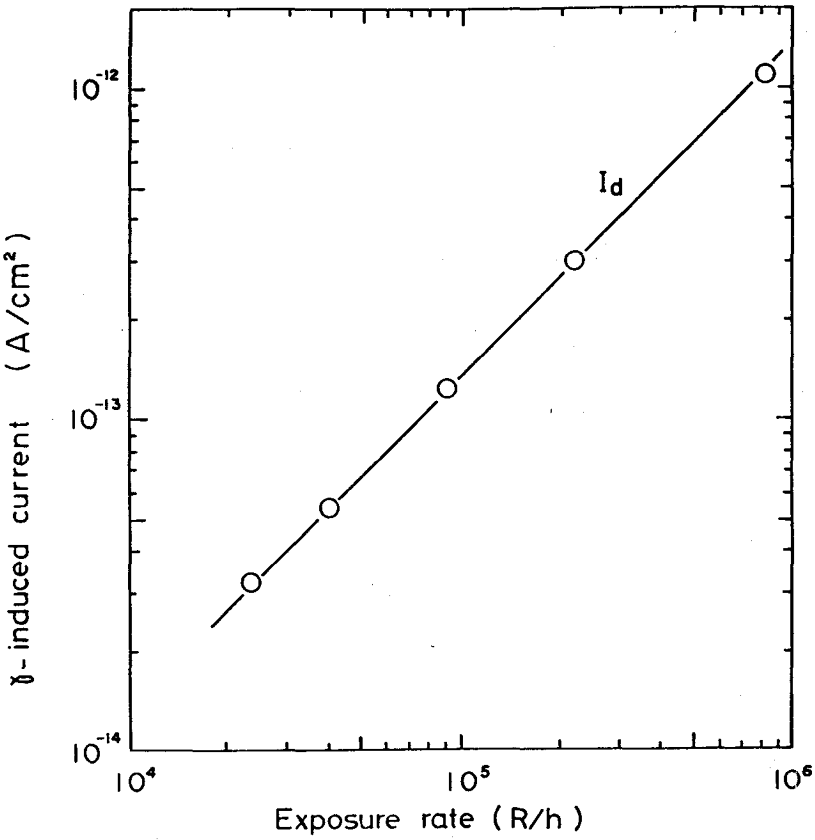


図 2.28　　バルク電流の実測値と照射線量率との関係

2）検　討

以上の同軸ケーブルの平行平板モデルに対する計算と実験の結果，内部絶縁層の厚さ Wが平均射影飛程 $R_{\gamma 1}$ よりも厚い場合には，中心導体に誘起される電流はWに反比例する界面電流と，Wにほぼ比例するバルク電流の両成分の和で表わし得ることが明らかになった。このため全誘起電流は絶縁層の厚さWにあまり依存しない結果となって表わされている。銅によるバルク電流を一応別にして考えると，ポリエチレンの厚さが 5 mm 以下では界面電流の寄与の方が大であり，それ以上ではバルク電流の寄与の方が大になる。銅によるバルク電流を含めて考えると，界面電流とバルク電流の寄与が等しくなる絶縁層の厚さは，銅の厚さが増すとともに薄くなる。

計算においては，$W \geqq R_{\gamma 1}$ を仮定したが，$W \leqq R_{\gamma 1}$ の場合については，$R_{\gamma 1}$ が初期エネルギーや放射角の異なるすべてのコンプトン電子について平均値であることを考慮すると，$R_{\gamma 1}$をもとにして，1. 3. 3 で述べた計算と同じことを試みても信頼性は乏しいと考えられる。ただし，Wが $R_{\gamma 1}$ に比べて無視できるほど薄い場合は，後方散乱の影響を無視した場合の界面電流密度の計算は簡単となり，次式によって表わすことができる。

$$J_{t,w\to 0} = \int_0^{R_{\gamma 1}} e\,\dot{N}_1\,\rho_1\,dx + \int_0^{R_{\gamma 2}} e\,\dot{N}_2\,\rho_2\,dx$$

$$= -e\,(\dot{N}_1\,\rho_1\,R_{\gamma 1} - \dot{N}_2\,\rho_2\,R_{\gamma 2})\,. \qquad (2-2)$$

(2－2) 式と (1－35) 式との対比から，$J_{t,w\to 0}$ は$W=R_{\gamma 1}$ におけるJ_tの2倍の大きさに相当する。ただしこの場合は，中心導体の厚さは$R_{\gamma 1}$ より大であり，かつ遮蔽電層は無視できるほど薄いことが前提となっている。遮蔽導電層（中心導体と同一物質）が厚くなるにともなって，あるいは中心導体が$R_{\gamma 1}$ に比べて薄くなるにともなって，$J_{t,w\to 0}$ は逆に零に近づく。また遮蔽導電層が薄い場合は，外部絶縁物の厚さや種類にも影響する。したがって，$W<R_{\gamma 1}$ に対しては界面電流はケーブルの他の構成に大きく依存する。一方バルク電流の方は，発生機構が当然推論できるように，$W<R_{\gamma 1}$ では，絶縁層および中心導体の厚さが薄くなるにともなって誘起電流は単調に減少する。

界面電流の実験値が計算値より絶対値において小さい理由は，銅によるコンプトン電子の後方散乱によって，銅に入射するコンプトン電子の平均射影飛程が実効的に短くなるためと考えられる。このことは定性的には媒質界面での電荷蓄積分布や吸収線量分布の不均一性から予測できる[19),20)]。後方散乱の影響を確認するため，原子番号の異なる導体を用いて ^{60}Co γ線による界面電流の測定を行った。ポリエチレンの厚さ 5 mm，照射線量率 1 MR／h におけるアルミニウム，銅，鉛の各導体に対する界面電流の測定値 J_t (exp)，計算値 J_t (cal)，および J_t (cal) $-J_t$ (exp) を表 2.1 に示す。J_t (cal) $-J_t$ (exp) が原子番号の高いほど大きいのは，これが主として後方散乱の寄与によるものであることを示すと考えられる。鉛の J_t (cal) $-J_t$ (exp) が極端に大きい理由は，電子数の後方散乱係数が大きく，かつ後方散乱電子のエネルギー損失率が小さいということが一つの理由である。もう一つの理由は ^{60}Co γ線においては，銅やアルミニウムとは異なり，光電子の寄与がかなりあり，実際の電子発生率はコンプトン電子の寄与のみによる計算値よりも大きいためと考えられる。鉛の場合，銅やアルミニウムの場合と異なり，界面電流は正の値をとることが注目される。

以上から界面電流の計算においては，後方散乱の影響を十分考慮する必要があるが，これを解析的な計算で求めるのは困難である。したがって現状では，計算と実験との比較から，実効的な後方散乱係数を便宜的に求めておくのがよいと思われる。

本研究ではコンプトン電子の発生のみによる誘起電流に着目しており，コンプトン相互作用が支配的な数百 keV 以上の光子を対象としている。光電相互作用が支配的なエネルギーに対しても，コンプトン電子の代りに光電子の平均射影飛程を用いれば，本計算法はそのまま適用できる。

表 2.1　種々の中心導体に対する界面電流
J_t(exp)：実験値，J_t(cal)：計算値

conductive layer	J_t(exp)	J_t(cal.)	J_t(exp) $-J_t$(cal)
Al	-0.9	-1.66	+0.76
Cu	-1.5	-3.11	+1.6
Pb	+2.4	-4.77	+7.2

(× 10^{-12} A/cm^2)

しかし低エネルギーになるに従って光電子の方向性は失われるので，界面電流に関しては，方向性を考慮した平均射影飛程をもとにした計算法よりも，光電子の等方的な放射を仮定した計算法[22),23)]の方が正確さは欠くが，実際のケーブルに適用し易いという点で有用かも知れない。

^{60}Co γ線より高いエネルギーでは$_e\sigma$は小さくなるがR_γは大きくなるので，誘起電流への影響は単純ではない。しかしR_γがケーブルの寸法に比べて大きくなるにともなって誘起電流は一般に減少する。

ここで明らかにされた平行平板モデルに対する誘起電流の発生機構は，構造の複雑な実際の同軸ケーブルの誘起電流の定性的理解には十分役立つと考えられる。しかし定量的には本計算法はそのまま同軸ケーブルには適用できないので，実際のケーブルを用いた測定実験との比較によって，幾何学的条件についての対応をつける必要がある。その場合，平行平板モデルにおける面積を同軸ケーブルの寸法にいかに実効的に対応させるかが最も問題になる。また実際の一芯同軸ケーブルでは，内部絶縁物の厚さが$R_{\gamma 1}$より小さい場合があること，遮蔽導体が有限の厚さをもつこと，外部絶縁物が内部絶縁物と同一物質でなく，その厚さも電子平衡厚よりも薄い場合が多いことなど，種々のパラメータを考慮する必要がある。

本研究では照射によって絶縁物内に蓄積されていく過剰電荷によって生ずる内部電界の影響は無視したが，実際の放射線照射下では，内部電界に起因する誘起電流は無視できない場合も多く，当然高線量率になるほどその影響は顕著になる。この問題を解明するには，照射によって絶縁物内に過剰電荷がいかなる分布で堆積していくかを知る必要がある。ポリエチレン－銅系においては，ポリエチレン中で発生したコンプトン電子の銅による後方散乱を考慮しても，平均的には電子密度の高いポリエチレンがコンプトン電子の過剰放出となり，正の電荷が蓄積し易いと考えられる。この場合，^{60}Co γ線照射開始とともに，負の初期電流が徐々に正の方向へ変化することが予測される。実測においては概して予測通りの結果が得られているが，個々の実例における照射中のふるまいは単純ではない。

2.5 むすび

電子線およびγ線照射による電気的効果の実験的研究から次の結論を得た。

(1) 電子線照射による固体絶縁物内の電子透過距離がμA／cm^{2}以下の入射電子流密度の定常的な照射下においても短縮することが，赤色透明のポリメチルメタクリレート中の深部線量分布測定によって確認された。また電子透過距離の短縮比は，入射電荷量，電子流密度，照射温度に依存することが明らかになった。一方1章で与えた近似解法によって堆積電荷および内部電界強度の分布の計算を行った結果，電子透過距離の短縮比およびその時間的変動において計算結果は実験結果を定性的かつ定量的にもかなり良く説明することが明らかになった。この結果近似解法の有効性が確かめられ，他の絶縁物や照射条件に対しても適用し得る見通しが得られた。

(2) IREBにさらされた固体内のエネルギー堆積分布は，ビームが通過する媒体気体の圧力に依存することが実験的に見出され，それが1章で述べたところのIREBが中性気体中を通過するときに誘起されるビームの集束と発散，および逆方向誘起電場の電磁気効果によって統一的に説明されることが明らかになった。

(3) 同軸ケーブルのγ線誘起電流については，ポリエチレン－銅の平行平板の系に対して ^{60}Co γ線照射下で実験を行った結果，バルク電流については一回散乱γ線の寄与を考慮した1章の計算結果はポリエチレンを銅の両方の減衰に対して実験結果とよく一致した。また界面電流については実験値は計算値の約1／2程度になり,両者の差異は中心導体の銅によるコンプトン電子の後方散乱効果によるものとみなされた。以上の結果同軸ケーブルγ線誘起電流に対してはバルク電流の寄与があることを実験的に確かめるとともに，同軸ケーブルのγ線誘起電流も簡単な計算によって評価し得る見通しを得た。

第2章 参 考 文 献

1) R. Tanaka, H. Sunaga, and N. Tamura : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 4670 (1979)
2) H. Lackner, I. Kohlberg, and S.V. Nablo : J. Appl. Phys. 36, 2064 (1965)
3) J.E. Raugh and A. Andrew : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-13, 109 (1066)
4) L.A. Harrah : Appl. Phys. Letter 17, 421 (1970)
5) G. Yonas, P. Spence, et al.,: DASA-2426, AD70832 Defence Atomic Support Agency, (1969)
6) B. Gross : J. Polymer Sci. 27, 135 (1958)
7) B. Gross, J. Dow, and S.V. Nablo : J. Appl. Phys. 44, 2459 (1973)
8) S. Matsuoka, S. Sunaga, R. Tanaka, M. Hagiwara, and K. Araki : IEEE Trans. Nucl. Sci. NB-23, 1447 (1976)
9) Y. Nakai, K. Matsuda, et al.,: Ann. Rep. Japan Assoc. Rad. Res. Polymers, 7, 5 (1965 - 1966)
10) C.C. Ling, H. Weiss, and E.R. Epp : Radiation Res., 56, 307 (1973)
11) 堀田, 田中, 他 : JAERI-M 5775 (1974)
12) J.D. Lawson : J. Electron. Contr., 5, 146 (1958)
13) R. Tanaka, H. Hotta, and H. Sunaga : Radiation Res. 63, 14 (1975)
14) H. Hotta, R. Tanaka, et al.,: Radiation Res. 63, 24 (1975)
15) H. Hotta, R. Tanaka, et al.,: Radiation Res. 63, 32 (1975)
16) S. Putnum : PIFR-72-105, Defence Nuclear and Physics International Comp., (1971)
17) G. Yonas and P. Spence : "Record of 10th Symposium on Electron, Ion, and Laser Beam Technology" San Francisco Press, San Francisco, p 143 (1969)
18) 田中, 田村, 電学誌 100 A, 141 (1980)
19) W.L. Chadsey : IEEE Trans. Nucl. Sci. 21, 235 (1974)
20) J.C. Garth, W.L. Chadsey, and R.L. Sheppard. Jr : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22, 2562 (1975)
21) V.A.J. van Lint : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21, 210 (1974)
22) R.L. Fizwilson, et al.,: IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-21, 276 (1974)

第3章　電子線照射における線量の物理計測

3.1　まえがき

放射線加工処理に利用されている照射用加速器からの電子線の特徴は，まず第一に線量率が高い（$>10^7$ rad／h）こと，第二に0.2〜4 MeV程度の電子エネルギーが用いられているために，物質中の透過距離が短く，物質の深さ方向の線量の変動が大きいことである。したがって放射線治療用の低線量率，高エネルギー電子に用いられている電離箱やフリッケ線量計は測定可能な線量率あるいは線量の領域および位置分解能の制限があるため，実用には適さない。こうした条件のもとで絶対的に線量を決定するには，まず照射場でのエネルギーフルエンスを測定し，他の相対的な測定手段で得られた深部線量分布の積分値を校正する方法が有用と考えられる。

従来エネルギーフルエンス測定には種々の型の全吸収カロリメータが主として研究されてきた[1〜5)]。しかし，広い入射角度分布をもつ巾広い電子線の照射場のエネルギーフルエンスの測定に対してはカロリメトリは次の欠点をもつ。

(1)　吸収体の断熱条件を厳しくすると，面強度[6)]としてのエネルギーフルエンスを測定するのに必要な吸収体の実効入射面積が不確実となり，逆に実効入射面積が正確に決定できるように吸収体を配置すると，断熱条件を犠牲にせざるを得なくなる。

(2)　一般に測定が面倒であり，簡便さに欠ける。

(3)　測定可能な線量率の範囲が限定される。

一方，照射場での電子流密度（あるいは電子束密度）を測定することによって，エネルギーフルエンスを決定することも可能であるが，この方法は照射用加速器においては従来からあまり利用されてこなかった。その理由としては主として次の欠点が挙げられる。

(1)　電子流密度測定用として従来から使用されているファラデー箱[7,8)]は真空条件を必要とするため，照射用加速器から取り出される電子ビーム内の電子流密度を測定するのが面倒であるばかりでなく，入射窓やスリットの存在が斜入射電子や低エネルギー電子の測定において誤差を生む原因となる。

(2)　エネルギーフルエンスを決定するには，加速管内の電子エネルギーが既知でなくてはならない。また照射と空気層中での平均エネルギー損失を計算によって与える必要がある。

しかし，電子流密度測定はエネルギーフルエンスを媒介として線量校正に応用できるのみでなく，カロリメトリでは得られない入射電荷に関する情報を直接的に与える。また，電子流密度から媒質中の吸収線量を概算することも可能である。したがって問題(1)を解決できれば，照射用加速器の電子線の物理計測の基準としてはカロリメトリよりも電子流密度測定法の方が実用的見地からは有利であると考えられる。

以上の考察から，電子流密度測定法として，ファラデー箱の代りに導電性の吸収体を空気中にさらした状態でビーム電荷を吸収する方法の開発を試みた。この方法は従来から電子線のモニタリングにしばしば用いられてきたが，電子流密度の正確な測定には今まで応用された例はなかっ

た。本研究では測定上の問題点を明らかにするとともに，それらを解決する方法を見出した。この研究成果については2.2において述べる。

このように電子流密度を電子線照射に係わる物理計測の基盤となる照射場の強度として位置づける場合，加速電圧とビーム電流で表わされる線源出力と照射場の電子流密度との間に一般化された関係は与えられていないことが問題となる。一方，電子線とともに放射線加工処理に用いられている ^{60}Co γ線の場合は，放射線場の強度に対応する量としての照射線量率が被照射物の吸収線量を決定するための媒介的な役割をもっており，線源の出力条件と照射野における照射線量率との間には一般化された関係式が与えられている。こうした関係式は照射利用および照射装置設計の立場から電子線照射においても必要とされている。このため，電子線照射場の三次元空間における電子流密度分布の近似式を簡単な多重散乱理論[9),10)]をもとにして導出することを試みた。

計算において最も問題になるのは，照射窓での多重散乱，ビーム走査などの照射用加速器特有の物理的条件の取扱いであるが，本研究では最も簡単な近似式を与えることを目的としたため，出来るかぎり簡略化した取扱いを行った。計算値は前述の電子流密度測定法による実測結果と比較検討した。この成果については2.3で述べる。

以上の測定や計算によって与えられる電子流密度をもとにして吸収線量に関連する諸量――エネルギーフルエンス，深部線量分布，および被照射物の表面線量――の評価とそれにともなう問題点について検討を行った。この成果については2.4で述べる。

電子線照射における実用線量測定法の研究については，その測定法が多くの場合γ線にも適用されているため，積分型固体線量計の研究として第5章で述べる。

3.2　電子流密度測定[32)]

3.2.1　測定における原理的問題

ビームの幅が広くかつ入射角度分布の広がりをもつ電子線照射下における電子流密度（A/cm^2）を測定するための最も単純な方法を図3.1に示す。加速器のビーム窓から空気中に放出された電子線は，空気中に置かれた吸収電荷測定用の円板状の導体に衝突し，後方散乱電子以外は吸収されるものとする。導体板の厚さは入射電子の最大飛程よりも厚いとする。この方法で面強度[6)]としての電子流密度を測定する場合に次のことが問題になる。

(1)　導体板側壁からの電子の散逸および斜入射電子による導体板側壁への電子の入射による実効吸収面積の不確定さ。

(2)　吸収体表面からの後方散乱による電子散逸。

(3)　ビーム電荷吸収に対する吸収体近傍の空気中に生成したイオン電荷吸収の寄与。

(4)　支持絶縁物の帯電の影響。

これらの問題および解決策について以下に述べる。

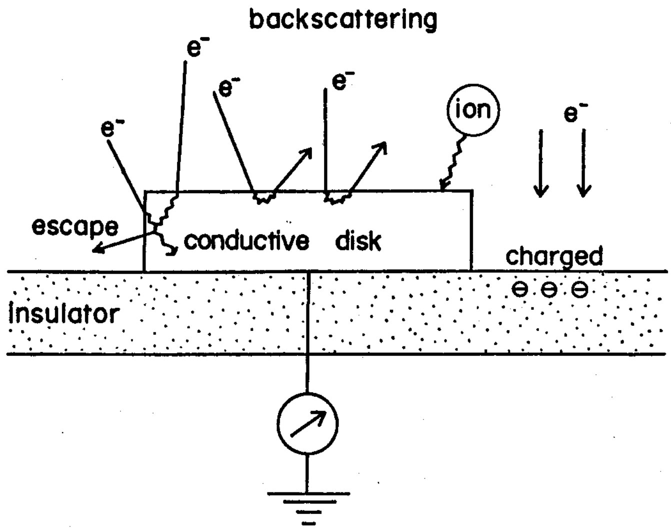


図 3. 1　　導体板の電荷吸収による電子流密度測定の原理的問題点の図解

3. 2. 2　吸収体の構成

まず吸収体側壁面での電子の吸収，散逸の非平衡性に起因する実効吸収面積の不確定さの問題を解決するため，図 3. 2 に示す吸収体の構成を採用し，吸収体の側壁の周囲に，狭い間隙を隔てて，吸収体と同一物質の保護吸収体を設けた。これによって吸収体の側壁効果はほとんど取除くことができる。しかしながら，吸収体とガードとの間の空隙を通過する電子束は入射角度分布や電子エネルギーに依存するので，吸収体の実効吸収面積は厳密に決定できない。

電子ビームが吸収体に垂直に入射する条件のもとでは，空隙を通過する電子の後方散乱効果が無視できるならば，吸収体の実効面積は吸収体自体の面積に等しい。一方入射電子がほとんど空隙を通過し得ないような斜めの入射に対しては，空隙に入射する電子のほぼ半数づつが吸収体およびガードに吸収すると見なせるので，空隙の入射面積の約半分は吸収体の実効面積の一部と考えることができる。したがって吸収体の直径が 2 0 mm， 空 隙が 0.5 mm の場合，実効吸収面

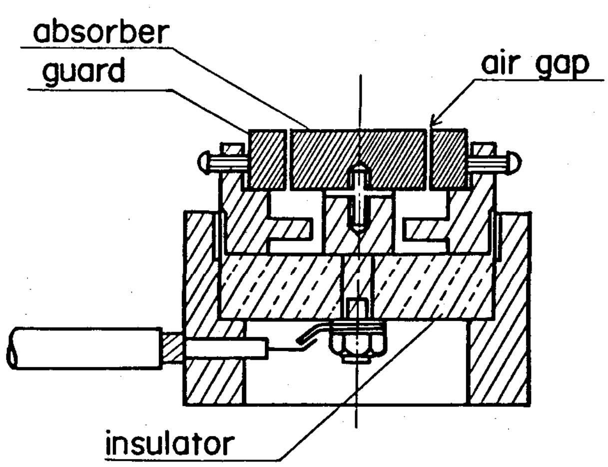


図 3. 2　　吸収体側壁での電子の吸収，散逸の平衡性を考慮した電子流密度
測定における吸収体の構成の一例

積の不確定さは約5%になる。この値は正確な測定を目的とする場合には大きすぎる。ガードから吸収体を絶縁のために空隙を5mm以下にするのは技術的に難しく，かつ電子流密度測定における位置分解能と考えると，吸収体の面積は広くとれないので，実効吸収面積の不確定さを無視し得るほど低減するのは不可能である。

この問題を解決するため，図3.3に示すような新しい吸収体の構成を考えた。この構成では2つの半円形の副吸収体を空隙の直下に配置し，その一方によって空隙を通過する電子の半数を受け，もう一つはダミーとして配置した。主吸収体の吸収電流 I_{ma}(A) と副吸収体の吸収電流 I_{sa}(A) の和を全吸収電流として測定した。

この構成をもつ吸収体が均一の電子流密度 j(A／cm²) をもつ幅広い電子ビームにさらされるとき，空気中のイオン電荷の影響が無視できると仮定すると，電流 I_{ma} および I_{sa} は近似的にはそれぞれ (3−1) および (3−2) 式で与えられる。

$$I_{ma} = I_{em}(1-\eta_b) - 2I_{ms} - I_{mg} + 2I_{sm} + I_{gs} \tag{3-1}$$

$$I_{sa} = I_{es} + I_{ms} + I_{gs} - I_{sm} - I_{sg} . \tag{3-2}$$

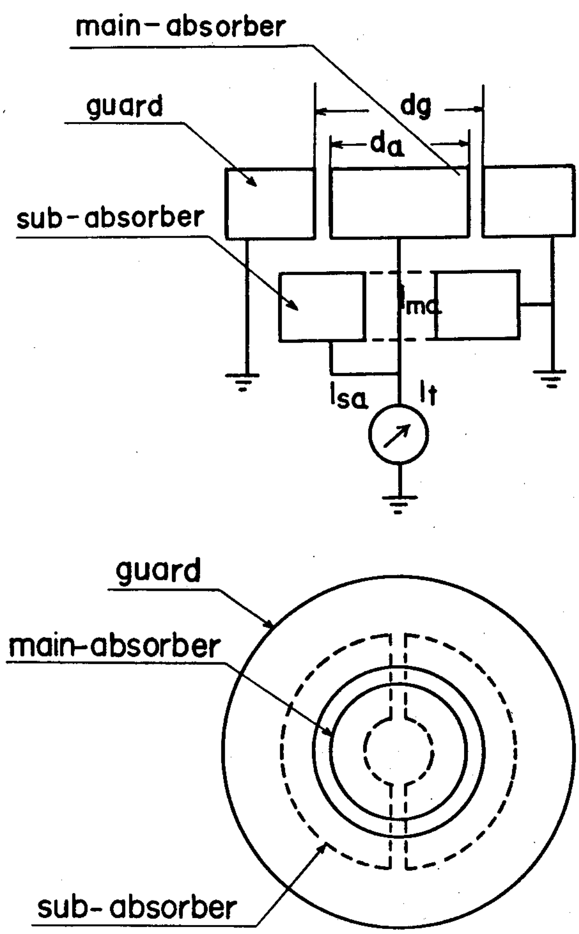


図3.3　副吸収体を用いた電子流密度測定における実効吸収面積の確定法

ここで

I_{em}：主吸収体の上面に入射する電流

I_{es}：副吸収体の上面に入射する電流

η_b：吸収体からの電子の後方散乱係数

I_{mg}：I_{em}のうち側壁からの散逸によってガードに吸収される電流

I_{ms}：I_{em}のうち側壁からの散逸によってI_{sa}に寄与する電流

I_{gm}：ガードに入射する電流のうちI_{ma}に寄与する電流

I_{gs}：ガードに入射する電流のうちI_{sa}に寄与する電流

I_{sm}：I_{es}のうち後方散乱によってI_{ma}に寄与する電流

I_{sg}：I_{es}のうち後方散乱によってガードに吸収される電流

主吸収体の下面と副吸収体の上面との間の間隔および主吸収体とガード間の空隙が十分狭いとすると，近似的に以下の等式が成立する。

$$I_{mg} = I_{gm}, \quad I_{ms} = I_{gs}, \quad I_{sm} = I_{sg}. \tag{3-3}$$

したがって(3－1)，(3－2)式中の小さな電流寄与は相殺し合い，測定される電流は次の単純な式で表わされる。

$$\begin{aligned} I_{ma} + I_{sa} &= I_{em}(1-\eta_b) + I_{es} \\ &= \frac{\pi}{4} d_a^2 \ j\ (1-\eta_b) + \frac{\pi}{8}(d_g^2 - d_a^2)\ j \\ &= \frac{\pi j}{8}\{d_g^2 + (1-2\eta_b)\,d_a^2\}. \end{aligned} \tag{3-4}$$

ここでd_aは主吸収体の直径，d_gはガードの内径である(1−4)式から電子流密度jは次式で表わされる。

$$j = \frac{I_{ma} + I_{sa}}{\dfrac{\pi}{2}\{d_g^2 + (1-2\eta_b)\,d_a^2\}} = \frac{I_{ma} + I_{sa}}{\dfrac{\pi}{4} d_e^2}. \tag{3-5}$$

ここでd_eは吸収体の実効的な直径である。(3－5)式によって吸収体の実効吸収面積はその幾何的寸法と後方散乱係数のみに依存する量として与えることができた。これによって実効吸収面積の決定における不確定さは取除くことができた。

3.2.3　電子流密度測定器

電子流密度を測定するため，実用的な検出器は上に述べた原理をもとに，図3.4に示すような断面をもつ検出器が考案された。通常の測定に対しては，後方散乱による散逸を最小にするため，グラファイトを吸収物質として用いたが，後方散乱効果に対する原子番号の影響を試験するため，

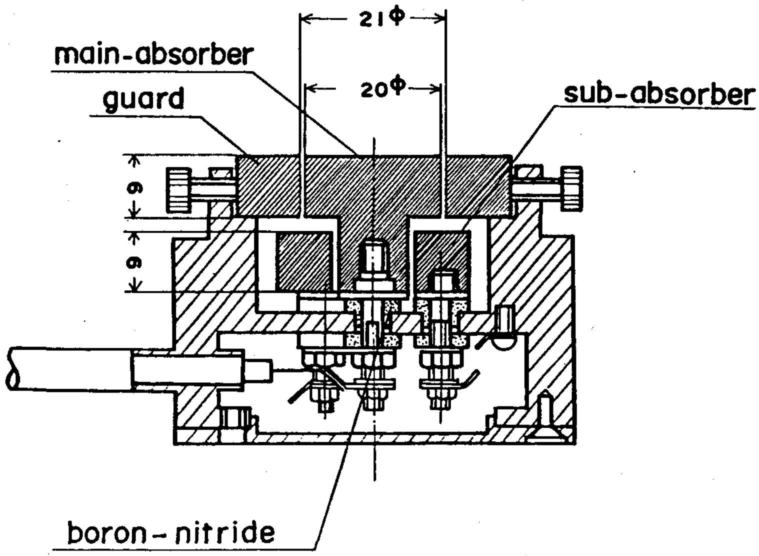


図 3.4　電子流密度測定用の実用検出器の断面図

アルミニウム，銅，スズおよび鉛も吸収体として用いた。主吸収体の直径は２０mm，主吸収体とカードの間の空隙は 0.5 mm である。空隙は 4 つの調整ネジによって等間隔になるように調整できる。主吸収体ガード，および副吸収体の厚さは 2 MeV 電子を十分に吸収するように 9 mm とした。絶縁物には高密度の電子線の吸収による温度上昇を考慮して耐熱性の窒化ボロンを用いた。散乱電子による絶縁物表面の帯電は漏洩電流，電流雑音，および空気中に形成される電場に起因する電荷吸収の原因となる。このため，絶縁物は空隙を通過する散乱電子にさらされないような幾何学的配置を考慮した。

全吸収電流 $I_{ma}+I_{sa}$ は同軸ケーブルを通して照射室外へ導かれ，吸収体が仮想接地とみなし得る電流補償型の演算増巾器に接続した。同軸ケーブルの放射線誘起電流は散乱電子の遮蔽および細いケーブルの使用により出来るかぎり抑制した。しかしそれでもなお，放射線誘起電流は吸収電流の 1 %以下にするのは難しいため，二芯の同軸ケーブルを使用し，そのうち一方の導体はダミー電流すなわちリード線の放射線誘起電流のみを検出するために用いた。ダミー電流は別の増巾器に接続され，両増巾器の出力電位差を読むことによって正味の信号電流を得た。この方法によって放射線誘起電流の影響はさらに１／１０以下に低減した。

電子線照射は日立製のコックロフト・ウォルトン型電子加速器で行った。電子エネルギーは 1 MeV から 2 MeV までの範囲で変えた。

3.2.4　電子の後方散乱補正

斜入射条件のもとでの吸収体からの電子数の後方散乱係数に対しては Kuzunikh ら[11] が次に示す簡単な経験式を与えている。

$$\eta_b(Z, U, \psi) = \eta_b(Z, U, 0) + \eta_\theta$$

$$= \eta_b(Z, U, 0) + c\psi^d . \qquad (3-6)$$

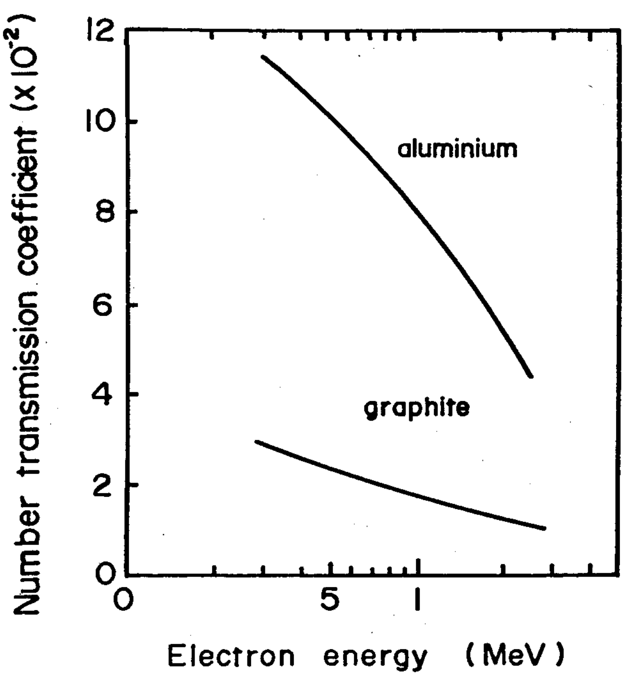


図 3.5　　グラフファイトおよびアルミニウムに対する電子数の
後方散乱係数と電子エネルギーとの関係

ここでZは吸収体の実効原子番号，Uは入射電子のエネルギー，ϕはラジアン表示による入射角，η_b（Z，U，0）は垂直入射に対する後方散乱係数，そしてcとdはZおよびUに依存する経験的パラメータである。η_b（Z，U，0）に対する一般化された経験式はTabata[12]によって与えられている。図3.5にこの経験式から得られたグラファイトおよびアルミニウムに対するη_b(Z，U，0）と電子エネルギーとの関係を示す。

η_b（Z，U，0）の値は真空中での値をもとにして得られているので，空気中での電子流密度測定における後方散乱補正に適用可能かどうか実験的に立証する必要がある。このため，種々の吸収物質を用いて垂直入射条件下で吸収電流を測定し，Tabataらの経験式を用いて後方散乱の補正を行つた。グラファイト，銅，スズ，および鉛の各吸収体に対する実測値および補正値を図3.6に示す。実測値は吸収物質の原子番号が増すとともに後方散乱のために減少するが，補正値は原子番号に依らず，ほとんど一定の値を示す。この結果Tabataらの経験式が空気中での後方散乱に対して適用し得ることが確認された。

経験的パラメータcおよびdの値は種々の原子番号の物質に対して求められているが，0.5～2 MeVの範囲ではだいたい一定の値を示す。グラファイトに対しては数値が与えられていないが，dの値は原子番号に依らず，1.9～2.2の範囲の一定値である[11]ので，後で述べる入射角度分布を考慮したη_b（Z，U，ϕ）の平均値の計算において好都合なようにd＝2.0と仮定した。

グラファイトに対するcの値については入射角と吸収電流との関係を実験的に求めることによって決定した。入射角は単一方向の電子ビーム照射下で吸収体を傾けることによって変えられた。こうして得られた後方散乱係数の傾斜成分η_θと入射角との関係を図3.7に示す。　c値はこれ

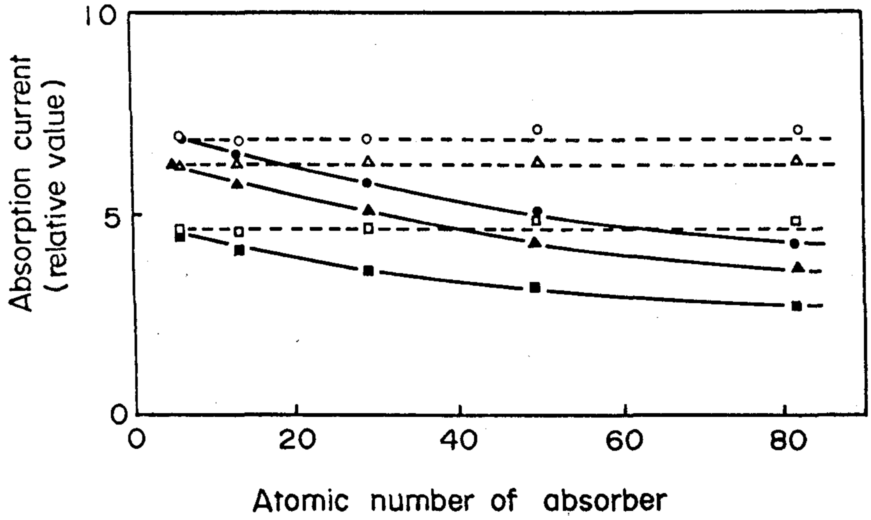


図 3.6　　種々の吸収物質に対する垂直入射条件における吸収電流（実線）と後方散乱補正の結果（点線）

□■：1 MeV，▲△：2 MeV，○●：2.5 MeV

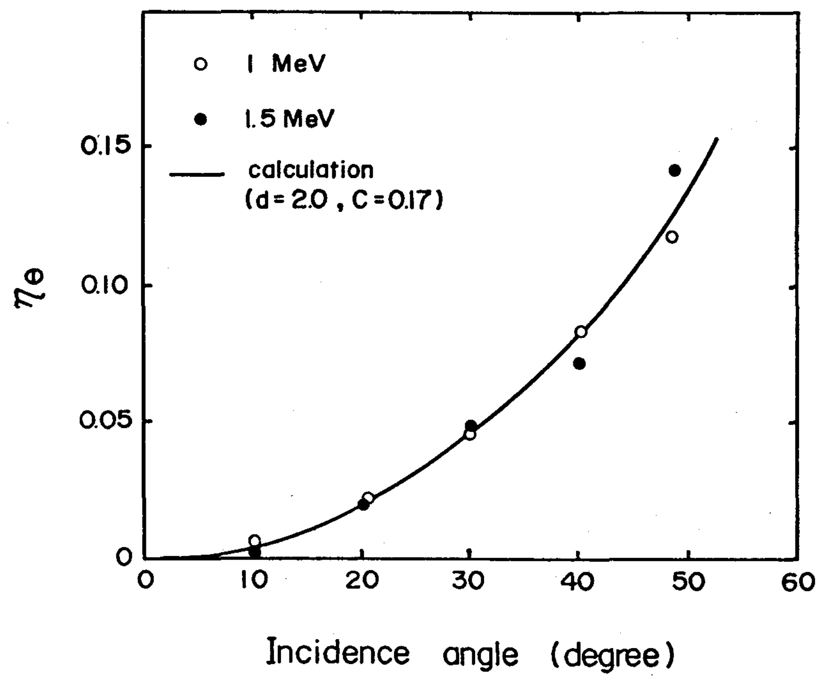


図 3.7　　後方散乱係数の傾斜成分と入射角との関係

らの実験結果から 0.1 7 と決定した。図 3.7 の実線で示される経験式 $\eta_\theta = 0.17\,\psi^2$ は3 0° 以下の入射角では実験結果とよく一致している。3 0°以上での実験値のバラツキが大きいが，大きな入射角における c および d の決定誤差は，実際の照射用加速器では大きな入射角の寄与は小さいので，ほとんど問題にならない。

入射電子の角度分布が J (ψ) で与えられる場合，(3−6) 式は

$$\eta_b(Z,U,\psi) = \eta_b(Z,U,0) + \frac{\int_0^{\pi/2} \psi^2 J(\psi) d\psi}{\int_0^{\pi/2} J(\psi) d\psi} \qquad (3-7)$$

によって表わされる。電子加速器ビーム窓直下では一般に単純な多重散乱理論から一次元のガウス分布で表わされる。この場合（3－7）式は（3－8）式のように簡単化できる。

$$\eta_b(Z,U,\psi) = \eta_b(Z,U,0) + \frac{0.34}{\sqrt{\pi\,\overline{\theta}^2}} \int^{\pi/2} \psi^3 \exp\left(-\frac{\psi^2}{\overline{\theta}^2}\right) d\psi$$

$$= \eta_b(Z,U,0) + 0.085\,\overline{\theta}^2 \;. \qquad (3-8)$$

ここで$\overline{\theta}^2$は正確には平均二乗入射角であるが，空気層が薄い場合はビーム窓による平均二乗散乱角[9)]にほぼ等しい。検出器がビーム走査面と直角方向に一定速度で照射窓下を通過するときは，通路に沿う$J(\psi)$の積分は二次元のガウス分布によって表わすことができる。この場合，（3－7）式は次のように簡単化できる。

$$\eta_b(Z,U,\psi) = \eta_b(Z,U,0) + \frac{0.34}{\overline{\theta}^2} \int^{\pi/2} \psi^2 \exp\left(-\frac{\psi^2}{\overline{\theta}^2}\right) d\psi$$

$$= \eta_b(Z,U,0) + 0.17\,\overline{\theta}^2 \;. \qquad (3-9)$$

（3－8），（3－9）式を用いて，電子加速器ビーム窓下で検出器を使用するときの後方散乱の補正係数が求められる。

3.2.5　空気中のイオン電荷の影響

検出電流に対する空気中に生成したイオン電荷の影響については図3.8に示した実験配置のもとで測定した。検出器は30 μmの厚さのチタンの入射窓をもつ容器に封入し，容器内が真空の場合と大気圧の場合における吸収電流を比較した。検出器の上にある容器内の空気層の有無は検出電流に影響を与えるほどではないが，真空の場合には電子線にさらされている固体表面からの低エネルギーの二次電子の放出が問題になる。この実験系ではグラファイト吸収体の表面からの二次電子の放出量とビーム窓のチタン箔の表面から放出されてグラファイト吸収体に入射する二次電子吸収量との差を考慮する必要があるが，グラファイトとチタンの二次電子放出率の差は入射電子の1％以下とみなせるので，電子流密度測定への影響は無視できる[13)14)]。

真空中の検出電流I_vに対する空気中の吸収電流I_aの比を種々の電子流密度の1.5 MeV 電子線に対して測定した結果を図3.9に示す。I_aはI_vよりすこし大きく，その差は10^{-8}A/cm^{2}以下では10％を越える。これは空気の電離によって生成した負イオン電荷の吸収によるものであると考えられ，こうした電離電流の発生は，なんらかの原因で空気中に電界が発生していることを意味する。しかしこの実験条件下では主吸収体は仮想接地となっているため，電流検出時の主吸収体の電位変動は無視できる。また空気中の空間電荷の生成も無視できる。したがって，吸

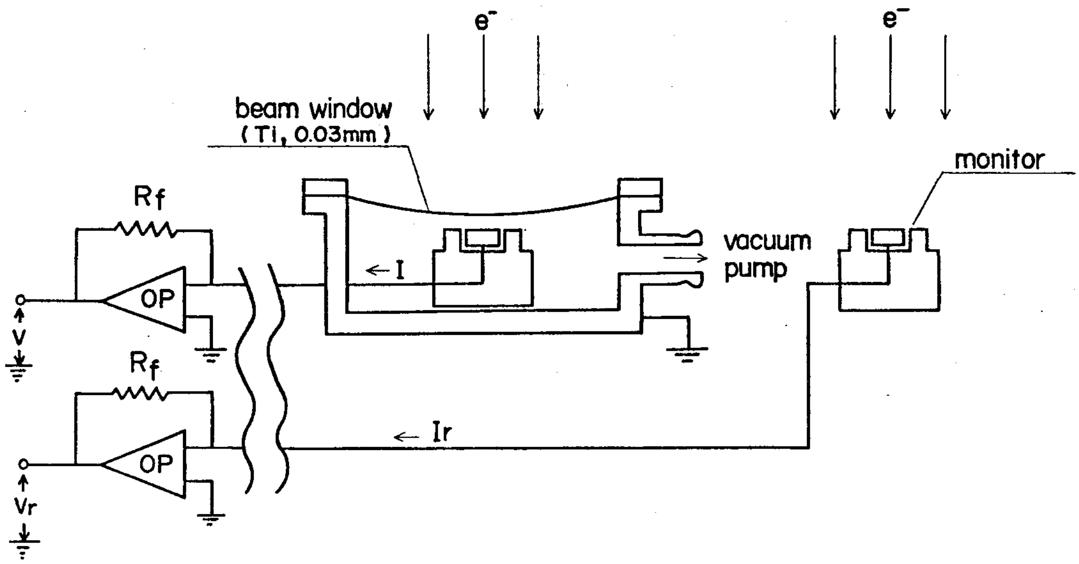


図 3.8　　空気中に生成したイオン電荷が吸収電流に与える影響を調べるための実験配置

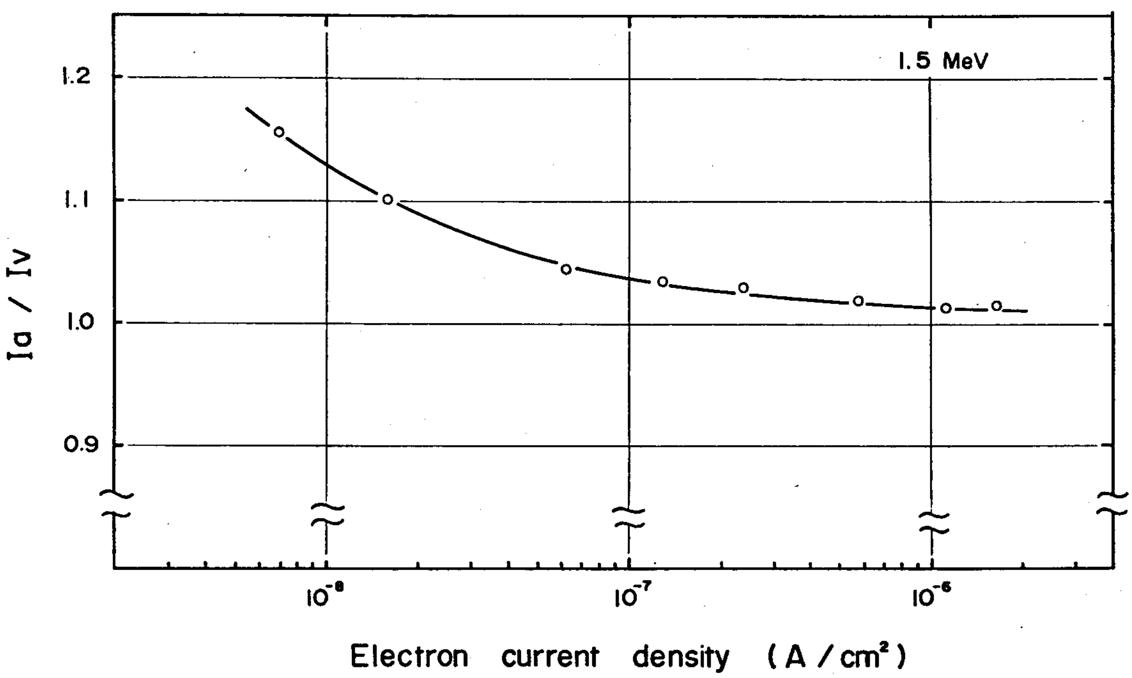


図 3.9　　真空中の吸収電流に対する空気中の吸収電流の比と電子流密度との関係

収体を含む導体接合部に接触電位差が生じ，その電位差が導体の表面状態によって異なるため，吸収体の間，特に主吸収体とガードをの間に電位差が生じ，電離電流発生の原因になっていると考えられる。

イオン電荷の効果を調べるため，ガードと検出器の本体から絶縁し，それに種々の直流電圧を印加して，空気中における電子流密度測定を行った。図 3.1 0 は種々の印加電圧での吸収電流に

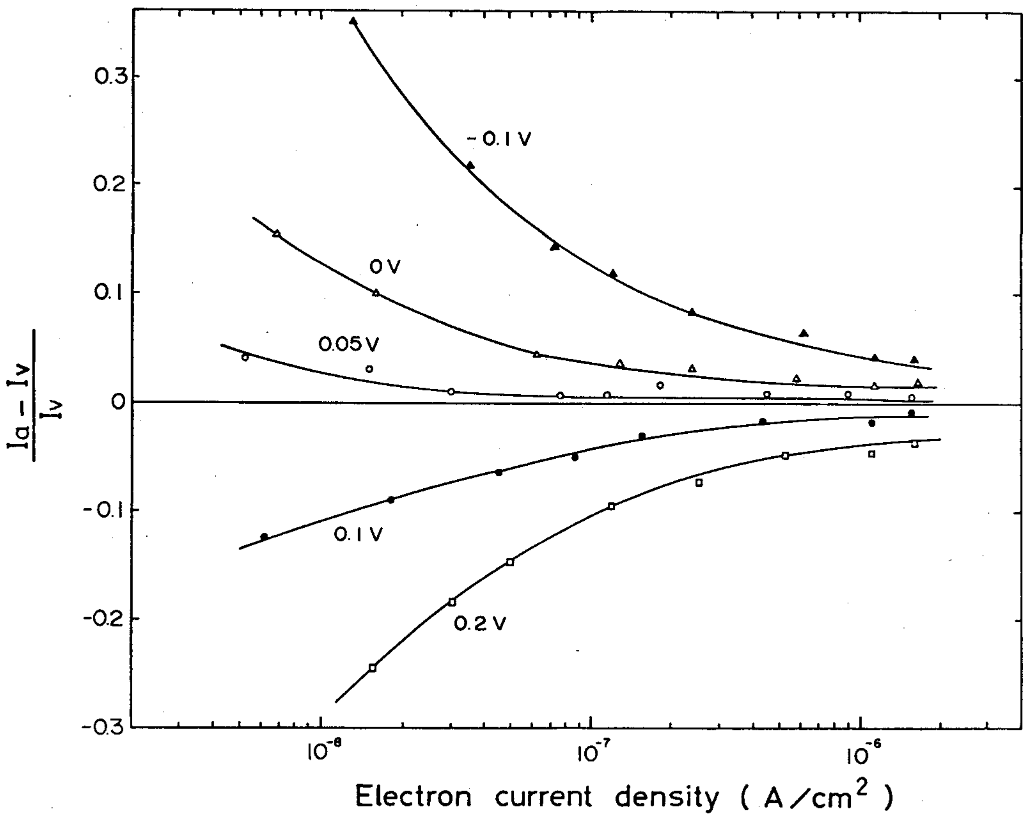


図 3.10　種々の電圧をガードリングに印加したときのイオン電荷の影響度と電子流密度との関係

対する入射電子電荷に対するイオン電荷の寄与率を示す。負のイオン電流は印加電圧が零から正の方に増すとともに減少し，約0.06Vでほとんど流れなくなると判断される。印加電圧をさらに増すとともに逆に正のイオン電流が流れる。このことは零バイアス条件下では，主吸収体とガードの側壁間に見かけ上0.06Vの電位差があることを示す。この電位差は電離箱測定において，印加電圧零で流れる電離電流の原因として説明されている接触電位差と同一のものと考えられる。イオン電荷の寄与が低電流密度で大きい理由は，イオン再結合率が空気中の線量率が低くなるに従って減少するためと考えられる。

接触電位差は非荷電性の放射線照射下におけるイオン電流と印加電圧の関係からも求めることができる。^{60}Co γ線を用いて種々の線量率下で実測したこの関係を図3.11に示す。この場合イオン電流の測定においては吸収体の表面近傍での電子平衡条件を満させるため，吸収体の前面にグラファイト吸収体を置いて測定した。電位差の観測値は0.05Vであったが，この値は電子線照射によって得られた値にほぼ等しい。グラファイト吸収体の表面状態はその加工とその後の履歴に依存するが，いくつかの組合せに対して観測された電位差の値は－0.1から0.1Vの範囲にあることがわかった。グラファイトが化学的に安定であることを考えると，この値は予想以上に大きい[15]。

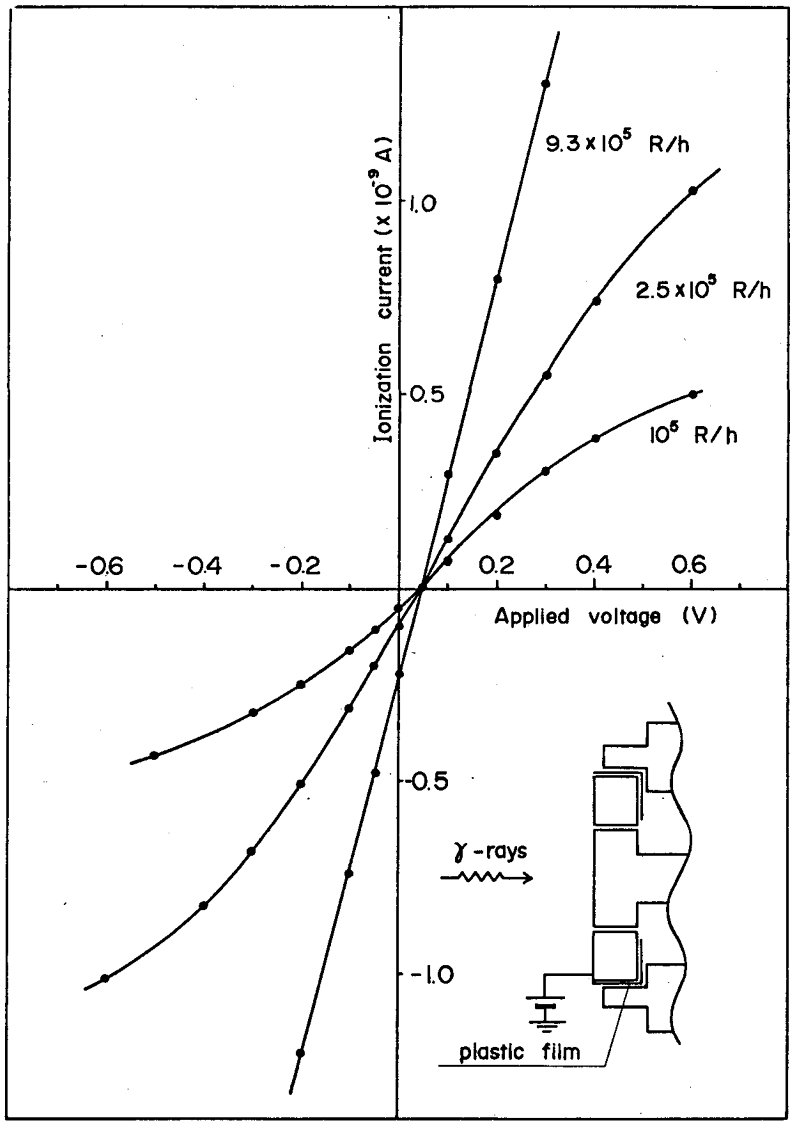


図 3.11　種々の線量率の^{60}Co γ線照射下におけるイオン電流とガードリングの印加電圧との関係

3.2.6　測定法の検討

電子流密度測定における主要な誤差原因をもたらす三つの重要な問題――吸収体の実効吸収面積の確定，電子の後方散乱補正，空気中のイオン電荷の影響――については上に述べたように大体解決あるいは解明された。

後方散乱係数を正確に決定するには，入射電子の角度分布が正確にわからなくてはならない。もし角度分布がガウス分布で近似できない場合は，後方散乱係数は（3－8）式あるいは（3－9）式は適用できないので，正確な補正は面倒である。しかし，一般には吸収電流に対する斜入射電子の影響は大きくない。$\sqrt{\overline{\theta^2}}$ が0.35 radian^2（20°に等しい）のとき，斜入射電子による電荷吸収の後方散乱損失は入射電荷の2％程度である。

吸収体の壁間の接触電位差に起因する測定誤差は低電子流密度では大きいが，μA／cm^2 オー

ダー以上の高電子流密度でも，高精度測定を目的とする限り無視できるほど小さくはない。したがって接触電位差を補償するための電位をガードに印加する必要がある。しかし測定の簡便さを考慮すると，接触電位差の少ない吸収体を用意することが先決であろう。接触電位差は図3.8に示した照射法あるいはγ線照射下における電離電流測定によっても求めることができる。またγ線を用いるよりも電子線加速器からの制動放射X線を利用しても，接触電位差を求め得ることが確かめられている。

本測定法の絶対的精度については現在のところ厳密に決定できる段階ではない。ここでは電子流密度測定に係わる諸因子の不確定さを大体の目やすとして与え，各二乗値の和の平方根としての測定精度を概算してみた。諸因子の不確定さとして，幾何学的寸法の決定0.5％，実効吸収面積の算出0.5％，イオン電荷の影響1％，後方散乱補正0.5％，電流測定1％，信号ケーブルの誘起電流補正0.5％とすると，測定精度の概算値は約2％になる。

本測定法は1 MeVから数MeVの電子エネルギーに対して最も有効と思われるが，1 MeV 以下の比較的低いエネルギーに対しても適用し得ることが実験的に確認されている。しかしエネルギーの低くなるにしたがって，平均二乗散乱角，垂直入射条件下での後方散乱係数，空気中における過剰電荷密度などの因子が増大するため，電子流密度の測定誤差は大きくなると考えられる。過剰電荷密度の増大は空気中に電場を誘起することになり，これによって空気中のイオン電荷の吸収が起ると考えられる。この影響は1 MeV程度の高エネルギーでは，ほとんど無視できる。1 MeV以下でも電子透過距離に比べて空気層の厚さが十分薄ければ，その影響は問題にならないだろう。低エネルギー領域への応用におけるこの方法の信頼性については，さらに実験的に検討する必要があろう。

3.3 電子流密度分布の近似式[33]

3.3.1 物理的諸元の取扱い

1）基本的仮定条件

図3.12に照射用加速器の一般的な照射法の幾何学的モデルを示す。加速管内でエネルギーU_0(MeV)まで加速された全電子流I_0(mA)はビーム走査によって照射窓面上で走査巾2L(cm)にわたって均一に配分され，照射窓を通して空気中に取り出される。照射窓からR(cm)だけ下方に管内のビーム方向を垂直軸とする被照射面を仮定し，その面上に走査方向をx軸，それと直角な方向をy軸とする座標をとる。

近似計算のため次の仮定条件をおく。

(1) 加速管内の電子エネルギーU_0と全電子流I_0は既知とする。

(2) 照射窓，空気層での電子の散乱角の分布に対しては平均二乗散乱角を基礎とする二次元ガウス分布型の単純な多重散乱理論が適用できる。

(3) 空気層の距離Rは電子エネルギーU_0に対する空気中の電子飛程に比べて十分短い。

(4) 加速管内の電子ビームの実効的な直径はRに比べて十分小さい。

(5) 最大走査角ψ_0は小さく，coo $\psi_0 \simeq 1$が成立する。

(6) 走査方向に関する走査ビームの密度分布は均一である。

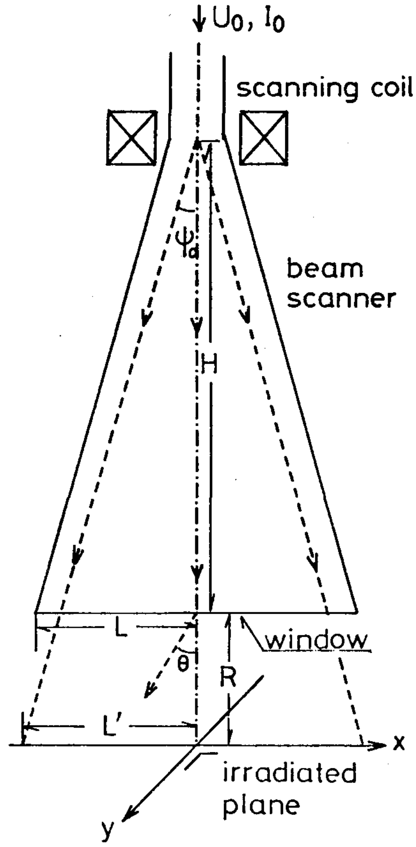


図 3.12
照射用加速器の一般照射法の幾何学的モデル

2) 多重散乱の取扱い

物質中での電子の進行方向の変化は主として弾性散乱によって起るが，物質層中における平均散乱回数が約20以上で，かつ平均散乱角が20°以下の場合に対しては多重散乱として統計的に処理される[16)]。数百 keV～数MeV のエネルギーをもつ電子線の照射では，多くの場合照射窓と空気層中での散乱は多重散乱であるため，照射面上での電子流密度分布はガウス分布で近似できる。比較的低いエネルギーの電子や物質層が厚い場合には，平均二乗散乱角は20° 以上になるが，20° を越えるにともなって，ガウス分布型から $\cos^2\theta$ 分布型に変形していく。

多重散乱の理論的研究は Williams [9)], Goudsmit ら[17)] Molière[18)], Jacob ら[19)] によってなされてきた。これらのうちでは，Molière 理論を基にした方法が一般によく用いられており，広い範囲の散乱角にわたって実験とよく一致することが確かめられている。しかしこの理論はここで目的としている簡便な電子流密度分布の近似式に適用するには複雑すぎる。このため本計算では平均二乗散乱角をもとにしたガウス分布のみで記述される Williams の単純化された理論を適用することにした。この理論によって与えられる分布は Morière の理論式の第一項にほぼ一致するが，大きな角度の単一散乱を考慮していない。ここでは大きな角度の散乱については，物質層による後方散乱のみを電子透過係数によって考慮し，透過した電子のすべては二次元ガウス分布で近似できるとみなした。

単一方向に進む電子エネルギーU_0，全電子流 I_0 の電子線が薄い物質層で多重散乱を受けた後，偏向角 θ (radian) で，単位立体角に散乱される電子流密度は次式で与えられる[20)]。

$$\phi(\theta)\,d\Omega = \frac{I_0\ \eta_t}{\pi\ \overline{\theta}^2}\exp\left(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta}^2}\right)d\theta\ . \tag{3-10}$$

ここで$\overline{\theta}^2$ は透過電子の平均二乗散乱角であり，η_t は電子透過係数である。$\overline{\theta}^2$ は Williams によって次式で与えられている。

$$\overline{\theta}^2 = \frac{4\pi NZ\,(Z+1)\,e^4\,(1-\beta^2)\,u}{m_0^2\ v^4}\ \ell n\left[4\pi Z^{1/3}(\ Z+1)\,Nu\left(\frac{h}{2\pi m_0\,v}\right)^2\right]$$

$$= 0.601\,\frac{Z\,(Z+1)}{A}\left\{\frac{(\tau+1)}{\tau\,(\tau+2)}\right\}^2 d\ \ell n\left[1.13\times10^4\,\frac{Z^{1/3}\,(Z+1)}{A}\,\frac{(\tau+1)^2}{\tau\,(\tau+2)}\,d\right]. \tag{3-11}$$

ここでNは物質層の単位体積あたりの電子数（cm^{-3}），Z は実効原子番号，A は実効原子量，e は電子電荷，m_0 は電子の静止質量，v は電子の速度，βは光速度に対する電子速度の比，h はプランクの定数，u は物質層の厚さ，d は面積密度（g/cm^2）で表わされる物質層の厚さ，τは静

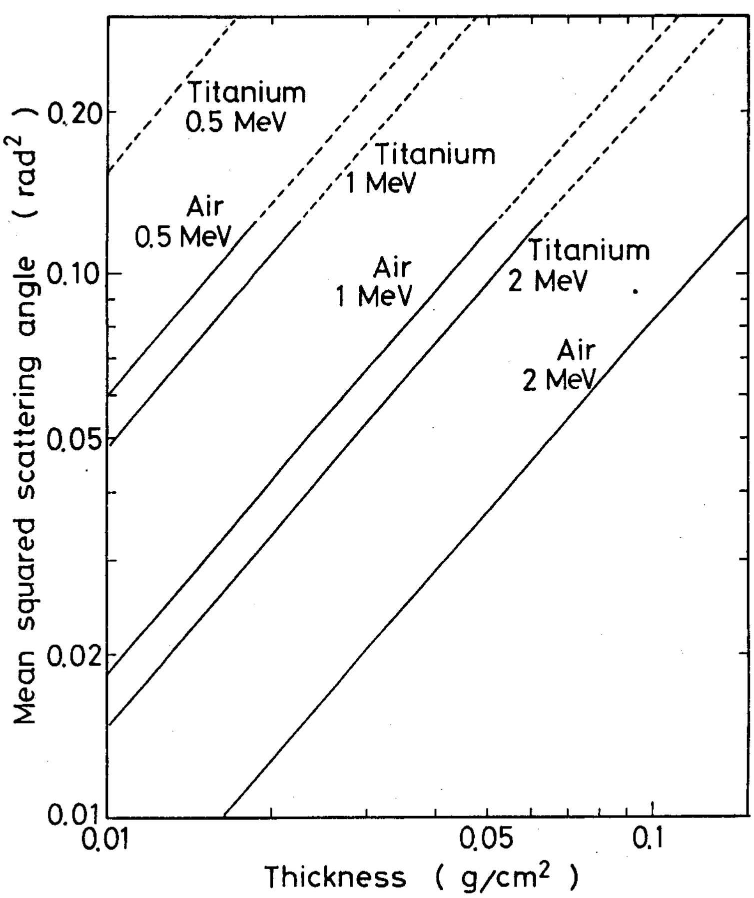


図 3.13　種々の電子エネルギーにおける平均二乗散乱角とチタンおよび空気の厚さ（g/cm^2）との関係

止エネルギー単位で表わされた電子エネルギー（U_0/m_0c^2）である。種々の電子エネルギーに対するチタンおよび空気の厚さと$\overline{\theta}^2$の計算値との関係を図3.13に示す。（3－11）式の対数項の真数の寄与は小さいこと，Z／Aは物質に依らずほぼ一定の値をもつことなどを考慮すると，$\overline{\theta}^2$ は原子番号にほぼ比例し，電子エネルギーの二乗にほぼ逆比例する。

なお，ICRU－21[21]には単位厚さ（g／cm²）あたりの平均二乗散乱角をmass angular scattering power（$\overline{\theta}^2/\rho\ell$）として定義し，Rossiの理論式[22]から計算された各元素に対する計算値が表で与えられている。Rossi の式では二乗平均値の計算における散乱角に関する積分の下限角と上限角のとり方がWilliams の式の場合とは異なっており，ICRU－21で与えられている$\overline{\theta}^2$の値は（3－11）式による計算値よりも数10％大きい。またRossi の式では対数項の中に物質層の厚さが変数として含まれていないため，この差異は物質層が薄いほど大きくなる。

3） 空気層中での多重散乱

電子流密度分布は主として照射窓での多重散乱によって決まるが，空気層中の散乱についても考慮する必要がある。照射窓での散乱については角度分布のみを問題とすればよいので，（3－11）式がそのまま適用できるが，空気中での散乱においては，角度分布よりも電子の横方向変位，すなわち図3.11におけるxy平面内での変位が問題になる。

無限に細い平行な電子ビームが気体媒質に入射する場合の媒質中での電子の横方向変位はRossi[10]によって与えられており，多重散乱の場合と同様に$\phi(\alpha)=\exp\left(-\alpha^2/\overline{\alpha}^2\right)$ で表わせる。ここで$\overline{\alpha}^2$ は横方向変位の平均二乗値であり，空気層の厚さをR，空気層による平均二乗散乱角を$\overline{\theta}_a^2$ とすると，$\overline{\alpha}^2$ は次式で近似できる。

$$\overline{\alpha}^2 = \frac{1}{3} R\, \overline{\theta}_a^2 \ . \tag{3-12}$$

実際には空気層に入射する電子は照射窓で散乱されるので，平行ビームとは見なし難いが，それによる横方向変位への影響は無視できると仮定すると，被照射面から見たときの空気層による見かけ上の平均二乗散乱角は（3－2）式から$\overline{\theta}_a^2/3$となる。したがって空気層中での散乱を照射窓での散乱に対する補正項として考えると，実効二乗散乱角 $\overline{\theta}_t^2$ は次式で表わすことができる。

$$\overline{\theta}_t^2 = \overline{\theta}_w^2 + \frac{1}{3}\overline{\theta}_a^2 \ . \tag{3-13}$$

ここで$\overline{\theta}_w^2$ は照射窓による平均二乗散乱角である。空気の原子番号は照射窓に使用されているチタンに比べてずっと小さいので，一般に電子線照射では，(3－13)式における空気による散乱の寄与は小さい。

4） 照射窓と空気層の電子透過係数

電子透過係数η_tは物質層の前方に透過する電子数の入射電子に対する比として定義される。物質層に垂直入射する電子の透過係数はTabataらの一般的経験式[23]から求めた。物質層を構成する照射窓と空気層に対する透過係数η_w，η_aをそれぞれ独立に算出し，全透過係数η_tは

次の近似式で与えた。

$$\eta_t = \eta_w \cdot \eta_a . \tag{3-14}$$

空気層に対しては照射窓で散乱された電子が入射すること，およびビーム走査による斜入射などの二次的影響は無視した。Tabata らの経験式から求めた種々の電子エネルギーとチタンおよび空気の厚さに対する電子透過係数を表 3. 1 に示す。

表 3. 1　チタンおよび空気の電子透過係数

Energy (Mev)	Ti 0.03 mm	Ti 0.10 mm	Ti 0.17 mm	Air 10 cm	Air 25 cm	Air 40 cm
0.5	0.941	0.750	0.511	0.955	0.871	0.768
1.0	0.983	0.935	0.873	0.987	0.965	0.940
1.5	0.992	0.970	0.943	0.994	0.983	0.972
2.0	0.995	0.982	0.968	0.996	0.990	0.984
2.5	0.997	0.989	0.979	0.998	0.993	0.989

5）ビーム走査の取扱い

実際の照射は，図 3. 1 4 に示すように，C 点の位置に設けられた走査コイルによって照射窓面上で 2 L の幅にわたってビーム走査がなされる。ある瞬間に，走査分岐点 C から，照射窓面上の中心から ℓ の距離にある点 F に向う斜入射電子線が形成する照射面上での電子流密度分布は，直角座標では表現しにくい。このため直線 C F の延長線と照射面との交点を F $'$，F $'$ と ビーム中心軸との距離を ℓ' し，C 点から ℓ' だけ離れた同じ高さの点 C $'$ を想定することによって，走査線 C F が照射面に垂直に入射する平行ビーム C′F に近似的に等価なものとして置き換える考え方を

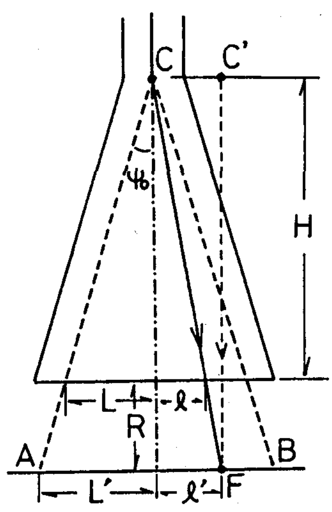


図 3.14
ビーム走査の幾何学的
条件の単純化の図解

とった。すなわち走査ビームは全体の幅が $2L'$ の帯状の平行ビームとして取扱った。ℓ と ℓ' との関係は

$$\ell' = \frac{H + R}{H}\,\ell \tag{3-15}$$

として与えられる。ここでHはC点から照射窓面までの高さである。LとL′の関係についても(3−15)式と同様である。

実際の電子流密度は走査周期に応じて変動する周期関数であるが，本計算では実用的見地から電子流密度の時間的な平均値を求めたが，その時間的な変動についても検討した。

3.3.2 電子流密度分布

1) 無走査ビームの電子流密度分布

走査ビームに対する電子流密度分布の計算を基礎として，まず無走査ビームに対する近似式を求めた。照射面上の単位面積あたりの電子流密度 j をビーム中心軸からの距離 s の関数として与えるには，(3−10) 式において変数変換を行わなくてはならない。簡単のために，θ は小さく，s は R に比べて十分に小さいと仮定すると，電子流密度 j(s) の零次近似は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} j(s) &= \frac{I_0\,\eta_t \cos^3\theta}{R^2 \pi\, \overline{\theta}_t^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta}_t^2}\right) \\ &= \frac{I_0\, R\, \eta_t}{(R^2+s^2)^{3/2}\, \pi\, \overline{\theta}_t^2} \exp\left[-\frac{1}{\overline{\theta}_t^2}\left\{\tan^{-1}\left(\frac{s}{R}\right)^2\right\}\right] \\ &\simeq \frac{I_0\,\eta_t}{\pi R^2\, \overline{\theta}_t^2} \exp\left(-\frac{s^2}{\overline{\theta}_t^2\, R^2}\right) . \end{aligned} \tag{3-16}$$

2) 無限均一帯状ビーム直下における電子流密度

走査ビームの取扱いに関しては前述の通り均一な帯状の平行ビーム（電子流の線密度 $I_0/2L'$）を仮定したが，ここでは簡単のためにL'が無限に長いと仮定する。照射窓からRだけ離れた直下点における電子流密度は，最も荒い近似としては (3−16) 式の積分から得られる。しかし，さらに正確な電子流密度は，(3−10) 式にもどって考えると，照射窓面上の微小走査幅 dw からの散乱の寄与を全走査幅にわたって次のように積分して得ることができる。

$$\begin{aligned} j_a &= \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_0\,\eta_t \cos^3\theta}{2\pi L' R^2 \overline{\theta}_t^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta}_t^2}\right) dw \\ &= \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{I_0\,\eta_t \cos\theta}{2\pi L' R\, \overline{\theta}_t^2} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta}_t^2}\right) d\theta \end{aligned}$$

$$\simeq \frac{I_0\ \eta_t}{2\pi L' R\ \overline{\theta}_t^2}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\left(1-\frac{\theta^2}{2}\right)\exp\left(-\frac{\theta^2}{\overline{\theta}_t^2}\right)d\theta$$

$$\simeq \frac{I_0\ \eta_t}{2L' R\sqrt{\pi\ \overline{\theta}_t^2}}\left(1-\frac{\overline{\theta}_t^2}{4}\right)=\left(1-\frac{\overline{\theta}_t^2}{4}\right)\int_{-\infty}^{+\infty}j(s)\,ds\ . \qquad (3-17)$$

この結果，$\exp(-L^2/R^2\ \overline{\theta}_t^2)\simeq 1$ となるような幅広い走査ビームに対する一般式において，$j(s)$ の積分値に $1-\overline{\theta}_t^2/4$ の因子を乗ずることによって，電子流密度分布のピーク値付近の近似精度を上げ得ることがわかった。

3） 照射面内での電子流密度分布

照射面上の点（x，y）における走査ビームに対する電子流密度は，照射面上からの散乱の寄与の総和として，（3－16）式のビーム走査方向に関する積分結果に（$1-\overline{\theta}_t^2/4$）の因子を乗ずることによって（3－18）式のようになる。

$$j(x,y)=\left(1-\frac{\overline{\theta}_t^2}{4}\right)\int_{-L'}^{L}j(x,y,\ell')\,d\ell'$$

$$=\frac{I_0\ \eta_t}{2\pi L^2 R\ \overline{\theta}_t^2}\left(1-\frac{\overline{\theta}_t^2}{4}\right)\exp\left(\frac{-y^2}{R^2\ \overline{\theta}_t^2}\right)\int_{-L'}^{L'}\exp\left\{\frac{-(x-\ell')^2}{R^2\ \overline{\theta}_t^2}\right\}d\ell' .$$

（3－18）

（3－18）式の積分項に対しては，Galton の近似式

$$\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_0^p\exp\left(-\frac{p}{2}\right)^2dp\simeq\frac{1}{2}\left\{1-\exp\left(-\frac{2p^2}{\pi}\right)\right\}^{1/2} \qquad (3-19)$$

が広範囲の p に対して 1 ％以内の精度で成立するので，（3－18）式は次式のようになる。

$$j(x,y)=\frac{I_0\ \eta_t}{2L'\sqrt{\pi\overline{\theta}_t^2}}\left(1-\frac{\overline{\theta}_t^2}{4}\right)\exp\left(\frac{-y^2}{R^2\ \overline{\theta}_t^2}\right)\left|f(x)\pm f(-x)\right| \qquad (3-20)\ ;$$

（$|x|\leqq L'$ のときは＋，$|x|>L'$ のときは－）．

ここで f(x) は

$$f(x)=\left[1-\exp\left\{\frac{-4(x-L)^2}{\pi R^2\ \overline{\theta}_t^2}\right\}\right]^{1/2} \qquad (3-21)$$

で与えられる。R があまり大きくないかぎり，f(x) ＝ 1 とみなせる。

照射試料をコンベア上に載せて照射窓下を速度 v_c で通過する場合の試料の受ける電荷密度Q_pは照射加速器の利用上重要な値であるが，（3−22）式の通りになる。

$$Q_p = \frac{1}{v_c}\int_{-\infty}^{+\infty} j\,(0, y)\,dy = \frac{I_0\,\eta_t}{2L'\,v_c}\left(1-\frac{\bar{\theta}_t^2}{4}\right). \tag{3-22}$$

4) 数値積分による計算値との比較

(3－10) 式をもとにして得られた (3－20) 式の近似精度を確認するため，照射面内での電子流密度分布を同じ (3－10) 式をもとにした数値積分によって求めた。図 3.15 に示す照射条件のもとでは，点Pにおける電子流密度 $j_n(x, y)$ は，走査角速度一定，振幅 $2\psi_0$ の走査条件のもとでは，(3－23) 式によって与えられる。

$$j_n(x, y) = \int_{-\psi_0}^{\psi_0} \frac{I_0\,R\,\eta_t}{2\pi\psi_0\,\bar{\theta}_t^2\,(R^2+x^2+y^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{\theta^2}{\bar{\theta}_t^2}\right) d\psi. \tag{3-23}$$

ここで θ は

$$\theta = 2\cos^{-1}\left\{\left(\frac{\sqrt{g\,(g-a)}}{bc}\right)^{1/2}\right\}$$

で与えられ，a, b, c, g は

$$a = (R+H)\tan\psi - x$$

$$b = R/\cos\psi$$

$$c = \{(x-H\tan\psi)^2 + x^2 + y^2\}^{1/2}$$

$$g = (a+b+c)/2$$

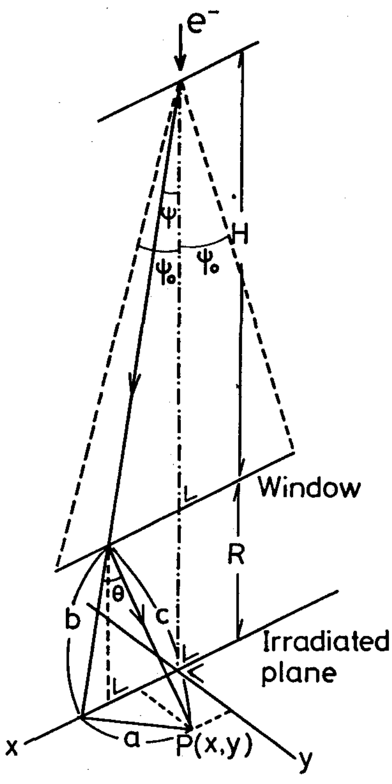


図 3.15
数値積分法による電子流密度の計算のための電子線照射の幾何学的モデル

で与えられる。以上の計算では照射窓面への斜入射によって電子通過距離の増加および空気中の電子通過距離の増加による $\overline{\theta}_t^2$ の変化は無視した。

P 点を通る x 方向および y 方向の電子流密度分布に関しての (3－20) 式による計算値と (2－23) 式を用いた数値積分の結果との比較例を，$\overline{\theta}_t^2$ ＝0.089 および 0.29 について図3.16 お

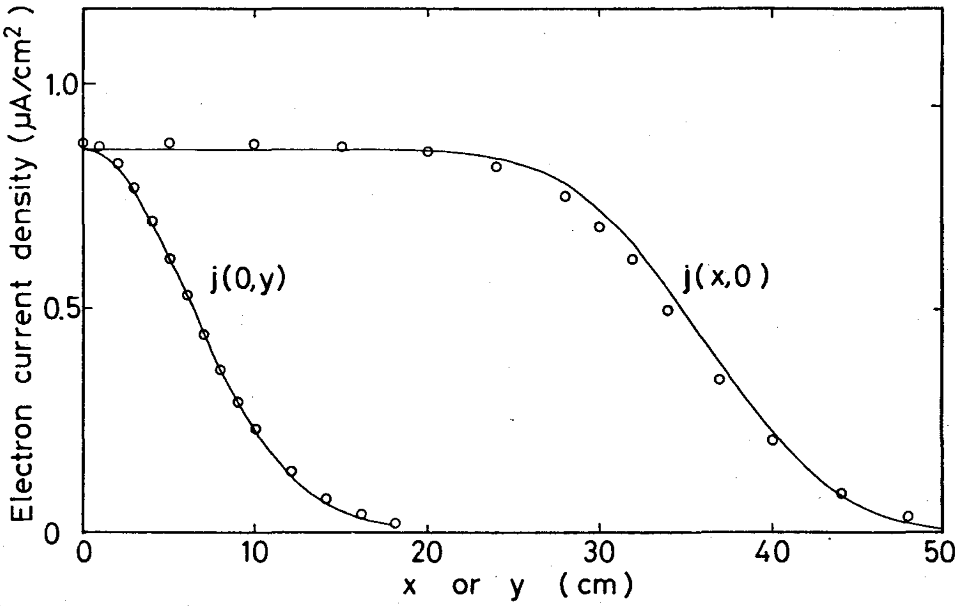


図3.16　$\overline{\theta}_t^2$＝ 0.089 に対する電子流密度の計算結果

実線：(3－20)式によって与えられる j (0, y)および j (x, 0),

○：数値積分法によって計算された j_n(0, y)および j_n(x, 0)

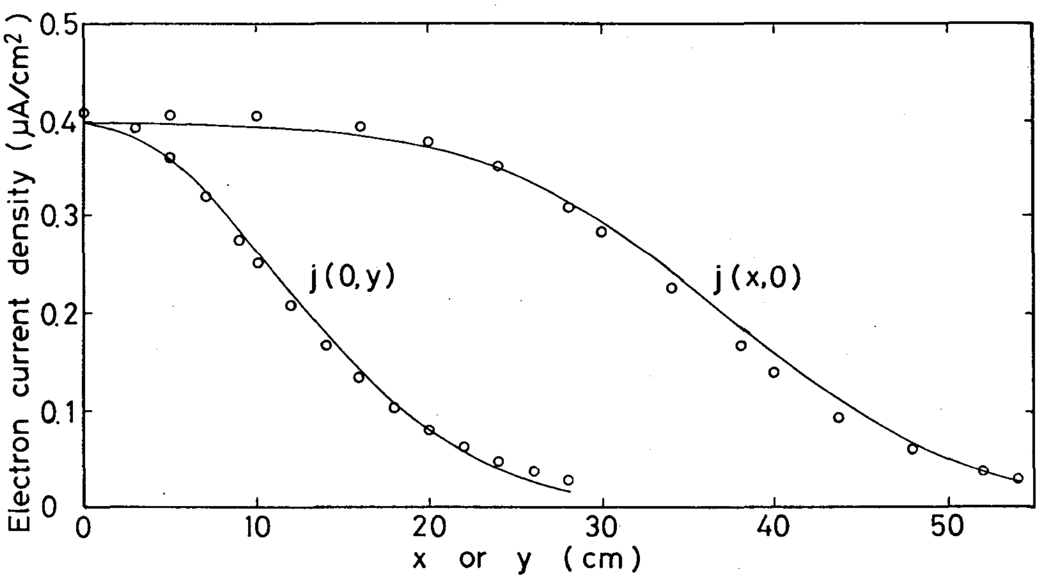


図3.17　$\overline{\theta}_t^2$ ＝ 0.29 に対する電子流密度の計算結果

実線：(3－20)式によって与えられる j (0, y)および j (x, 0)

○：数値積分法によって計算された j_n(0, y), および j_n(x, 0)

および図3.17にそれぞれ示す。後者の場合はガウス分布の多重散乱近似の限界を越えているが，後で述べるように，（3－20）式の計算結果と実験結果との差異は小さいことを考慮して，極端な例として示したものである。

図3.16および図3.17においては，（3－20）式による計算値は分布の裾部を除いて数値積分の結果にかなりよく一致している。 j(0, y)の裾部が数値積分値より低いのは，（3－16）式における近似に原因している。分布のピーク値付近では数値積分値の方が高いが，この理由は，（3－20）式では照射窓面上での走査速度が一定と仮定しているが，数値積分の場合は走査角速度が一定と仮定しているためと考えられる。また j(x, 0)は x ＝L′付近で数値積分値より高い値となるが，これは x が大きくなるにしたがって，照射窓および空気中での電子の通過距離が増すことを（3－20）式は考慮していないためと考えられる。いずれの場合も両者の相違は $\overline{\theta}_t^2$ が増すにともなって大きくなるが，$\overline{\theta}_t^2 = 0.29$ のような非常に大きい値の場合に対しても両者はかなりよく一致している。したがって電子流密度分布を与える簡便な算出式として（3－20）式の近似精度は十分よいことがわかった。

5） ビーム走査による周期的変動

（3－20）式で与えられる電子流密度はビーム走査による周期的変動を平均化した値である。一般に被照射物の放射線効果に対する線量率の影響を論ずる場合，線量率の平均値のみを問題にすればよいことが多いが，周期的変動も考慮すべきパラメータと考えられる。

照射面上のビーム走査点が（L′, 0）と（−L′, 0）の間を周期 f（c／s）で等速運動する場合の照射面上（0, 0）における電子流密度は走査周期に対応する周期関数として（3－24）式で表わされる。

$$j_t(0,\ 0) = \frac{I_0\,\eta_t}{\pi R^2\ \overline{\theta}_t^2}\exp\left[\frac{-1}{\overline{\theta}_t^2}\left\{\frac{4L'f}{R}\left(t-\frac{N_i}{2f}\right)\right\}^2\right]. \qquad (3-24)$$

ここで N_i は $\left|t-N_i/2f\right| \leqq 1/4f$ になるようにとられた正整数である。走査点の周期運動および $j_t(0,\ 0)$ との簡単な関係を図3.18に示す。

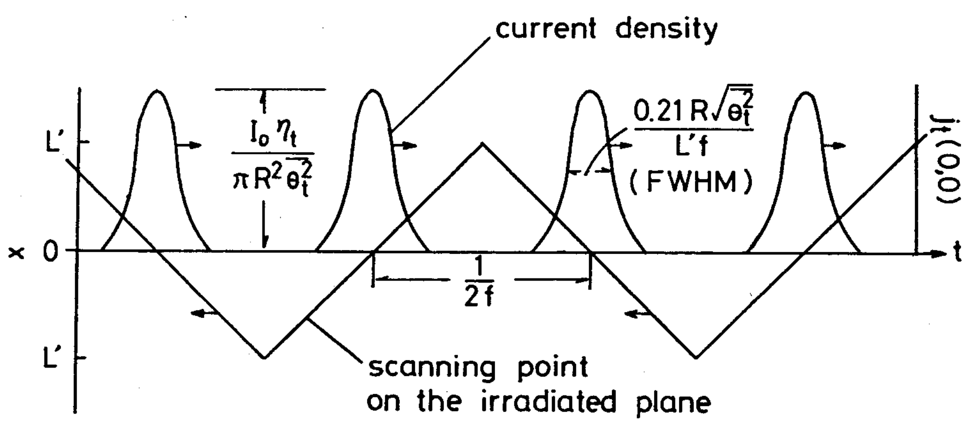


図3.18　ビーム走査による走査点の周期的移動および $j_t(0,0)$ の周期的変動

電子流密度分布のピークにおける平均値 j（0, 0）に対する時間的変動を考慮した真のピーク値，すなわち，j_t（0, 0）の最大値との比 r_p は $\exp(-L'^2/R^2\ \overline{\theta_t^2}) \simeq 1$ が成立する条件下では，（3－20）式および（3－24）式から近似的に次式で表わすことができる。

$$r_p = \frac{2L'}{R\sqrt{\pi\ \overline{\theta_t^2}}} \quad . \tag{3-25}$$

3.3.3　測定結果との比較

1）電子流密度測定および照射条件

加速電子ビームの電子流密度測定には，3.2で述べた測定器（図3.4）を使用した。主吸収体とガード間の接触電位差は無視できるほど小さい組合せを用い，イオン電荷の影響を取り除いた。

測定のための照射にはコックロフト・ウォルトン型の照射用加速器を使用し，加速管内の電子エネルギーには，あらかじめエネルギー校正された加速電圧のメータの指示値 U_m として1，1.5，2 MeVがとられた。電子エネルギーは制動放射X線に対する ^{9}Be（γ, n）反応のしきい値およびNaIスペクトロメータを用いて得られた制動放射X線の最大エネルギーから求めた[24]。照射窓には厚さ0.1 mmのチタンを用いた。各メーター指示値に対する計算に必要な物理的諸元を表3.2に示す。照射窓面での走査幅（2L）はポリ塩化ビニールフィルムを窓面に密着させた状態で照射した後，フィルムを加熱することによって誘起された着色領域の幅の実測から求めた。窓面上での走査ビームの密度分布は走査幅にわたって均一ではなく，2MeVでは中心付近に比較して走査端付近がかなり高くなる傾向を示す。加速管内の全電子流 I_0 については正確にわからなかったため，照射窓を通過した後の全電子流 $I_0\ \eta_t$ を広いアルミニウム板で吸収して求めた。

y軸方向の電子流密度に対しては加速管内のビームの太さの影響も無視できない。ビーム断面の形状は一般に単純ではないので，この影響を正確に評価するのは難しい。ここでは簡単のためビーム断面の強度分布を二次元ガウス分布に近似させることによって概算してみた。分布のピーク値の1/eの強度を与えるビームの実効半径を r_b とすると，（3－20）式から導かれる j（0, y）は多重散乱による電子流密度分布と管内ビーム強度の重ね合せから，近似的に（3－26)式として置き換えることができる。

$$j\,(0, y) = \frac{I_0\ \eta_t}{2L'\sqrt{R^2\ \overline{\theta_t^2} + r_b^2}}\ \exp\left(\frac{-y^2}{R^2\ \overline{\theta_t^2} + r_b^2}\right) \quad . \tag{3-26}$$

表3.2　電子流密度計算に用いた電子線照射に係わる物理的諸元の値

U_m (meter) (MeV)	U_0 (in tube) (MeV)	$\overline{\theta_t^2}$ (rad^2)	$I_0\eta_t$ (mA)	2L (cm)	R (cm)	H (cm)
1.0	1.035	0.293	0.87	60	29.2	120
1.5	1.55	0.146	0.97	61	29.2	120
2.0	2.07	0.0885	1.00	58	29.2	120

本実験ではビームの実効半径は10 mm程度であるが，$\overline{\theta_t^2}$が比較的大きいので，電子流密度分布のピーク値に与える影響は1％以下である。また測定値の主吸収体の直径が20 mmであるために，j（0, y）のピーク付近の分解能への影響が問題になるが，これについても本実験では$\overline{\theta_t^2}$が比較的大きいので，ほとんど無視できる。

2）測定結果との比較

(3－20) 式から得られるj（0, y）およびj (x，0) と測定結果の比較を図3.19，図3.20に示す。j (x，0) のピーク付近においては，1.5 MeVおよび2.0 MeVに対する実験値は計算値よりも低いが，1 MeVでは逆に実験値の方が多少高い値を示す。特にj (0，0) については2 MeVにおいて17％の不一致が見られたが，この原因の一つは窓面上での走査ビームの線密度分布が均一でなく，端部よりも中心部が低いという本実験における特殊な理由によるものである。この非本質的な影響を取除くため，実験的に得られたj (0, y) の曲線に囲まれた面積を(3－22) 式のQ_pに等しくなるようにnormalizeしてから比較すると，j (0，0) の不一致は10％程度になる。したがって，$\overline{\theta_t^2}$ = 0.09程度の分布に対しては，j (0, y）分布曲線の裾部を除いて実験値は計算値と約10％以内で一致することがわかった。j (0, y）分布曲線の半値

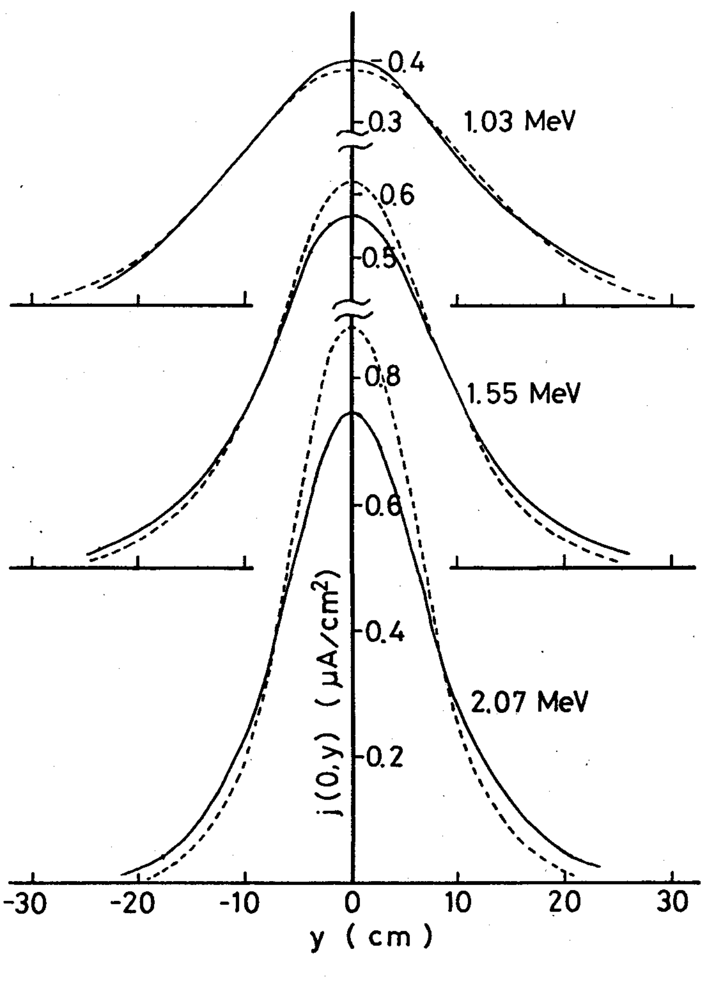


図3.19　j (0, y) の測定結果と実験結果との比較
実線：実験結果，点線：計算結果

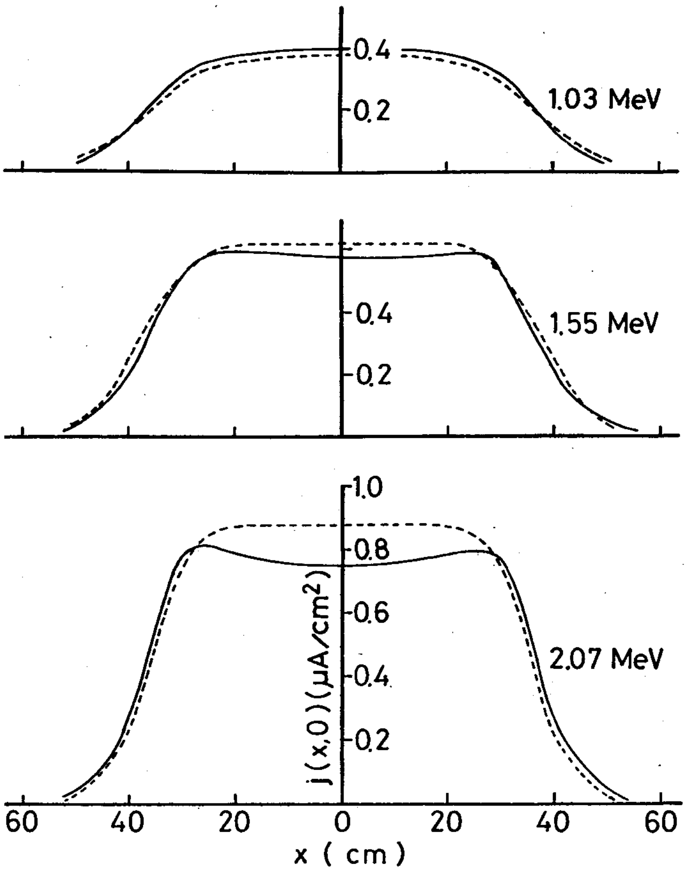


図3.20　j(x, 0)の計算結果と実験結果との比較
実線：実験結果，点線：計算結果

幅については，逆に実験値の方が計算値よりも10％程度大きくなり，ピーク値の比に対応している。したがって実験結果と計算結果の不一致は，実効平均二乗散乱角 $\overline{\theta^2_t}$ の計算値が実験値よりも高いためとみなされた。

1 MeV において実験値の方が高い値を示す理由は，$\overline{\theta^2_t}$ の計算値が0.29であり，ガウス分布の近似が適用できる限界をかなり越えているためと見なされる。ガウス分布が適用できる薄い物質層の領域では，実際の平均二乗散乱角は近似的に物質層の厚さに比例するが，厚さが増すとともに飽和傾向を示すようになる。したがって $\overline{\theta^2_t}=0.29$ として与えられた計算値は実際よりも高めの値であると考えられる。1.5 MeV の場合，本実験では $\overline{\theta^2_t}=0.146$ であり，厳密な意味ではガウス分布近似の適用範囲外ではあるが，図3.18の分布曲線の面積を考慮すると，実験結果と計算結果との関係は2 MeV の場合と大体同様である。

2 MeV における j(x, 0)については，$x=L'$ 付近で実験値の方が計算値よりも高くなる傾向が見られるが，これはビーム走査における線密度分布が走査端付近で高くなっているためと考えられる。

3.3.4　検　討

実験結果との比較から，(3－20) 式で与えられる電子流密度の近似式は実測値にかなりよく

一致することがわかった。しかし，ガウス分布型の多重散乱が成立する範囲では，Williams によって与えられる平均二乗散乱角は j（0, y）の分布曲線の半値幅から推定される値よりも１０～２０％程度小さな値を示す傾向がある。これと同様な傾向は，照射窓にアルミニウムを用いた場合およびチタンを用いた他の照射用加速器を用いた測定例においても確認されている。この不一致の原因は，おそらく平均二乗散乱角を理論的に求める場合の単一散乱に対する上限角と下限界のとり方によると思われるが，ここで得られた電子流密度分布の実験結果からだけでは，多重散乱理論から得られた（3－11）式の信頼性を厳密に論ずることはできない。

一方，ＩＣＲＵ－２１で与えられているRossi のmass angular scattering power は逆に実験結果から推定される値よりも相当大きな値を与える。実験結果との一致の程度ではWilliams の式の方がよい。しかし実用的見地からは，Williams やRossi の式を用いるよりも，実際に使用されている電子エネルギーおよびチタンなどの窓の厚さに対して簡便に適用できる平均二乗散乱角の経験式を求める方がよいかも知れない。

本実験では（3－20）式が厳密な意味での多重散乱近似の限界とされる $\overline{\theta_t^2} \simeq 0.12$ を越えてどの程度まで適用できるかが問題であった。結果として $\overline{\theta_t^2}$ の計算値が増すにともなって j（0, 0）の実験値に対する計算値の比が減少する傾向が確かめられたが，実用的には $\overline{\theta_t^2}$ が0.２９のような非常に大きな値に対しても（3－20）式が適用し得ることがわかった。これは物質層の厚さの増加にともなうガウス分布型から $\cos^2\theta$ 分布型への散乱角度分布の移行がゆるやかであり，その遷移領域に対してもガウス分布がある程度適用し得ることを示している。したがって一般に $\overline{\theta_t^2}$ が大きな値になる１MeV 以下の低エネルギーの照射用加速器に対しても本計算法は有用であると考えられる。序に0.０３mm のチタン窓を用いた５００ keV の加速器の場合，照射窓下１０cm における $\overline{\theta_t^2}$ は0.２３である。

3.4　電子流密度から吸収線量への変換

3.4.1　エネルギーフルエンスの評価

電子線に照射されている空気中におけるエネルギーフルエンスＦ（Joul／cm^2）は電子流密度 j（A／cm^2）および加速管内の電子エネルギーE_0（MeV）をもとに次式で与えられる。

$$F = 10^6(U_0 - \Delta U_w - \Delta U_a)\,jt. \qquad (3-27)$$

ここでΔU_w，ΔU_aはそれぞれ照射窓と空気層による平均エネルギー損失であり，ｔ は照射時間である。

（3－27）式によってＦを決定するにはU_0が既知でなくてはならない。照射用電子加速器に対するU_0の校正法には，（n γ）反応のしきい値を用いる方法，電子スペクトロメータによる方法，Ｘ線スペクトロメータによる制動放射線の最大エネルギーの測定，加速器の回路定数から決定する方法などがあるが，ここではエネルギー校正法に関する議論は省略する。ΔU_wおよびΔU_aは垂直入射条件に対して Tabata ら[25]によって物質の原子番号や電子エネルギーの関数として経験式化されている。空気層に入射する電子は照射窓中での多重散乱のため，垂直入射条件は成立しないが，照射窓による平均二乗散乱角が２０°程度以上であれば，通常ΔU_aはU_0に

比べて十分小さいので，垂直入射条件を仮定してもFの評価における誤差はほとんど無視できる。$U_0 - \Delta U_w - \Delta U_a$ を±2％程度の正確度で求めることが可能とみなせば，電子流密度の測定精度（<±2％）を含めて考えても，カロリメトリと同等の正確度でエネルギーフルエンスを決定できる。

一方U_0が未知の場合にはFの決定はカロリメトリに頼るほか方法はない。この場合はカロリメトリと電子流密度測定を通して逆にU_0を校正することも可能である。前述のU_0の決定法は一般に照射用加速器に対しては面倒であるが，この校正法は簡便で実用的である。一旦U_0を校正しておけば，カロリメータに比べてはるかに簡便な電子流密度測定器を用いて，エネルギーフルエンスおよびエネルギーフルエンスを媒介とする実用線量計の校正が可能である。

3.4.2 深部線量分布の評価

電子流密度 j の場におかれた平板状の物質中の深部線量分布 $\dot{D}(z)$（rad／s）は次式で与えられる。

$$\dot{D}(z) = 10^{11} j\ I(z)\ . \qquad (3-27)$$

ここでzは物質中の深さ(g／cm^2)，I(z)は単位面積あたりおよび単位時間あたり1個の電子が入射する条件下における深さ方向の平均エネルギー堆積分布（MeV・g^{-1}・cm^2）である。ただしこの場合電子流密度は被照射物中の電子飛程に対応する横方向の距離の範囲では均一とみなせることを前提とする。

I(z)に対してはSpencer[26]による解析的な計算結果とBergerら[27]によるモンテカルロ法を用いた計算プログラムが与えられている。Spencerの計算は連続減衰近似を用いているため，線量は物質の浅い領域で実際より高めになり，深い領域では低めになるという欠点がある。一方，モンテカルロ計算では真空中から物質に入射するモデルをもとにしているため，表面付近の線量が実際よりもすこし低めになるという問題はあるが，全般的に実験結果とよく一致しており[28]，信頼性が高い。またモンテカルロ計算では物質に斜めに入射する場合のI(z)も与えられている。しかし電子エネルギーおよび物質の種類をパラメータとする系統的な計算結果がないのが欠点である。このためTabataらは垂直入射および斜入射に対してモンテカルロ法で与えられたI(z)の近似的な経験式を電子エネルギーや電子番号などの関数として与えている[25),29]。したがって入射電子の角度分布を3.3で述べた平均二乗散乱角をもとにして与えれば，電子流密度の実測値あるいは計算値から被照射物中の深部線量分布を求めることが可能である。しかしこの方法の欠点は深部線量分布を異なった入射角度成分の寄与の総和として求めねばならないので，計算が面倒なことである。これに代わる簡便な方法として，入射角度分布を知らなくとも，被照射物の薄い層中での多重散乱の特徴を利用して，異種薄層透過後の深部線量分布を近似的に求める試みも行った[29]。

3.4.3 被照射物表面の線量の評価

電子流密度 j および電子流密度と物質表面の吸収線量との関係は特に半導体の電子線照射などにおいて重要である。しかし上に述べた通り，理論的に与えられている深部線量分布の中の表面

線量は実際の照射下においては信頼性に乏しい。ここでは深部線量分布の問題とは独立に電子流密度から被照射物表面の線量に変換する方法の検討を行った。

最も粗い近似では，被照射物の表面線量率 $\dot{D}_s$ は

$$\dot{D}_s = 10^{11}\, j \left(\frac{dU}{dr}\right)_u \qquad (3-28)$$

によって与えられる。ここで $(dU/dr)_u$ は被照射物表面における平均エネルギーUの電子に対する質量衝突阻止能である。しかし（3－28）式は表現の正確さにおいて次の三つの問題がある。

(1) $(dU/dr)_u$ は高エネルギーのデルタ線の生成を考慮した質量阻止能の平均値であり，かつ高エネルギーのデルタ線は前方に放出される傾向があるため，表面付近のエネルギー付与率よりも多少高めの値を与えると考えられる。

(2) $\dot{D}_s$ は球強度であるが，j は面強度であるため，j から $\dot{D}_s$ への変換に際しては斜入射に対する補正が必要となる。

(3) 被照射体内部からの後方散乱電子の寄与を考慮する必要がある。

以上の3点を考慮すると，（3－28）式は次式の形に書き換えられる。

$$\dot{D}_s = 10^{11}\, j\, (dU/dr)_u\, f_1\, f_2\, f_3\ . \qquad (3-29)$$

ここで，f_1 はデルタ線の生成に対する補正係数（<1），f_2 は面強度から球強度への変換定数（>1），f_3 は吸収線量に関する後方散乱係数（>1），である。

f_1 についてはデルタ線の寄与を解析的に求めるのは非常に困難であると考えられる。電子線照射における空気媒体の存在がこの問題を一層複雑なものにしている。したがってある典型的な照射条件を仮定して，f_1 と電子エネルギーとの関係を経験的に決定する必要がある。比較的荒い垂直入射に対するモンテカルロ計算の結果から判断すると，数MeV以下の電子に対しては，f_1 は0.8～1の間の値をもち，エネルギーが低くなるほど1に近づく。

f_2 は照射面に角度 θ で入射する電子に対しては $\cos^{-1}\theta$ で与えられる。実際の照射用加速器ではビーム走査および照射窓と空気層での散乱のため巾広い入射角度分布をもち，かつこの分布型は照射面の各点によって異なる。入射角度分布を $g(\theta)$ とすると，f_2 は

$$f_2 = \int_0^{\pi/2} g(\theta)\cos^{-1}\theta\, d\theta \Big/ \int_0^{\pi/2} g(\theta)\, d\theta \qquad (3-30)$$

で与えられる。$g(\theta)$ は空気層があまり厚くないかぎり，照射窓でのガウス分布型の多重散乱で決まるので，f_2 は一般的には3.3.2で述べた数値積分法を応用することによって決定できる。ただしビーム中心軸付近では $g(\theta)$ は一次元ガウス分布で近似できるので，f_2 は次のような簡単な近似式に帰着する。

$$f_2 = \int_0^{\pi/2} \exp(-\theta^2/\bar{\theta}_w^2)\cos^{-1}\theta\, d\theta \Big/ \int_0^{\pi/2} \exp(-\theta^2/\bar{\theta}_w^2)\, d\theta\ .$$

$$\fallingdotseq 1+\bar{\theta}_w^2/4 \ . \tag{3-31}$$

また被照射物をコンベアなどによってビーム走査方向と直角方向に等速で移動したときの$g(\theta)$は二次元ガウス分布によって近似できるので，f_2は次のような簡単な近似式に帰着する。

$$f_2 = \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\theta^2/\bar{\theta}_w^2\right) \sin\theta \cos^{-1}\theta \, d\theta \Big/ \int_0^{\pi/2} \exp\left(-\theta^2/\bar{\theta}_w^2\right) \sin\theta \, d\theta$$

$$\fallingdotseq 1+\bar{\theta}_w^2/2 \ . \tag{3-32}$$

f_3は被照射物が半無限の気体媒質の場合は，実際の照射における幾何学的条件から考えて，後方散乱効果はほとんど無視できるので，$f_3 \simeq 1$とみなせるが，固体の場合は無視できない。f_3を厳密に求めるには，電子数の後方散乱係数，後方散乱電子のエネルギー分布および角度分布を知る必要があるが，ここでは図3.20に示す簡単なモデルからf_2を求めた。図において平均二乗散乱角$\bar{\theta}^2$で入射した電子が数の後方散乱係数η_b（3.2.4参照），平均エネルギー$\bar{U}'$，角度φで後方散乱したとすると，f_2は次式で近似できる。

$$f_2 = 1 + \frac{\eta_b \left(\dfrac{dU}{dr}\right)_{\bar{U}'} \overline{\cos^{-1}\varphi}}{f_2 \left(\dfrac{dU}{dr}\right)_{\bar{U}}} \ . \tag{3-33}$$

ここで$\overline{\cos^{-1}\varphi}$は$\cos^{-1}\varphi$の全角度分布にわたる平均値である。$U'$は後方散乱電子の平均エネルギー損失率を$\varDelta U$とすると，$U' = U - \varDelta U$によって与えられる。$\varDelta U$はTabataらの経験式から計算できるが[25]，軽原子番号の物質に対してはだいたい0.3～3 MeVの範囲ではあまりエネルギーに関係なく，$\varDelta U \simeq 1/2\ U$と見なせる。

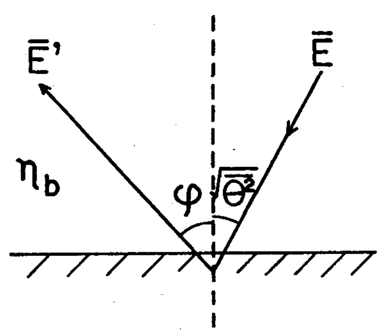


図3.21　半無限媒質面での電子の後方散乱のモデル

後方散乱電子の角度分布は，十分厚い物質に垂直入射する場合，ほぼ$\cos^{1.35}\theta$の分布形になる[31]。斜入射電子に対しては角度分布のピークは$\varphi = 0$からずれるが，ここでは簡単のために斜入射の影響を無視すると，$\overline{\cos^{-1}\varphi}$は次式で与えられる。

$$\overline{\cos^{-1}\varphi} = \int \cos^{-1}\varphi \cos^{1.35}\varphi \sin\varphi \, d\varphi \Big/ \int \cos^{1.35}\varphi \sin\varphi \, d\varphi$$

$$= 1.75 \ . \qquad (3-34)$$

3.5 むすび

電子線照射における線量の物理計測の研究の結果，次の成果を得た。

(1) 基本測定法としての電子流密度測定法に関しては，電荷吸収体を空気中に露出して測定する方法の問題点が明らかにし，それらを解決した。測定上の問題点のうち吸収体の実効吸収面積の不確定さについては，主吸収体，副吸収体等の立体的構成を工夫することによって解決した。電子の後方散乱の影響については電子の斜入射の効果を考慮することによって正確に補正できるようになった。また空気中のイオン電荷の影響が見出されたが，この問題については主として接触電位差の補償によって解決した。

(2) 照射用電子加速器の照射場の三次元空間の電子流密度分布の近似式を，ガウス分布を仮定した単純な多重散乱理論などの高速電子の物質中における多重過程に関する諸データをもとにして，照射に関わる物理的諸元——加速電圧，全電流，照射窓の組成および厚さ，走査幅，ビーム径等——の関数としてはじめて与えた。電子流密度の測定の測定結果は近似式から得られた計算値と大体 10 %以内で一致し，本近似式の信頼性を確認した。これによって電子線照射特性が基本的に推定できるようになり，電子線被照射装置の概念設計が容易となった。

(3) 以上の結果，電子流密度をもとにした線量評価および照射制御の可能性が明らかとなったので，電子流密度から照射場に置かれた被照射物の吸収線量に関連する諸量——エネルギーフルエンス，深部線量分布，および物質表面の吸収線量——の評価法とその問題点について考察を行った。

第3章 参考文献

1) 中井，他：日本放射線高分子研究協会年報 2，17 （1960）

2) 中井，他：日本放射線高分子研究協会年報 3，19 （1961）

3) 吉村，浜中：応用物理 33，306 （1964）

4) N.W. Holm and R.D. Jarrett : Natl Acad. Sci. — Natl Res. Council Publ., 1273, Washinton, D.C. (1965)

5) 中井，岡部：大放射線量実用測定法，大線量測定研究委員会編 P 88 （1978）

6) G.N. Whyte : Principles of Radiation Dosimetry, John Wiley & Sons, Inc. New York (1959)

7) S. Laughlin : Radiology 63, 646 (1954)

8) 中井，他：日本放射線高分子研究協会年報 3，23 （1961）

9) E.J. Williams : Proc. R. Soc. London A169, 531 (1939)

10) B.B. Rossi and K.I. Greisen : Rev. Mod. Phys. 13, 240 (1941)

11) V.A. Kuzminikh and S.A. Vorobiev : Nucl. Instrum. Methods 129, 561 (1975)

12) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Instrm. Methods 129, 561 (1975)

13) R.D. Birkhoff : Handbuch der Physik Vol.34, Berlin, Springer p90 (1958)

14) A.A. Sxhultz and M.A. Pomerantz : Phys. Rev. 130, 2135 (1963)

15) Y. Moriuchi : Researches of the Electrotechnical Laboratory No.736, p11 (1975)

16) 岡部，多幡，中井：応用物理 45，2 （1976）

17) G.A. Goudsmit and J.L. Sanderson : Phys. Rev. 57, 24 (1940); 58, 36 (1940)

18) G. Molière : Z. Naturforsch. a3, 78 (1948)

19) J.H. Jaccob : Phys. Rev. A8, 226 (1973)

20) V.E. Cosslett and R.N. Thomas : Br. J. Appl. Phys. 15, 883 (1964)

21) ICRU Reponts 21 "Radiation Dosimetry : Electron with Initial Energy between 1 and 50 MeV" ICRU, Washington, p14 (1972)

22) B.B. Rossi : High Energy Particles, Prentice Hall, New York, p63 (1956)

23) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Instrm. Methods 127, 429 (1975)

24) 田中，四本，他：JAERI − M 5608 （1974）

25) T. Tabata and R. Ito : Nucl. Sci. Engng 53, 226 (1974)

26) L.V. Spencer : NBS Monograph 1, National Bureau of Standards, USA, (1959)

27) M.J. Berger and S.M. Selter : Computer Code Collection 107, Oak Ridge Radiation Shielding Information Center, (1968)

28) H. Eisen, M. Rosenstein and J. Silverman : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 23, 97 (1972)

29) T. Tabata and R. Ito : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 26, 441 (1975)

30) 田中：第35回応用物理学会予稿集 P 214 (1974)

31) R.W. Dressel : Phys. Rev. 144, 332 (1966)

32) R. Tanaka, K. Mizuhashi, H. Sunaga, and N. Tamura : Nucl. Instr. and Methods 174, 201 (1980)

33) 田中；応用物理 48, 432 (1979)

第4章　γ線の高線量率の物理計測

4.1　まえがき

γ線を用いた放射線加工処理は大体10^4～10^7 rad/h 領域の線量率が測定の対象である。線源としては大部分^{60}Co γ線が用いられており，ここで述べる研究成果はすべて^{60}Co γ線を対象としている。

線量測定のうち，基準測定法は10^2～10^4 rad/h の低線量率を対象とする放射線治療の分野では，電離箱およびフリッケ線量計を用いた方法の標準としてすでに確立されている。これら以外に吸収線量の絶対測定法としてカロリメトリがある。照射施設における高線量率の基準測定法としてはこれら三つの方法が考慮すべき対象である。

まずカロリメトリは吸収線量測定法としては原理的に最も優れており，気体のW値や化学線量計のG値などの基本的な定数を決定するための絶対測定法として用いられている。しかし，通常の電子線の場合に比べて線量率が低いγ線に対しては技術的に面倒であり，照射施設用の基準測定法としては有用性に乏しいと考えられる。

フリッケ線量計は5k～40krad の線量域で十分信頼性は保証されているが,工業的に利用頻度の多いMrad 領域の測定に適さない。また取扱いの習熟を必要とする。

これに対して電離箱は照射線量率の測定を対象としており，吸収線量を直接的に測定する手段ではないが，簡便で信頼性の高い物理的方法であり，放射線場をほとんど乱すことなく測定できるので，照射線量率から吸収線量率への変換にともなう不確定さもわずかである。特に工業的利用の見地から考えた場合，高線量率の照射を目的として施設においては，電離箱が明らかに有利である。

しかし電離箱を用いた10^4 R/h 以上の照射線量率測定法は従来から国内的にも，国際的にも基準的な方法として認められる段階に到っておらず,[1]そのための研究例もほとんど見あたらない。電離箱による国内の一次標準は10^4 R/h 以下に対して与えられており,それ以上に対しては信頼性は保証されていない。市販の照射線量率計も主として10^4 R/h 以下を対象とする放射線治療分野での利用を目的として作られているが，MR/h 領域における市販の計器の指示値と標準照射場で校正された電離箱の指示値の間には数10%の差異があり，かつ曝射履歴によって応答が変動することが指摘されている。[2),3)]

このため，まず10^4 R/h 以上の高線量率に適した電離箱の型を見出すとともに,高線量率下での測定の問題点を解明し，基準測定法の基礎を確立する必要がある。本研究では，従来比較的低線量率領域に使用されていた円筒型電離箱は高線量率領域での電離飽和特性が良好でないことを考慮し,[4)]低電圧でも飽和する電極間隔の狭い平行平板型電離箱[5)]を採用した。これを用いて高線量率の場特有の問題点を実験的に検討し，それらの結果をもとにして得られた測定法によって，電総研の低線量率の標準場での測定，および原研の高線量率の場における他の電離箱との測定値の比較を通してその信頼性の確認を行った。

一方高線量率領域を対象とした実用線量測定法については，大きく分類して線量率計と積分型線量計がある。前者は測定が迅速であり，概して簡便であるため，照射施設における通常の測定あるいはモニタリング用として必要である。また線量あるいは線量率の分布測定，特に媒質内部の分布測定には，同時的に測定ができる積分型線量計が概して有用である。積分型線量計の研究については，電子線，γ線に共通する内容であるので，5章においてまとめて述べる。ここでは線量率計のみの研究成果について述べる。

実用的な線量率計としては，従来主として医学利用を目的として気体電離箱型の照射線量率計が用いられてきた。しかし，10^4 R/h 以上の高線量率測定には次の欠点があった。

(1) イオン収集効率の低下を避けるには，電極間隔を狭くし，高電界を得る必要があるが，それによって電離容積は小さくなるので，単位線量率あたりの電離電流は低下する。しかし高線量率になるに従って，感受部以外からの電流寄与（ステム電流）[4]は増大するために，測定誤差は大きくなる。

(2) ビクトリーン型電離箱にみられるように，高線量率の照射によって応答が低下するという問題がある[2]が，その影響を防ぐための耐放射線性を付与する必要がある。

(3) バイアス電圧印加およびそのための高圧直流安定電源を必要とするばかりでなく，微小電流測定用の精密な計器を必要とし，測定の簡便性に欠け，測定装置が高価になる原因となっている。

これらの理由から，高線量率の照射場におけるモニタリングや通常の測定には，従来の気体電離箱型の照射線量率計は実用性に乏しいと考えられる。

こうした欠点を取り除くことが可能な方法としては，固体中の電離現象を応用した半導体の検出器が考えられる。シリコン結晶の場合，γ線に対する電子－正孔対の生成密度は空気中の電離密度の10^4倍以上もあるので，小さな感受容積で高出力電流を得ることができる。

従来半導体中の電離を利用した線量率測定への応用例としては，拡散接合型，[6] 表面障壁型，[7] リチウムドリフト型の半導体検出器，[8] フォトダイオードなどの光検出器，[9〜11] その他各種の半導体素子が試みられてきた。これらのうち，高線量率の実用線量率計としての利用の目的には，以下に述べるいくつかの理由から，シリコンフォトダイオードが最も有用である。

(1) 短絡電流が線量率に比例し，その測定原理が非常に単純である。

(2) 無バイアス条件下でも高出力電流が得られる。

(3) 感受素子は表面近傍にPN接合をもつ板状のシリコン板に正負電極が付くだけの単純な物理的形状である。

(4) シリコンの原子番号は他の半導体に比べて低く，放射線照射の対象になる有機物や水等価な物質に比較的近い（Z = 14）

しかし今までのシリコンフォトダイオードの線量率測定への応用例は一部の研究目的に限定されており，汎用の実用線量率計を意図したものは見あたらない。市販の気体電離箱型線量率計と比較した場合，実用上において主として以下の欠陥が指摘される。

(1) 一般の市販品はγ線照射による線量の増加とともに感度の低下が大きい。

(2) 線量率測定用の検出端はその応答性に関して10%以上の方向依存性をもつ。[10,11]

(3) 簡便な線量率計にふさわしいフォトダイオード用の計測システム（検出端と読み取り計器）

が開発されていない。
本研究は以上の問題を解決することに主眼をおいて実用線量率計の開発研究を行った。またそれに関連する研究として，小さな感受容積で高感度の電流が得られるというシリコンフォトダイオードの長所を生かして，今まで試みられなかった 1 R／h あるいはそれ以下の低線量率領域への応用も行った。

4.2 平行平板型電離箱による精密測定[12~14)]

4.2.1 原理および方法

図 4.1 に電極間隔の狭い自由空気平行平板型空洞電離箱の簡単な原理図を示す。電離箱の構造は同心円構造であり，ここに示したものはその断面図である。高圧電極および集電極の厚さは電子平衡条件を満たすものとする。スペーサは高圧電極板と集電極，保護電極が一体となった板との間隔を一定に保つとともに電極間を絶縁するためのものであり，円周方向 120° ごとの三方向に取付ける構造とした。集電極の外径を d_c，保護電極の内径を d_g ($d_g \simeq d_c$) とすると，等電位面が電極面に完全に平行である，すなわち電界歪はないという仮定のもとで，実効的な電離容積は，直径 $(d_c + d_g)/2$，電極間隔 h の円柱の容積 (図 4.1 の斜線部) によって与えられる。

電離空間に電界歪が生じる可能性としては次の要因が考えられる。[15)]

(1) 平行平板電極の周辺の端部に起因するもの。

(2) 集電極と保護電極との間の平面度の不足。

(3) 集電極が電流測定系を介してアースに接続されているため，イオン電流によって集電極の電位が変動し保護電極との間に電位差が生じる。

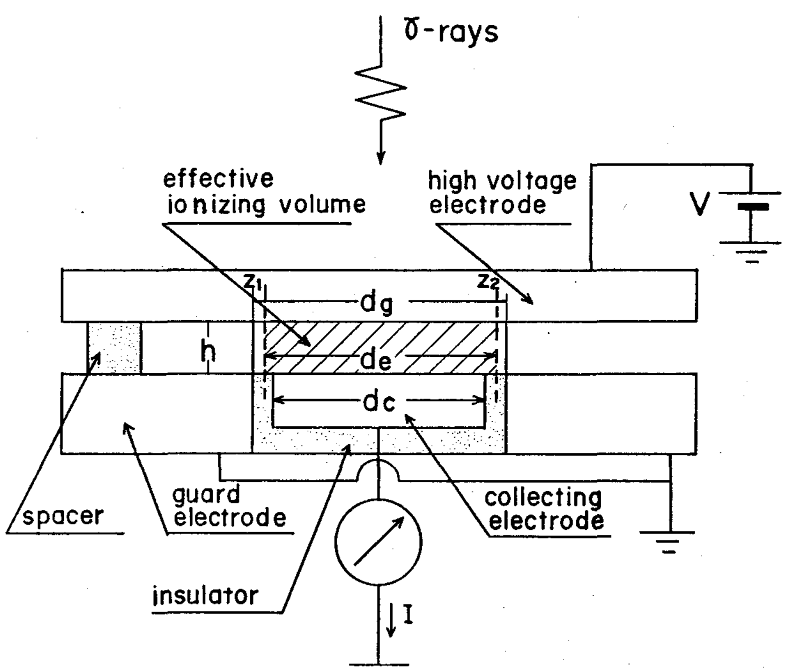


図 4.1 自由空気平行平板型空洞電離箱の原理図

(4) 集電極と保護電極との間の絶縁間隙部分の帯電。

これらの要因のうち(1)については，電極間隔を狭くし，集電極直径に対する保護電極の外径の比を十分大きくとれば無視できる。(2)については絶縁物のモールド加工後に，保護電極，集電極，絶縁物を含む電極面の平面仕上げを行うことによって防ぐことができる。(3)については印加電圧が低いとき問題になるが，本研究に用いた電離箱については，飽和電圧付近では無視できることが電離箱については，飽和電圧付近では無視できることが確認されている。(4)については絶縁間隙の幅を狭くすることによって最小限に抑える必要がある。しかし絶縁物の帯電によって電界歪が生じたとしても，絶縁間隙の中心を通り，電極間に垂直な軸（図 4.1 の z_1, z_2 軸）に関して電気力線が対称ならば，実効電離容積への影響は実質的に無視できる。

その他の測定原理上の問題点としては，電離容積の円周面の境界が 360°にわたって開放された構造になっているために，空洞原理が完全には満たされていないという点である。この問題の基本的な解決策としては，有効な電離空間に電界歪が生じないように，平行電極端部に二次電子が透過できない厚さの突起を設け，電離空間の中心から外部空間が見通せないような構造にすることである。しかし，ここでは図 4.1 に示すような開放間隙が測定値にいかなる影響を与えるかについて検討を行った結果を 4.2.5 で述べる。

この測定法において照射線量率 $\dot{X}$ (R/h) は次式で与えられる。[4]

$$\dot{X} = 1.08 \times 10^{13} \frac{I_m}{v} \ \frac{T}{273} \ \frac{760}{P} \ \frac{\overline{S}_m}{\overline{S}_a} \ \frac{(\overline{\mu}_{en}/\rho)_a}{(\overline{\mu}_{en}/\rho)_m} \cdot K_a \cdot K_s \ . \qquad (4-1)$$

ここで，i_m：電離電流 (A)，v：実効電離容積 (ml)，T：気温 (°K)，P：気圧 (Torr)，$\overline{S}_m/\overline{S}_a$：空洞内の電子エネルギースペクトルにわたって平均化された電離箱壁の空気に対する質量衝突阻止能比，$(\mu_{en}/\rho)_a/(\mu_{en}/\rho)_m$：空気の電離箱壁に対する平均質量エネルギー吸収係数比，K_a：電離箱壁による光子減弱補正係数，K_s：再結合補正係数。K_s はイオン収集効率の逆数として与えられ，Boag−Wilson 理論[16]から，平行平板型空洞電離箱に対して次式によって表わされる。

$$K_s = 1 + \frac{m^2 d^3}{4 V^2} K I_m \ . \qquad (4-2)$$

ここで V は印加電圧，d は電極間隔，m は Boag−Wilson 理論によって与えられる m 値，K は amp →esu の換算係数である。

図 4.2 に，高線量率での使用を検討した結果をもとにして製作した自由空気平行平板型空洞電離箱（JTC−6）の平面図と断面図を示す。

電極間隔は次のように決定した。平行平板型電離箱では，（4 − 2）式の第 2 項は，i_m が d に比例することを考慮すると，d の 4 乗に比例する。したがって再結合損失を少なくするためには，電極間隔を狭くとることが最も効果的である。電極間隔を狭くすることは電界歪を小さくし，かつ測定の位置分解能を上げるためにも効果的である。ここでは印加電圧 100 V でも，10^7 R/h において $K_s - 1 < 10^{-3}$ になるように電極間隔を 1 mm とした。

γ 線の入射方向は図 4.1 に示す向きを前提として考え，その方向に対して垂直な面内では線量率の均一度は高いと仮定し，集電極の直径は 20 mm とした。この結果電離容積は約 0.32 ml とな

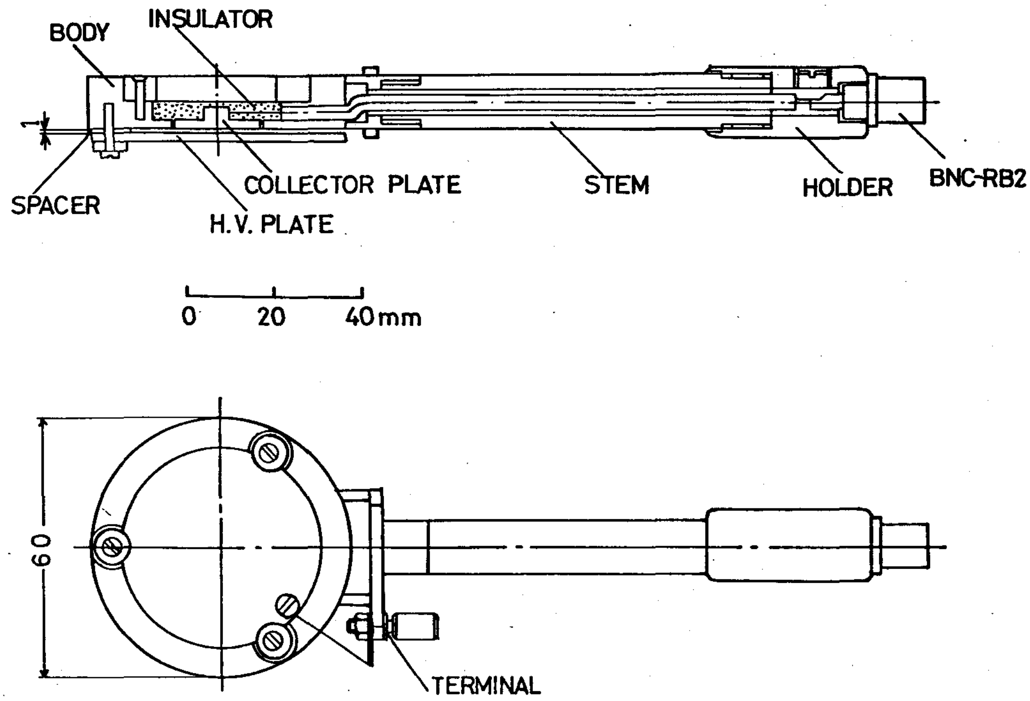


図 4.2　　自由空気平行平板型空洞電離箱（JTC−6）の平面図と断面図

り，絶対測定のためにはこの小さな電離容積の決定精度が重要な問題となった。

電離箱の壁材としては空気等価性と耐放射線性を考慮すると，グラファイトが望ましいが，加工精度が十分でなく，集電極と保護電極の間の絶縁間隔を狭くとるのが難しいため，電離容積の精密算出の信頼性が十分でない。[13] このため，壁材としてはアルミニウムを使用した。集電極を囲むモールド絶縁材には，特に表面漏洩電流の問題を考慮し，ポリクロルトリフルオロエチレン（KEL −F）を使用し，絶縁間隔は0.3 mm程度まで狭めることができた。

電離容積の算出に対するもう一つの重要な要因は，絶縁物のスペーサであるが，加工精度のよいこと，耐放射線性であること，および組立構造の変形のないことなどが要求される。したがってプラスチック絶縁物は適当ではないため，無機絶縁物の中からこれらの条件を最も満たすものとして窒化ボロン(BN)を使用した。電離容積を評価するには，スペーサの厚さが電極間隔に正確に一致する必要があるが，このためには電極面の平面度が完全でなくてはならない。したがって集電極面の平面の仕上げは，すでに述べたように絶縁材のモールドの後に行ない，保護電極と集電極が完全に整合するようにした。

アルミニウム壁の電離箱としてはJTC− 2およびJTC−6を使用した。このうちJTC−2については絶縁材のモールド後に平面仕上げを行わなかったため，電離容積の決定精度がよくない。したがってJTC−2の電離容積の決定は標準照射場での校正値からのみ決定した。以上の電離箱以外に，比較のためグラファイト壁の同型電離箱JTC−5も使用した。

図 4.3 に10^4 R／h以上の高線量率測定に使用した照射室（原研高崎研究所第5照射室）の平面図を示す。^{60}Co γ線源は水深6 mの水槽内に格納されており，照射は昇降装置によって水面上の

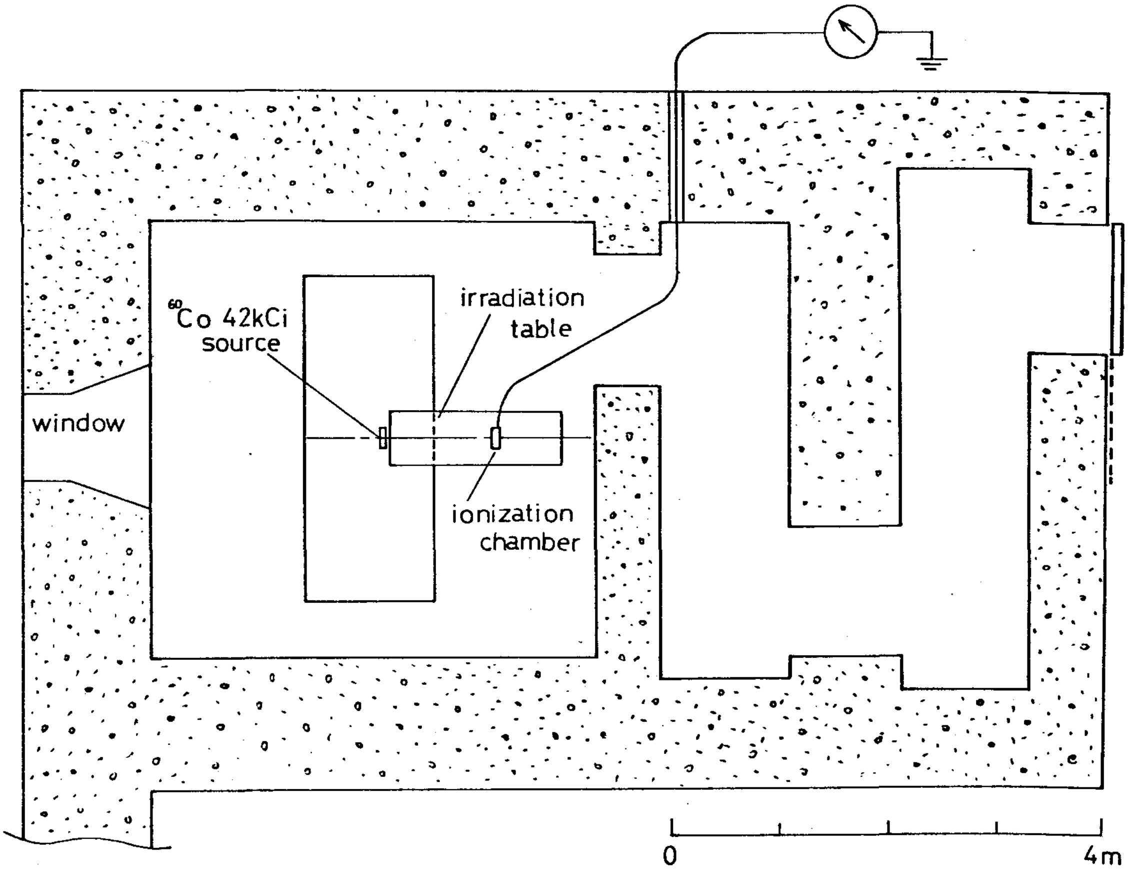


図 4. 3　　高線量率測定に使用した^{60}Co γ 線照射室平面図

一定位置まで上昇させて行った。照射位置の再現性は線源昇降の繰返しによる線源近傍での電離電流値の再現性が± 0.5 %以内であることから判断して十分良いと考えられる。線源は300(高さ) × 150 (幅) mmの板状線源であり，5 kCi のペンシル型カプセル(長さ 300 mm) 10本によって構成され，合計 50 k Ci である。電離箱は図に示すように線源板の中心を通って板に垂直な直線上のいくつかの基準点に設定した。電離箱の設定法は γ 線の照射方向に手動操作で稼動するキャリッジを照射台上に備え，まず線源から 160 cmの基準点で照射ラインの中心軸上に電離箱感受部の中心が合うように電離箱をキャリッジ上に設定し，線源との距離の制御はキャリッジを手動ハンドルで照射ライン上に沿って移動させることによって行われた。位置設定の再現性は照射ライン上で 0.5 mm以下とみなされた。線源近傍では照射ライン方向ばかりでなく，照射ラインに対する垂直面内での照射線量率の均一性が問題になるが，シリコン太陽電池を用いた照射線量率分布の測定（ 4. 3 参照）の結果，線源から 15 cmの位置においても，電離箱の感受領域に当たる中心軸の周囲10m m の範囲では，照射線量率の均一度は± 0.5 %以下とみなされた。

電離電流測定にはデジタルの微小電流計（タケダ理研 TR− 8641 D ）を使用し，10^{-12} ～10^{-7} A の電流領域の測定を行った。電流検出用の高抵抗については経年変化が問題になるため，測定前にタケダ理研に校正を依頼した。高圧電源は John Fluke 412 B を使用した。

気圧の測定には島津製作所製水銀気圧計を使用した。照射室内は空調を行ったが，それによる

照射室内外の気圧の差異は見られなかった。気温は照射室内での標準温度計の読みに従った。測定は電離箱の温度が照射室内の気温と十分に平衡状態に達するまで放置した後行った。電離空間の温度は照射開始後，放射線の吸収によって上昇するが，この影響については 4.24 で述べる。

4.2.2　諸因子の決定

1）平均質量阻止能比および平均質量エネルギー吸収係数比

前記（4－1）式中の平均質量衝突阻止能比 $(\overline{S}_m / \overline{S}_a)$ および平均質量エネルギー吸収係数比 $\{(\overline{\mu}_{en}/\rho)_a / (\overline{\mu}_{en}/\rho)_m\}$[17] は理論的に導出した値を用いた。空気に対するアルミニウムの平均質量衝突阻止能比は ^{60}Co γ 線の場合，ICRU Report 10 b[18] では 0.882 の値が与えられている。この値は電子エネルギーが連続的に減衰するという仮定をもとにした Bragg－Gray の理論[19]をもとにしており，デルタ線の発生によって増大する低エネルギー電子スペクトルの影響を無視している。特に本研究に用いた電離箱のように，電極間隔の狭い空洞では，空洞をちょうど横切るのに必要な電子の平均エネルギー Δ（1.6.1 参照）が小さい場合は，低エネルギー電子の影響を受け易い。したがって，ここでは，デルタ線の発生を考慮したSpencer－Attix理論[19]をもとにして平均質量衝突阻止能比を 0.864 と決定した。この決定は，空洞を横切る平均の飛跡距離は，無限平板状の空洞中の飛跡距離分布に関する Birkhoff ら[20]の計算結果を用いて電極間隔の 2 倍に等しいと仮定した。また空気に対するアルミニウムの平均質量エネルギー吸収係数比は1.035 の値を使用した。

実際の照射室内では一次 γ 線ばかりでなく，照射室の壁，床，空気などからの散乱 γ 線による低エネルギースペクトルの影響があり，これらの定数は厳密にはそれぞれの実験条件ごとに異なると考えられる。したがってここでは散乱 γ 線の影響は無視した。測定結果に対する実験的な影響については 4.2.4 で述べる。

2）電離容積の決定

実効電離容積は幾何学的寸法，すなわち実効的直径 $(d_c + d_g)/2$ および3個のスペーサの厚さの平均値をもとに決定した。d_e および d_g の測定は 0.1 mm 目盛の精密なガラススケールを用いて 0.1 mm以下の精度で測定した。3 個のスペーサの厚さはマイクロメータを用いて測定したが，どれも 1 ± 0.01 mmの範囲内にあり，測定精度は 0.005mm以下とみなされた。以上から電極面の平面度が完全であるとすれば，実効電離容積は ± 1 %以内の精度で決定できる。電極間隔は電極板固定のためのネジの締め工合によるスペーサに加わる機械的圧力の強弱によって異なる可能性も考えられるが，電極板取付け，取りはずしの繰返し操作によって電離電流の感度の相違は全く認められず，窒化ボロンのスペーサに対する機械的圧力の影響は考慮に入れる必要がないとみなされた。

電離容積は正確な線量率が与えられている標準照射場での電離電流測定の結果を用いても校正できる。この場合は後で述べる（4－5）式で示されるように，校正された電離容積自体は重要ではなく，諸定数の積としての校正定数 K_c が実質的な意味をもつ。

3）電離箱壁による光子減弱補正係数

照射線量率測定では電離箱壁は電子平衡条件を満たすだけの厚さが必要であるが，同時に壁による γ 線束の減弱も無視できない。壁厚 δ (g/cm^2) に対する光子減弱補正係数 K_a は通常次式で

与えられる。

$$K_a = e^{\mu_e \delta} \fallingdotseq 1 + \mu_e \delta \ . \qquad (4-3)$$

ここでμ_eは光子減弱係数(cm^2/g)[4]であるが，実質的には電子平衡条件下における線量減衰係数に相当する。μ_eを実験的に決定するため，アルミニウム壁のJTC－2およびグラファイト壁のJTC－5の高圧電極板の厚さと電離電流の関係を調べた。線源との距離25 cm，および79 cmにおける実験結果を図4.4に示す。縦軸は通常の壁厚における電離電流を1としたときの相対電流値である。点線はμ_eに対して質量減弱係数を適用した場合の計算結果である。実験に用いた壁厚の範囲内では，電流値は壁が厚くなるとともにほぼ直線的に減衰するが，この直線の減衰率は質量減衰係数を用いた場合の方が実験結果よりも約2倍の値を示す。これは質量減衰係数がコンプトン散乱による二次γ線の影響を考慮していないためと考えられる。半無限媒質に均一な強度の平行ビームが垂直に入射する照射条件が近似的に満されれば，表面近傍の線量減衰の勾配は，後方散乱γ線の影響を無視すれば，原理的には質量減衰係数ではなく，質量エネルギー吸収係数に等しくなると考えられる。実験結果が示す減衰勾配は確かに質量減衰係数に大体一致しており，^{60}Co γ線に対するμ_eとしては質量減衰係数の1／2かあるいは質量エネルギー吸収係数で近似できることを示している。線源からの距離の違いによって直線の勾配が少し異なっているが，これは距離が短くなるに従って斜入射光子の影響が大きくなるためである。実験の結果，線源からの距離が非常に短い場合を除いて，実測値によって結ばれた直線を壁厚零に外挿することによって，2 mmのアルミニウムに対して$K_a = 1.015$，5 mmのグラファイトに対して$K_a = 1.018$と決定し

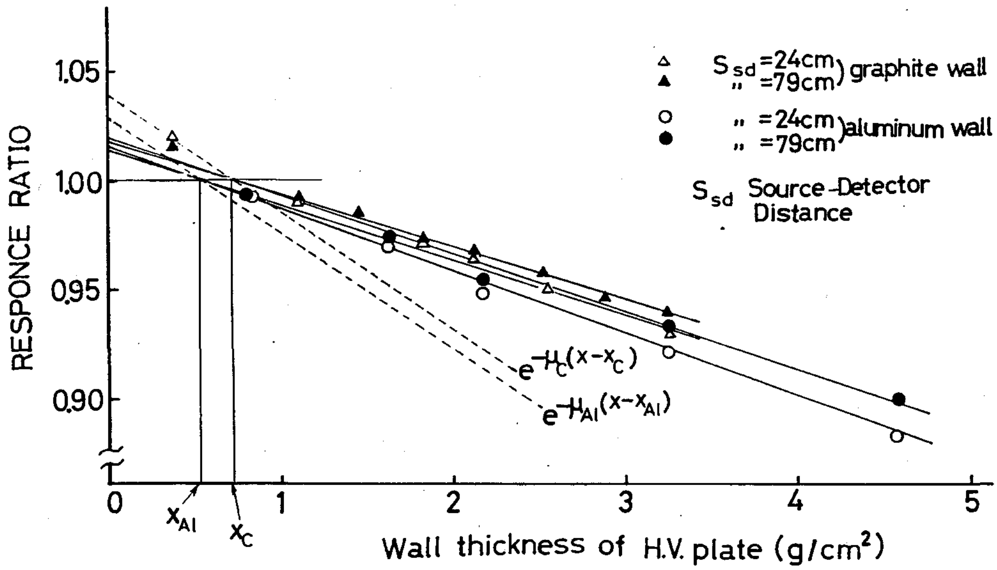


図4.4　　平行平板型電離箱の壁による応答の減衰

X_{Al}, X_C：それぞれJTC－2およびJTC－5の正常壁厚

μ_{Al}, μ_C：それぞれアルミニウムおよびカーボンの質量エネルギー吸収係数

た。

4) 電離飽和特性

図4.5に20kR/h におけるJTC－6の電離電流飽和曲線を示す。電流の飽和はほぼ5Vで達成される。線量が高くなるにしたがって，飽和電流も高くなるが，3×10^6 R/h程度でも約50Vでほぼ飽和に達する。ここではさらに高い10^7R/h 程度でも，同じ電圧で飽和電流を読み取り電圧に決めた。

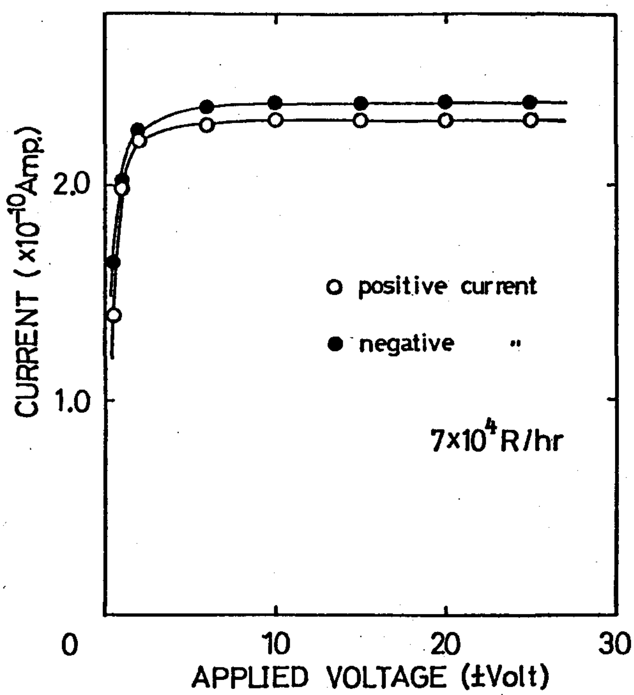


図4.5　平行平板型電離箱（JTC－6)の電離飽和曲線

図4.5における最も重要な事実は正負の飽和電流の大きさが異なり，負飽和電流の方が正飽和電流よりも3％程度大きいことである。この極性効果においては，常に負飽和電流の方が正飽和電流よりも大きく，測定値の安定性もよく，再現性もかなり認められる。また線量率が増すとともに両電流の比率は1に近づき，両電流値は相対的に近づく傾向にある。極性効果の原因について次節で述べる。

図4.5における飽和電圧以上での電流値は実際には全く一定ではなく，わずかではあるが電圧とともに徐々に増加する傾向が見られる。150Vにおける正負の飽和電流を1としたときの2×10^5 R/hでの相対的な電流値と電圧との関係を図4.6に示す。電圧に対する電流増加の傾向は約300V以上では正負の極性によって異なり，正電圧の場合の方がわずかに相対的に高い値を示す。この傾向は線量率にはほとんど依存せず，ほぼ同じ曲線の形を示す。この原因については実験的に究明されてはいないが，飽和電圧以上での電流値の漸増傾向の原因としては，高電圧で現われる電子増倍現象とは関係なく，おそらくなんらかの原因で生じた電界歪のために実効電離容積が増したためと考えられる。図4.6は電流飽和領域における読み取り電圧の値の選択次第で電離電流が異なることを示す。しかし50Vと300Vの間のどの電圧を読み取っても150Vにおける飽和

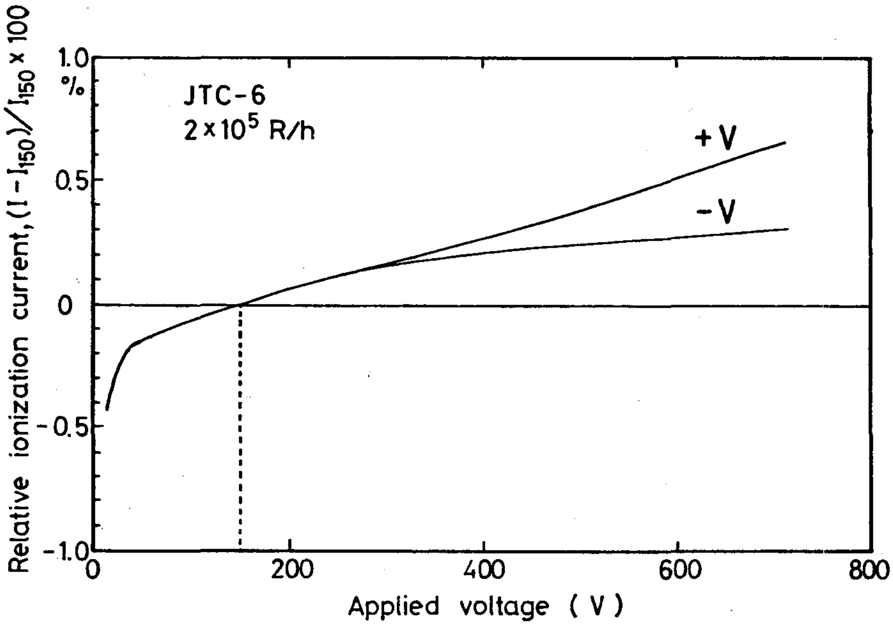


図 4.6　平行平板型電離箱における飽和電圧以上での電離電流の増加 (V_+: 正電圧印加, V_-: 負電圧印加)

電流値とは 0.2 %以内で一致しており，測定精度に与える影響は実質的には無視できると考えられる。

4.2.3　ステム効果

電離飽和特性の測定の結果，正負の飽和電流が異なること，すなわち極性効果が見出されたが，一般に極性効果が見出されたが，一般に極性効果の原因としては多くのパラメータが考えられる。[16] ただし本測定の場合のように，飽和電流に関する極性効果においては接触電位差や空間電荷のイオン収集効率に与える影響は無視できる。[16] また電離気体は大気圧であるので，vacuum chamber にみられるような壁からの低エネルギー二次電子の放出によるステム効果の影響は無視できる。したがって極性効果の原因としては次の 2 つの事項が考えられる。

1) 感受部としての電離空間以外の部分の放射線効果として発生する電流に起因する。これはリード線に沿って発生するので，ステム効果[4]と呼ばれるが，ステム効果には 1.3 で述べた γ 線による一次および二次誘起電流とリード線に沿う余分な空隙内で発生する電離電流が含まれる。

2) 気体中の空間電荷分布や絶縁間隙部分の帯電などによって実効電離容積が極性によって異なることに起因する。

まず極性効果が電離空間に起因するものか，それ以外の部分に起因するものかどうかを調べるため，電離箱を真空容器に封入し，減圧空気中で正負の飽和電流を測定した。その結果得られた 1.5 $\times 10^5$ R／h における電圧－電流特性を図 4.7 に示す。10^{-2} Torr 以下においても印加電圧零で－3.7 $\times 10^{-11}$ A の電流が流れている。真空下における電圧依存性は電離箱壁で発生した低エネルギーの二次電子が電界によって曲げられるため生じたものである。空気の圧力が増すとともに電離電流が流れるが，電離飽和曲線は電圧に関係なく，（0, － 3.7 $\times 10^{-11}$）を原点とする対称形を示

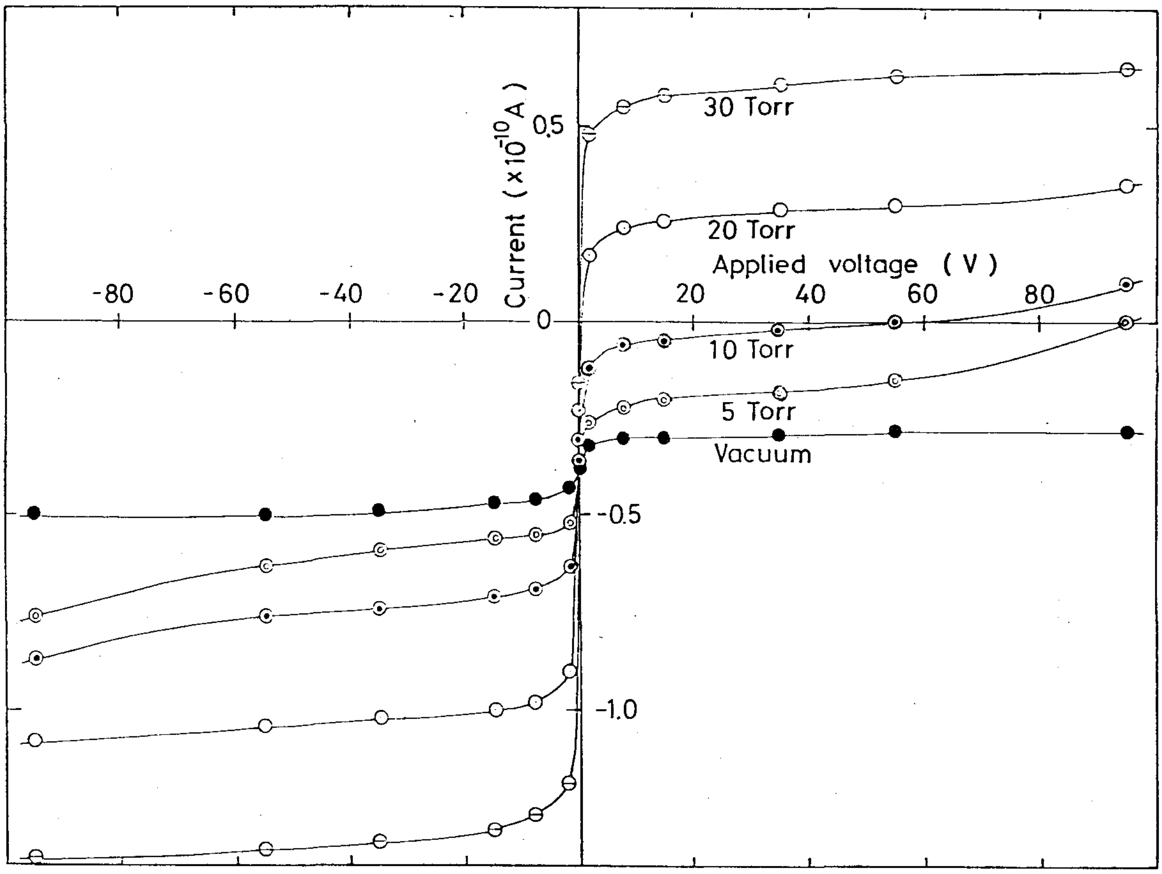


図 4. 7　減圧空気中での電圧ー電流特性（1.5 ×10^5 R／h）

している。したがって-3.7×10^{-11} A の定電流は電離気体の存在に関係のないステム効果に起因する電流と考えられる。図 4. 7 は低圧において電圧が増すとともに-3.7×10^{-11} A のステム電流以外の電流分が急増し始める傾向を示すが，これは電子雪崩現象によるものと考えられる。

この電離飽和特性をもとにして得られた正負の飽和電流と空気の圧力との関係を図 4. 8 に示す。$I=-3.7\times10^{-11}$ A の直線を対称軸として正負の飽和電流は圧力に比例して増加する。すなわち正負の飽和電流の平均値は圧力の大きさに関係なく，一定のステム電流値を与える。以上の実験結果から，正負の飽和電流の差の 1/2 の値（あるいは正負飽和電流の絶対値の平均値）はステム電流に関係なく，電離電流そのものを与えることが明らかになった。

次にステム電流がどの部分から発生するかを明らかにするとともに，ステム電流補償の可能性を検討するため，図 4. 9 に示すような電離箱ステムの長さ 30 cm の平行平板型電離箱（電総研，PC－B）および鉛の遮蔽体を用いた実験を行った。電離箱には電離電流検出用のシグナルリードとそれに並行して先端が集電極に接続せず，その手前でオープンになっているダミーリードを配置した。またコネクターから電流計までの 3C 2V 同軸ケーブルも同一の放射線照射の影響を受けるように並置した。シグナルリードのステム電流は正負の飽和電流の平均値から求め，ダミーリードのステム電流は実測電流をそのまま用いた。ステム電流は正負の飽和電流に比べて非常に小さいため，100 mm の厚さの鉛遮蔽体 E, E′ を電離箱の前後において電極部分に入射する一次γ線

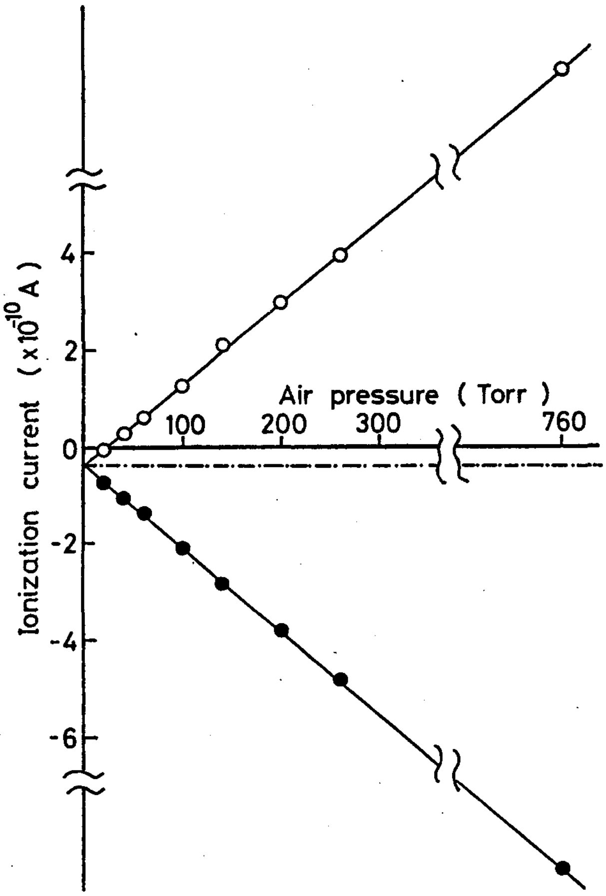


図 4.8　　正負の飽和電流と空気圧力との関係
（○：正飽和電流，●：負飽和電流）

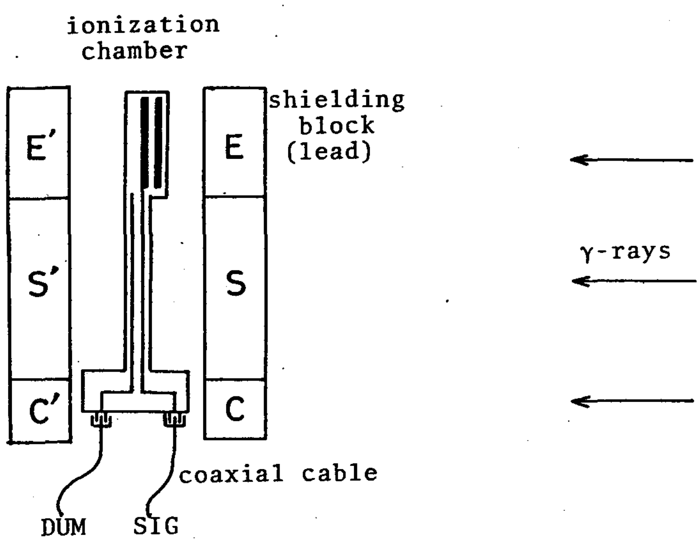


図 4.9　　ステム効果の寄与を調べるための照射実験

の影響を1／40 程度に減少させた。またステム電流が電離箱ステム，コネクター部，および同軸ケーブルの各部位からどの程度発生しているかを知るために，鉛遮蔽体をS，S′およびC，C′を電離箱ステムおよびコネクター部にそれぞれセットし，遮蔽体の組合せを変えてシグナルリードとダミーリードの各部位からのステム電流を測定した。

線源からの距離 160，70，40 cmに電離箱をセットしたときのステムの各部位からの発生電流の寄与を表 4.1 に示す。70 cmと 40 cmについては線源からの距離が近いため，一定の大きさをもつ線源から電離箱ステムとコネクター部を分離して遮蔽するのは難しいので，遮蔽体S，Cは一体として使用し，ケーブルと電離箱の分離のみを行った。160 cmの距離では，ケーブルおよび電離箱ステムの発生電流は，シグナルリード，ダミーリードではほぼ等しい値をもつが，コネクター部については両者の値は大きく異なっている。電離箱ステムとコネクター部の発生電流の和は線源からの距離にほぼ比例しており，シグナルリードに対する値とダミーリードに対する値の比は線量率にはあまり依存しない。一方同軸ケーブルの発生電流はシグナルリードおよびダミーリードとも線量率とともに増大はしているが，その増加の割合は線量率の増加の割合に比べて小さい。

電離箱ステムとケーブルからの電流発生の機構はどちらも 1.3 に述べた一次誘起電流によるものと考えられる。したがってこれらの電流は当然線量率に比例するはずである。ケーブルの場合，見かけ上比例性がないのは，ケーブルの発生電流はその全長にわたる線量率分布の積分値に相当し，通常の照射室内でのケーブルの設定においては，その積分値は電離箱の感受部の線量率に比例して増えないためである。正の飽和電流に対する負の飽和電流の比が線量率の増加にともなって小さくなる理由は，このケーブルからの発生電流と電離箱の置かれた線量率との関係から理解できる。また電離箱ステムとコネクター部からの発生電流が線量率に比例する傾向があるのは，それらの部位での線量率が感受部の線量率にほぼ等しいためである。

コネクター部からの電流の発生は接続部のリードの周囲の微小な空隙に発生したイオン電荷の流入に起因すると考えられる。同型のいくつかの電離箱を用いた実験ではコネクター部からの発生電流の大きさは 0 ～10^{-11} A のバラバラの値を示し，かつコネクター着脱の繰返しによって，発生電流が変わる傾向もみられた。このことはおそらく接続部における電流発生源としての空隙の

表 4.1　線源からの距離 160, 70, 40 cmにおけるステム各部位からの電流寄与。I_{sig} および I_{dum} はそれぞれシグナルリードおよびダミーリードのステム電流である。

exposure rate(R/h)	2.2×10^4		8.2×10^4		2.0×10^5	
distance	160 cm		70 cm		40 cm	
	I_{sig}	I_{dum}	I_{sig}	I_{dum}	I_{sig}	I_{dum}
chamber stem	0.9	1.3	3.1	5.9	9.2	16.7
connecter	0.1	0.9				
cable	8.0	7.0	22.1	20.0	31.6	26.3

大きさが一定していないことを示している。

以上の結果，コネクター部からの発生電流があり，かつそれが変動し易いこと，および同じように製造された同軸ケーブルや電離箱ステムの間でも，発生電流は同一の値を示さないことを考慮すると，ステム電流の補償法としてダミーリードを設け，ステム電流分を自動的に補正する測定法は得策とは言えない。したがってシグナルリードを通して得られる正負の飽和電流の絶対値の平均値をとることによってステム電流分を補償する方法がよいことが明らかになった。

4.2.4　その他の諸因子の影響

自由空気平行平板型空洞電離箱による高線量率場の実際の測定では，上記のステム効果以外に高線量率あるいは電離箱の形状に起因するいくつかの諸因子を考慮する必要がある。以下にそれらの諸因子の影響について検討した結果について述べる。

1）散乱γ線の影響

一般に^{60}Co γ 線源が置かれた照射室内では，線源からの一次γ線以外に，床，壁，空気，および線源自体からの散乱γ線が，照射室の構造にもよるが，数％以上含まれていると考えられる。したがって（4－1）式における平均質量阻止能比や質量エネルギー吸収係数比に，一次γ線に対して理論的に決定なれた値をそのまま適用した場合，誤差を生む可能性がある。

平均質量阻止能比はエネルギーにはあまり依存しないのでほとんど問題にならない。しかし平均質量エネルギー吸収係数は200 keV 以下の光電効果領域ではエネルギー依存性が大きいので，その影響を考慮する必要がある。ただし空気等価とみなせるグラファイトを壁材として用いる場合は，平均質量エネルギー吸収係数がほとんど1に近いので，その影響は問題にならない。本研究では空気等価とは見なせないアルミニウムを壁材に用いているため，その影響の有無を実験的に調べた。

まずカーボン壁とアルミニウム壁の電離箱を用いた比較測定では測定値の比は1～2％の範囲内にあり，両者の間に有意差はほとんど認められない。このため図4.10のように鉛ブロックで一次γ線を遮蔽した照射条件下で，周囲の壁や床からの散乱γ線のみに対する線量率測定をアルミニウム壁のJTC－2とグラファイト壁のJTC－5を用いて行った。その結果，遮蔽物がない場合に対するそれがある場合の電離電流の割合は，アルミニウム壁の場合8.7％，グラファイトの場合8.2％

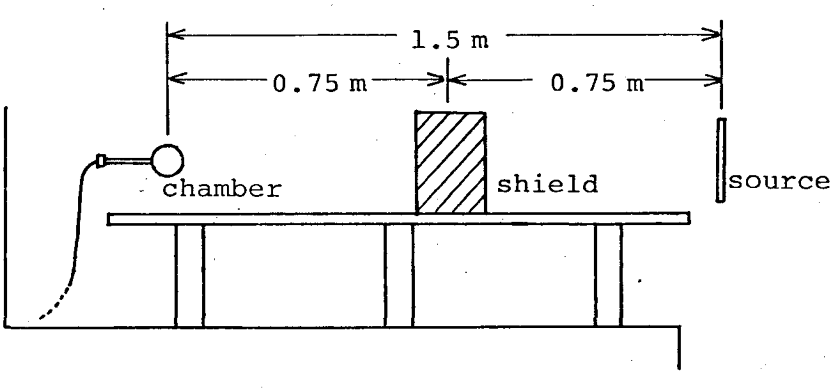


図4.10　散乱γ線の寄与を調べるための照射法

となった。電離箱壁による光子減弱補正係数K_aは，散乱γ線に対してもアルミニウム壁とグラファイト壁の間ではほとんど差はないと考えられるので，両方の値の差0.5％は散乱γ線のエネルギーの影響によるものと考えられる。図4.10の照射条件では，線源自身および照射台からの散乱γ線も遮蔽されてしまうが，これらの散乱γ線の散乱角は小さいので，平均エネルギーは大きく，これによる質量エネルギー吸収係数に与える影響は無視できると考えられる。

以上から遮蔽物がない通常の照射条件における電離電流に対する散乱γ線の影響度は，グラファイトが空気よりも原子番号が少し軽いことを考慮すると，アルミニウム壁を用いた場合，0.5％以下であるので，実用上はほとんど問題にならない大きさであることが明らかになった。一次γ線に対する散乱γ線の割合は線源からの距離が増すほど増大するが，この実験では線源からの距離が160 cmであるので，この照射室内での通常の測定においては，散乱γ線の影響は0.5％以上にはならないと考えられる。

2） 開放間隙の影響

Bragg−Gray 空洞原理によれば，電離空間は電子平衡条件を満たすだけの厚さを有する壁によって囲まれている必要があるが，本実験に用いた平行平板型電離箱の場合，電極間の空隙は円周の外側に開放された構造になっているため，空洞としての条件は十分に満されているとは言えない。このため，電離空間内のどの点からみても，三つの窒化ボロンのスペーサ以外はアルミニウムの壁で閉ざされた構造にするように，JTC－6の外周に高圧電極とは絶縁した状態で厚さ5mmのアルミニウムのリングを設け，リングがない場合の測定値の比較を行った。測定はコンタミナント電子の影響をできるだけ防ぐため，narrow beam 条件の電総研の標準照射場で行った。その結果リングがある場合はない場合よりも0.5％だけ高い電離電流が観測された。この場合有効電離空間（図4.1参照）の円周の外側に存在する空気の容積は十分狭いので，それが有効電離空間内の電離に与える影響は無視できる。これによって空洞原理が完全に満されていないことによる測定値への影響は0.5％程度であることが明らかになった。また精密な測定を目的とする場合は，電離空間を外部からは見通せないようにアルミニウムの突起を電極板の外周に設ける構造とするべきであることが確かめられた。

上記と同様な実験を図4.3に示すようなnarrow beam 条件が全く満されない照射室において行った場合は，0.5％ほどの差異は現れないが，リングがない方がむしろ電流値は高くなる傾向さえ現れた。この原因は照射室内のコンタミナント放射線[21)]として二次電子線によるものと考えられる。

3） 方向依存性

大線量照射用の^{60}Coγ線源は板状あるいは中空円筒状である場合が多い。板状の場合線源近傍では入射γ線は広い角度分布をもつので，電離箱の応答に対する入射方向の影響を考慮する必要がある。電離箱の方向依存性は電離箱壁の実効的な厚さがγ線の入射方向によって異なり，このため見掛け上光子減弱補正係数が方向依存性をもつために生じる。したがって構造的には平行平板型の方が円筒型よりも方向依存性が大きい。平行平板型電離箱の高圧電極板の実効壁厚は線源の大きさおよび線源と電離箱との距離が与えられれば計算できる。本実験に用いた30×15 cmの板状線源の場合，線源から12 cmの位置におけるJTC－6に対する光子減弱補正係数は，線源から十分遠距離における場合に比べて約1％高い値となった。したがって近距離における測定においては方向特性は無視できない。しかし50 cm以上の遠距離に対しては方向特性はほとんど無視

できる。

一方，図4.3のようにnarrow beam 条件が満されない照射室では，一次γ線とは別に散乱γ線による方向依存性についても考慮する必要がある。しかし，空気中での散乱γ線の一次γ線に対する割合は，一次γ線が遮蔽されていないような通常の照射条件下では10%以下であるから，散乱γ線に対する光子減弱係数が，一次γ線に対する値よりも数%大きいとしても，その実質的影響はほとんど無視できる。

一方中空円筒型の線源内部での照射線量率の校正に平行平板型電離箱を使用するのは，単に方向特性の問題のみならず，位置分解能の点からも不適当であり，原理的には円筒型電離箱が有利である。

4) 照射下での温度上昇の影響

高線量率の照射下では，電離箱，空気による放射線の吸収および高温の線源からの輻射熱によって電離気体の温度が上昇し，それによって電離電流が低下することが問題になる。測定中の電離気体の温度の変動については一般に検知が困難であり，一般には照射前に温度測定を行っているので，この問題について考慮する必要が生じる。

線源からの輻射熱や電離箱からの放熱の影響を無視すると，^{60}Co γ線の照射線量率$\dot{X}$ (R／h) の位置におかれた物体の温度上昇率$\dot{T}$は次式によって与えられる。

$$\dot{T} = 3.47 \times 10^{-8}\ \dot{X}\ \frac{(\mu_{en}/\rho)_m}{(\mu_{en}/\rho)_a} \cdot \frac{1}{C}\ (℃/\mathrm{min})\ . \qquad (4-4)$$

ここでCは物体の比熱 (cal／℃・g)である。電離気体の温度が電離箱壁の温度に等しいと仮定すると，アルミニウム壁の場合，3MR／h の照射線量率における$\dot{T}$は（4－4）式によって約0.5℃／minと予測される。JTC－5の空隙に銅－コンスタンタン熱電対を挿入して2.8MR／hにおいて測定した結果では，照射開始後の温度上昇の直線性は放熱の影響によってほとんど見られなかったが，初期の温度上昇率は約0.5℃／min であり，（4－4）式のグラファイト壁に対する計算結果と大体一致した。この温度上昇率を電離電流減少率に換算すると，0.2%／minとなる。

4.2.5 測定結果の比較および検討

以上から平行平板型電離箱を用いた^{60}Co γ線の高線量率測定における諸因子については大体解明されたが，高精度測定に対する信頼性については，標準照射場での測定および他の電離箱との比較測定を行う必要がある。このためJTC－2およびJTC－6を用いて次に述べる測定を行った。

(1) kR／h レベルの標準照射場における測定

(2) 20kR／h 以上の高線量率の照射場における他の電離箱との比較測定

照射線量率の測定は絶対測定と標準照射場での校正値を用いる方法の二つの方法で行った。絶対測定はJTC－6を用いて行い，照射線量率の算出に必要な定数は，4.2で述べた方法に従って，$v = 0.325$ ml，$(S_m/S_a) = 0.864$，$(\mu_{en}/\rho)_a/(\mu_{en}/\rho)_m = 1.035$，$K_a = 1.015$，$K_s = 1$ として与えた。標準照射場での校正値をもとにした測定法は，JTC－2，JTC－6の両方に対して行い，次式によって照射線量率を算出した。

$$\dot{X} = K_c \frac{T}{273} \cdot \frac{760}{P} \cdot I_m \ . \qquad (4-5)$$

ここでK　は校正定数($R \cdot h^{-1} \cdot A^{-1}$)である。

表4.2に電総研のkR／hレベルの標準照射場でJTC－2およびJTC－6によって6年間にわたって4回測定して得られた測定値$\dot{X}$の電総研の40 mmϕの円筒型電離箱[22)]によって測定された標準値に対する比を示す。JTC－6については絶対測定の結果を用いたが，JTC－2については，あらかじめ電総研の40 mmϕの円筒型電離箱による10^4 R／h付近での校正結果を用いた。JTC−2, JTC－6の測定結果はいずれも3～4回の測定結果の平均値を用いた。測定は線源からの距離1 m，1.5 m，および2 mの各点で行い，距離の設定精度は0.5 mm以下であった。表のカッコ内の線量率は1974年8月における標準値を示す。JTC－2による測定値はいずれも標準値よりも1～2％程度高い値を示すが，標準値に対する比の再現性は平均値に対して±1％以内にある。JTC－6による測定値は標準値とほとんど±1％以内で一致しており，再現性もよく，JTC－2と同様に経年変化はほとんど問題にならない。1，1.5，および2 mにおける比の間に多少バラツキが見られるが，測定される電流が10^{-11} Aオーダーの微小電流領域であるため，ノイズが大きいこと

表4.2　電総研の標準照射場におけるJTC－2およびJTC－6による照射線量率の測定値（$\dot{X}_{JTC-2}$および$\dot{X}_{JTC-6}$）の標準値（$\dot{X}_{ETL}$）に対する比。標準値は40 mmϕの円筒型電離箱（62.5 mℓ）による測定結果を示す。

$\dot{X}_{JTC}/\dot{X}_{ETL}$

date ＼ distance	1.0 m (2376R/h)	1.5 m (1054R/h)	2.0 m (582R/h
'74,Aug.	1.013	1.002	1.016
'75,Sept.	1.010	1.006	1.009
'76,Sept.	1.016	1.009	1.023
'78,Sept.	1.021	1.008	1.013

$\dot{X}_{JTC}/\dot{X}_{ETL}$

date ＼ distance	1.0 m	1.5 m	2.0 m
75,Sept.	0.997	0.987	0.996
76,Sept.	1.005	——	1.004
78,Sept.	1.007	0.991	0.998
79,Aug.	0.994	——	——

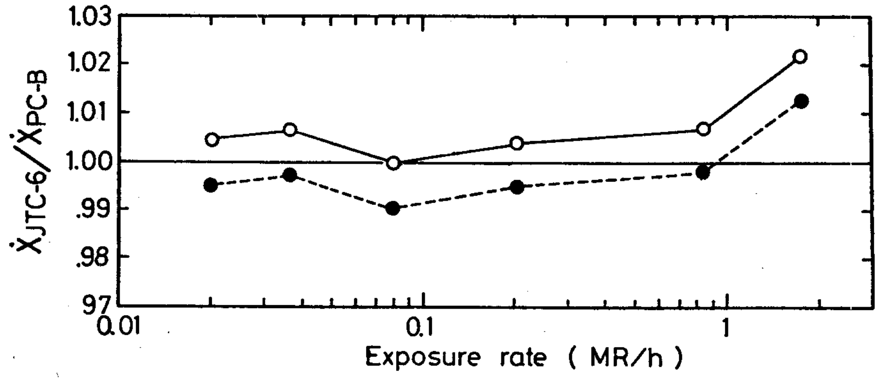


図 4. 11　高線量率領域におけるPC−Bに対するJTC−6の測定値の比と照射線量率との関係

○：JTC−6を標準照射場で校正した場合

●：JTC−6の絶対測定値を用いた場合

に起因する読み取り誤差によるものと考えられる。また測定した年の違いによるバラツキは微小電流計（タケダ理研TR−8641 D）の高抵抗の経年変化あるいは校正誤差によるものと考えられる。

10^4 R／h 以上の高線量率の場での信頼性は，電総研と原研との共同研究によって高線量率測定用に試作した平行平板型の標準電離箱[23]（PC−B，アルミニウム壁，電極間隔 3 mm）および円筒型電離箱[24]（電総研 20 C 型，グラファイト壁，電離容積 8.2 ml ）との比較測定によって確認した。PC−B，20 C の電荷測定には振動容量型電位計（タケダ理研，TR − 84 M）を使用した。電流計の校正は10^{-10} A 付近における標準空気コンデンサを用いた Charging 法で行った。

図 4. 11 に原研高崎研究所の第 5 照射室（図 4. 3）におけるPC−Bに対するJTC − 6の測定値の比と照射線量率との関係を示す。両測定値は電荷測定系の感度差を補正した結果を示している。PC − B の測定値は標準照射場での校正値をもとにして得られた。JTC − 6による絶対測定値，標準照射場での校正をもとにした測定値ともにPC−Bによる測定値とは大部分±1 %以内で一致している。2MR／h 付近では両者の差異は 1 %以上あるが，この場合は照射位置が線源から 15 cm 程度であるため，距離のわずかな設定誤差が測定値の変動となって表われたためと考えられる。

20 C 型円筒電離箱の場合，高線量率ではイオン収集効率が低下するため，再結合補正係数 K_s は 1 以下の値を示す。K_sの値は原理的には（4 − 2）式によって与えられるが，m 値が不確定であるため，経験的に与えられた。[24] その結果JTC − 2との測定値の比較では± 2 %以内の一致が得られた。[25]

以上の比較結果を通して高線量率領域における平行平板型電離箱の信頼性はだいたい確認された。特に標準照射場での校正によらなくとも，絶対測定法によって高精度の測定が可能なことが明らかになった。

4.3 フォトダイオードを用いた線量率測定[26〜28]

4.3.1 測定原理および放射線損傷

1) 測定原理

図4.12にこの実験に用いたN／P 型フォトダイオードの図解を示す。^{60}Co γ 線照射の場合,電子平衡条件下においては，シリコン母体の厚さに対して光子の減衰は無視できるので，電離密度はシリコン母体全体にわたってほとんど均一とみなせる。したがって定常的な γ 線照射下における生成電流 I_γ (amp.) は，少数担体の拡散距離L (cm) がシリコン母体の厚さより十分短く，かつ拡散層中での正孔一電子対生成の寄与が無視できると仮定すると，次式で近似できる。[9]

$$I_\gamma = 6.25\times10^{11}\,\frac{e\rho}{\varepsilon}\cdot\dot{W}\cdot AL$$

$$= 5.43\times10^{13}\,\frac{e\rho\,(\mu_{en}/\rho)_s}{\varepsilon\,(\mu_{en}/\rho)_a}\cdot\dot{X}\cdot AL\ . \qquad (4-6)$$

ここで，e ：電子電荷，ρ ：シリコンの密度 (g／cm^2), $\dot{W}$：単位質量あたりのシリコン母体中の吸収エネルギー (erg／g・s)，ε ：電子一正孔対を一対生成するに必要な放射線の平均エネルギー (高エネルギー電子に対して 20 ℃で約 3.67 eV)[29]，$(\mu_{en}/\rho)_s$，$(\mu_{en}/\rho)_a$ ：それぞれシリコンと空気の質量エネルギー吸収係数，$\dot{X}$ ：γ 線の照射線量率(R／h)，A：接合面積 (cm^2)。

(4－6) 式のうち，$6.25\times10^{11}\,e\rho\dot{W}/\varepsilon$ はシリコン中の電離密度に相当し，AとLは平行平板型気体電離箱のアナロジーを用いれば，それぞれ集電極の実効面積と電極間隔に対応づけることができる。したがって原理的には気体電離箱との類似から固体電離箱としてみなすことができる。AL は固体電離箱の実効電離容積を表わす。

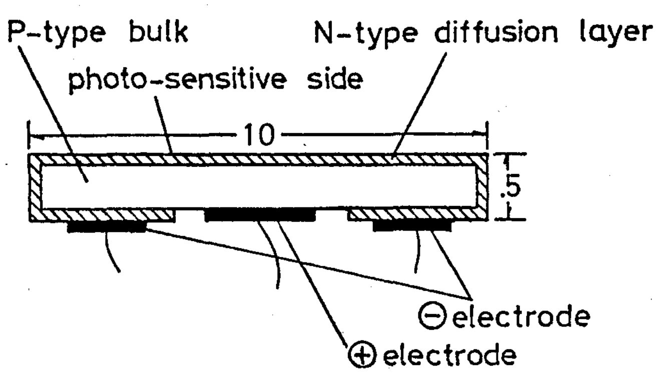


図 4.12　N／P 型フォトダイオードの断面の図解

フォトダイオードの等価回路は一般に図 4.13 で表わされ，測定電流 I_m と光子照射による発生電流 I_γ との関係は

$$I_m = I_\gamma - I_d - I_p \qquad (4-7)$$

で表わされる。[30] ここで

$$I_d = I_s\{\exp(GV_d)-1\},\quad I_p = V_d/R_p,\quad G = e/HkT,\quad V_d = V_m + R_s I_m .$$

ここでI_d：ダイオード電流，I_p：接合部，表面からの漏れ電流，I_s：ダイオードの逆方向飽和電流，V_d：ダイオードの両端電圧，R_p：漏れ電流に対する並列等価抵抗，H：接合状態に関連する定数，k：ボルツマン定数，T：絶対温度，V_m：測定回路の入力端子電圧，R_s：拡散層とリード線の接合部における面抵抗および接触抵抗を表わす直列等価抵抗。

一般に$R_s \ll R_p$と見なせるので，測定回路の中に含まれる太陽電池の負荷抵抗が小さい場合は，I_dおよびI_pはI_γに比べて無視できる。したがって測定電流は電子一正孔対の直接的な再結合が問題となるような極めて高い線量率でないかぎり，γ線の照射線量率に比例する。しかし4.3.5で述べる演算増幅器による数10R／h以下の低線量率測定では，オフセット電圧およびオフセット電流のために$I_m = I_\gamma$と見なすことができない。このため，非照射時と照射時の測定電流の差$I_m - I_{m0}$がI_γに等しいので，この値をγ線に対する応答として扱った。

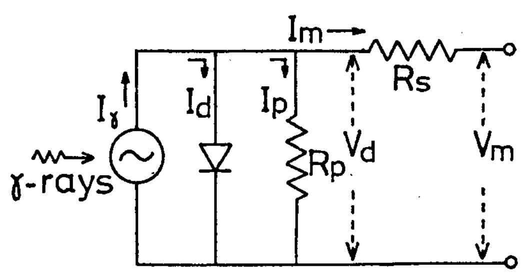


図4.13　フォトダイオードの等価回路図

一方フォトダイオードの開放電圧は，I_pが無視できると仮定すると，

$$V_{op} = \frac{AkT}{e}\,\ell n\left(\frac{I_\gamma}{I_s}+1\right) \tag{4-8}$$

によって与えられる。$I_\gamma \ll I_s$の場合は開放電圧は線量率に比例するが，$I_\gamma \gg I_s$の場合はV_{op}はI_γの対数関数として表わされる。

2）放射線損傷

シリコン結晶の放射線照射は空格子点などの点欠陥を生成し，これらの欠陥は少数担体の寿命の減少をもたらす。シリコン結晶の放射線損傷に最も敏感なパラメータはこの少数担体の寿命およびそれにともなう少数担体の拡散距離の減少である。少数担体の寿命τと放射線照射量に対応するγ線の照射線量との関係はShockley−Read[31]によって次式で与えられている。

$$\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} = KX . \tag{4-9}$$

ここでτ_0は照射前の寿命，Kは損傷係数である。損傷係数は不純物の種類と濃度，結晶精製の方法，光子のエネルギーなどに依存する。少数担体の拡散距離Lは拡散定数をDとすると，$L=\sqrt{D\tau}$によって表わされるが，Dは照射によってはほとんど変らないと考えられるので，（4−9）式

は次式に書き換えられる。

$$\frac{1}{L^2}-\frac{1}{L_0^2}=K_\ell X \ . \tag{4-10}$$

ここでL_0は照射前の少数担体の拡散距離であり，K_ℓは$K_\ell=KD$で表わされる。(4−10) 式は照射線量の増加にともなう拡散距離Lの減少がそのまま短絡電流の減少，すなわちこの線量率測定における感度の低下をもたらすことを示す。単位照射線量あたりの感度低下の割合f_rを照射線量の増加による発生電流の低下の割合$\varDelta I_\gamma / \varDelta X$を用いて

$$f_r=-\frac{1}{I_\gamma}\cdot\frac{\varDelta I_\gamma}{\varDelta X} \tag{4-11}$$

によって定義すると，（4 − 6）式および（4 −10) 式から f_r は次式で表わせる。

$$f_r=-\frac{1}{L}\frac{dL}{dX}=\frac{K_\ell L_0^2}{1+K_\ell L_0^2 X} \tag{4-12}$$

4. 3. 2　感受素子および測定方法

1) 感受素子

実験に用いたフォトダイオードの典型的な大きさは 20 ×10mmおよび10×10mm，厚さは0.4〜0.5 mmであり，接合面積は 3.4 cm^2である。シリコン母体としては引上げ法およびフローティングゾーン法によって精製されたP型結晶を使用し，その抵抗率は 0.3 Ω•cmから 200 Ω•cm までの範囲の 4 つの異なった値のものを用いた。また比較用としてフローティングゾーン法で精製されたN型のシリコン母体（抵抗率10Ω•cm）も用いた。PN 接合はP型バルクへのリン(P)の内部拡散およびN型バルクへのボロン(B)の内部拡散によって形成された。拡散層の厚さは約 2 μm である。

バルク結晶中の銅のドーピングは 500 〜 850 ℃の温度における窒素気体中での不純物拡散法によって行った。[32),33)] 銅に対する不純物源としては硝酸銅 ($Cu(NO_3)_2 \cdot 3H_2O$)を用いた銅原子の濃度に10^{15} cm^{-3}であった。各試料の少数担体の拡散距離は 50 〜 150 μm と見なされた。電極付

表 4. 3　線量率測定実験に用いたフォトダイオード試料の一覧表

Sample	Type	Resistivity (Ω-cm)	Chem. imp.	Size (mm × mm)	Dopant	Crystal growth method
I	*N/P*	7–13	Cu-dope	10 × 20	B	Pulled
J	*N/P*	7–13	–	10 × 20	B	Pulled
K	*N/P*	40	Cu-dope	10 × 20	B	Pulled
L	*N/P*	40	–	10 × 20	B	Pulled
M	*N/P*	200	Cu-dope	10 × 20	B	Floating zone
N	*N/P*	200	–	10 × 20	B	Floating zone
P	*N/P*	0·3–0·7	–	10 × 20	B	Floating zone
Q	*P/N*	10	–	26mm ϕ	P	Pulled

けはアルミニウム合金上へのニッケルメッキおよびハンダ付けによって行った。実験に用いた試料のリストを表4.3に示す。表に載せた試料以外に実用的な特性を調べる目的で，100 Ω•cm の抵抗率のP型バルクをもとにしたN／P型の素子に銅をドープした試料も用いた。低線量率測定用の試料については4.3.5で述べる。

2） 照射線量率測定

^{60}Co γ線の照射場における照射線量率測定用の検出端（プローブ）を図4.14に示す。素子は直径10mmのアルミニウム円柱に幅1mmのタテ溝を内部に設定し，その周囲には厚さ1.5mmのアルミニウム製のキャップを，外部光の遮蔽と電子平衡条件を満たすための壁材としての機能を兼ねたものとして取付けた。円形のP／N型素子については両面を2mm厚のアルミニウム板で蔽い，外部光の影響を除去し得るさやを取付けて検出端とした。壁物質としてはγ線やコンプトン電子の吸収に関してシリコンとほぼ等価でかつ加工の簡単な材料としてアルミニウムを選んだ。素子およびリード線に接するアルミニウム内壁は陽極酸化法で絶縁性にした。アルミニウム壁として円筒状のものを用いた理由は，壁によるγ線の強度減衰の割合がγ線の入射方向に出来るかぎり依存しないようにするためである。素子の陰極は図中のアース端子に接地し，陽極からの短絡電流を信号源とした。信号ケーブルには3C 2V 同軸ケーブルを使用した。同軸ケーブルのγ線誘起電流は検出電流としての短絡電流がJTC電離箱の電離電流の数百倍もあるので，無視できる。

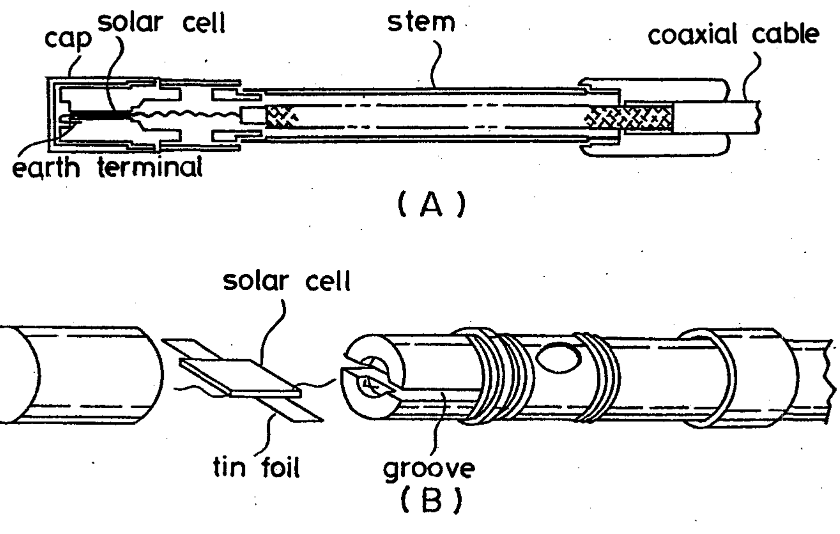


図4.14　照射線量率測定用検出端，(A)断面図，(B)分解図

γ線照射は原研高崎研究所の50kCiの^{60}Co板状線源を使用した。照射線量率の校正にはJTC−2を用いた。照射による感度の劣化試験および照射温度依存性の測定は0℃〜50℃の範囲において±1℃以内の温度制御が可能な恒温水槽中に検出端を固定して行った。

短絡電流の簡略化された測定回路図を図4.15に示す。従来，簡便な短絡電流測定法として検流計あるいは100 Ω程度の低負荷抵抗の両端電圧を測る方法がとられたがこれらの方法は高感度の測定が困難である。しかし図4.16に示す反転増幅型の演算増幅器を用いることによって，この欠点は取除くことができた。[34] この場合，図中の点Pが仮想接地になるので，見かけ上，負荷抵抗なしで微小な電流信号を電圧信号に変換可能であり，高感度の短絡電流測定器として機能する。ダ

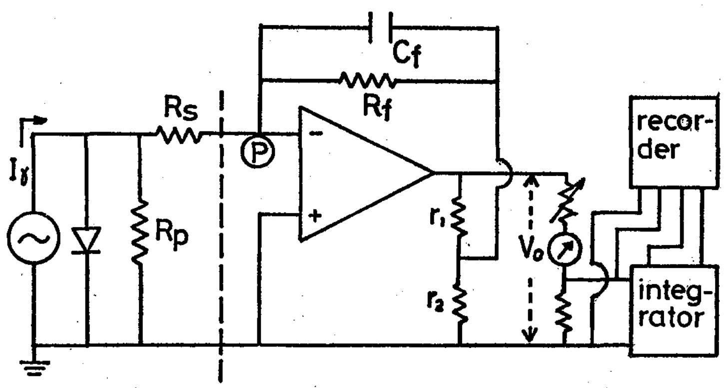


図 4.15　短絡電流の測定回路図

イオードの漏れ電流に対応する零バイアス付近での等価内部抵抗は数十〜数百 k Ωであり,演算増幅器の入力インピーダンスに比べて無視できるほど小さい。

4.3.3　実験結果

1)　放射線損傷による感度の低下

図 4.16 に 8 ×10^5 R／h の照射下におかれた種々の素子の短絡電流に対する放射線損傷の効果を示す。比較のため Muller ら[11]が本実験に用いた素子と同形状のN/P 型素子対して得られた実験結果も含めた。最も顕著な現象は，P／N 型素子の感度低下の割合は N/P 型に比べて非常に大

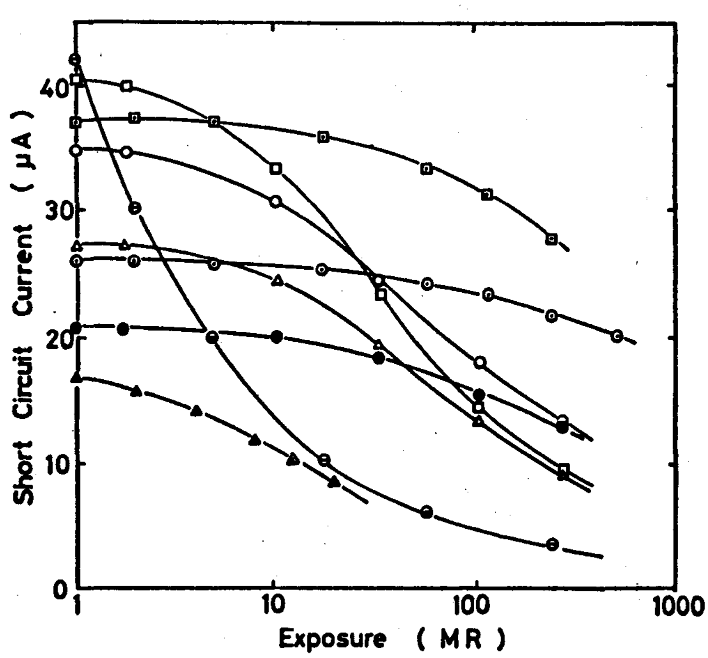


図 4.16　定常的な γ 線照射下における種類の素子の短絡電流に対する放射線損傷の効果（8 ×10^5 R／h ）

△：I ，□：J ，●：K，○：L，⊙：M，⊡：N

⊖：Q，⟁：N／P (Muller)[11]

きいことである。これはN型母体中での主たる再結合中心(P一空格子複合中心[35])の少数担体に対する再結合断面積が，P型母体中での主たる再結合中心(B一空格子複合中心[36])のそれよりもずっと大きいことを示している。N／P型素子の場合，母体の抵抗率が大きくなるにともなって感度低下の割合は小さくなるが，この傾向は銅原子のドーピングによってさらに強められる。この現象は次のように説明できる。高抵抗率の母体中でのB一空格子中心の導入率はボロンの濃度が低いために小さくなるので，少数担体の拡散距離が低下する割合は高抵抗率の母体においては小さい。また少数担体の捕獲断面積は銅をドープしないP型の母体中のボロン一空格子中心よりも銅をドープしたP型の母体中の銅一空格子中心の方が小さいと考えられる。

これらの結果は^{60}Co γ線に対する短絡電流の感度が照射によって低下する割合が抵抗率200 $\Omega\cdot$cmの母体を用いたところの銅をドープしたN／P型素子の場合最も小さいことを示している。この素子では，照射開始時に感度は一時的にわずか増加するが，その後の感度低下の割合は1MRあたり約0.1％である。銅をドープした素子の短絡電流は100 Mradあるいはそれ以上の照射線量において銅をドープしない素子の短絡電流に漸近していく傾向がある。このことは不純物としての少量の銅は空格子との複合中心の形成に費された後では，照射によって生じた空格子はすべてボロンとの複合中心の形成に寄与するため，再結合過程における銅一空格子中心の寄与は照射量

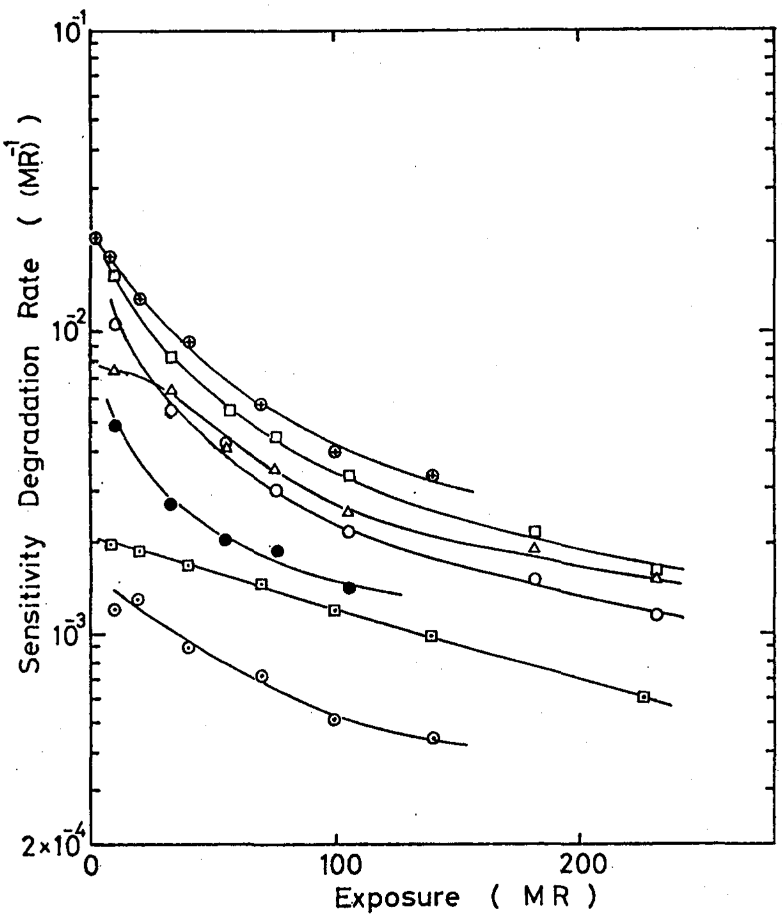


図4.17　N／P型ダイオードに対する感度低下率と照射線量との関係，
△：I，□：J，●：K，○：L，⊙：M，⊡：N，⊕：P

の増加とともに減少し，B一空格子中心の寄与に比べて無視できるようになるためと考えられる。200 $\Omega \cdot$cmの素子で見出された照射開始時におけるわずかな感度の増加は，接合部近傍のP型母体中に形成されていた表面チャネル層が照射によって消失したためとみなされる。

図4.17に（4－11）式で表わされる感度低下率 f_r と照射線量との関係を示す。どの素子においても線量の増加とともに感度低下率は減少し，（4－12）式の関係が近似的に満されている。母体結晶中の不純物濃度が低いほど，少数担体の拡散距離は通常大きいが，感度低下率は母体の抵抗率が大きいほど小さい。これは（4－12）式において感度低下率に対する不純物濃度の影響に関しては，拡散距離の寄与よりも損傷係数の寄与の方が大きいことを示している。

図4.17は前照射処理によって感度が安定化されることを示すが，損傷係数が小さい素子ほど感度低下率に対する前照射の効果は小さくなる。したがって比較的小線量の照射で感度を安定化させる方法は，Muller ら[11]が用いた損傷係数の大きい素子にのみ意味をもつ。損傷係数の小さな素子に対する感度の安定化は，高エネルギー，大強度の電子線照射によって効果的に達成し得ると考えられる。図4.18に1 MeV電子の大線量照射における銅をドープしない200 $\Omega \cdot$cmのN／P型素子に対する短絡電流および感度低下率と吸収線量との関係を示す。約300 Mradの照射で電流感度は約1／2に低下するが，感度低下率の方はそれよりずっと効果的に1／8に低下する。

図4.19に 8×10^5 R／h の照射下におかれた種々の素子の開放電圧に対する放射線損傷の効果を示す。開放電圧の初期値のばらつきは短絡電流の場合よりも大きく，かつその照射効果は複雑である。

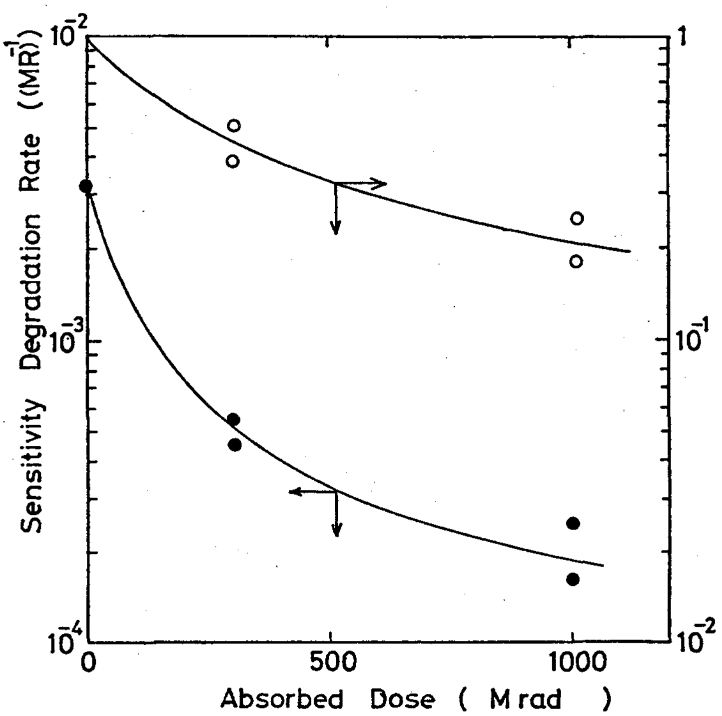


図4.18　1 MeV電子の照射によるN／P型ダイオード（試料M）の感度および感度低下率の減少

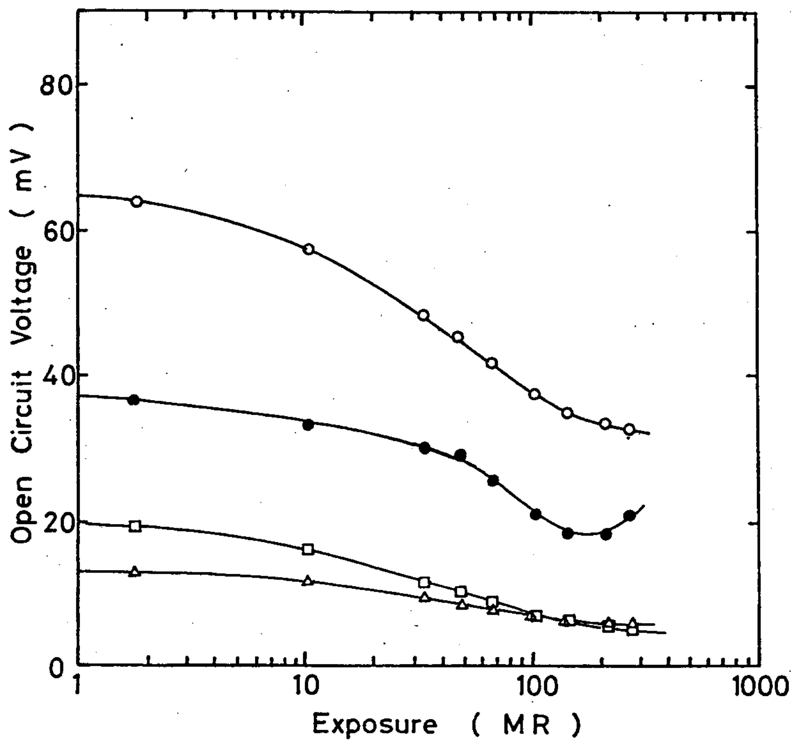


図 4.19　定常的なγ線照射下における種々の素子の開放電圧に対する放射線損傷の効果（8 ×10^5 R/h ）

△：I，□：J，●：K，○：L

2) 温度依存性

図 4.20 および図 4.21 に 8 ×10^5 R／h の照射線量率における短絡電流および開放電圧の 0〜50℃の範囲における温度特性をそれぞれ示す。可視光の照射では短絡電流は正の温度係数をもつが，負荷抵抗が増すとともに温度係数は負の方向へ変化するので，この短絡電流の測定では，温度係数を多少小さくする効果を目的として，図 4.15 の等価内部抵抗と直列に 100 Ωの負荷抵抗を取付けた。両方の図においては縦軸の値は 20℃における値を 1 としたときの相対値を示す。

短絡電流の場合，温度依存性は小さいが，母体の抵抗率が減少するにともなって，また銅をドープすることによって温度係数（$I_m^{-1} \cdot \Delta I_m / \Delta T$）は正から負の方向へ変化する傾向を示す。これはダイオードの逆方向飽和電流は温度が高いほど増加するが，その電流量は抵抗率が低いほど，あるいはボロンの濃度が高いほど大きくなるためと考えられる。温度依存性が小さいという点では抵抗率 40 Ω•cm の場合が最もよいが，これは負荷抵抗の選択によって温度係数はある程度は制御可能と考えられる。

開放電圧の場合は（4 − 8）式が示すように逆方向飽和電流の温度依存性によって大きく影響されるため，温度増加によって著しく出力電圧は減少する。したがって開放電圧で測定する方法は通常の線量率測定には不適当と考えられる。

以上から短絡電流測定法が線量率測定の手段に有利であることがわかったが，高線量率測定用としては照射による感度低下の小さいもの，すなわち高抵抗率で銅をドープした素子が有望と考

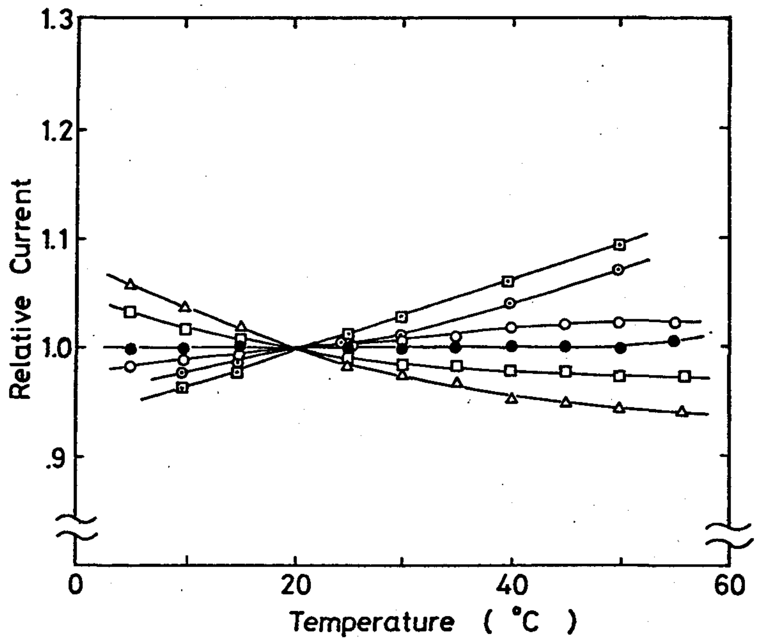


図 4.20　種々のN/P型ダイオードの短絡電流の照射温度依存性(8 ×10⁵R/h)

△：I，□：J，●：K，○：L，⊙：M，⊡：N

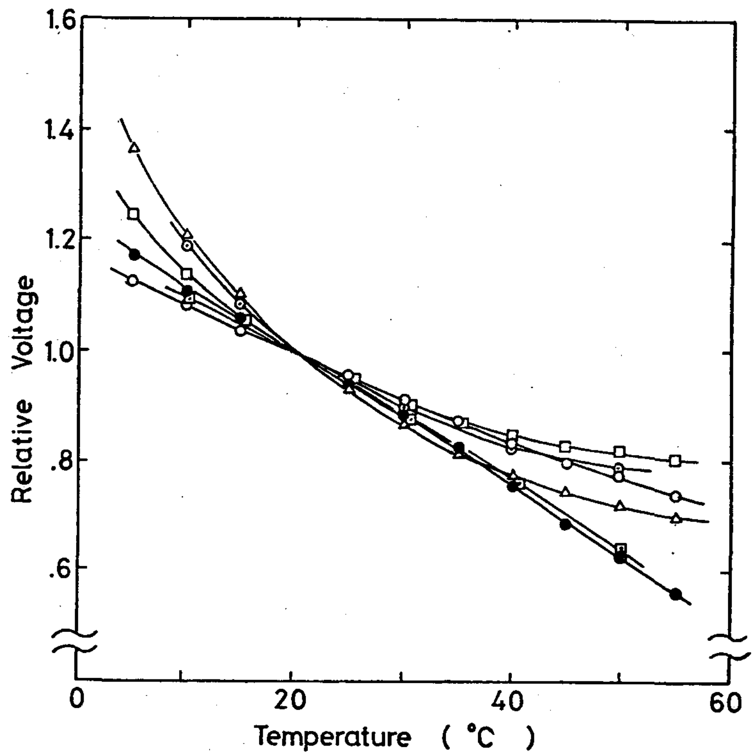


図 4.21　種々のN/P 型ダイオードの開放電圧の照射温度依存性(8 ×10⁵ R/h)

△：I，□：J，●：K，○：L，⊙：M，⊡：N

えられる。しかし高抵抗率の素子において見られる正の温度係数は負荷抵抗の選択によって改善の可能性がある。このため，銅をドープした 100 Ω•cmの素子を用いて温度特性に対する負荷抵抗の影響を調べた。図 4.22 は 6.6 ×10^5 R／h におけるその測定結果を示す。小さな負荷抵抗では温度に対する短絡電流の温度係数は正の一定値を示すが， 1k Ω以上では逆方向飽和電流の影響が現われ，温度係数は低下するばかりでなく，一定値を示さなくなる。比較的小さな負荷抵抗における正の温度係数をいくつかの素子に対して求めた結果を表 4. 4 に示す。負荷抵抗が増すとともに温度係数は多少低下する傾向はあるが，ほぼ一定とみなせる。素子間の温度係数のばらつきは ± 0.001 以下であった。

図 4. 2 2 および表 4. 4 から, 負荷抵抗を増すことによっては温度依存性の改善はほとんど認められない。図 4. 23 においては 2 kΩに対する温度特性が最適のように見えるが，この付近の負荷抵抗では特性のばらつきが大きいので，かえって信頼性が失われる。したがって負荷抵抗零の場合の方が，短絡電流の温度係数が一定であるという点で好ましいと考えられる。

図 4. 23 にいくつかの素子に対する無負荷条件下での温度依存性を示す。電流感度のばらつきは 15 %以内である。温度係数は± 0.3 %／℃以下であるから， 室温における測定においては温度補正は不必要である。しかし温度係数は同一の線量率の照射場で温度を変えて 2 回測定することによって容易に得られるので，温度補正も容易である。

短絡電流の温度係数に対する照射線量率および積分線量の効果を表 4. 5 に示す。 0.054 Mrad／h における温度係数は 0.66 MR／h の場合よりも少し高い。また 100 MR の照射によって温度係数

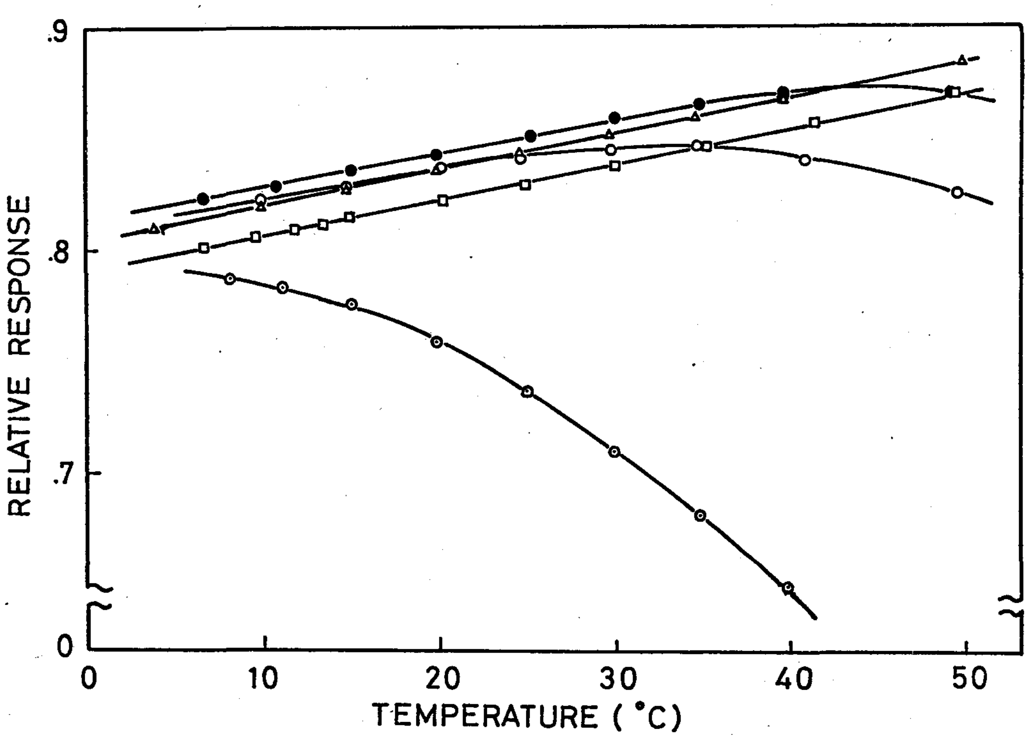


図 4. 22　出力電流の温度依存性に対する負荷抵抗の影響(100 Ωcm の抵抗率の母体に銅をドープした試料， 6.6×10^{5}R／h)，△：負荷抵抗 0 Ω，□： 100 Ω，●： 1 k Ω，○： 2 k Ω，⊙： 5 k Ω

表 4.4　5 個のフォトダイオード試料に対する温度係数の
測定結果と負荷抵抗との関係

Probe number	Load resistance 0Ω	100Ω	1 kΩ	2 kΩ
1	0.0022	0.0024	0.0019	0.0017
2	0.0018	0.0015	0.0014	0.0016
3	0.0017	0.0020	0.0018	0.0016
4	0.0015	0.0014	0.0014	0.0011
5	0.0012	0.0010	-	-

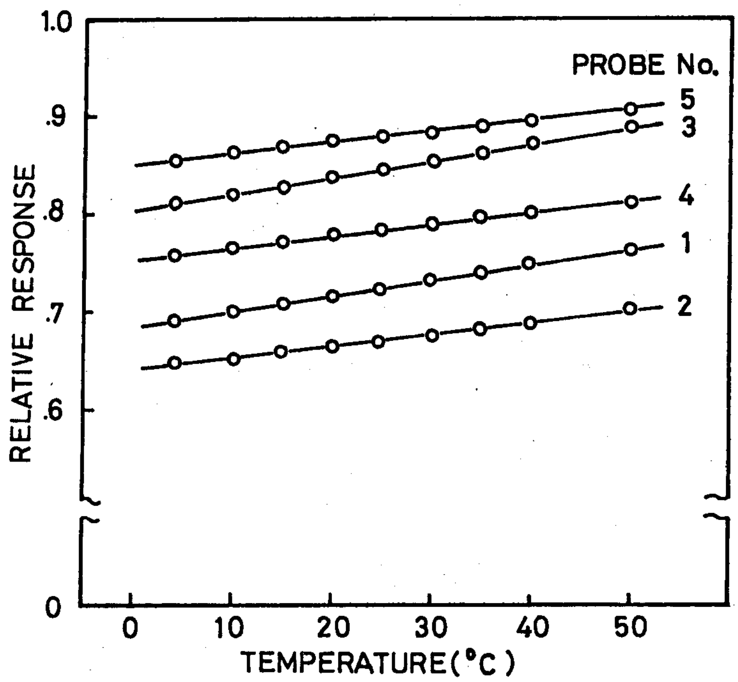


図 4.23　5 個の試料に対する無負荷条件での出力電流の温度依存性（100 Ωcm の抵抗率の母体に銅をドープした試料）

表 4.5　フォトダイオードの温度係数に対する照射線量率
および積分線量の効果（負荷抵抗なし）

Probe number	0.66 MR/h	0.054 MR/h	100 MR irrad. (0.66 MR/h)
1	0.0022	0.0029	0.0039
2	0.0018	0.0019	-
3	0.0017	0.0026	0.0020
4	0.0015	0.0023	0.0020
5	0.0012	0.0014	-

は多少増加する傾向がある。しかしこれら変化は実際の線量率測定に与える影響はわずかであり，これらの効果はほとんど無視できる。

短絡電流の温度係数値は通常の可視光領域で観測されている値とよく一致している。しかし可視光の場合は長波長領域での応答が温度とともに高まるため正の温度係数をもつと説明されているが，この説明はγ線に対してはあてはまらない。高エネルギー放射線に対して観測されているε値の温度係数は非常に小さく,[37] 短絡電流の温度係数の原因とは考えられない。その他直列等価抵抗の温度依存性もこの原因として説明されている[11]が，この抵抗値は十分小さいと考えられるので，短絡電流の温度依存に与える影響は無視し得ると考えられる。したがってγ線照射下での温度依存性に対しては他の原因を考える必要がある。[38]

3） 方向依存性

図 4.15 の検出端の軸に直角方向からγ線が入射する場合の応答に関する方向依存性の測定結果を図 4.24(a)に示す。素子には銅をドープした 200 $\Omega\cdot$cm の N/P 型素子を用いた。フォトダイオードの受光面に垂直に入射する場合を 0°入射すると，0°入射に対する応答は 180°入射の場合よりも約10％高い値を示す。これよりもさらに大きな方向依存性がMuller ら[11]やWhelpton[10]によって

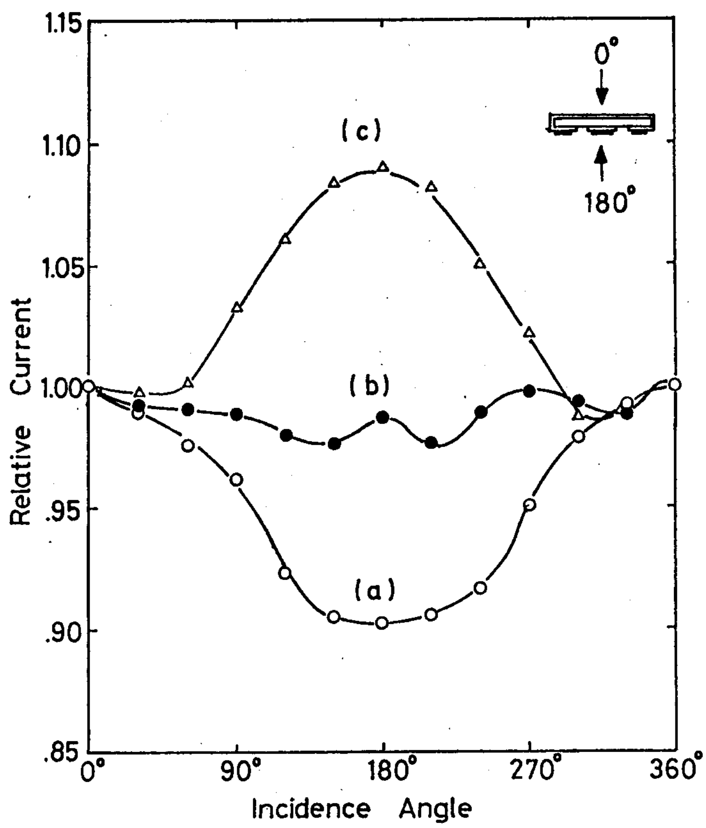


図 4.24　検出端の軸に直角に^{60}Co γ線が入射する場合の短絡電流の入射方向依存性（試料N）

○：アルミニウム壁のみ

●：アルミニウム壁＋スズ箔（厚さ 0.04 mm，面積 1 cm^2 ）

△：アルミニウム壁＋スズ箔（厚さ 〃 ，面積 2 cm^2 ）

報告されている。入射方向によって一次γ線の減衰率は一定ではないが，これによって10%あるいはそれ以上の方向依存性が生ずるとは考えられない。本実験に用いた検出端の場合，円筒構造の吸収体を用いることによって減衰率が入射方向にあまり依存しないように配慮されている。また壁材としてはシリコンとほぼ等価なアルミニウムを使用しているので，界面付近で線量率分布が急激に変化するとは考えられない。最も重要な原因はフォトダイオードの電極面にある低融点接着合金などの高原子番号の物質による壁効果と考えられる。

^{60}Co γ線の0°入射の場合，ほぼそれと同一方向に放出されたコンプトン電子のうち重原子番号の電極物質に入射する電子の後方散乱係数は2.4で述べたように大きいので，電極に接する感受領域の線量率が高くなる。しかし180°入射の場合は，電極物質から発生する電子あるいはその手前のアルミニウム壁で発生し電極物質を通過する電子によって感受部の線量率はほとんど変化を受けないと考えられる。このことは例えば金とポリエチレンの界面における吸収線量分布のモンテカルロ計算[39]によって確かめられている。したがって^{60}Co γ線による短絡電流は0°入射の方が180°入射より大きい値を示すと考えられる。

この方向依存性を改善するためには，例えば，受光面とアルミニウム壁との間に薄い重金属のフォイルを挿入して，180°入射に対しても後方散乱効果を感受部に与えてやり，両入射に対する後方散乱効果が平衡することによって改善できる。図4.24(b)は素子の受光面のうち1 cm^{2}を0.04 mm厚のSn箔で蔽った場合の方向依存性であり，同図(c)は2cm^{2}をSn箔で蔽った場合の結果である。Sn箔の広さが増すにともなって180°入射に対する応答は増加し，上に述べた重金属物質による後方散乱効果はこれによって確かめられた。方向依存性を最小にするSn箔の広さは約10mmであり，このとき±1～2%の方向依存性をもつ非常に等方的な応答が得られることがわかった。

以上の結果から方向依存性の改善は適当な幅のSn箔（この場合厚さは0.04 mm）をアルミニウム壁に巻きつけることによって可能となったが，電極物質の量は素子毎にバラツキがあるので，いくつかの素子について方向依存度とフォイル幅との関係を調べた。その結果を図4.25に示す。縦軸は方向依存度の尺度であり，R(0)，R(180)はそれぞれ0°および180°での応答(電流)を表わす。R(90) R(270)については方向依存度にほとんど影響を与えないので無視した。素子には銅をドープした100 Ω•cmのN/P型素子を用いたが，この素子は電極物質が少なかったため，フォイルがない場合の方向依存度は比較的小さい。素子間のバラツキは小さく，3～5 mm幅のSn箔によって等方的応答が得られることがわかった。また実測点を結ぶ直線の勾配はほぼ一定であるので，Sn箔がない場合の方向依存度を実測によって与えれば，受光面を蔽うSn箔の幅の最適値が決定できる。

この方向依存性を本質的に解決する方法は電極物質自体の量を最小限に減らすことである。低融点接着合金を電極の端部に点接触する方法を試験的に行った結果，±1%程度の方向依存度になることが確かめられた。可視光の照射では，電極面積を狭くすると，照射によって生じた電子・正孔対濃度の不均一分布によるP－N接合に平行な横方向の電圧が生じる。この現象はlateral効果[40),41]と呼ばれるが，γ線の場合は電子・生孔対は感受部全体にわたって均一に発生するので，この効果は無視できると考えられる。

検出端の軸を含む面内での縦方向の方向依存性は上に述べた横方向の方向依存性に比べて重要ではないが，斜入射成分を含む照射条件を考慮して実測を行った。その結果45°入射に対しては，

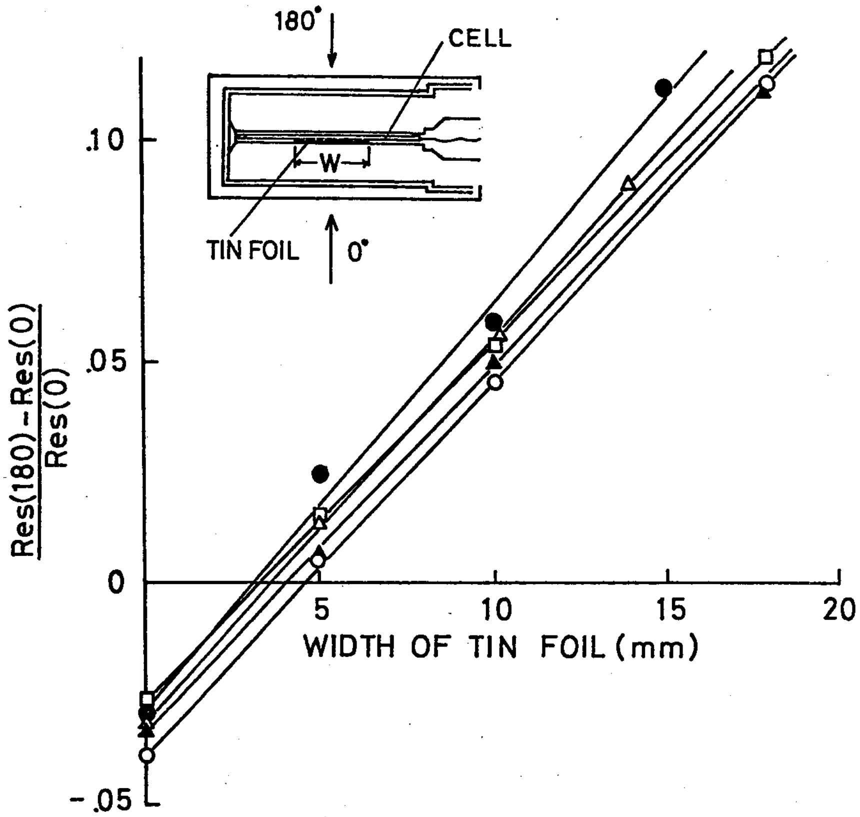


図 4.25　　5 個の試料に対する方向依存度とスズ箔帯（厚さ 0.4 mm)の幅との関係（100 Ω cm の抵抗率の母体に銅をドープした試料)

γ 線の減衰に対応する実効壁厚の増加によって，0° 入射よりも 2 %感度が低下し，中心軸に平行に入射する条件に対しては 7 %低下することがわかった。また線量率計の実用化のために試作した10×10mmの大きさ素子用の検出端では，感受部の長さが短くなったために，軸に平行に入射する条件に比べて感度は 2 %程度しか低下しないことがわかった。

4）線量率依存性

図 4. 26 および図 4.27 に高線量率領域における短絡電流および開放電圧と照射線量率との関係を示す。短絡電流の場合，照射線量率に対する比例性は10^6 R／h まで非常によいが，開放電圧の場合は，10^5 R／h 以上では直線よりずれて飽和傾向が現われ始める。I, J素子ではK，Lに比べて不純物濃度が高く，（4 − 8）式における逆方向飽和電流が大きいため，比例領域は 1MR／h 付近の高線量率まで伸びている。しかし，開放電圧による測定法は，温度依存性や素子間の感度のばらつきが大きいことなど考慮すると線量率測定用としての実用性は乏しい。

短絡電流の照射線量率に対する比例性を厳密に確認するため，基準測定法として信頼のできる平行平板型の気体電離箱 JTC − 2 によって測定された線量率の値（$\dot{X}_{JTC}$）に対する短絡電流測定値（I_{sh}）の比（相対値）を 4×10^3〜3×10^6 R／h の範囲にわたってプロットした。 三つの銅をドープした 100 $\Omega\cdot$cm のN／P 型素子を用いて得られた結果を図 2.28 に示す。両測定値の比は各素子について±2 %以内の一定値を示し，両測定法の精度を考慮すると，線量率に対する比例

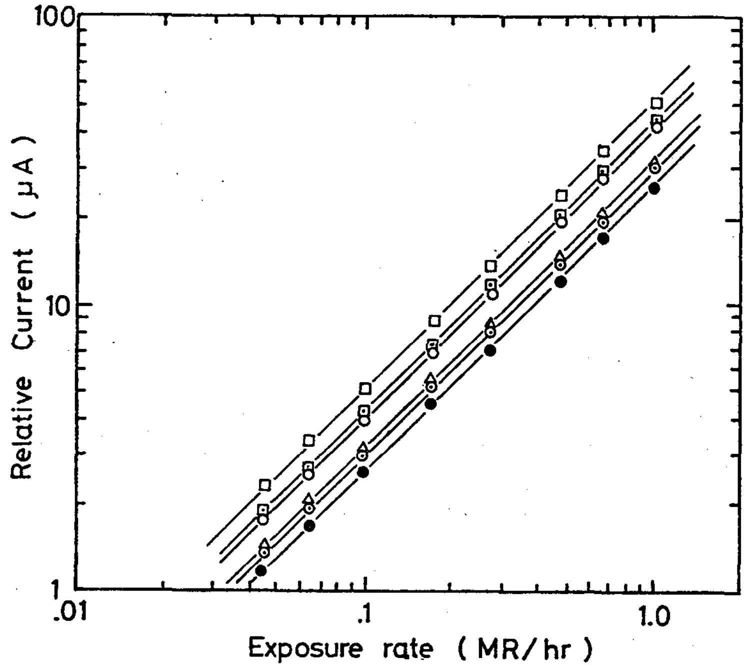


図 4.26　種々のダイオードに対する高線量率領域における短絡電流と照射線量率との関係

△：I，□：J，●：K，○：L，⊙：M，⊡：N

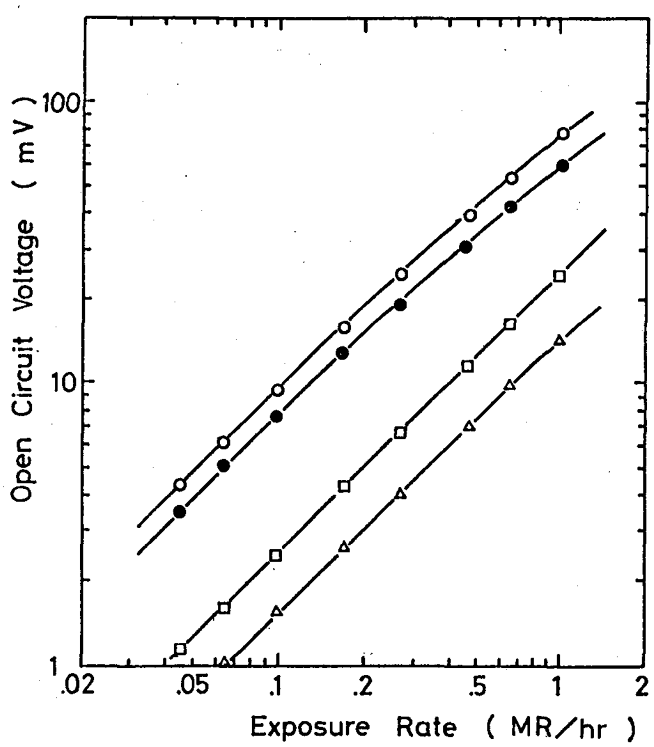


図 4.27　種々のダイオードに対する高線量率領域における開放電圧と照射線量率との関係

△：I，□：J，●：K，○：L

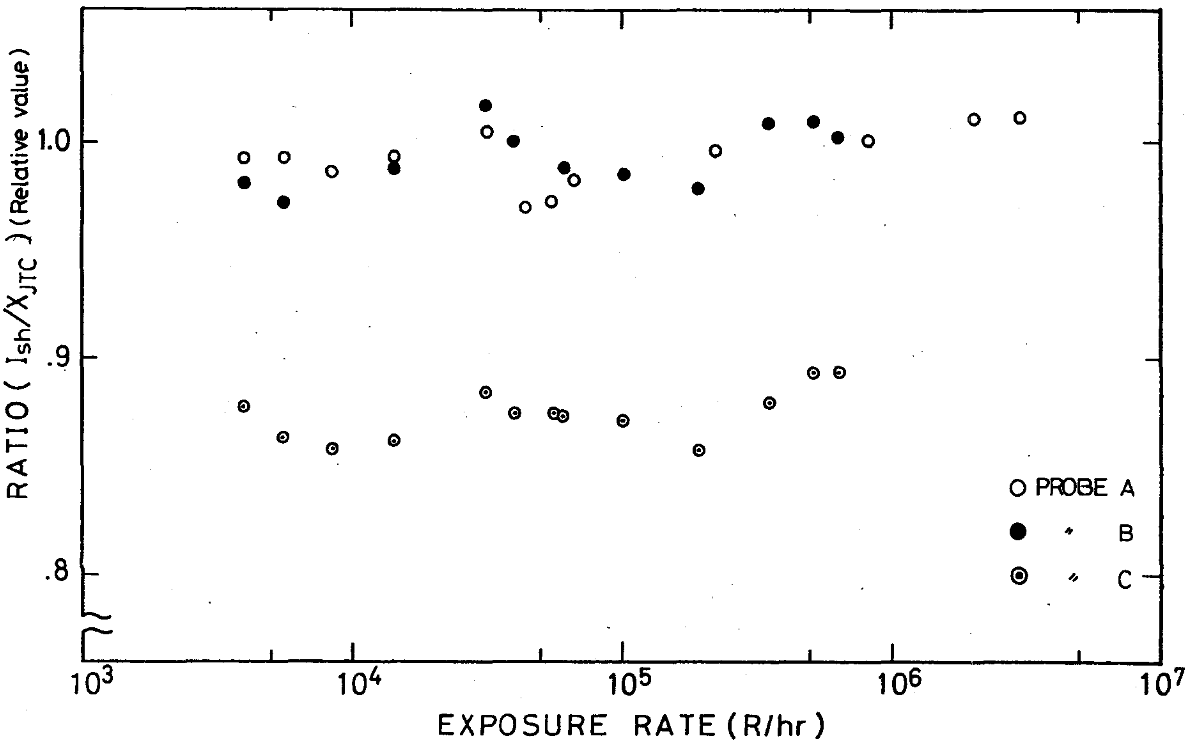


図 4.28　平行平板型電離箱(JTC−2) に対するフォトダイオード線量率計の応答比（相対値）と照射線量率との関係 (100 Ωcmの抵抗率の母体に銅をドープした試料 3 個について測定結果)

性は非常によいことが確かめられた。線量率に対する短絡電流の比例性は電総研の標準照射場での測定によってさらに 50 R／h の低線量率まで±2 %以内の比例性があることも確認されている。

測定可能な線量率の下限の問題については，低線量率への応用として 4.3.5 で述べる。一方測定可能な線量率の上限については 3×10^6 R／h までは確認されているが，それ以上については，照射場および信頼し得る他の基準測定法がないために比例性を確認できない。しかしフォトダイオードによる可視光照射では，接合面積 1 cm^2 あたり 30 mA程度の出力電流まで照度に比例する。^{60}Co γ線では 1 MR／h における出力電流は数10 μA 程度であり，かつ可視光照射の場合と違って電子―正孔対が感受部全体にわたってほぼ均一に生成することを考慮すると，原理的には10^9 R／h 程度まで比例性が期待できる。

4.3.4　実用線量率計としての検討

以上の特性改良の研究の結果，抵抗率 200 Ω・cm のシリコン母体をもとにし，銅をドープした N／P 型フォトダイオードを用いて，感度低下率 0.1 %／MR (100 Ω・cmの素子では 0.25 %／MR) の高線量率測定に適した性能が得られた。また照射線量率用の検出端の方向依存性を±1〜2 % 程度に改善されるとともに， 0.1〜0.3 %／℃の温度係数が得られ，実用線量率計としての信頼性が確かめられた。またフォトダイオードを含む小型の検出端と簡便な演算増幅器とを一体とする系を用いることによって，数10R／h から数MR／hの広範囲の照射線量率を高精度で測定するこ

とが可能となった。

問題点としては，まず第一に素子ごとに感度が異なることである。同一の条件で製造したフォトダイオードの各素子間のγ線に対する短絡電流感度のバラツキは±20％程度存在する。これは主として拡散工程での不純物濃度と電極付け工程に起因するものと思われる。したがって線量校正は各素子ごとに行わなくではならない。しかし感度低下率が非常に小さいので，高線量率下での長時間のモニタリングへの利用の場合を除いて，再校正なしに長期間使用できる。小電離容積の気体電離箱型照射線量計の場合でも，電離箱間でバラツキがあり，正確な測定のためには線量校正を必要とし，照射にともなう感度の変化も避けられないことを考慮すると，校正の必要性は欠点ではなく，むしろ実用線量計としての要件と考えられる。

第二の問題点は感受体としてシリコンの原子番号が他の半導体に比べて小さいが，空気に比べて大きいために，照射線量率測定用の感受物質としては最適とは言えないことである。しかし ^{60}Co γ線程度の高エネルギー光子に対しては，その相違はほとんど問題にならない。基準測定用電離箱の壁材がアルミニウムであることを考えると，空気等価性の点では両者の差はほとんどない。ただし重原子番号の電極物質の量が多い場合は，その壁効果の影響が無視できなくなる。この問題は特に散乱γ線の寄与が大きくなる被照射物の深部領域の測定において重要となろう。

この測定系は非常に簡便で信頼性が高いばかりでなく，市販の照射線量率計に比べて価格の点でも相当有利である。したがって応用面としては照射施設における多目的の実用目的――特に照射プラントにおける放射線場のモニタリング，移動する被照射体の通過チェック，被照射物の実効厚さや密度のモニタリングなど――にも有用と考えられる。

4.3.5　低線量率測定への応用[28)]

1）実験方法

従来のフォトダイオードを利用したγ線およびX線の線量率測定では 100 R／h 以下の測定は難しいとされていた[11)]が，その原因の一つはダイオードの漏れ電流が大きいことにあった。このためこの実験では表面漏れを抑制したプレナー構造をもつP／N型シリコン太陽電池を用い，比較用としてプレナー型でない通常のメサ型太陽電池，および前節で述べた高線量率測定用のN／P型太陽電池を用いた。各試料の主要な性能を比較した結果を表 4.6 に示す。

試料Ⅰ，Ⅱは次の手順で作製した。N型母体の両面に酸化膜（SiO_2）を形成させたあと，化学処理で片面窓あけによって酸化膜の一部を除く。その後ボロンの拡散によって窓あけした部分にP型拡散層を形成させ，拡散層の周囲に表面漏れ防止用の帯状の酸化膜が配置されるようにカットした。試料Ⅲはプレナー型の市販品（シャープ，BS－530UV）であり，試料Ⅳは最も一般的に利用されている市販のP／N型太陽電池（シャープ，SBC－530）である。試料Ⅴは高線量率測定を目的としている耐放射線性の銅をドープしたN／P型太陽電池である。試料Ⅵ，Ⅴはいずれも通常のメサ型である。

γ線に対する接合面積あたりの感度はほぼ拡散距離に比例する。試料Ⅰ，Ⅱ，およびⅤの相対感度はそれら以外のものより高いが，これは母体の抵抗率が高く，そのため少数担体の拡散距離が長いためと考えられる。零バイアスの等価内部抵抗は，光や放射線を照射していない条件下での電流－電圧特性がほぼ直線とみなせる数mV以下のバイアスのもとで 20℃の室温で測定した。プ

表 4.6　低線量率測定実験に用いたフォトダイオードの性能比較

sample	size (mm)	junction area (mm^2)	relative sensitivity per unit area	equivalent internal resistance	resistivity of bulk (Ω•cm)	type
I	10x10x0.4	100	1	3 (MΩ)	40	planer P/N
II	〃	〃	〃	20	〃	〃
III	19x19x3.5	80	0.25	30	—	planer, P/N Sharp,BS-530
IV	10x10x0.4	150	0.2	0.1	—	mesa, P/N Sharp,SBC-530
V	10x20x0.4	300	1	0.1	100	mesa, N/P Cu-doped

レナー型試料はメサ型太陽電池よりも等価内部抵抗がかなり大きいが，これは零バイアス付近におけるダイオードの導電性に対して固有のダイオード電流の寄与は小さく，漏れ電流の寄与が大きいことを示している。

短絡電流の測定には図 4.15 に示す回路図と同じものを用いた。図において出力電圧は $V_0 = I_m R_f r_1 / r_2$ の式で与えられ，I_m に関する測定精度は

$$S_i = \frac{A_0 R_b r_2}{(R_b + R_f)(r_1 + r_2)} \tag{4-13}$$

で与えられる。A_0 は開ループ利得，R_b は素子の零バイアス付近での等価内部抵抗，R_f は帰還抵抗である。演算増幅器には LM 301 A を二段続きで使用した。また低周波でのフリッカ雑音による入力換算雑音電流を抑制すること，および信号源抵抗としての等価内部抵抗がかなり小さいことを考慮し，増幅器の初段には接合型 FET を用いた。入力インピーダンスは10^{12} Ωである。R_f には 21 MΩの金属皮膜抵抗を用いた。C_f は出力雑音電圧を抑制するため，応答速度を犠牲にして 0.047 μF とした。

0.1〜180 R/h の低線量率における測定実験は約10Ci の^{60}Co γ線源を用いた。照射方法は水中線源の格納場所から駆動機構によって所定の位置まで上昇させ，一定時間照射後，再び線源を下降させた。照射線量率は電総研の 40 C 型標準電離箱を用いて校正した。

2） 実験結果

表 4.5 の各試料を挿入したプローブにそれぞれ異なった照射線量率で 2 分間，20 ℃で照射したときの出力電圧の応答例を図 4.29 に示す。各応答例の下に示した数値は照射線量率と出力電圧（非照射時と照射時の出力電圧の差）である。雑音電圧は照射によってほとんど変らないが，この程度の線量率ではダイオードの電流雑音が小さいことを示す。したがって応答の大きさとは一応独立に，各試料に対して線量率換算で表わした雑音電圧（peak to peak）を与えることができる。線量率換算雑音は応答—雑音比の相対値を与える。

線量率換算雑音は表 4.6 に示す等価内部抵抗に強く依存する。試料 I では 0.05〜0.1R/h であるが，等価内部抵抗の小さい試料 II では 0.02 R/h であり，0.1 R/h 程度の低線量率の測定が可能

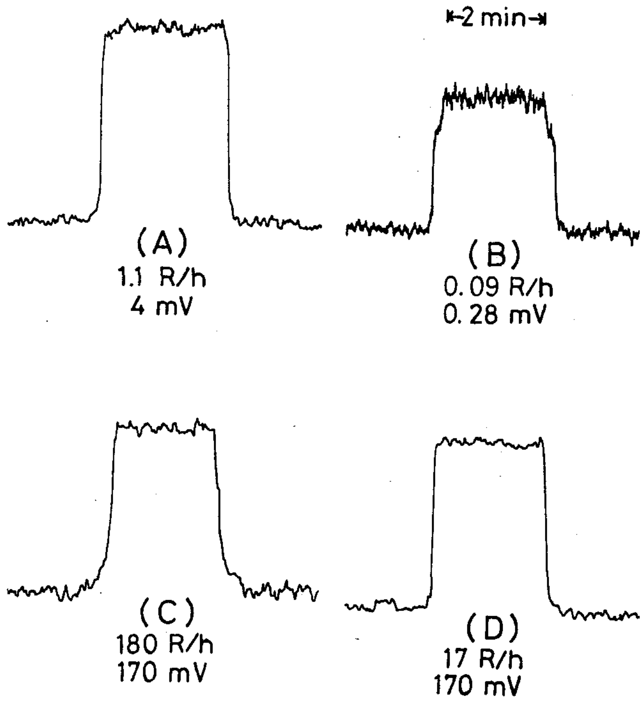


図 4.29　低線量率における出力電圧の応答例
(A)：試料Ⅰ，(B)：試料Ⅱ，(C)：試料Ⅴ，(D)：試料Ⅵ

なことを示している。これに対して通常の市販ダイオード（試料Ⅳ）の雑音は20R／h であり，100R／h 以下の測定は難しいことを示している。試料Ⅲでは等価内部抵抗が大きいにもかかわらず，電流感度が小さいため，線量率換算雑音は大きい値を示す。試料Ⅳ，Ⅴにおいては比較的低周波の雑音が支配的であり，試料Ⅱにおいては比較的高周波の雑音が支配的であるが，これは等価内部抵抗が小さい場合はFETのフリッカ雑音などの電圧雑音が大きいが，逆に等価内部抵抗が大きい場合はショット雑音のような電流雑音が多くなるためと考えられる。なお，応答の立上り部分がそれぞれ異なる傾向を示しているが，これは線源駆動時の遮蔽に関するジオメトリに依存するもので，試料自体によるものではない。

試料Ⅰ，Ⅱに対して零バイアス条件で測定された等価内部抵抗，および出力雑音電圧（peak to peak）の温度依存性を図4.30に示す。等価内部抵抗は温度とともに減少するが，減少の割合は等価内部抵抗の大きさによって異なる。等価内部抵抗が数MΩ以下では出力電圧と等価内部抵抗は逆関数的関係にあるが，数MΩ以上では等価内部抵抗の増加にともなう出力雑音電圧の減少は抑えられ，100MΩ以上では出力雑音電圧はほぼ一定とみなせる。以上の結果から，応答一雑音比は室温付近で温度に強く依存するので，検出器の応答一雑音比を比較する場合は20℃の基準温度で行った。

図4.31に1R／h～2kR／h の照射線量率領域に対して得られた試料Ⅰおよび試料Ⅴの出力電圧（照射時と非照射時との差）と照射線量率との関係を示す。40R／h 以上の線量率における測定値は電総研の標準照射場における測定結果を示す。両試料とも出力電圧は線量率に正確に比例する。標準照射場の線量率と同じ場所に設定された試料Ⅰの出力電圧の比は40～2000R／hの範囲

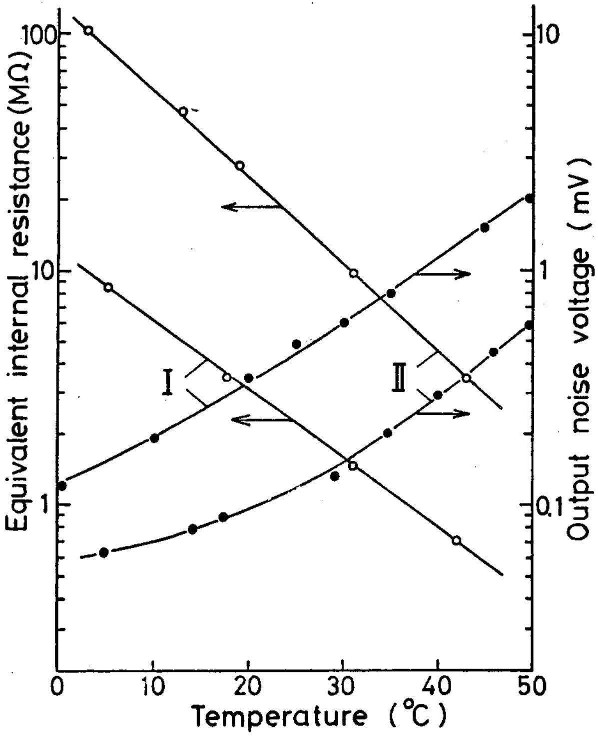


図 4.30　等価内部抵抗と出力雑音電圧の温度依存性

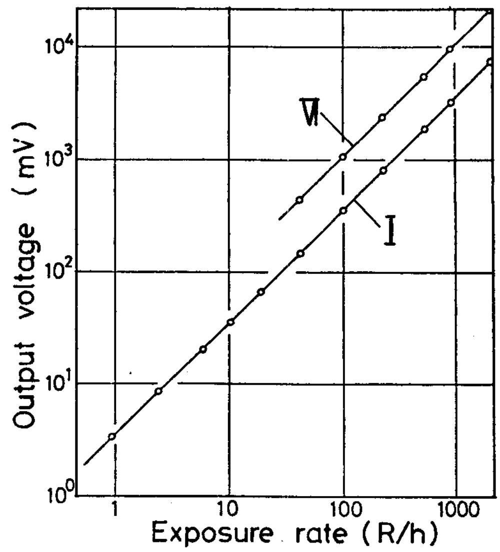


図 4.31　低線量率領域における出力電圧と照射線量率との関係

で，±1％以内のバラツキで一定値を示した。したがってどこか正確に線量率が値付けされている位置で一回校正すれば，信頼性の高い線量率計として使用できることが明らかになった。

^{60}Co γ 線照射による感度低下率は試料 I の場合 4％／MR であり，前述の耐放射線性の素子に比べてはるかに大きいが，kR／h 領域以下の低線量率を対象とするかぎり，ほとんど問題にならない。温度係数も耐放射線試料の場合と同様 0.1～0.3％℃であり，0～50℃の範囲で一定の値を示す。また方向依存性についても，後方散乱電子の補償によって±2％以内の等方的応答が得られた。

3)　応答—雑音比に関する検討

図 4.15 の演算増幅器を用いた低線量率測定では，全入力換算電流 I_m に対してオフセット電圧 V_{os} とオフセット電流 I_{os} を考慮する必要がある。図 4.13 における V_m は V_{os} に等しく，$R_s I_m$ は V_{os} に比べて十分小さいと考えられるので $V_d \simeq V_{os}$ とみなせる。したがって，(4－7) 式は次式のように書き換えられる。

$$I_m = I_\gamma - \left(\frac{I_s e}{AkT} + \frac{1}{R_p}\right) V_{os} - I_{os}$$

$$= I_\gamma - (V_{os}/R_b + I_{os}) \quad . \qquad (4-14)$$

ここで R_b は太陽電池の等価内部抵抗であり，$V_{os}/R_b + I_{os}$ は入力換算オフセット電流である。照射中の R_b は低線量率では非照射時の値と等しいとみなせるので，γ 線による正味の応答は I_γ のみ

である。$I_\gamma \gg V_{os}/R_b + I_{os}$が成立する高線量率では$I_m$のみを問題とすればよいが，この関係が成立しなくなる低線量率ではI_mと線量率との比例関係が失われる。したがって低線量率での入力換算の応答としてはI_mではなく，非照射時と照射時のI_mの変化量($I_m - I_{m0}$)を用いることによって入力換算オフセット電流を一応切り離して考えなくてはならない。この方法に従って，γ線に対する入力換算の応答と入力換算雑音電流との関係について以下に検討した。

図4.15の測定回路において入力換算雑音電流（ショット雑音とフリッカ雑音）i_d，ダイオードの等価内部抵抗の熱雑音i_{rd}，帰還抵抗の熱雑音i_{rf}，および演算増幅器の入力換算雑音電流および雑音電圧が考えられる。[42]

$$\overline{i_d^2} = 2eI_mB + K_dI_m^2B/f \tag{4-15}$$

$$\overline{i_{rd}^2} = 4kTB/R_b \tag{4-16}$$

$$\overline{i_{rf}^2} = 4kTB/R_f \tag{4-17}$$

$$\overline{i_a^2} = \overline{i_{op}^2} + \overline{v_{op}^2}/R_b^2 \ . \tag{4-18}$$

ここでBは帯域幅，fは周波数，K_dは室温におけるダイオード固有の定数，i_{op}, v_{op}はそれぞれ演算増幅器の入力換算の雑音電流および雑音電圧である。

電流雑音$\overline{i_d^2}$はダイオードに逆バイアスをかけた場合，あるいは無バイアス条件下でも，高線量率領域では問題になるが，ここで用いている無バイアス条件下での低線量率測定では無視できる。さらにγ線による発生電流はダイオードの電流雑音以外の雑音成分には影響を与えない。したがって応答一雑音比を検討する場合，入力換算雑音電流と放射線による入力換算の応答とを一応分離して扱うことができる。すなわち，十分低い線量率では線量率換算雑音は線量率によらず一定とみなせる。熱雑音については帯域を数H_z以下とみなせば，試料Iでは，等価内部抵抗の寄与が0.1 pA程度，帰還抵抗の寄与が0.01 pA程度である。v_{op}を初段のFETの入力換算の雑音電圧とすると，$\sqrt{\overline{v_{op}^2}/R_b^2}$は試料Iの場合約1pA ($v_{op}$= 4 μV)となり，熱雑音よりも一桁大きい値を示す。この値は図4.29の実測結果から得られる入力換算雑音電流とほぼ一致している。$\sqrt{\overline{i_{op}^2}}$はFETの入力換算電流に相当するが，入力開放時における出力雑音電圧から約0.3pAと推定される。したがって試料Iの場合は(4－18)式の第1項の寄与は小さいので，図4.30における出力雑音電圧と等価内部抵抗との反比例関係が説明できる。しかし試料IIのように等価内部抵抗が高い場合は，温度の低下によって内部抵抗が増大するとともに(4－18)式における第2項の寄与は減少し，出力雑音電圧は一定値に近づく。すなわち，等価内部抵抗が約50 MΩ以上では出力雑音は等価内部抵抗にはほとんど関係なく，FETの雑音電流によって決まるようになると考えられる。この程度の高信号源抵抗に対しては低周波の場合でも接合型FETよりも，電流性雑音の少ないMOS型FETの方が低雑音を与えることが期待できる。線量率換算の雑音レベルはさらに低雑音のFETの使用によって低減可能である。

一方応答一雑音比を決定するもう一つの要因であるダイオードの短絡電流の感度は，(4－6)式における固体電離箱の実効容積ALによってほぼ決まると考えられる。このうち接合面積Aを

増す方法は，それによって感受部が大きくなる欠点と，等価内部抵抗が増大する欠点があり，あまり有効ではない。むしろ高抵抗率の母体の使用によって拡散距離を増すべきであろう。高抵抗率の母体の使用によって耐放射線性も改善できるので，測定可能な線量率範囲を高低両側に拡張できると考えられる。

拡散距離を増すもう一つの方法として，ダイオードに逆バイアスを印加し，depletion zoneを増す方法がある。この方法は等価内部抵抗も高めるという利点があるが，ダイオードの漏れ電流の増大し，その結果温度ドリフトが増すこと，およびダイオード電流によるフリッカ雑音やショット雑音が増大することなどの欠点がある。[43]これによって応答雑音が多少改善されたとしても，ドリフト効果のために無バイアス法よりも実用性に乏しくなる。

無バイアス条件下でのドリフト効果としては，演算増幅器の入力換算オフセット電流((4－14)式)の温度ドリフトが主として問題になる。この対策としては低ドリフトのFET 増幅器を選ぶことが先決であるが，チョッパ型増幅器の採用も考えられる。しかし一般にチョッパ型増幅器では入力抵抗が十分大きくないのが欠点である。等価内部抵抗の温度係数は試料Ｉに対して５％／℃程度であり，１mVのV_{os}に対して入力換算オフセット電流は10^{-11}A／℃程度になるので，低線量率に対してはオフセットバランスの対策が必要であろう。また(4－14)式から明らかなように，等価内部抵抗は大きいほど温度ドリフトの影響は小さくなる。

4） 線量率測定法の比較および検討

固体素子を利用したＸ線およびγ線の低線量率測定法としては，原理的にはシンチレーション検出器や半導体放射線検出器によるパルス計数法が最も有力であるが，これらは主としてmR/hレベル以下の微小線量率の測定を目的としている。放射線による誘起電流や誘起電圧を測定する方法はmR/h レベルの測定は困難であるが，1R／h 以下まで測定できる方法としてはリチウムドリフト型のPIN 接合をもつシリコン放射線検出器の逆方向電流を測定する方法[9]と，CdS結晶の導電率の変化を測定する方法[44]が報告されている。本研究の結果，フォトダイオードの短絡電流を測定する方法によっても，これらと同程度の低線量率の測定が可能なことがわかった。

この方法を上記の二つの方法と比較してみると，まずPIN接合素子による方法は実効電離容積が大きい点で優れているが，エネルギースペクトル測定用の高価な検出器の転用であり，実用性と簡便性に欠ける点が問題である。CdS 結晶を利用した方法は最も感度が高く，mR/hのレベルまで測定可能と報告されているが，線量率が低くなるにともなって応答時間が長くなり，1R／hで１min 以上に達する。またCdS の実効原子番号がシリコンよりもはるかに高いため，光子のエネルギー依存性が大きい欠点を持つ。このため，特に低い線量率を対象とするのでなければ，シリコンのフォトダイオードを利用する方が一般的に有利と思われる。

4.4 むすび

小容積の平行平板型電離箱を^{60}Co γ線の10kR／h 以上の高線量率に対する基準測定法に適用する研究を行った。その成果を要約すると次の通りである。

(1) 高線量率の高精度測定上の問題点を検討した結果，±１％の精度で電離容積を評価し得るアルミニウム壁の電離箱を製作するとともに，高線量率下で見出された極性効果の原因を解明し，

その補正法を明らかにした。また電離飽和特性，電離箱壁での光子減衰，散乱γ線，開放間隙，方向依存性，照射下での温度上昇などの高精度測定における影響を明らかにした。

(2) 通常印加電圧での極性効果は感受部の電離空間には起因せず，同軸ケーブル，コネクター，電離箱ステムなどのステム部分の寄与，すなわちステム電流に起因することを示した。これをもとにして極性効果は正負の飽和電流の絶対値を平均することによって補償できることを示した。

(3) kR／h レベルの標準照射場での測定および 20 kR／h～3 MR／h の高線量率の場での電離箱による測定比較実験によって，絶対測定値に関して±1％の信頼性を確認するとともに，narrow beam の低線量率での校正値は散乱γ線を含む broad beam の高線量率の照射場に正確に適用し得ることを確認した。また4年間にわたってほぼ1％の再現性をもつことがわかった。以上の結果，平行平板型電離箱を10^4～3×10^6 R／h の範囲の高線量率領域における基準測定器にすることに成功するとともに，国内の一次標準に設定し得ることを確かめた。

シリコンフォトダイオードを用いた^{60}Co γ線用の実用線量率計の開発研究を行った。その成果を要約すると次の通りである。

(1) 高抵抗率のシリコン母体に銅原子をドープした耐放射線性のN／P 型ダイオードを用いることによって，短絡電流の感度低下率が1 MR あたり 0.1～0.2％の安定な応答をもつ特性が得られ，高線量率測定への実用化に成功した。

(2) 照射線量率測定用の検出端については，従来γ線の入射に対して10％以上の方向依存性が認められたが，コンプトン電子の後方散乱などを考慮することによって±1～2％に低減することが可能となった。

(3) 以上の成果をもとにして高線量率測定用の実用計器を試作した結果，数10R／h から数MR／h の広範囲の照射線量率を±2％以内の再現性（あるいは Precision）で測定し得ることを確かめた。

(4) ^{60}Co γ線の高線量率領域に対する実用計器としてのフォトダイオード線量率計の有用性を検討した結果，低エネルギーの散乱γ線に対するエネルギー依存性が認められるが，高線量率領域での信頼性，簡便性，有効測定範囲の広さにおいて従来の気体電離箱型の市販の照射線量率計よりも優れていると判断された。

(5) プレナー構造のP/N型ダイオードとFETを初段とする演算増幅器とを直結する方法によって，線量率換算で 0.02～0.1 R／hの雑音レベルが得られ，低線量率の有効測定範囲の下限を従来の 100 R／h 程度から1 R／h 以下まで広げることに成功した。

第4章　参　考　文　献

1)　IAEA Technical Report Series No.178, "Manual of Food Irradiation Dosimetry", International Atomic Energy Agency, Vienna (1977)

2)　T. Kanazawa and J. Furuta :　Ann. Rep. Rad. Ctr. Osaka 11, 121 (1970)

3)　S. Okamoto et al. :　Ann. Rep. Rad. Ctr. Osaka 17, 67 (1976)

4)　森内：応用物理 34, 435 (1965)

5)　森内：応用物理 35, 84 (1966)

6)　K. Scharb and J. Sparrow :　J. Res. Nat. Bur. Stand. 68A, 683 (1964)

7)　R.P. Parker et al. :　Proc. Symposium on Solid State and Chemical Radiation Dosimeters in Medicine and Biology, p167, IAEA, Vienna (1967)

8)　N.A. Baily and G. Kramer :　Radiation Res. 21, 53 (1964)

9)　K. Scharf :　J. Res. Nat. Bur. Stand. 64A, 297 (1960)

10)　D. Welpton et al. :　Phys. Med. Biol. 8, 33 (1963)

11)　A.C. Muller et al. :　Nucl. Sci. Engng. 19, 400 (1964)

12)　R. Tanaka, et al., to be published.

13)　田中，河合，田島他　:　JAERI-M 6346 (1975)

14)　Y. Moriuchi, A. Kato, R. Tanaka et al. :　Intern. Sympo. of National and International Standardization of Radiation Dose, IAEA-SM-222/44 (1977)

15)　崎原：電子技術総合研究所彙報 Vol 38, 325 (1974)

16)　J.W. Boag :　Chapt. 9 in "Radiation Dosimetry", Vol.II (F.H. Attix and W.C. Roesch, eds.) Academic Press, New York, p1 (1966)

17)　E. Storm and H.I. Israel :　LA-3753 (1967)

18)　ICRU-Report 10b, International Commission on Radiation Units and Measurements, Washington, D.C. (1962)

19)　T.E. Burlin :　Chapt. 8 in "Radiation Dosimetry", Vol.I (F.H. Attix and W.C. Roasch, eds.) Academic Press, New York, p331 (1968)

20)　R.D. Birkhoff, et al. :　Health Physics 19, 1 (1970)

21)　T.E. Burlin and F.K. Chan :　Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 22, 73 (1971)

22)　加藤，山地：電子技術総合研究所彙報 Vol 38, P28 (1974)

23)　森内，加藤，山地，他：第16回理工学における同位元素研究発表会要旨集 P54 (1979)

24)　加藤，山地，直井，他：第11回理工学における同位元素研究発表会要旨集 P55 (1974)

25) 田中，金子，田村，他：第16回理工学における同位元素研究発表会要旨集　P53　(1979)
26) R. Tanaka, S. Tajima and A. Usami : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 24, 627 (1973)
27) R. Tanaka, S. Tajima and A. Usami : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 27, 27 (1976)
28) 田中，宇佐美：電気学会論文誌　97C，215　(1977)
29) R.H. Pehl and F.S. Goulding : Nucl. Instrum. Method. 59, 45 (1968)
30) 肥後，室井：電気学会論文誌　96A，110　(1976)
31) W. Shockley and W.T. Read : Phys. Rev. 87, 835 (1952)
32) A. Usami : Japan. J. Appl. Phys. 9, 1063 (1970)
33) A. Usami : J. Nucl. Sci. Tech. 9, 1063 (1970)
34) 岡村：OPアンプ回路の設計，日刊工業新聞社（1973）
35) G.D. Watkins, et al. : J. Appl. Phys. 30, 1198 (1959)
36) T. Nakano, et al. : J. Phys. Soc. Japan 20, 2140 (1965)
37) 道家：放射線物理研究　3，(1) 24　(1969)
38) A.A. Petushkov and R.P. Parker : Phys. Med. Biol. 18, 235 (1973)
39) J.C. Garth, W.L. Chadsey and R.L. Sheppard, Jr. : IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-22, 2562 (1975)
40) J.T. Wallmark : Proc. IRE 45, 474 (1957)
41) A. Usami and T. Ishikawa : J. Illum. Engng Inst. Japan 51, 206 (1967)
42) A. Van der Ziel : Proc. IEEE 58, 1178 (1970)
43) S.A. Larsson, et al. : SSI-1974-008 (1974)
44) J.F. Fowler : Chapt. 14 in "Radiation Dosimetry", Vol.II (F.H. Attix and W.C. Roesch, eds.) Academic Press, New York, p313 (1966)

第5章　大線量用固体線量計の研究

5.1　まえがき

電子線およびγ線の大線量の物理計測のうち，3章と4章では基準測定法および線量率の実用測定法の研究成果について述べた。本章では電子線用あるいはγ線用と特に限定されず両方に使える実用的な積分型の線量測定法として，10^4 rad 以上の領域で広範囲の利用目的をもつ固体線量計の研究成果について述べる。

大線量域用の積分型固体線量測定法としては放射線加工処理をはじめとする多くの分野における種々の目的に応じて，透明プラスチックフィルム，染色フィルム，各種のガラス，蛍光体など多くの型のものが開発され，実際に利用されている。[1〜5] 特に数MeV以下のエネルギーの電子線照射では，3章で述べたように基準測定のみでは吸収線量を決定することができないため，二次的な線量計としての固体線量計が欠かせないものになっている。またγ線の場合でも被照射物中の線量分布の測定には積分型の固体線量計が最も有用である。

まず電子線を対象とする実用線量計としては，Mrad領域の測定が可能であり，かつ1g／cm² 以下の電子飛程以内での深部線量分布が測れるような位置分解能が要求される。このためガラスや熱蛍光体を用いた方法よりも透明なプラスチックフィルムおよび染色フィルムのような透明な高分子絶縁物の放射線による着色を用いた方法が適する。これらのうち1〜10Mrad の最も利用頻度の高い領域用としてはブルーセロファン，[6)7] radiochromic dyed film，[8〜10] ポリ塩化ビニール，[11] 三酢酸セルロース(CTA)[12),13] などが研究されてきたが，これらのうちでは比較的最近になって研究され始めたCTAが1〜10Mrad の範囲で直線的応答を示し，かつ自動的な線量分布測定をするのに便利なテープ状であるという利点があり，電子線用としては最も有望と考えられた。

CTA線量計については，Puig ら[12] Laizier ら[13] およびMiller ら[14] の報告があるが，線量と吸光度との基本的特性が調べられ，線量率依存性や温度依存性が示唆されていること以外は詳しい特性は明らかになっていない。放射線による着色は主として添加物のトリフェニルフォスフェイトが寄与していることがわかっているが，これが線量計の諸特性にいかなる影響を与えているか不明である。このため添加物濃度および厚さの異なる種々のフィルムを用いて，線量計としての諸特性を系統的に調べ，電子線のみばかりでなくγ線にも使用し得る実用線量計の開発を行った。この研究成果については5.3.1で述べる。

10Mrad以上の高線量領域に適した方法としてはポリエチレンテレフタレート(PET)フィルムの近紫外部における着色を利用した方法[15),16] が，数百Mrad照射後も放射線劣化に耐えられるという点で有望である。しかし，PETは照射後のフェーディングが大きいことが欠点である。このため照射後の熱処理による吸光度の安定化によって実用性を高める研究を行った。この研究成果については5.3.2で述べる。

プラスチックフィルムおよび染色フィルムを利用した方法のγ線照射における応用例としては，Clear−PMMA，red−PMMA，[17〜19] radiochromic dyed film[8〜10] などがあるが，これらは主とし

てMrad以上の線量を必要とする放射線殺菌プラント用としての限られた用途を対象としていた。しかしこれらの方法は空気中の照射場における線量率分布の測定用としては線量に対する感度が乏しく，また種々の被照射物中の吸収線量分布測定には雰囲気の影響を受け易い欠点をもつ。こうした目的には放射線に対する感度が比較的高く，安定した応答と再現性をもつ無機のガラスや熱蛍光体が一般的には有利である。

これらの方法のうち10^4～10^6radの線量域に対してはコバルトを含有する硼珪酸ガラスはKreidlら[20]によって安定した着色中心をもつことが見出されており，これを利用したコバルトガラス線量計は他の固体線量計と比べて信頼性の高い測定法としての可能性をもっている。しかし，コバルトガラスの場合もフェーディング効果がかなりあり，[21]このために十分に信頼性が保証されていないことが問題になっていた。このためフェーディングの補正法を主たる目的として測定法の改良の研究を行った。この研究成果については5.4で述べる。

これらの積分型固体線量計は照射による固体物質中の物性変化に対応するある放射線効果量と吸収線量との相関関係を利用したものであるが，これらの方法に共通した物理的な測定原理についても検討を行った。その検討結果については5.2で述べる。

5.2　測定原理

大線量用の積分型固体線量測定法には主として吸光度の変化を利用する方法と蛍光を利用する方法があるここでは放射線による光学吸収スペクトルの変化を利用した方法に着目し，その原因である照射による物性的変化の問題とは別に，吸光度変化を用いた積分型固体線量計に共通する物理的測定原理について考察した結果を述べる。

まず特定のある物質の照射による吸光度変化にn種類の生成物あるいは被分解物が寄与していると仮定する。これらの物質には時間的に安定なものと不安定なものが含まれるが，ここでは時間的要因は一応無視する。また放射線によって生じた効果量としてのi番目の生成物の濃度あるいは被分解物の濃度減少分をM_iとし，M_iは吸収線量Dの一価関数

$$M_i = f_i(D) \qquad (5-1)$$

で与えられると仮定する。この場合，吸収線量は1章で述べたように，単に巨視的な放射線効果の程度を定量化する場合に好都合な基準量であって，実際には同一の線量でも，放射線の種類，エネルギースペクトル，強度，照射に係わる時間的要因などに依存する可能性がある。またこうした放射線側の要因が一定でも環境側の要因（例えば温度，光，周囲物質など）に依存する可能性があるが，ここではこれらの要因もすべて一定であると仮定する。

厚さdの固体線量計の感受体内部に吸光度変化に寄与する生成物の濃度あるいは被分解物の濃度減少分M_iが図5.1のように分布しているとすると，深さxにおける単位厚さあたりの特定波長における吸光度$A_i(x)$はBeerの法則からM_iに比例するので，感受体の吸光度変化量$\varDelta OD$は

$$\varDelta OD = \int_0^d \sum_x^n A_i(x)\,dx = \int_0^d \sum_i^n k_i M_i(x)\,dx$$

$$= \int_0^d \sum_i^n k_i f_i (D)\, dx \qquad (5-2)$$

によって表わされる。ここでk_iは比例定数である。f_i (D)の厚さ d 内部での平均値を$\overline{f_i (D)}$とすると（5－2）式は次式のようになる。

$$\Delta OD = d \sum_i^n k_i \overline{f_i (D)} \qquad (5-3)$$

固体線量計においてはΔOD を感受体の平均線量$\overline{D}$（あるいは感受体中の吸収エネルギー）の関数として与える必要があるが，このためには，

$$\overline{f_i (D)} = f_i (\overline{D}) \qquad (5-4)$$

なる関係が成立しなくてはならない。（5－4）式の成立条件は感受体中の最小線量と最大線量の間でf_i (D)がDの一次関数で近似できればよい。したがって放射線による生成物あるいは被分解物の濃度が線量に比例していない場合でも，感受体中の最大線量と最小線量の差が十分小さければ，（5－4）式は近似的に成立する。このとき

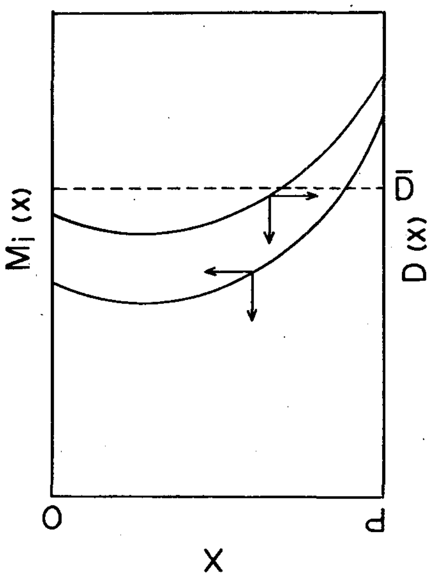


図 5. 1　積分型固体線量計感受体内部の生成物あるいは被分解物減少分の濃度分布M_i(x)および線量分布

$$\Delta OD = d \sum_i^n k_i f_i (\overline{D}) \qquad (5-5)$$

となり，吸光度変化は原理的には感受体の厚さに比例し，かつ平均線量のある関数の形で与えることができる。

放射線によって生じた着目している物質の効果量が線量Dに比例するならば，感受体の吸収線量はその厚さに関係なく，f_i(D)のみに依存する。しかし，多くのプラスチックフィルム，染色フィルム，およびガラス線量計などでは，効果量が線量に比例しないので，感受体が厚い場合および薄くとも感受体内の線量分布が大きい場合は，分布が均一であるという仮定のもとに与えられている線量校正曲線は原理的には利用できなくなる。

5. 3　透明な高分子絶縁物を用いた測定法

5. 3. 1　三酢酸セルロース（CTA）線量計[22),23)]

1）実験方法

イ）フィルム

着色を利用した線量測定法の基本的特性は照射によって誘起された光の吸収スペクトルとその変化量の大きさによって決まる。表 5. 1 に基本的特性を調べるのに用いた数種類のCTAフィ

表 5.1　基本特性試験用の各種CTAフィルム試料の一覧表

		Thickness (mm)	Additives	
(A)	FT- 50	0.050	TPP(8.5%) + α	commercial
(B)	FT-125	0.125	" + "	
(C)	FT-190	0.190	" + "	
(D)	Numelec	0.125	TPP(15.9%) + β	
(E)	TPP+α	0.125	TPP(15.2%) + α	prepared
(F)	TPP only	0.125	TPP(15.3%)	

ルムの試料の厚さおよびトリフェニルフォスフェイト(TPP)，その他の添加量を示す。A,B,C は厚さの異なる市販のCTAフィルム（フジタック）であり，TPP 以外に他の一種類の添加物 α（添加量不明）が含まれている。D は従来から線量測定用に使われてきたフランスのNumelec社製のフィルムであり，TPP以外に微量の不明の添加物 β が含まれている。E，F は富士写真フィルムK. K. で調製したフィルムであり，そのうちE はTPP添加量をDと同程度とし，市販フィルムと同様に他の添加物 α が微量含まれている。またF はTPP 以外の添加物は全く含まない試料である。D, E，F の厚さはすべて同一である。

表 5.2 はTPP添加量とフィルムの厚さが線量計としての諸特性に与える影響を調べる目的で富士写真フィルムK.K. で調製した試料の一覧表である。これらの試料はすべてTPP 以外の添加物を含まない。したがってHはF とほとんど同一とみなせる。

ロ）測定および照射

測定用の試料は幅 8 ～ 12 mm，長さ 50 mm の短冊形に切断したものを用いた。吸光度の測

表 5.2　TPP 添加量および厚さの影響を調べるためのCTA
調製フィルム試料の一覧表

	Thickness (mm)	Additives
(G)	0.125	TPP 10%
(H)	0.125	TPP 15%
(I)	0.125	TPP 20%
(J)	0.125	TPP 25%
(K)	0.050	TPP 15%
(L)	0.190	TPP 15%

定は照射前および照射後行い，両測定値の差ΔODを放射線による応答とみなした。分光光度計には島津製UV－210Aを用いた。フィルムの厚さには±数%のばらつきがあるため，照射後マイクロメータで厚さを測定し，ΔODは基準厚(0.125 mm)あたりの量に補正した。0.05 mmの薄い試料および0.19 mmの厚い試料の場合も，特性の比較を容易にするため，基準厚あたりのΔODに補正した。

電子線照射は主としてRadiation Dynamics製のダイナミトロン(電子エネルギー1～3MeV)を使用した。照射は大きさ100mm×100mm，厚さ50mmのカーボンブロック基盤の上にポリエチレンテレフタレートフィルムを介して試料を載せ，それを照射窓の一定位置にセットして行った。厚いカーボンブロックを用いた理由は後方散乱効果の少ない基盤としての役割と飛程の短い電子ビームの吸収による試料の温度上昇を低減させる役割を持たせるためである。基盤上の電子流密度は電子ビームの走査方向では一定とみなされた。試料の吸収線量率および吸収線量は後で述べる電子流密度およびその時間的積分量に対してそれぞれ校正した。線量率および線量の制御はカーボンブロック近傍にセットした電子流密度測定器からの電流出力のモニタリングによって行った。この方法によって従来制御が困難であったMrad/hオーダーの電子線としては低レベルでの線量率依存性が調べられるようになり，^{60}Co γ線照射における1 MR/h程度の高線量率におけるデータと直接連結することが可能となった。室温以上における照射温度依存性はポリエチレンテレフタレートフィルムを照射窓とする温度制御可能な照射容器にカーボンブロックおよび電子流密度測定器を封入して照射する方法で行った。

γ線照射には50 kCiの^{60}Co γ線源を用いた。試料の両側は空気層を介して4 mm厚のポリメチルメタクリレート板ではさみ，電子平衡が成立する条件で照射した。空気層を介した理由は雰囲気の影響も含むことを考慮したためである。線量率は0.02～1 Mrad/hの範囲で可変であった。高線量率下での照射時間は短いので，照射温度は20～25℃の間でほぼ一定とみなされたが，低線量率における長時間照射では照射温度は20℃以下であった。照射温度依存性の試験は－20～55℃の範囲にわたってすべて線量率1 Mrad/h，照射時間3 hの一定条件下で行った。温度設定は恒温水槽中に試料を入れた平型試験管をセットして照射する方法で行った。温度制御にはヤマト科学製クールニクス，CTR－220を使用した。ただし0℃以下の温度制御は食塩を含む氷水中に試験管をセットし，一定温度に制御しながら照射する方法をとった。

電子線照射，γ線照射ともに，試料は照射後室温下で保存し，通常0.5～1 h経過後に吸光度の測定を行った。

ハ) 線量校正

電子線に対する線量校正はCTAフィルム積層中での相対的な深部線量分布の測定と電子流密度測定器を用いたエネルギーフルエンス測定(3.4参照)を同時照射法によって行い，深部線量分布の積分値をエネルギー後方散乱を考慮して求められたエネルギーフルエンスで標準化することによって校正定数K(ΔOD/Mrad)を決定した。

積層フィルムの被照射体および相対的な深部線量分布の一例を図5.2に示す。縦軸の相対線量はCTAのΔODが線量に比例するので，ΔODをそのまま用いることができた。深部線量分布測定によって得られるエネルギーフルエンスと電子流密度測定によって得られるエネルギーフルエンスとの間には，(3－27)式を用いて次式で表わせる。

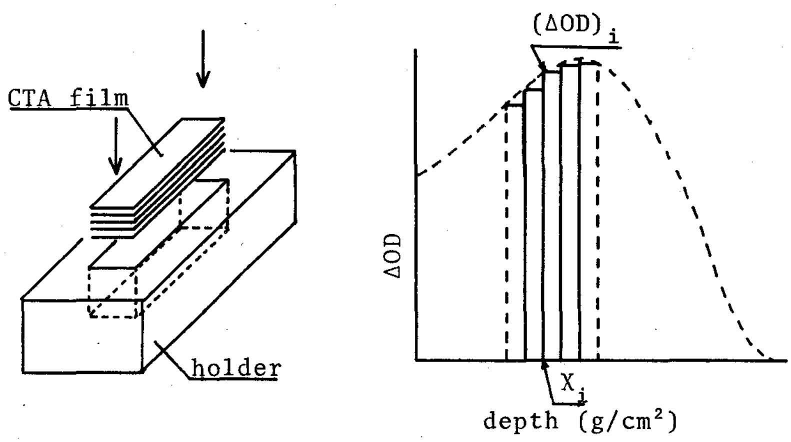


図 5.2　　深部線量分布測定用のフィルム積層試料および測定結果の一例

$$(U_0 - \varDelta U_w - \varDelta U_a)\int j\,dt = \frac{10^{-7} t_a\,\rho \sum_i (\varDelta OD)_i}{K(1-\varepsilon)(1-\nu)} \qquad (5-6)$$

ここで $(U_0 - \varDelta U_w - \varDelta U_a)$ は試料への入射電子の平均エネルギー(MeV), $\int j\,dt$ は入射電荷密度($\mu C/cm^2$), t_a はCTAフィルムの厚さの平均値(cm), ρ はフィルムの密度($1.26\,g/cm^3$), $(\varDelta OD)_i$ は積層中の i 番目の試料の基準厚さあたりの吸光度変化, ε は電子のエネルギー後方散乱係数, ν は制動輻射によるエネルギー損失率である。(5－6)式から校正定数Kは

$$K = \frac{10^{-7}\, t_a\,\rho \sum_i (\varDelta OD)_i}{(U_0 - \varDelta U_w - \varDelta U_a)(1-\varepsilon)(1-\nu)\int j\,dt} \quad (Mrad^{-1}) \qquad (5-7)$$

となる。この方法によってCTA線量計の校正と同時に被照射物の深部線量分布自体の校正もできる。高電子流密度の照射では照射中の試料の温度上昇が問題になるが，照射時間が短いので照射後直ちに室温に戻せば，γ 線の長時間照射において見られるような照射温度の影響は無視できる。

^{60}Co γ 線に対する線量校正には平行平板型電離箱JTC－6を用いた。照射線量率から吸収線量への変換には

$$D = 0.869\,\frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_a}\,K_a \dot{X}\,t$$

を用いた。ここで $(\mu_{en}/\rho)_c$ はCTAの質量エネルギー吸収係数($0.0282\,cm^2/g$), K_a は光子減衰補正係数(1.013), t は照射時間である。照射温度依存性の測定における線量校正には平行平板型電離箱が使用できないため，JTC－6で校正されたコバルトガラス線量計を用いた。

2）実験結果

イ）放射線誘起吸収スペクトル

図 5.3 に表 5.1 に示した各フィルム試料の未照射時における近紫外部の吸収スペクトルを示

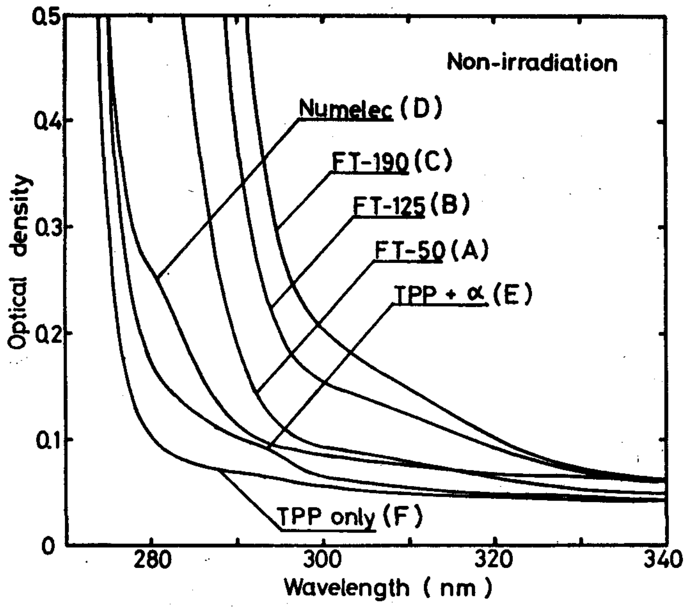


図 5. 3　未照射の各CTAフィルムの近紫外部における吸光スペクトル

す。CTA線量計の放射線に対する感度は短波長ほど高いが，その反面短波長では，未照射時の吸光度がすでに高いという欠点がある。一方線量測定用の読取り波長における吸光度は実用上0.3程度以下が望ましい。市販フィルムの場合，スペクトルの吸収端が290 nm付近にあるので，読取り波長を290 nm以下に選ぶのが難しい。二つの調製フィルムの場合，CTA線量計の読取り波長とされてきた280 nm付近では，従来のNumelec社製に比べて吸光度は小さい。TPP以外の添加物を含まない試料の吸光度が最も小さく，約0.10の値を示し，Numelec社製の値0.26に比べてずっと低いバックグランドをもつ。この結果TPP以外の添加物が未照射時の吸光度を高める効果をもつことが明らかになった。添加物αを微量含んだE試料においても添加物によって280 nmにおける吸光度は多少高くなっており，これらの結果は添加物αおよびβは特に他の理由で線量測定に良い影響を与えるのでなければ，むしろない方がよいことを示す。

図 5. 4にこれらの試料について約5 Mradの電子線照射によっが誘起された吸収スペクトル（吸光度の増加分）を示す。0.125 mmの厚さの試料についてはほぼ同じ吸光スペクトルを示すが，市販フィルム（B試料）の場合，290 nm以下での読取りが難しいことを考えると，感度不足のため実用には適さない。AおよびC試料についても同様なことが言える。一方，EおよびFの調製試料はNumelec社製とほぼ同一の吸収特性をもち，TPP以外の添加物は放射線誘起吸光度にはほとんど影響を与えないことが明らかになった。

ロ）線量依存性

図 5. 5に3×10^{8} rad／hでの電子線照射による吸光度の増加量と線量との関係を示す。読取り波長はA〜C試料に対しては300 nm，D〜F試料に対しては280 nmを採用した。縦軸の吸光度はすべて基準厚さ0.125 mmあたりの値に標準化した。いずれの試料とも吸光度は線量に比例するが，市販フィルムの場合，他の試料に比べて感度が小さい。ただし線量に対する感度は厚さにも比例する。調製フィルムの感度はNumelec社製とほぼ同じであるが，わずかに小さ

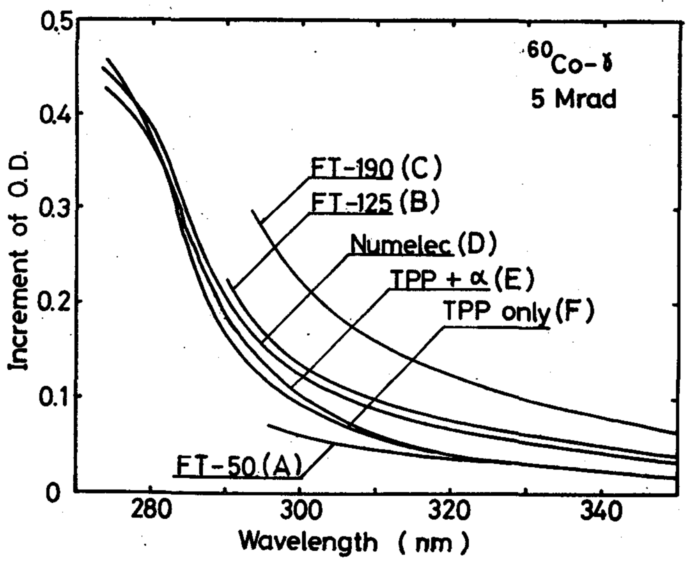


図 5. 4　　電子線照射によって誘起された近紫外部における吸光スペクトル

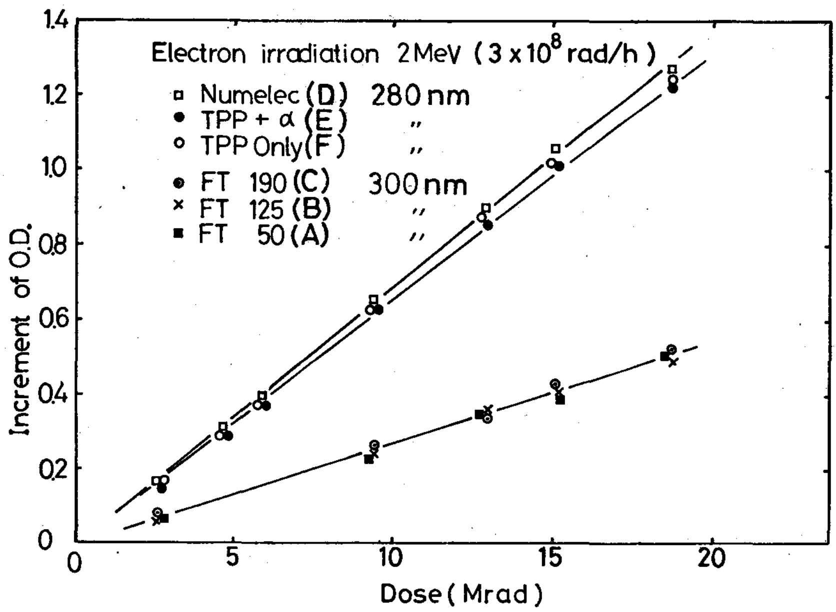


図 5. 5　　電子線照射によるCTAフィルムの吸光度増加量と線量との関係

い理由はTPP添加量が表 5.1 に示したように 0.6 〜 7 %少ないためと考えられる。γ線照射の場合は後で述べるように線量率が比較的近いために，感度が高線量率の電子線照射の場合に比べて 20 〜 30 %高くなるが，線量に対する吸光度の比例性は電子線の場合と変らない。

上記の試料に対しては線量依存性以外に線量率，照射温度の効果，および照射後の保存効果についても簡単に調べたが，TPP以外の添加物の影響と思われる特性上の差異は認められなかった。

以上の測定結果から，市販フィルムは感度不足のために実用には不利であること，微量の第 3 成分によって線量計の特性は影響は受けないが，バックグラウンドとしての吸光度を高める

ので，添加物はTPPのみがよいことが明らかになった。したがって次の段階として，表5.2に示すTPPのみを添加物とする調製試料に対して，TPP添加量とフィルムの厚さが線量計としての特性に与える影響を調べた。

ハ）線量率依存性

図5.6にTPP添加量および高線量率における照射温度をパラメータとした場合の10^4〜10^9rad／hの範囲における校正定数K（読取り波長280nm）の測定結果を示す。10^6rad／h以下はγ線照射による結果であり，それ以上は電子線照射による結果である。いずれの試料もK値が線量率に依存することを示すが，線量率領域別に見ると，10^8 rad／h以上で線量率依存を全く示さない領域，10^6〜10^8 rad／hで顕著な線量率依存を示す領域，および10^6 rad／h以下で線量率の減少にともなってK値が漸増する領域の三つ特徴的なパタンに分けることができる。

線量率依存性の全体的傾向に対するTPP添加量の影響は明確には現われていない。しかし，局部的にみると，10^6〜10^8 rad／hの領域ではTPP添加量が増すほど線量率依存は弱くなる傾向がある。また10^6rad／h以下では線量率の減少にともなうK値の漸増傾向はTPP添加量が増すほど逆に強まる傾向がある。線量に対する感度についてはTPP添加量とともに増加するが，比例せずゆるやかな飽和傾向を示す。

以上の結果，電子線照射においては10^8rad／h以上が利用される場合が多いので，線量率依存性は実用上はほとんど問題にならないことがわかった。γ線照射においては10^6rad／h 以下

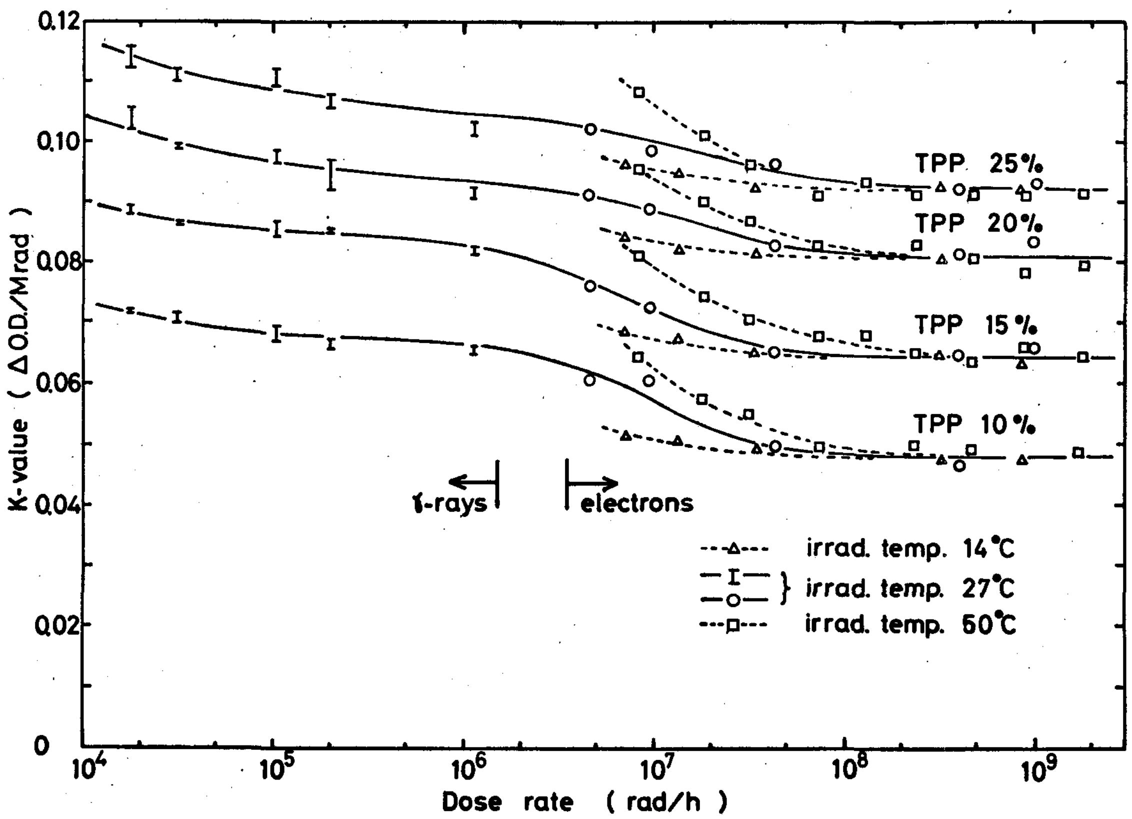


図5.6　線量校正定数Kの線量率依存性，TPP添加量および照射温度の影響

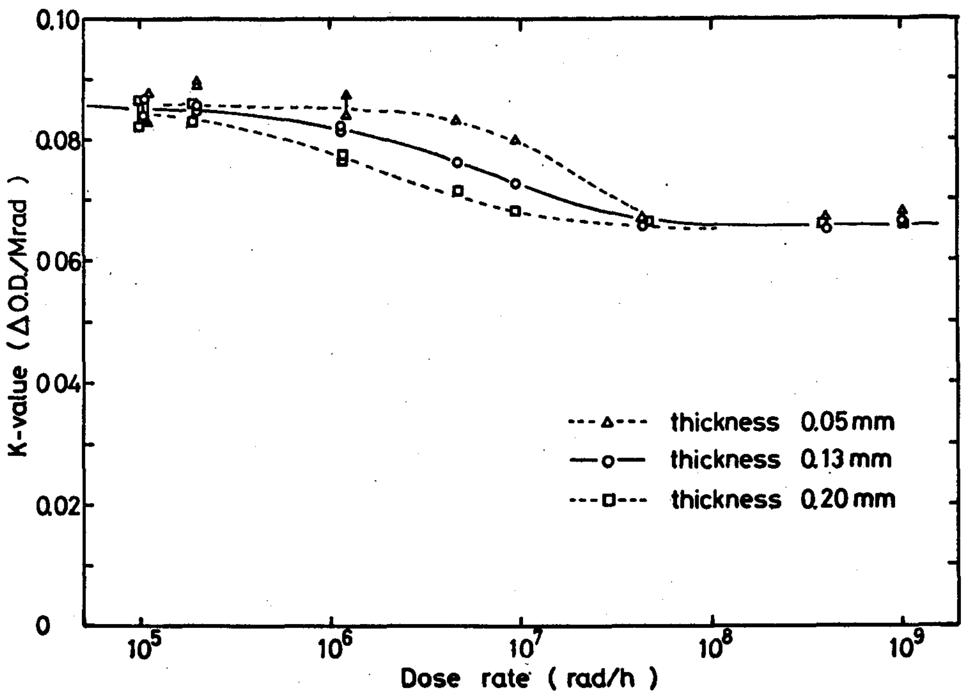


図 5. 7　　線量校正定数Kの線量率依存性，フィルムの厚さの影響

が通常の利用領域であり，多少の線量率依存性はあるが，K値はほぼ一定とみなせる。したがって10^6～10^8 rad／h の線量率依存性を示す領域は実用上はあまり利用されず，CTA線量計にとっては都合のよい結果となっている。

図 5. 7 にフィルムの厚さをパラメータとした場合の校正定数K（読取り波長 280 nm）と線量率との関係を示す。10^8 rad／h 以上ではK値が線量率依存性を示さないことはどの厚さでも変らないが，10^5～10^8 rad／h の範囲では厚さによって多少異なった線量率依存性を示す。すなわち薄いフィルムでは線量率依存性を顕著に示す領域は比較的高線量率側に現われ，厚いフィルムではその領域が低線量率側に現われる。

ニ）照射温度依存性

図 5. 6 には電子線照射のみに対して三つの異なる照射温度におけるK値（読取り波長 280 nm）と吸収線量率との関係を示した。これから10^8 rad／h 以下ではK値は 14 ～ 50 ℃の範囲で照射時の温度に関係なく一定であるが，それ以下では温度依存性を示し，温度とともにK値が増大する傾向を示す。

図 5. 8 にTPP添加量をパラメータとしたときの10^6 R／h の^{60}Co γ線照射に対する照射温度依存性を示す。縦軸の吸光度増加は約 3 Mrad 照射に対する測定結果である。TPP添加量にはほとんど依存せず，K値は温度とともに単調に増加する。したがって電子線照射においては照射温度の影響はほとんど問題にならないが，γ線照射においては照射温度の影響を考慮する必要がある。

図 5. 9 にフィルムの厚さをパラメータとしたときの10^6 rad／h の^{60}Co γ線照射に対する照射温度依存性を示す。測定値のバラツキは多少あるが，厚さによる差異はほとんど認められない。

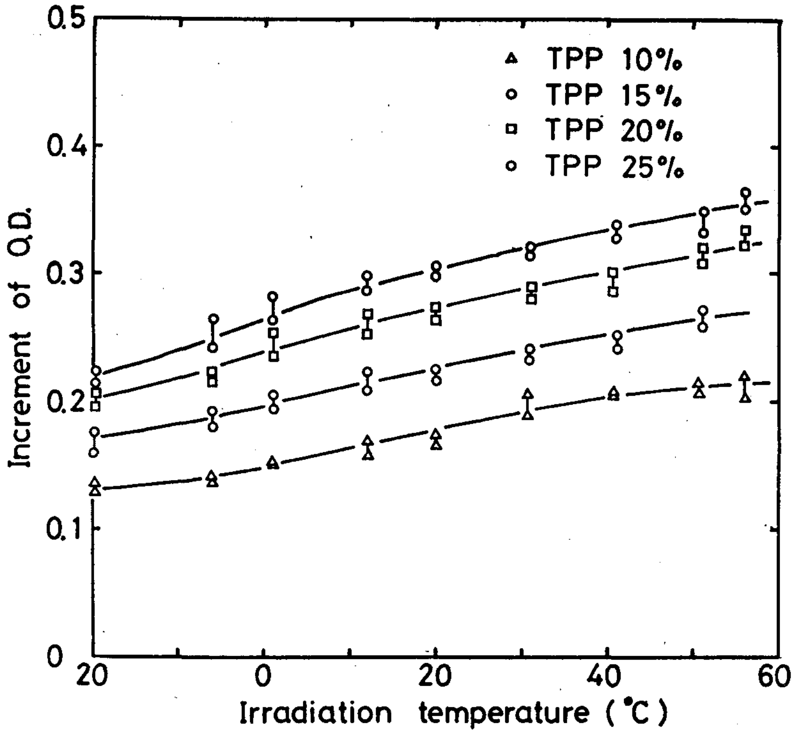


図 5.8　　γ線照射(10⁶R/h)に対するCTA線量計の照射中の温度依存性,
TPP添加量の影響

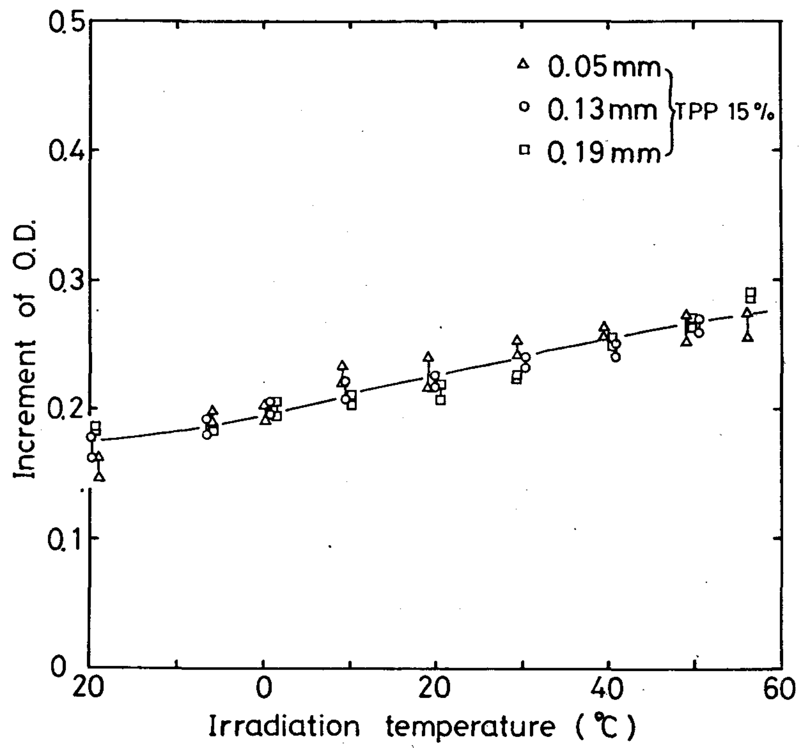


図 5.9　　γ線照射(10⁶R/h)に対するCTA線量計の照射中の温度依存性,
フィルムの厚さの影響

ホ）照射後の保存効果

図5.10に4 Mradの電子線照射を行った後の室温下の空気中における吸光度変化をTPP添加量約15％，厚さ0.125 mmの試料の場合について示す。縦軸は照射後30分後の280 nmにおける吸光度増加を1としたときの相対的な吸光度である。初期の20～30分間は吸光度は急速に減少するが，その後は逆にゆるやかな速度で増加していく。減少から増加へ転じる時間は照射温度，照射時間，フィルムの厚さによっても異なるが，10～30分の範囲にある。γ線照射の場合は照射時間が通常数時間以上であるため初期の減少は観測不可能である。30分以後の微増傾向は徐々に飽和の傾向を示すが，10日間放置しても完全には飽和しない。10日間の増加分は照射による初期増加分の約10％である。TPP添加量による差異は保存効果全体にわたってほとんど影響は与えない。

以上の結果，吸光度測定は照射後30分以内に行うべきではない。また30分以降の増加領域についても最初のうちはかなり増加率が大きいが，測定上の便宜から考えると保存時間は短くする必要があるので，1～3 h程度の保存時間が適当と思われる。

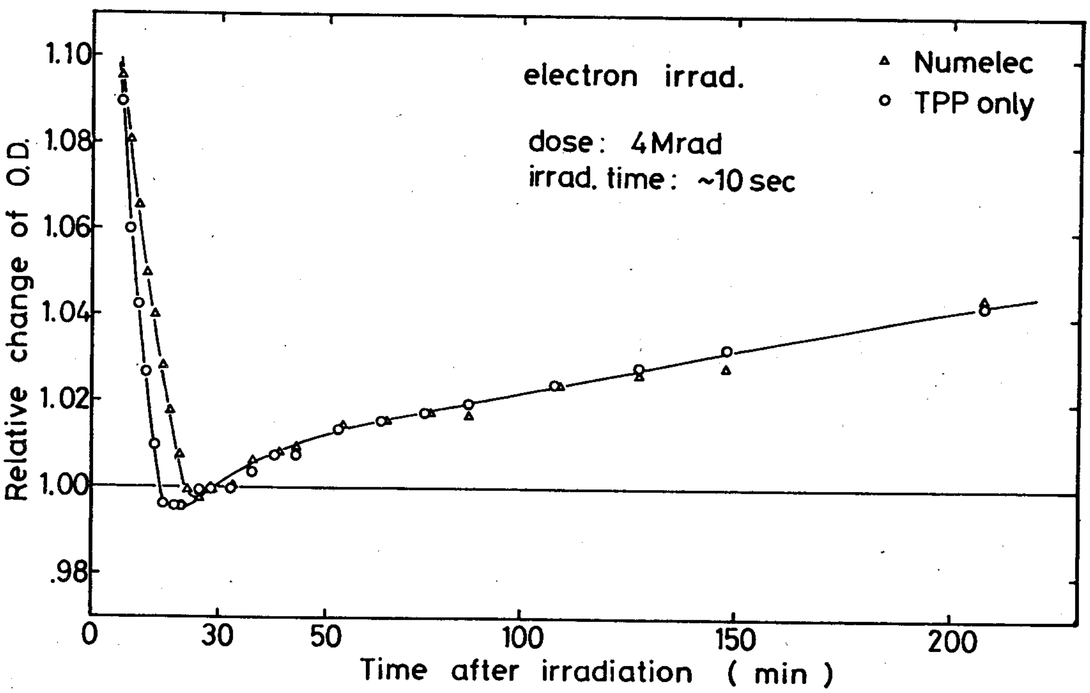


図5.10　電子線照射後のCTAフィルムの相対的な吸光度変化(照射が終了してから30分後のΔODを1としたときの相対的変化を示す)

3）実験結果の検討

イ）着色機構に関する検討

TPPを含むCTAフィルムの放射線照射による着色機構については松田と永井[24]によって最近報告がなされ，照射中および照射後の着色に分けてそれぞれ検討されている。照射中の着色には照射後短時間で減衰する不安定成分と安定成分に分けて考えることができる。不安定成分については著者らのESRスペクトルの観測から空気中におけるラジカルの半減期がΔODのそ

れとよく一致することが見出されており,[25] CTA中に生成したラジカルに起因することが明らかになっている。真空中においてはラジカルの減衰はほとんどみられなかったが,これはCTAラジカルが空気中のO_2と反応して,ΔODには寄与しないパーオキシラジカルに変化することを示唆している。松田らはこのCTAラジカルがCTA分子からのH原子の脱離によって生成するラジカルである可能性が強いと推察している。

照射中の着色の安定成分については,松田らの実験の結果,TPPとCTAの両方の放射線分解生成物によることが明らかになった。TPPからの分解生成物としてはフェノールおよびビフェニルの寄与が確かめられているが,CTAに対してはΔODに寄与する分解生成物は明確ではない。図5.6のTPP濃度に対するK値の増加率から判断すると,安定着色成分に対するCTAの寄与は相対的には小さいと考えられる。

照射後の着色に関しては,松田ら[24]は照射後のΔODの漸増現象が真空中では全く進行せず,またO_2中およびN_2中においてもほとんど起らないことを確認している。この結果から空気中でのみΔODが漸増する理由はNとOの化合物NO_2が関与していると推測し,CTAフィルムとNO_2との接触させる実験によって実際にODが増加することが確かめられている。以上から松田らは空気の照射によって生成したNO_2がCTAフィルムに吸着し,NO_2とCTAおよびTPPとの反応が徐々に進むことが照射後の着色の原因であると考えている。したがって松田らの研究からはCTA線量計の特性において最も問題となる線量率依存性および照射温度依存性の原因を直接的に明らかにすることはできなかった。しかし松田らの考え方をさらに押し進めると次のような推測ができる。すなわち松田らは高線量率の電子線照射下での実験をもとに議論しているが,低線量率のγ線照射においては照射時間が長いために,NO_2とCTAおよびTPPとの反応は照射中にも進行するはずである。しかも照射中にはNO_2濃度は高いので,照射後に比べて反応速度は大きいと考えられる。また温度が高まることによってもこの反応速度は当然大きくなると考えられる。したがって線量率依存性と照射温度依存性は松田らが照射後の着色現象と考えたNO_2とCTAおよびTPPとの照射中の反応に起因するΔODの増加によるものと推察される。γ線照射においても温度が低下するにともなってK値が高線量率の電子線照射におけるK値に近づく傾向があることもこの推測を支持しているように思われる。

しかしもしNO_2のCTAフィルムの吸着によって反応が進行するとするならば,フィルムの厚さによって単位厚さ当りのΔODは異なるはずであるが,これは図5.8の結果とは矛盾する。むしろフィルムの厚さ全体にわたって反応が均一に起ると考えた方が妥当と思われる。また図5.7における線量率依存性に対する厚さの効果は吸着よりもむしろフィルム内部への拡散が影響していることを示唆している。

不安定着色成分の生成に寄与している化学種がNO_2であるかどうかについてはまだ十分に同定されているわけではない。著者らの付随実験では^{60}Co γ線照射の場合はK値が湿度の上昇とともに増す傾向が見出されており,NO_2あるいはNとOとのなんらかの化合物がH_2Oと反応して生じた化合物の寄与も考慮に入れる必要があるように思われる。

ロ) 実用線量計としての検討

TPP添加量が多いほど放射線に対する感度が高くなるので,線量計としては好ましい。しかし図5.6はTPP添加量が増すほど10^6R/h以下におけるK値の変動が大きくなる傾向がある。

またTPP添加量が20％以上になると，TPPがフィルム内部で凝集する効果が懸念されており，物性上の安定性からは20％以下がよいと考えられる。また逆に10％以下ではフィルムが硬くなるという欠点がある。したがってTPP添加量は15％が最適と考えられる。

フィルムの厚さに関しては一部の線量率領域を除いて線量計の感度は厚さに比例することが確かめられたが，TPP添加量の場合と同様に，厚さを変えることによって線量計の特性上の改善は見られなかった。したがってフィルムの厚さに関しては，実用線量計の利用の立場のみから選択すべきであると考えられる。ただし0.050 mm厚のフィルムの場合，図5.7において見られるように，10^5〜10^6 rad／h の領域で線量率依存性が大きくなる。

実用線量計としての有用性は高線量率領域と低線量率領域，すなわち電子線を対象とする場合とγ線を対象とする場合で大きく異なる。10^8 rad／h 以上で線量率依存性と常温付近での照射温度依存性がないことは，電子線照射に関してはCTA線量計が非常に有利なことを示している。線量に比例する応答を示すこと，およびテープ状の薄いフィルムで使い易いことを考慮すると，1〜10Mrad 領域用の電子線に対する実用線量計としては，ブルーセロファン，ポリ塩化ビニル，radiochromic dyed film，PMMA などの同種の線量計と比べて最も有用性に富むと考えられる。

一方γ線に対しては10^6 R／h 以下の通常の使用領域ではK値はほぼ一定とみなせる点はよいとしても，照射温度依存性が面倒な問題であり，また湿度の影響も受ける可能性が考えられる。一般にプラスチックフィルムや染色フィルムなどの高分子材を用いた線量計の場合，照射時間が長いほど種々の環境条件の影響を受け易く，測定精度が低下する傾向があるが，CTA線量計の場合もそれが顕著に現われている。したがってγ線の場合は，絶対的な精度を要求するような測定よりも，テープ状であることと応答が線量に比例することを生かした相対的な線量分布の測定においてCTA線量計の有用性が発揮できると考えられる。

5.3.2 ポリエチレンテレフタレート線量計[26]

1）実験方法

市販フィルム（東レ製“ルミラー”）のポリエチレンテレフタレート（PET）試料0.1 mm 厚のものを使用した。また比較用として0.03，0.05 および 0.2 mm厚のフィルムと併用した。測定に使用する試料は長さ 50 mm，幅 12 mmの大きさに統一した。実際のフィルムの厚さは幅 50 mm，長さ 5 mのシート全体にわたって 0.100 ± 0.001 mmの範囲内で均一であったので，ΔOD に関する厚さ補正は無視した。吸光度測定には日立製分光光度計（EPU−2型）を使用した。シートから切り取った未照射試料の吸光度は 0.31 〜 0.35 の大きなばらつきを示したので，ΔODは各試料ごとの照射前と照射後の吸光度測定値の差として与えた。吸光度の測定に際して試料面を清浄にするため，エチルアルコールに浸したガーゼで試料面を拭いた。

電子線照射には公称 2 MeVの共振変圧器加速器（G.E.製Resonance Transformer）を用いた。照射面における電子の平均エネルギーは，被照射体中の深部線量分布から約 1.6 MeV と推定された。また比較のため^{60}Co γ線による照射試験を行った。

PETフィルムの電子線に対する線量校正はCTA線量計とほぼ同様な方法で行った。電子流密度測定にはファラデー箱を用いた。

2）実験結果

イ）吸光スペクトル

照射前および照射後のPETの近紫外部での吸光スペクトルを図5.11に示す。(a)は未照射のPETのスペクトル，(b)，(c)はそれぞれ約10Mrad照射したPETのうち，熱処理後と熱処理前のスペクトルを示す。照射により生じた吸収スペクトルは325mm付近にゆるやかなピークをもつ。吸収スペクトルの形は熱処理の前後ではほとんど変らない。読取り波長には吸収のピークに相当する325mmが望ましいが，未照射フィルムの吸光スペクトルの吸収端に近接しているため，未照射フィルムの吸光度が高すぎる欠点がある。このためピークよりも長波長側の330nmを読取り波長として採用した。照射により生じた吸光スペクトルは幅広い吸収帯をもつので，330nmでの吸光度増加量は325nmでのそれとほとんど変らない。

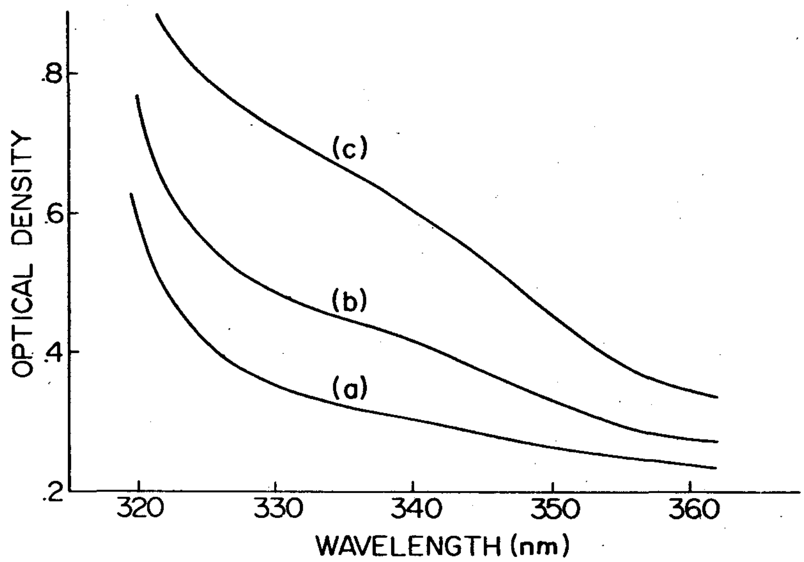


図5.11　PETフィルム（0.1mm厚）の照射前および照射後の近紫外部における吸光スペクトル。(a)照射前，(b)照射後熱処理済，(c)照射直後（未処理）

ロ）フェーディング特性

照射により生じた近紫外部の吸収帯は照射後空気中で急速に減衰する。図5.12に照射後の保存温度をパラメータとしたときのPETフィルムのフェーディング特性を示す。フェーディング速度はclear－PMMAやポリスチレンなどの同種の透明な高分子材の放射線による着色例と比較しても最も大きい。フェーディング速度は温度とともに増加するが，いずれの温度でもフェーディング終了後において初期のΔODの約30％の安定着色成分が残る。フェーディング時間は20℃の室温で約10h，100℃では約1hである。この結果放射線による着色には約70％の不安定な着色成分と約30％の安定着色成分に分離されることがわかった。この安定着色成分は高温でも安定であり，200℃においても変化は認められなかった。

図5.13にフィルムの厚さや雰囲気がフェーディングに与える効果を示す。薄いフィルムは厚いフィルムよりもフェーディング速度が大きく，また真空中では空気中よりフェーディングは

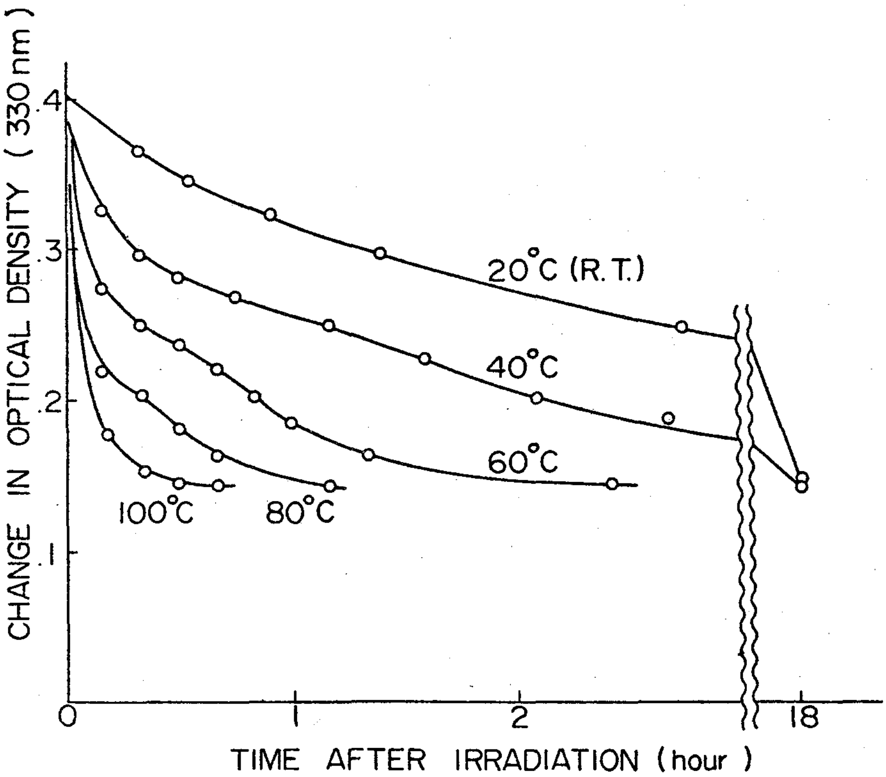


図 5.12　照射したPETフィルム（0.1 mm厚）のフェーディングに対する保存温度の効果

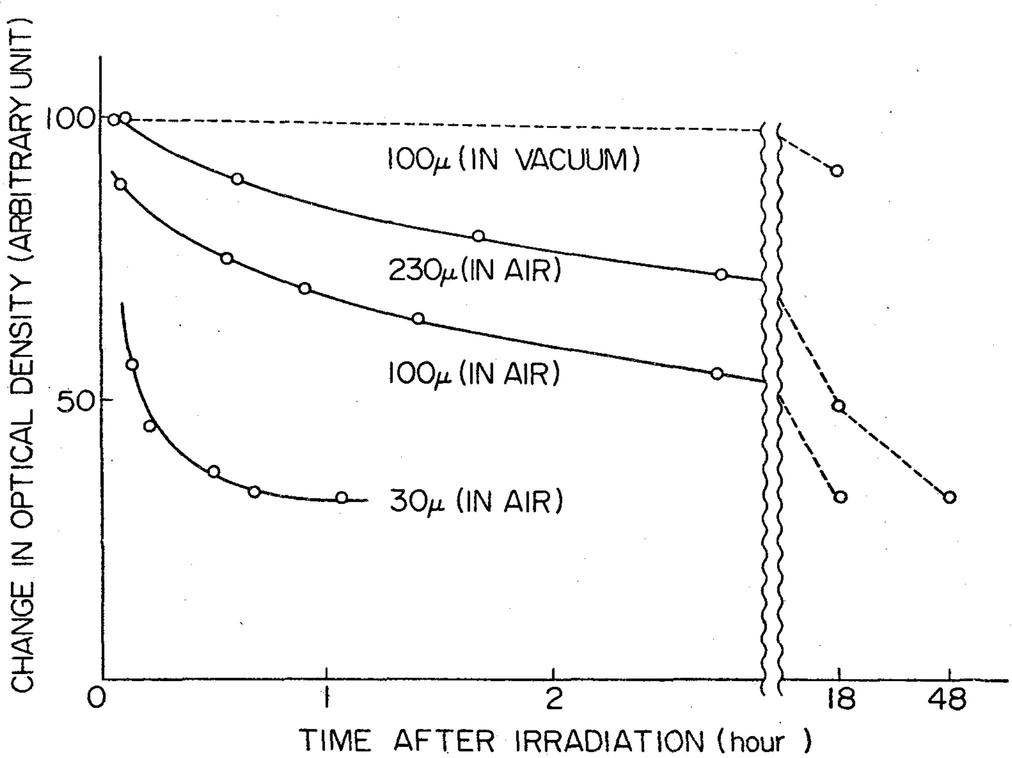


図 5.13　照射したPETフィルム（0.1 mm厚）のフェーディングに対するフィルムの厚さおよび雰囲気の効果

はるかに遅く，ほとんど無視できる程度である。Ritz ら[16]は放射線によるPETの着色のフェーディングが空気中よりも酸素雰囲気中で速いことを報告しており，おそらく空気中の酸素がフェーディングの原因になっていると考えられる。薄いフィルムのフェーディングが速い理由はフィルム内への酸素の拡散が薄いほど速く進行するためと考えられる。また図5.11のフェーディング速度の温度依存性は，後述のラジカル濃度の減衰挙動との対応から酸素のフィルム内への拡散速度の温度依存として説明できる。

ハ) 線量依存性

図 5.12 に示されているように，不安定着色成分は室温でも急速に減衰するばかりでなく，高線量率の電子線照射中においても試料の温度上昇によって不安定着色成分は減衰すると考えられる。特にフィルムを積み重ねて深部線量分布を測定する場合は，放射線吸収によって発生した熱が逃げにくい。したがって不安定着色成分を含んだままの吸光度の測定は線量測定における精度を非常に低下させる。一方安定着色成分を読み取る方法は線量測定の応答が30 %に低下するという欠点はあるが，信頼し得る測定が可能である。安定着色成分を取り出すには熱処理を行う方法と，室温で一昼夜保存する方法があるが，前者の方法は照射後短時間のうちに測定できる利点がある。したがって線量依存性の測定法としては照射後 80 ℃で 1 h 熱処理を行った後に吸光度測定を行う方法を採用した。熱処理後の吸光度は非常に安定であり，経時変化はほとんど認められなかった。

図 5.14 に上記の方法で測定した照射による 330 nm における吸光度変化と 0〜30 Mrad の範囲の吸収線量との関係を示す。吸光度変化と吸収線量との間には比例関係があるが，1 Mrad あたりの吸光度変化は 0.01 以下であり，CTA 線量計に比べて線量に対する応答ははるかに少ない。

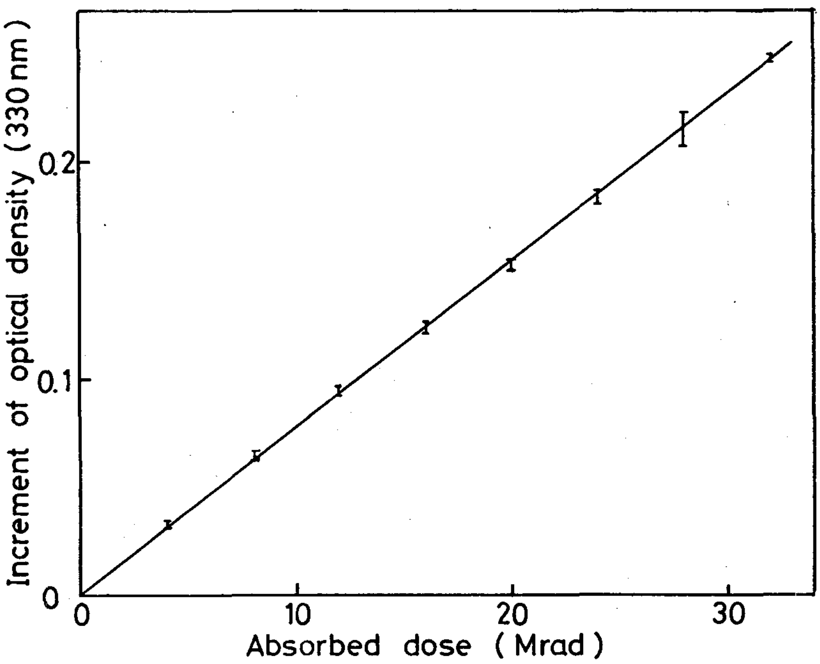


図 5.14　PET線量計 (0.1 mm厚フィルム) の線量依存性(30 Mrad 以下の場合)

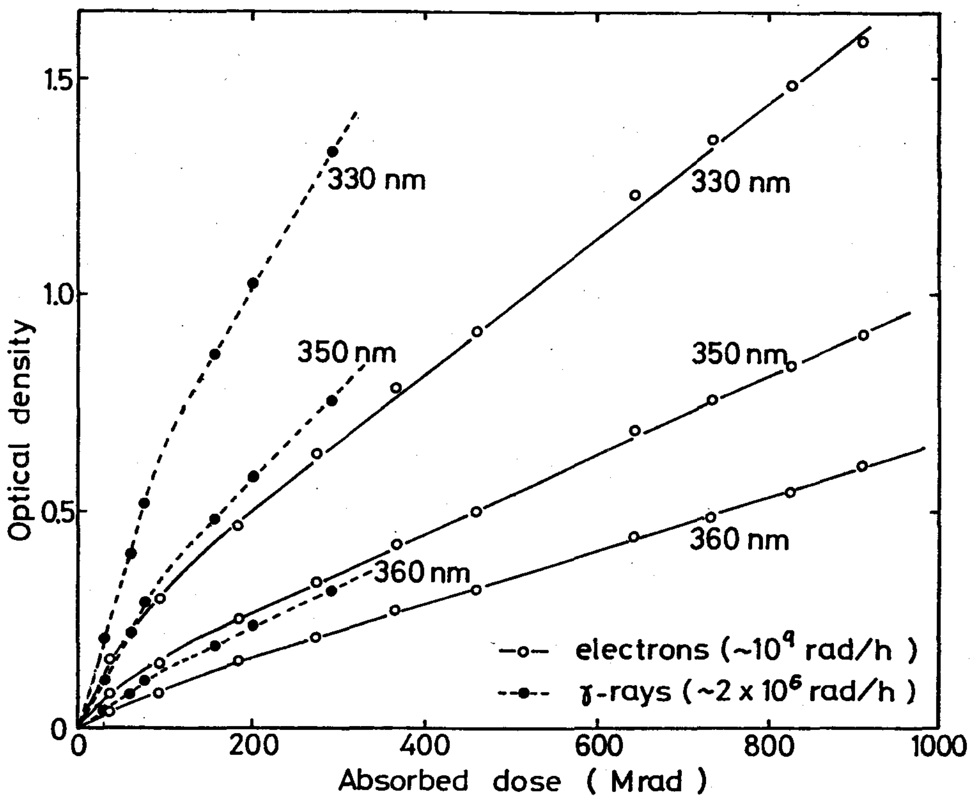


図 5.15　　電子線および γ 線に対する大線量域の PET 線量計の線量依存性
（0.05 mm フィルム）

図 5.15 に電子線および γ 線に対する高線量域における吸光度変化と吸収線量との関係を示す。30 ～ 1000 Mrad の領域における線量依存性を明らかにする目的のため，0.1 mm の代りに 0.05 mm 厚の PET フィルムを用いた。また読取り波長としては 330 nm とともに，それより吸光度の応答が低い 350 nm および 360 nm も採用した。電子線照射における線量率は約10^9 rad／h，γ 線照射における線量率は約 2×10^6 rad／h であった。その結果，数十 Mrad 以下では線量と吸光度変化との間には図 5.14 に示したように比例関係があるが，さらに高線量になると除々に飽和の傾向が現われる。しかし百数十 Mrad 以上では再び両者の間には直線関係が成立するようになり，1000 Mrad までその関係が持続する。したがってこの関係を利用すれば，1000 Mrad の高線量まで測定が可能なことが明らかになった。

図 5.15 において明らかなことは γ 線と電子線では吸光度の応答性が異なることである。これは Ritz ら[16)]の報告にもある通り線量率依存性を意味すると思われる。ただし線量率依存性は 330 および 350 nm では顕著に現われているが，360 nm は線量率依存は非常に小さい。通常の電子線照射における線量率領域である 3×10^8 ～ 3×10^9 rad／h の領域ではほとんど線量率依存性は見出されなかったので，それ以下の領域で顕著な線量率依存性が表われてくるものと思われる。

3）実験結果の検討

イ）着色機構に関する簡単な考察

放射線による着色の不安定成分には照射によって生じたラジカルが関与している可能性が強

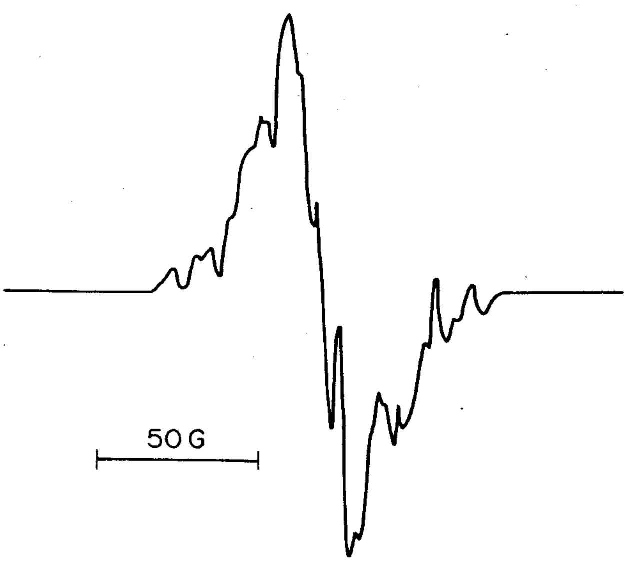


図 5.16　空気中で照射されたPET フィルムのESR スペクトルの一例

いと考えられたため，空気中で照射した 0.1 mm厚のPET フィルム中にトラップされたラジカルのESR スペクトルを空気中で測定した。図 5. 16 にスペクトルの観測例を示すが，このスペクトルのラジカル種は明らかされなかった。しかしこのESRの応答が時間的に減衰すること，およびスペクトルがその減衰にもかかわらず変形しないことから，そのピークの高さの減衰挙動はある種のラジカル濃度の減衰に対応すると考えられる。図 5.17 にそのピークの高さの時間的減衰を片対数プロットで示す。また図 5.18 には，330 nmにおける不安定な着色成分の時間的減衰を示す。両方の減衰挙動は非常に類似している。一方真空中では放射線照射により生じたラジカルの減衰は，図 5.13 に示す吸光度の場合と同様に，空気中での減衰に比べて非常に少な

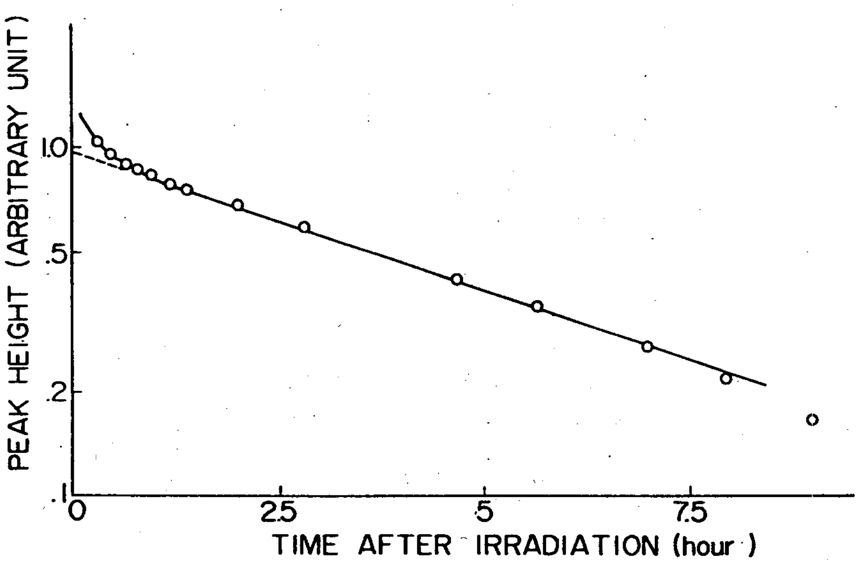


図 5.17　照射したPETフィルム（0.1 mm厚）のESRスペクトルのピークの高さの時間的減衰（空気中 25 ℃）

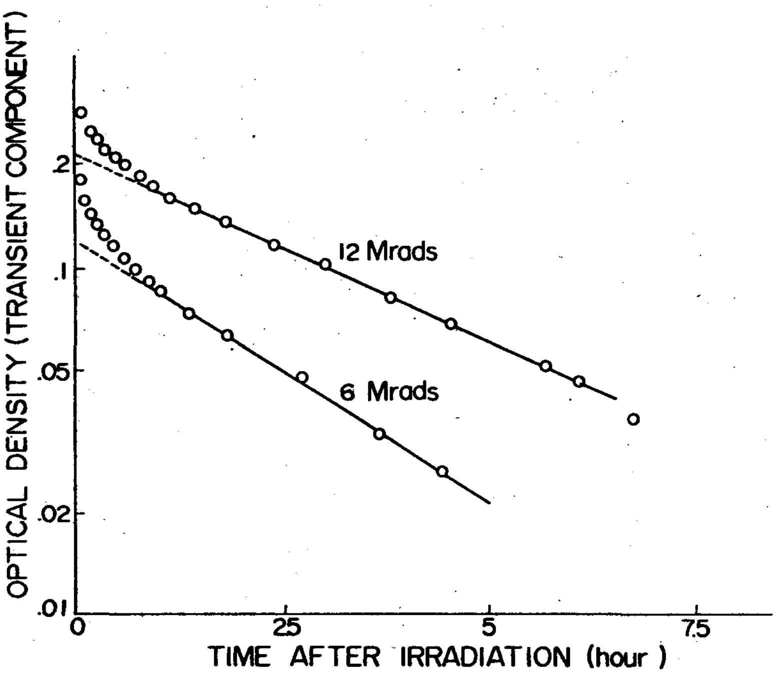


図 5.18　照射したPETフィルム（0.1 mm厚）の放射線誘起吸光度の不安定成分のフェーディング（空気中 20 ℃）

い。[28]以上からラジカルの減衰はCTA線量計の場合の初期の減衰挙動と同様に，ラジカルと酸素との反応に起因すると考えられる。しかしこの不安定な着色の直接の原因である化学種が何であるかは明らかでない。図 5.17 および図 5.18 は減衰挙動が二成分あるいはそれ以上の成分に分離できることを示唆している。フィルム内にもともと溶存していた酸素とラジカルとの反応がその一次成分に対応している可能性も考えられる。

安定着色成分の原因にはカルボニル基などが関与している可能性が考えられるが，正確なことはわからない。今後ESR，赤外分光法などによる究明が必要であろう。

ロ）線量計としての検討

以上の実験の結果，10^8 rad／h 以上の通常の電子線照射領域に対しては，0.05 ～ 0.1 mm のPETフィルムによる照射後の熱処理によって，10 ～ 1000 Mrad の高線量領域における線量測定が可能なことが明らかになった。読取り波長としては線量領域に応じて 330～360 nm の範囲が利用できる。熱処理条件としては 80 ℃で 1～2 h が適当と思われる。100 ℃以上では多少測定値の再現性が低下する傾向が見られた。PETフィルムは他のプラスチックフィルムと比較して熱的および機械的に安定であり，他の化学物質の影響も受けにくい。したがって試料の保存や照射条件には特別の考慮を払う必要はない。しかし 300 Mrad 以上の照射を受けると放射線損傷によってフィルムが機械的に脆くなるので，取扱いに注意を要する。

線量率依存性については詳しいことは明らかにできなかったが，本結果からは10^8rad／h 以下で生じるとみなされる。したがって γ 線に対する実用化のためには，比較的低線量率領域での線量率依存性が重要な問題になると考えられる。しかし数百Mrad 以上の高線量測定用としての可能性をもつ方法は現在非常に少ないので，測定精度が十分に高くないとしても，耐放射

線性の各種の試験に対しては簡便な測定法として有用と考えられる。

5.4 コバルトガラス線量計のフェーディング特性とその補正法[28),29)]

5.4.1 実験方法

使用したコバルトガラスは小原光学製（ガラス番号DC−315）のもので，測定用の素子の大きさは幅13.5 mm，長さ45 mm，厚さは1.494 ± 0.008 mmであり，密度は2.53 g／cm²である。ガラスの組成をもとに計算された物理定数の重量荷重平均値は，実効原子番号が10.0，$\overline{Z/A}$が0.494，^{60}Co γ線に対する質量エネルギー吸収係数が0.0264 cm²／g である。

ガラスの吸収線量は一般に350〜500 nmの吸光度の増加分から求められる。[20)]標準的測定のためどの波長を選ぶべきかについては，感度の高いことおよび測定可能な線量範囲が広いことが要求されるので，ここでは^{60}Co γ線に対して，照射線量で約1 MRまで測定できる条件を優先し，400 nmを選んだ。測定器には日立分光光度計139型，読み取りには付属のデジタルメータ028型を用いた。400 nmでの照射前の吸光度は0.050であり，試料間のバラツキはほとんどみられなかった。

γ線照射は約100 kCiの^{60}Co板状線源を用いて行ない，特に低線量率領域でのフェーディング効果の測定には，4 kCi の^{137}Cs円筒状線源を用いた。またフェーディング定数の決定には1〜3 MeVのコッククロフト•ウォルトン電子加速器による電子線照射を利用した。

5.4.2 実験結果および検討

1）フェーディング定数

一般に放射線照射によるガラス着色のフェーディングに対しては次のような簡単な関数で近似できる。[30)]

$$A(t) \propto t^{-\lambda}. \qquad (5-9)$$

ここでA(t)は照射終了後t(h)経たあと測定されたガラスの吸光度変化であり，λはフェーディング定数である。（5−9）式においては照射時間τ（線量率は一定とする）はtよりもずっと小さいことが前提になっている。

λの実験的な決定にはτを非常に小さくとる必要があるため，高線量率の電子線照射を行った。電子エネルギーは2 MeV，線量率は0.2〜2 × 10⁵ rad／sec であった。1.5 mmのガラスの厚さに対して線量が均一に分布するように，ガラスの両面を0.5 mmのアルミニクム板で蔽って照射した。フェーディング定数に対する入射電子のエネルギー依存性，線量率依存性はないと判断した。

図5.19に照射後25 ℃と400 ℃に放置した場合のフェーディングを両対数プロットで示した。線量は吸光度変化が0.1，0.2，0.5，および1.0になるようないくつかの値を選んだ。いずれの場合も直線的な減衰を示し，（5−9）式が成立していることを示している。400 ℃ではアニーリング速度が早いため，λが極めて大きい。

フェーディングの補正を行うため，（5−9）式を次の形に書き改める。

$$A(t) = A(1) \cdot t^{-\lambda}. \qquad (5-10)$$

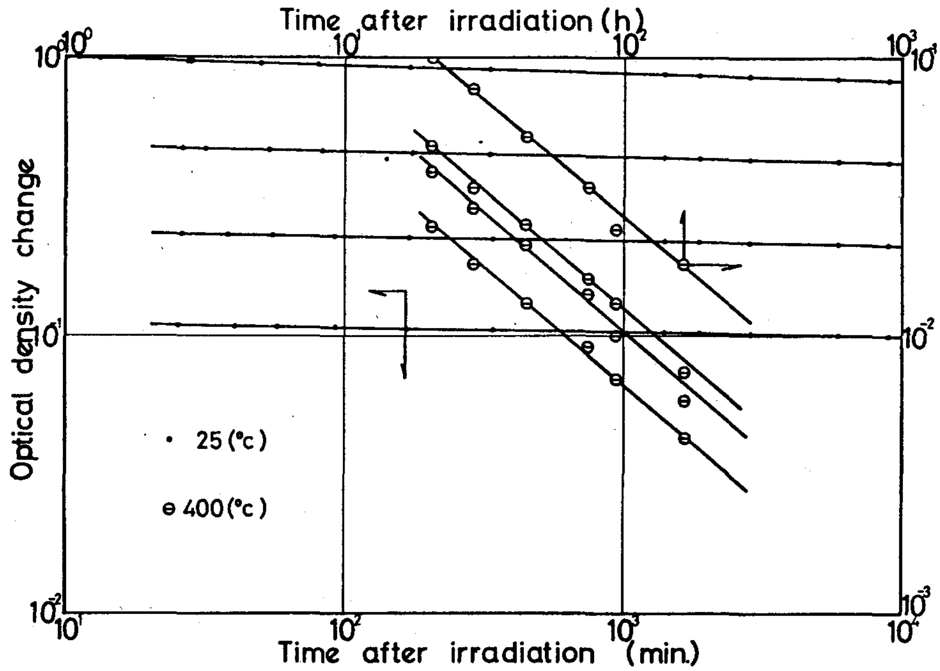


図 5.19　25℃および 400℃におけるコバルトガラスの放射線誘起吸光度のフェーディング挙動

ここでA(1)は照射後 1 h 経過後の放射線誘起吸光度である。λは両対数プロットから最小二乗法によって求めた。表 5.3 に種々の温度およびA(1)に対するλの値および(5－10)による計算値からの実測値の標準偏差を示す。

表 5.3　種々の温度およびA(1)に対するλの値と(5－1)式による計算値からの実測値の偏差

Temp. (℃)	A(1)	λ	$\frac{\sigma^*}{A(1)}\times 100$ (%)
2	0.124	0.0116	0.71
	.216	.0152	.69
	.417	.0181	.31
	.889	.0232	.61
25	0.107	0.0166	0.56
	.230	.0159	1.04
	.460	.0192	.26
	.950	.0268	.13
50	0.114	0.0166	0.88
	.236	.0186	.42
	.422	.0212	.31
	.906	.0292	.62
100	0.107	0.0187	0.93
	.227	.0214	1.15
	.400	.0263	.90
	.858	.0352	1.12

* standard deviation

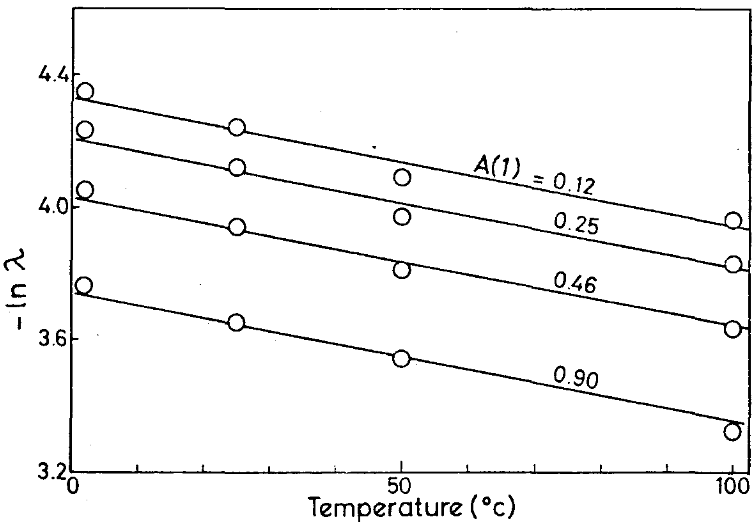


図 5.20　　コバルトガラス線量計のフェーディング定数と保存温度との関係

図 5.20 にA(1)をパラメータとしてλの対数値と温度との関係を示す。Kondo[30]の結果と同様に両者の間には直線関係が成立する。また本実験の結果，λはA(1)に依存すること，すなわち線量にも依存することが確かめられた。このことは横田ら[21]の実験結果から予測可能であったが，従来は指摘されてこなかった。さらに図 5.20 から直線の勾配はA(1)には依らない，すなわちλの温度係数は線量に依らないことも明らかになった。したがってλと温度T (℃)との関係は次式で表わせる。

$$\lambda = \exp\,(k_T T - \ell)\,. \qquad (5-11)$$

ここでk_Tは温度係数であり，図 5.20 の勾配から$k_T = 0.0038$と決定した。ℓは温度には依らないが，A(1)に依存する変数として与えられる。図 5.20 から導かれるℓとA(1)の関係は図 5.21に示

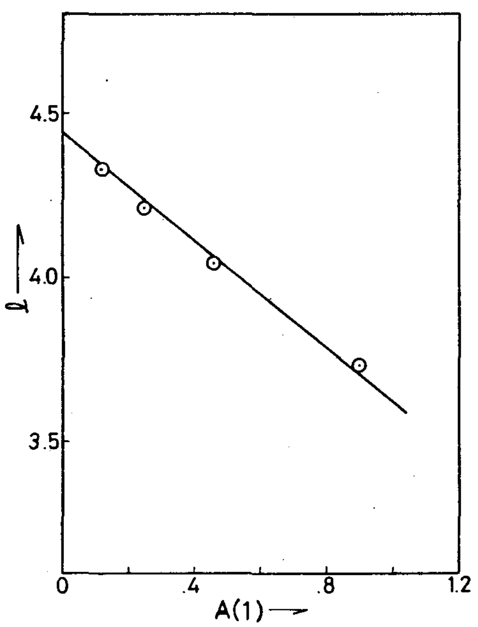


図 5.21
コバルトガラス線量計のフェーディングにおける定数ℓと補正された誘起吸光度A(1)との関係

されるように，直線関係が成立するとみなせるので，

$$\ell = 0.81\,A(1) + 4.44 \qquad (5-12)$$

として経験式化できる。A(1)＞1では実測値はないが，直線関係が延長できると仮定した。

以上の結果からλは次の経験式で表わすことができる。

$$\lambda = \exp\,(\,0.0038\,T + 0.81\,A(1) - 4.44\,)\,. \qquad (5-13)$$

しかし，A(1)は実測値A(t)をもとにして求めるべき値であるからフェーディング補正のためのλとしては，(5−13)式のA(1)の代りにA(t)を代入した式

$$\lambda = \exp\,(\,0.0038\,T + 0.81\,A(t) - 4.44\,) \qquad (5-14)$$

を採用し，その有効性を検討した。その結果A(1)= 1.0，t = 100 h（$t^{-\lambda} \simeq 0.88$）の極端な例から得られるλに関しては，$t^{-\lambda}$の差異は(5−12)および(5−13)式の間で1％以下であり，このことから通常の測定条件下でのフェーディング補正に対して(5−13)式を用いることによる誤差はほとんど無視してよいと考えられる。

図5.22に温度をパラメータとしたときのλとA(1)との関係を示す。λはA(1)とともに直線的に増加する傾向がある。25℃および2℃では測定値のバラツキが大きい理由は低温でのフェーディングが小さいことによるものである。この結果をもとにして最も使用頻度の多い25℃付近の室温でのλに対しては次の経験式を採用した。

$$\lambda = 0.015\,A(t) + 0.0127\,. \qquad (5-15)$$

上式は(5−14)式からも近似式として導くことができる。25℃から±20℃の範囲に対しては，

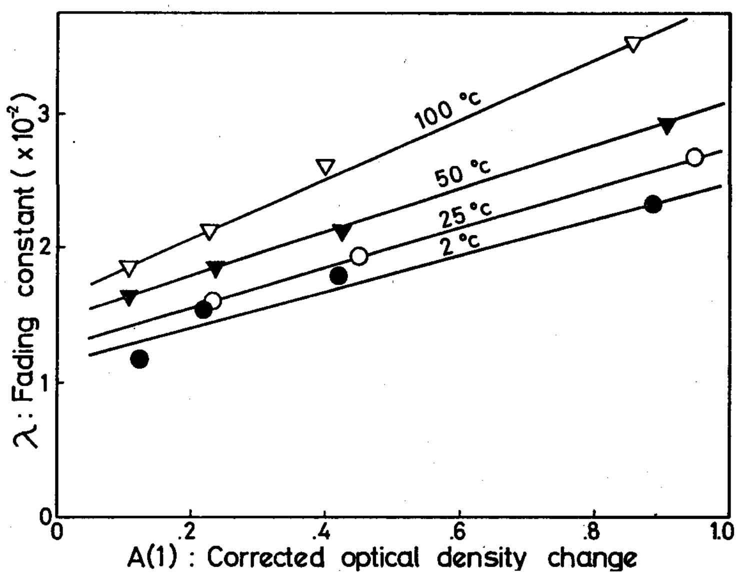


図5.22　コバルトガラス線量計のフェーディング定数λと補正された誘起吸光度A(1)との関係

(5−15)式をそのまま適用してもそれによる誤差はほとんど無視できる。

2) γ線照射への適用

照射時間の長い定常的なγ線照射に対しては照射中のフェーディング効果を考慮する必要がある。照射中のλは温度条件が照射後と比較して大きな違いがないと仮定すると，実測によって得られる吸光度変化A(τ, t)は図5.23に示すように，照射開始から一定線量率のもとでy時間後のdy幅の放射線誘起吸光度分が受けるフェーディングを，全照射時間τにわたって積分したものとみなせる。したがってA(τ, t)は次式で表わせる。

$$A(\tau, t) = \int_0^{\tau} \frac{A_{\gamma}}{\tau} (\tau + t - y)^{-\lambda} dy \,. \qquad (5-16)$$

ここでA_{γ}はτが無視できるほど小さいと仮定したときのA(1)に相当するが，A(1)とは異なり，測定にはかからない。(5−15)式のA(t)はこの場合A(τ, t)・y／τに等価であるから，室温におけるλはyの関数，すなわち

$$\lambda = 0.015 \frac{A(\tau, t)}{\tau} y + 0.0127 \qquad (5-17)$$

となる。ここで(5−14)式の場合と同様に$A(\tau, t) \simeq A_{\gamma}$とみなした。しかしこのままでは$\lambda$がyの関数となるので，(5−16)式の計算が面倒になる。このためλがyと直線関係にあることを利用して，y＝τ／2のときの(5−17)式の値をλの平均値とみなした。すなわち

$$\overline{\lambda} = 0.0075\, A(\tau, t) + 0.0127 \qquad (5-18)$$

をγ線照射に対するフェーディング定数として採用した。ただしγ線照射の場合でも，$\tau < t$ の場合はむしろ(5−15)式を用いるべきである。以上の結果(5−16)式の積分は簡単になり，

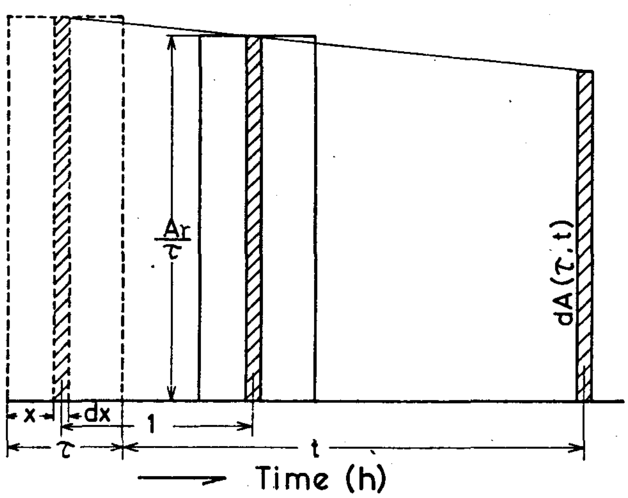


図5.23　γ線照射におけるコバルトガラス線量計のフェーディング挙動の取扱い

$$A(\tau, t) = \frac{A_\gamma}{(1-\overline{\lambda})\tau}\left\{(\tau+t)^{1-\overline{\lambda}} - t^{-\overline{\lambda}}\right\} \tag{5-19}$$

と表わせる。(5－19)式による計算結果は(5－17)式をそのまま用いた数値積分とは $\tau = 1000$ h, $t = 500$ h, $A(\tau, t) = 1.6$ という極端な例でも1％以内で一致している。以上から補正された放射線誘起吸光度 A_γ は次式で与えられる。

$$A_\gamma = A(\tau, t)\cdot f \tag{5-20}$$

$$f = (1-\overline{\lambda})\,\tau\left\{(\tau+t)^{1-\overline{\lambda}} - t^{-\overline{\lambda}}\right\}^{-1} \tag{5-21}$$

ここで f はフェーディング補正因子と呼ぶ。したがって吸光度から線量を求めるには f を用いて A_γ を算出すればよい。

$t \gg \tau$, $\tau \gg t$ の場合に対しては，それぞれ次の近似式が成立する。

$$f = t^{\overline{\lambda}} \qquad (t \gg \tau) \tag{5-22}$$

$$f = (1-\overline{\lambda})\,\tau^{\overline{\lambda}} \qquad (\tau \gg t) \tag{5-23}$$

図5.24は $A(\tau, t)$ および f をパラメータとして τ と t の関係を二次元的に表わしたものである。$\tau - t$ 座標面内での $f = 0.98$, 1.02, 1.06, 1.10 の等高線が $A(\tau, t) = 0.2$ および0.8に対して示されている。このグラフから，任意の τ, t, $A(\tau, t)$ に対する補正因子 f のだいたいの値を知ることができる。A_γ は照射を受けたときから1h後の吸光度を基準としているので，τ, t が1より小さいときは f は1より小さくなる。しかし $2\,\mathrm{h} > \tau$ and $t > 20$ min, $0.8 > A(\tau, t) > 0.2$ という利用度の高い範囲内では，その補正量は±2％以下である。したがって±5～10％程度の信頼

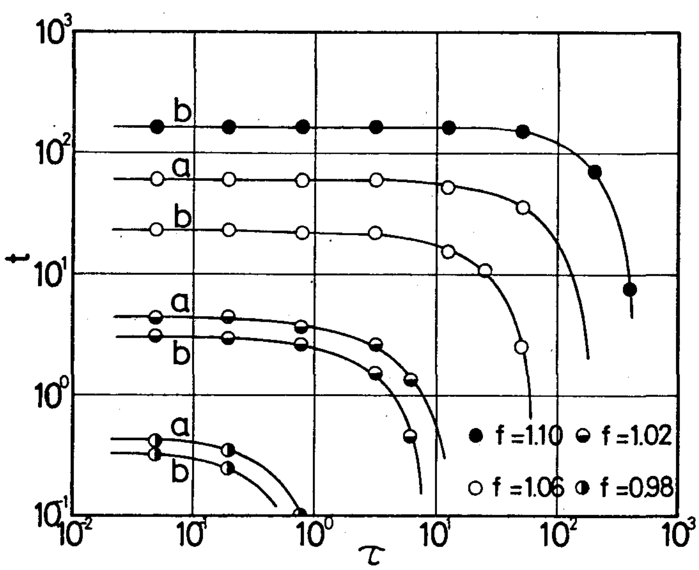


図5.24　$\tau - t$ 直角座標で表わしたコバルトガラス線量計のフェーディング補正係数の等高線（a：$A(\tau, t) = 0.2$，b：$A(\tau, t) = 0.8$）

性を要求する測定に対しては，フェーディング補正はほとんど必要ない。

ところで（5−19）式は$\tau \ll t$の実験条件で得られたフェーディング特性をもとにしているので，$\tau \gg t$ に対しても十分適用可能かどうか実験的に確認する必要がある。このため低線量率下における長時間照射に対する（5−19）式の補正法の妥当性を調べた。t＝0.5 hの一定条件で，τ＝5 〜 150 h の広い範囲にわたって一定の照射位置で^{137}Cs 線源によってコバルトガラスを照射し，フェーディング補正によってA_{γ} を求め，線量校正曲線（図 5.25）を用いて線量および線量率を求めた。その結果，表 5.4 に示すように，線量率の値のバラツキは±2％以内にあることがわかった。±2％のバラツキの中には素子間の感度のバラツキも含まれていることを考慮すると，補正因子の経験式が十分妥当であること，およびコバルトガラス線量計が非常に低い線量率でも十分使用できることを示している。

表 5.4　フェーディング補正に対する照射時間の効果に関する実験結果（$\tau \gg t$，t ＝0.5 h）

τ (h)	$A(\tau,t)$	f	A_{γ}	Exposure ($\times 10^4$R)	Exposure rate ($\times 10^4$R/h)
5	.0267	1.012	.0270	1.12	.224
21	.113	1.029	.116	4.81	.229
29	.151	1.034	.156	6.47	.223
44	.223	1.041	.232	9.63	.219
51.5	.262	1.044	.274	11.4	.221
75	.373	1.053	.393	16.6	.221
91.5	.436	1.058	.461	20.0	.220
163.6	.705	1.076	.759	36.6	.224

3）その他の特性について

図 5.25 にA_{γ} と^{60}Co γ線に対する照射線量との関係を示す。線量校正には平行平板型電離箱 JTC−2 を用いた。A_{γ} は 1.5×10^5R まで照射線量と厳密な直線関係にある。それより高い線量に対しては非直線的レスポンスを示すが，経験式を用いれば10^6Rまで十分信頼し得る測定ができる。再現性については非常に多種多様の照射条件のもとでも 2×10^4〜10^6 の範囲で±2％（標準偏差）程度である。

照射済の素子は 500℃で 6 h 以上熱処理すれば，照射前のものと変らず，5 回程度までは繰返し使用が可能なことが確かめられた。

バッチ間の再現性については，コバルトガラスの最初の製造以来同一バッチのものを長時間使用し続けてさた。今回試験的に用意された新しいバッチについて簡単に調べた結果では，多少のフェーディング定数および感度の変化が認められた。したがって，バッチが変わるごとに線量計としての特性の再現性を確認する必要があることがわかった。

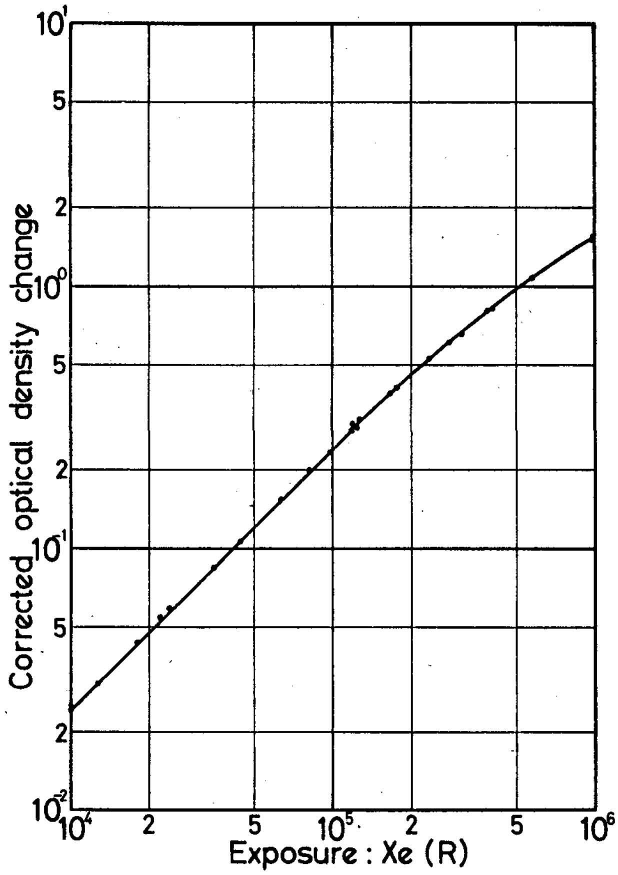


図 5.25
コバルトガラス線量計の^{60}Co γ 線に対する校正曲線

5.5 むすび

放射線による近紫外および可視部での吸光度変化を利用した大線量用の積分型固体線量計について研究した。その成果を要約すると次の通りである。

(1) 実測された吸光度と吸収線量との関係について検討することによって，線量計の測定原理を明らかにし，適用条件を示した。

(2) CTA線量計は10^8 rad／h 以下の線量率において線量率依存性および室温付近における照射温度依存性があり，前者については増感剤としてのトリフェニルフォスフェイトなどの添加量の影響およびフィルムの厚さの影響があることを明らかにした。その結果10^8 rad/h 以上の通常の電子線照射場においては線量率や照射温度の影響を受けないことが明らかになり，電子線に対する 1 〜10Mrad の線量域を対象とした最も有用な実用線量計としての信頼性が確かめられた。

(3) ポリエチレンテレフタレート線量計については不安定着色成分を照射後の熱処理によって除去し，安定着色成分のみを測定する方法によって，10 〜 1000 Mrad の大線量域に対する電子線用の実用線量計として有用なことを明らかにした。

(4) コバルトガラス線量計のフェーディング定数は温度とともに線量にも依存するが，その温度係数は線量に依存しないことが明らかになった。フェーディング定数をもとにしてフェーディング補正用の近似式を導いた。この結果± 2 %の再現性をもつ正確な線量測定が可能となった。

第5章 参 考 文 献

1) J.F. Fowler and F.H. Attix : Chapt. 13 in "Radiation Dosimetry Vol.Ⅱ" (F.H. Attix and W.C. Roasch, eds.) Academic Press, New York and London (1966)

2) W.L. McLaughlin : Part 1, Chapt. 6 in "Manual on Radiation Dosimetry" Marcel Dekker, Inc., New York (1970)

3) W.L. McLaughlin : Radiat. Phys. Chemi., 9, 147 (1979)

4) 大線量測定研究委員会編：大放射線量実用測定法，放射線照射振興協会，（1978）

5) 大島，田村，田中：原子力工業 25，No.7， 107 （1979）

6) A. Charlesby and A.J. Wood : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 44, 413 (1963)

7) W. Stolz : Isotopenpraxis 2, 366 (1966)

8) W.L. McLaughlin : Manual on Radiation Dosimetry (N.W. Holm and R.J. Berry eds.) p377, Marcel Dekker, Inc., New York (1970)

9) W.P. Bishop, K.C. Humpherys, and P.T. Randtke : Rev. Sci. Instruments 44, 443 (1973)

10) W.L. McLaughlin, A. Miller, et al. : Radiat. Phys. Chem. 10, 119 (1977)

11) C. Altandi : Manual on Radiation Dosimetry (N.W. Holm and R.J. Berry, eds.), Marcel Dekker, Inc., New York, p353 (1970)

12) J.R. Puig, J. Laizier, and F. Sundardi : Radiosterilization of Medical Products, Proc. Sympo., Bombey, IAEA, Vienna, p113 (1975)

13) J. Laizier and C. Oproui : Radiat. Phys. Chem. 9, 721 (1977)

14) A. Miller, E. Bjergbakke, and W.L. McLaughlin : Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 26, 611 (1975)

15) J.W. Boag, G.W. Dolphin, and J.W. Rotbrat : Radiation Res. 9, 589 (1959)

16) V.H. Ritz : Radiation Res. 15, 460 (1961)

17) R.J. Berry and C.H. Marshall : Phys. Med. Biol. 14, 585 (1969)

18) C.G. Orton : Manual on Radiation Dosimetry, Marcel Dekker, Inc., New York, p357 (1970)

19) K.H. Chadwick : Radiosterilization of Medical Products, Proc. Sympo., Bombey, 1974, IAEA, Vienna, p69 (1975)

20) N.J. Kreidl and G.E. Blair : Nucleonics 14, No.1 56 (1956)

21) 横田：東芝レヴュー 13， 1017 （1958）

22) R. Tanaka, S. Mitomo, K. Mizuhashi, and N. Tamura : to be published.
23) 田中, 四本, 田島, 他：JAERI－M 5608 (1974)
24) 松田, 永井：JAERI－M 8471 (1979)
25) 四本, 田中, 他：第13回理工学における同位元素研究発表会要旨集 P78 (1976)
26) 大島, 田中：応用物理 36, 515 (1967)
27) K. Araki, D. Cambell, and D.T. Turner : Polymer Preprints 6, No.2, 1007 (1965)
28) 田中, 中村：Radioisotopes 24, 1 (1975)
29) 中村, 田中：JAERI－M 5776 (1975)
30) S. Kondo : J. Phys. Soc. Japan 13, 224 (1958)

第6章　総　　括

本論文は高レベルの電子線，γ線の照射効果の物理計測の研究として，まず第一に放射線照射効果の物理的特質および放射線場の特徴を明らかにするため，高線量率下において誘起される電気的効果について放射線の吸収過程に関連する立場からの研究成果を述べるとともに，大線量測定上の基礎的な問題点について検討を行った。第二に高レベルの放射線場，特に放射線加工処理を目的とした電子線，γ線の照射場での利用を目的とした実用的で信頼し得る物理計測法の開発を行った成果について述べた。以下に本研究によって得た主要な成果のみを列挙する。

(1)　固体絶縁物中の電子透過距離は1 $\mu A/cm^2$以下の電子流密度の電子線照射下において短縮することをポリメチルメタクリレートを用いた深部線量測定法によって確証した。一方，一次電子の透過距離が照射下において変動することを考慮した絶縁物中の堆積電荷および内部電界強度の一次元的な分布の近似解法を与え，その計算結果は上記実験事実を定性的かつ定量的によく説明することを明らかにした。またγ線照射においては準電子平衡領域でも電荷蓄積があることを明らかにし，堆積電荷および内部電界強度の一次元的分布の近似解法を与えた。

(2)　γ線照射下での同軸ケーブルの誘起電流の発生機構としては，従来指摘されていた絶縁物—導体界面近傍の電子非平衡に起因する電流（界面電流）以外に吸収体内のγ線の強度差に起因する電流（バルク電流）の寄与があることを見出し，両電流密度に対する近似式を与えた。同軸ケーブルを模擬したポリエチレン—銅の平行平板の系を用いた^{60}Co γ線による照射実験の結果，誘起電流値は近似式の計算結果とよく一致し，バルク電流の寄与を実験的に確証するとともに，同軸ケーブルのγ線誘起電流を容易に評価し得る見通しを得た。

(3)　IREBにさらされた固体中のエネルギー堆積分布がビームが通過する媒体ガスの圧力に依存することを実験的に明らかにし，それがIREBの中性気体通過中に生じるIREB特有のビーム—プラズマ相互作用に起因するものであることを明らかにした。

(4)　電子線照射における基準測定法として，電荷吸収体を空気中に露出する方法によって，簡便で高精度の電子流密度測定器の開発に成功した。主たる測定上の問題に対しては，吸収体の実効面積の不確定さを吸収体構成の工夫によって，電子の後方散乱損失を斜入射電子の影響を考慮することによって，また空気中のイオン電荷の影響を主として接触電位差を制御することによって，それぞれ解決した。

(5)　照射用電子加速器の照射場における三次元空間の電子流密度分布の近似式を，ガウス分布を仮定した単純な多重散乱理論やその他の物質中における多重過程に関する諸データをもとにして，照射に係わる物理的諸元の関数としてはじめて与えた。これによって電子線照射における吸収線量率および積分線量の概算が可能となった。

(6)　^{60}Co γ線の10^4R/h以上の照射線量率の高精度測定のためアルミニウムを壁材とする小容積の平行平板型空洞電離箱を用いて，極性効果をはじめとする高線量率測定における諸影響を明らかにし，それらの補正法などの対策を示した。標準照射場での測定および他の型の電離箱との比較測定の結果，平行平板型空洞電離箱の絶対的正確さと再現性が確められ，10^4～3×10^6 R/hの範囲における基準測定法としての開発に成功した。また平行平板型空洞電離箱を国内

の一次標準にし得ることを確かめた。

(7) ^{60}Co γ 線用の実用線量率計としてシリコンフォトダイオードの短絡電流測定の応用を試み，銅をドープしたN／P型ダイオードの採用による耐放射線性の付与，方向依存性の改良，および計測システムの工夫などによって数10R／h から数MR／h の広範囲の照射線量率を対象とする簡便で高精度な実用計器の開発に成功した。またプレナー構造をもつP／N型ダイオードを用いることによって低線量率領域の有効測定範囲の下限を 1R／h 以下まで広げることに成功した。

(8) 透明物質の放射線による近紫外および可視部における着色を利用した大線量測定用の固体線量計として，高分子絶縁物の三酢酸セルロース（CTA）およびポリエチレンテレフタレートのフィルムと，無機絶縁物のコバルトガラスによる方法の研究を行った。1〜10Mrad の線量域を対象とするCTA線量計については，線量率，温度，添加物，厚さなどの依存性を明らかにし，高線量率の電子線照射場用の実用線量計として最も有用であることを確かめた。10M〜1Grad の高線量領域を対象とするポリエチレンテレフタレート線量計については不安定着色成分を除去する方法の有効性を確かめた。また，10k〜1Mrad の比較的低線量の領域を対象とするコバルトガラス線量計については，フェーディング効果補正用の経験式を与え，それによって γ 線照射場における高精度の固体線量計による測定を可能にした。

謝　　　辞

本論文を結ぶにあたり，終始御懇切なる御指導を賜り，絶えざる御鞭撻を載いた大阪大学 犬石嘉雄教授に衷心より深く感謝の意を表します。

また本論文をまとめるにあたり，終始有益な御教示と御検討を賜った大阪大学 川西政治教授に衷心より深く感謝の意を表します。

また本論文につき御懇篤なを御検討を載いた大阪大学 井本正介教授に深く感謝の意を表します。

また本研究遂行の過程で有益な助言をしていただくとともに，本論文をまとめるにあたり，終始御懇切なる御指導を賜った名古屋工業大学 宇佐美晶助教授に深く感謝いたします。また本論文の完成に関し，御助力を賜った大阪大学 白藤純嗣助教授に御礼申し上げます。

また本研究の遂行にあたり，長年の研究期間を通じて常に御指導と御鞭撻を賜った日本原子力研究所高崎研究所　田村直幸開発試験場次長に深く感謝します。

また本研究の遂行にあたり，有益な御激励と御指導を頂いた電子技術総合研究所　森内和之大阪支所長，同加藤朗主任研究官，大阪府立放射線中央研究所　岡部茂第一部長，福井工業大学　堀田寛教授，日本原子力研究所　重松友道高崎研究所長，同大島裕之助大阪研究所長に深く感謝します。

さらに本研究において適切なる御助言と有益な御討論を賜った大阪大学　山本幸佳助手，東京大学　松岡伸吾助手，早稲田大学　望月清次，日本原子力研究所　新井英彦氏に厚く御礼申し上げます。

最後に，放射線の照射をはじめ，実験および計算において多大の御助力を頂いた日本原子力研究所高崎研究所照射施設課員の須永博美氏，田島訓氏（元），三友昭市氏，中村義輝氏，河合視己人氏（元），水橋清氏，金子広久氏，四本圭一氏，橘宏行氏に厚く御礼申し上げます。

研 究 業 績 目 録

発表論文

(1) 大島，田中：Polyethylene telephthalate の着色による線量測定，応用物理 36，551（1967）

(2) R. Tanaka, S. Tajima, and A. Usami ; A. Solid State Ionization Chamber for the High Dose Rate Measurement of Gamma-Rays, Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 24, 627 (1973)

(3) 田中，中村：コバルトガラス線量計の Fading 効果とその補正法，Radioisotopes 24, 1（1975）

(4) R. Tanaka, H. Sunaga, and H. Hotta ; Depth-Dose Distribution in an Aluminum-Blue Cellophane Stack for a High-Intensity Pulsed Electron Beam in Atmosphere of Helium, Radiation Research 63, 14 (1975)

(5) H. Hotta, R. Tanaka, H. Sunaga, and H. Arai ; The Dependence of Self-Focussing of a High-Intensity Pulsed Electron Beam on Gaseous Media as Studied by Depth-Dose Distribution, I. Hydrogen and Mono-atomic Gases. Radiation Research 63, 24 (1975)

(6) H. Hotta, R. Tanaka, and H. Arai ; The Depencence of Self-Focusing of a High-Intensity Pulsed Electron Beam on Gaseous Media as Studied by Depth-Dose Distribution, II. Inorganic Polyotomic Gases, Radiation Research 63, 32 (1975)

(7) R. Tanaka, S. Tajima and A. Usami ; A Simplified Instrument for Solid-State High-Gamma-Dosimetry, Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes 27, 73 (1976)

(8) S. Matsuoka, S. Sunaga, R. Tanaka, M. Hagiwara, and K. Araki ; Accumulated Charge Profile in Polyethylene during Fast Electron Irradiation, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-23, 1447 (1976)

(9) 田中，宇佐美；プレナー型 Si 太陽電池を用いた低X，γ線量率の簡易測定法，電学誌 97 C，215（1977）

(10) R. Tanaka, H. Sunaga, and N. Tamura ; The Effect of Accumulated Charge on Depth-Dose Profile in Poly(methylmethacrylate) Irradiated with Fast Electron Beam, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 4670 (1979)

(11) 田中，照射用電子加速器の電子流密度分布の近似式，応用物理 48，432（1979）

(12) 田中，田村；同軸ケーブルのγ線誘起電流の発生機構，電学誌 100 A，141（1980）

(13) R. Tanaka, K. Mizuhashi, H. Sunaga, and N. Tamura ; A Simple and Accurate Measurement Method of Current Density of Electron Accel-

erator for Irradiation, Nucl. Instr. and Methods 174, 201 (1980)
(14) R. Tanaka, S. Mitomo, K. Mizuhashi, and N. Tamura ; Some Influences on Optical Density-Dose Relation in Cellulose Triacetate Dosimeter, to be pulished.
(15) R. Tanaka, et al. ; The Accurate Measurement of High ^{60}Co γ-Exposure Rate with Parallel Plate Ionization Chambers, to be published.

その他の研究報告，シンポジウム

(1) 田中，三友，大島；Polymethylmethacrylate による γ 線，電子線の吸収線量測定，JAERI−memo （公開） 4121 （1970）
(2) 大島，四本，田中，田島，須永；高崎研 3 MeV，15 kW照射用電子加速器，JAERI−1190 （1970）
(3) 大島，田島，田中；電子線照射による深部線量分布　JAERI−memo （公開） 4001 （1970）
(4) 田中，四本，田島，他；γ 線，電子線に対するCTA 線量計の校正，JAERI−M 5608 （1974）
(5) 堀田，田中，須永，他；Febetron 706 のパルス電子線特性　JAERI−M 5776 （1975）
(6) 中村，田中；コバルトガラスによる γ 線の線量測定　JAERI−M 5976 （1975）
(7) 田中，河合，田島，他；電離箱による大線量率測定の相互比較および問題点の検討，JAERI−M 6346 （1975）
(8) 田中；大強度パルス電子線の吸収に関する電荷蓄積効果とビームプラズマ相互作用，放射線 2，22 （1975）
(9) 田中；大強度パルス電子線の線量測定，第 37 回応用物理学会シンポジウム （1976）
(10) 田中；照射用電子線加速器の線束密度の計算，JAERI−M 6998 （1977）
(11) R. Tanaka, Y.S. Yoo, and N. Tamura ; The Use of Polycarbonate Film in High-Level Electron and Gamma Dosimetry JAERI-M 7000 (1977)
(12) Y. Moriuchi, A. Kato, R. Tanaka et al. ; Practical Accurate Measuring Methods on the m-Values of Ionizing Gases and Processing Level Radiation Dose Rates. Intern. Sympo. of National and International Standardization of Radiation Dose, IAEA-SM-222/44 (1977)
(13) 安東，田中，平尾，他：γ 線照射下におけるポロイダル磁場コイルの沿面放電特性，JAERI−M 8360 (1979)
(14) R. Tanaka, H. Sunaga, K. Yotsumoto, K. Mizuhashi and N. Tamura ; Does Evaluation in Electron Beam Processing, Third International

Meeting on Radiation Processing, Tokyo, Japan (1980)
(15) N. Tamura, R. Tanaka, S. Mitomo, K. Matsuda and S. Nagai ; Properties of Cellulose Triacetate Dose Meter, Third International Meeting on Radiation Processing, Tokyo, Japan (1980)

解説, 著書

(1) 田中：大線量計測の現状の諸問題―工業用γ線, 原子力工業 21, No. 5, 20 (1975)
(2) 田中：大線量評価における問題点, 放射線化学 13, No. 25, 17 (1978)
(3) 田中：「大放射線量実用測定法」のうち6項目, 大線量測定研究委員会編 (1978)
(4) 田村, 田中：電子線照射利用と線量, 放射線と産業 No. 11, 13 (1978)
(5) 大島, 田村, 田中：照射施設と線量(1) (新時代の応用放射線化学講座) 原子力工業 25, No. 6, 79 (1979)
(6) 大島, 田村, 田中：照射施設と線量(2), 原子力工業 25, No. 7, 107 (1979)
(7) 田中：化学線量計とフィルム線量計「放射線による大線量率効果の現状と展望」, 日本原子力学会「大線量率効果」研究専門委員会編 (1980)