



小型半導体線量計の 開発と応用に関する研究

丸 橋 晃

小型半導体線量計
の
開発と応用に関する研究

丸橋 晃

目 次

序 章	1
第 1 章 小型線量計についての概説	4
第1節、小型線量計作製の意義と目的	4
第2節、小型線量計の開発の歴史と評価(シリコン半導体との関連から)	5
第3節、小型線量計に要求される性質	8
(3-1) 荷電粒子平衡条件の成立と有意な感度の達成	9
(3-2) LET依存性	14
(3-3) 線量計としての評価されるべき内容	16
第 2 章 連続X線測定用線量計	18
第1節、積算線量計の開発	18
(1-1)、少数キャリアの寿命の変化の利用	18
(1-2) 逆バイアス特性の変化の利用	19
第2節、線量率測定用線量計	24
(2-1) IRIKの構造及び特性を決定するための実験方法	24
(2-2)、素子の特性	32
第3節、素子の空乏層厚及びIR当りの吸収エネルギーの計算	40
(3-1)、空乏層厚の計算	40
(3-2)、照射線量IR当りのシリコン中の吸収線量	44
(3-3) 逆バイアスに対する空乏層厚についての検討	46
(3-4) 照射線量IR当りのシリコンの吸収線量についての検討	46
第4節 結論	48
第 3 章 電子線用線量計	49
第1節 線量計の構造及びその特性を決定するための実験方法	49
(1-1) 構造	49

(1 - 2)	実験方法	51
第2節	誘起電流に及ぼす加速管からの制動放射線の影響及び電子数角度分布とコリメータ効果	51
(2 - 1)	誘起電流に及ぼすコリメータを含む加速管からの制動放射線の影響	51
(2 - 2)	電子数角度分布とコリメータ効果	54
第3節	素子の線量計としての特性	58
(3 - 1)	入射電子エネルギーに対する素子の感度の依存性	58
(3 - 2)	直線性	63
(3 - 3)	放射線損傷効果	69
第4節	電子の後方散乱の電子と空乏層厚の計算	70
第5節	結論	74
第4章	2種の線量計の応用	76
第1節	実験過程	76
(1 - 1)	加速管内の電子ビームの広がりの測定	76
(1 - 2)	制動放射線の空間分布の測定	78
第2節	制動放射線エネルギースペクトル及び吸収エネルギーの計算	81
(2 - 1)	制動放射線エネルギースペクトルの計算	81
(2 - 2)	吸収線量の計算	84
第3節	実験及び計算の結果についての比較検討	86
(3 - 1)	加速管中の電子の分布	86
(3 - 2)	鉄及び金ターゲットから発生した制動放射線強度の角度分布	87
第4節	結論	96
第5章	陽子線用線量計の作製とその応用	98
1節	陽子線測定用線量計の構造とその特性を決定するための実験方法及び結果	98
(1 - 1)	構造	98
(1 - 2)	特性を決定するための実験方法	100
(1 - 3)	実験結果	100

第2節 深部線量の測定と体系中の陽子ビームの広がり効果の測定	104
(2-1) 深部線量の測定	104
(2-2) 透過距離に対する陽子ビームの広がり効果の測定	108
第3節 結論	111
終章	112
謝辞	114
参考文献	115

序 章

本論文は時間的にも空間的にも大きく変化する放射線場に置かれた物質内の局所的な線量測定を可能にする、小型で取扱いの簡便な線量計の開発とその応用についての記述である。

現在、諸種の加速器及び放射線同位体が物理・化学・生物学上の研究課題を追求していく手段として広範囲に利用されている。また、癌をはじめとする医学上の疑問を解決する一つの有力な手段として放射線は、治療上において、その使用頻度を高めつつある。しかるに、これら高エネルギー加速器・原子炉の増設及び放射線同位体元素の工業的使用をも含む増加など放射線源の飛躍的増加は一般人の生活環境における放射線レベルを高めるという否定的要素をも包含しているものである。今後人類はその発展を追求する上で放射線とのかゝわりをますます不可逆的に増大させていくであろう。環境における放射線レベルの低下と放射線の持つ有益な側面のみの利用は両輪として放射線にたすきあがる研究者にとってますます重要となりつつある。

以上のように放射線とのかゝわりが研究者という特定の枠から一般人をも含むものとして急速に広がっている現状において、放射線被曝に対して生命が受ける短期的かつ長期的な影響をより正しく評価し得る手段の確立は安全上のためならず経済上からも緊要であろう。放射線の被曝—効果の関係は放射線の量及び質、細胞の分裂速度、細胞をとりまく環境、さらには放射線と物質との相互作用のあり方等々、非常に多くの変数は要素として含む関数として評価される。このため照射量—効果量を一義的に関係付け得ることの出来る基準量を定めることはほとんど不可能に近い。しかしながら、放射線と生物に関してなされた基礎研究により一つの有効な基準量が確立された。それはrad表示による吸収線量である。この量もX線や電子線のような単一電離(One-hit型)放射線のみならず中性子、陽子を含む重粒子が広範囲に使用されつつある現局面に於

いて、さらには効果量が線量率に依存するという点に関して、効果量を簡単に予測・評価する上で不十分さを窺った量であるといえよう。しかし線量効果関係が次式で示されるように、一般的に rad 表示線量口効果量を予測する上に最も基準となる量として把握し得るものである。

$$D_E = D_{ab} \times Q_F(RBE) \times D_F \times \dots$$

ここに D_E は rem 表示で示される同一効果量をひき起す線量等量であり D_{ab} は rad 表示の吸収線量、 Q_F あるいは RBE は線量に関する量で LET 依存量、さらに D_F は生体中の放射線分布すなわち臓器に関する量である。

被照射生体中に付与される線量は一般的に一樣では無い。この点から D_{ab} を生体中の任意の微小空間において測定することは生体全体の効果量を求める上で、あるいは有効な照射効果を導出し、照射方法を確立する上で有効な方法である。微小空間における線量を測定する手段の確立、すなわち有能な小型線量計の作製はこの点に意義を帯びたと共に筆者にとって興味のある対象であった。小型線量計を作製する上でシリコン半導体は他の固体検出器と共に有用な性質を有する物質であることが指摘されていた¹⁾。このことをふまえて、シリコン半導体を主要な材料として小型線量計の開発研究に着手した。線量計は積算線量測定用及び線量率測定用の二種に大別される。この研究の初期、放射線損傷を含む放射線効果量の測定に興味をいだいていて関係上放射線損傷を利用した照射後測定用積算線量計の開発に研究の目標を定めた。しかしながらこの取り組みからシリコン半導体は主として損傷の回復現象を引き起こすという理由から、特殊な照射条件を除いては線量計としての使用は困難であることが判明した。おみやかの回復現象は照射後測定を対象とす以上再現性という点に信頼度が低く測定結果に大きな誤差を与えるものである。この結果をふまえて以後研究の主題は照射中測定を可能にすることとした。これは照射線量を測定すると同時に損傷効果をも評価しようとするものであり、線量率測定用素子の開発という目的を包含するものであった。n 型及び p

型シリコン半導体基材に各種の操作をほどこし自作した線量計と、市販されている数種のシリコンダイオードに対して線量計として使用し得るか否かを追求した。この結果市販されている高逆耐圧整流用接合型ダイオードが線量率測定用素子として形状価値という点から最も利用価値の高いものであるとの結論を得た。この素子に対して連続X線場における線量率計として要求される性能を十分に検討した。この結果が第2章に述べる内容である。さらにこの素子を検出部はそのままに電子線用線量率計及び陽子線用線量計として使用し得るよう改造した。電子線及び陽子線測定用として用いられた場合のこの素子の特性についての研究結果はそれぞれ第3章及び第5章に述べられている。なお第1章については線量計についての概要(開発の歴史、線量計として要求される性質等含む)について述べ、第4章には連続X線用及び電子線用線量率計の二種を用いて行なった制動X線の角度分布測定について述べる。

これらの研究結果の内容を公表した論文は次に示すものである。

- 1) A. Maruhashi et al. "Characteristics of a Miniature Dosimeter Developed for Measurement of Bremsstrahlung", Nucl. Instrum. and Methods, 128 (1975) 441.
- 2) A. Maruhashi, "Characteristics of a Miniature Dosimeter Developed for Measurement of Electrons", Nucl. Instrum. and Methods, 141 (1977) 87.
- 3) A. Maruhashi and T. Nakamura, "Spatial Distribution of Energy Transfer from Thick-Target Bremsstrahlung Measured with Miniature Dosimeter", (1977) in press in Health Physics.
- 4) A. Maruhashi et al., "Proton Beam Dosimetry in Several Media with Miniature Dosimeter", INS Annual Report (1976) 56.

第1章 小型線量計についての概説

第1節 小型線量計作製の意義及び目的

初期胸部疾患発見の手段として主に用いられていた放射線の医療への利用は現在内・外科のみならず歯科医療の面でも診断用として広く用いられて来ている。一方診断用のみならず産治療並治療分野にもその用途を拡大している。使用対象の広がりと共に利用される放射線の種類も多くなり、多数の放射線同位体 ^{60}Co 、 ^{137}Cs 、 ^{192}Ir 等)カトレーサーとしてあるいは治療のために体内投与としてあるいは外部照射線源として使用されている。針状線源の患部挿入による照射治療も行なわれている。医療への加速器の利用はX線・電子線を得意ものとしてバタトン及びライナックがかなりの普及をさせ、さらに近年我が国においても (p, n) 反応による高LET中性子による治療が始められた。今後、加速器・照射技術の進歩により、陽子あるいは π^- 中間子による治療も始められようとしている。このような放射線治療の進歩と普及は放射線により照射された生物体中の線量測定の課題を非常に複雑なものにしていく。すなわち測定の対象がウイルスをはじめとする個々の細胞レベルの放射線効果を評価するに必要は線量ではなく、治療あるいは診断の場合に必要となるものは三次元(多重層)的広がりを持つ体系内に局在する線量である。このため線量計はこの特殊な条件に適合することと望まれる。局所における線量を測定することのできる線量計は外部照射の場合に限らず、放射線防護と決定臓器が問題となる)上からも、またR₁投与(取り込みの大きい部位が問題となる)上においても必要となる。この局所線量を測定し得る素子—小型線量計の開発の意義と目的はこの点に見い出される。小型線量計はその使用によって照射技術の進歩あるいはR₁投与方法の改善等によっても貢献し得るものがあると考えらる。

第2節 小型線量計の開発の歴史と評価(シリコン半導体線量計との関連から)

線量計を小型にする一とを可能にした固体検出器は1895年頃 $\text{CaSO}_4:\text{Mn}$ を用いた線量計に始まる。医学の分野においてX線の線量を測定するためにシアン化白金バリウム¹の着色する性質を利用する方法が1920年代までとられていた。これは錠剤化されたものとして使用された²⁾。しかしこれ以後空気電離箱をはじめとする他の線量計にとってかわられ固体線量計の復活は第二次大戦の終了を待つことになる。戦後固体線量計を作製するという興味は戦時中に大きく前進した固体物理学を基礎に急速に復活して来た。しかし実際上は六十年前後までG-Mカウンタ³や比例計数管が生体の線量測定の基本手段であり大脳中の投与されたR_Iの量の推定に、あるいはR_Iの物質代謝、悪性腫瘍の成長における物理学的作因の効果を研究する有用な手段として使用されていた²⁻⁴⁾。測定する対象が主としてエネルギーの高いβ線である場合には、これらの線量計は有効であったが、カス封入容器壁のためにα線や軟β線には使用できず、又体積が小さく低密度のためγ線の測定も困難がともなうものであった。1959年線量測定に使用し得る固体の構造の原理がSchulman^{5,6)}により説明付けられるなど、固体の実際上への応用が急速に前進させられた^{7,8)}。すなわち電離放射線によって付与されるエネルギーに対して測定可能な情報量を提供することのできる全ての物質が線量計の開発のため検討目標になった。これらの物質は付与エネルギー—情報伝達機構の相異から二種に大別される。

① 照射終了後も付与エネルギーに対応する情報が物質内に固定されるもの、

② 付与エネルギー(単位時間内の)の変化に対応して早い応答を持ち、その時間変化率に対応する情報を伝達し得るもの。

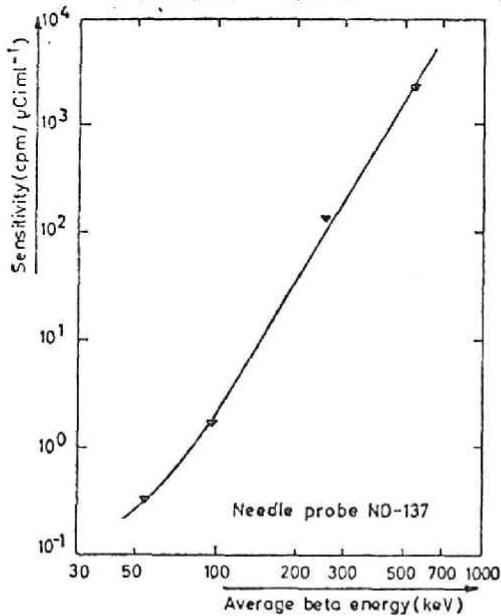
①はカラス線量計をはじめとして照射線量に応じた物性変化量(着色)が測定に対して保持され、くり返し同一測定が可能なもの(ラジオフォトルミネッセンス)、及び熱蛍光線量計に示される測定によって照射前の状態にほぼ回復し一回の同一測定のみ可能な

もの(サーモルミネッセンス)に分別される。これらは共に付与エネルギーの全量を
照射後に測定する(積算線量測定用)線量計である点は同類である。②は一般には電
気導を利用するものであるが熱の利用もあり得る。線量計(線量率計も含む)に利用
されている物質とその特性を表-1)に示す⁹⁾。表-1)に載げられている物質は1
963年当時から現在に至るまでほとんどその種類に変化をみせていない。これ以後
の変化は異なった物質の発見ではなく同じ物質を使用しながらも主として放射線治療に
又診断にみあう多様な目的に合致したより適切な線量計の工学的改良と性能の改善であ
る。これらの固体線量計の発展を踏まえて、ここでは興味の対象である線量率を測定す
ることのできる線量計のうち②に属する線量計について主に述べる。1950年代終り
電離電流を増加する性質を持つ CdS や $SaSe$ が主として開発の対象となった⁹⁻¹²⁾
これらは応答が遅いという弱点を初期の段階におりても、⁹⁾ ありかじの本測定の
の前に照射を行なっておくなどの技術的改良によって、この弱点を克服した⁹⁾。しかし
CdS と同様の感度を有するシリコン半導体を利用した $n-i-p$ 型線量計の出現はこの
CdS にとっまかめるだけの十分な利点をもつものであった¹³⁻¹⁵⁾。その後のトランジスタ
・ダイオード等シリコン半導体製品における技術革新はこの移行を決定づけるもので
あった。60年代半ばまでのシリコン半導体を利用した線量計は診断用に用いられる
RIの投与に際しての体内の線量分布の測定に用いられる。線量計は体内の空孔く骨
腸等)に挿入される目的を持ち RIの集積度の測定に用いられる。これは70年代に
入って約1mm 直径程度の針状線量計の開発の基礎となつた¹⁶⁻¹⁸⁾。この針状線量計
の出現は体内のあらゆる点における線量を測定するための条件を満足する可能
性を示すものである。この線量計の検出部はシリコン半導体を基材とする全体空気層
型である。この型の線量計は診断用として感度は十分であるがエネルギーに対する依
存性(図1-2に示す)に問題がある。このことは特に体系中における放射線のエネ
ルギーは一般に単色ではなつたため今後の改善を要する重要な相容である。感度とエネ

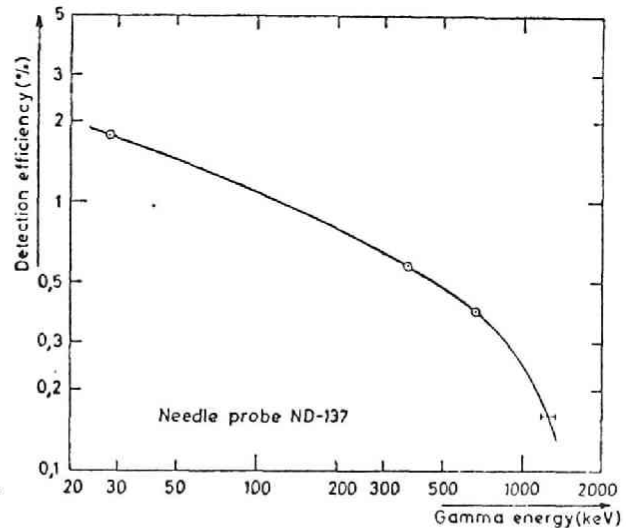
TABLE 1—Operation of Solid-State Dosimeters

<i>Measured parameter</i>	<i>Material</i>	<i>Main dose range (roentgen)</i>	<i>Comments</i>
Centers stable to measurement (dose)			
Coloration	(a) Glass (3)	10 ⁴ -10 ⁹	For dosimetry of beams including pulsed electron beams Dose distributions in phantoms
	(b) Clear plastics	10 ⁶ -10 ⁹	
	(c) Dyes (e.g. red perspex (4), blue cellophane, tetrazolium blue (5), H.A.P. (6))	10 ³ -10 ⁷	
Radiophotoluminescence	Glass (a) USA (b) Japan	10-10 ⁵ 10mr-10 ³	Used in tissue implants
Degradation of luminescence	Anthracene, etc.	10 ⁶ -10 ⁹	High doses
Electron spin resonance	α -Alanine	10 ² -10 ⁵	Research method
Centers destroyed by measurement (dose)			
Thermoluminescence	(a) CaF ₂ :Mn	0.001-3 × 10 ⁶	{ Sensitive: used for protection monitoring { Clinical use under active development { Energy-independent; fading small Under development
	(b) LiF	0.1-10 ⁶	
	(c) CaSO ₄ :Mn	5 × 10 ⁻⁶ (±50%)	
Electrical conductivity (dose-rate)			
		<i>Amps or volts at 1 r/hr</i>	
Photocurrent	<i>p-n</i> junctions, Si, Ge, GaAs	10 ⁻⁹ -10 ⁻⁸ amp	Fast-pulse counters
Photovoltage	<i>p-n</i> junctions, Si, Ge, GaAs	10 ⁻⁵ volt	Damaged by 10 ⁴ r
Internally amplified photocurrent	CdS	10 ⁻⁶ -10 ⁻⁵ amp	Response times 1-5 sec at 1 r/min. Pulse counting under development

ルギー依存性(組織への付与線量と線量計により測定された線量との放射線エネルギーに対する関係)は相反する量である。又実際に使用される(治療上)線量率は一般的にそれ程小さくはない。筆者がP-n型ではなくP-M型素子を線量計として選んだのは以上のような理由による。P-M型素子としては透過陽子線線量計として小型線量計が作られ使用されてくるが価格の点で問題があると考える¹⁹⁾。小型線量計開発に付いては我が国の取り組みは横田等によるガラス線量計²⁰⁾の開発における大きな寄与を除いてほとんどみるべきものがない。ただ厚さの異なるプラスチックカバーを具えた指頭型電離箱が開発使用されているがこれは体内の測定を可能にするものではない。このような我が国の小型線量計(特に線量率計)開発の現状は放射治療の急速な増大に対して早急に解決を要するものと考えらる。これらの点からより経済的および使用の簡便な小型線量率計を開発することが研究の主目的であり、この論文の内容である。



Beta sensitivity as a function of average beta energy for a typical "standard probe".



Sensitivity to gamma flux in air as a function of photon energy for a typical "standard probe". The relation displayed is only approximative, due to the fact that some of the gamma-decays used are not mono-energetic.

Fig. 1-a These figures were shown by A. Lauber¹⁷⁾.

第3節 小型線量計に要求される性質

G-M管や比例計数管等が入り計数率計に比べて固体検出器が小型化する上での利点はその点にある。

- ① 密度が気体のそれらに比べて約 10^3 倍である。
- ② 1電子-イオン対(電子-正孔対)の生成に要するエネルギーはシリコン半導体の場合約 3.66 eV であり気体の約 $1/10$ である。

また固体検出器が放射線治療(比較的高線量率である)に際して線量率計として有利な点は応答が早いことである。治療に際し連続一様強度の放射線照射が行われる場合線量率は数千 rad/hr まで、またパルス状の場合には瞬時値において約 10^6 rad/sec までの測定が必要である⁹⁾。この条件を満たす上で固体検出器は有利である。

以上のような利点を有する固体小型線量率計が体系内において使用されるにあつて、線量率計が提供する情報から複雑な補正を経ずして体系中の吸収線量を導くためには、線量率計は以下の条件を満足することが求められる。

(3-1) 荷電粒子平衡条件の成立と有意な感度の達成

体系内(組織内)の任意の場所における付与線量を簡単に測定しようとする条件は体系を構成する物質と線量計の有感部との間に荷電粒子平衡条件が成立することにある。すなわち次式が成立することである。

$$E_m = \frac{S_m}{S_D} \cdot E_D \quad (1-1)$$

ここに E 及び S はそれぞれ測定点における吸収エネルギー及び阻止能であり、 m 及び D は測定対象物質(体系構成物質)及び線量計の有感部構成物質を示すための添字である。

◎ 照射に使用される放射線が荷電粒子でなく γ (X) 線の場合。

着目部位へのエネルギー付与は主として二次電子によるものである。この組織内に二次的に発生した体系内の任意の場所における電子の場を線量計を置くことにより、乱さないことが平衡条件を成立させるための必要十分条件である。一般的には線量計有感物質と着目部位構成物質とは異なるため、電子に対する阻止能及び γ 線との相互作用を起す断面積は異なる。このため線量計有感部の大きさは二次電子の行程より

も小さく又着目部位を通過する電子数に比べて検出部で発生する二次電子数が非常に少ないような大きさであることが平衡条件を満たす内容である(検出部が体系構成物質と同一である場合はその大きさは照射野と同じ大きさを持つものでよい)。X線によって発生する二次電子のエネルギーは入射X線のエネルギーから零まで連続したものであり、この意味で全ての二次電子に対して平衡条件を成立させることは不可能である。体系内におかれた線量計検出部に入射する二次電子のエネルギースペクトルを $n(E)$ とすると検出部に付与されるエネルギー $E_{ab,D}$ は検出部中で発生する二次電子数を無視し得るとして次式で表わされる。

$$E_{ab,D} = \int_0^{R(E)} n(E < E_{R=Ld}) \left(-\frac{dE}{dX}\right)_D dX + \int_0^{Ld} n(E > E_{R=Ld}) \left(-\frac{dE}{dX}\right)_D dX \quad (1-2)$$

ここに、 $R(E)$ はエネルギー E の電子の有感層構成物質中での行程で $n(E < E_{R=Ld})$ 及び $n(E > E_{R=Ld})$ はそれぞれ有感層厚 Ld よりも行程(有感層中での)が短い及び長い電子線束のもつエネルギースペクトルである。また $\left(-\frac{dE}{dX}\right)_D$ は阻止能である。

理想的なベンシルヒウム状入射を考え検出部と同一部位で検出部厚($g/m/cm^2$ 単位における)と同じ体系構成物質層の場合、この層に吸収されるエネルギー $E_{ab,m}$ は

$$E_{ab,m} = \int_0^{R(E)} n(E < E_{R=Ld}) \left(-\frac{dE}{dX}\right)_m dX + \int_0^{Ld} n(E > E_{R=Ld}) \left(-\frac{dE}{dX}\right)_m dX \quad (1-3)$$

ここに式(1-2)における D 及び式(1-3)における m は検出機有感層及び体系構成物質を示す添字である。これらの両式の右辺の1項(A とする)は同じ値である。今検出器有感層厚がその層を透過するに対して阻止能に変化をもたない程に薄いものとし(1-2)式及び(1-3)式の右辺の2項をそれぞれ B 及び C とし前者に対する後者の阻止能比を S とすると

$$E_{ab,m} = A + S \cdot B, \quad \{C = S \cdot B\} \quad (1-4)$$

(1-1)式から得られる近似値 $\overline{E_{ab,m}}$ は

$$\overline{E}_{ab,m} = S \cdot E_{ab,D} \quad (1-5)$$

線量計として許容される最大誤差は約5パーセントであり⁹⁾、この条件のもとに式(1-2)、(1-4)、(1-5)から

$$\left| \frac{\overline{E}_{ab,m}}{E_{ab,m}} - 1 \right| = \left| \frac{S(A+B)}{A+S \cdot B} - 1 \right| \leq 0.05 \quad (1-6)$$

今、検出器有感部をシリコン、体系を水(軟組織に相当)をもって代表させるならば $S > 1$ であるから、式(1-6)より

$$\frac{A}{B} \leq \frac{0.05}{S-1.05} \quad (1-7)$$

一般に放射線に利用されるX線は1 MeVよりも高いエネルギーが使用されている。今1 MeVのX線で照射されている水体系中の吸収エネルギーの測定を考える。コンプトン散乱が主要な相互作用である1 MeV X線の水中での平均自由行程は約14 cmで発生する電子の最大行程は約4 mm(コンプトン散乱電子の最大エネルギー0.8 MeVの水中での行程)である。これはX線の入射点から約4 mmの位置(P点とする)以後の体系中のビーム軸上の各点では電子平衡条件が成り立ち、吸収エネルギーはP点をその最大点として、それ以後はほぼ $e^{-\mu x}$ (μ はコンプトン効果の線減衰係数)で減衰する(Kerma量に比例する)ことを示している。図1-1)にクライナー¹⁰⁾の式から得たコンプトン散乱電子のエネルギースペクトルを示す。このようなスペクトルを持つ電子が全て前方に放出され又その電子のエネルギー減衰が連続減速であると仮定する。P点における水の吸収エネルギーをシリコン半導体検出器で線量測定を行なうものとすると、 S は電子のエネルギーが10 MeVから10 keVへ変化するのに対して1.18から1.37へとゆるやかに変化する。1 MeV X線入射の場合10 keV以下のエネルギーを持つ電子の割合は図1-1)に示したエネルギースペクトルから見て非常に小さい。条件的に仮設して10 keVの電子の S を式(1-7)に代入すると A/B は

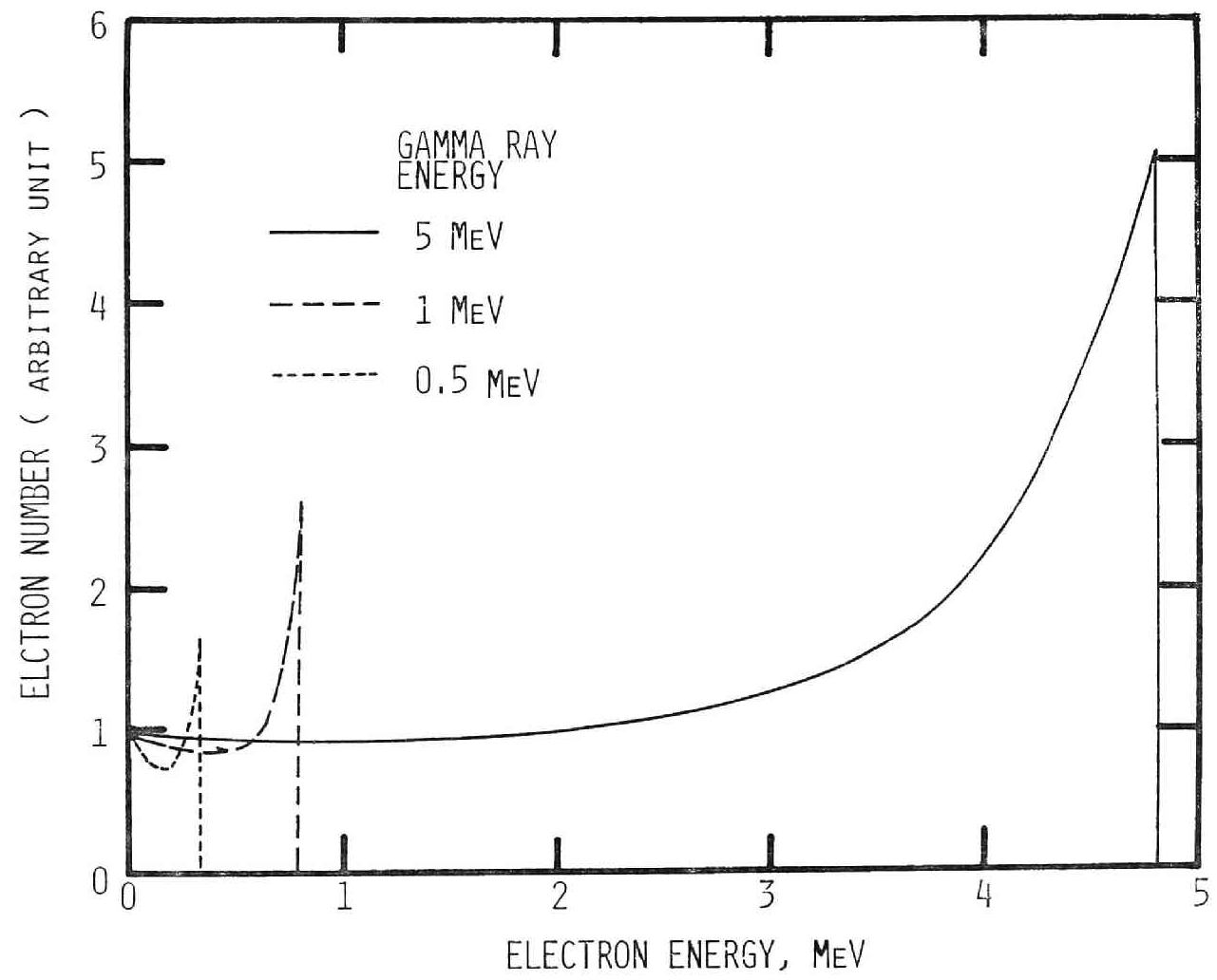


Fig. 1-1. Energy spectra of Compton electron.

約0.16である。この条件を満たす線量計の有感層の厚さを上記の仮定のもとに計算すると約160 μm となる。実際の測定に当っては、ビーム軸上の場合この条件はゆるやかになり平衡条件を近似的に満たす有感層厚ささらに厚くてもよく、ビーム軸から離れるに従って厳しくなる。これは角度(ビーム軸に対する二次電子の散乱角)が大きくなるに従って低エネルギー二次電子の割合が増大するからである。より低エネルギー照射の場合、あるいは許される誤差範囲をより厳しいものにする場合はいっそう有感層厚を薄くすることが必要となる。しかしこの要請は実用上有効な感度(トレーサ測定用あるいは治療上の線量測定用で異なる)との相関から評価すべきである。すなわち電子平衡(検出器と体系構成物質との間の)条件を成立させるためにはより微小な体積を持つ線量計が必要であるが感度という点からはより大きな体積を持った検出器が望ましいということである。これら相反する二つの要請に対してより適切な有感部の大きさが決定されることになる。シリコン半導体は他の半導体との比較において質量数が小であり結晶組織に近く、感度の点ではそれ程優色なく、上の二つの要請を満足させる上ですぐれており、組織の吸収線量を測定する上で適した物質であると考えられる。

◎ 照射に利用される放射線が荷電粒子の場合

現状において主に使用されている荷電粒子放射線は電子及び陽子である。これら荷電粒子(単色)の場合、透過距離の増大と共にエネルギーのゆりぎが増し連続スペクトルとなるが照射部位の大きさから全体としてはエネルギーの減衰は連続減速モデルに従おうと仮定としてよい。この場合荷電粒子平衡条件の成立は非荷電放射線の場合に比較してより容易である。しかし特に電子線の場合、境界領域(例えば軟一硬組織の境界)においては電子の後方散乱による量が無視し得なくなる。入射電子のエネルギーの減少と共にこの影響は大きくなる。後方散乱電子の持つエネルギーは散乱前の電子エネルギーの約 $\frac{1}{2}$ をピークに幅広い連続スペクトルとなる²¹⁾。このため後

が散乱電子のほとんどが透過し得る程の微小厚有感部を持つ線量計が境界領域における吸収エネルギーを測定するために必要となる。境界領域は一般に分裂組織である場合が多く放射線感受性の高い部位であるため、この部位における測定は不可欠である。しかしながらこの有感部の微小化も感度との相関から判断されるべき内容である。

(3-2) LET依存性

LET 依存に関する問題は次の二つである。第一は線量計の感度が LET に依存することであり、第二は図 1-b) に示したように RBE が LET に依存し両者の依存関係が異なることである。第一の点に関して図 1-c) 及び図 1-d) に示したように LET が増すと共に線量計の感度(出力)は一般に減りする傾向を示す。この現象は主に高 LET 放射線(低エネルギー重荷電粒子)の場合に顕著となる。この原因は高 LET 放射線の径跡にそって生じるイオン対(電子-正孔対)が高密度であればある程度結合によって失われるイオン対の割合が増加し感度が相対的に低下することである。また電導現象を測定の手段とする線量計ではこの原因の他に分極効果やトラップ現象が加わり検出部電場を減少させたり応答時間を遅くさせたりするなどで感度に影響を与えることとなる。第二の点に関して、哺乳動物細胞の壊死に対する RBE-LET 曲線は図 1-b) に示す曲線-3) に対応し LET が増加すると共に効果は増し約 $300 \text{ keV}/\mu$ の LET で最大値をとり、それ以上の LET に対しては減少する傾向を示している。この効果曲線を与える理由は標的理論からの説明付けすることが出来る。すなわち細胞は多数の標的を持ちこれに全て不活化された時のみ細胞の壊死が現象されるとする。LET の増大と共に全標的が不活化される確率は増大する。しかしさらに LET が増加すると線量計の場合と同様、不活化に寄与しない必要ないオン対が増し再結合の割合が増え不活化に寄与するべきイオン対の消滅を引き起こすために RBE が減少しはじめる。以上の第一及び第二の相反する傾向を持つ LET 依存性はドジメトリ-の分野の課題を複雑なものにしていく原因である。現実の体系内に分布する放射線は決して単色では

なく、それぞれ異なる LET を与える粒子の混在場がドзимトリーの対象であることは問題を作りいっそう複雑にしている。このような条件のもとで望まれる線量計は LET-感度関係が可能な限り一様であるものである。図 1-c) 及び図 1-d) よりシリコン半導体はこのような要求に答えるより望ましい性質をもつものであることがわかる。

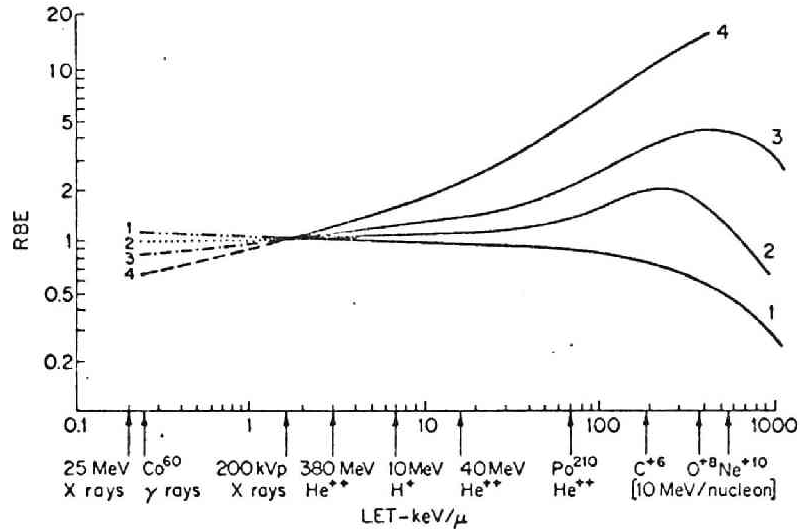


Fig. 1-b RBE versus LET for different classes of biological responses (see text). Modified from a diagram by Tobias and Sondhaus (1963). 26)

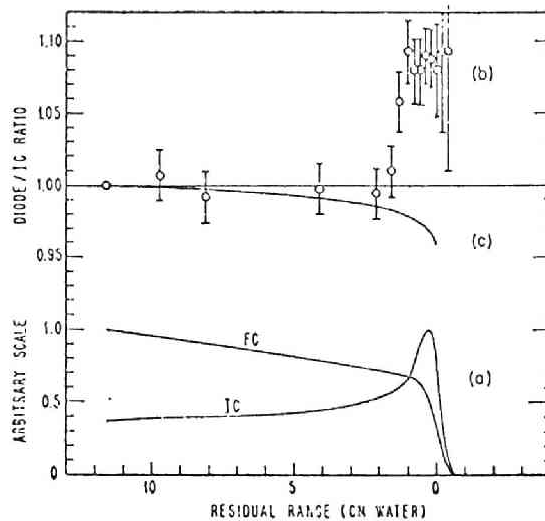


Fig. 1-c Comparison of silicon dosimeter to nitrogen ion chamber. In (a) the integrated dose measured by the ion chamber (IC) and the proton current measured by the Farady cup (FC) are shown. Points at (b) show the ratio of integrated dose measured by the silicon diode to that measured by I.C. Curve (c) is the calculated ratio of dE/dx , normalized at 11.5 cm residual range. 22)

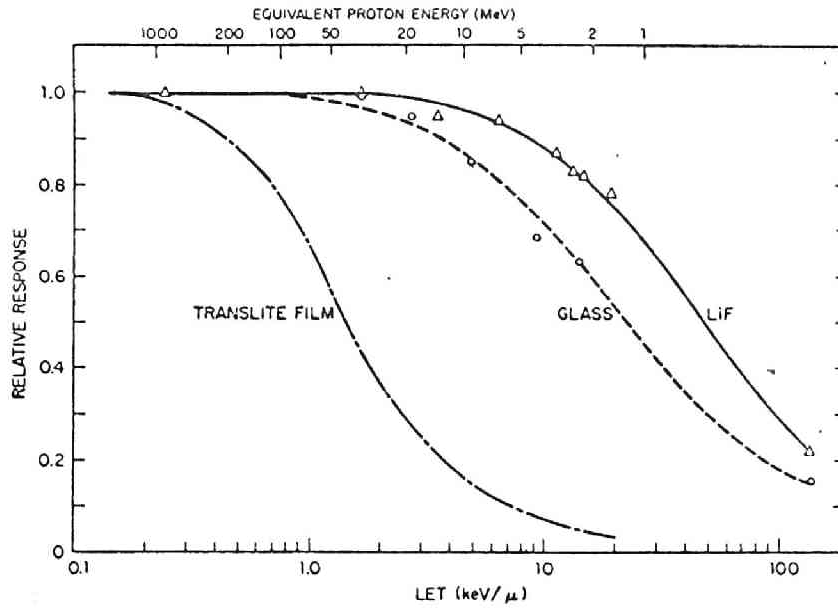


Fig. 1-d Response per rad (tissue) of a LiF thermoluminescent dosimeter, silver phosphate glass, and a typical photographic film as functions of the LET of the irradiating particles (Wingate *et al.*, 1967; Tochilin *et al.*, 1963; Tochilin *et al.*, 1956). All curves are normalized to 1.0 at minimum LET.

Wingate *et al.* ²³⁾, Tochilin *et al.* ^{24,25)}

(3-3) 線量計としての評価されるべき内容

線量計の目的は放射線場に置かれた物質の放射線効果の程度を予測し、評価及び制御するための情報を我々に与えることにある。その上め引き起こされた効果量に比例する情報を我々が実測し得るものとして提供しうる機構をその中に内包してなければならぬ。測定対象であり放射線場はエネルギー・方向・強度等さまざまな要素を持つ複雑な場である。このため線量計はこれらのそれぞれの要素に対して依存しないことが信頼性をより高める基準となる。それぞれの要素とは測定手段が電離方法の場合には以下に列挙するものである。

- (1) 線量率
- (2) 線量
- (3) 放射線エネルギー

(4) 放射線入射方向

(5) 測定位置環境温度

これらの放射線場が持つ要素に対して望まれる性質は、(1)に対しては広い線量率の範囲にわたって感度が直線性を保持することすなわち高線量率までイオン対の再結合等の影響を無視し得ること、(2)に対しては放射線損傷効果がなく高積算線量まで線量率-感度の直線性が保たれること、(3)に対しては LET 効果が少なくエネルギー依存性が低いこと、(4)及び(5)に対してはそれぞれの変化に対する感度変化が無視できるほど小さいことである。これらの性質を保持する外に次の要請がある。

(6) くり返し使用による不変性

(7) バイアス印加に対する漏洩電流の不変性

(6)の内容は放射線損傷の程度に依存するものであり、(7)は感度を上げる場合に問題となる内容である。バイアスの増大は一般に漏洩電流を増加させ測定誤差を大きくし、かつ放射線損傷の影響を受け易くある可能性がある。

以上の線量計に対する要請に加えて以下の点を満足することはさらに望まれる内容である。

(8) 素子間の同等性

(9) 経済性

(10) 簡便性

体系内線量分布を測定する場合、多数個の線量率計の使用がしばしば必要となる。また比較的高線量場での使用が多く損傷等の問題がある。このため(8)~(10)の性質が満足されることは使用の点から極めて有益である。シリコン半導体技術の高度化と広範なダイオード、トランジスタの普及と現状において、シリコン半導体線量率計は上記の要請に答える上でより適切な材料であると言える。

第2章 連続X線測定用線量計

シリコン半導体を利用して積算線量計及び線量率測定用線量計の両者を作製することが可能である。ここに特に連続X線を測定対象としたのは、バータトロンやライブラックによるX線治療に対応したものであると同時に被照射生体系中において放射線場は一般的に単色ではなく連続スペクトルであることによる。連続X線の場合、第1章に記述したように荷電粒子平衡条件を検出器有層と体系構成物質の間に成立させた条件を達成することは決して容易ではない。この困難な条件を克服しなおかつ簡便に方法をもって放射線場の情報(照射線量及び吸収線量)を充分な精度で提供できる線量計を開発することが研究の目的である。

第1節 積算線量計の開発

積算線量測定用線量計(略して積算線量計)にシリコン半導体を用いる場合、線量に対応する線量計から得られる情報は放射線損傷による物性の変化に依存する量である。ここでは少数キャリアの寿命の変化及び逆バイアス特性の変化を利用することを目的として作製した線量計について述べる。

(1-1) 少数キャリアの寿命の変化の利用

CP4 エッチング液で鏡面エツケレブをほどにしたn型シリコン半導体基材の一点にオーミックコンタクトを別の一点に $n-p^+$ 接合の処置をほどこき、シヨックレー等の測定方法^{27,28)} に従って $n-p^+$ 接合部に正の矩形パルス電圧をひきp型半導体によって少数キャリアである正孔を注入する。この注入された少数キャリアをオーミックコンタクト部まで移動させるに必要なパルス中を待つスイープ電圧をあらかじめ印加し必要な電場を接合部-コンタクト部間に作っておく。少数キャリア注入用矩形パ

ルス伝達後のオーミックコンタクト部からの出力 (E) は次式で示される。

$$E = p - p_0 \propto \exp(-t/\tau_p) \quad (2-1)$$

ここに p_0 及び p はそれぞれ熱平衡状態及び非平衡状態にあるシリコン半導体中の正孔(少数キャリア)の濃度を示し、 τ_p は少数キャリアの平均寿命、 t は少数キャリア注入後の経過時間を示す。少数キャリアの寿命は非平衡状態にある正孔密度が $1/e$ に減衰する時間であり、この寿命を支配する要因は不純物エネルギー準位数及び結晶の欠陥エネルギー準位数であり、放射線損傷により後者の準位数は増大する。この性質を利用して約 50Ω 及び $1-15 \Omega \cdot \text{cm}$ の比抵抗を持つシリコン半導体を用いて行なった線量測定の実験結果を図 2-1) に示す²⁹⁾。横軸に照射線量を示し、縦軸にライフタイムを示す。ライフタイムは照射線量の増加と共に直線的に減少している。線量が約 10^4 R における個々のバラつきは大きいが減衰の傾きはよく似ている。個々のバラつきの原因は基材の比抵抗及びオーミックコンタクト・P-n 接合を形成する際の不純物量・表面状態等に個々の素子で相違があるためと考えられる。減衰の傾きがほぼ一定であることはこの手法での線量測定は可能ではあるが、個々の素子によるバラつきが大きい。しかもこの図に示すように線量測定可能な直線領域が狭いところに問題がある。この領域の狭さの原因は主に基材として使用した n 型半導体の比抵抗が小さい ($50 \Omega \cdot \text{cm}$ 以下) ことにある。Curtis 等によれば数千 $\Omega \cdot \text{cm}$ の比抵抗をもつ基材を用いて広々直線領域を得ている³⁰⁾。これらの結果から、この方法による線量を測定するための素子を作製することは経済性の点で難点があり、かつ測定が面倒であることから簡便性という面にも問題あるとの結論を得た。

(1-2) 逆バイアス特性の变化の利用

n 型及び p 型シリコン半導体基材に P-n 接合をほどこして作製したもの、および市販ダイオード (IS1886, 1R1K, RD13A 等) を用いて逆バイアス特

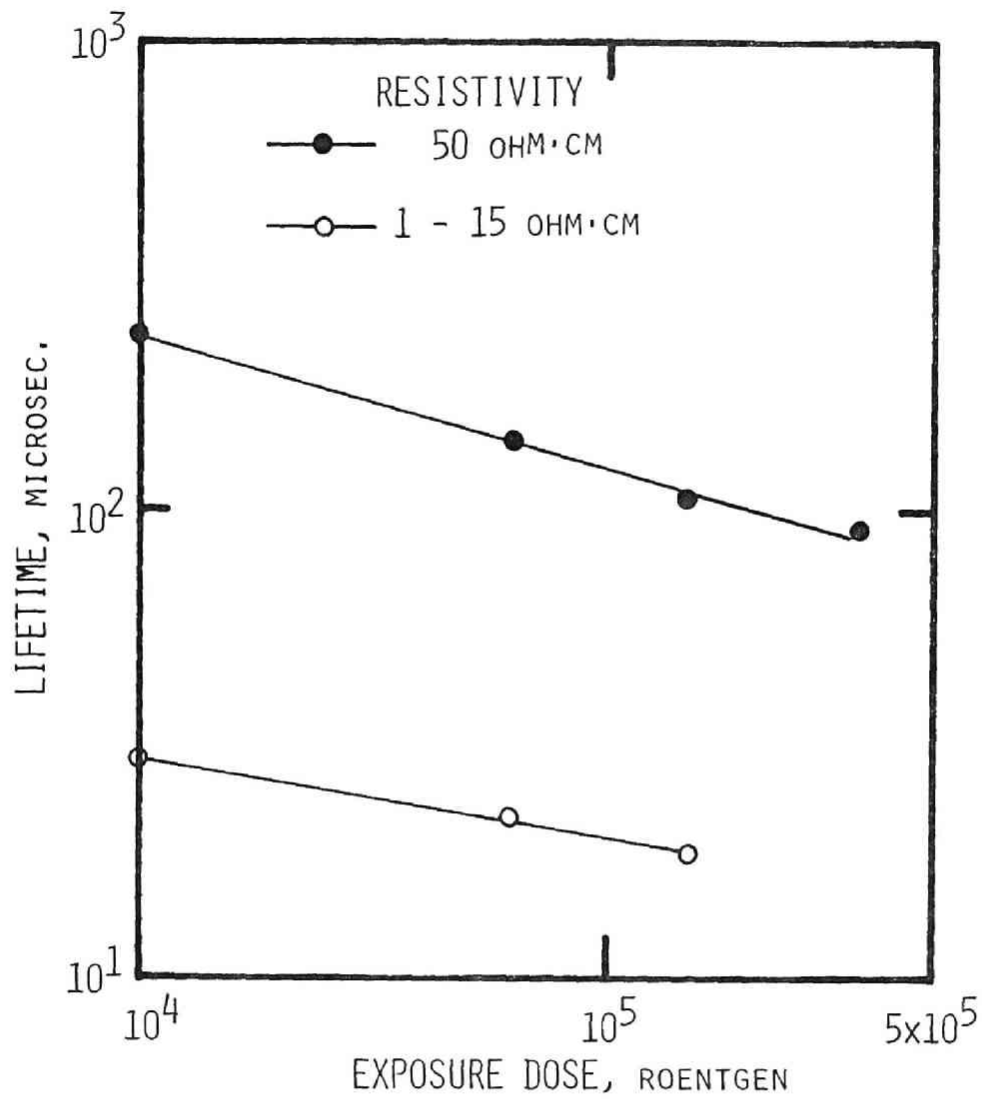


Fig. 2-1. Minority carrier lifetime of n-type silicon semiconductor as a function of exposure dose.

性の放射線損傷による変化を測定した。結果は照射線量に対する変化の直線性を示した²⁹⁾。この可能性を評価するために照射後損傷効果を測定することを改良し、照射中の測定を採用した。検討の対象になった素子は 1S1886, RD13A, 1R1K の 3 種であり、これらは自作のダイオードに比べダイオード特性がすぐれていたものである。

これらの結果のうち最も放射線効果の顕著な RD13A についての結果を図 2-2) に示す。この図は積算線量に対する逆バイアス電流の値を示し、同時に逆バイアスをパラメータとする放射線損傷効果比を示している。逆バイアスを増やすと損傷による逆バイアス電流は増加することを示している。このことは逆バイアスを変化させることにより、線量に対応する出力を変化させることを示している。非常に高い線量率を与える場での測定には低逆バイアスで、低い線量率の場合には高逆バイアスで使用するなど便利な性質である。また顕著な損傷効果から積算線量の代わりに、線量効果の傾きから線量率の導出も可能である。この実験結果は二つの内容を示した。一つは図 2-3) に示すように損傷の回復の効果である。この図に示したものは RD13A から得られたものである。他の一つは第二章以後に示す線量率に比例した出力を顕著に示す性質を持つことであった。この性質は接合型ダイオードに顕著であった。

この実験によって得られた結論は以下のものである。

- a) 一定の線量率のもとでは全この素子に対して線量-損傷効果曲線は直線的である。
- b) 線量-損傷効果曲線の傾きは逆バイアスに依存する。すなわち損傷効果はバイアスの増大と共に増大。
- c) 損傷効果は照射停止後すみやかに回復し、固定される損傷の割合は非常に小さい。このことから損傷効果を照射終了後測定することによって線量を測定する方法においては、照射終了時から測定までの時間に測定結果は大きく依存することになる。このことは測定誤差を産む大きな原因となる。

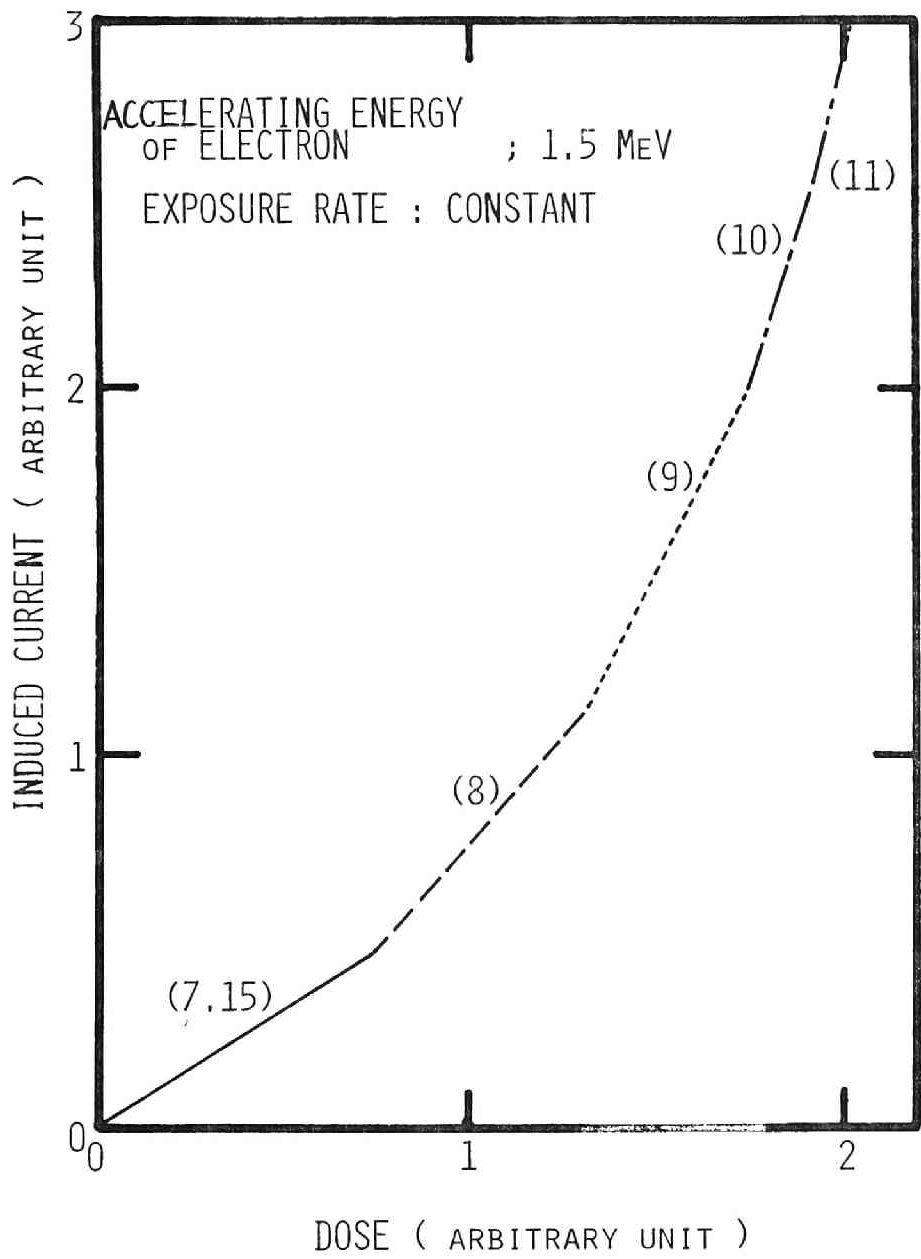


Fig. 2-2. Dependence of the radiation sensitivity of the diode(RD 13A) to the external reverse bias voltage at the constant exposure rate.

Number in () shows the external reverse bias voltage(unit; volt).

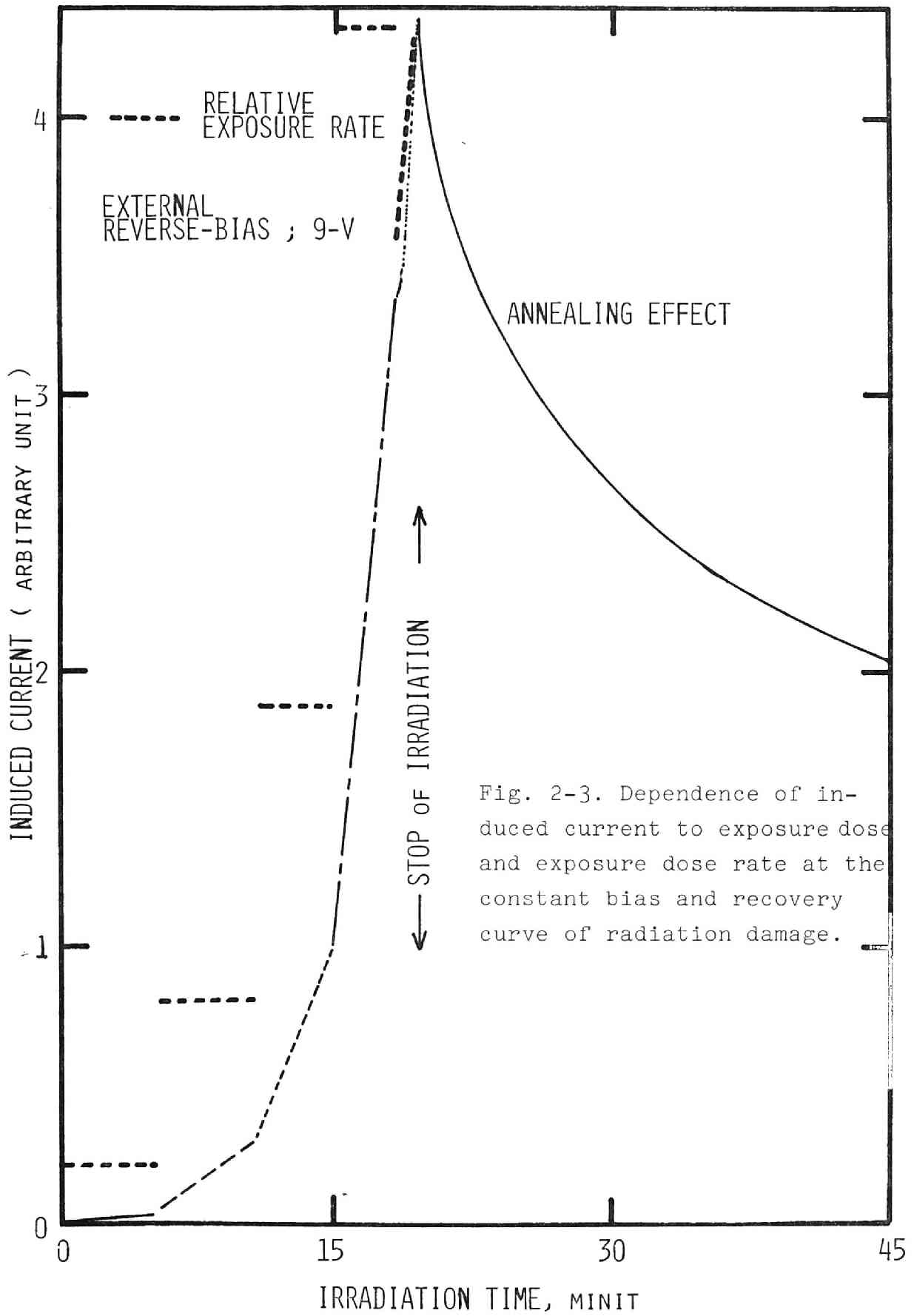


Fig. 2-3. Dependence of induced current to exposure dose and exposure dose rate at the constant bias and recovery curve of radiation damage.

d) 、照射中に損傷効果を利用して線量測定する方法では途中線量率が低下すると一時的に回復現象と損傷効果の競合が生じ線量決定に誤差を招き込む原因となる。

この方法を用いる場合、線量率が一定している RI からの放射線測定に適用し得る。

e) 、19886, IR1K 等高逆耐圧接合型ダイオードは線量率に比例した出力を持ち RD13A に比べて損傷効果も少なく線量率測定用線量計として応用し得る可能性を持つ。

積算線量計は全線量を直読し得る点で優れているが回復現象のため応用範囲が限定される(一層の検討が必要ではあるが)ものと考えられる。以上の結果から次節以後の研究テーマへと展開がなされた。

第2節 線量率測定用線量計

第1節に記述したように高逆耐圧接合型ダイオードはX線線量計として利用し得る可能性を有するものであるとの結論が得られた。線量率計は積算線量計と異なり付属回路(積算回路)なしでは全線量を直読し得るものではない。この点で多数の素子を同時に使用し測定(積算線量が最終的には必要である)する場合、多数の積算回路を必要とするため経済性という面から弱点を有するものである。しかしながら、その反面線量率を測定できることは線量率依存の放射線効果を測定し得る等の点で得られる情報量が多く利用価値の高いものである。多種のダイオードから予備的実験を経て一種のダイオード(IR1K)が抽出採用された。この素子に対し線量率計としての信頼度を評価するための実験的検討が加えられた。さらにこの実験結果の評価のための理論的計算がおこなわれた。

(2-1) IR1Kの構造及び特性を決定するための実験方法。

(2-1-1) 構造

図2-4)は検討対象としての素子(高逆耐圧接合型ダイオードIR1K)の構造を示す断面図である。この素子はn型シリコン半導体を基材としたものであり、基材の比抵抗は約 $120\ \Omega\cdot\text{cm}$ である。図中①はシリコン半導体の検出部を示す。この検出部の形状は直径約 $1.48\ \text{mm}$ 、厚さ約 $0.23\ \text{mm}$ の円盤状である。検出部の P^+ 層はボロシをn型基材に拡散させて形成されたものである。検出部の両面は銅の電極に接続しておりさらに全体は約 $1\ \text{mm}$ 厚のエポキシ樹脂で包みわれている。

(2-1-2) 実験方法

連続X線(制動放射線)発生線源として京都大学工学部原子核工学科のワンデグラフ型加速装置(VE-20)が使用された。図2-5)は実験配置を示す模式図である。制動放射線を発生させるための電子の加速エネルギーは $0.6\ \text{MeV}\sim 1.8\ \text{MeV}$ の範囲である。この領域のエネルギーの場合、加速器の作動状態は比較的安定であり電子束の安定的制御が得られやうい。加速された電子は円盤形状の金ターゲット(厚さ $1\ \text{mm}$)に衝突し制動放射線を発生する。発生したX線はターゲット冷却用の水槽(ターゲットの先端部で約 $5\ \text{mm}$)を透過したのちステンレス製カバー(厚さ $0.5\ \text{mm}$)層を透過する。この透過X線が実験に使用された連続X線である。制動放射線は図2-5B)に示すように配置された素子を照射する。素子は金ターゲットの先端から $4.5\ \text{cm}$ 離れた平面(支持台)上に同心円状に17個(黒丸で示す)配列され、さらに加速管軸上にターゲットの先端から $10\ \text{cm}$ の間隔をおいて9個(白ぬき丸で示す)配列された。これらの素子は線量-出力関係がほぼ同一であることが確かめられているものを使用した。平板上に多数の素子を配列した理由は電子ビームはいわゆる理想的なペンシルビームではなく加速条件により、それは広がりをもちさらに左右非対称であることも予測されたため、平面的に並べられた全ての素子の出力を用いて最もペンシルビームに出くさるような加速器の条件を求めためである。すなわち同一電子線束におい

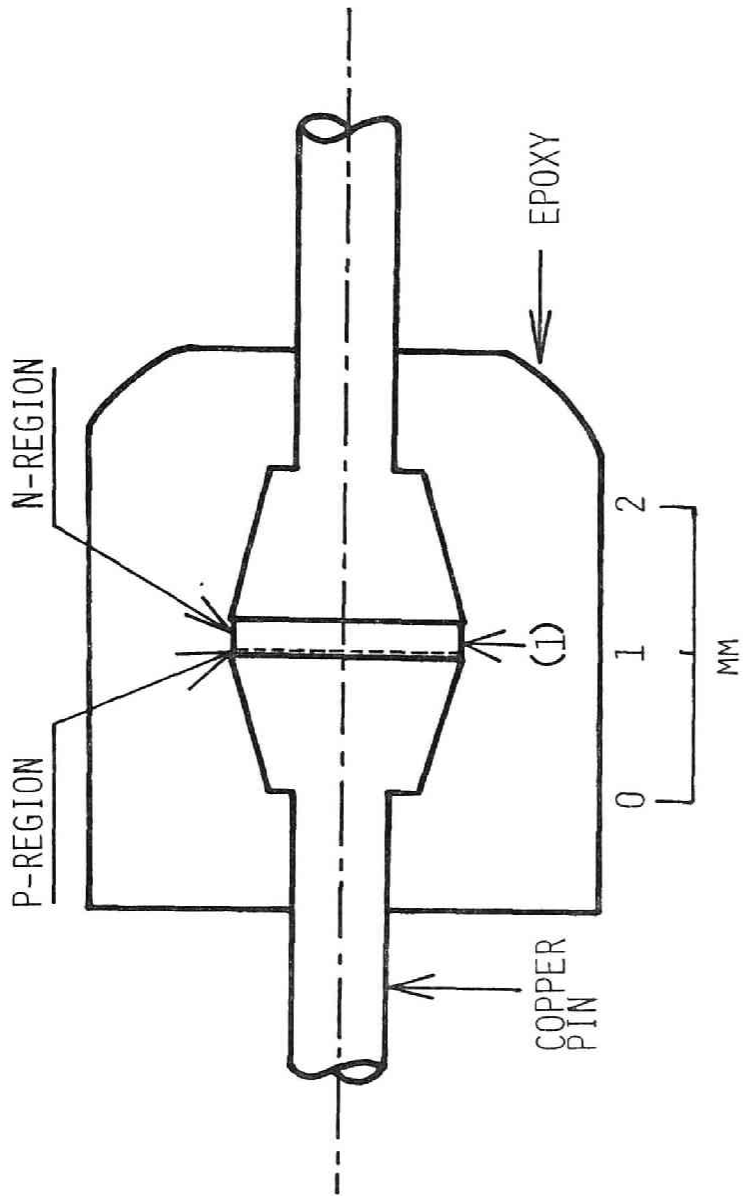


Fig. 2-4. Cross sectional view of the diffused n-p⁺ junction device.

(1) ; silicon detecting element.

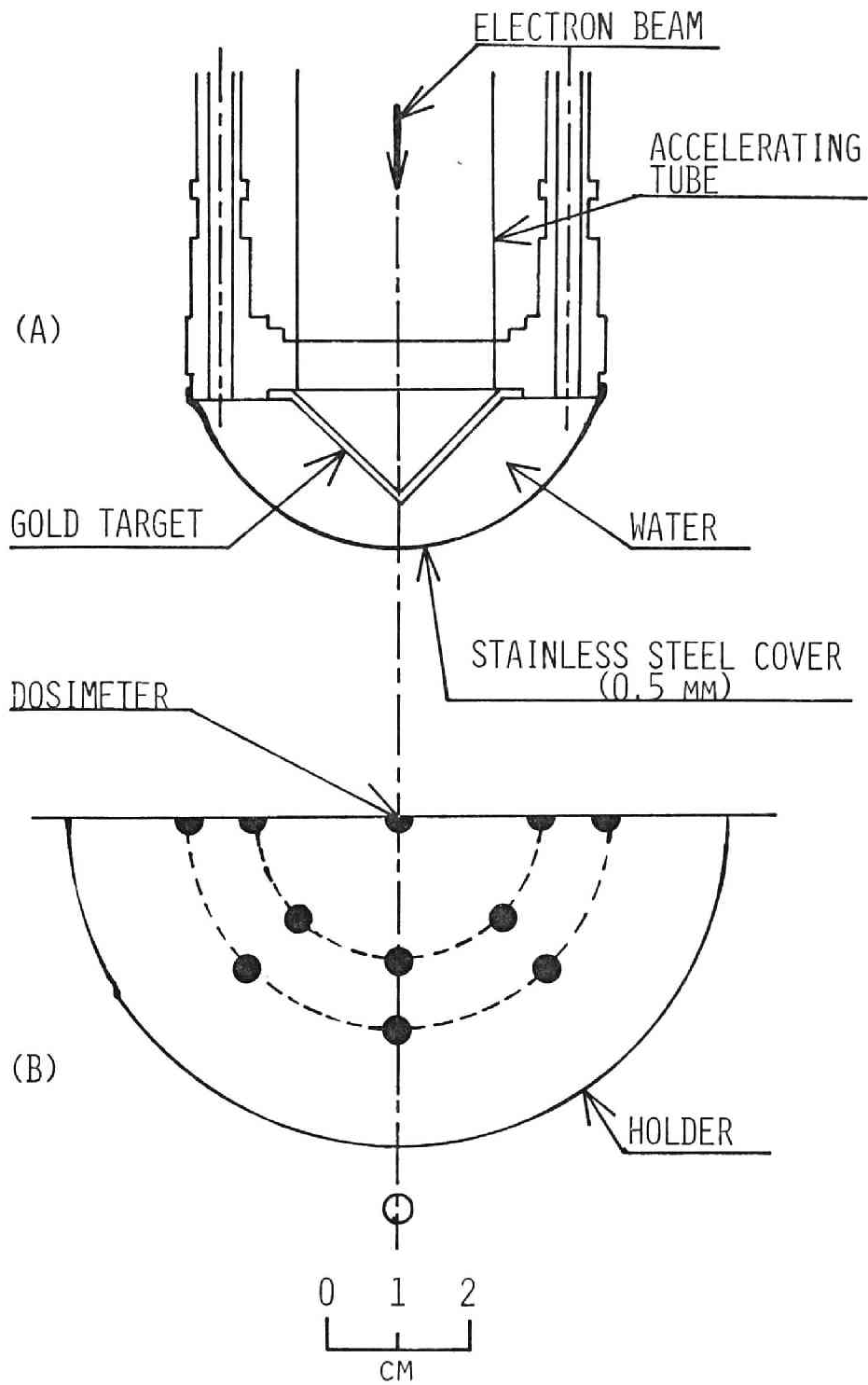


Fig. 2-5. Schematic diagram of experimental arrangement and gold target

て同心円上の素子の出力が全て同一となり、かつ中心におかれた素子の出力が最大となるような電子束の収束条件(理想的なペンシルビームに近ければ近い程この傾向は顕著となる)を得るためである。加速管軸上の素子についても同様の目的が与えられている。発生点から素子が離れれば離れる程ビームのひろがり中は無視できる条件を与えろ。最遠の素子の出力と他の素子の出力の比較からペンシルビームに近いかな否かを評価し得る。素子の出力(X線によって素子中に誘起された電流)と照射線の関係を調べるために各素子に密着させてガラス線量計を配置した。このガラス線量計(東芝製)は直径1mm長さ6mm(FD-R1-1型)のもので金のホルダーに封入された状態で使用された。金ホルダーの使用はエネルギー喪失補償をするためで、このガラス線量計の使用範囲は $1R \sim 10^4 R$ である。この線量計の照射線量-出力曲線(直線性に対する評価曲線)をあらかじめ電離箱によって校正した。この校正曲線を図2-6)に示す。

素子からの出力を測定する外部回路を(図2-7)に示す。この外部回路において印加する逆バイアス供給用電圧を零とし外部回路のインピーダンスが素子のインピーダンスに比較して非常に小さい場合、出力として取り出された外部回路を流れる電流(短絡回路電流³⁾)は放射線によって検出部有感層(空気層)中に誘起された正味の電流量に等しい。外部回路中の素子に直列する抵抗(記録計の内部抵抗に並列に接続されている)の関数として一定の線量率下における出力を相対値として(図2-8)に示す。外部回路のインピーダンスが小さい領域(記録計の内部抵抗値に比べて素子に直列する抵抗値が小さく外部回路のインピーダンスがその抵抗値によってのみ規定される領域、すなわちこの抵抗が零に近い状態における電流量と等しい量を記録計が記録し得る領域)はこの抵抗値が $10^5 \Omega$ 以下であることを示している。全この今後記述ある誘起電流の測定はこの抵抗値が $10^5 \Omega$ においてなされた。短絡回路電流を与える抵抗のうち最大のものを使用した理由は出力(記録計の読みは μV 単位で測定される)を可能

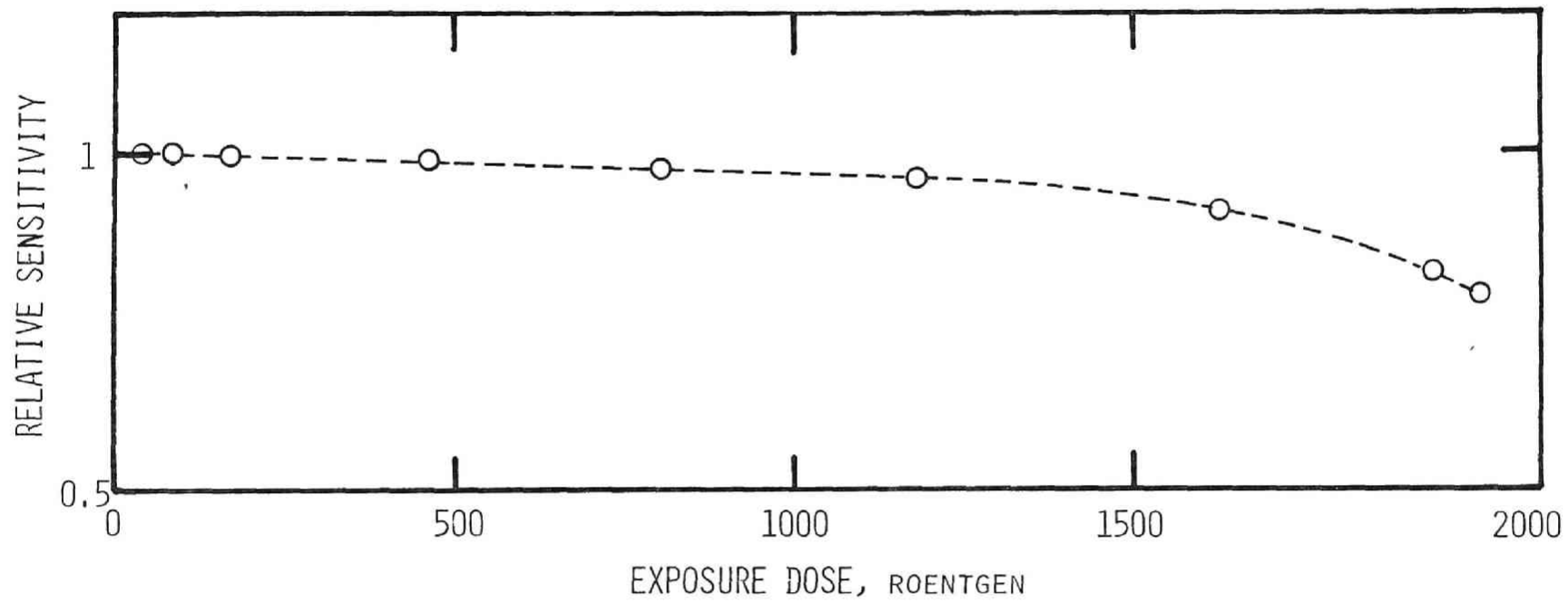


Fig. 2-6. Dependence of the sensitivity of the glass dosimeter(FD-R1-1) to exposure dose.

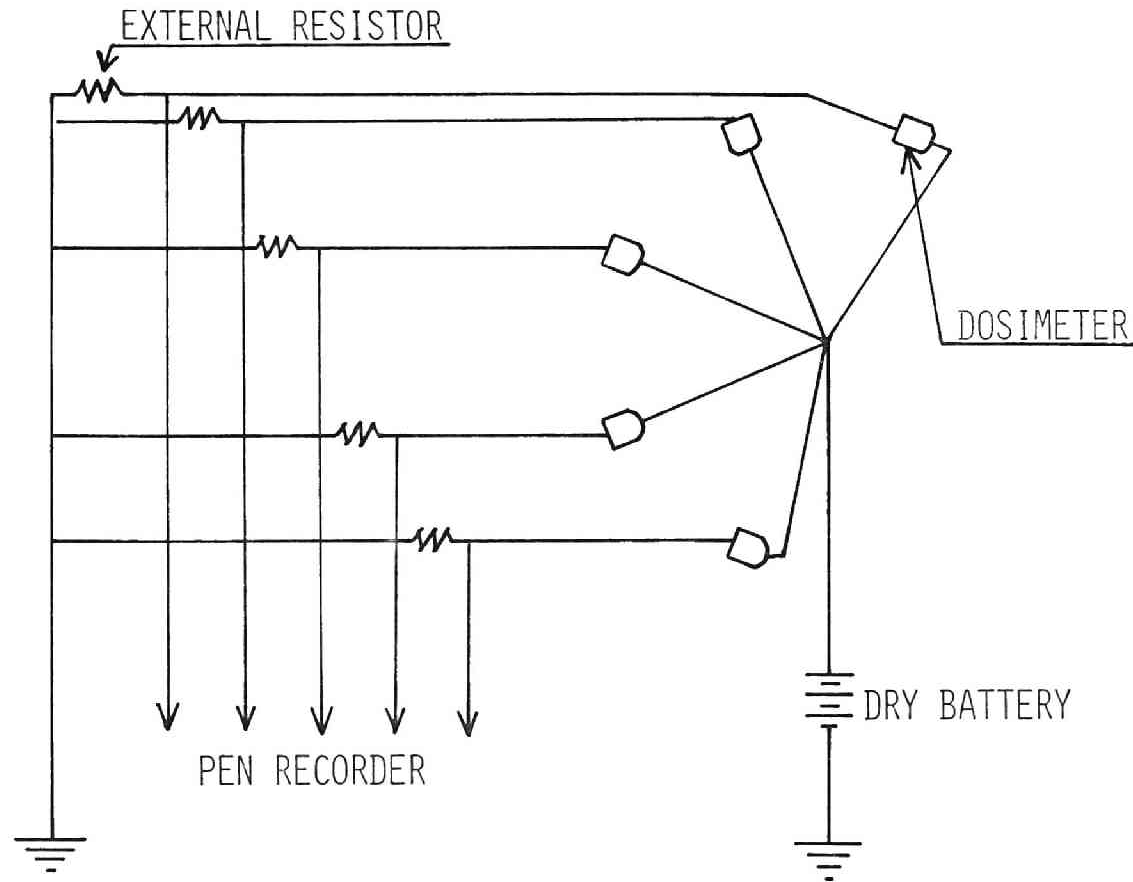


Fig. 2-7. Simple external-circuit for the measurement of radiation-induced current.

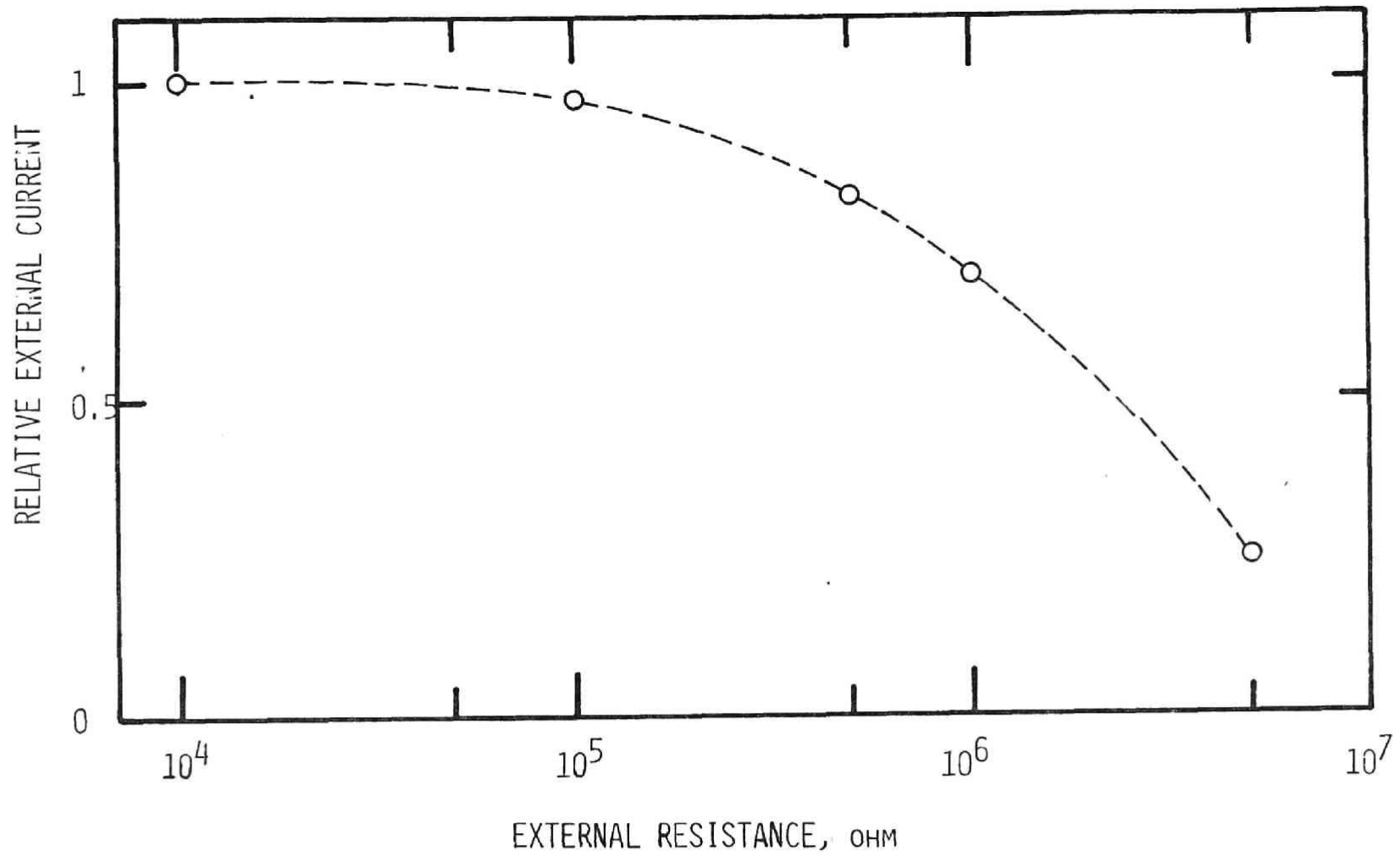


Fig. 2-8. The current through the external circuit as a function of resistance of the external resistor.

は限り大きくあるためである。零バイアスで使用することは空乏層の最小状態で使用することであり感度をより大きくしたいという要請には反することである。しかし仮に零バイアスで有意な感度が保持されるならば漏洩電流を零にすることが可能となり、さらに先に述べた損傷効果を低く保つことができるなど誤差を生み出す原因を取り除くことができるという大きな有利さを獲得することができるといえる。バイアスの大きさを決定する判断は感度増大と誤差原因除去の相反する関係から求められる。

〈2-2〉 素子の特性

〈2-2-a〉 照射線量率及びX線エネルギー依存性

図2-9)に電子の加速エネルギーが1.8 MeVの場合における誘起電流を照射線量率の関数として示す。照射線量率は一定の電子束においてカウンタによる測定された線量から変換されたものである。図2-10)には線量率が 3.6×10^3 R/hrにおける誘起電流を加速された電子のエネルギーの関数として示す。これらの二つの図から0.6~1.8 MeVの領域のエネルギーを持つ電子によって発生した判別放射線に対してはほぼ同一の誘起電流——照射線量率曲線が描かれることを示している(電子の加速エネルギーに対して依存しない特性を示す)。誘起電流 I は照射線量率 dX/dt の関数として次式で示される。

$$I = (1.40 \pm 0.05) \times 10^3 dX/dt \quad (2-2)$$

ここに I 及び dX/dt はそれぞれ μA 及び R/sec の単位で示される。この関係式は dX/dt が $10^2 \sim 10^6$ R/hr の領域に対して少なくとも成立する(下限は記録計の測定下限によって上限は加速される電子束の上限によって規定されたものである)。この式に示すように I と dX/dt の比の標準偏差は 0.05×10^{-3} であり、測定の相対誤差はほぼ5%以内であった。この誤差を与える主な原因は素子の置か

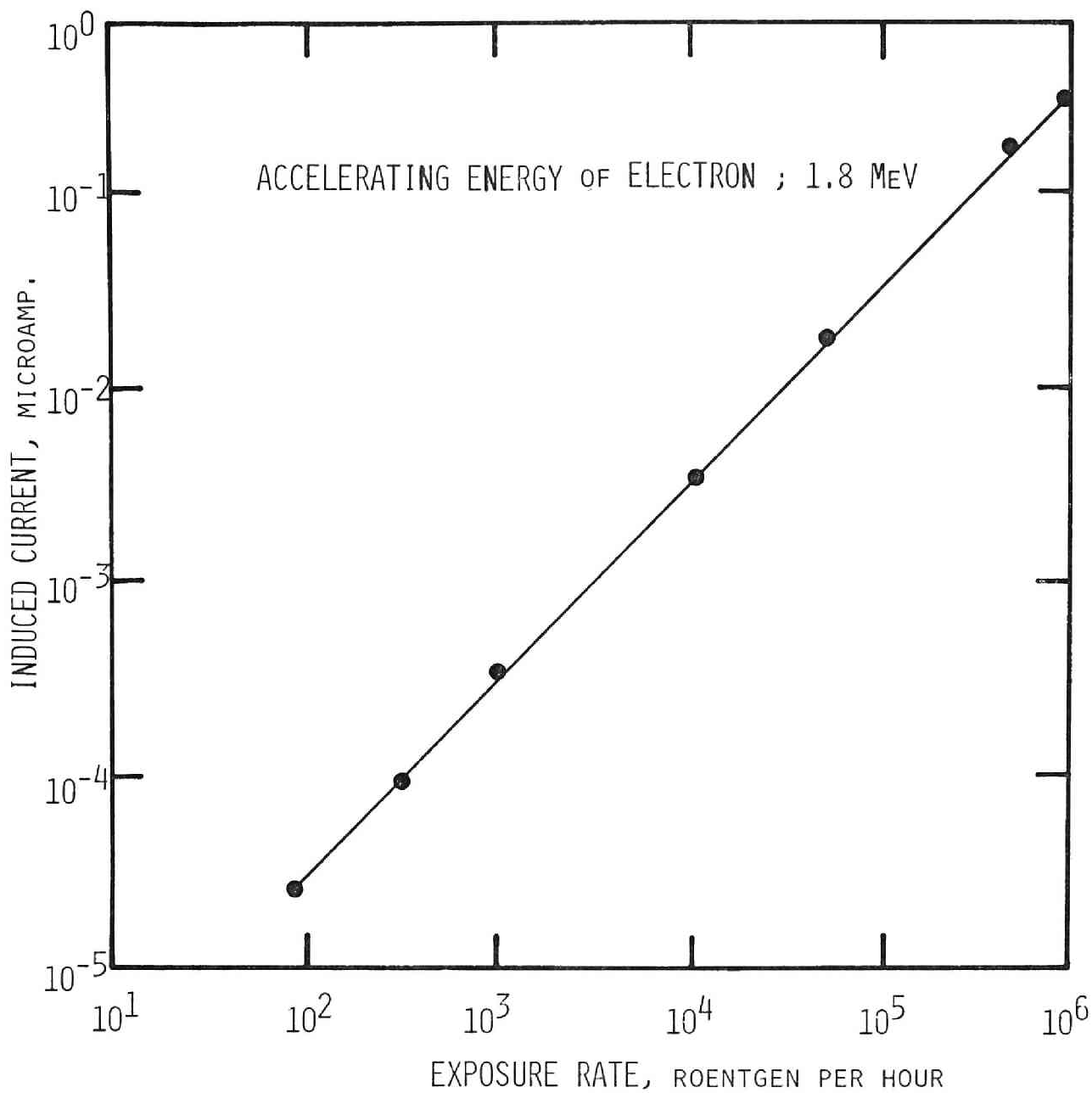


Fig. 2-9. Induced current as a function of exposure rate of bremsstrahlung.

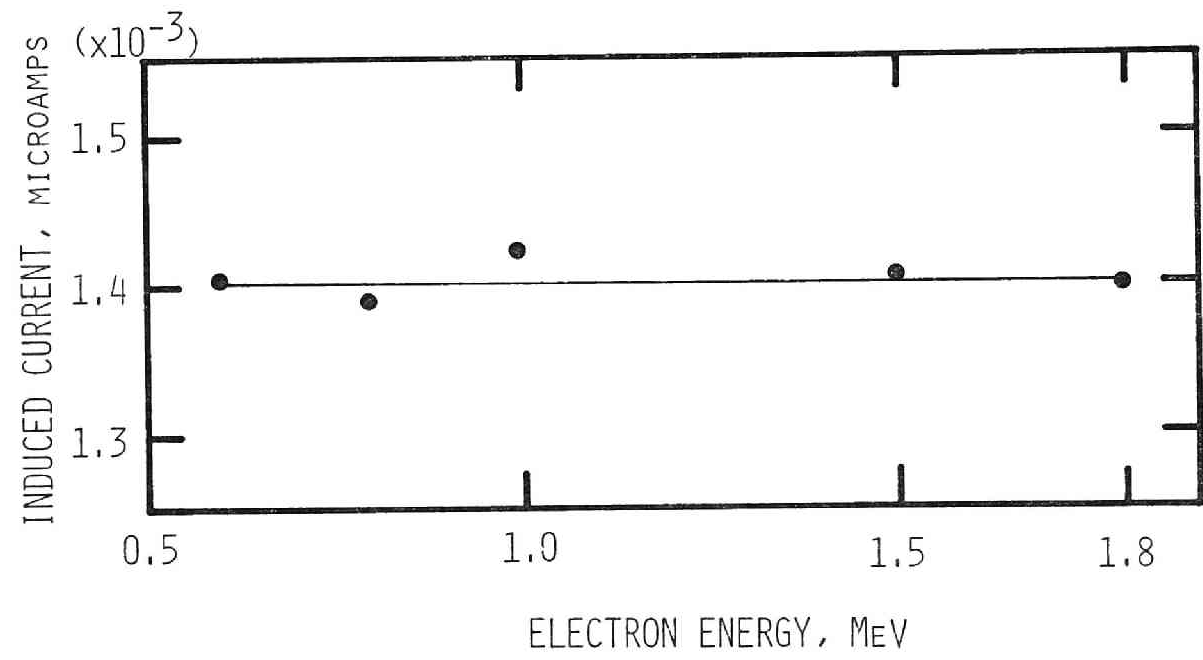


Fig. 2-10. Dependence of the sensitivity of the miniature dosimeter to the energy of electron for producing bremsstrahlung.

れた局所的空間における制御放射線強度の時間的変動であり、この変動は加速路の不安定さからくるターゲット上のビームスポットの位置のゆらぎによるものと考えられる。

上記のエネルギー及び照射線量率において規定値の相対誤差が5%以内であることは、この素子の線量率測定用線量計としての重要な特性である直線性及びエネルギー不依存性を満足することを示すものである。10⁶R/hrまで良好な直線性を有するこの素子は第1章第3節に示れた一般の治療に使用される線量率領域において充分使用を保証し得るものである。

(2-2-2) 放射線の入射方向に対する依存性

誘起電流量が放射線が素子に入射する方向に対して依存するかどうかを検討するため、次に示す実験を行なった。素子は図2-11)に示すように電子ビームの方向に対して360度回した、2回転させられた。図2-11-A)の場合、回転軸は素子の軸(検出部の両平面に垂直)に一致し放射線は検出部の側面から入射する。図2-11-B)に示す場合には、回転軸は素子の軸に対して垂直で放射線の入射方向は検出部の平面に対して360度までの入射角をとる。

前者の場合の結果は放射線の入射方向に対して素子の出力は依存しないことを示した。後者の場合には、誘起電流量は放射線の入射方向に対して依存していることを示した。この結果を図2-12)に示す。この図は図2-11-B)に示す回転角 θ に対して次式に示されるような入射方向に依存する誘起電流 $I(\theta)$ をこの素子が出力として持つことを示している。

$$\begin{aligned} I(\theta)/I(0) &= 1.0 + 0.34 \times \frac{\theta}{\pi}, \quad \frac{1}{2}\pi \geq \theta \geq 0 \\ &= 1.31 - 0.28 \times \frac{\theta}{\pi}, \quad \pi \geq \theta \geq \frac{1}{2}\pi \end{aligned} \quad (2-3)$$

ここに θ の単位はラジアンで $I(0)$ は $\theta=0^\circ$ における $I(\theta)$ の値を示している。さらにこの図は $\theta=0^\circ$ において $I(\theta)=1$ になるように規格化され示されている。

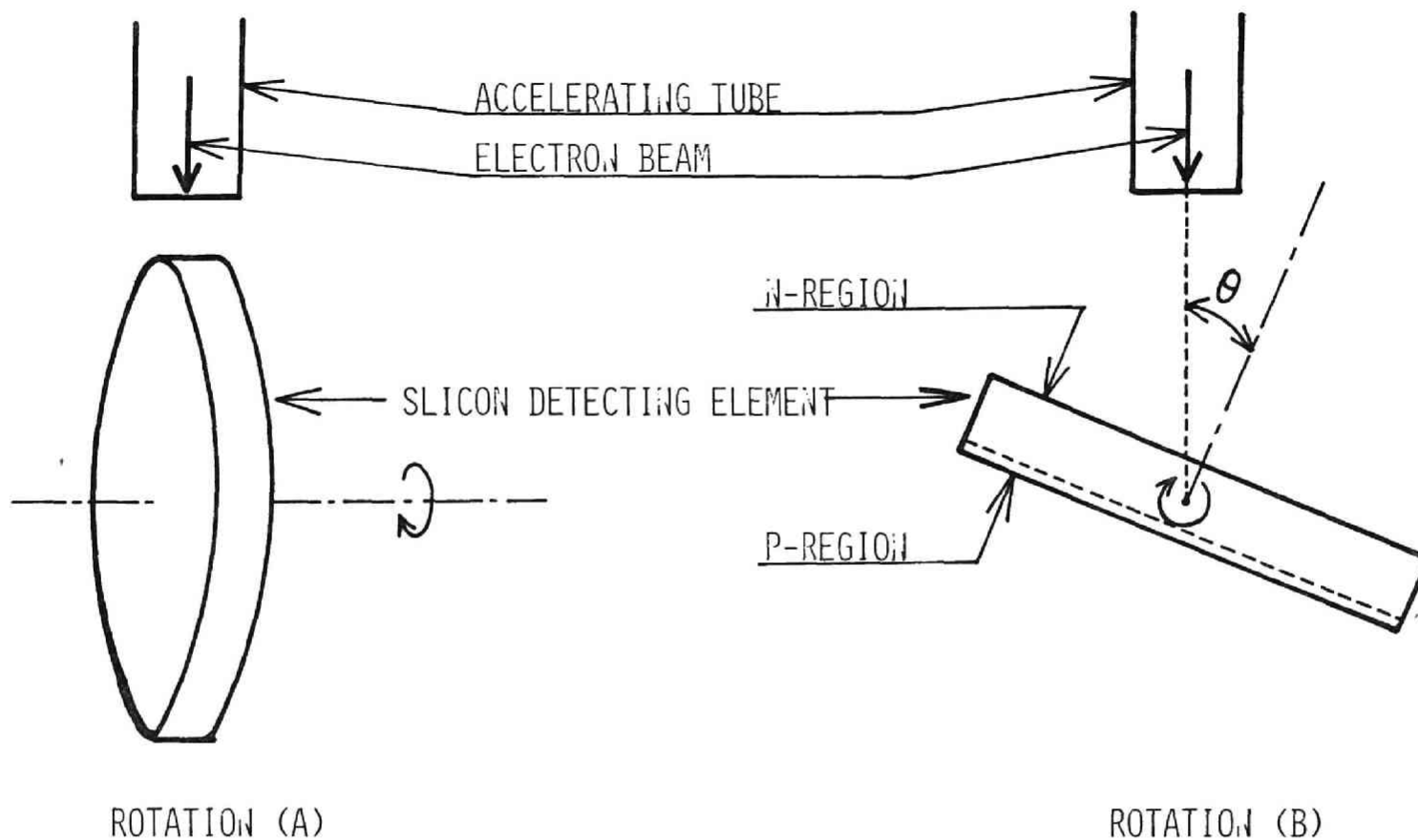


Fig. 2-11. Schematic diagram of the rotation of the dosimeter.
Rotation (A): the axis of rotation coincides with the axis of the dosimeter and is perpendicular to the axis of the accelerating tube. Rotation (B): the axis of rotation is perpendicular to the axis of the dosimeter and of the accelerating tube.

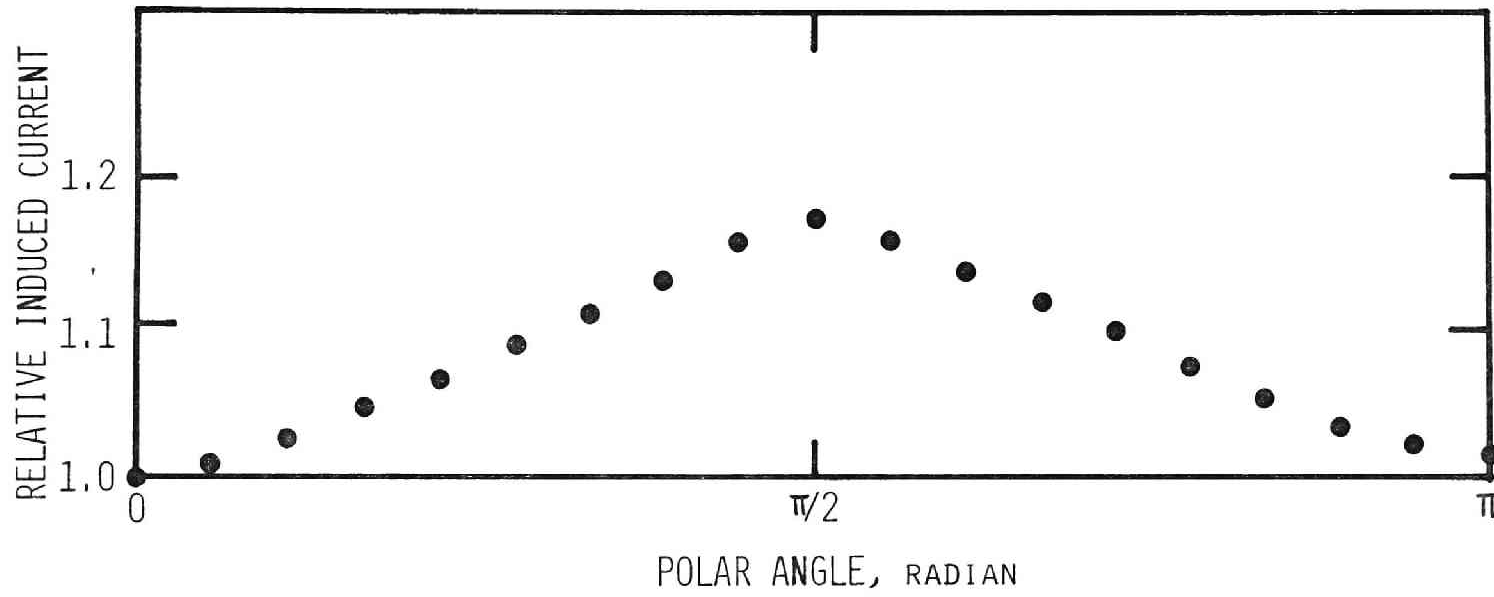


Fig. 2-12. Induced current as a function of rotation, normalized at $\theta=0$.

$\theta = 0^\circ$ の場合、制動放射線は素子の検出部の n 型面から入射する。 $\theta = \pi/2$, すなわち側面入射の場合の方が平面への垂直入射の場合に比較して約 18% 大である。これは平面垂直入射の場合電極(銅製)であられることによる効果であると考えられる。電極があることにより電極から発生した二次電子により検出部に入射する電子数が増し誘起電流量を大きくするが、反面その電極により制動放射線は減衰し誘起電流量を小さくする効果をもつ。実験結果はこれらの相反する影響のうちで後者の方が大であることを示すものである。

(2-2-3) 外部印加バイアス値に対する依在性

図 2-13) は $5.2 \times 10^2 R/kv$ の放射線量率場における素子の誘起電流(外部回路を流れる電流からその時の印加バイアス値における漏洩電流を除いたもの)及び漏洩電流を外部印加バイアス値の関数として示す。誘起電流及び漏洩電流共に印加電圧に依存する量であることをこの図は示している。前者の印加電圧値と共に増大の原因は空乏層の増大による有感層中での吸収エネルギーの増加であると考えられ、後者の増加はこの素子の $n-p^+$ 接合部の性質が理想的ではないことにあると考えられる。印加電圧を $0V$ から $45V$ へ変化させた場合、誘起電流及び漏洩電流の増加率はそれぞれ $1.5 \times 10^{-5} \mu A$ 及び $3.0 \times 10^{-4} \mu A$ であり、後者は前者の 20 倍である。漏洩電流の増加は真の線量(線量率)を求める場合の誤差の増大をまねく原因となる。また印加電圧値を上げることにより感度の増大する割合は漏洩電流の増加に比べて小さいため、逆バイアスを加える利点は小さい。以上の結果からバイアスを供給することによって損傷効果が増すことと合わせて、この素子の線量率計の使用は零バイアスで行われるべきであるとの結論に達した。

(2-2-4) 他の特性

a) 半導体の場合、素子の温度上昇は価電子帯のキャリアを増加させ、漏洩電流

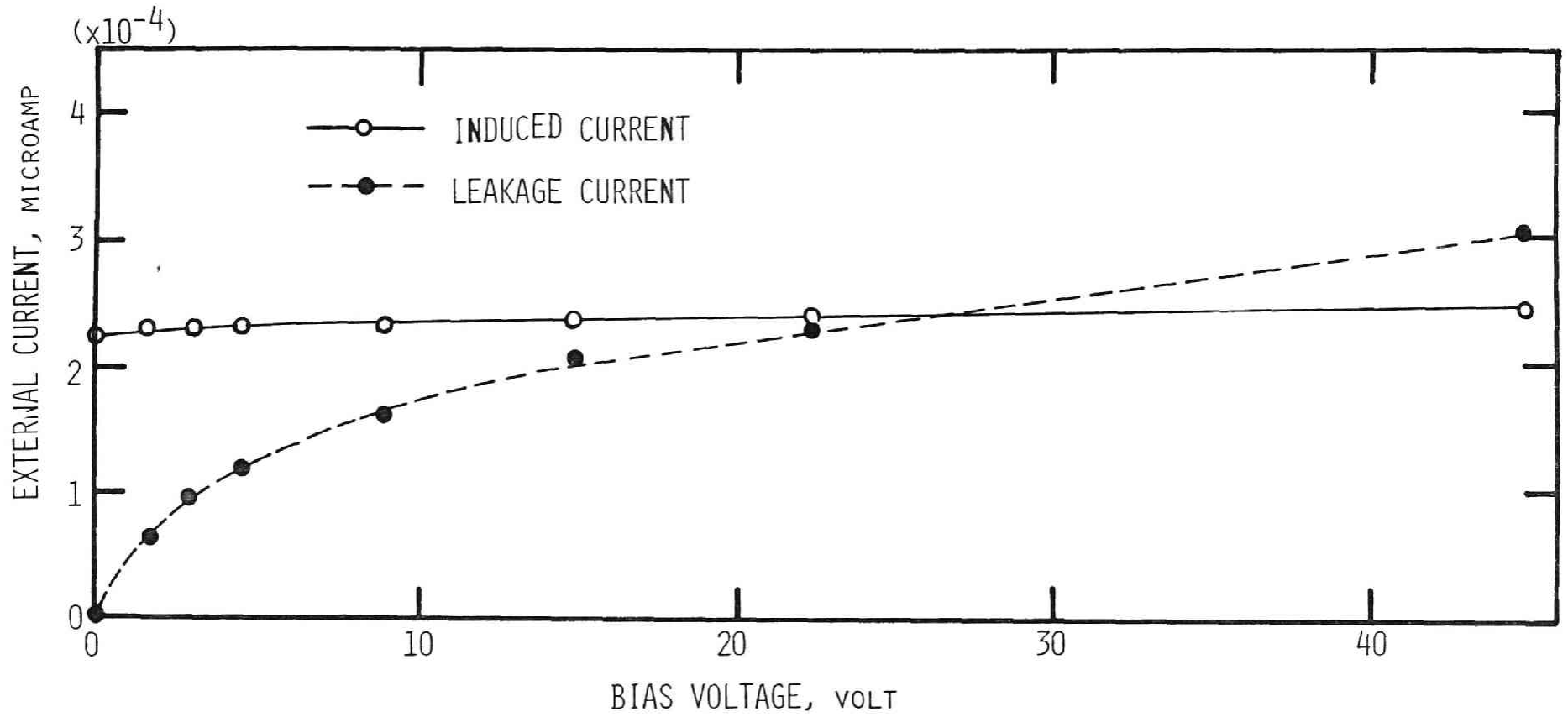


Fig. 2-13. Induced current at $5.2 \times 10^2 R/h$ and leakage current as a function of bias voltage.

増加の原因となる。温度に対する依存性を調べるために室温を 16°C から 23°C まで変にさせた。この実験結果はこの温度変化に対して誘起電流量は不依存であることを示した。これは生体中測定において生体の恒温性から見て充分な結果である。

b) 放射線による素子の損傷効果を調べるため、素子は $5 \times 10^7 \text{R}$ まで照射された。電バイアスの場合、この照射線量に対して損傷による影響は検出し得なかったが逆バイアスを印加し増加させると共に損傷の影響は除々に顕在化した。この点から電バイアスでの使用の有利さが判明した。

c) 上記した素子の持つ全ての特性について良好な再現性が保持されることは素子の線量計としての評価を高める上で重要な点である。このため最初の実験終了後2週間目及び半年後に最初の実験と同様の実験がくり返し実施された。これらの実験の結果は充分に再現性を保証しうるものであった。

第3節 素子の空気層厚及び1R当りの吸収エネルギーの計算

第1節に示した実験結果と金ターゲットから放射された制動放射強度の理論的計算結果を総合して素子の実際空気層厚及びその空気層厚を用いてこの単位照射線量当りの吸収エネルギーの計算を実施した。これは体系中の吸収エネルギー分布を規定する上で不可欠の量である。

(3-1) 空気層厚の計算

図2-14)は $0.8 \sim 1.8 \text{ MeV}$ の領域で加速された電子によって金ターゲット中で発生した制動放射線が線量計の置かれた位置(金ターゲットの先端から 4.5 cm が加速管軸上)につく場を表わすエネルギー・スペクトルである。制動放射線のエネルギー・スペクトルは多くの研究者によって計算³²⁻³⁴⁾によってあるいは実験³⁵⁻³⁷⁾から求められておりがこの図に示されたスペクトルは近似数値計算法に基づいて中村³⁸⁾らが発見した計算コー

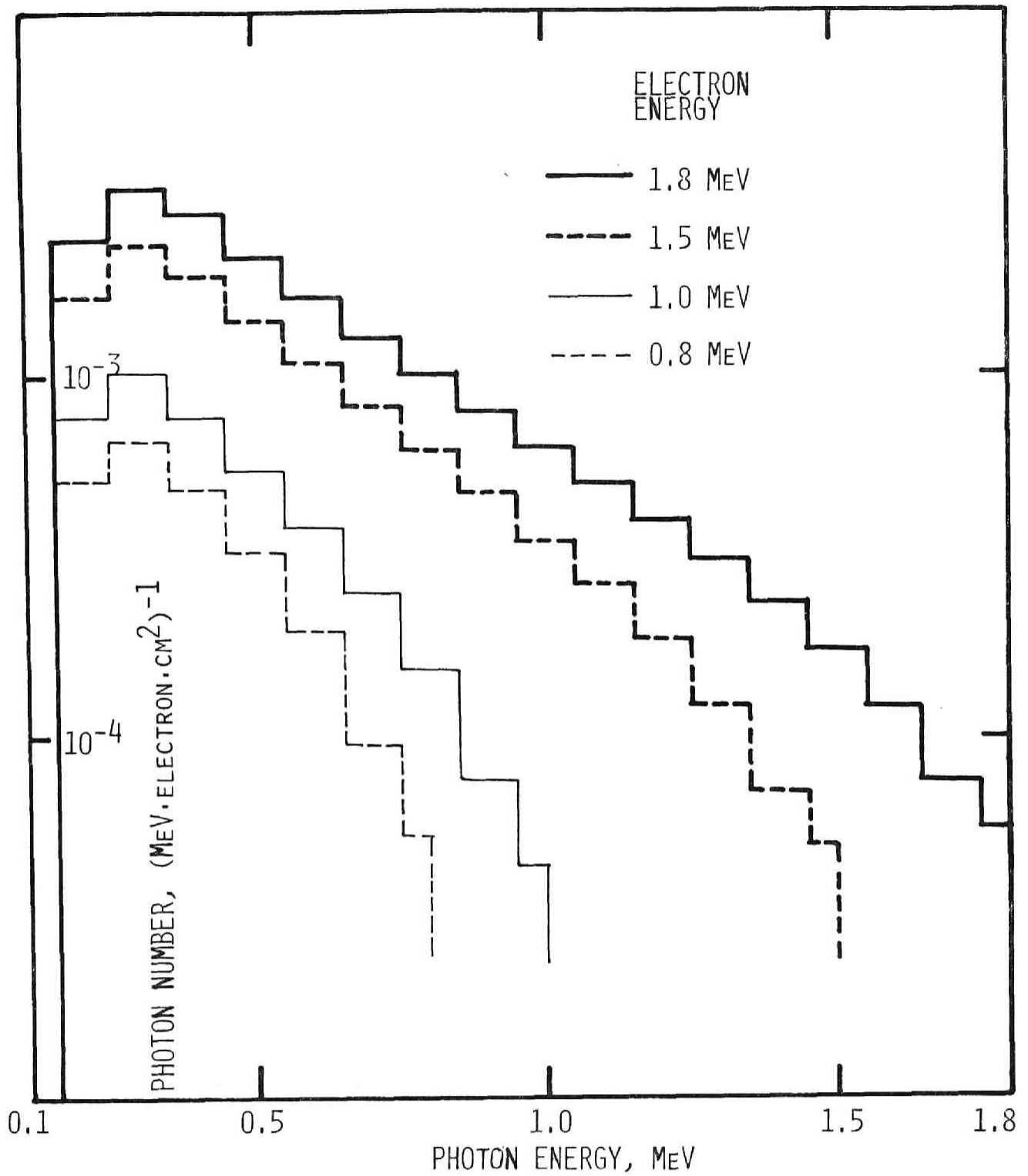


Fig. 2-14. Calculated forward bremsstrahlung spectra produced in the gold target by several values of incident electron energy at the measuring position.

ド D I B R E によつて計算されたものである。

放射線が素子の軸に平行に入射する場合、検出部は図 2-4) に示したように約 1mm の厚さの銅によつておぼわられてゐると仮定し得る。銅の 1mm の厚さは約 1.35 MeV の電子の銅中での行程に等しい³⁹⁾。制動放射線の照射によつて銅中に発生する 1.35 MeV 以上のエネルギーを持つ二次電子の数は発生する全二次電子数に比べて非常に少ないと考えられる。何故ならば図 2-14) から 1.8 MeV の加速された電子の場合でも 1.35 MeV 以上の光子数は全光子数に比べて約 3% であるからである。いま仮に検出部の約半分 100 μm が素子の空乏層であるとすると、この層に相当するシリコン中の行程を持つ電子のエネルギーは約 42 keV であり発生する二次電子の行程はこの厚さより大きな行程を有するものが多いと考えられる(二次電子のスペクトルを示した図 1-1) から)。以上の制動放射線と空乏層の関係から空乏層において電子平衡条件が成り立つと仮定すると、ブラッグ・グレイの原理から次の関係式が成り立つ。

$$E_{ab, Si} = R(E') \cdot E_{ab, Cu} \quad (2-4)$$

こゝに、 $E_{ab, Si}$ 、 $E_{ab, Cu}$ はそれぞれ空乏層及び空乏層をかこむ銅中の吸収エネルギー(単位質量当り)であり、 $R(E')$ は二次電子(エネルギー E') に対するシリコンの阻止能対銅の阻止能の比である。空乏層に銅がつまつてゐると仮定した場合、その部分のシリコン空乏層と同じ質量の銅中に吸収されるエネルギー $E_{ab, Cu}^{cal}$ は

$$E_{ab, Cu}^{cal} = \int_0^{E_0} \phi(E) \cdot M_V \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu} \cdot E dE \quad (2-5)$$

こゝに $\phi(E)$ は着目してゐる空乏層の位置における制動放射線のエネルギー・スペクトルであり、 M_V はシリコン空乏層の質量、 $(\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu}$ はエネルギー E の X 線に対する銅の質量エネルギー吸収係数である。 E_0 は加速された電子のエネルギーである。 M_V は検出部の表面積を A_{Si} 、空乏層の厚さを L_d 、シリコンの密度を ρ_{Si} とすると

$$M_V = A_{Si} \cdot L_d \cdot \rho_{Si} \quad (2-6)$$

$\Phi(E)$ は被検部をフッ素銅及びマイラーが囲いとして DIBREコードで計算されたエネルギースペクトル $\Phi(E)$ とすると

$$\phi(E) = \Phi(E) \cdot (1 - f(E)) \quad (2-7)$$

ここに $f(E)$ は銅及びマイラー層を X線が透過する場合の減衰確率である。

式(2-4) ~ 式(2-7) から

$$E_{ab, Si}^{Cal} = \int_0^{E_0} \phi(E) \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu} \cdot M_V \cdot R(E') \cdot E dE \quad (2-8)$$

ターゲットに入射する電子(エネルギー E_0) 数が N で逆バイアス B における空気層(厚さ $L_d(B)$) 中に吸収されるエネルギーを $E_{ab, Si}^{Cal}(E_0, B)$ であるとすると

$$E_{ab, Si}^{Cal}(E_0, B) = \int_0^{E_0} N \cdot \phi(E) \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu} \cdot A_{Si} \cdot L_d(B) \cdot \rho_{Si} \cdot R(E') E dE \quad (2-9)$$

ここに $E_{ab}(E_0, B)$ は実験的に誘起電流 (I_{ext}) から得られる吸収エネルギー

$E_{ab, Si}^{Exp}(E_0, B)$ に等しく、このエネルギーは次式で与えられる。

$$E_{ab, Si}^{Exp}(E_0, B) = \omega \cdot I_{ext} / e \quad (2-10)$$

ここに ω はシリコン中に1電子-正孔対を作るに要するエネルギーであり、約3.66 eVで、 e は素電価である。(公表論文1) において ω は3.25 eVの値が使用されているが参考文献(40) から引用したものであり、その後の情報からより正しい値として3.66 eVが採用された。

式(2-8), (2-9) 及び(2-10) から空気層厚 $L_d(B)$ は

$$L_d(B) = \frac{\omega \cdot I_{ext} / e}{N \cdot A_{Si} \cdot \rho_{Si}} \left[\int_0^{E_0} \phi(E) \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu} \cdot R(E') \cdot E dE \right]^{-1} \quad (2-11)$$

図 2-15) に加速された電子電流が $1 \mu A$ 、すなわち N が 6.25×10^{12} にあたる吸収エネルギー(測定値)を加速エネルギーの関数として示す。この値を使用し式(2-11)から得られた空気層厚の値を図 2-15) に示す。この図の横軸は電子の加速エネルギーである。これらの値は逆バイアス B が零の場合の値である。各電子エネルギーに対し得られた値はエネルギーに関係なくほぼ同一の値を示しており、その値は $89 \pm 3 \mu m$ であった。この結果から空気層の重さは約 $3.8 \times 10^{-4} gr$ である。

(3-2) 照射線量 1 R 当りのシリコン中の吸収線量

(3-1) に記したように空気層の重量は空気層厚を $89 \mu m$ として約 $3.8 \times 10^{-4} gr$ である。式(2-2)及び式(2-10)から照射線量 1 レントゲン当り空気層中に吸収されるエネルギーは 5.1×10^{-2} エルグであった。シリコン $3.8 \times 10^{-4} gr$ 中のこの吸収エネルギーは約 $1.3 rad$ の吸収線量に相当する。仮にこの素子の検査部が銅ではなく空気層と同じシリコンで囲まれているとある。検査部における制動放射線のエネルギースペクトルが式(2-7)で与えた $\phi(E)$ であるとし、検査部において電子平衡条件が成立してゐるとすれば、1 レントゲン当りのシリコンの吸収線量 D_{Si} は次式で与えられる。

$$D_{Si} = 1.3 \cdot \int_0^{E_0} \phi(E) \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Si} E dE \Big/ \int_0^{E_0} \phi(E) (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu} R(E') E dE \quad (2-12)$$

ここに $(\mu_{en}(E)/\rho)_{Si}$ はエネルギー E の X 線に対するシリコンの質量吸収エネルギー係数を表わす。この計算から電子エネルギー E_0 が $0.8 MeV$ の場合 1 レントゲン当り約 $0.96 rad$ の値を得た。この計算に使われた $R(E')$ の値はエネルギー E の X 線によって生じる二次電子の平均阻止能から得られた値を使用した。

第 5 章に述べるが検査部のみを取り出して作製した線量計の場合、線量計の測定結果から体系中の吸収線量率(線量計の近傍における) dD_m/dt は次式から求められる。

$$dD_m/dt = 0.96 \times 10^9 \cdot I_{ext} \cdot S_m/S_{Si} \quad (2-13)$$

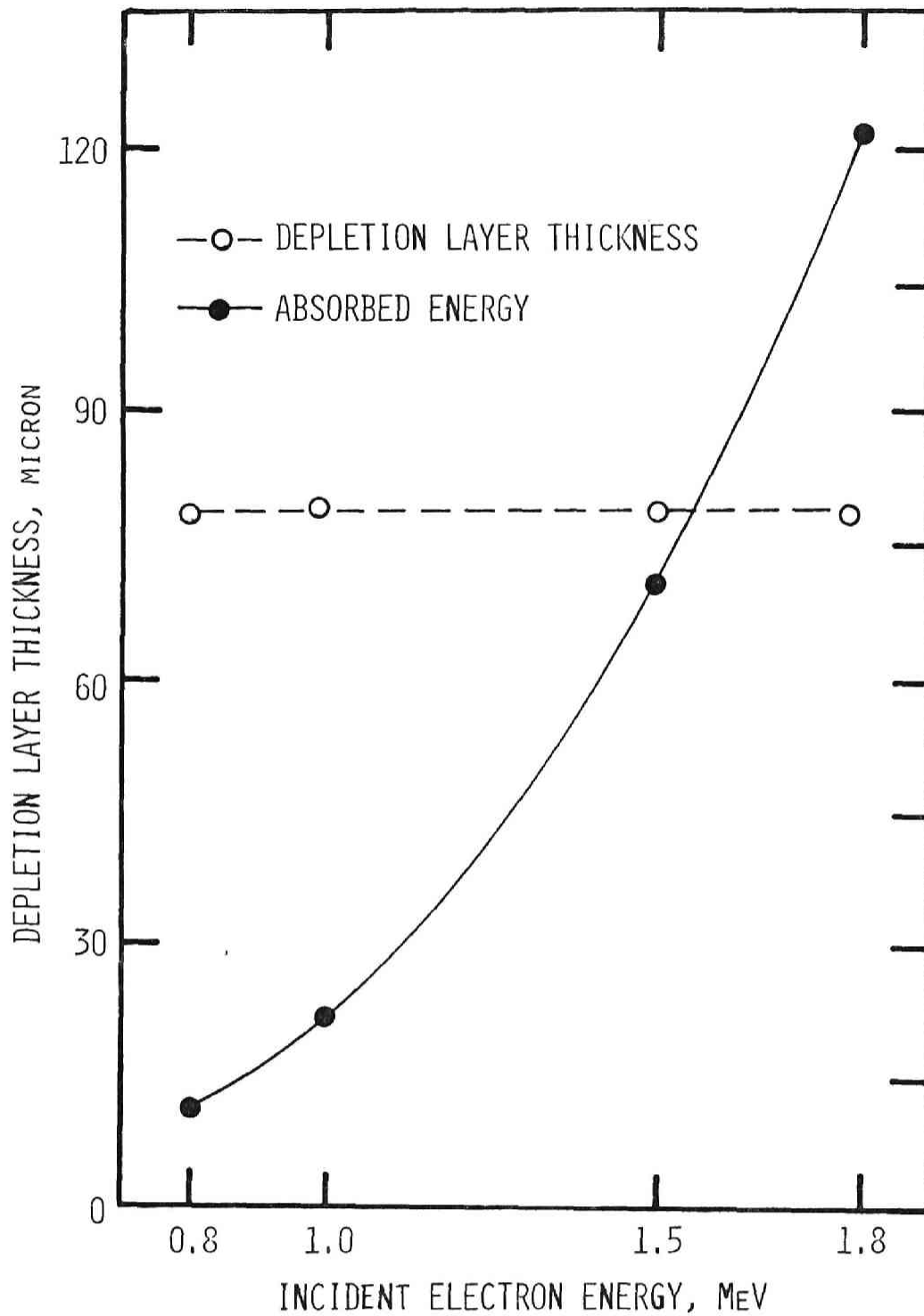


Fig. 2-]5. Absorbed energy in the sensitive volume of the dosimeter at $1\mu\text{A}$ of incident electron current, and calculated depletion layer thickness as a function of incident electron energy.

ただし D_m 及び I_{exp} の単位はそれぞれ rad (ラド) 及び A (アンペア) である。
 S_m 及び S_{Si} はそれぞれ体系構成物質及びシリコンの阻止能を示す。体系が組織
 の場合、二次電子のエネルギーが 100 keV 以上であれば S_m/S_{Si} はほぼ一定値をとる。

(3-3) 逆バイアスに対する空気層厚についての検討

この章の(2-2-3)に示したように誘起電流は印加電圧と共に増す。その増加の割合は Jones⁴¹⁾ らによっても示されているように決り、大きな値ではない。この電流の増加は逆バイアスを印加することによる空気層厚の増加によるものであるとあれば、電圧(B)に対する空気層厚 $L_d(B)$ は実験結果から次式で表わされる。

$$L_d(B) = 88 + 0.16 \cdot L_{d,0}(B) \quad (2-14)$$

$T_0(B)$ はn型基材を用いた表面障壁型素子をもつ空気層の厚さを表わし Price⁴²⁾ によつて次式で示されている。あるいは

$$L_{d,0}(B) = \left\{ 3.2 \times 10^{-1} \cdot \text{Res}(B + 0.5) \right\}^{1/2} \quad (2-15)$$

ここで Res は基材としたn型シリコン半導体の比抵抗(単位: $\Omega \cdot \text{cm}$)である。
 $L_d(B)$ 及び $L_{d,0}(B)$ の単位はミクロン B の単位はV(ボルト)である。図2-16)は印加電圧の関数として $L_d(B)$ 及び $L_{d,0}(B)$ の値を示す。この素子のような接合ダイオードの場合、逆バイアスを印加することによる空気層の広がり影響は表面障壁型ダイオードと比較して非常に小さいことが示された。このことは接合型素子の場合 p^+ 層を作るための熱処理中にボロンが基材の深部にまで拡散し幅広いI型層を形成するためと考えられる。

(3-4) 照射線量 1R 当りのシリコンの吸収線量についての検討

1レントゲン当りのシリコン中での吸収線量 D_{Si} は空気中での吸収線量値(0.879 rad/R)を用いて次式より理論的に求められる。

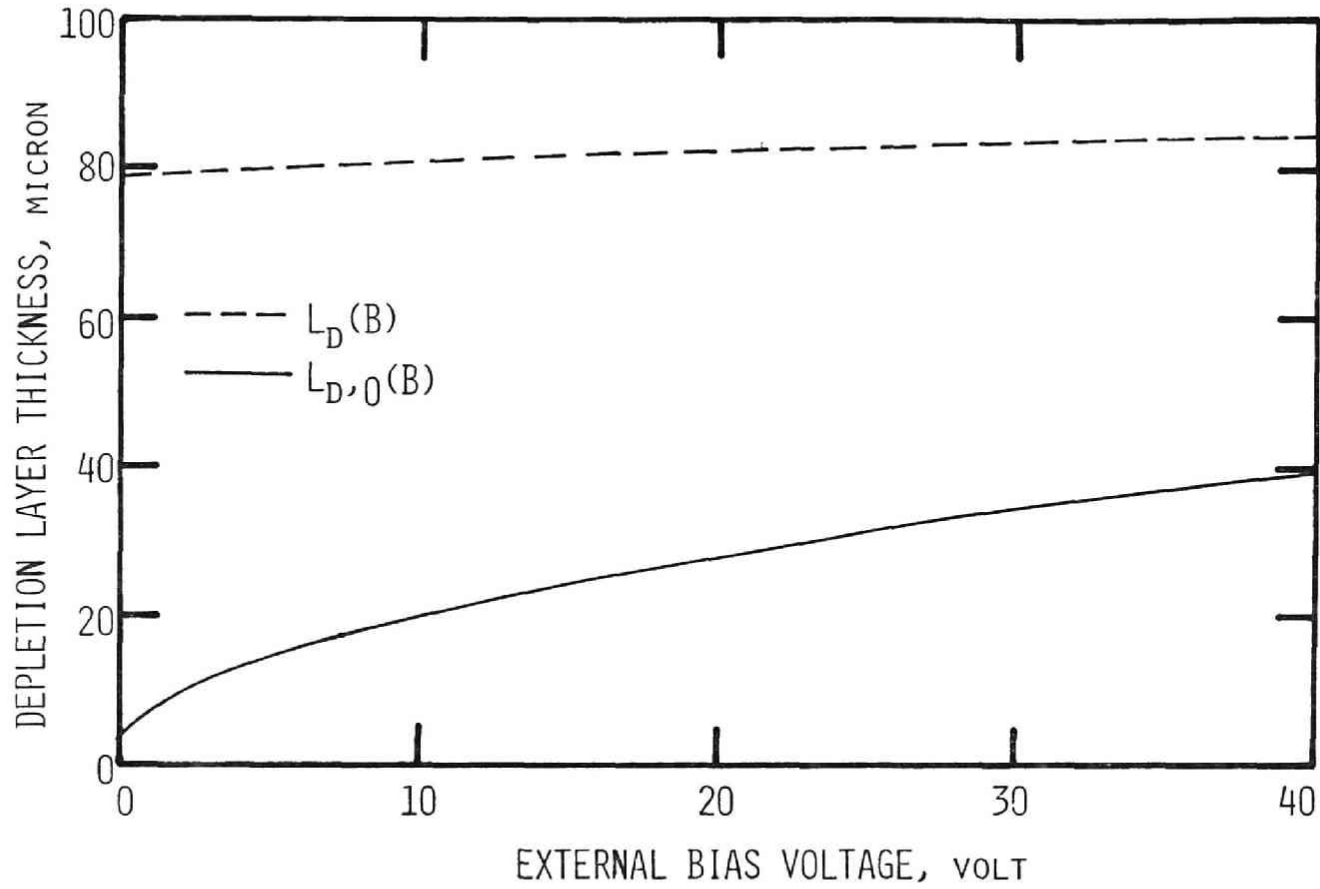


Fig. 2-16. Depletion-layer thickness calculated from eqs. (2-14) and (2-15) as a function of applied bias voltage.

$$D_{Si} = 0.879 \cdot \frac{\int_0^{E_0} \phi(E) \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Si} / (\mu_{en}(E)/\rho)_{air} dE}{\int_0^{E_0} \phi(E) dE} \quad (2-16)$$

こゝに $(\mu_{en}(E)/\rho)_{air}$ は空気の質量吸収エネルギー係数である。この式より得られた D_{Si} の値は E_0 が 0.8 MeV のとき 0.895 rad/R である。この計算は被照射部において電子平衡条件が成立している条件のもとでのなされたものである。(3-2) に示したようにこのシリコン半導体素子について実験的に得られた 1 R 当りの吸収線量は 0.96 rad であり、この値の方が式(2-16)からの値より明らかに大きい。これは次のような理由に基づくものと考えられる。すなわち実験結果を利用して求めた値は空乏層が銅に密着しているとして計算されたものであるが、実際には空乏層と銅層の間にボロンを多く含む P^+ 層がある。この P^+ 層(不飽和層)があることはその部分が銅層であることに比較して空乏層にエネルギーを与える二次電子の量を相対的に減少させる。このため(2-11)式中の()内の値は実際の値より大となる。この値を使って得た $L_d(B)$ は実際より小さい。この $L_d(B)$ によって実験値の吸収エネルギーを使って得られる 1 R 当りの吸収線量は理論値よりも明らかに大きい値となると考えられる。

第4節 結論

おぼろげな実験及び計算から、この素子は 0.6 MeV から 1.8 MeV までの電子によって発生した制動放射線の照射線量を 10^2 R/hr から 10^6 R/hr までの線量率にわたって充分測定し得るものである。又空乏層厚が計算されたことにより、第5章に述べるように素子を改造することにより局所における体系(組織)中の線量分布を測定しうる可能性をもつものである。

第3章 電子線用小型線量計

治療に用いられている電子線のエネルギーは一般に数MeV以上である。電子のエネルギーが高くなると共に体系中の電子の振動はより直線的となり、線量計有検部と他物質(体系構成物質)との阻止能比は一定値に近づき、又検出部の感度は減少する。このことから電子のエネルギーが高くなればなる程体系内に付与されるエネルギーを測定することは容易となる(ヒビカスケード現象が小さい割合までのエネルギー領域において)。より低エネルギー領域において線量計の信頼性が保たれるか否かを評価しておくことは以上から考えて、その検出器の使用可能エネルギー領域を広げ信頼性と有用値を高める上で有効である。このことからこの研究のために使用された電子のエネルギー領域は0.6~1.8 MeVであった。

ここに用いた電子線用線量計は第2章で記した特性を持つ素子を改造したものである。素子の改造は検出部をその手前にP⁺部に接続する部分を全て削除し、厚さを設けることによりなされた。各種の特性を検討するための電子線はヴァンダ・グラフ型加速器から得られた。

第1節 線量計の構造及びその特性を決定するための実験方法

(1-1) 構造

図3-1)は電子線測定用線量率計の断面図を示す。第二章の(2-1-1)に示したEと同様、この線量率計の検出部は $1.72 \times 10^{-2} \text{ cm}^2$ の表面積を持ち、基材の比抵抗は約 $120 \Omega \cdot \text{cm}$ である。図2-1)に示した素子のP⁺面に接するエポキシ及び銅(リード線)を検出部のダイオード特性が変化したように削除した後、検出部のP⁺層表面及び側面を蒸着されたものがこの章に述べる線量率計である。銅が蒸着膜用に使用された理由は電子の衝突による温度上昇に耐え、良好な電導率を持つためである。

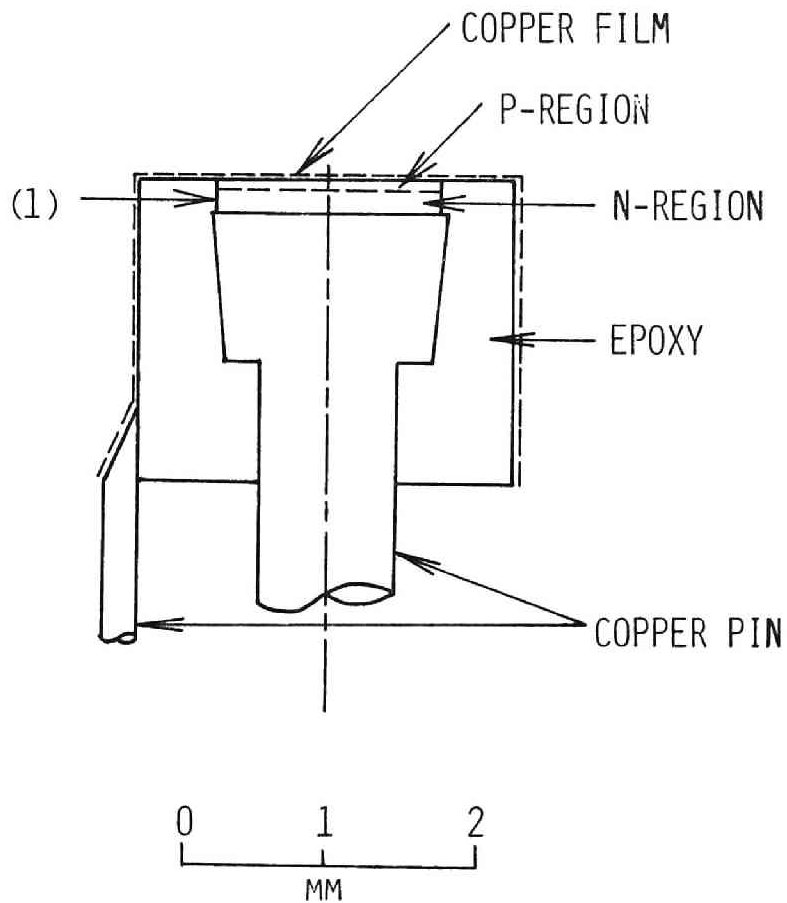


Fig. 3-1. Cross sectional view of the diffused n-p⁺ junction device.

(1): Silicon detecting element.

ことであり、側面全体に蒸着膜を広げれば電気的ノイズを減少させる目的である。
負電極リード線は検出部から離れて接続しているが、これはリード線による散乱電子が
有感部に影響を与えることを避けるためである。第2章の結論によれば、この素子の
有感部層厚は約89 μm である。

(1-2) 実験方法

電子線発生装置は京大工学部原子核工学科のヴァン・デ・グラフ型加速器(VE-20)
が用いられた。素子の特性を調べるために用いられた電子のエネルギー領域は0.6~
1.8 MeVであった。図3-2)に実験配置を示す。加速された電子は加速管の真
空を保持するための厚さ50 μm の4タン膜を透過した後、内径2.0 mm、厚さ8.0 mm
のアルミニウム製コリメータによってコリメートされる。検討の対象である素
子は電子ビーム軸を含む平面上にあり、半径3.5 cmの半円周上を移動できるよう設置
された。図3-2)に示したように半径3.5 cmの長さコリメータの出口の中心
から素子の銅蒸着平面までの距離である。コリメータは加速管と短絡してあり、加
速管と共にファラデーカップ(Fbで示す)を構成している。このファラデーカップに
より加速された電子の電流がモニターされる。図3-2)中に点線で示したファラデー
カップ(Faで示す)は移動可能でありコリメータを通過した電子数を求めるために使
用された。コリメータを通過した電子が素子側に誘起した電流は図2-7)に示した
と同じ回路で測定された。ただし逆バイアスは零の状態で使用された。これは先に
述べたように外部回路電流が正味の誘起電流に等しくなるようにするためである。

第2節 誘起電流に及ぼす加速管からの制動放射線の影響が電子数角度分布と コリメータ効果

(2-1) 誘起電流に及ぼすコリメータを含む加速管からの制動放射線の影響を
図3-3)にコリメータ出口の中心を角軸の中心としビーム軸からの回転角(図

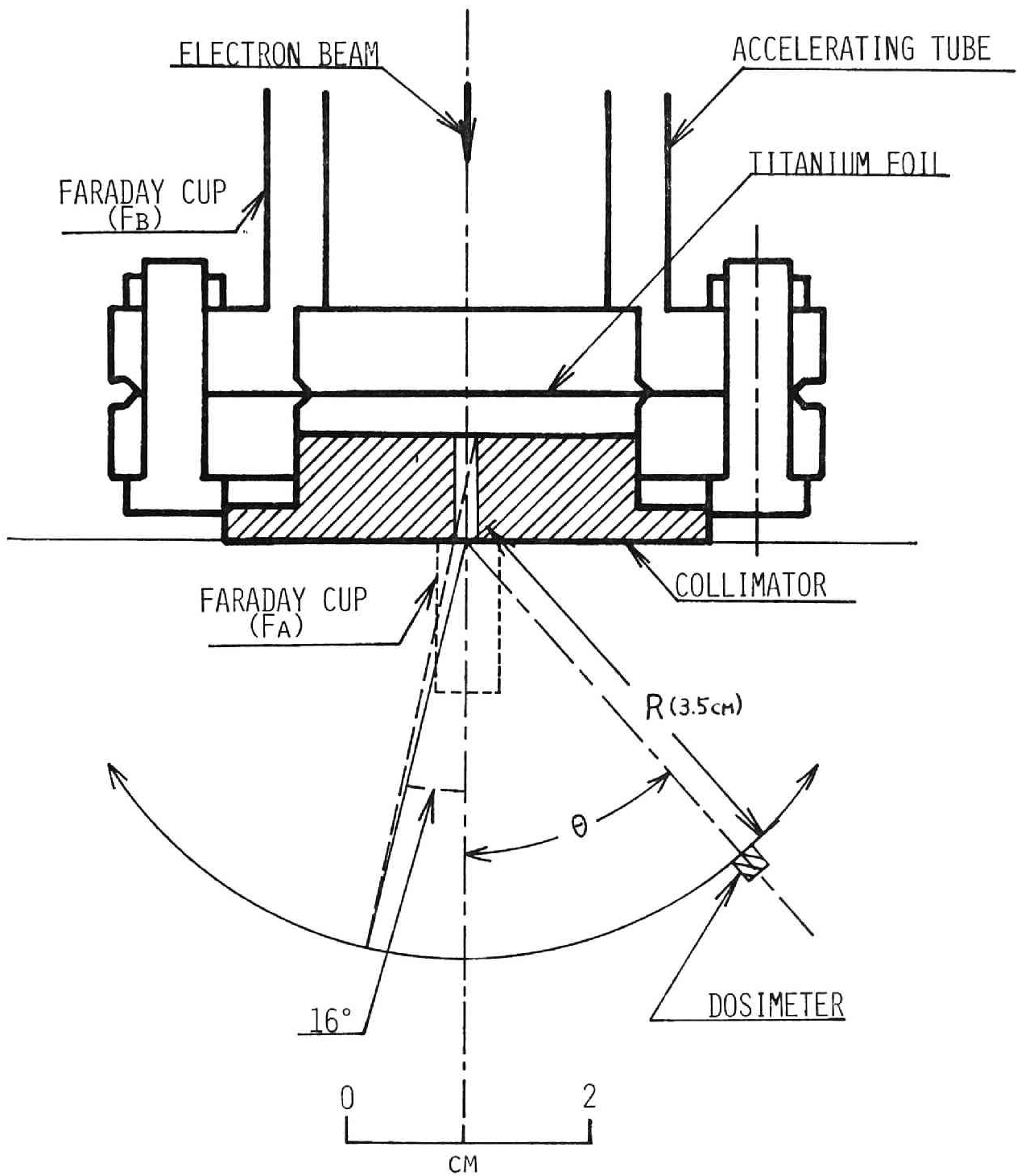


Fig. 3-2. Schematic diagram of experimental arrangement.

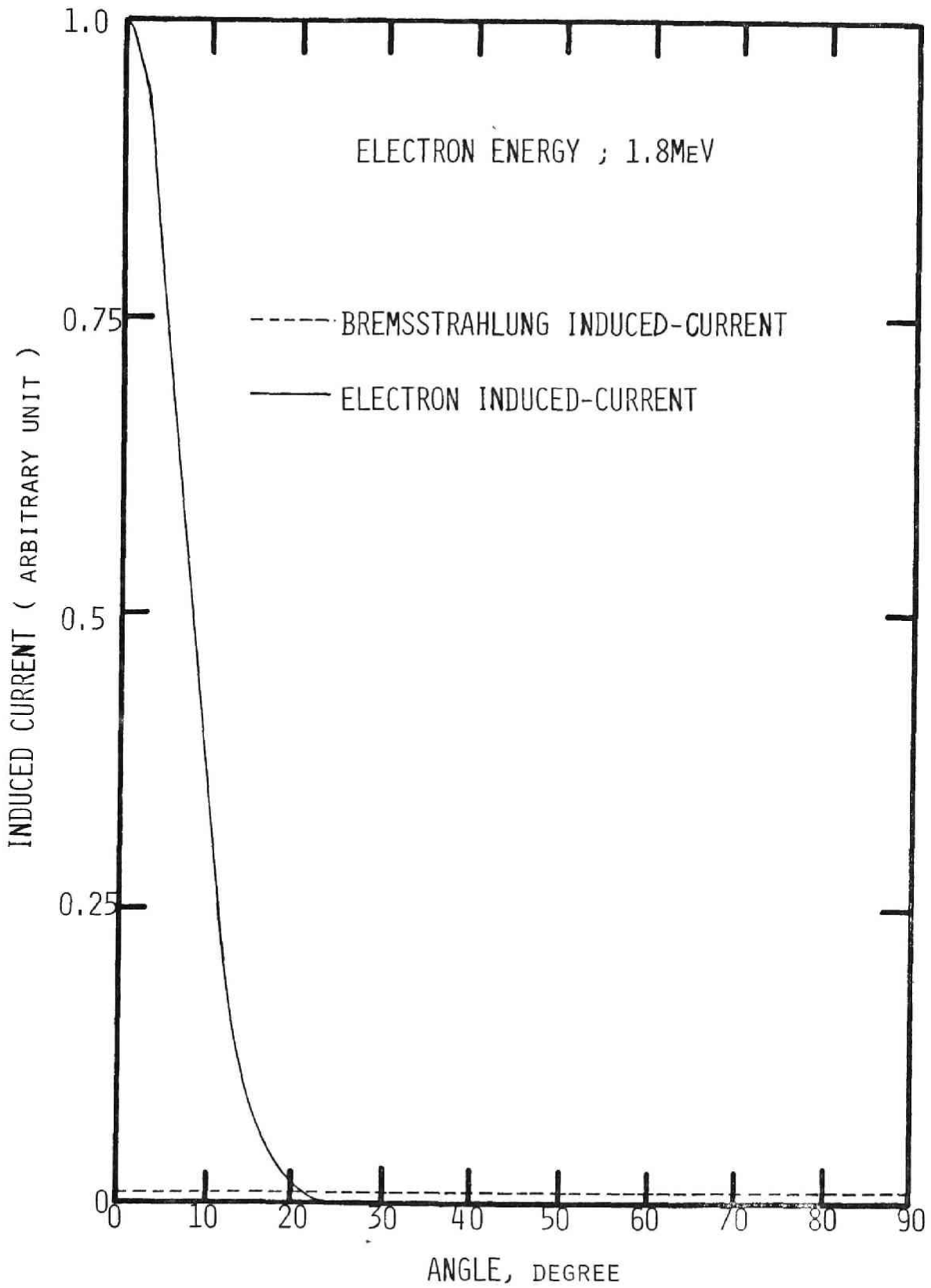


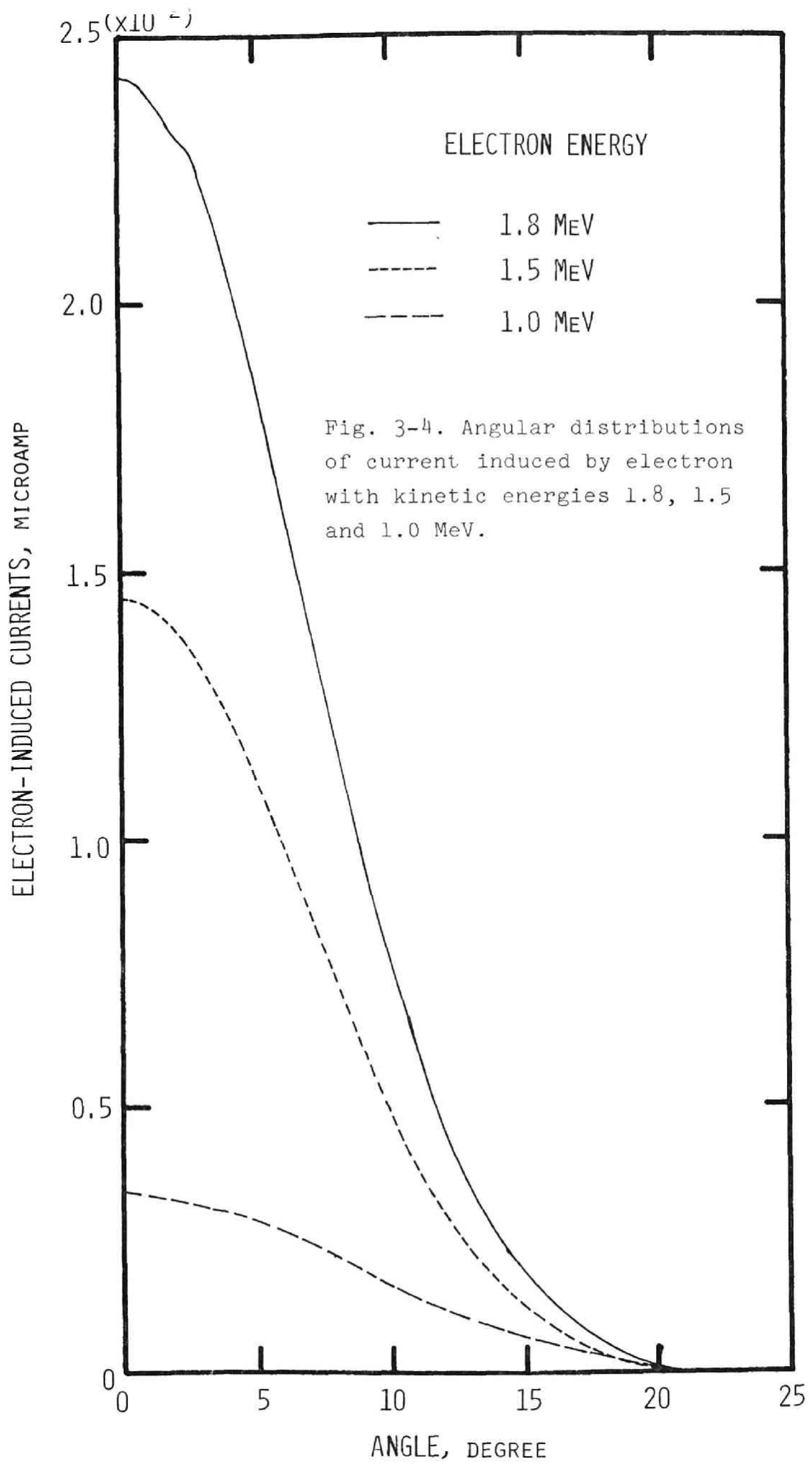
Fig. 3-3. Relation between electron- and bremsstrahlung-induced currents as a function of the angle(θ). Both currents are normalized to a value 1 at $\theta=0$ for the electron-induced current.

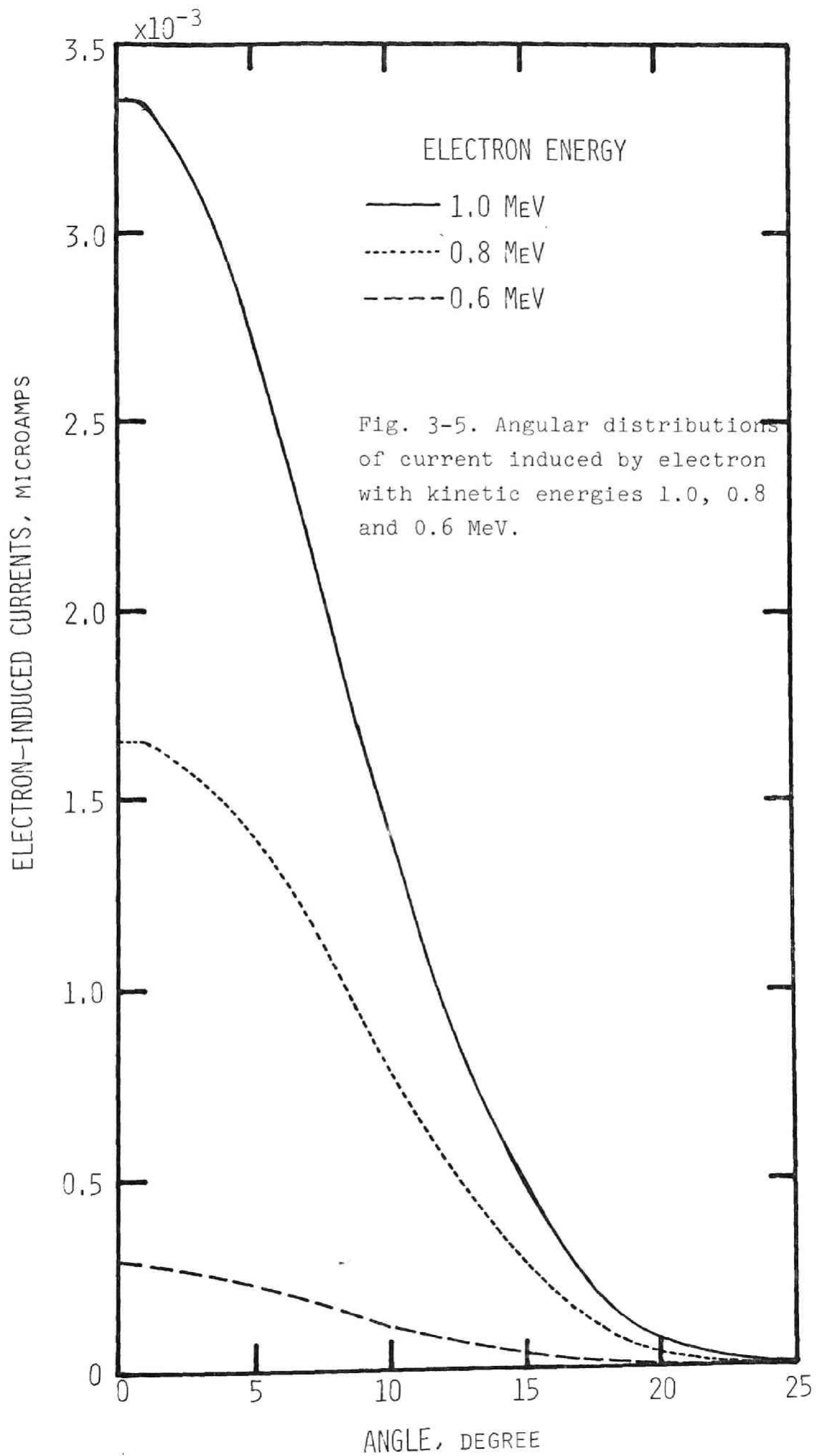
中の θ で示す)を横軸の値とする誘起電流の角度分布を示す。実線は電子による誘起された電流を示し、破線は制動放射線による誘起電流を示す。電子の加速エネルギーは 1.8 MeV である。制動放射線のみによる誘起電流は 2 mm のコリメーターの内孔をアルミニウム棒で塞ぐことにより得られ、電子のみによるものはコリメーター内孔を破かない状態で得られた角度分布から制動放射線のための値を差し引いたものである。後に詳述するがコリメーター通過電子数 (F_a で測定されたもの) は全加速電子数 (F_b で測定されたもの) に比較して約 0.1% であり、 F_b の値が加速された全電子数にほぼ等しい。このことからコリメーターに挿入したアルミニウム棒により発生する制動放射線の量は全制動放射線に対して無視し得るものであると考える。

電子による誘起電流の角度分布はガウス分布によく近似できるが、図3-3)に示すように制動放射線によるものは回転角 (θ) に依存しない量となっており、この制動放射線によるものが回転角に依存しないのは次の理由によるものと考えられる。すなわち電子ビームの収束が充分でなく (コリメーター通過電子数の時間的変動を少なくするためにビーム束は広がった状態にある。) 一部の電子はステンレス製加速管壁に衝突し制動放射線を発生する。この量がアルミニウム製のコリメーターから発生する放射線の量よりも大となる。このため制動放射線の作る場は加速管の終端部近傍において局所的に大きな強度変化を持ち得ず、線量計が回転移動し得る領域では角度分布はほぼ一律の値を示す結果となった。 θ が零度において制動放射線によって誘起される電流は電子によるそれと比べて 2% 以下であり、両者は約 $\theta = 22^\circ$ においてほぼ等しい。この両者の関係は電子エネルギーが $1.8 \geq E_0 > 0.6 \text{ MeV}$ の領域において同様であることを得た。

(2-2) 電子数角度分布とコリメーター効果

図3-4) 及び図3-5) に5種の加速エネルギーにおける電子による誘起電流の角度分





布を示す。これらの誘起電流の値は全電流 (I_F で測定された値で I_F で示す。) が $10^{-1} \mu A$ (マイクロアンペア) の時の値である。両図に 1.0 MeV の電子による値が示されているがこれは全体の比較のためである。これらの図は誘起電流が加速エネルギー (E_0) と共に増加することを示している。この原因は加速管の真空を保持するためにあるチタン膜による電子の散乱(特に大角散乱)の割合が加速エネルギー増と共に減少することである。すなわち電子エネルギーの減少と共にチタン膜を透過する電子はより大きな確率でもっと大きな角度方向に散乱されるため、コリメーター内孔を通過し得る割合すなわち線量計に入射し得る電子数は減少したものと考えられる。電子による誘起電流の角度分布 $I(\theta)$ は 2^{-1} で述べたように約 $\theta = 20^\circ$ までガウス分布で近似されるが加速電子エネルギーの減少と共にその分布関数の半値巾はわずかに増加した。図3-2)で示したようにチタン膜を透過した電子がコリメーター内孔壁で散乱されることなく線量計に到達し得る最大角は約 $\theta = 16^\circ$ である。しかしながら図3-4)及び図3-5)に示すように誘起電流の角度分布は電子エネルギーが 1.8 MeV において約 $\theta = 25^\circ$ まで広がっておりかつ電子エネルギーの減少と共にその広がりも僅かながら増大している。 16° よりも大きな角度において観測される電流を誘起し得るものは次に示す散乱電子であると考えられる。

- ① コリメーター内孔通過後の空気により散乱を受けた電子
- ② コリメーター内孔壁による微小角散乱電子

①の空気による散乱の効果を評価するため、線量計は $0.9, 3.5$ 及び 7 cm の半径の同心円弧上を回転させられ誘起電流の角度分布が測定された。これらの測定結果を幾何学的補正のみを行って得た結果を図3-6)に示す。幾何学的補正は次のようになされた。コリメーター通過後空気による散乱吸収が無視し得るならば次式が成立する。

$$I(\theta)_R \times (a + R)^2 = \text{Const.} \quad (3-1)$$

ここで $I(\theta)_R$ は回転角 θ 及び回転半径 R における誘起電流を示し、 a は回転中心からビーム軸上の仮想的な電子の発生点までの距離である。

回転半径が 0.9 及び 3.5 cm の時の $I(\theta)_R$ の値を使って得られた a の値は約 4 mm であった。この a の値を使って図3-6)中の $R=7.1$ cm における $I(\theta)_R$ は得られた。図3-6)に示したようにこれら3種の回転半径における誘起電流の角度分布はほとんど同一の値を示している。この結果、空気による電子の散乱、吸収は無視し得るものと考えられ、 16 度以上の回転角度にかゝりて観測された誘起電流はコリメーター内腔によって微小角度で散乱された電子によるものであると考えられる。ただしこの測定は電子エネルギー E_0 が 1.25 MeV におけるなされたものである。

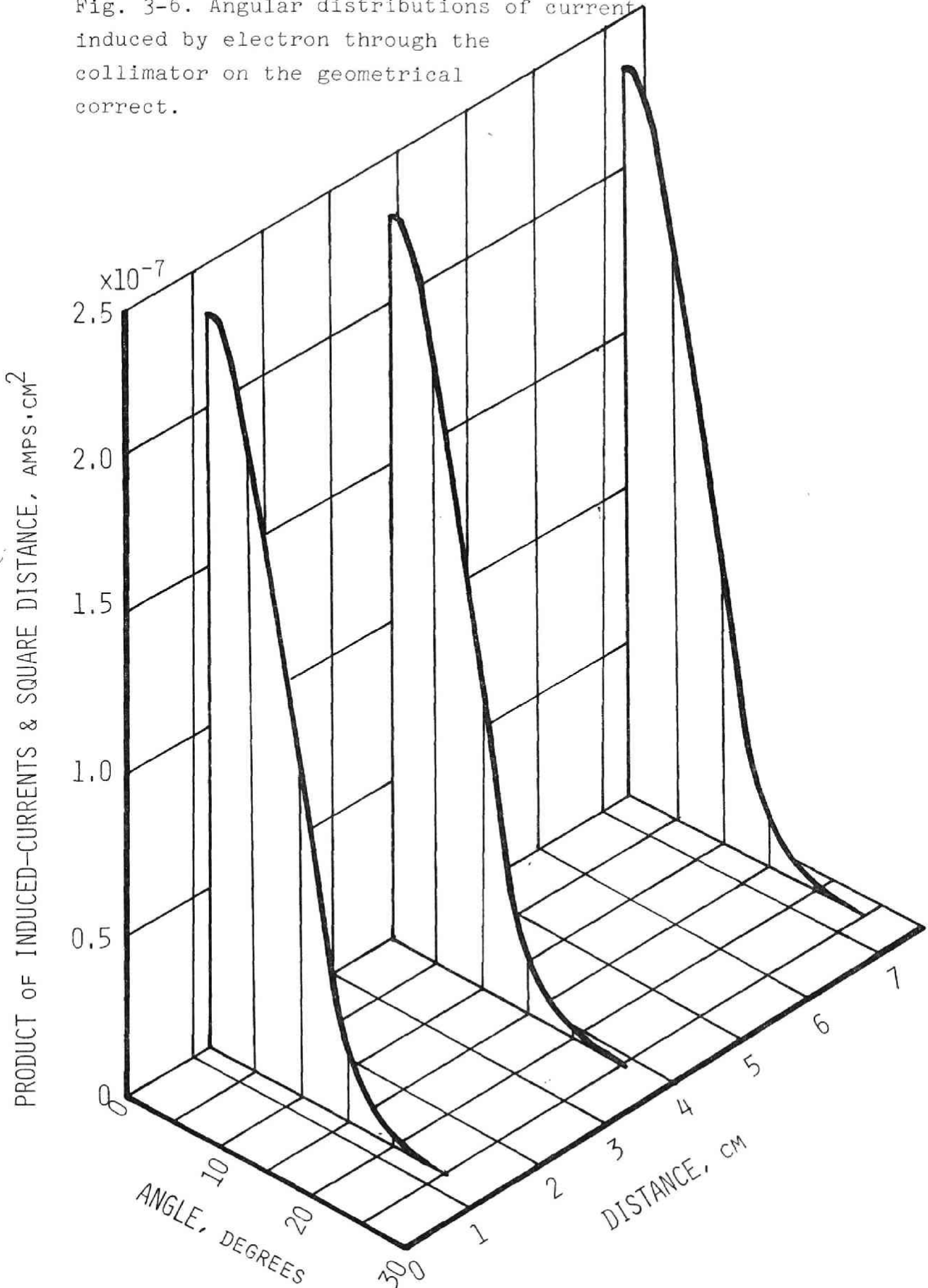
第3節 素子の線量計としての特性

(3-1) D 入射電子エネルギーに対する素子の感度の依存性、

入射電子エネルギーに対する素子の放射線感度の依存性は種々の E_0 に対して1入射電子当りの有感部への付与エネルギーから評価された。

1入射電子当りの有感部への付与エネルギーは次のようにして求められた。計算式を記述するに必要なパラメータは図3-2)に示してある。運動エネルギーが E_0 まで加速された電子は4ターン腰を通過して θ (加速管軸と線量計の軸との作る角) 方向に置かれた線量計に入射する。4ターン腰を通過する時矢印される平均のエネルギーはこの実験に使用された E_0 の領域では約 45 keV である。この減衰エネルギーの値は4ターン腰通過に際して電子エネルギー減衰が連続減速モデルに従わうとして計算したものである。 E_0 からこの減衰エネルギーを引いたものを E_{max} とする。コリメーターを通過した電子のフラックス及びエネルギースペクトルは加速管軸に対する方位角方向に対し一様である。又、素子の表面の半径 r は回転半径 R に比べて非常に小さいため $\sin(r/R) \approx r/R$ であり、電子は線量計の表面に一様の線束で垂直に入射するものとする。線量計(回転角 θ における)の位置における単位時間・単位面積

Fig. 3-6. Angular distributions of current induced by electron through the collimator on the geometrical correct.



当りの線束を $N(\theta)$ とし、その線束のエネルギースペクトルを $\phi(\theta, E)$ であるとする

$$N(\theta) = \int_0^{E_{\max}} \phi(\theta, E) dE \quad (3-2)$$

こゝに $\phi(\theta, E)$ はコリキータ-内壁による微小角散乱電子があるため E_{\max} にピークを持つ連続スペクトルである。線量計に入射するエネルギーが E と $E+\Delta E$ の間にある電子数 $N_D(\theta, E)$ は

$$N_D(\theta, E) dE = \pi r^2 \cdot \phi(\theta, E) dE \quad (3-3)$$

線量計の有感層の厚さを L_d とすると、有感層中における電子のエネルギー減衰は連続減速であるとの仮定のもとに、全入射電子による有感層中に付与されるエネルギー $E_D(\theta)$ は

$$\begin{aligned} E_D(\theta) &= \int_0^{E_{\max}} \int_0^{L_d} N_D(\theta, E) \cdot (-dE/dX)_{Si} dXdE \\ &= \pi r^2 \int_0^{E_{\max}} \int_0^{L_d} \phi(\theta, E) \cdot (-dE/dX)_{Si} dXdE \end{aligned} \quad (3-4)$$

但し $(-dE/dX)_{Si}$ はエネルギー E の電子のシリコン中での衝突の阻止能である。

阻止能 $(-dE/dX)_{Si}$ は $0.5 \sim 1.8$ MeV のエネルギー領域において変化は小さく 1.52 ± 0.1 MeV \cdot gr/cm² である。素子に入射する電子エネルギーは全て E_{\max} の値だけでなく連続スペクトルになる原因の主なものは先にもたようにコリキータ-の内孔壁によって微小角散乱を受けるからである。しかしながらこの微小角散乱の場合その散乱によっておこる電子エネルギーの減少は Berger²¹⁾ によって示された散乱電子分布から平均的には大きな値ではないと考えられる。これら二つの理由から近似的に次式が成り立つ。

$$\left(-\frac{dE}{dX}\right)_{Si} \doteq \left(-\frac{dE_{\max}}{dX}\right)_{Si} \quad (3-5)$$

式(3-2)~(3-5)より

$$E_D(\theta) \doteq \pi r^2 \cdot \int_0^{L_d} \left(-dE_{\max}/dX\right)_{Si} \int_0^{E_{\max}} (\theta, E) dE dX$$

$$\doteq \pi r^2 \cdot N(\theta) \cdot \{E(0) - E(L_d)\} \quad (3-6)$$

但し、 $E(0)$ は有感層入射点における電子エネルギー、 $E(L_d)$ は有感層厚 L_d を透過した電子の平均のエネルギーである。 $E(0) - E(L_d)$ は1入射電子当り有感層中に付与されるエネルギーである。シリコン中での1電子-正孔対を作るに要するエネルギーを ω とすると、 $E_D(\theta)$ の吸収エネルギーによって外部回路を流れる電流 $I_D(\theta)$ は

$$I_D(\theta) = e \cdot E_D(\theta) / \omega \quad (3-7)$$

フラデーカップ F_a によって測定される単位時間当りの電子数 N_a は

$$N_a = \int_0^{\pi} 2\pi R^2 \cdot \sin\theta \cdot N_D(\theta) d\theta \quad (3-8)$$

式(3-6)~(3-8)から

$$\frac{\omega}{e \cdot \pi r^2 \{E(0) - E(L_d)\}} \int_0^{\pi} 2\pi R^2 \cdot \sin\theta \cdot I_D(\theta) d\theta = N_a \quad (3-9)$$

故に、1入射電子当りの有感層への付与エネルギー $E_{ab}, E_0 (=E(0) - E(L_d))$ は

$$E_{ab}, E_0 = \frac{2\omega \cdot R^2}{e \cdot r^2} \int_0^{\pi} \sin\theta \cdot I_D(\theta) d\theta / N_a \quad (3-10)$$

ただし、 E_0 は電子の加速エネルギーを示す。

図3-7)に測定された $I_D(\theta)$ 及び N_a を用いて式(3-10)より計算された

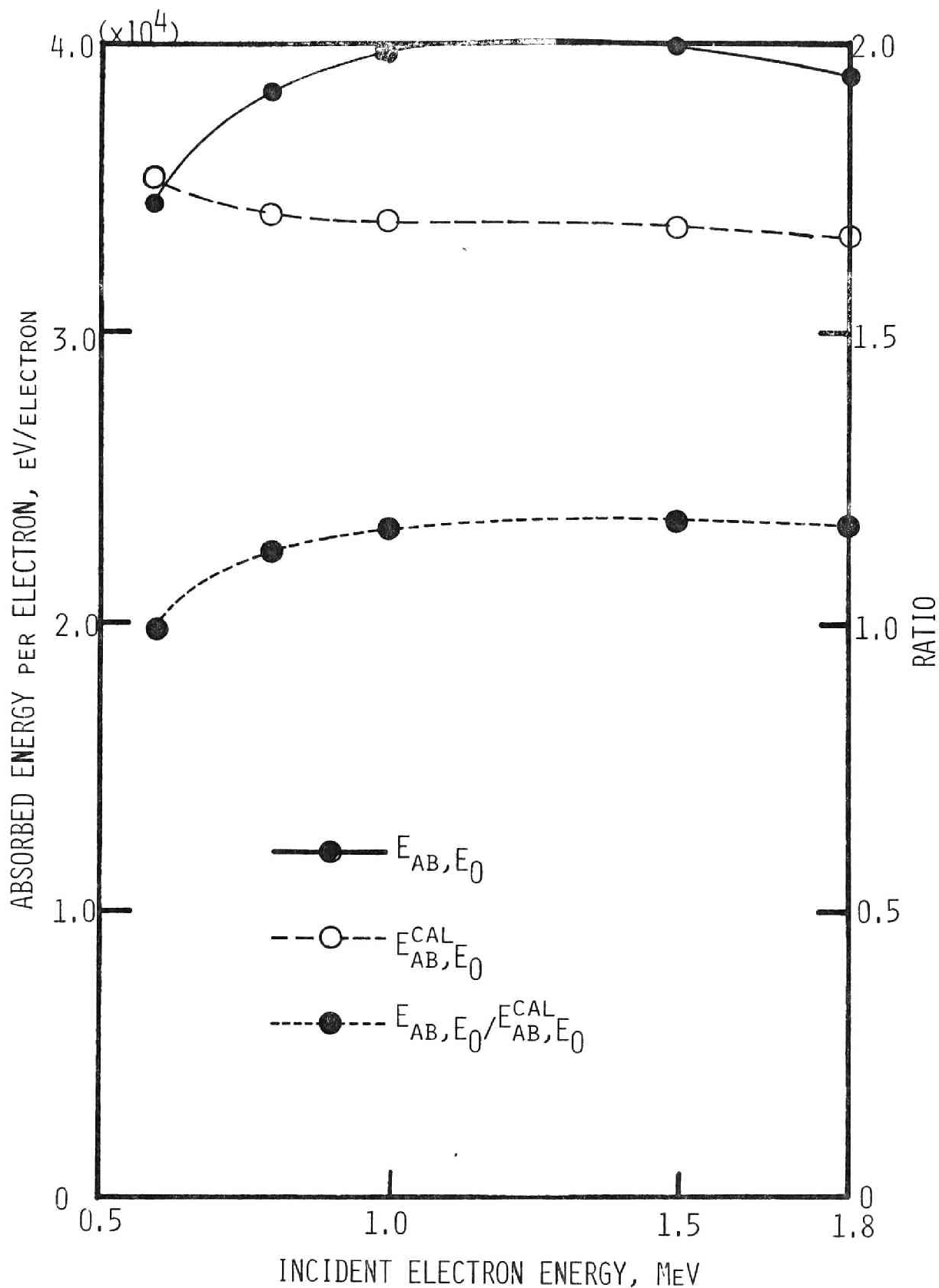


Fig. 3-7. Experimental result E_{ab, E_0} , and calculated result E_{ab, E_0}^{cal} , of the energy absorbed in the sensitive volume per incident electron and the ratio of the former to the latter as a function of incident electron energy E . E_{ab, E_0}^{cal} was obtained without the contribution of backscattered electron.

E_{ab}, E_0 の値を示す。

この結果から、電子エネルギーが $0.8 \sim 1.8 \text{ MeV}$ の領域において、1入射電子当りの有窓層の吸収エネルギーはほぼ一定で、約 39 keV であった。しかしながら、 0.8 MeV 以下のエネルギーの電子に対しては、この値はより小さいものとなった。理論的には電子エネルギーの減少と共に阻止能は大きくなり吸収エネルギーの値は大きくなるべきであるが、このような現象を引き起こした原因は線量計の裏あるいは有窓部後方のリード線の散乱等の効果であると考えられる。このことについては第4節にふれる。

(3-2) 直線性

図3-8) ~ 図3-11) に全ビーム電流 (F_b で測定された値) に対するコリメーターを通過した電子電流 (F_a で測定された値) と $\theta = 0^\circ$ における線量計に誘起された電流をそれぞれ $0.8, 1.0, 1.5$ 及び 1.8 MeV の加速エネルギーの場合に示す。 F_a による値は F_b のそれに対して E_0 が $1.8, 1.5, 1.0$ 及び 0.8 MeV の場合それぞれ約 $0.16, 0.095, 0.04$ 及び 0.024% であった。このことから F_b で測定された値は充分加速された電子の総量として近似し得るものである。これらの値を使って線量計に単位時間に入射する電子数と誘起電流の関係を得、これを図3-12) に示す。縦軸に示す誘起電流は $\theta = 0^\circ$ の位置において測定されたものであり、横軸に示す入射電子数は次のようにして計算されたものである。全ビーム電流を変化させても図3-4) 及び図3-5) に示した誘起電流 (近似時には式(3-8) 及び(3-9) からコリメーターを通過した電子束) 角度分布曲線は変化しないと考えられる。このことからビーム軸上にある線量計に入射する電子数 $N_D(0)$ は次式で表わされる。

$$N_D(0) = N_b \left\{ (I_a / I_b) \cdot (I_D(0) / I_T) \right\} I_b(0.1) \quad (3-11)$$

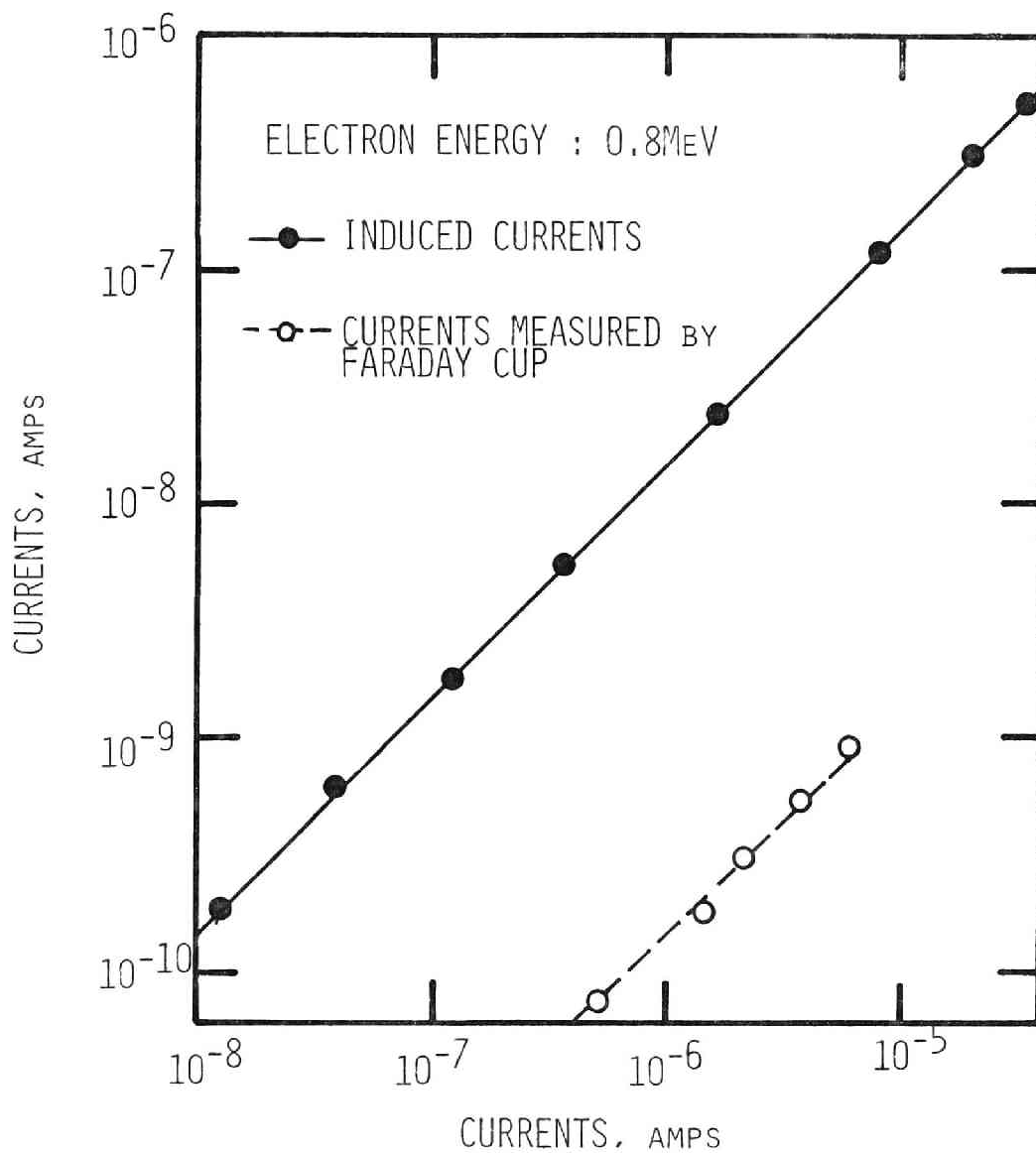


Fig. 3-8. Electron-induced current and current measured by Faraday cup(F_a) as a function of current in the accelerating tube.

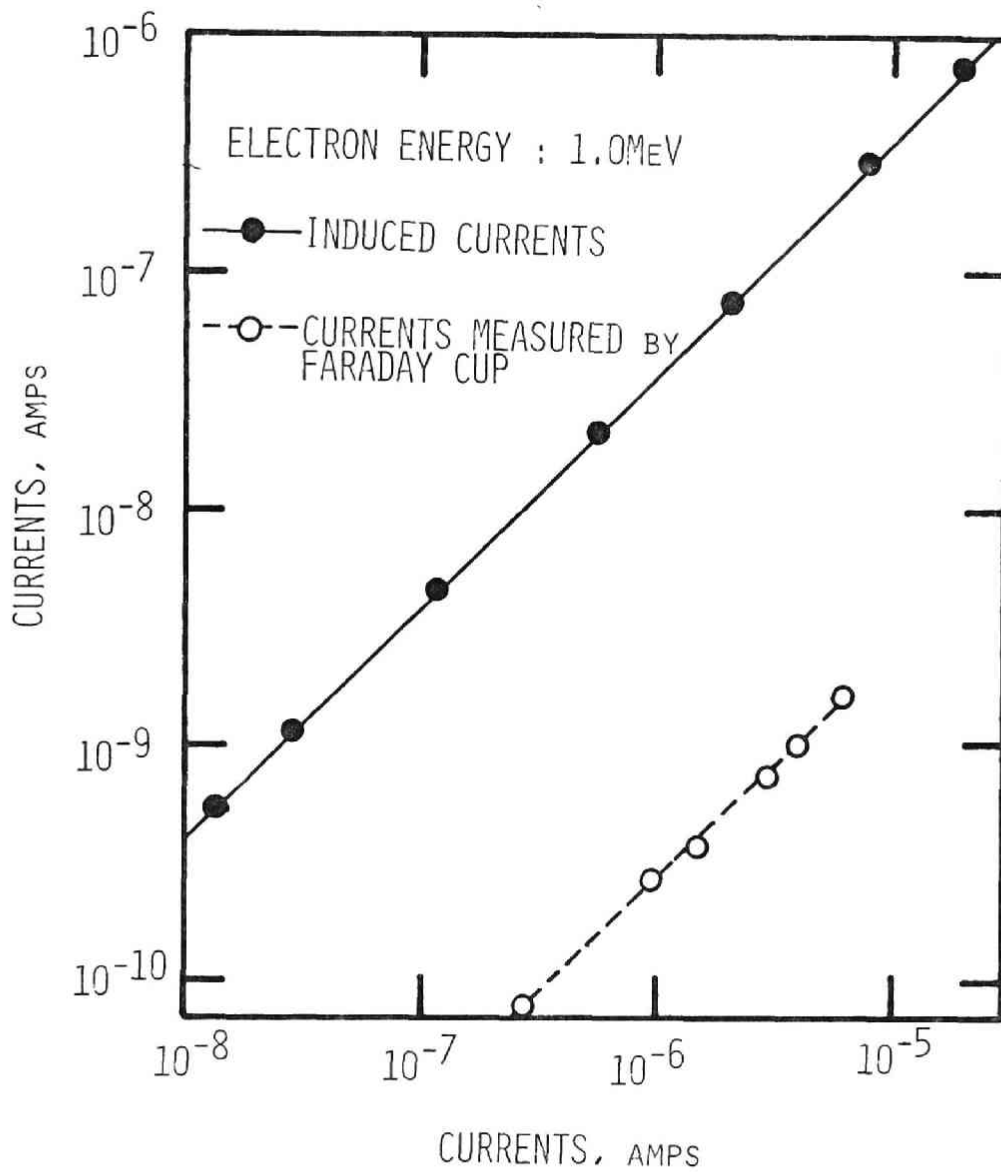


Fig. 3-9. Electron-induced current and current measured by Faraday cup(F_a) as a function of current in the accelerating tube.

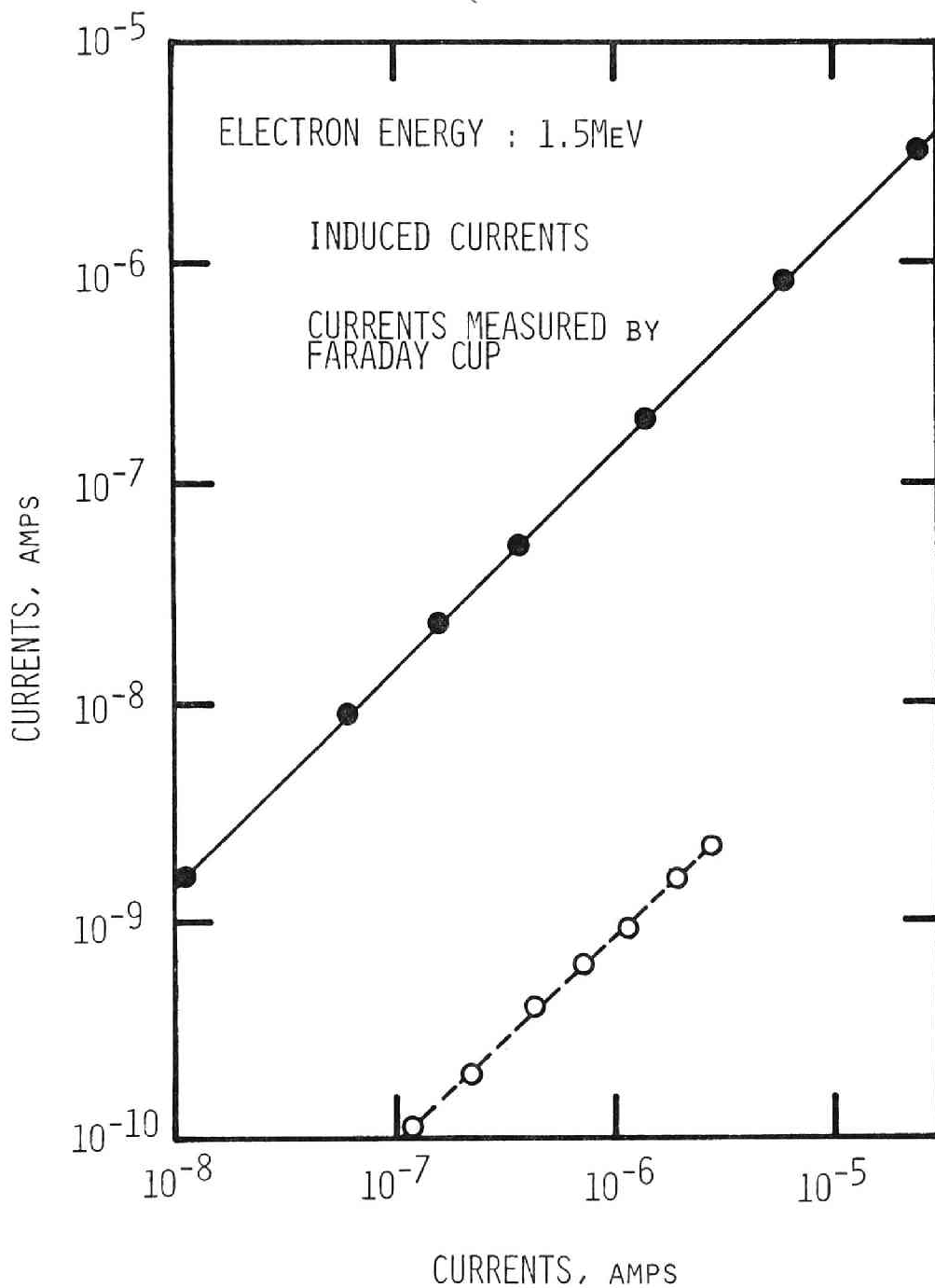


Fig. 3-10. Electron-induced current and current measured by Faraday cup(F_a) as a function of current in the accelerating tube.

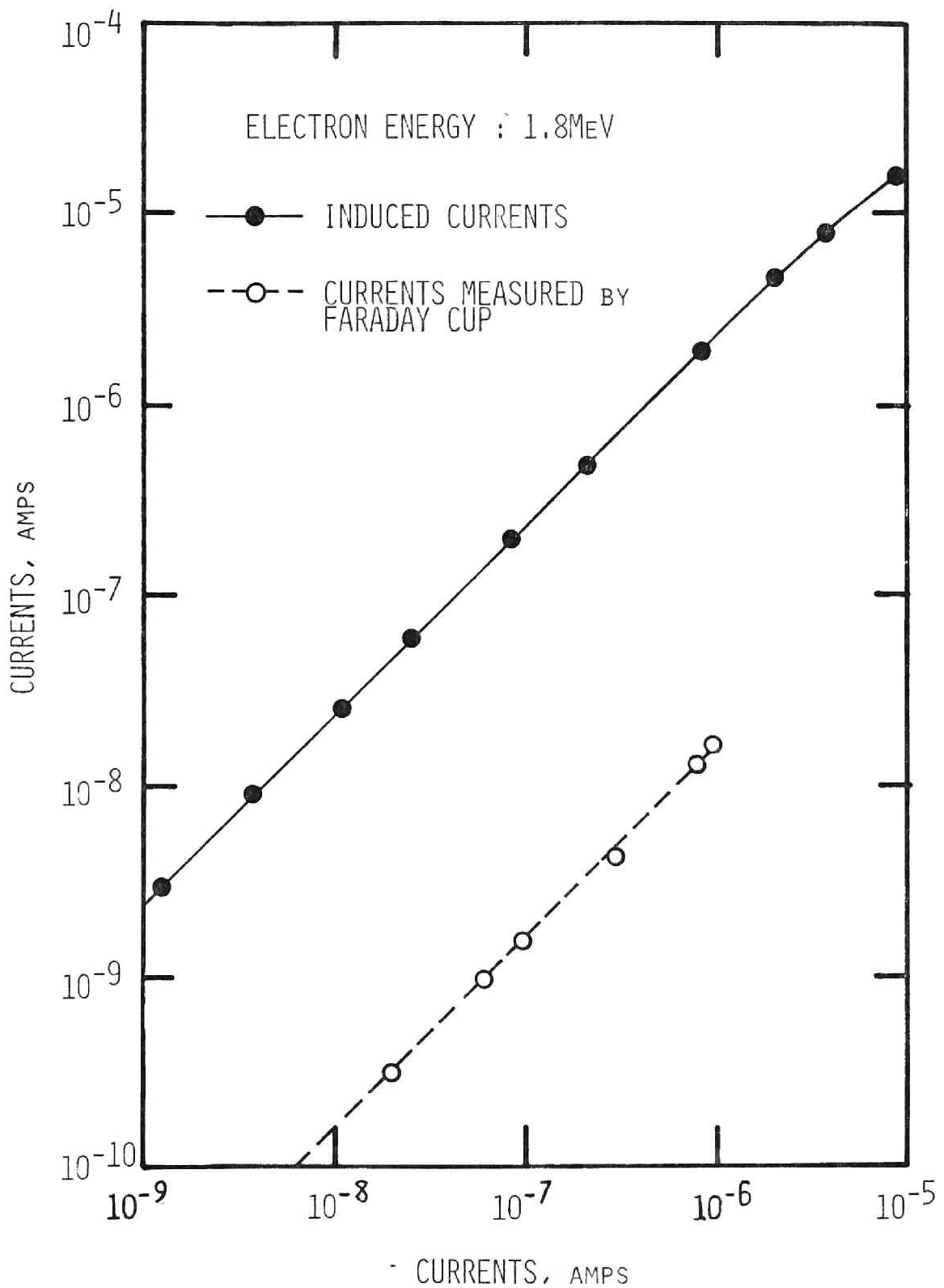


Fig. 3-11. Electron-induced current and current measured by Faraday cup(F_a) as a function of current in the accelerating tube.

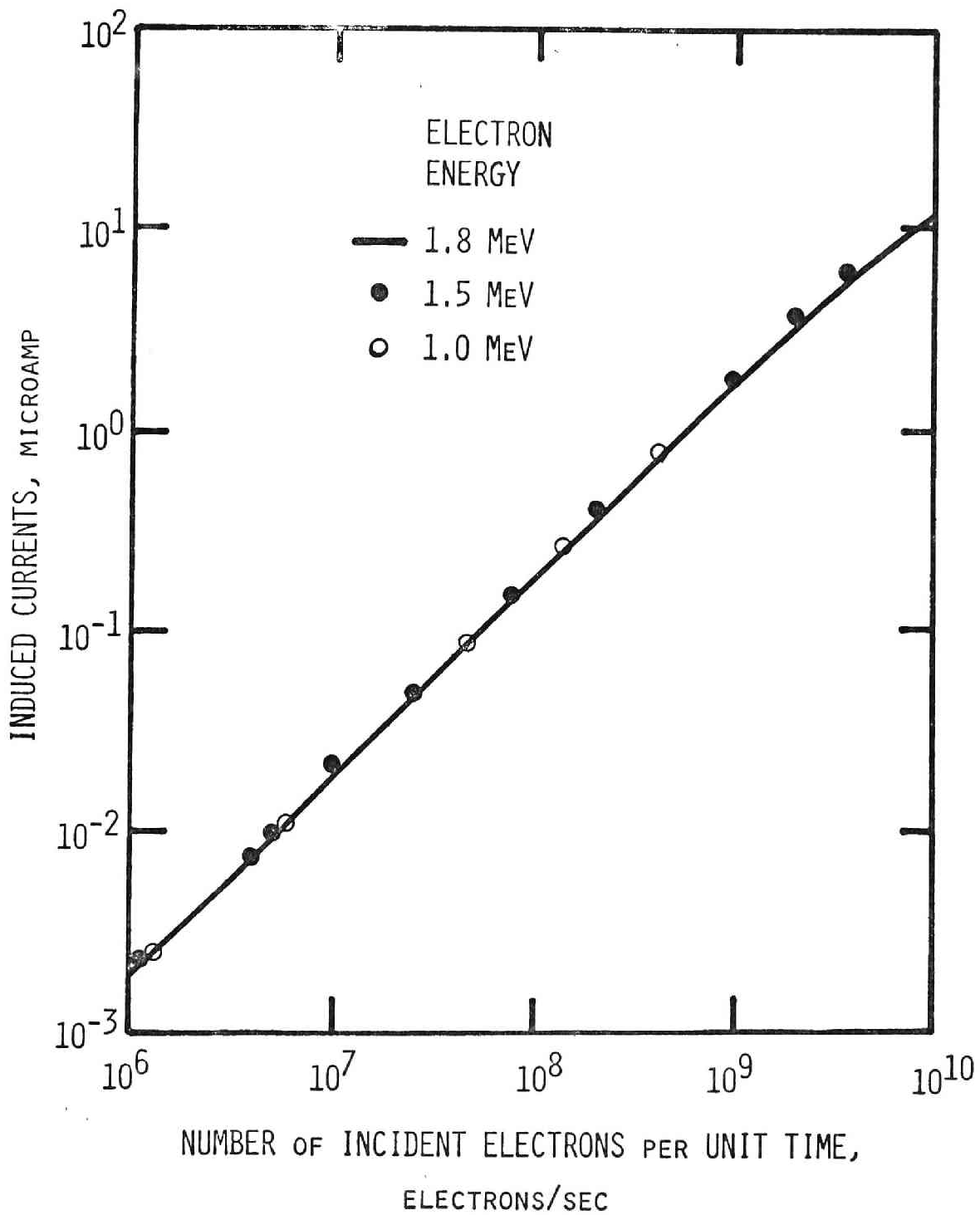


Fig. 3-12. Electron-induced current as a function of incident electrons at 1.8, 1.5 and 1.0 MeV electron energies.

ここに N_D は F_D で測定された全ビーム電流を与える電子数で、 $\{(I_a/I_b) \cdot (I_D(0)/I_T)\}_{I_D(0)}$ は全ビーム電流が $0.1 \mu A$ において、 F_a により測定された電流 I_a と F_b で測定された電流 I_b の比に $\theta = 0^\circ$ における誘起電流 $I_D(0)$ と $I_D(\theta)$ を全立体角において積分した値 I_T との比を乗じたものである。この図に示した値から、誘起電流 $I_D(0)$ は $N_D(0)$ の関数として、 $N_D(0)$ が約 1.5×10^9 電子/秒以下において、次式が得られる。

$$I_D(0) = (1.75 \pm 0.075) \times 10^{-9} \cdot N_D(0) \quad (3-12)$$

ここに $I_D(0)$ 及び $N_D(0)$ の単位は μA 及び電子数/秒である。

この式は $0.8 \sim 1.8 \text{ MeV}$ の電子加速エネルギー領域においてほぼ満足され、かつ $N_D(0)$ が $1.5 \times 10^8 \sim 1.5 \times 10^9$ 電子数/秒の領域において、この素子の直線性は充分保証されていることが実証された。式(3-12)に示すように係数の標準偏差は 0.075×10^{-9} で $I_D(0)$ の相対誤差は約 5% である。この誤差を生む主な原因は加速器の不安定性にあると考えられる。ここに示した直線性の $N_D(0)$ の下限 1.5×10^8 電子数/秒は記録計の測定可能下限であり、 1.5×10^9 電子数/秒以上において直線から $I_D(0)$ との関係がずれ、 $I_D(0)$ が徐々に飽和する傾向を示すのは、有感層中に形成された電子-正孔対が再結合あるいは分極効果により、有効に誘起電流として取り出し得ないことを示すものと考えられる。 $I_D(0)$ の飽和値は約 $4 \times 10^{-5} A$ であった。

(3-3) 放射線損傷効果

放射線損傷効果による感度と漏洩電流の変化を調べるために、約 10^8 rad までの線量を素子の有感部へ照射された。この結果、素子の感度はこの範囲の照射に対して、有意な変化は観測されなかった。又吸収線量率に対する直線性も良好なまま保持された。これは $0.8 \sim 1.8 \text{ MeV}$ の加速エネルギー領域において検証された。しかし

がら、第2章にもふれたとおり、逆バイアスが印加されている状態にあつては、漏れ電流は線量に依存して増加した。このことは電圧印加状態での素子を用いる場合、常に外部電流を記録するための記録計の零レベルを測定しておくことが測定の上で不可欠となることを示すものである。

第4節. 電子の後方散乱の寄与と空乏層厚の計算

実験から得られた1入射電子当りの有感層の吸収エネルギーは空乏層の厚さを89 μm として阻止能から理論的に得られる値よりも約17%程大きい。この相異の原因を求めめるために以下の検討を行つた。

エネルギー E の電子が $N_D(E)$ 個入射する場合、有感層の後層の不感層からの後方散乱電子が誘起電流に寄与すると、有感層を透過する電子数 $N_{TD}(E)$ は近似的に次式で与えられる。

$$N_{TD}(E) = N_D(E) \cdot T(E) \cdot \{1 + R(E)\} \quad (3-13)$$

こゝに $T(E)$ 及び $R(E)$ はそれぞれ空層に対する透過確率及び有感層後層の不感層に対する反射確率である。なお線量計に入射する電子(エネルギー E)は線量計表面に垂直に入射するものと仮定する。有感層を透過する場合、電子のエネルギー減衰が連続減速に従うとすると、有感層中に与えられるエネルギー $E_D(E)$ は次式のよゝに与えられる。

$$E_D(E) = N_D(E) \cdot T(E) \cdot L_d \cdot \left\{ \left(-\frac{dE}{dX}\right)_E + \int_0^E n(E') \cdot \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E'} dE' \right\} \quad (3-14)$$

こゝに L_d は有感層の厚さを $(-dE/dX)_E$ はエネルギー E の電子に対するシリコンの衝突阻止能を示す。また $n(E')$ は1入射電子当り不感層から後方散乱されたエネルギー E' を持つ電子の数であり $R(E)$ との間に次の関係をもつものである。

$$R(E) = \int_0^E n(E') dE' \quad (3-15)$$

後方散乱の電子のエネルギースペクトルは入射電子エネルギーが 0.5 MeV 及び 1.0 MeV についで Berger⁴³⁾, Rester⁴⁴⁾, Jakshik⁴⁵⁾, Selzer⁴⁶⁾ によつて実験的あるいは理論的に求められている。これらの散乱スペクトルのデータを利用して入射電子エネルギーが 0.5 MeV 及び 1.0 MeV の場合の後方散乱電子の平均衝突阻止能 (\bar{S}) を計算した。

$$\bar{S} = \int_0^E \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E'} \cdot n(E') dE' / \int_0^E n(E') dE' \quad (3-16)$$

この結果、平均衝突阻止能はほぼ入射電子エネルギーの 1/3 のエネルギーに対応する阻止能に等しい。すなわち

$$\bar{S} = \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E/3} \quad (3-17)$$

実験に使用された電子エネルギーは 1.8 MeV までであり、このエネルギーに対応する後方散乱電子スペクトルは得られていないが、後方散乱電子の平均エネルギー ($\int_0^E E' n(E') dE' / \int_0^E n(E') dE'$ から計算された) が 0.5 ~ 2.0 MeV の入射電子エネルギー領域において、エネルギーに関係なくほぼ 1/2 に等しいこと⁴³⁻⁴⁷⁾ から、式(3-17)は電子エネルギーが 1.8 MeV においても成り立つと考えられる。これらのことから入射電子エネルギーが 0.6 ~ 1.8 MeV の領域において平均の衝突阻止能が $(-dE/dX)_{E/3}$ であるとすると、式(3-14)は次のように変換される。

$$E_D(E) = N_D(E) \cdot T(E) \cdot L_d \cdot \left\{ \left(-\frac{dE}{dX}\right)_E + R(E) \cdot \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E/3} \right\} \quad (3-18)$$

式(3-18)より 1 入射電子当り線量計の有感層中に付与されるエネルギー $E_{ab}(E)$ は次式によつて表わされる。

$$E_{ab}(E) = T(E) \cdot L_d \cdot \left\{ \left(-\frac{dE}{dX}\right)_E + R(E) \cdot \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E/3} \right\} \quad (3-19)$$

この式を変換して有感層の厚さ L_d は

$$L_d = E_{ab}(E) \cdot \left[T(E) \left\{ \left(-\frac{dE}{dX}\right)_E + R(E) \cdot \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E/3} \right\} \right]^{-1} \quad (3-20)$$

線量計の断面図を図3-13)に模式的に示す。ただし有感層(空乏層)はシリコン検出部の中心に位置していると仮定している。図中の L_1 , L_2 , L_3 及び L_4 は銅の蒸着膜, シリコン検出部の p^+ 層, シリコン検出部の n 層及び正電極として使用される銅層をそれぞれ示している。それぞれの厚さは約3, 26, 26 及び 900 mg/cm^2 である。式(3-18)における $T(E)$ 及び $R(E)$ はわち有感層に影響を与える電子の透過係数と反射係数は次式で与えられる。

$$T(E) = T(L_1, E) \cdot T(L_2, E) \quad (3-21)$$

$$R(E) = R(L_3, E) + T(L_3, E) \cdot R(L_4, E) \cdot T(L_3, E/3) \quad (3-22)$$

こゝに $T(L, E)$ 及び $R(L, E)$ はそれぞれ厚さ L の物質にエネルギー E の電子が入射した時の透過係数及び反射係数を示す。この実験に用いられた電子エネルギー領域において正電極として使用される銅層(L_4)の厚さは後方散乱電子量が飽和値^{43,45}に達するに十分な厚さである。銅に垂直に電子が入射する場合の飽和後方散乱電子数は入射電子数に対して、約0.16, 0.21 及び0.25の割合であり、これらの値はそれぞれ、エネルギーが1.8 MeV, 1.0 MeV 及び0.6 MeVの電子に対応する。物質の厚さに対する電子の透過と後方散乱の割合の変化については参考文献^{43,45,46,49}に示されている。これらの文献に示されるデータを用いて線量計の有感層厚は式(3-18)~式(3-20)から計算された。その値は電子のエネルギーが1.8, 1.0 及び0.6 MeVのそれぞれに対して91.3, 92.4 及び90.0であった。これらの値は入射電子エ

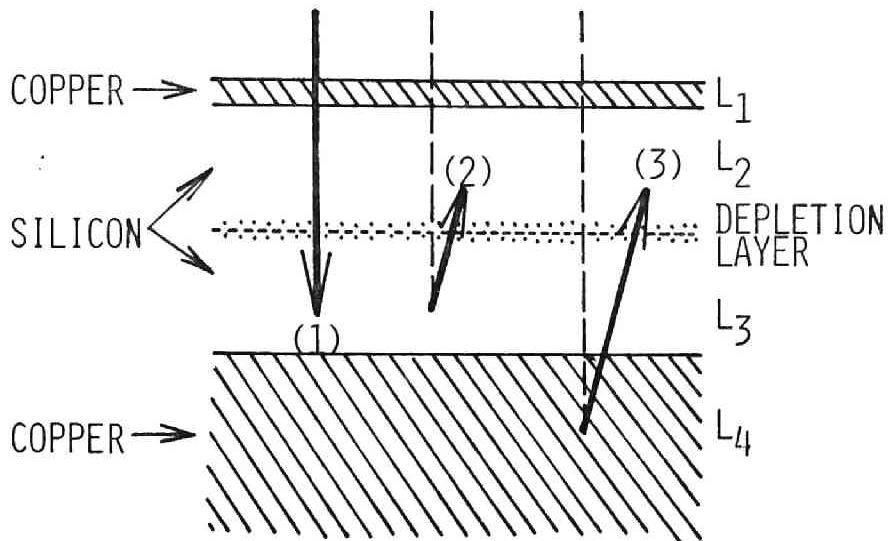


Fig. 3-13. Cross sectional view of the dosimeter and the number of electrons traversing the depletion layer per incident electron.

(1): $T(L_1, E)T(L_2, E)$, the number of electrons transmitting through the layer of copper and silicon semiconductor with thickness $L_1 + L_2$, per incident electron.

(2): $R(L_3, E)$, the number of electrons backscattered from the n-region of the silicon detecting element with the thickness L_3 per incident electron

(3): $T(L_3, E)R(L_4, E)T(L_3, E/3)$, the number of electrons transmitted through the n-region of the silicon detecting element after being backscattered from copper with the thickness L_4 per incident electron.

エネルギーにほとんど依存することなく良く一致しており、また第2章で得られた制御放射線用素子（今章でのびている電子線用素子に改造ある前の素子）の有感層厚の値 $89 \mu m$ とほぼ一致するものである。

仮に有感層の厚さを $90 \mu m$ とした場合、シリコン（密度 $2.42 g/cm^3$ ）の有感層中に吸収される1入射電子当りの平均付与エネルギー E_{ab,E_0}^{cal} は電子が垂直に入射すると電子の加速エネルギーが E_0 の場合

$$E_{ab,E_0}^{cal} = 90 \times 2.42 \times 10^{-4} \cdot \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E_0} \quad (3-23)$$

E_{ab,E_0}^{cal} 及び $E_{ab,E_0} / E_{ab,E_0}^{cal}$ を図3-7) にそれぞれ破線及び点線で示す。 $E_{ab,E_0} - E_{ab,E_0}^{cal}$ は主要には有感層後方の不感層 (L_3 及び L_4) から後方散乱された電子により有感層中に付与されたエネルギーである。入射電子エネルギーが $0.8 \sim 1.8 MeV$ の領域において $\{E_{ab,E_0} - E_{ab,E_0}^{cal}\} / E_{ab,E_0}$ の値はほぼ一致して 0.15 であった。しかしながら $0.8 MeV$ 以下の領域において、エネルギーの減少と共にその値は減少している。この原因は実厚（有感層への入射電子数を減少させる役割をもつ）及び、 L_3 層（不感層であり銅層からの後方散乱電子を散乱吸収する役割をもつ）厚の許差によるものであると考えられる。

第5節 結論

実験及び計算の結果から、この素子は電子線線量測定用素子としての良好な性能を有することが結論付けられた。この素子の感度は電子エネルギーが約 $0.8 \sim 1.8 MeV$ の領域において理論値（後方散乱電子の寄与を含む）とよく一致した。このことはより高いエネルギー電子に対してもエネルギーに対する感度の一様性を保持し得る可能性をもつものである。なぜならば電子エネルギーがカスケード現象が主となる高エネルギー以下の領域において、高ければ高い程電子の脱跡はより直線的で実厚の散乱（大角度方向の）の効果も減少し、阻止能も一定の値に近くなるからである。また単位時間当りの

入射電子数に対する感度の一様性(直線性)は毎秒 $1.5 \times 10^4 \sim 1.5 \times 10^9$ 個の入射電子数の領域において保持された。これは毎時 62 rad から $6.2 \times 10^6 \text{ rad}$ までの線量率測定が可能であることを示すものである。

後方散乱及び炭素の透過率を考慮して得られた有感層の厚さは約 $90 \mu\text{m}$ であり、第2章で得た結果とよく一致している。さらにこの有感層中に付与される1入射電子当りの吸収エネルギーは約 39 keV であり、そのうち後方散乱の影響によるものは全体の約 15% にあたる 5.5 keV であった。

この素子を線量計として体系中で使用し、その構成物質に与えられるエネルギーを求めた場合、その吸収エネルギー $E_{ab}^m(E)$ は次式で求めることができる。

$$E_{ab}^m(E) = 0.85 \cdot E_{ab}(E) \cdot \frac{\left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^m}{\left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^{Si}} + 0.15 \cdot E_{ab}(E) \frac{\left(\frac{-dE}{dX}\right)_{E/3}^m}{\left(\frac{-dE}{dX}\right)_{E/3}^{Si}} \quad (3-24)$$

質量阻止能比 $\left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^m / \left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^{Si}$ は一般的にエネルギーにほとんど依存しない量である(但し約 0.2 MeV 以上)。このことから近似的に次式が得られる。

$$E_{ab}^m(E) = E_{ab}(E) \cdot \left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^m / \left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^{Si} \quad (3-25)$$

但し $\left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^m$ 及び $\left(\frac{-dE}{dX}\right)_E^{Si}$ はそれぞれ体系構成物質及びシリコンのエネルギー E の電子に対する質量衝突阻止能を示す。

第4章 2種の線量率計の応用

— 連続X線用及び電子線用線量率計の応用による制動放射線空間分布の測定 —

一般に加速管内の加速された電子ビームは理想的なペンシルビームではなく、ビーム方向と垂直な方向に広がりを持つものである。一時的に理想的なペンシルビームを作り出し得たとしても、その状態を長時間にわたって持続させることは加速器のもつ不安定さから困難を具なうものである。逆にビームに適当な広がりを与えることにより、長時間比較的安定な加速器の作動状態を作り出すことができる。この章では広がりをもつ電子ビームによって発生する制動放射線の空間分布を精度よくしかも簡便な手法で評価し得る方法の開発を目的とした研究結果について述べる。理想的なペンシルビームによって発生する制動放射線の分布については多くの研究者によって厳密なあるいは近似的な計算から得られ³²⁻³⁴⁾ また実験的³⁵⁻³⁷⁾ にも得られている。中村等³⁸⁾ によって開発された制動放射線のエネルギースペクトルを計算するための近似数値計算法に基づく計算コードDIBREによる計算と電子線測定用線量計によって測定された加速管内のビームの広がり分布を結合することによって実際の(現実的)な制動放射線の空間強度分布を求めることが本章の目的とするところである。この計算結果と連続X線線量計によって測定された制動放射線の空間分布とを比較し、精度を評価し、この結果の上にビームの広がりを計算にとり入れることの評価を行った。

第1節 実験過程

〈1-1〉 加速管内の電子ビームの広がり測定

実験は京大工学部原子核工学教室の電子ヴァン・デ・グラフト型加速器(VD-20)を用いてなされた。図4-1)は加速管内の電子数のビーム軸に対して垂直方向の分布を測定するための加速管内の線量計の配置を示すものである。薄い窓厚を持つ

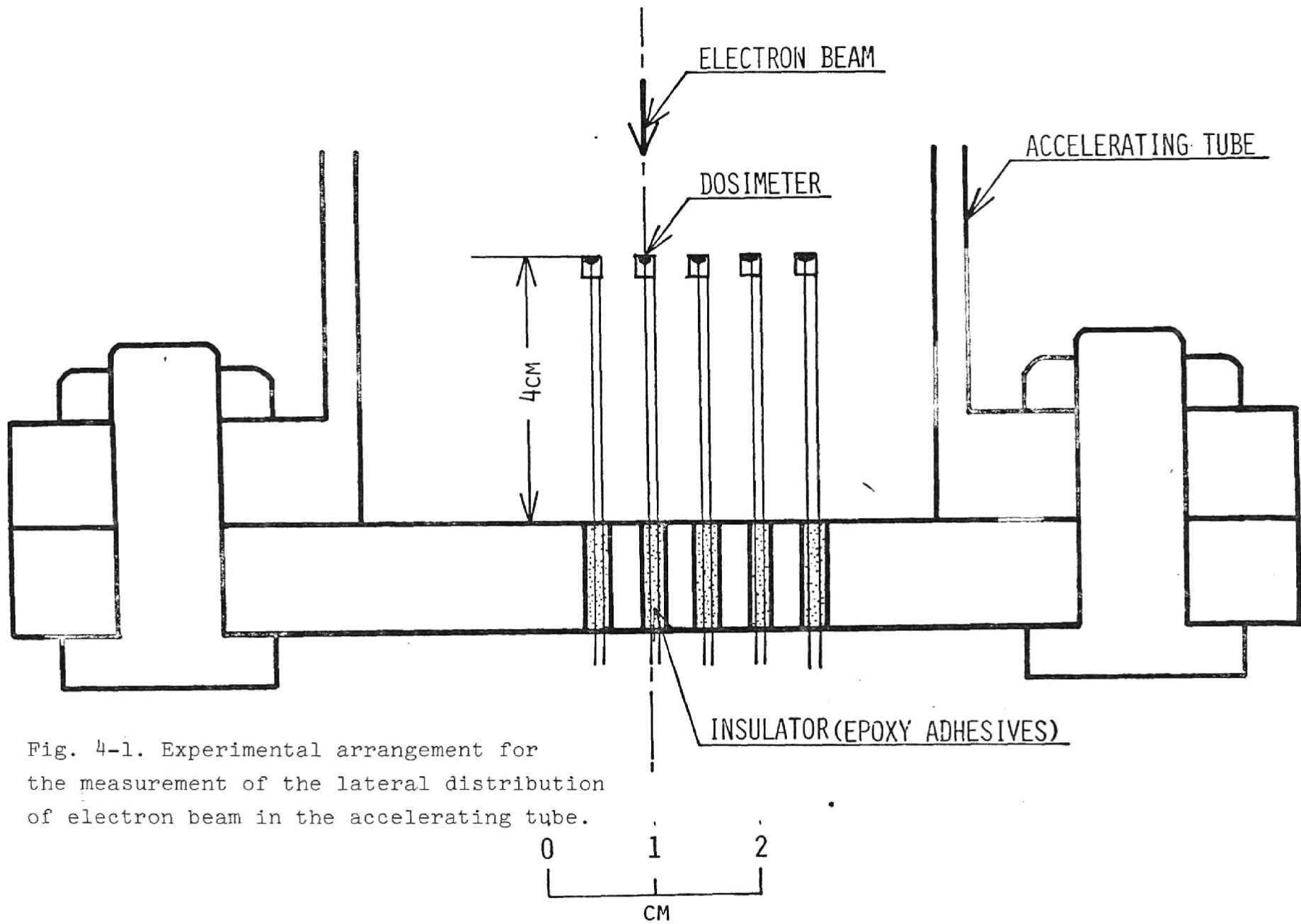


Fig. 4-1. Experimental arrangement for the measurement of the lateral distribution of electron beam in the accelerating tube.

つの小型線量計(その特性については第3章に記述)が加速管の中に5cmの間隔でビーム軸に垂直な平面上に並べられている。これらの線量計は図4-1)に示したように加速管の端から4cm離れた位置にある。これらの線量計は加速管からエポキシ樹脂によって電気的に絶縁されている。第3章に述べたように、これらの線量計の大きさは直径1.5mmであり、単位時間当りの入射電子数に対する出力(誘起電流)の関係は図3-12)に示されている。この関係(直線性)は0.8~1.8 MeVの入射電子エネルギー領域において一様であり、5個の線量計の相対誤差は5%以内である。この相対誤差の測定は図4-2)に示す方法で行なわれた。5つの素子のうちの一つをモニターとして測定がくりかえされた。全誘起電流に及ぼる加速管内の制動放射線の影響は加速管軸上の素子を厚さ約6mmのグラファイトで包むことによって調べられた。厚さ約6mmのグラファイトを用いた理由は1.8 MeVの電子のグラファイト中での飛程(5.45 mm)より大で、かつその中での制動放射線の減衰を小さくするためである。

(1-2) 制動放射線の空間分布の測定

制動放射線強度の空間分布の測定は制動放射線を生じさせるためのターゲットとして鉄及び金を用いて行なわれた。

鉄ターゲットを用いて行なわれた測定は加速エネルギーが1.8 MeVの場合である。この場合の実験配置を図4-3.A)に示す。1.8 MeVに加速された電子は加速管の終端に取り付けられた厚さ2mmの鉄ターゲットに入射し制動放射線を生ずる。1.8 MeV電子の鉄中での飛程は約1.5mmであり、この鉄ターゲットにより電子は完全に止まる。連続X線測定用線量率計(第2章に記述)はターゲットから3.2cmのところをターゲット面に平行に左右に移動することができるよう送り装置に接続している。金ターゲットについても同様の測定が行なわれた。この場合の実験配置を図4-3.B)に示す。この場合、電子の加速エネルギーは0.8~1.8 MeVの領域のものが使用された。

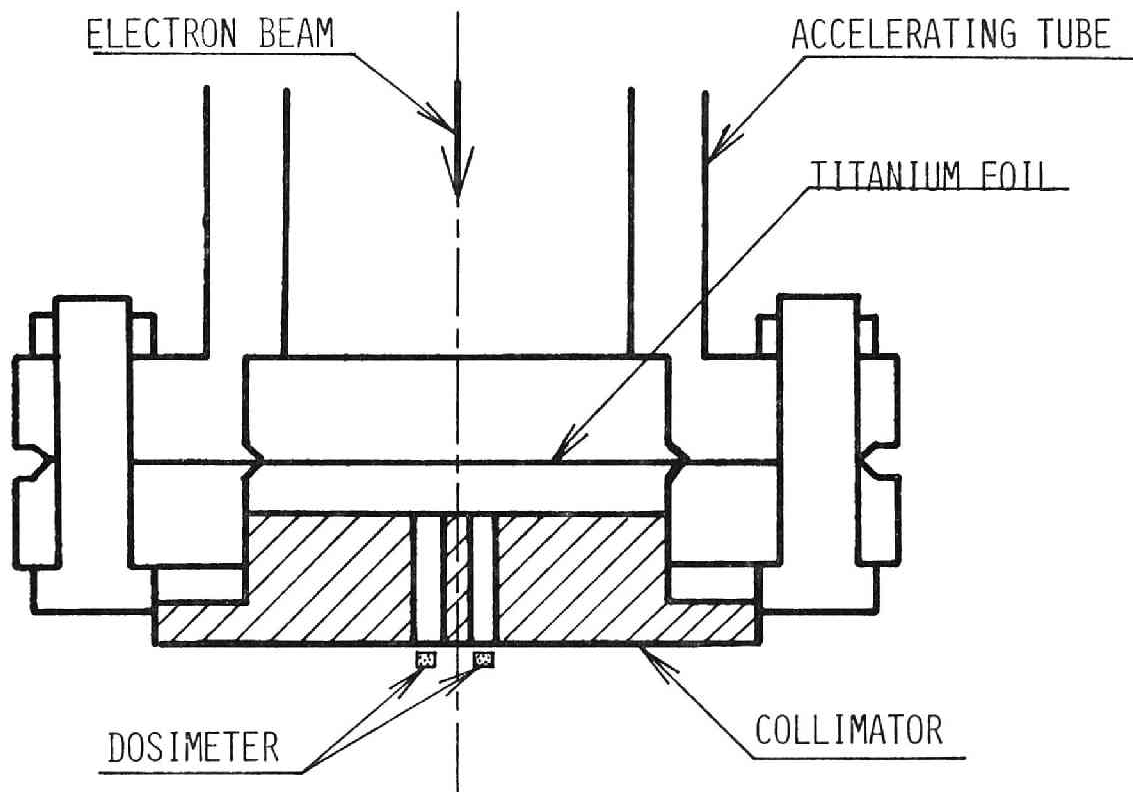


Fig. 4-2. Experimental arrangement for measurement of the relative sensitivity of five dosimeters used for measurement of the lateral distribution of electron beam in the accelerating tube.

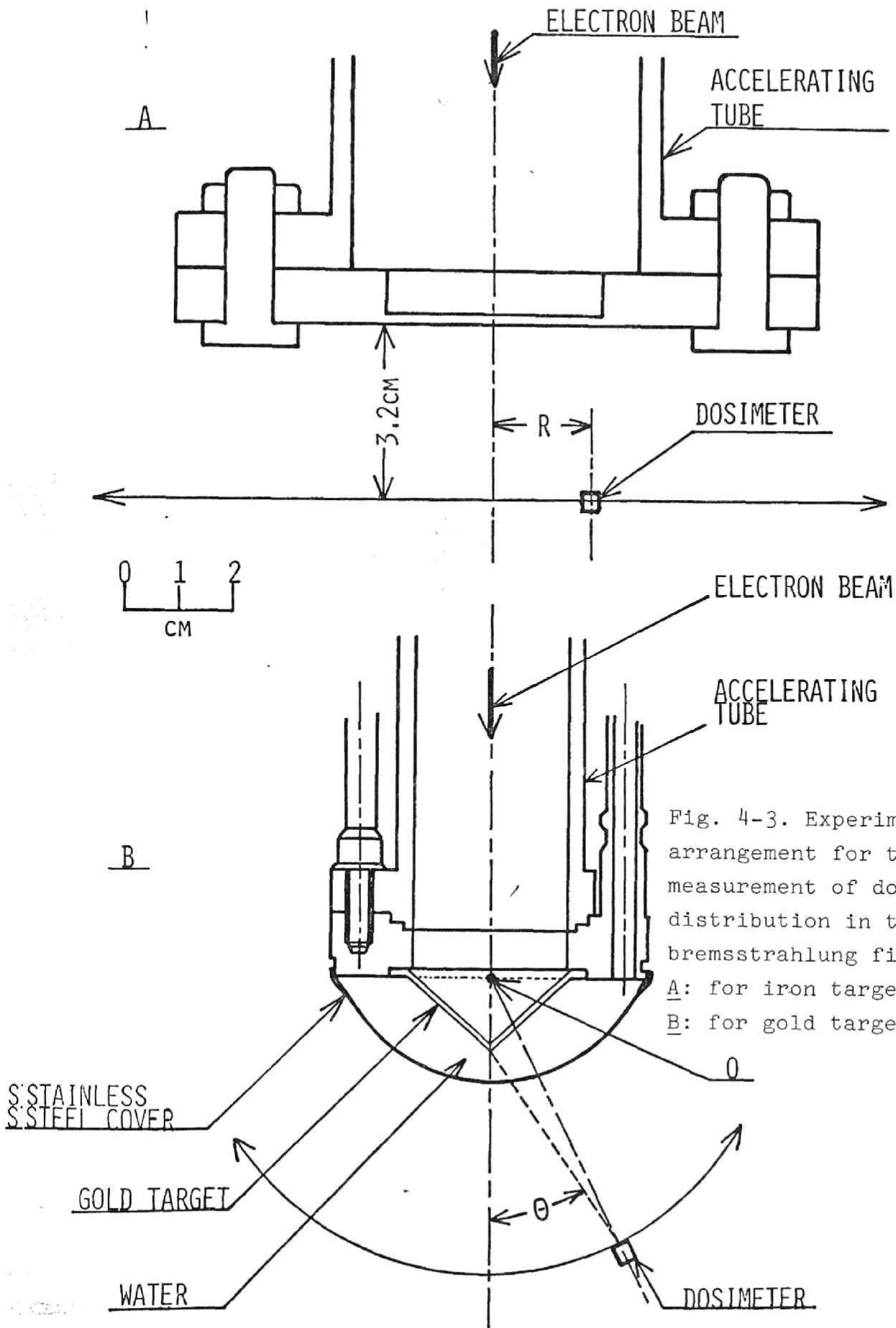


Fig. 4-3. Experimental arrangement for the measurement of dose distribution in the bremsstrahlung field, A: for iron target, B: for gold target.

金ターゲットは円盤形状をなし、厚さは0.9mmで、金ターゲットはステンレスカバーで保護されると同時にターゲットとカバーの冷却水で冷却されている。金ターゲットを含む加速管全体はファラデーカップとしてビーム電流のモニターに使用された。素子は図4-3-B)中に示す点Oを中心として半径4cmの円弧上を移動できるように回転子に接続している。誘起電流の測定は逆バイアス零で行われた。

第2章に述べたように、この測定の場合外部回路を流れる電流が正味の誘起電流に等しいことから、線量計の有感部に吸収された線量率は次のように与えられる。

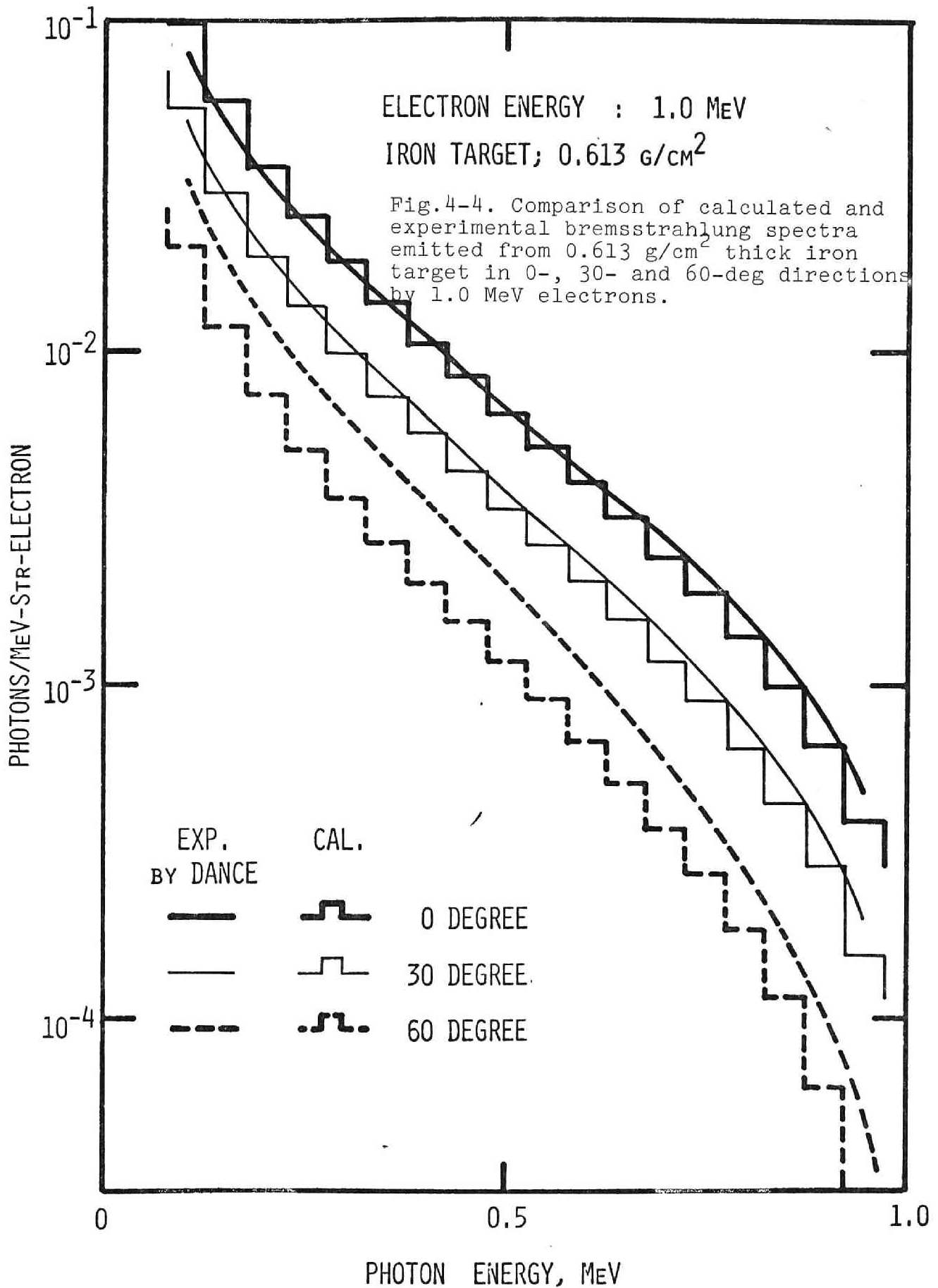
$$\frac{dD_{ab}}{dt} = K \cdot \omega \cdot I_{ext} / e \cdot m \quad (4-1)$$

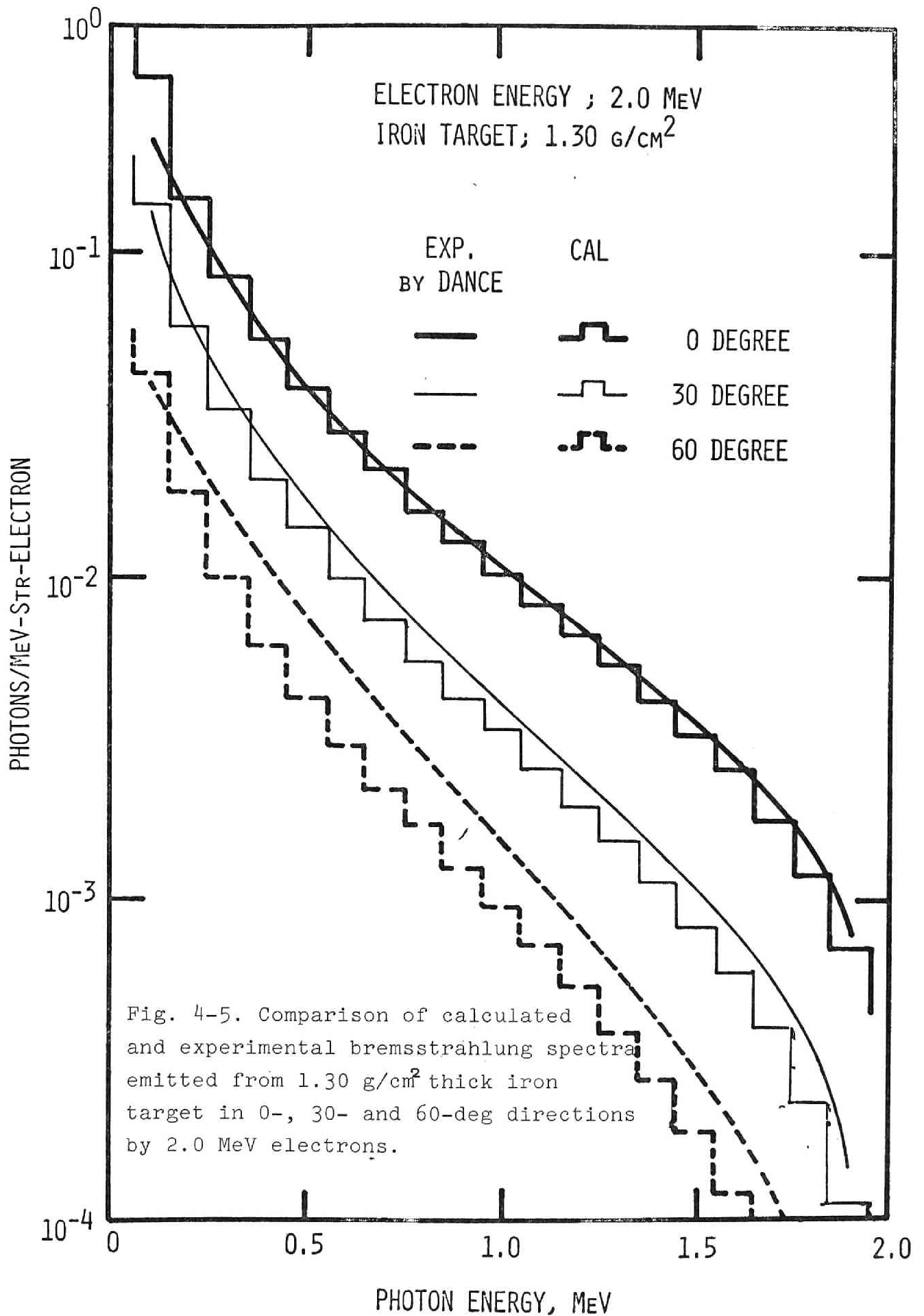
こゝに、 I_{ext} 、 ω 、 e 及び m については前章に示したもので、 I_{ext} の単位はアンペア(A)である。また K はeV単位からrad単位への変換係数で約 1.6×10^{-14} である。 dD_{ab}/dt の単位は以上の値からrad/secである。

第2節 制動放射線エネルギースペクトル及び吸収エネルギーの計算

〈2-1〉 制動放射線エネルギースペクトルの計算

制動放射線のエネルギースペクトルは素子の有感部に吸収される線量を計算するための基礎データである。制動放射線エネルギースペクトルは近似計算コードDIBREにより計算された。このコードによる計算結果の精度を評価するためのDance³⁵⁾により得られた実験結果と比較した。両者の結果を(図4-4)及び(図4-5)に示す。(図4-4)は1.0MeVの電子が 0.613 g/cm^2 の鉄ターゲットに入射した場合、(図4-5)は2.0MeVの電子が厚さ 1.30 g/cm^2 の鉄ターゲットに入射した場合に放出される制動放射線のエネルギースペクトルである。これら1.0及び2.0MeV電子の両者の場合について、計算値と実験値の間の関係は共通した性質を示している。すなわち 0° 方向に関しては計算値と実験値が非常によく一致しているが、角度(ビーム





軸と制動放射線の方角のなす角)が大きくなると、角度と共に計算値は実験値に比較して小さくなる傾向を示している。この理由はこの近似数値計算の場合、横方向にすれた透過電子は無視されているからである。

〔2-2〕 吸収線量の計算

線量計の有感部の吸収エネルギーの計算は注目している制動放射線の場合において有感部は近似的に電子平衡条件が成立している(第2章に記述)としておられた。この条件のもとに、電子ビーム(エネルギー E_0)が理想的なペンシルビームの場合、ビーム軸方向に対して θ 方向で制動放射線の発生点から R の距離にある線量計の有感層中に吸収されるエネルギー $E_{ab, \theta, R}$ は式(2-9)を使って

$$E_{ab, \theta, R} = \frac{m}{R^2} \int_0^{E_0} N \cdot \phi_{\theta}(E) \cdot (1-f(E)) \cdot (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu} R(E') E dE \quad (4-2)$$

ここに $\phi_{\theta}(E)$ は θ 方向において単位ステラジアン(ster)当り、ターゲット上の1入射電子当りの光子(エネルギーが E から $E+\Delta E$ の間にある)の数である。 $m, N, f(E), (\mu_{en}(E)/\rho)_{Cu}$ 及び $R(E')$ については第2章に示した。

加速管内での電子ビームが軸に対して同心円的に対称な広がりをもつものであるとする。図4-6)は電子ビームの広がりを含めた吸収エネルギー分布を計算するための模式図である。仮に加速管内の電子数分布が軸からの距離 η の場において $g(\eta)$ で示されるとすると、図4-6)に示す θ_0 方向の線量計に吸収される線量 D_{θ_0} は

$$D_{\theta_0} = \frac{2 \times 10^{-2}}{m} \int_0^{\eta_{\max}} \int_0^{\pi} \eta \cdot g(\eta) \cdot E_{ab, \theta, l} \cdot \frac{1}{R^2} d\eta d\varphi \quad (4-3)$$

但し $E_{ab, \theta, l}$ は式(4-2)において $R=1$ として得られた吸収エネルギーで単位は erg である。 D_{θ_0} の単位はラド(rad)である。また R, θ 及び l

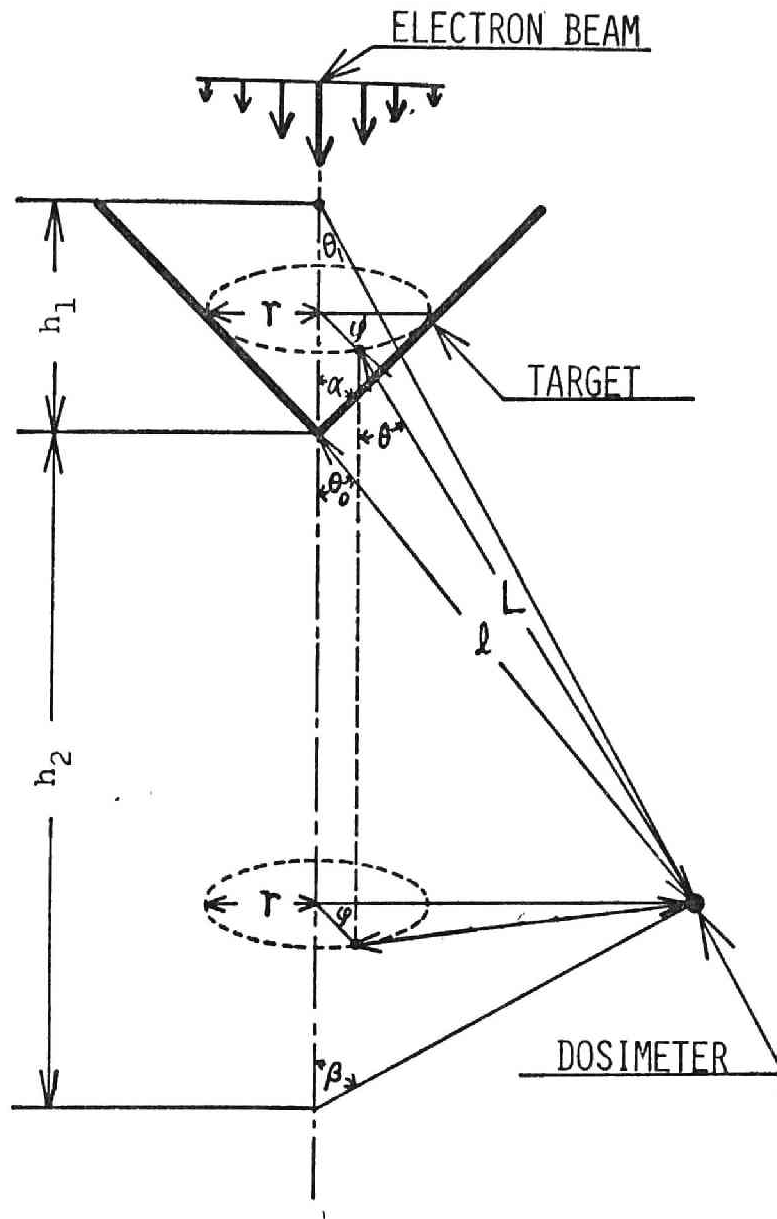


Fig. 4-6. Schematic diagram of calculation procedure for estimating the effect of the lateral spread of electron beam in the accelerating tube.

は次のように示される。

$$R' = \left\{ (l \cos \theta_0 + r / \tan \alpha)^2 + \eta^2 + (l \sin \theta_0)^2 - 2\eta l \sin \theta_0 \cos \varphi \right\}^{1/2},$$

$$\theta = \tan^{-1} \left\{ \left[\eta^2 + (l \sin \theta_0)^2 - 2\eta l \sin \theta_0 \cos \varphi \right]^{1/2} / (l \cos \theta_0 + r / \tan \alpha) \right\},$$

$$l = h_2 \sin \beta / \sin(\theta_0 + \beta).$$

関数 $g(\eta)$ は $\int_0^{\eta_{\max}} \int_0^{\pi} 2\eta \cdot g(\eta) d\eta d\varphi$ が加速された電子の総数 N に等しくなるように規格化されている。また鉄ターゲットの場合には α 及び β は $\pi/2$ に等しく、金ターゲットの場合には α と β はそれぞれ $\pi/4$ 及び $(\pi - \theta_1)/2$ に等しい。但し 図 4-6) に示すように θ_1 は次式で示される。

$$\theta_1 = \theta_0 - \sin^{-1} \left(\frac{h_1}{h_1 + h_2} \sin \theta_0 \right)$$

計算必要の変数 φ, α, β 及び θ 等は図 4-6) に示すものである。

第 3 節 実験及び計算の結果についての比較検討。

(3-1) 加速管中の電子の分布

加速管中の線量計に誘起される電流は電子によるものと加速管から発生した制動放射線によるものの総和である。このため電子分布を誘起電流から求めるためには制動放射線による寄与を差し引く操作が必要である。制動放射線の寄与を求めるためにグラファイトカバーを一時的に取りつけた軸上の線量計の誘起電流量はカバーなしの場合のそれに比して約 5.5% であった。この割合は加速エネルギーにほとんど依存しないものであった。この結果から制動放射線によって誘起された電流の全誘起電流に占める割合は、グラファイトカバー中での制動放射線の発生及び減衰を考慮して約 5% であると考えられる。加速管中の制動放射線強度が 5 つの線量計の置かれた位置で一様で

あると仮定して得られた電子数分布の結果を(図4-7)に示す。この図において横軸は加速管軸からの距離を示し、縦軸は最大の電子束密度すなわち軸上の電子束密度が1であるように規格化されている。この結果から、加速管中の電子束密度分布 $g(\eta)$ は次式で示されるものである。

$$g(\eta) = g(0) \cdot (1 - 0.5 \cdot \eta) e^{-\eta^2}, \quad \eta \leq 1.5 \text{ cm} \quad (4-4)$$

ここに η の単位は cm であり、 $g(0)$ は $\eta=0$ における $g(\eta)$ の値である。この関数は軸の近傍において 0.68 の標準偏差をもつガウス分布によって示すことができる。すなわち加速管中において電子ビームは軸からの距離に対しほぼガウス分布をしておりと考えられる。

(3-2) 鉄及び金ターゲットから発生した制動放射線強度の角度分布

(図4-8)に鉄ターゲットから発生した制動放射線によって有酸層に付与された線量を加速管軸からの距離及び軸方向と制動放射線の発生点から線量計の方向とのなす角の関数として示す。この図において吸収線量は軸上の吸収線量が1になるように規格化されている。この図において実験結果(E-Rで示す)は実線で示されており、理想的なペンシルビームの場合の計算結果(C-R1で示す)すなわち式(4-2)から得られた結果は破線で、又電子ビームの広がりを含めた計算結果(C-R2で示す)すなわち、式(4-3)及び(4-4)から得られた計算結果は点線で示されている。この結果から曲線 E-R は曲線 C-R1 と顕著な相異をみせているが、曲線 C-R2 とは距離が 1.5 cm 以内(角度にして約 25 度以内)において非常によく一致している。このことは制動放射線を発生するための電子ビームの広がりが理論計算から線量分布を評価する場合、不可欠の一要素であることを示している。角度が 25 度以上になると計算値(C-R2)の実験値に対する比は角度の増大と共に減少する。その比は

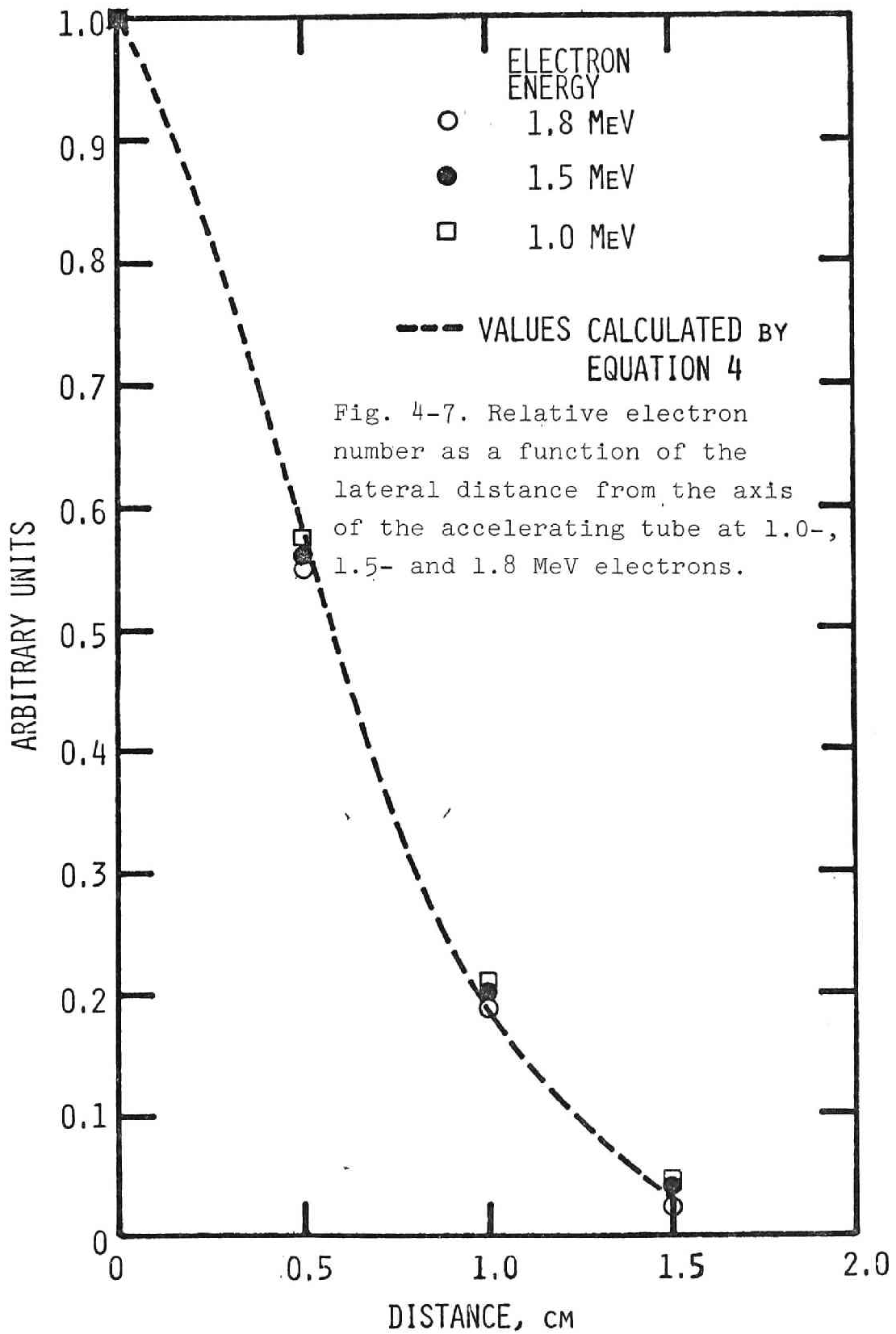


Fig. 4-7. Relative electron number as a function of the lateral distance from the axis of the accelerating tube at 1.0-, 1.5- and 1.8 MeV electrons.

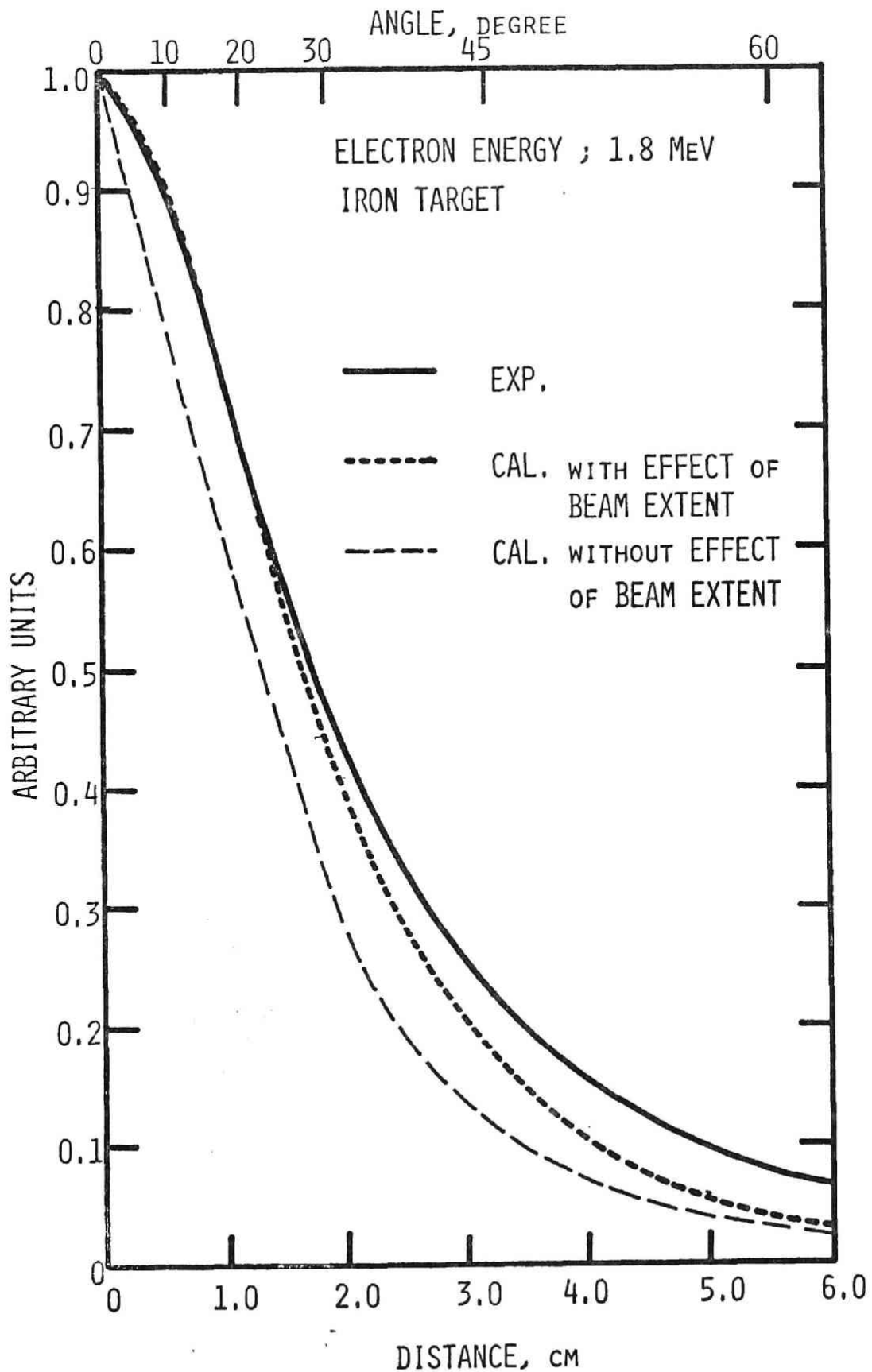


Fig. 4-8. Comparison of experimental and calculated dose distribution with and without the effect of the lateral spread of electron beam at 1.8 MeV electrons for iron target.

角度 30° で 0.93 、 60° で 0.51 である。この傾向は DIBRE コードによって計算された光子数(式(4-2)における $\phi_\theta(E)$)の値が(2-1)に示したような理由によりより大きな角度で過小見積りされていることによるものであると考えられる。このことを検証するために DIBRE による値のかわりに Dance 等によって得られたエネルギースペクトルを式(4-2)の $\phi_\theta(E)$ として使用し線量分布を求めた。ただしこの場合 Dance 等によって得られている値は電子エネルギーが 1.8 MeV における値ではないため次の操作を行った。操作後のエネルギースペクトルを $\Phi_\theta(E)$ とすると

$$\Phi_\theta(E) = \phi_\theta(E) \cdot \frac{\phi_\theta^{\text{Dance}}(E)}{\phi_\theta^{\text{DIBRE}}(E)} \quad (4-5)$$

ただし $\phi_\theta(E)$ は電子エネルギーが 1.8 MeV の場合の DIBRE による計算値で、 $\phi_\theta^{\text{Dance}}$ 及び $\phi_\theta^{\text{DIBRE}}$ (E)は共に図(4-5)に示した電子エネルギー 2.0 MeV の場合におけるもので、それぞれ Dance 等の実験結果及び DIBRE による計算結果を示す。電子エネルギーが 2.0 MeV の値を使用した図(4-4)及び図(4-5)に示したように計算値と実験値の各角度における相対値が 1.0 MeV と 2.0 MeV の場合にほぼ等しい相対傾向を示し、 1.8 MeV についても同様であるとの判断からである。この操作による吸収線量の角度分布を図(4-9)に図(4-8)に示した実験結果と共に示した。両者の値は大きな角度においてもよく一致している。

次に金ターゲットを用いた場合に得られた結果について述べる。

図(4-10)～(4-13)にそれぞれ電子エネルギーが 0.8 、 1.0 、 1.4 及び 1.8 MeV の場合の線量の角度分布を示す。これらの値は電子ビームが $1\mu\text{A}$ の場合の絶対値及び軸上の線量が1になるように規格した相対値である。計算値は DIBRE によって計算された $\phi_\theta(E)$ の値に電子ビームの広がりを含めた結果を示す式(4-3)及び式

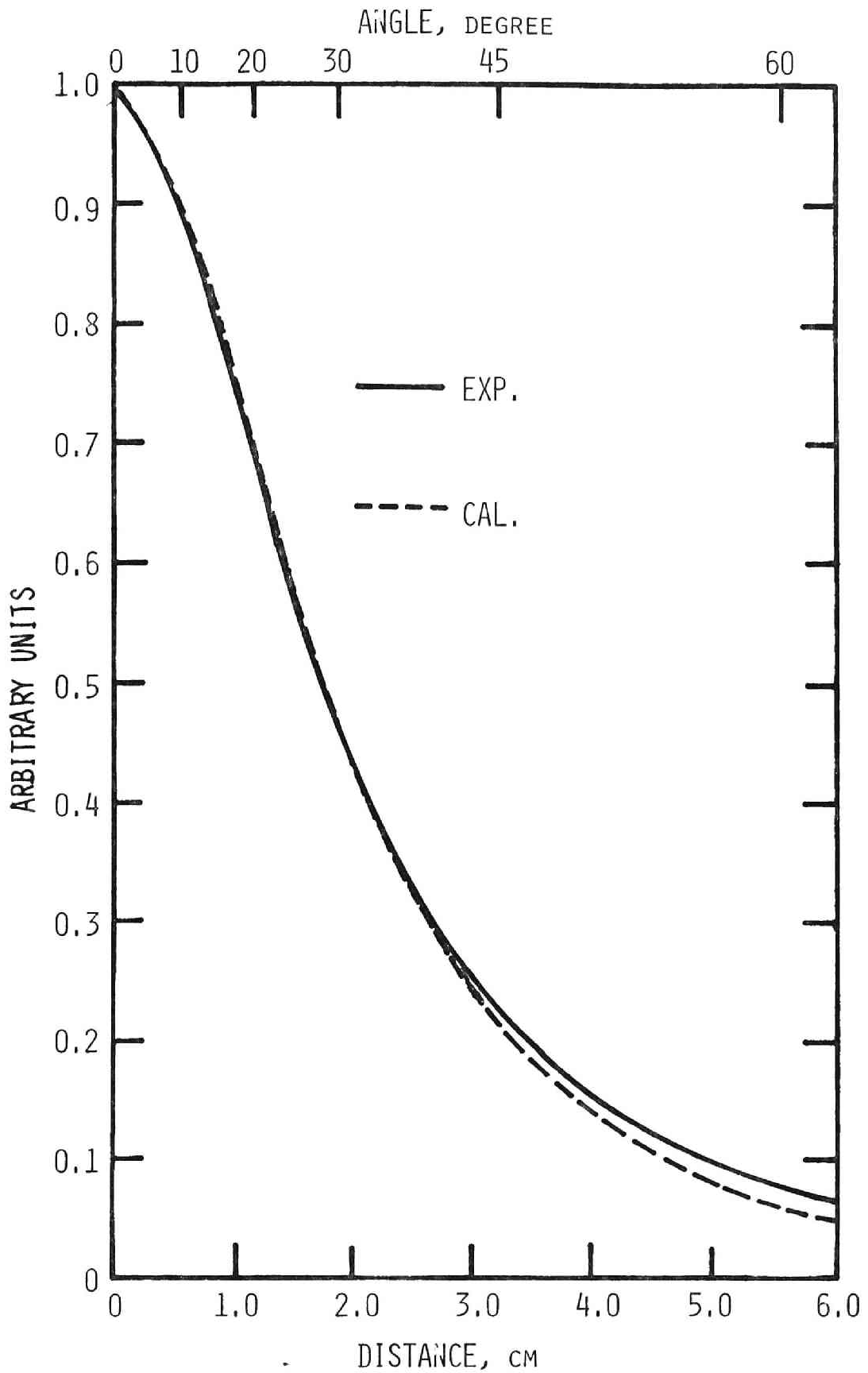


Fig. 4-9. Comparison of experimental and calculated dose distribution. The calculated value was obtained by use of bremsstrahlung spectra measured by Dance et al.

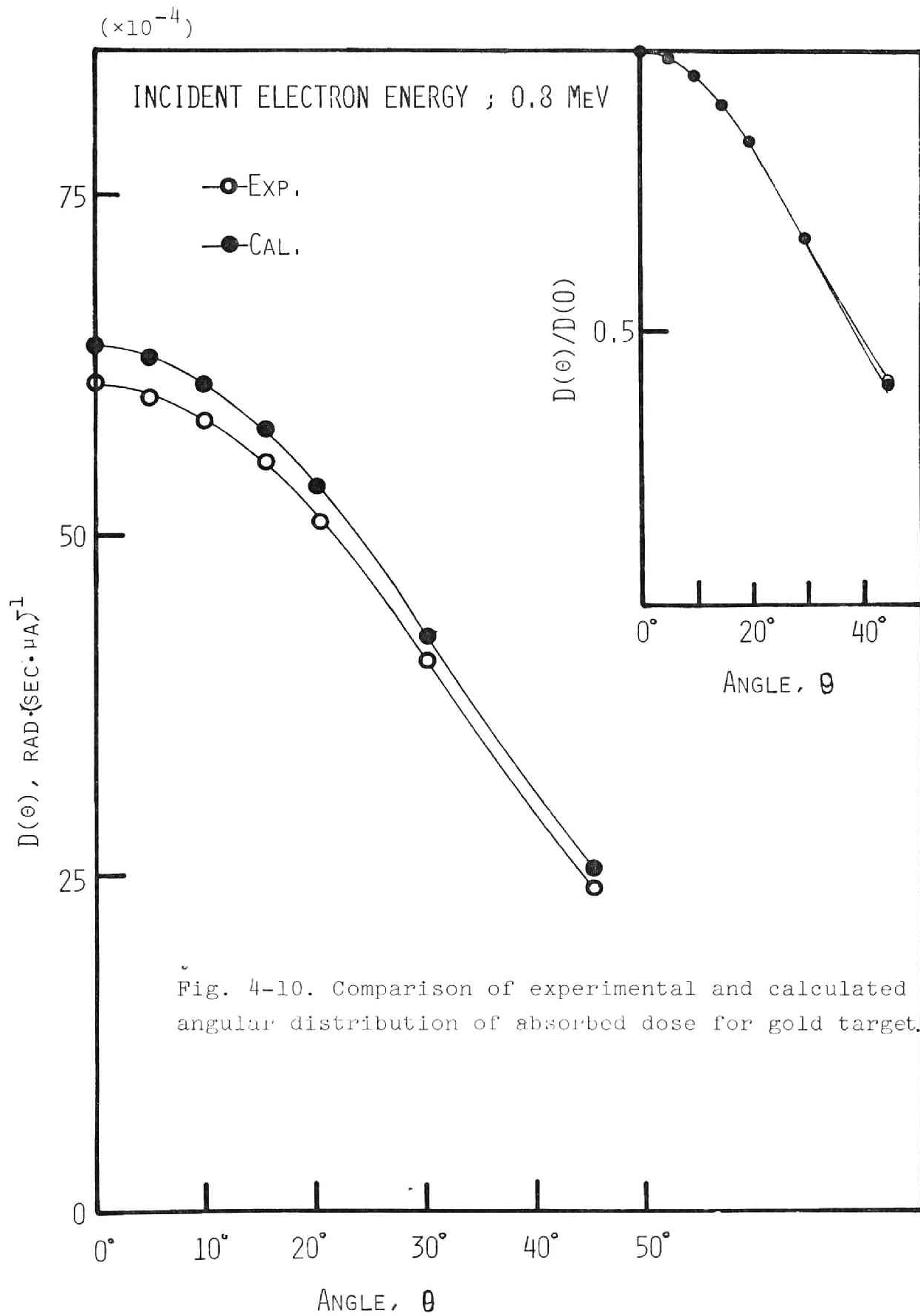


Fig. 4-10. Comparison of experimental and calculated angular distribution of absorbed dose for gold target.

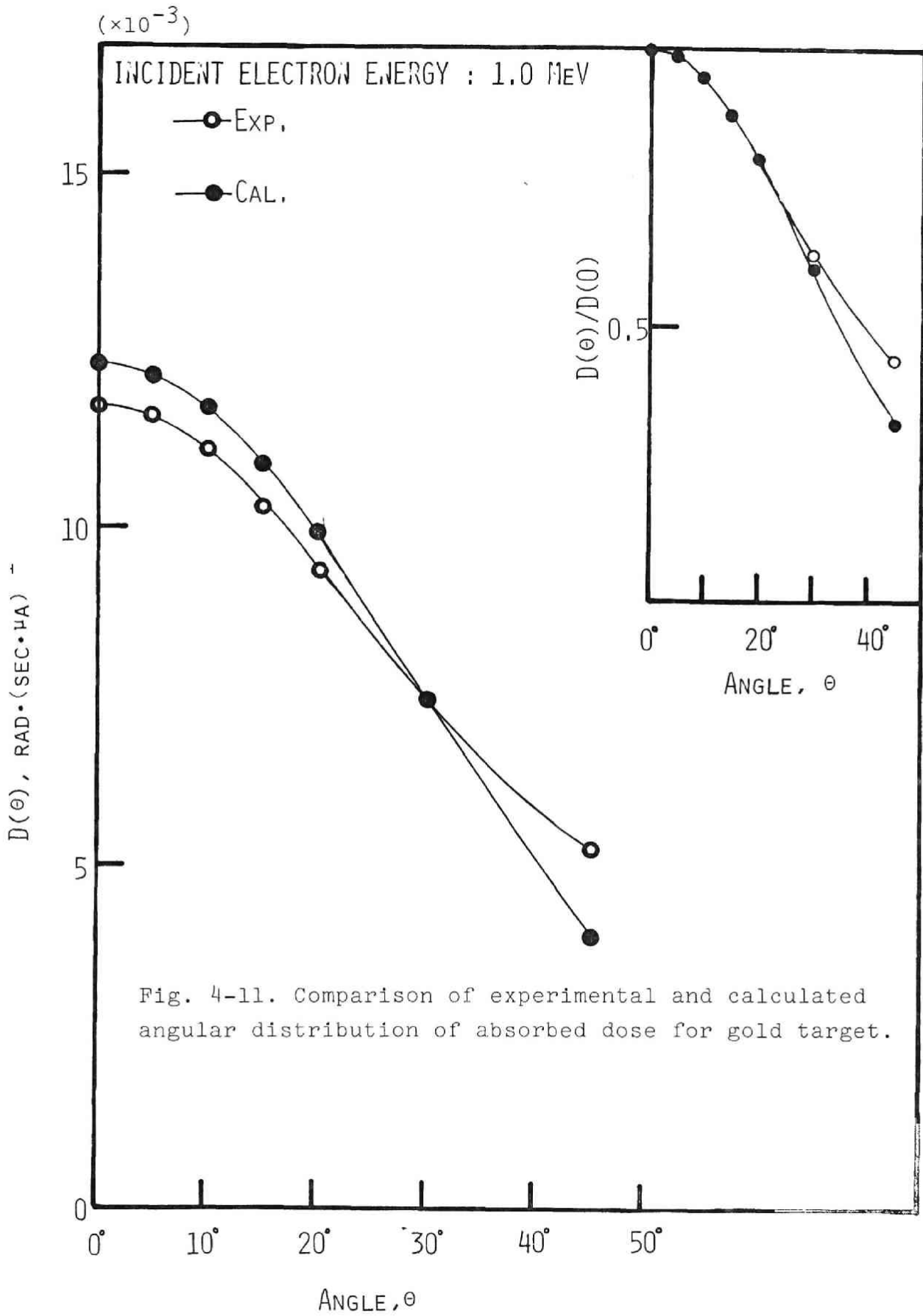
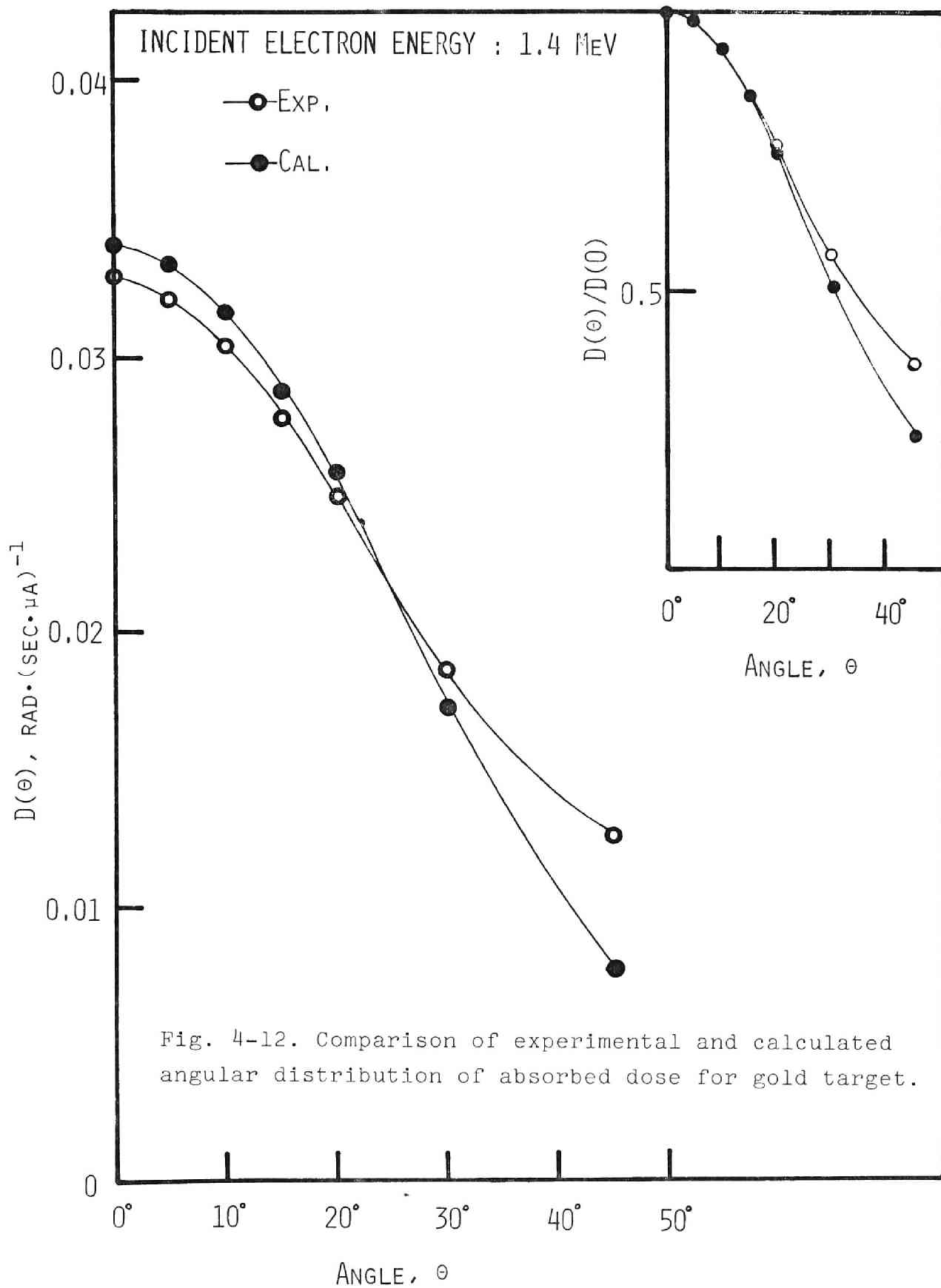
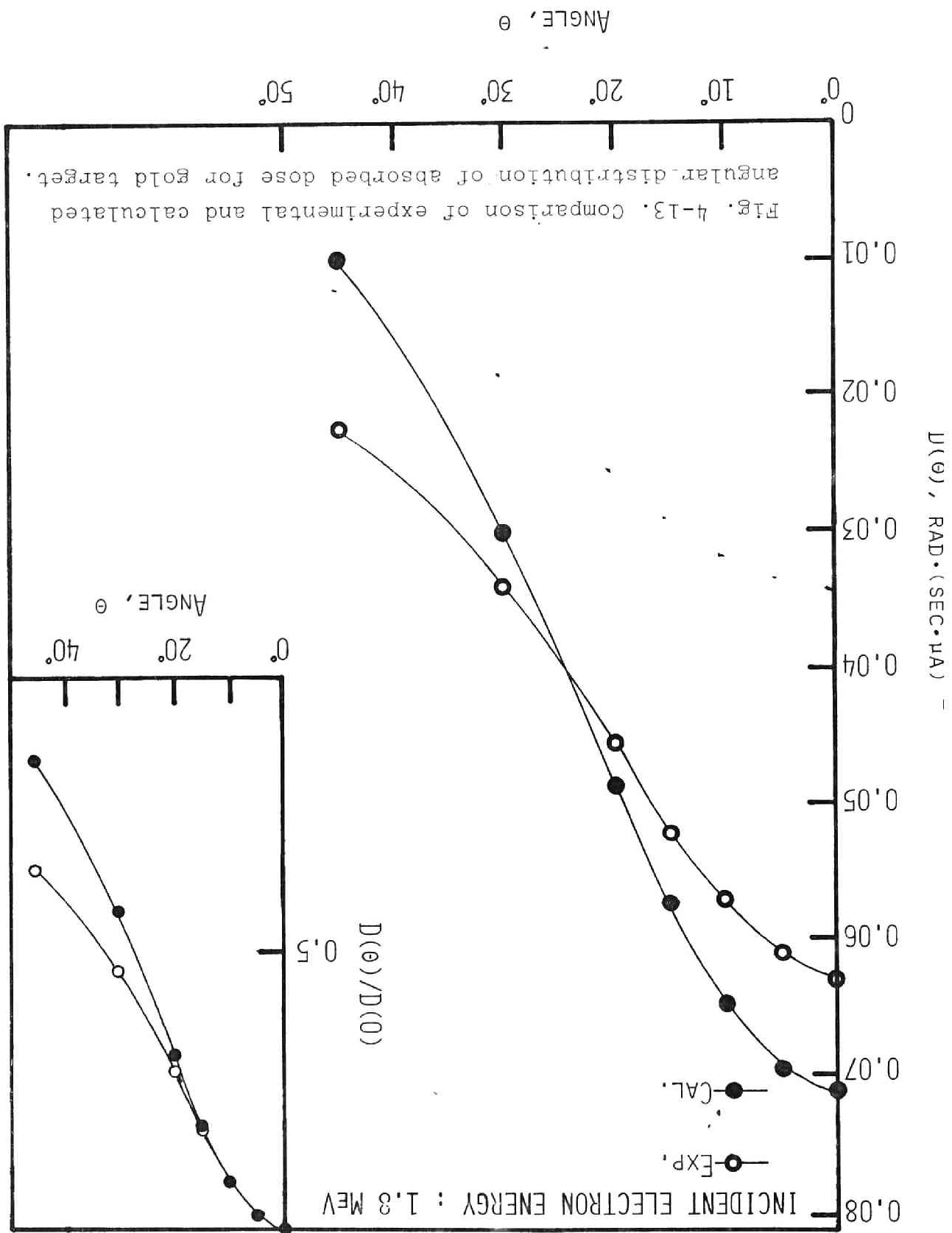


Fig. 4-11. Comparison of experimental and calculated angular distribution of absorbed dose for gold target.





(4-4) から計算されたものである。実験値と計算値ほどの電子エネルギーについても角度が 25 度より小さい場合には絶対値においてもより一致を示している。しかし、それ以上の角度においては鉄ターゲットと得られた場合と同様、角度の増大と共に実験値の方が計算値よりも大きい値を示している。そして各図に示す規格化された値は図 4-8) に示した実験値と計算値の関係とよく似た傾向を示している。角度零度において、実験値は計算結果に比してどの電子エネルギーの場合でも、わずかに小さく。さらに 1.4 MeV の電子エネルギーにおいて最も良い一致を示している。

これらの理由は次に示すものであると考える。あるいは、実験においては電子の一部は加速管壁に衝突し線量計からより離れた場合において制動放射線を生じ角度の大きい位置における相対的強度を増すが、計算においては全加速電子が加速管壁に衝突することなくターゲットに入射し制動放射線と発生する。このことにより角度方向については実験値の方が小さくなり角度が大きくなるに従って、ある角度で一致し、後計算値の方が小さくなる可能性を与える。また電子エネルギーが高くなると加速器の不安定さは減かするが管壁から発生する制動放射線の相対量は増加する。零度方向における計算値と実験値の一致の程度はこの電子エネルギー（管壁からの制動放射線量と左右ある量）と加速器の不安定さ（加速エネルギーの減かと共に増加し測定値により下がる誤差をもち込む稼働量）の二つの相反する量により支配され、この装置の場合には 1.4 MeV 付近で最もよい両者の一致は得られたものと考えられる。

全体として電子ビームの広がりや興味あることにより、線量の分布は簡便かつ精度よく計算から求められることをこの研究は示した。

第 4 節 結論

エネルギーが 0.8 ~ 1.8 MeV 領域の電子が鉄及び金ターゲットに衝突して放射する制動放射線場において、その場に置かれたシリコン中に吸収された吸収線量の実験

結果と加速管中の電子ビームの広がりを考慮した計算結果はよい一致を示した。このことは計算によつて制動放射線の場の強度を求める場合、加速管中の電子ビームの広がりを決定することは不可避であることを示すものである。また逆に制動放射線測定用線量計による測定結果が計算値と絶対値においてよく一致したことは、この線量計が連続X線の線量測定に有用であることを示すものである。これらの結果、ここに使用した二種の線量計の併用は放射線効果を研究するために必要な線量分布を簡便に精度よく測定し、さらに計算によつても精度の良い結果を得、両者と比較することによつてその正確さを確認することのできるという点においてかなり適用を可能にするものであると考える。

第5章 陽子線用線量計の作製とその応用

かつて中性子をはじめとする重粒子の医療への応用は線量を付与すべき部位へ放射線を集中的に集める効果的な照射をこなさうと弱点を持ち正常組織(着目部位をとりまく細胞等)の放射線障害が大きいため理由から否定的であった⁵⁰⁾。しかしその後の加速器の性能の向上と照射技術の進歩によって、この見解は改められ今日、急速に重粒子による治療計画は拡大されつつある⁵¹⁾。この状況にあつて陽子線の付与する体系内の深部線量の測定は一般に吸収体を用いてイオン化エンバード測定する方法がとられている。シリコンダイオードの利用は充分ではないが一つの例として Koehler はシリコンダイオードを用いて狭の脳腫瘍を陽子線照射する場合に線量分布を求めている²²⁾。線量計は 10^4 rad/min で 10^8 A の出力のものである。私はこれと同等の性能を有し、より安価で簡便な方法を用いて水中の線量測定を可能にする陽子線用線量計の作製を試みた。すなわち、これまで作製してきたシリコン半導体を利用した小型線量計(第3及び4章に示したもの)をもとにし、陽子線用線量計を作製し、その性能について検討した。またこの線量計を用いて体系中に陽子線が付与する深部線量を測定し計算と比較するなどの検討を行なった。この研究結果をこの章に記す。陽子線用線量計の検出部は第2及び3章に示した線量計と同様であり、また使用にあつては逆バイアスが零であった。

第1節 陽子線測定用線量計の構造とその特性を決定するための実験方法及び結果

(1-1) 構造

図5-1)は陽子線用線量計として作製された素子の断面図である。図2-1)に示した電極は取り除かれ又側面のエポキシ樹脂のほとんども削り取られている。

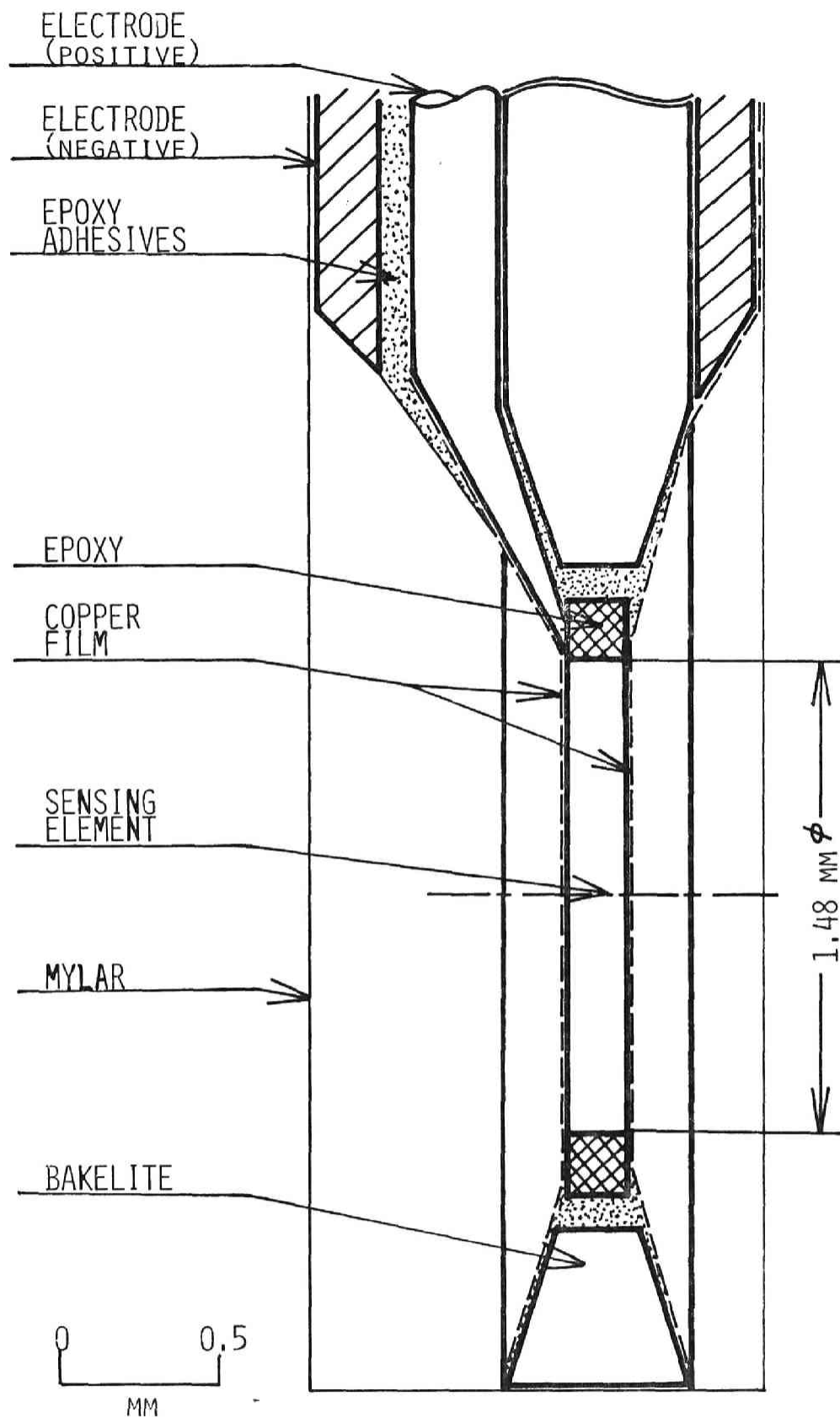


Fig.5-1. Cross sectional view of the dosimeter.

検出部の P^+ 面及び n 面の両面は銅蒸着膜に接続している。 P^+ 面（一般に負電極として利用される）に接続する蒸着膜は検出部の支持板（図中ハーフライト部、厚さ約 0.5 mm ）の全面を含む n 面を除く検出計の全体を一つむよりに秘がっている。これはアース電極に接続している。このようにしたのは不必要な電気的ノイズを除去するためである。 n 面に接続する蒸着膜は放射線によって誘起された電流を取り出すための電極に接続し、 P^+ 面に接続する蒸着膜とはエポキシ樹脂を介して絶縁されている。検出計全体は厚さ $25\text{ }\mu\text{m}$ のマイラーによって包まれ、水中での使用が可能であるように加工されている。

（1-2）特性を決定するための実験方法

陽子線発生用加速器は東大原子核研究所の FM サイクロトロンで用いられた。この加速器から発生する陽子エネルギーは一定であり 52 MeV である。線量計としての特性は第 1 章（3-3）に示した内容についてそれぞれ調べられることが必要であるが陽子線のエネルギーが定常であることから単位時間に入射する陽子数の関数としての出力（誘起電流）の関係（直線性）を中心として検討がなされた。

図 5-2-A) に直線性を調べるための実験配置を示す。この直線性を調べるための実験は図中に示す吸収板が無い状態で行なわれた。線量計は上下、左右に移動できるようにになっている。この測定は線量計が陽子ビームの軸上になるように配置された。陽子線の電流は線量計の後方にかかれテグライイト製のフラデーカップで測定された。

（1-3）実験結果

直線性についての実験結果を（図 5-3）に示す。横軸はフラデーカップで測定された全陽子電流 I_p であり、縦軸は線量計に誘起した電流である。この図から誘起電流 I_c は I_p が約 $1.8\text{ }\mu\text{A}$ よりかなり領域において良好な直線性を持つことを示してお

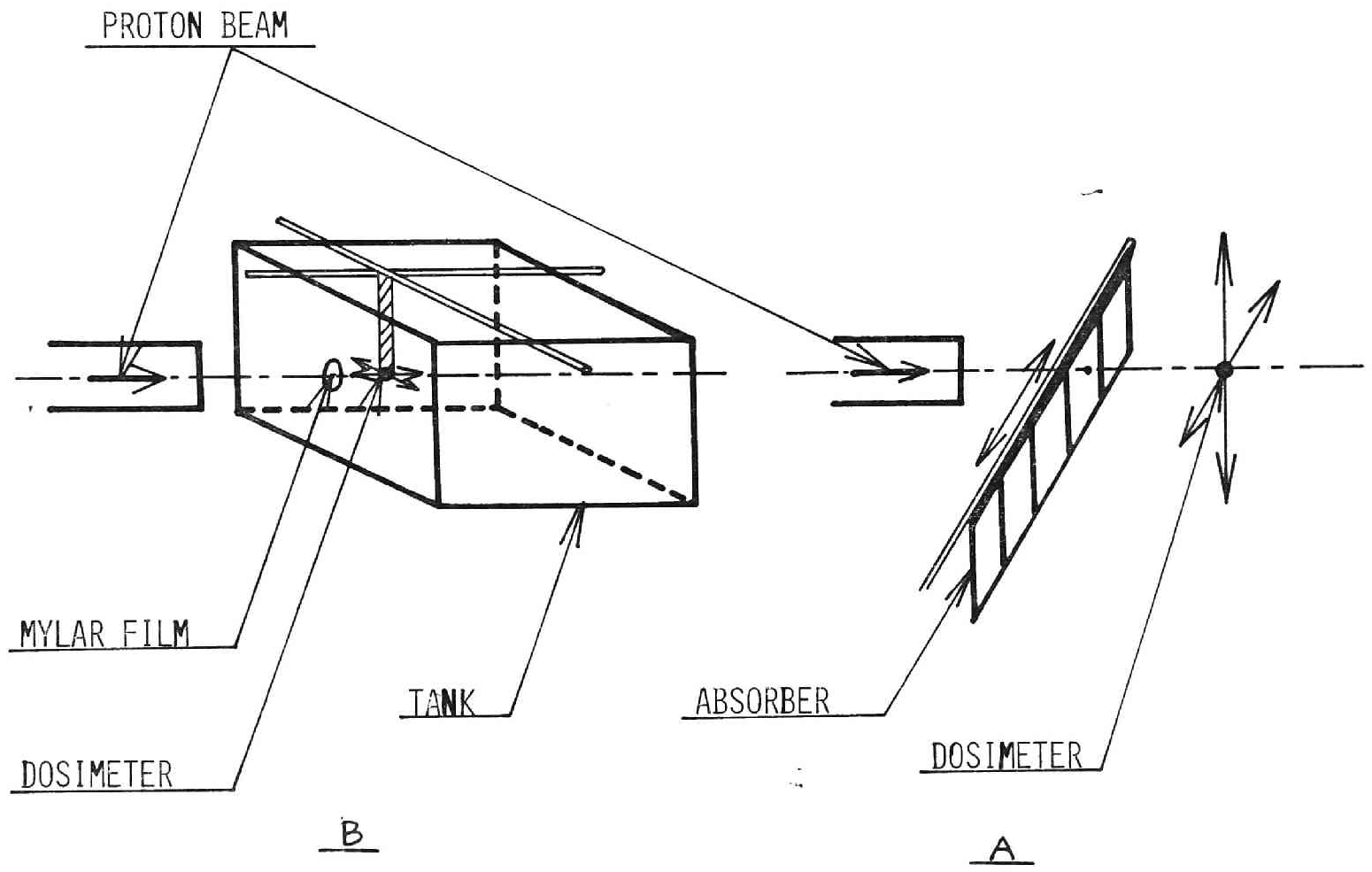


Fig. 5-2. Schematic diagrams of experimental arrangement.

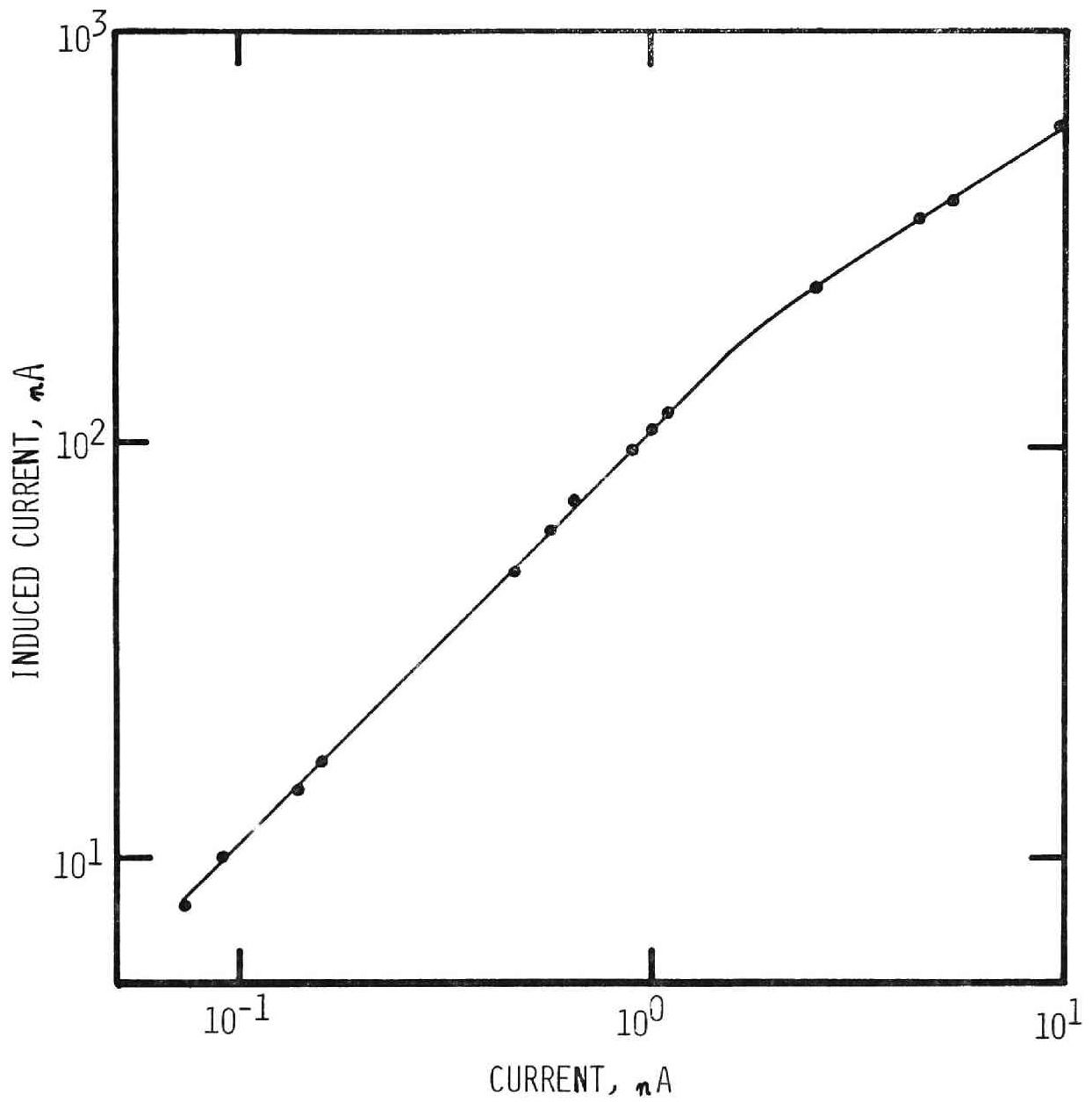


Fig.5-3, Current induced in the dosimeter as a function of total proton beam current measured with the Faraday cup.

り、その両者の関係は次式で示される。

$$I_D = 110 \times I_p \quad (5-1)$$

一方、 1.8 nA より I_p が大なる領域においては

$$I_D = 135 \times I_p^{0.588} \quad (5-2)$$

で示される。すなわち I_p が 1.8 nA より大なる領域において、誘起電流は第3章に述べたと同様、有感層中に生成された電子-正孔対の再結合等によって失われることにより、 I_D は徐々に飽和値に達していくものと考えられる。この I_p と I_D の関係は陽子ビームの広がり（加速条件によって決まる）によつては変化するものである。すなわち図5-3)の直線性を示す線は傾きを同じにして左右に移動する可能性をもつものである。この実験において I_p が 1.8 nA の時、検量計の有感部における吸収線量 D_{ab} 及び毎秒入射する陽子の数 N_{in} は次に示す式からそれぞれ求められる。

$$D_{ab} = \omega K \cdot I_D / (m \cdot e) \quad (5-3)$$

$$N_{in} = D_{ab} \cdot m / (K \cdot \rho_{Si} \cdot L_d \cdot (-\frac{dE}{dx})_{E=52\text{MeV}}) \quad (5-4)$$

ただし I_p はアンペア (A) の単位を持ち K は eV 単位から rad 単位への変換係数、 L_d は検量計の有感層厚である。 K の値は約 1.6×10^{-14} で L_d は第2及び第3章より約 $90 \mu\text{m}$ である。 $(-\frac{dE}{dx})_{E=52\text{MeV}}$ は 52 MeV のエネルギーの陽子に対するシリコンの阻止能で単位は $\text{eV} \cdot \text{cm}^2 / \text{gm}$ である。式(5-1)、(5-3)及び(5-4)より D_{ab} 、 N_{in} はそれぞれ 468 rad/sec 、及び 2.13×10^7 (陽子)/sec である。すなわち、この検量計は 52 MeV 陽子に対しては毎秒 2.13×10^7 個の陽子の入射数以下において、あるいは毎秒 468 rad の吸収線量以下において良好な直線性を有する。

のである。

第2節 深部線量の測定と体系中の陽子ビームの広がり効果の測定

(2-1) 深部線量の測定

本体系中の深部線量を測定するための実験配置図を図5-2(B)に示す。作製した陽子線用線量計は水中にあり検出部の中心が陽子ビーム軸を含む水平面内にくるよりに位置されている。線量計は遠隔操作により、前後左右に移動可能になっている。加速管から放出された陽子は25mmのマイラの窓(厚さ約3mmのパーライトの水槽の窓)を透過し水中に入る。水槽はビームモニターとしてフラデーカップの役割を負っている。線量計を前後に移動させることにより得た深部線量を図5-4)に示す。この図にはこの実験結果との比較のために計算値と Raju等⁵²⁾がイオンチェンバーを用いて得た50 MeV陽子に対する深部線量を併記した。横軸は陽子の水中における透過距離であり、縦軸は体系の陽子ビーム入射点における吸収線量が1であるように規格化されたものである。ここに示す計算値は陽子エネルギーが検出部有層層透過において連続減速モデルに従って減衰するとして計算されたものである。規格化された吸収線量(縦軸に示す値) E_{ab} は次式で与えられる

$$E_{ab} = E_{ab}(L)/E_{ab}(0) \quad (5-5)$$

$$E_{ab}(L) = E(R) - E(R - L_d)$$

$$L = L(52) - L(E(R))$$

ここに $E(R)$ はシリコン中での飛程 R を持つ陽子のエネルギーであり(単位は MeV)、 $E_{ab}(L)$ は水中での透過距離 L における線量計の有層層中の吸収エネルギーで $L(E(R))$ はエネルギー $E(R)$ を持つ陽子の水中での飛程である。図5-4)に示すように、この実験で得られた深部線量分布の値と入射エネルギーは明らかに異なるが Raju等の実験

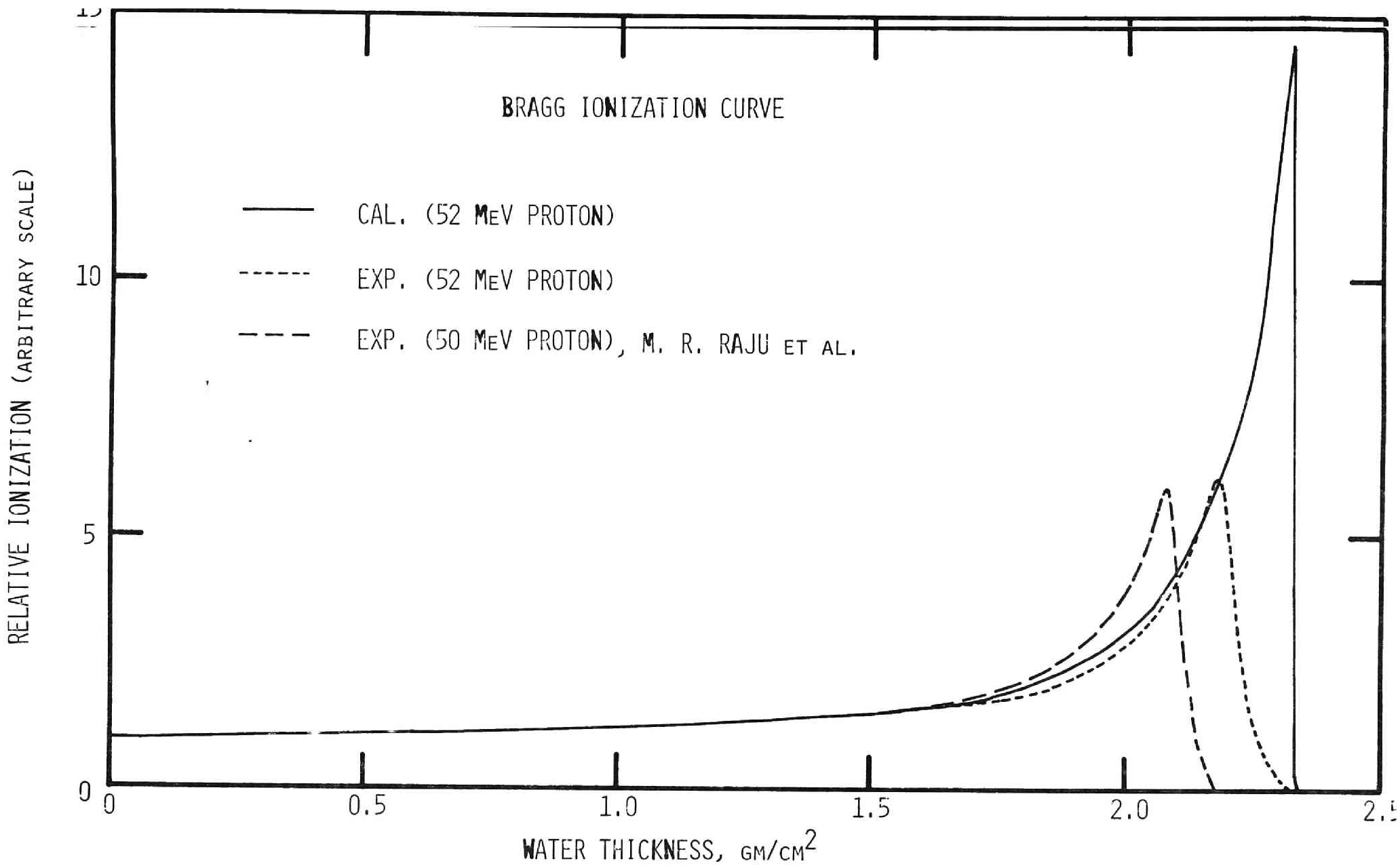


Fig.5-4 Depth-dose distribution of proton in water.

値の傾向は非常に良く一致している。しかしながら計算値との間には特にブランクピーク部において非常に異なっている。(E₀シラト一部の傾向はよく一致している)。この図から、ブランクピーク部と入射部における吸収線量の比は実験値においては6.3、計算値においては約14.6である。この相異を生じる原因は主としてピーク部における陽子エネルギーのストラグリングであると考えられる。ピーク部の陽子エネルギーのストラグリングは図5-2)に示すよりなものである。このストラグリングは50 MeVの陽子を用いてアルミニウム体系中においてRaj⁵³⁾によって得られたものである。ピーク部において陽子は0~10 MeVの範囲にわたって存在している。

仮に水体系中においても、この図に示すと同様のエネルギーのストラグリングを持つとすれば、ピーク部において厚さL_d(この線量計の場合約90 μm)の有感層中に吸収されるエネルギーE_{peak}(1入射陽子当り)は次式であらわされる。

$$E_{\text{peak}} = \int_0^{E_{\text{max}}} \phi(E) \int_0^{L_d} \left(-\frac{dE}{dX}\right) dX dE \Big/ \int_0^{E_{\text{max}}} \phi(E) dE \quad (5-6)$$

ここにφ(E)はピーク部においてエネルギーがEとE+ΔEの間にある陽子の数であり、(-dE/dX)_EはエネルギーEの陽子に対するシリコンの阻止能である。また線量計が陽子の体系への入射点に位置する場合の有感層中の吸収エネルギーE_{in}は

$$E_{\text{in}} = L_d \cdot \left(-\frac{dE}{dX}\right)_{E=52\text{MeV}} \quad (5-7)$$

式(5-6)及び(5-7)から計算された吸収エネルギーの値はそれぞれ1.614及び0.243 MeV/protonであり後者に対して前者は6.64倍である。この結果は先に示した実験値のピーク部と入射部における吸収エネルギーの比6.3倍に比べて僅かに大きいながら近似計算としてはよく一致している。この実験による結果の方が小さい原因は水中における陽子ビームの広がりによるものであると考えられる。

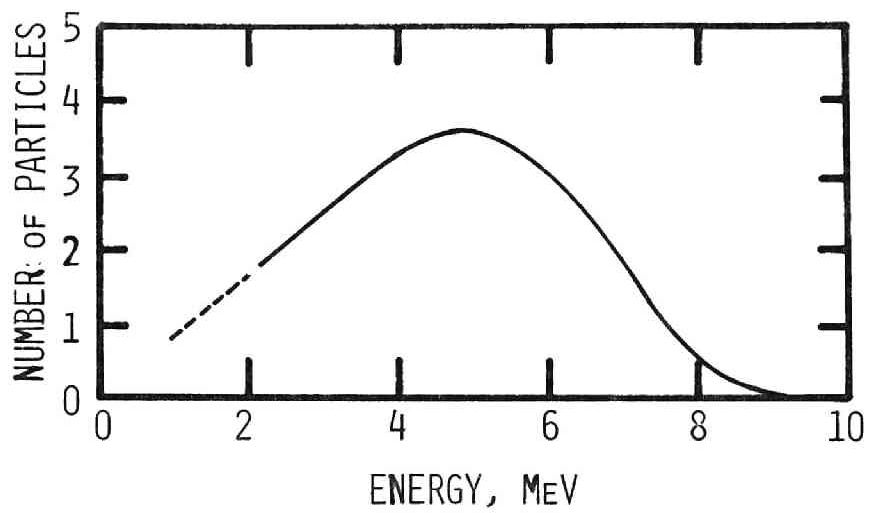


Fig. 5-a Energy distribution of protons at the Bragg peak, as measured with a lithium-drifted silicon detector (Raju, 1967). This curve is for a 50-MeV proton beam in aluminum.

(2-2) 透過距離に対する陽子ビームの広がり の測定

生物体を構成する元素は多種にわたるが主要には H, O, C, N, Ca 及び P である。体系中に入射した陽子は単一散乱 (Single Scattering) 及び多重散乱 (Multi Scattering) を受ける透過距離と共にビーム軸から離れていく陽子の数は増していき、この広がり効果は体系中に含まれる元素の割合によつて異なる。多重散乱による平均の散乱角は Rossi⁵⁴⁾ によつて示され、また Preston・Koehler⁵⁾ によつて、あるいは Sperinde⁵⁵⁾ によつて広がり効果が評価されている。Preston⁵⁵⁾ 等の計算によればアルミニウムと水体系における広がり効果から質量数の大きい方が効果が大であることが示されている。図 5-4) に彼らの得た透過距離に対する広がり割合の結果を示す。この図は最大の広がり、すなわちビーム部の広がりを 1 とあるものである。

作製した線量計による広がり効果の測定には体系として水、グラファイト、アルミニウム及び鉄を用いた。これら4つの元素により生物体構成元素による広がり効果を見積ることができると考える。陽子ビームの広がり効果を求めることは軟一級組織境界線等における線量分布を決定する上で重要なことと考える。広がり効果を測定するための実験配置図を(5-2)図に示す。水中の場合は(2-1)に述べたように線量計を前後、左右に移動させることによつて透過距離に対する陽子ビームの水平方向の広がりを測定した。他の物質の体系の場合は図 5-2・B) に示すように吸収体を線量計の前におき、線量計を左右(上下にも移動可能)に移動させることによつて測定した。吸収体は遠隔操作により厚さを変えられるようになっている。

吸収体が無い場合の陽子ビームの上下及び左右の広がり(ビーム軸からの距離の関数としての誘起電流分布)を図 5-5) に示す。この図は軸上の誘起電流が 1 になるように規格化されている。この結果から入射点における陽子ビームの半値巾は上下方向で 10.5 mm で左右の場合は約 6.2 mm である。図 5-6) に各種物質に対するビームの左右方向についての広がりを透過距離の関数として示す。横軸は 5.2 MeV 陽子の

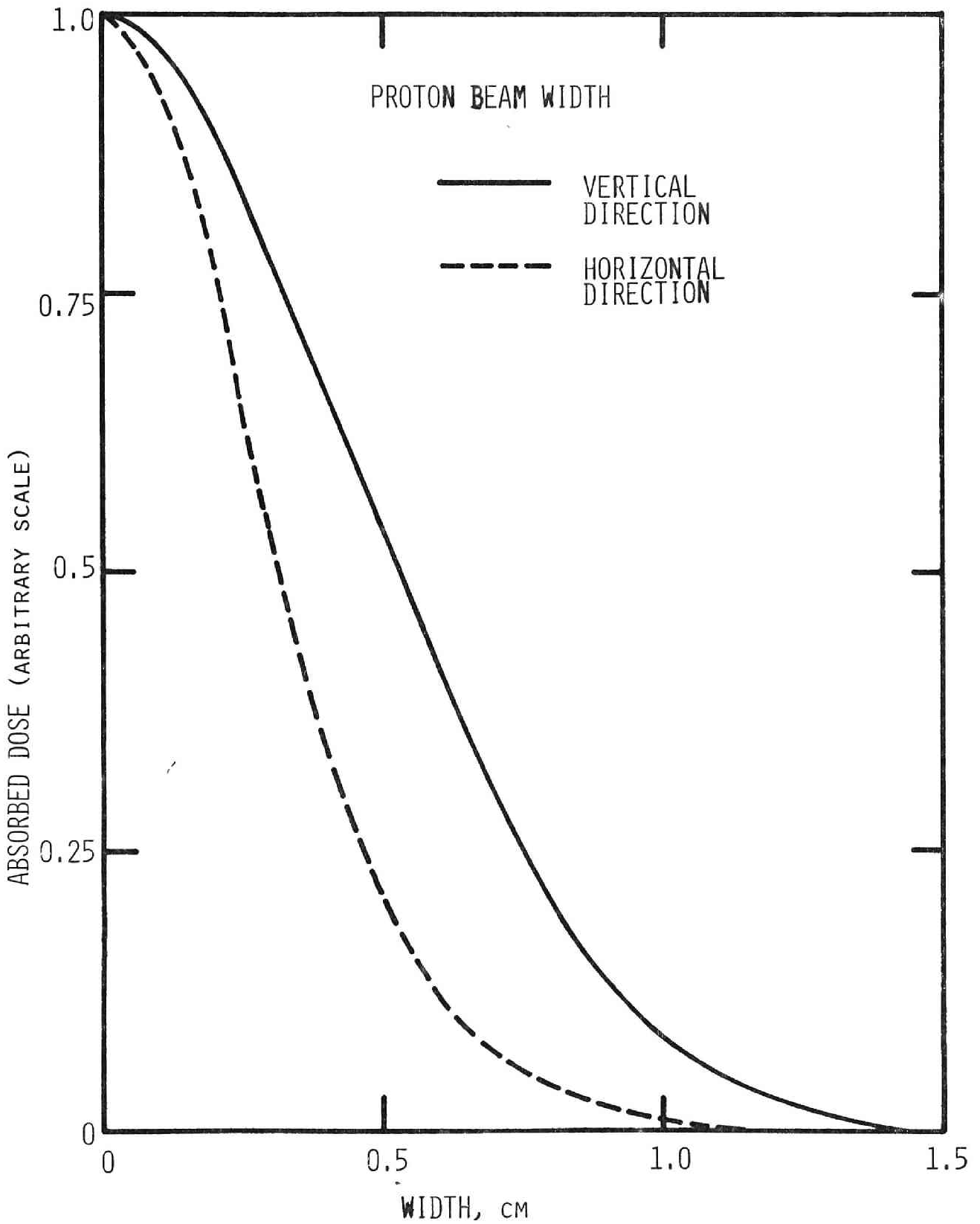


Fig.5-5. Relative absorbed dose as a function of distance from the proton beam axis.

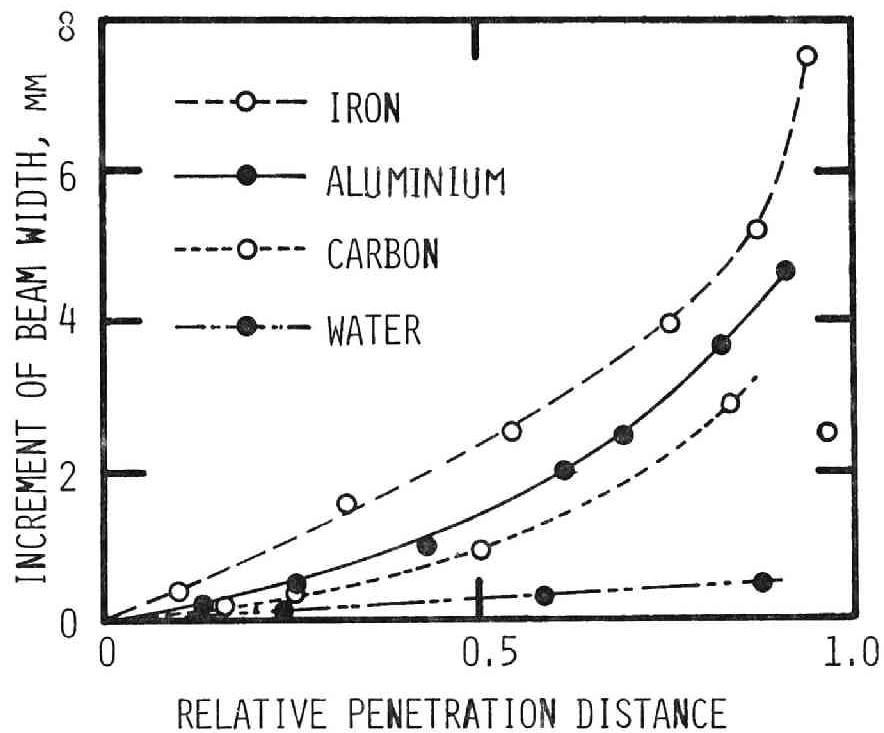


Fig.5-6, Increment of proton-beam width at the half value of the absorbed dose distribution in beam as a function of relative penetration distance in iron-, aluminum-, carbon- and water-medium.

飛程に対する透過距離の相対値であり、縦軸は各透過距離で測定されたビームの半値巾から図5-5)に示した吸収体がない場合の半値巾を差し引いた値である。あるいは透過距離に対するビームの増加分が示されている。この結果から Preston 等によって示されたように質量数の大きいもの程陽子ビームの広がり効果は大であり、広がり割合は透過距離が増す程大きくなっていく。生物体の軟組織に相当する水の場合には陽子ビームはピーク部までほとんど広がりをみせている。これらの結果から、生物体中において計算によって線量分布を求める場合、この広がり効果の評価が重要になるのは骨あるいは骨髄組織のような質量数の大きい元素を多く含む組織、あるいはそのような組織に包み込まれている組織であると考えられる。

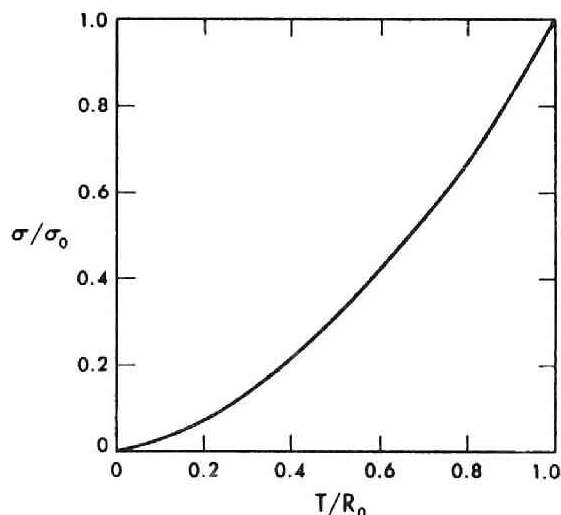


Fig 5-b The calculated ratio of the standard deviation for protons, at depth T in a given material, relative to that at the end of the range R_0 . (Preston and Koehler, 1968).

第3節 結論

種々の単色エネルギー（特に数MeV以下）の陽子を得る、陽子線用線量率のエネルギー依存（LET依存）性を評価することが望ましい。しかしながら、各種の単色エネルギー陽子を得ることは困難であることから、エネルギー依存性の評価は深部線量（ブラッグカーブ）の結果から行なうと考える。深部線量については Raju 等の実験値及びエネルギーストラグリングを加味した計算結果と比較して良好な一致をみせていることから、この素子はエネルギー依存性についても良好な特性を持つと考える。直線性については約 3×10^4 rad/min の線量率まで良好であり、これらのことから、この素子は陽子線用線量率として充分有用であると考えられる。

終章

シリコン半導体を検出部とする線量計は常温においてバイアスを印加することなく線量測定がなしうるなど、いくつかの優れた特性を持つ。これらシリコンの性質を基礎にして、連続X線、電子線及び陽子線の測定のための線量率計を作製し、その性能についての検討を行ってきた。この検討の結果、これら三種の線量計は、少なくとも現在医学分野において治療に使用されている放射線強度の測定には適合する性能をもつものであるとの結論を得た。小型線量計開発の目的である人体内線量分布を測定する
という点から考えるならば、作製した線量計はいっそうの小型化と針状化等の検出器全体の形状についての改善が不可避であることは言うまでもないことである。この小型線量計を作る上での技術的發展は中性子を含む上記の放射線に加えて重粒子あるいは π 中間子等の治療への応用が現実的課題となっている現在いっそう重要性を増している。同時に、これら多種の放射線に対する体系内線量測定は容厚の影響の増大あるいはLET-RBE及び線量計の出力関係等から小型線量計に対してより厳しい条件を付加するものとなる。小型線量計の開発を考える場合、今後の課題として、LETに依存せず正確に組織への付与エネルギーを測定し得る線量計の開発(本研究の目的であった)という課題追求の一方で、LETに依存しても線量計からの情報が直接的に生体の放射線効果の評量を意味する(すなわちLET-RBE関係に等しいLET-出力関係を持つ線量計)ような線量計の作製の視点が重要になると考える。このような線量計は細胞質の一般性質が重合体であることからして、有機重合しかも二重鎖重合体を用いることが必要であるように思われる。この場合、重合の放射線切断による粘性の低下などが測定手段の一つになると考えられる。この場合、線量計の感度が最も重大な点であり、放射線効果が増巾され、観測(容易に)されうる情報を保持しうる性質を持つ物質の発見あるいは極微細な変化(放射線効果)を検出し得るような測定技術の改善が必要とな

る。また以上のような測定器機の開発とあわせて、放射線生物学、生物物理学等の発展を基礎に付与エネルギーあるいはLETに対する生物効果（例えばRBE値に示されるもの）を説明するに必要十分な理論面でのいっそうの進歩あるいは計算による放射線効果の評価における進歩が必要であると思われる。

謝 辞

本研究を遂行するにあたり、未の間、適切な御指導・御助言を下さりました京都大学教授、兵藤知典先生に対し深く感謝の意を表するものです。

本研究の主要な点である実験結果の正当性を確かめる上で、さらには比較検討を行なう上で不可欠であった計算の基礎を与えて下された DIBRE コードを開発された東京大学原子核研究所助教授、中村尚司様の、厳しき御指導と御鞭達に対し、いふ言葉あらなく頭を下げて深く謝するものです。共に研究を進めていただきました動力炉・核燃料開発事業団の佐々木登男氏に大変感謝いたします。また京大工学部原子核工学教室のワン・デ・グラーフ型加速器において実験を行なう場合に御世話をなされました法沢真造氏に対し厚く御礼申し上げます。さらに研究遂行上御援助いただきました京大工学部原子核工学教室兵藤研究室の藤田治之様、秦和夫様、有藤孝次様をはじめとする皆様方に厚く御礼申し上げます。

参考文献

- 1) W. J. Price, Nuclear radiation detection, 2nd ed. (McGraw-Hill, New York, 1964) p. 212.
- 2) J. F. Fowler and F. H. Attix, Radiation dosimetry, 2nd ed. (Academic Press, New York, 1966) vol. 2, p. 241.
- 3) D. A. Flory, Nucleonics 21, no. 12 (1963) 50.
- 4) L. F. Phillips, Nucleonics 21, no. 12 (1963) 55.
- 5) J. H. Schulman et al. Nucleonics 18, no.3 (1960a) 92.
- 6) J. H. Schulman et al. Rev. Sci. Instr. 31 (1960b) 1263.
- 7) S. S. Friedland and J. W. Mayer, Nucleonics 18, no. 2 (1960) 54.
- 8) J. W. Mayer, Nucleonics 20, no. 5 (1962) 60.
- 9) J. F. Fowler, Nucleonics 21, no. 10 (1963) 60.
- 10) C. G. Clayton and J. B. Whittaker, Nucleonics 21, no.4 (1963) 60.
- 11) J. W. Moody et al., Nucleonics 16, no.10 (1958) 101.
- 12) J. Calkins, Nucleonics 20, no. 1 (1962).
- 13) L. Stanton and D. A. Lightfoot, Radiol. 78 (1962) 633.
- 14) M. E. Moncaster et al., Nucl. Instr. and Meth. (1963) 157.
- 15) N. A. Baily and A. Norman, Nucleonics 21, no. 10 (1963) 63.
- 16) A. Lauber, Nucl. Instr. and Meth. 101 (1972) 545.
- 17) J. M. Palms et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-18 no. 1 (1971)
- 18) L. Birstein et al., Nucl. Instr. and Meth. 133 (1976) 279.
- 19) J. Siegfried et al., Helv. Physiol. Acta, 20 (1962) C83.
- 20) 穂田良助, 応用物理, 才40巻. 12号 (1971)
- 21) M. J. Berger, Methods in computational physics, vol. 1 (Academic Press, New York, 1963) p. 175.
- 22) A. M. Koehler, Radiat. Res. Suppl., 7 (1967) 53.
- 23) C. Wingate et al., Proc. Intern. Conf. Luminescence Dosimetry, Stanford Univ., 1965, CONF-65037, p.421.
- 24) E. Tochilin et al., Radiation Res. 4, 467.
- 25) E. Tochilin et al., Radiation Res. 19, 200.
- 26) W. K. Sinclair, Radiation dosimetry, 2nd ed., vol.3 (Academic Press, New York, 1969) p. 641.

- 27) W. Shockley and W.T. Read, Jr., Phys. Rev., 87 (1952) 387.
- 28) 山口次郎他, 半導体工学 (オーム社, 1967).
- 29) 丸橋 晃, 佐々木澄男, (日本原子力学会年会予稿集, 1971).
- 30) O. L. Curtis, Jr, J. Appl. Phys., vol. 28, no.10 (1957) 1161.
- 31) J. F. Fowler and F. H. Attix, in Ref. 2 p. 301.
- 32) H. W. Koch and J. W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 920
- 33) M. O. Burrell et al., NASA-SP-169.
- 34) H. Ferdinande et al., Nucl. Instr. and Meth. 91 (1971) 135.
- 35) W. E. Dance et al., J. Appl. Phys. 39 (1968) 2881.
- 36) A. A. O'dell, Jr, Nucl. Instr. and Meth. 61 (1968) 340.
- 37) D. H. Rester and W. E. Dance, J. Appl. Phys. 41 (1970) 2682.
- 38) T. Nakamura et al., J. Appl. Phys. 43 (1972) 5189.
- 39) H. Sugiyama, Circulars of the Electrotechnical Laboratory No. 170 Dec. (1970).
- 40) W. J. Price, in Ref. 1 p. 216.
- 41) A. R. Jones, Phys. Med. Biol. 8 (1963) 451.
- 42) W. J. Price, in Ref. 1 p. 228.
- 43) M. J. Berger, in Ref. 21 p. 178.
- 44) D. H. Rester and W. J. Rainwater, Nucl. Instr. and Meth. 41 (1966) 51.
- 45) J. Jakschik and K. P. Jungst, Nucl. Instr. and Meth. 79 (1970) 240.
- 46) S. M. Selzer and M. J. Berger, Nucl. Instr. and Meth. 119 (1974) 157.
- 47) E. J. Sternglass, Phys. Rev. 95 (1954) 345.
- 48) K. A. Wright and J. G. Trump, J. Appl. Phys. 35 (1962) 687.
- 49) B. W. Mar, Nucl. Instr. and Meth. 24 (1966) 193.
- 50) 伊沢正史, 放射線作用における線質効果とマイクロシトリー, シンポジウム講演集 (1967) p.22.
- 51) 稲田哲雄, 高エネルギー放射線とシトリー研究会報告, KURRI-TR-B7 (1973) p. 20
- 52) M. R. Raju et al., in Ref. 26 p. 179.
- 53) M. R. Raju et al., in Ref. 26 p. 187.
- 54) B. Rossi, High-Energy Particles, (1952).
- 55) M. R. Raju et al., in Ref. 26 p. 164-165.

