

セクタ形2重収れんβ線スペクトロメータの開発

Development of Sector Type Double-Focusing β Ray Spectrometer

池上 栄胤* 太組 健児** 山本 寿**
Hidetsugu Ikegami Kenji Takumi Hisashi Yamamoto
加沢 義彰*** 橋本 宏***
Yoshiaki Kazawa Hiroshi Hashimoto

内 容 梗 概

セクタ形2重収れんβ線スペクトロメータを開発し、日立製作所中央研究所に建設するとともに東北大学にも納入した。本器はコイルの配置に大きな特長を有するほか各種の工夫を凝らし、新しい技術を取り入れており、最高分解能0.1%、最大透過度1.1%以上というすぐれた性能をもっている。本文はその概要を紹介したものである。

1. 緒 言

磁界形のβ線スペクトロメータは戦後、著しい発展をとげ、単に核物理実験分野にとどまらず放射線化学、そのほかの放射線利用分野にその高性能が利用されようとしている。この要望にこたえてわれわれがこのたび開発し製品化したものは次のような観点から検討を加えてその基本仕様が決められた。次の諸点がこのスペクトロメータの特長でもある。

- (1) 高分解能を持つこと (0.5% よりよいこと)。
- (2) 明るいこと (透過度は全立体角の1% に近いこと)。
- (3) 多目的、多種の使用が簡単に行なえること (通常のβ線スペクトロメータとしてのほかにβ-γ同時計数、e-e同時計数が簡単にでき、さらに加速器と組み合わせた実験も簡単に行なえるよう線源が磁界外に設定されること)。
- (4) 工作が容易で経済的であること。

いままでこれらの条件を同時に満たすことはむずかしいといわれてきた。一般に明るさを望むときはレンズ形がよいが、分解能はあまり期待できない。また高分解能を望むときは Siegbahn 形がよいがこの形は実験の機動性に乏しくβ-γ同時計数などには適さない。これに対してセクタ形電磁石は加速器の出力荷電粒子、核反応粒子のエネルギー分析などに用いられてきたが、建設費が安く、機動性に富み、応用範囲も広いので最近β線スペクトロメータとしても開発されるようになった⁽¹⁾。しかしながら磁極端効果のために分解能、明るさに限界があり、その対策はむずかしいとされていた。

われわれは各種のスペクトロメータを注意深く検討し、セクタ形は以上の利点のほかに、従来のものを改良することによって分解能、明るさにまだまだ向上の可能性があることを確信したので東京大学原子核研究所Ⅲ形スペクトロメータ⁽¹⁾を参考にして、これに大幅な改良を加えるよう新しいアイデアを取り入れたセクタ形スペクトロメータを開発した。(第1図)第1表にそのおもな仕様および実測された性能を示す。これらの値はこの形のスペクトロメータとしてはもちろん、現在まで建設された多くのβ線スペクトロメータの中でもきわめてすぐれたものといえよう。

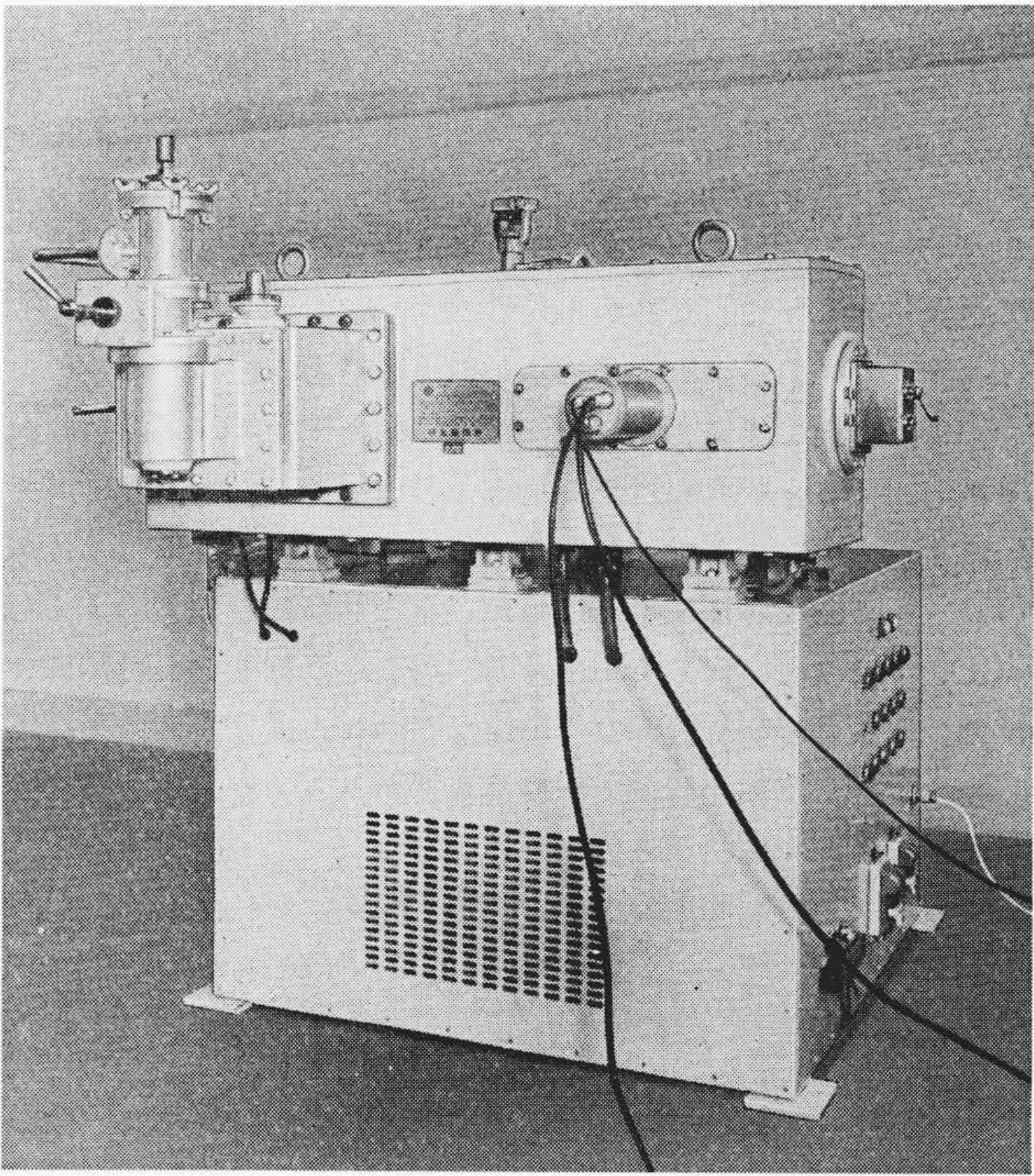
これらの高性能の発揮に寄与した新技術の中で特に基本的なものとしては、大きな磁極間げきにかかわらず、コイルの配置を工夫して磁界分布を理想的なものにしたこと、およびコイル配置や冷却法を改良してこれまでのがい装形に比べて、スペクトロメータの大きさの割に標準軌道半径をかなり大きくとったことがあげられる。このほかにも従来のものに比べて数多くの改良が加えられているがそ

れについては次章以下で述べる。

2 スペクトロメータの構成

2.1 電 磁 石 鉄 心

磁界分布係数 $\alpha = \frac{1}{2}$, $\beta = \frac{1}{4}$ の電磁石の磁界分布は標準軌道面上で(1)式で与えられる⁽²⁾。



第1図 β線スペクトロメータ

第1表 β線スペクトロメータ仕様

項 目	仕 様 お よ び 説 明
形 式	扇形二重収れん形
標準軌道半径	約 340 mm
磁 極 間 げ き	標準軌道半径上で 240 mm
エネルギー分析範囲	4 MeV ~ 50 keV
最 良 分 解 能	0.1%
最 大 透 過 度	1.1%
真 空 度	1×10^{-4} mmHg
励 磁 電 源	トランジスタ式 2.5 kW 50 V 50 A 定電流制御系安定度 $5 \times 10^{-4}/5h$ 自動掃引装置、自動消磁装置付き
計 測 装 置	GMおよびシンチレーションカウンタで検出しタイマ、プリンタ、励磁電源を組み合わせ完全自動測定記録ができる。またゴニオメータと組み合わせβ-γコイシンデスの測定ができる。

* 東京大学原子核研究所 理博
** 日立製作所中央研究所
***日立製作所日立工場

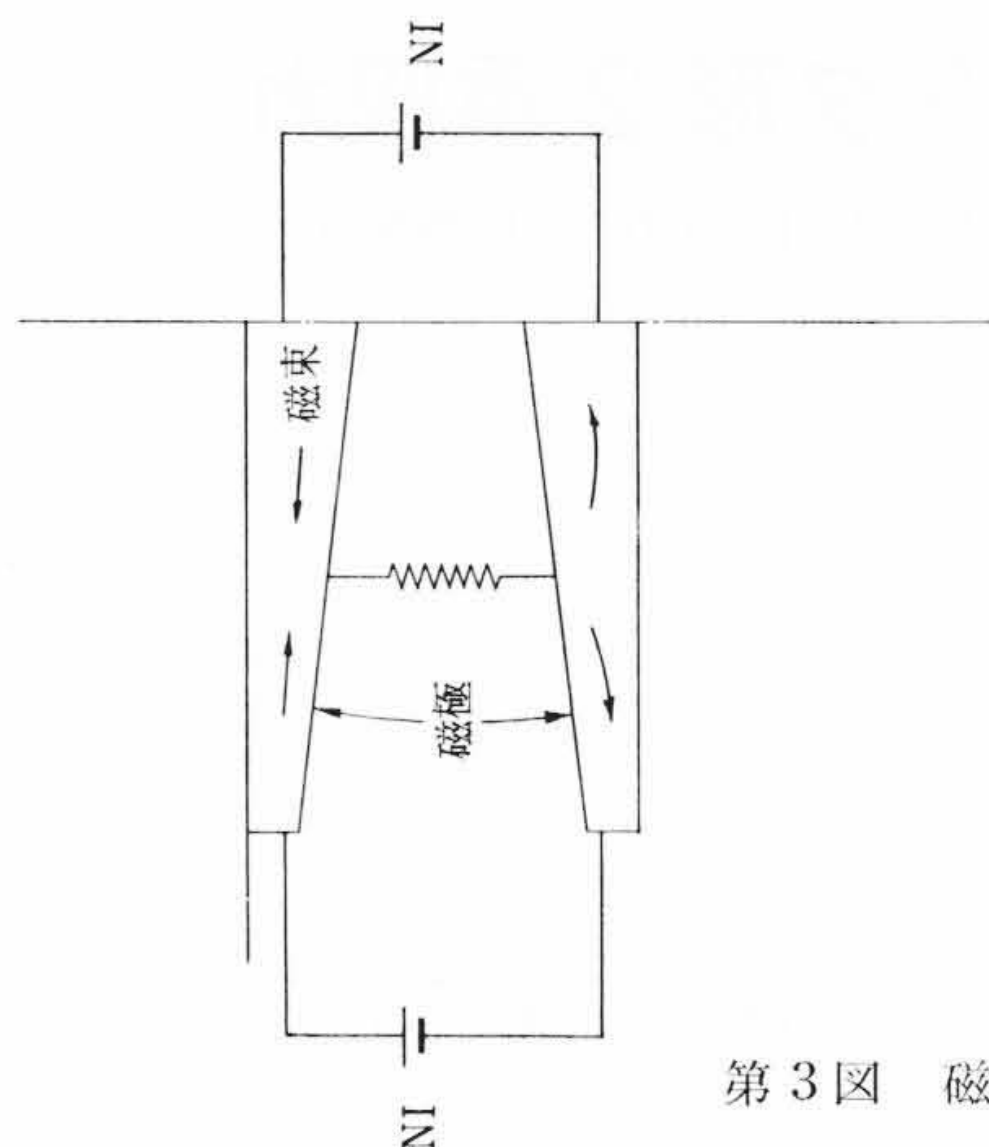
$$B_z(r) = B_z(r_0) \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{r-r_0}{r_0} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{r-r_0}{r_0} \right)^2 + \dots \right\} \dots (1)$$

ここで r_0 : 電子標準軌道半径 (cm)
 r : 電子軌道半径 (cm)
 $B_z(r)$: r における標準軌道面と垂直方向磁束密度(Gauss)
 $\frac{r-r_0}{r_0} \ll 1$ の条件, すなわち標準軌道の近傍ではこの磁界分布は (2) 式で近似できる。(2) の磁界分布は (3) 式の磁極間げきを持つ磁極で与えられる。

$$B_z(r) \simeq B_z(r_0) \frac{2r_0}{r+r_0} \dots\dots\dots (2)$$

$$2Z(r) = Z(r_0) \frac{r+r_0}{r_0} \dots\dots\dots (3)$$

ここで $2Z(r)$: r において標準軌道面に直角方向に測った磁極間げき (cm)
この形は磁極面が円すい面であり, 工作がきわめて容易である。
 $r_0, Z(r_0)$ は主として透過度, 磁極端効果, 経済性のかねあいで定まる。一定の分解能に対する明るさを考えると r_0 はできるだけ大きいことが望ましいが, あまり大きくすると経済的理由のほか, 低エネルギー β 線の測定時に磁界が極端に小さくなり, 消磁や地磁気による磁界のじょう乱が問題になる。また低磁束密度で透磁率が小さくなることも悪影響を及ぼす。さらに β - γ 同時計数では電子走行時間を問題にする必要が生ずる。 r_0 はこれらのことを考慮して決められた。平均磁極間げき $Z(r_0)$ も明るさ, 励磁電流と $B_z(r)$ の直線性, ヒステリシス, 残留磁束密度などの点から大きいことが望まれるが, あまり大きいと経済性ほか磁極端効果のために磁界分布が非常に乱れ, 分解能などの性能にも直接悪影響を与える。したがって磁界分布を理想的な形からなるべく乱さずに $Z(r_0)$ を大きくできれば効果的である。われわれはこの点に努力を注ぎ, 後述のようにコイル配置の工夫によって r_0 に比してかなり大きい $Z(r_0)$ に選定できた。明るさという観点からは電子の磁界内回転角もなるべく大きいほうがよい。本器では前述のように線源を磁界外に置き, 工作の容易さを考えて磁極を半円とした。また回転角を大きくするために磁極をヨーク壁に対して 10 度回転し約 14 度回転角の付加磁極をつけた。磁極端の磁界分布は Schwarz-christoffel 変換⁽³⁾を用いて計算した。こうして検出器側で磁極境界にスリットを設定すると実効磁界中の全回転角は約 200 度となる。
磁束密度 $B_z(r_0)$ は周知のとおり電子のエネルギーに応じて (4)



第 3 図 磁 気 等 価 回 路

式で与えられる (単位 e. m. u.)。

$$E = \{ (m_0 c^2)^2 + e^2 c^2 [B_z(r_0) \cdot r_0]^2 \}^{\frac{1}{2}} - m_0 c^2 \dots\dots\dots (4)$$

ここに, E : エ ネ ル ギ ー
 e : 電 子 の 電 荷
 m_0 : 電子の静止質量
 c : 光 の 速 度

本器ではエネルギー測定範囲は 4 MeV $\sim$ 50 keV $r_0=34$ cm であるから $B_z(r_0)$ は 442 Gauss $\sim$ 22.6 Gauss となる。

磁気回路は第 2 図に示すようにがい装形にしてコイルを内側と外側に分けて配置した。この電氣的な等価回路は第 3 図のようになる。したがって空げき内の全磁束 ϕ は (5) 式で表わされる。

$$\begin{aligned} \phi &= \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} B_z(r) \cdot r \theta \cdot dr \\ &= 2 r_0 \theta B_z(r_0) \left\{ r_{\max} - r_{\min} + r_0 \log \frac{r_0 + r_{\min}}{r_0 + r_{\max}} \right\} \dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで, θ : 実効的な磁界領域角 (rad)
 $r_{\max}$: 磁界の実効的な最大半径 (cm)
 $r_{\min}$: 磁界の実効的な最小半径 (cm)

また全起磁力は次式で与えられる。

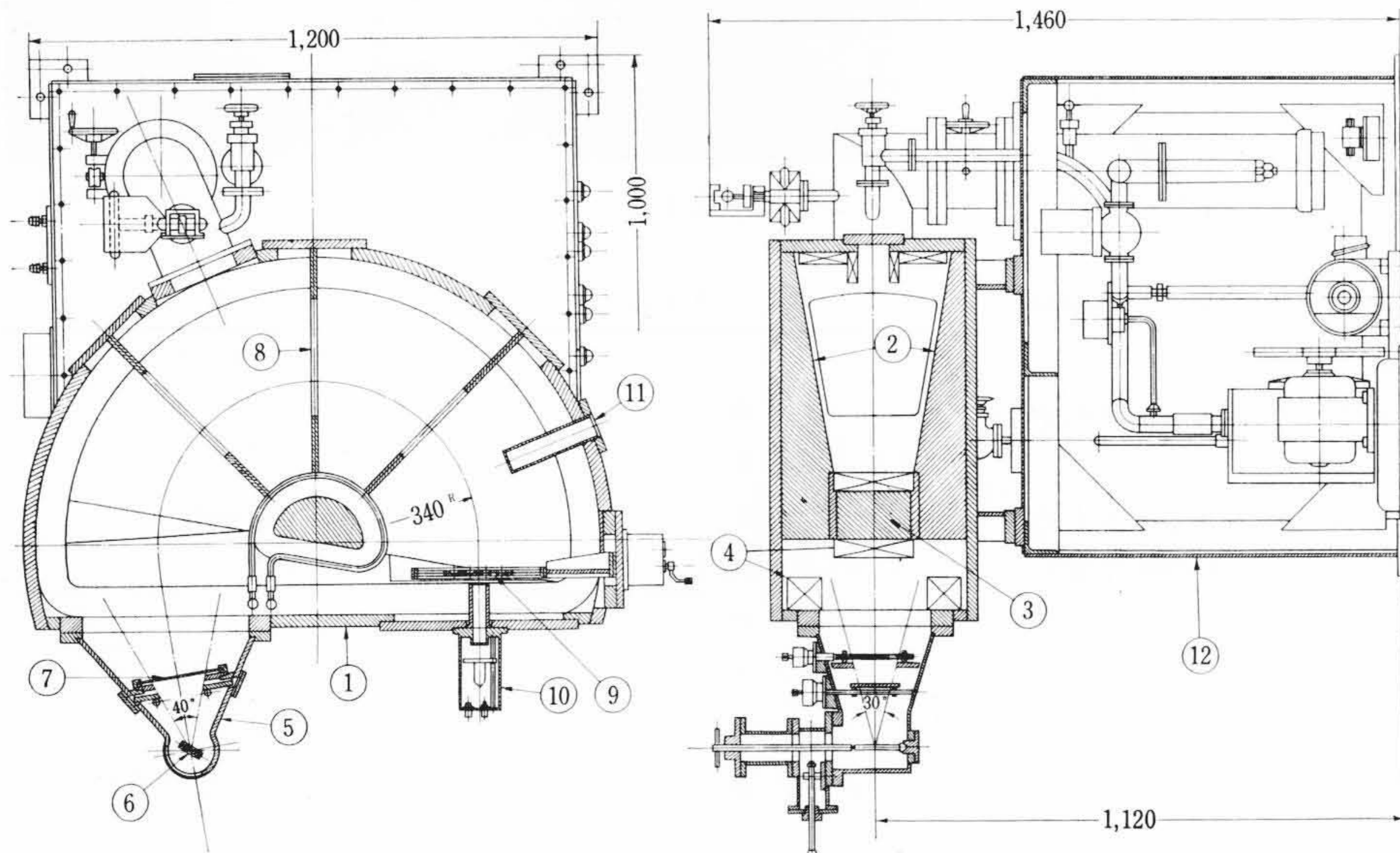
$$\begin{aligned} NI &= NI_{\text{gap}} + NI_{\text{core}} \\ &= \frac{10}{4\pi} B_z(r_0) \cdot 2 r_0 \cdot 2 \tan^{-1} \frac{Z(r_0)}{2 r_0} + NI_{\text{core}} \dots\dots (6) \end{aligned}$$

ここで, NI : 磁気回路の全起磁力 (AT)

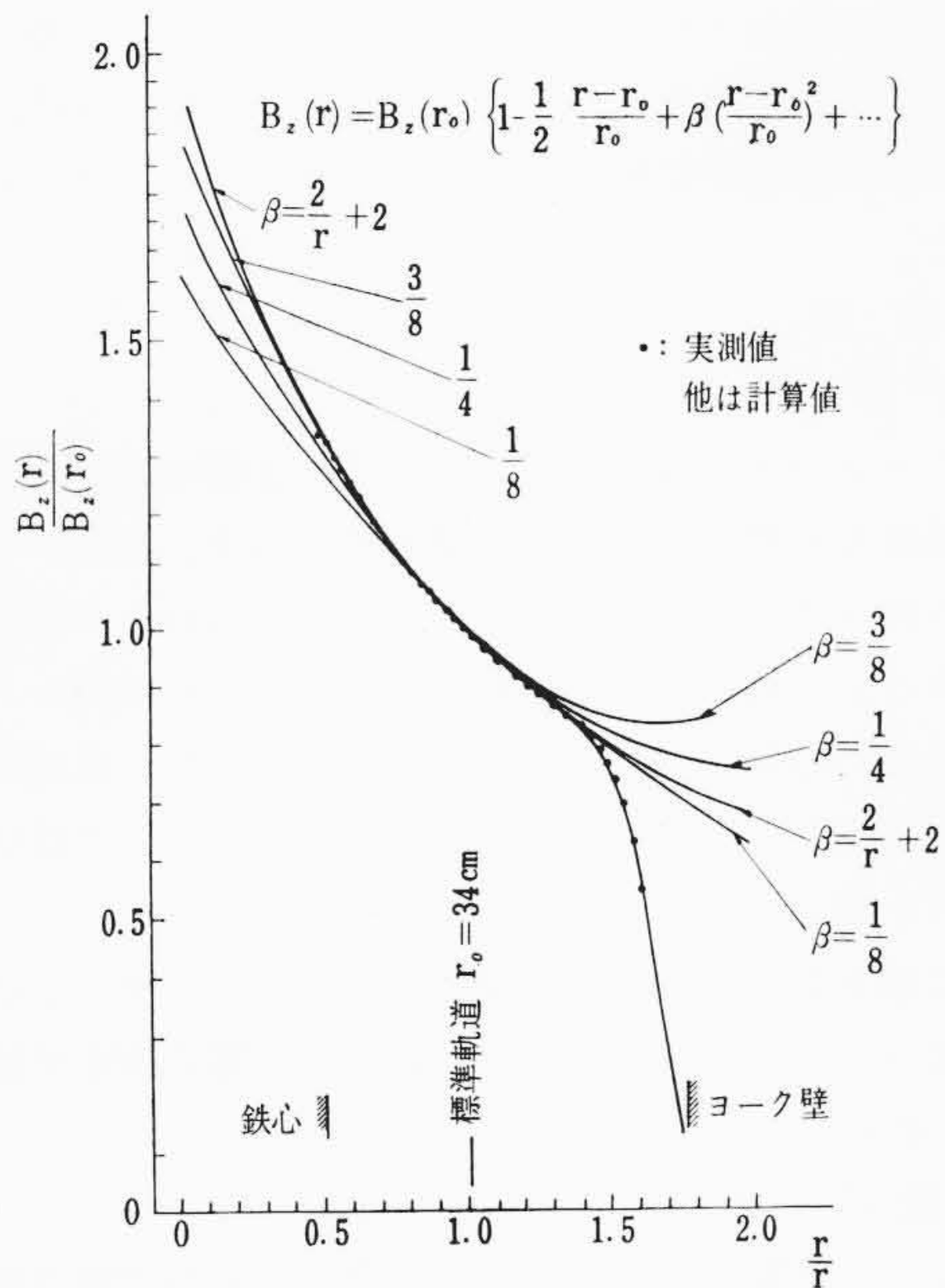
$B_z(r_0)$: Gauss
 $r_0, Z(r_0)$: cm

NI_{gap} : 必要な磁束密度 $B_z(r_0)$ を生じさせるために磁極間げきに印加しなければならない起磁力 (AT)

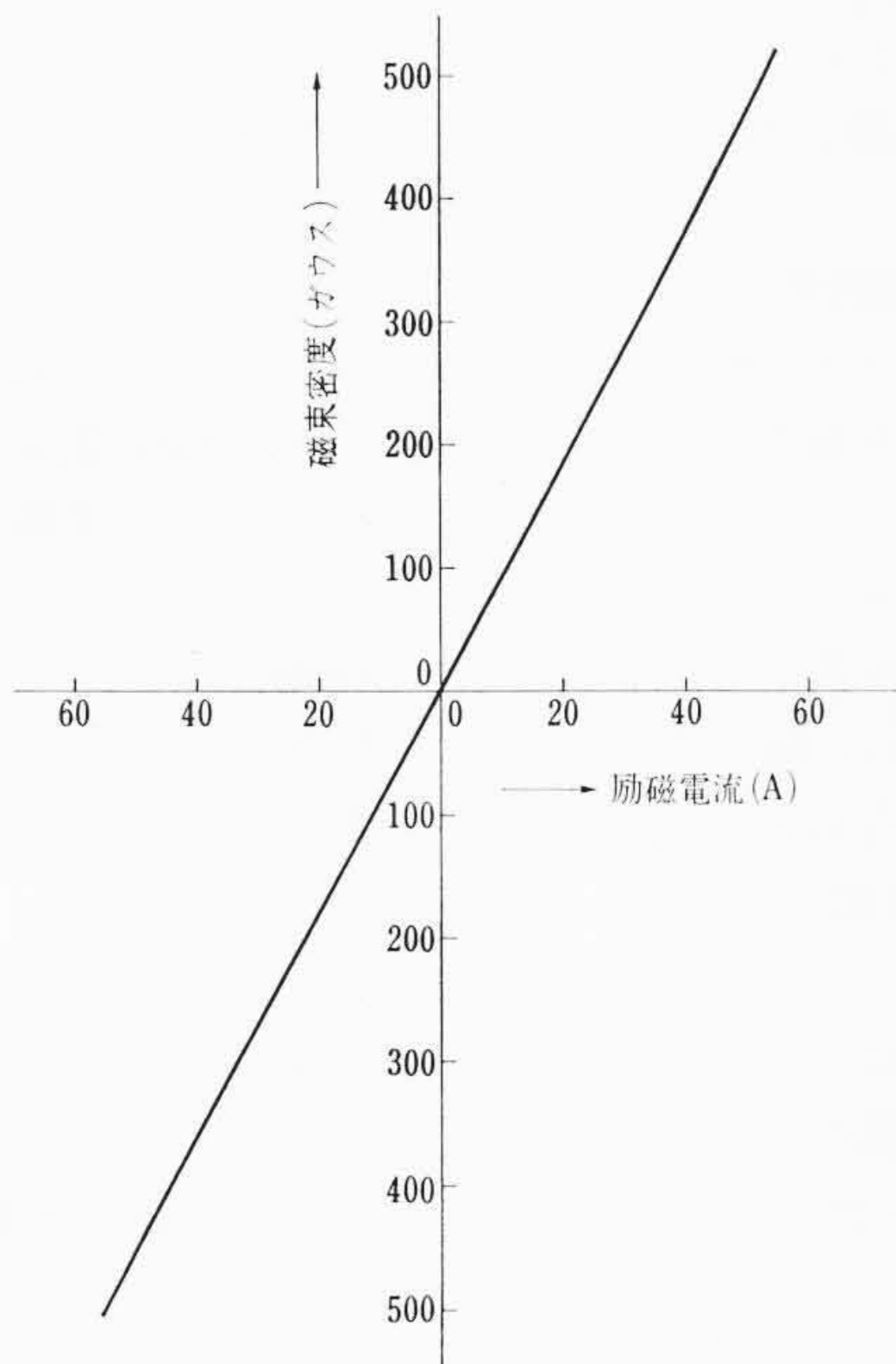
NI_{core} : 鉄心部に必要な磁束を通すために要する起磁力であり $B_z(r_0)$ の関数として各部分の磁束数, 断面積から磁束密度 B を求め, 鉄心材料の B - H 曲線と長さから求



第 2 図 β 線 スペ ク ト ロ メ ー タ 組 立 図



第4図 磁束密度分布

第5図 $AT-B_z(r_0)$ 曲線

められる (AT)

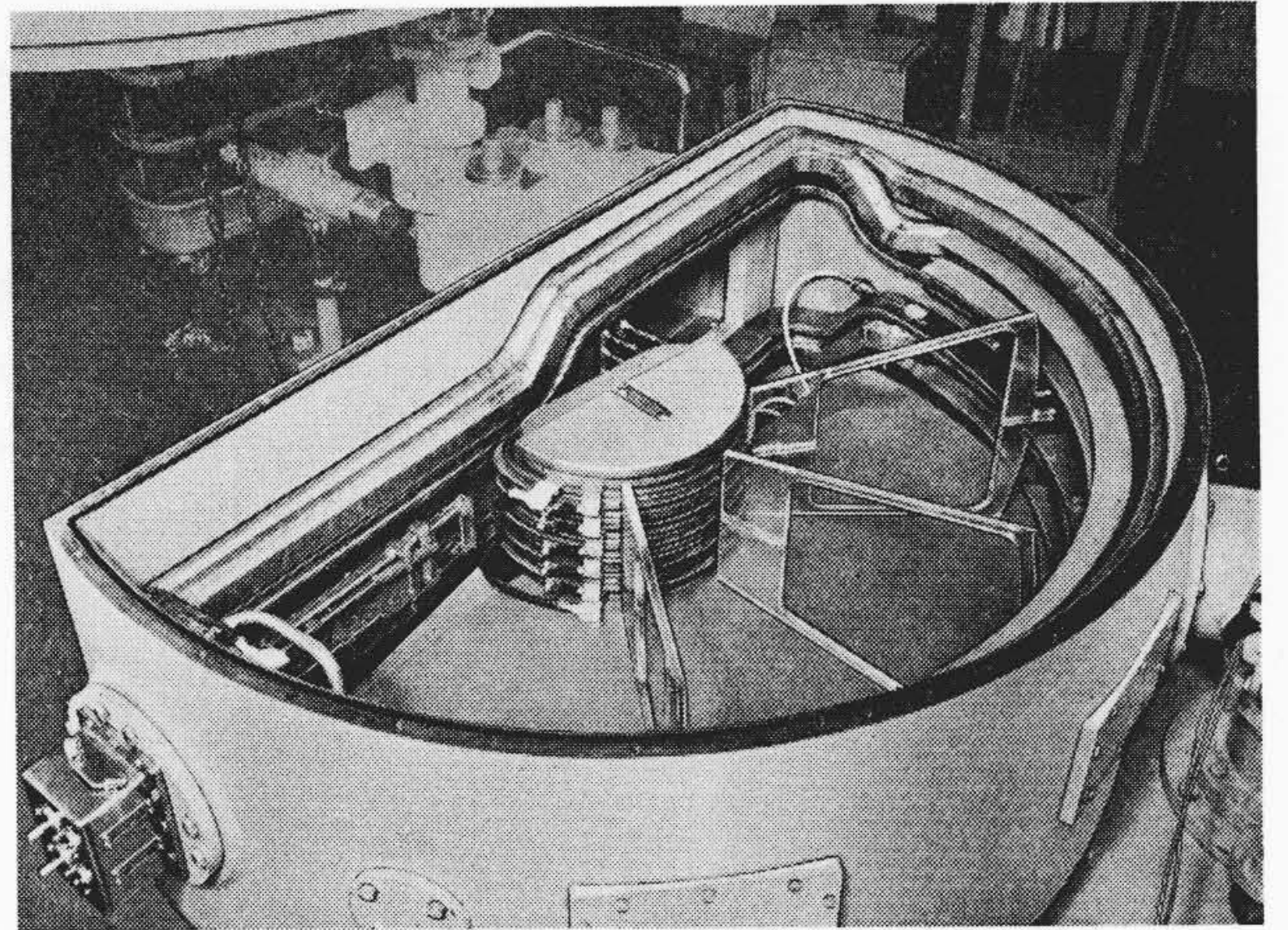
(5)式および(6)式で計算した磁束分布および $AT-B_z(r_0)$ 曲線を第4図および第5図に示した。実測値とよく一致している。

鉄心材料として磁極には炭素量 0.03% 以下の JIS SUY-1 の電磁軟鋼, ヨークには炭素が 0.25% 以下の低炭素鋼を使用した。

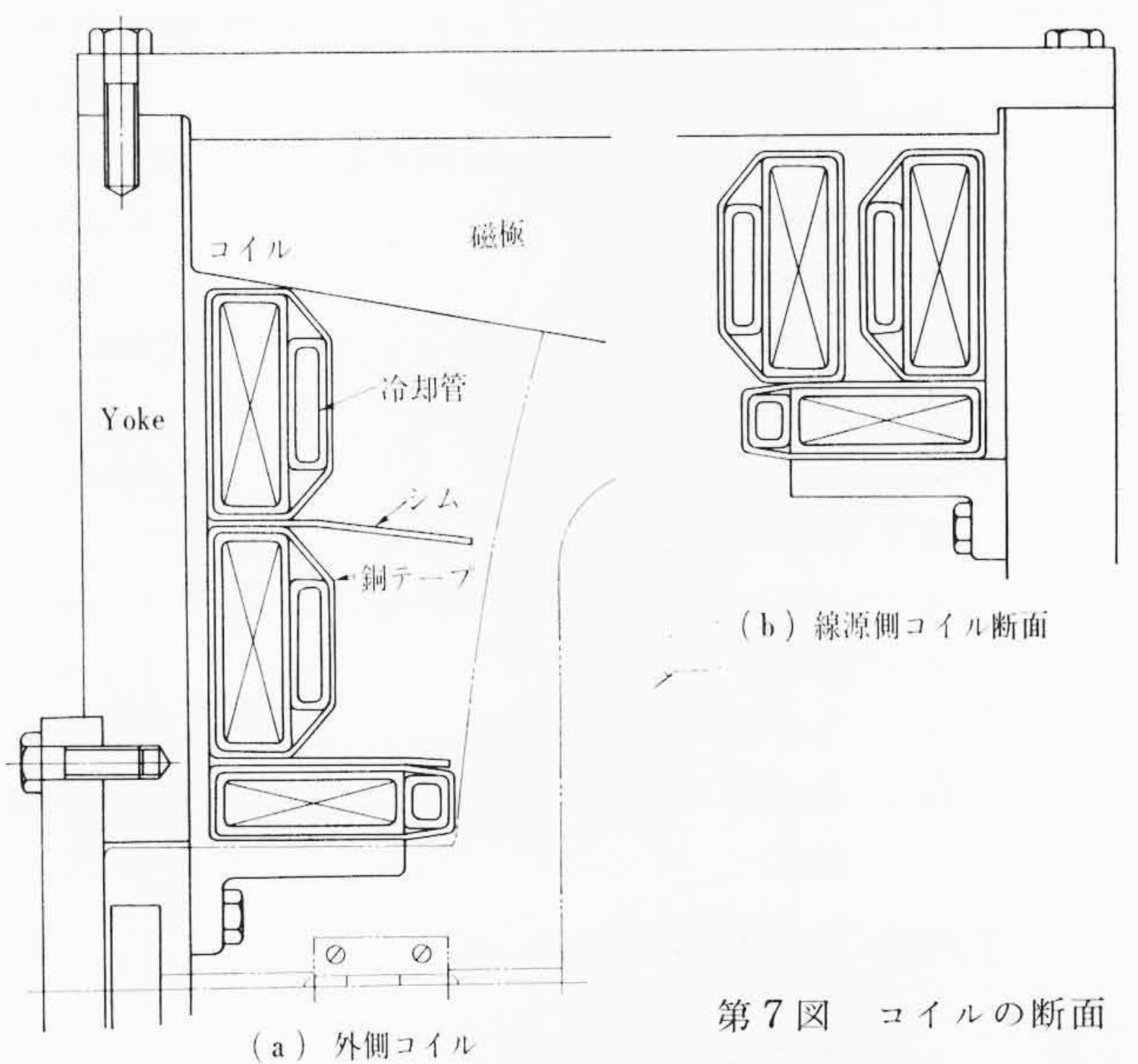
2.2 コイル

2.2.1 コイルの配置

磁極端効果を少なくし, 磁束分布を理想的にするために配置にはいろいろ工夫が試みられている。コイルは第6図に示すように内側と外側に分けられ, 各コイルは起磁力が同じ6個のコイルに分割されている。外側コイルはヨーク内壁に沿って配置され, 内側コイルは円すい面の頂点に配置した内部磁極に巻かれている。分割されたおのおののコイルの間には鉄製シムが付加されている。内側と外側のコイルはそれぞれ磁極間隔きを幾何学的に6等分した位置に置かれる。したがってそれぞれの対応する外側と内側のコイルを結ぶ面がほぼ完全な等磁位面と一致するように設計



第6図 β線スペクトロメータ本体内部構造



第7図 コイルの断面

され, さらに各コイル間の相対するシムも等磁位面を形成するから, 多少の磁束分布のゆがみはシムで補正される。ヨーク壁にある3個所のバップル取換口と電子の入射部, および検出器そう入部分にはコイルが巻けないので外側コイルは完全な均一分布ではないが, 磁界の乱れを最小限にとどめるようそれぞれ工夫されている。すなわちバップルは第11図のように二つに折りたためる構造にしてそう入口の高さを最小限に押え, バップルおよびスリットそう入口をはさむ二つのコイルは第7図のようにはかと形状を変えて均一分布に近づくようにしてある。また, 電子入射口と検出器そう入口は十分大きくできるよう第6図のように上下に曲げて配置された。

2.2.2 コイルの冷却

コイルの占める空間領域の大きさは透過度に直接影響を与える。したがって(6)式で与えられる起磁力 NI を有するコイルをできるだけ小さくするために冷却法を工夫し, コイルの電流密度を大きくすることがきわめて重要である。

このコイルは 10^{-5} mmHg 程度の真空中で使用されるから伝熱は伝導および放射によるもので対流は考えられない。このような条件では冷却効果だけから考えると中空導体を使用して水や油で直接冷却するコイルが有利である。しかし中空導体コイルでは通常多数の並列冷却回路を要するので真空中に置かれるコイルではその接続部分の製作がやっかいであり事故の原因になりやすい。また中空導体は数百アンペア以上の大電流に使用すれば経済的で

あるが、本器の励磁電源はトランジスタ式なので励磁電圧が 60～80V を越えない限りできるだけ小電流がよい。これらの点を考慮して間接水冷コイルとした。中空導体による直接水冷方式はさらに規模の大きいスペクトロメータでは魅力的なものとなろう。

第 7 図に外側コイルの断面図を示す。コイルは冷却パイプに密着されてその外側に銅テープが巻かれている。従来のように銅テープが巻かれていないコイルの最大温度上昇を与える(7)式と銅テープを巻いたとき(7)式で考えた熱流路を無視して、全発生熱が銅テープを通して水に持ち去られるものと仮定して(8)式で数値計算してみると銅テープの効果がきわめて大きいことがわかる。

$$T_{\theta} = \frac{q}{a} \left(\frac{b_c}{\lambda_{cu}} + \frac{2b_i}{\lambda_i} \right) \cdot \frac{N}{2} (1+N) + \frac{q}{a} \left(\frac{d}{\lambda_i} + \frac{c}{\lambda_c} \right) N + T_w \dots\dots\dots (7)$$

ここで T_{θ} : 従来の冷却法でコイル表面からの熱放散を無視したときの最大温度上昇 (°C)
 q : 導体の単位長当たりの消費電力 (W/cm)
 a : 導体の幅 (cm)
 b_c : 導体の厚み (cm)
 λ_{cu} : 導体の熱伝導率 (W/cm°C)
 b_i : 導体間の段間絶縁物の厚み (cm)
 λ_i : 絶縁物の熱伝導率 (W/cm°C)
 N : 導体の段数
 d : コイルの外側絶縁物の厚み (cm)
 c : 冷却パイプの厚み (cm)
 λ_c : 冷却パイプの熱伝導率 (W/cm°C)
 T_w : (冷却水の温度上昇) + (水と冷却パイプ内壁の温度差) (°C)

$$T_{\theta}^* \simeq q \frac{b_c + 2b_i}{\lambda_{cu}} \cdot \frac{N}{2} (1+N) + q \frac{d+l}{\lambda_{cu}t} N + q \left(\frac{b_i+d}{\lambda_i b_c} \right) + T_w \dots\dots\dots (8)$$

ここで T_{θ}^* : 全発生熱が銅テープを通して冷却水に持ち去られるものと仮定したときの最大温度上昇 (°C)
 l : 銅テープがコイルから離れてから冷却パイプに至るまでの銅テープ中の熱流路長 (cm)
 t : 銅テープの厚み (cm)

本器の最大定格条件では(8)式で計算した T_{θ}^* は(7)式で与えられる T_{θ} より約 100°C 低い。

当初われわれはコイルのワニス処理を行えばアウトガスが増して真空中に悪影響を与えるだろうと考え、ワニス処理しないで温度上昇試験を行ってみた。真空中で使用されているコイルの実績を調べたところ、ワニス処理しないコイルの使用例があったからである。

空気中での実測結果は前記計算値にほぼ近いものであったが、真空中での冷却効果はきわめて悪く空気中の温度上昇の 5 倍以上に達した。これは導体や絶縁物相互間などに無数の小さいボイドがあり対流による伝熱効果がなくなるためと考えられたのでエポキシ系ワニスを実空中で含浸させたところ、真空中でも冷却効果が予期以上によく、結果的には 5 MeV まで連続運転できるものとなった。

内側コイルの起磁力は外側と同じであるが消費電力は外側コイルの 20% 以下であり冷却は外側ほど問題でないので第 6 図のように銅パイプをつけた冷却フィンのコイル間にはさみ込む方法がとられている。

また将来長時間無人測定を行なう可能性もあるので外コイルの最も過熱の恐れある場所にサーミスタ温度計を取り付け、設定温度以上になれば自動的に励磁電源を切るようなインターロック回路を設けた。

2.3 機 構 部

2.3.1 線 源 箱

スペクトロメータ本体の真空を破らずに線源の出し入れが可能である。線源箱の構造を第 2 図、第 8 図に示す。線源ホルダは第 9 図のようにマイラを張りつけたアルミニウムわくが簡単に取りはずしできるようにした。線源箱本体の一部分に線源からの γ 線を検出するための薄いステンレス鋼製窓を設けた。線源の出し入れは、まず線源ホルダをスルースバルブの上まで引き抜いてスルースバルブを閉じ、リークバルブを開く。

線源箱は第 8 図に示すように操作部をすべて上部および側方に設け、下部空間にゴニオメータを置いて角相関の測定が便利に行なえるようにした。

2.3.2 可 変 バ ッ フ ル

可変バップルは電子の初期放射角を定めるもので第 2 図に示すように線源からみた開き角が左右 40 度、上下 30 度まで 0 度から連続的に可変でその操作は外から真空を破らずに行なえる。バップルは左右おのおの独立に上下方向は対称に開く。これは左右に関し電子軌道は対称でなく、最適の使用条件を定めるのに便利だからである。バップル開閉の読取精度は 0.1 mm である。

2.3.3 検出器側スリット

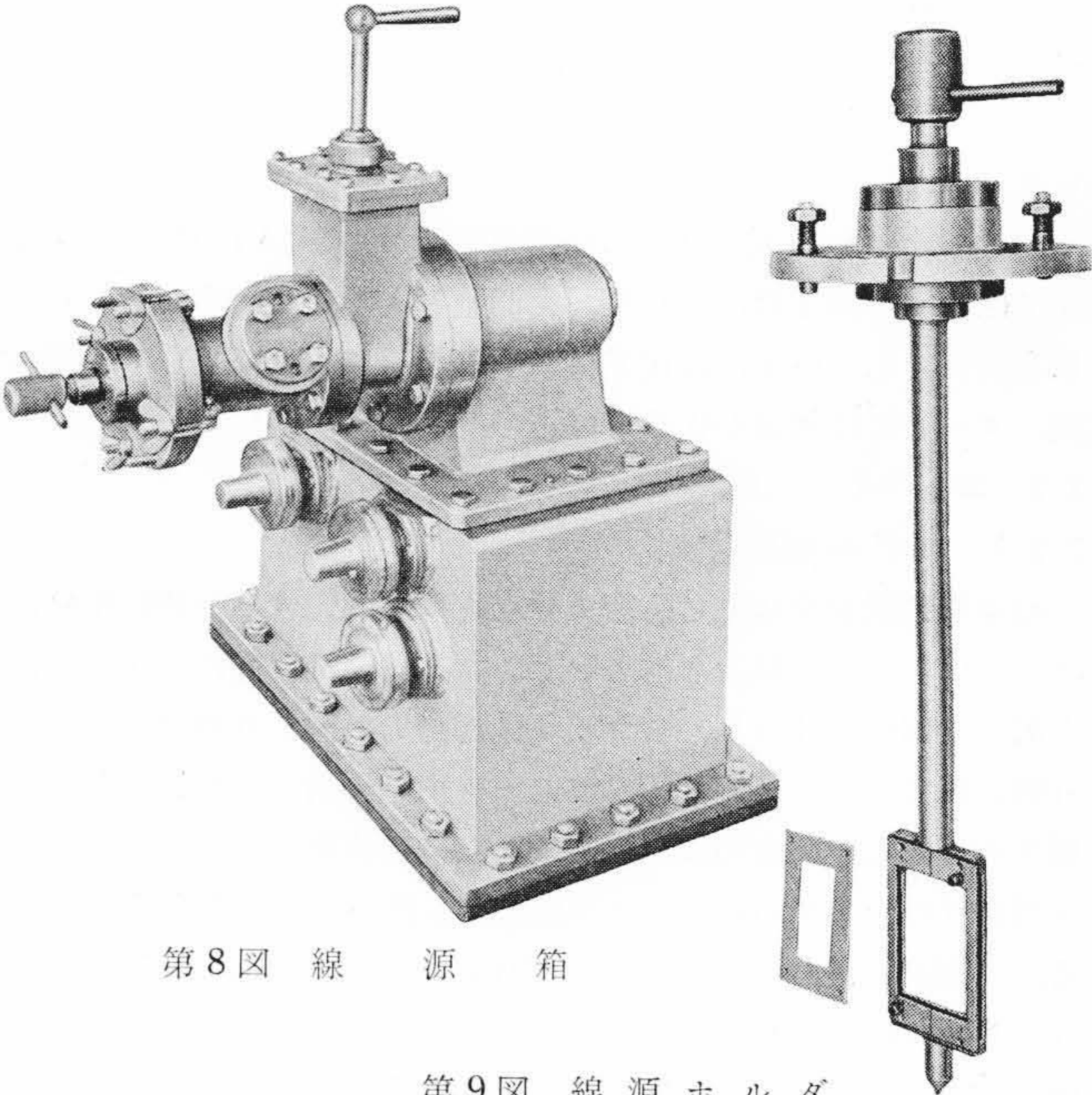
このスリットは検出器の直前に置かれ、スリット幅を定める穴をあけた板と高さを定める穴をあけた板を最適に組み合わせることによってスリット幅および高さを断続的に定める構造になっている。スリットの大きさは

スリット高さ： 10, 15, 20, 30 mm
 スリット幅： 0.5, 1, 2, 3, 5, 8, 15 mm

でこの組み合わせの選び方は真空を破らないでハンドルで操作できる(第 10 図)。

2.3.4 バ ッ フ ル

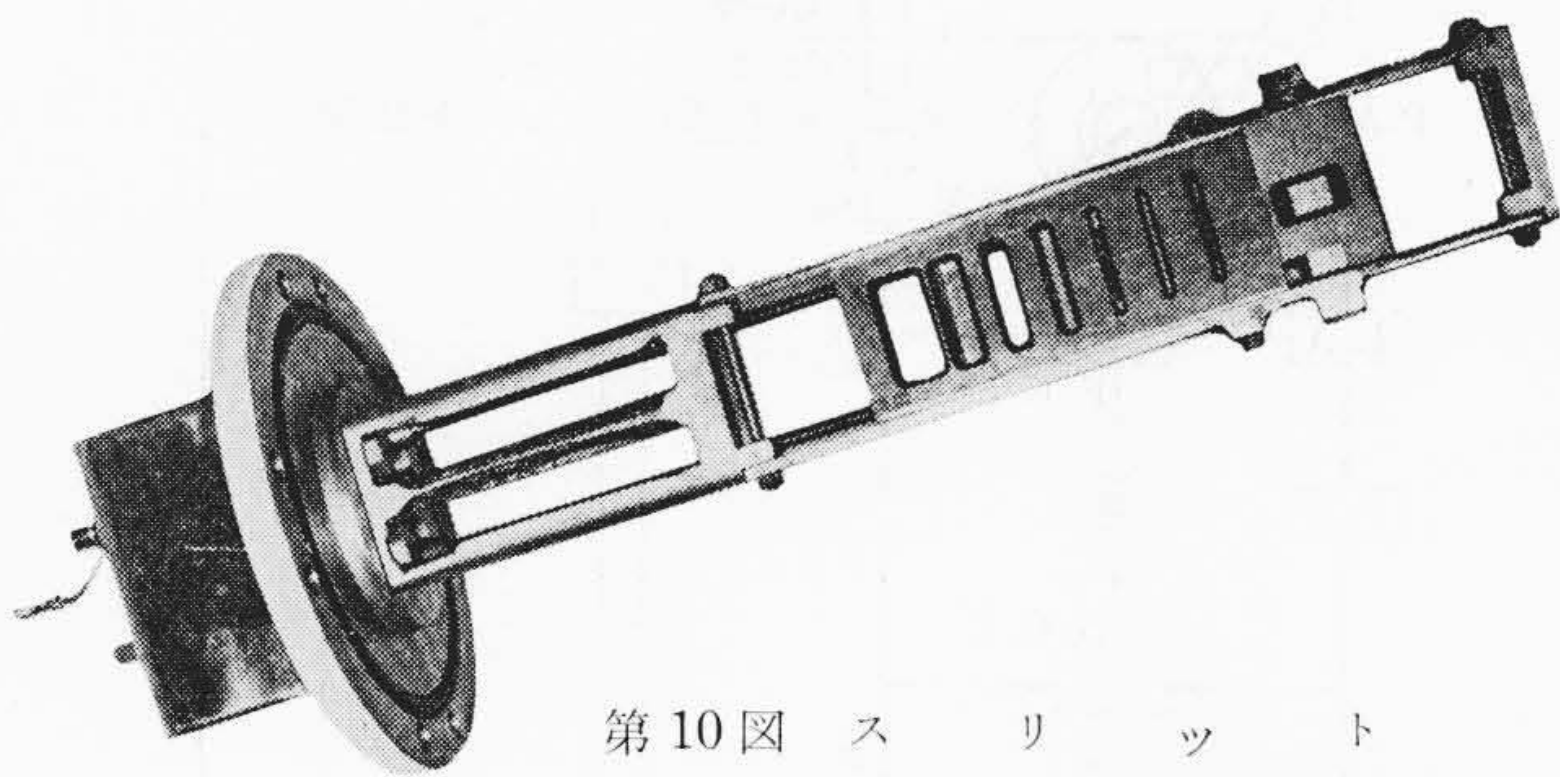
ヨーク壁などからの散乱電子が検出器にはいるのを避けるため、電子軌道の途中に 3 個のバップルを設けた。バップルの構造は第 11 図に示すように折りたたみ式になっており、磁極を取りは



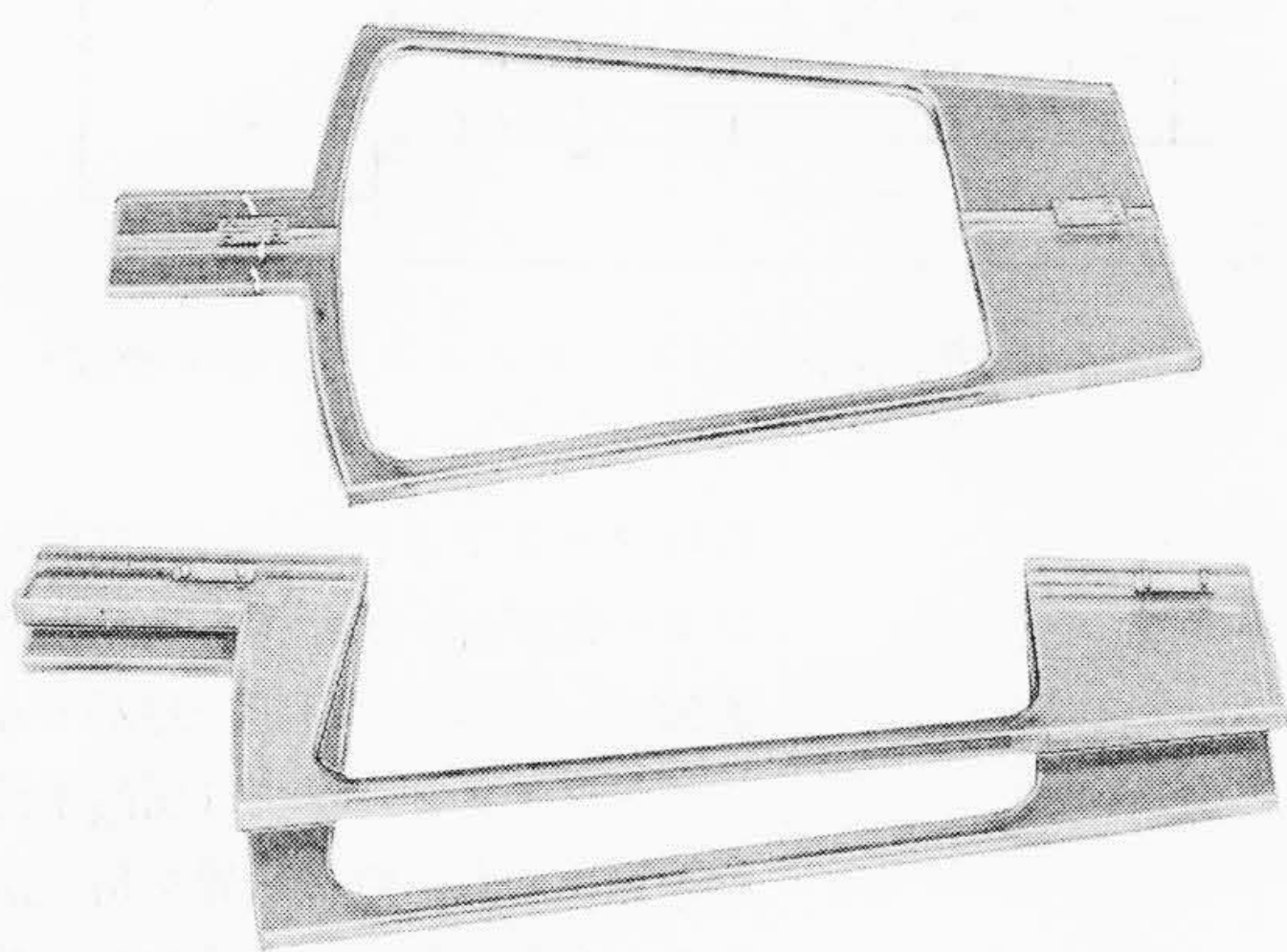
第 8 図 線 源 箱

第 9 図 線 源 ホ ル ダ

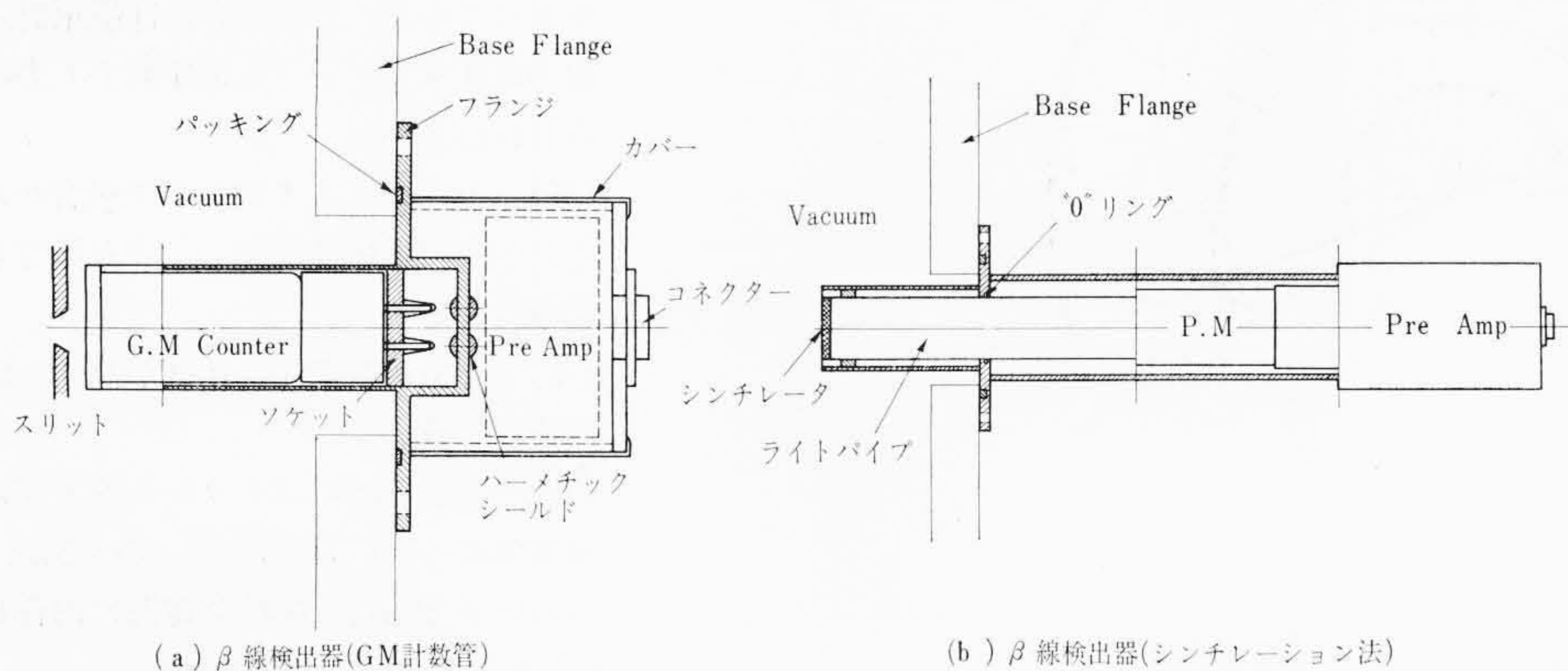
ずさずにヨーク壁にあけたバッフル取換用窓から出入させて交換できる。これも大きな特長の一つで取り扱いが簡単で窓も小さくて済み、磁界を乱すことも少ない。バッフルの形状、寸法は詳細な電子軌道の計算によりもっとも効果的なように決定されている。



第10図 スリット



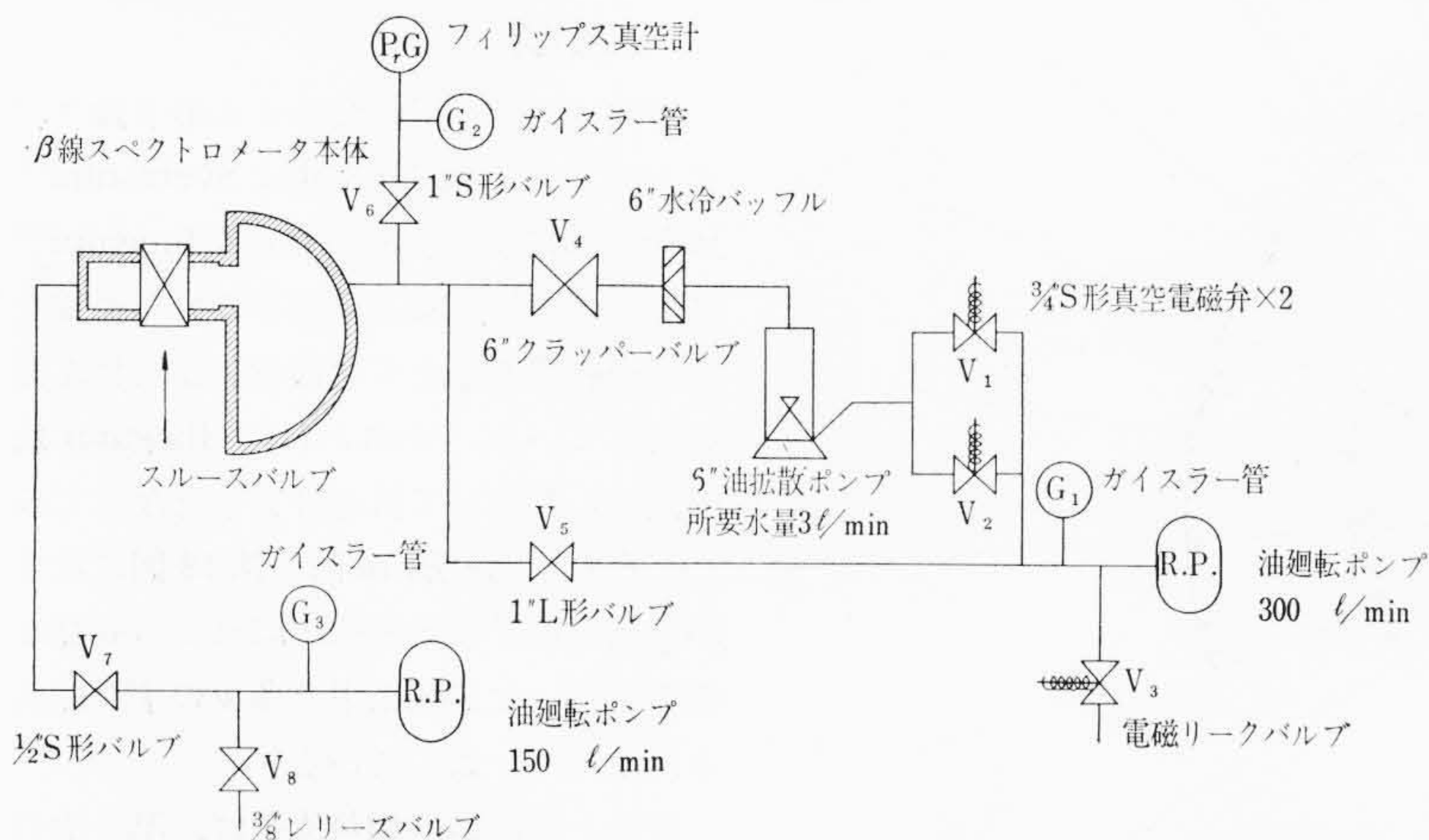
第11図 バッフル



(a) β線検出器(GM計数管)

(b) β線検出器(シンチレーション法)

第12図 β線検出器の取り付け



第13図 真空排気系統図

2.4 検出器

2.4.1 β線検出器取付部

取付部は複数の計数管が比較的簡単に取り付けられるよう工夫されている。第2図に示すように検出器側ヨークに穴をあけ、二重構造のフランジを取り付けてある。大きいベースフランジは通常は取り付けたまになっており、ベースフランジに検出器取付用の小さいフランジが取り付けられる。普通、検出器の取り替えはこの小さいフランジの取りはずしだけでよく操作も簡単にできる。将来、複数の検出器を取り付けるときはこのベースフランジを取り換えればよい。検出器のバックグラウンドを減少するために本体内部の検出器の直ぐ近くに鉛シールドが設けられている。

2.4.2 β線検出装置

β線検出器としてはGM計数管、およびアントラセンを用いたシンチレーション計数管の2種類が、専用のフランジを取り替えて取り付けられる。通常のβ線測定にはGM計数管が用いられるが、β-γ同時計数などの際はシンチレーション計数管が使用される。これらの検出器の構造を第12図に示す。

2.5 真空排気系

被排気空間にワニス処理したコイルを入れるために、前述のようにアウトガスが懸念され、当初はかなり心配した。しかし、ワニスの選定と処理方法を吟味して行なった結果、実際にはワニス処理しないものよりアウトガスも少なく、排気時間もかえって短縮できた。

排気系は第13図に示すように主排気系と線源箱排気系に分かれる。主排気系は6"油拡散ポンプ、300ℓ/minの排気速度を持つ油回転ポンプに導かれている。スペクトロメータ本体と油回転ポンプの間にはバイパス回路が設けられており、本体の粗排気に用いられる。安全装置としては油拡散ポンプの冷却水の断水警報リレーが付いており、規定水量以下になるとヒータ電源が切れるようになっている。

また停電などの事故のときは、まず拡散ポンプ出口の電磁弁が自動的に閉じ、その後電磁リークバルブが開いて油回転ポンプの油が逆流するのを防いでいる。

これらの排気系の主要部は第2図のように本体架台の中に配置され、その側壁に真空操作盤が取り付けられている。

2.6 電磁石励磁電源

励磁電源のブロック線図を第14図に示す。電源の詳細については別に報告の予定なのでその要点のみ述べる。

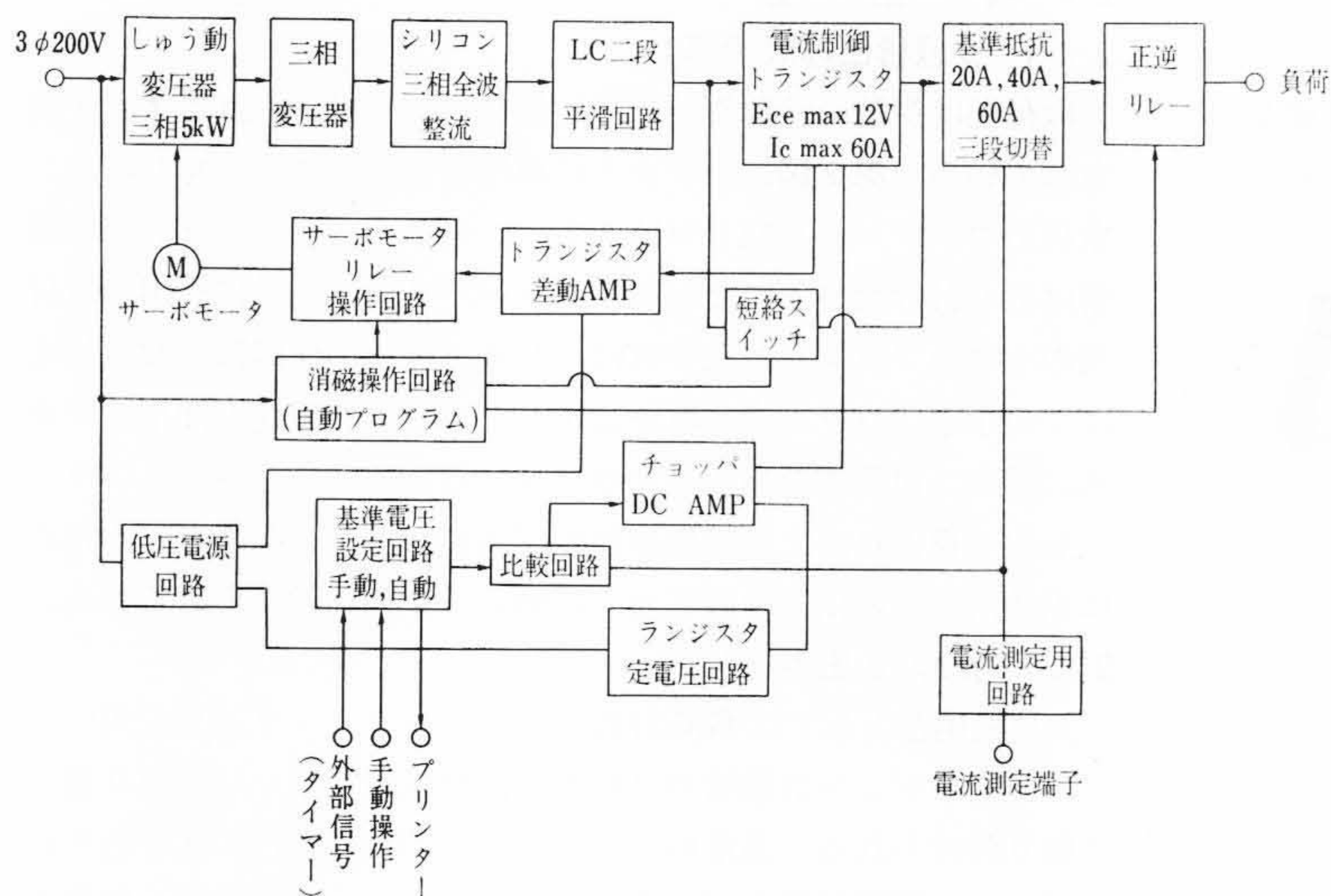
べる。

定電流制御系はパワートランジスタの直列制御方式を用いたものでGarwinの回路⁽⁴⁾を参考にして設計したがプログラムどおりに長時間完全自動測定ができる。

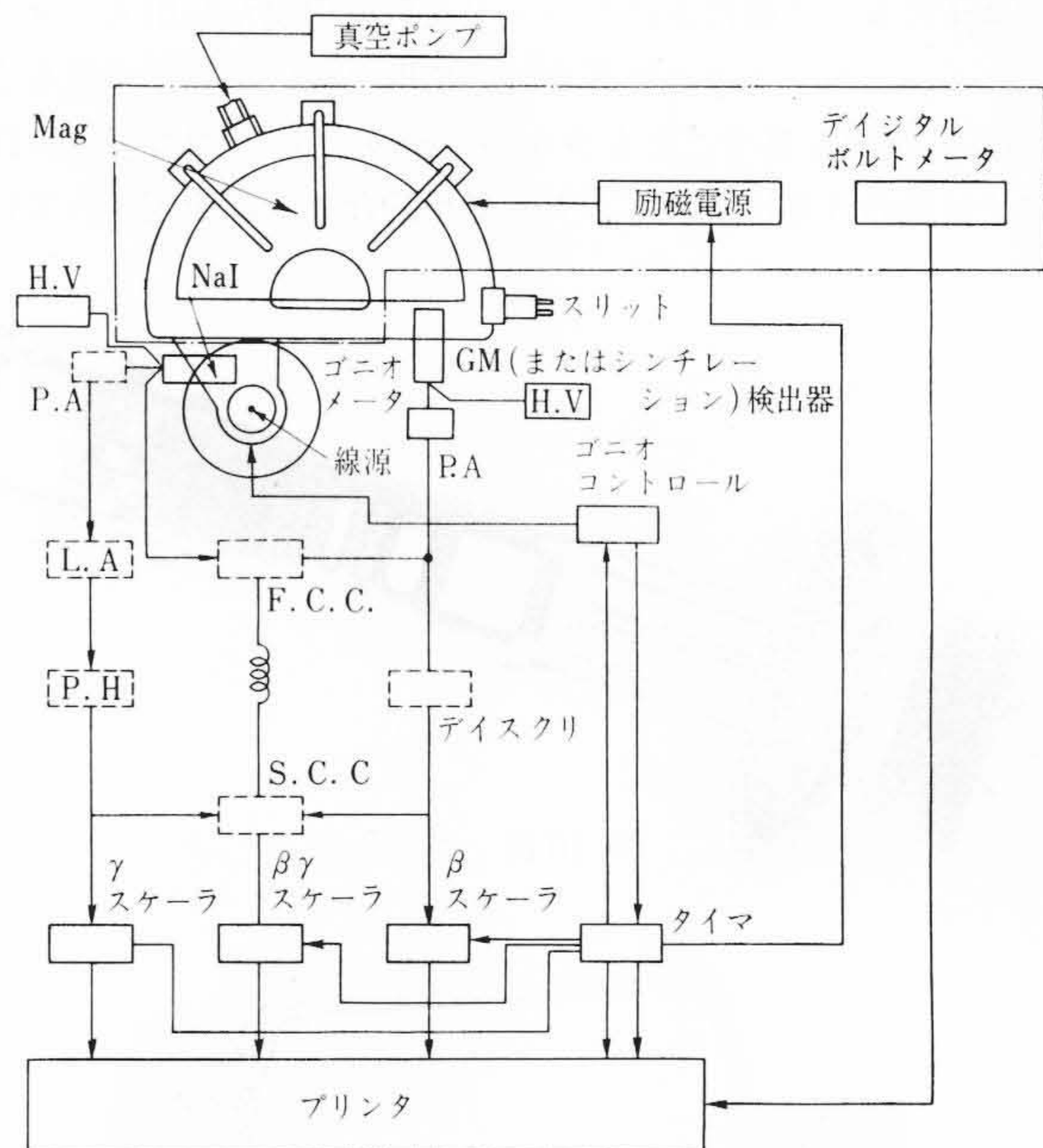
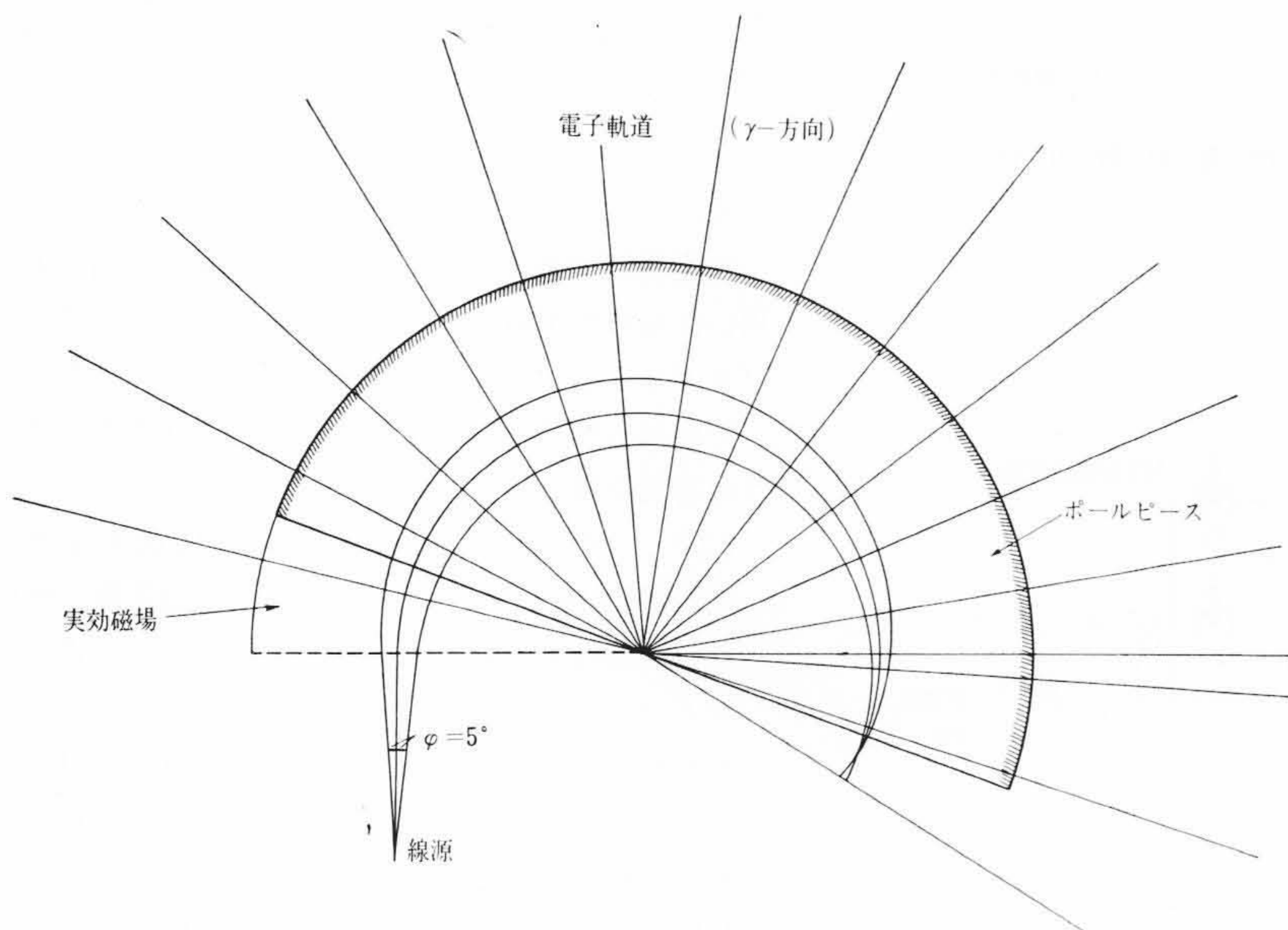
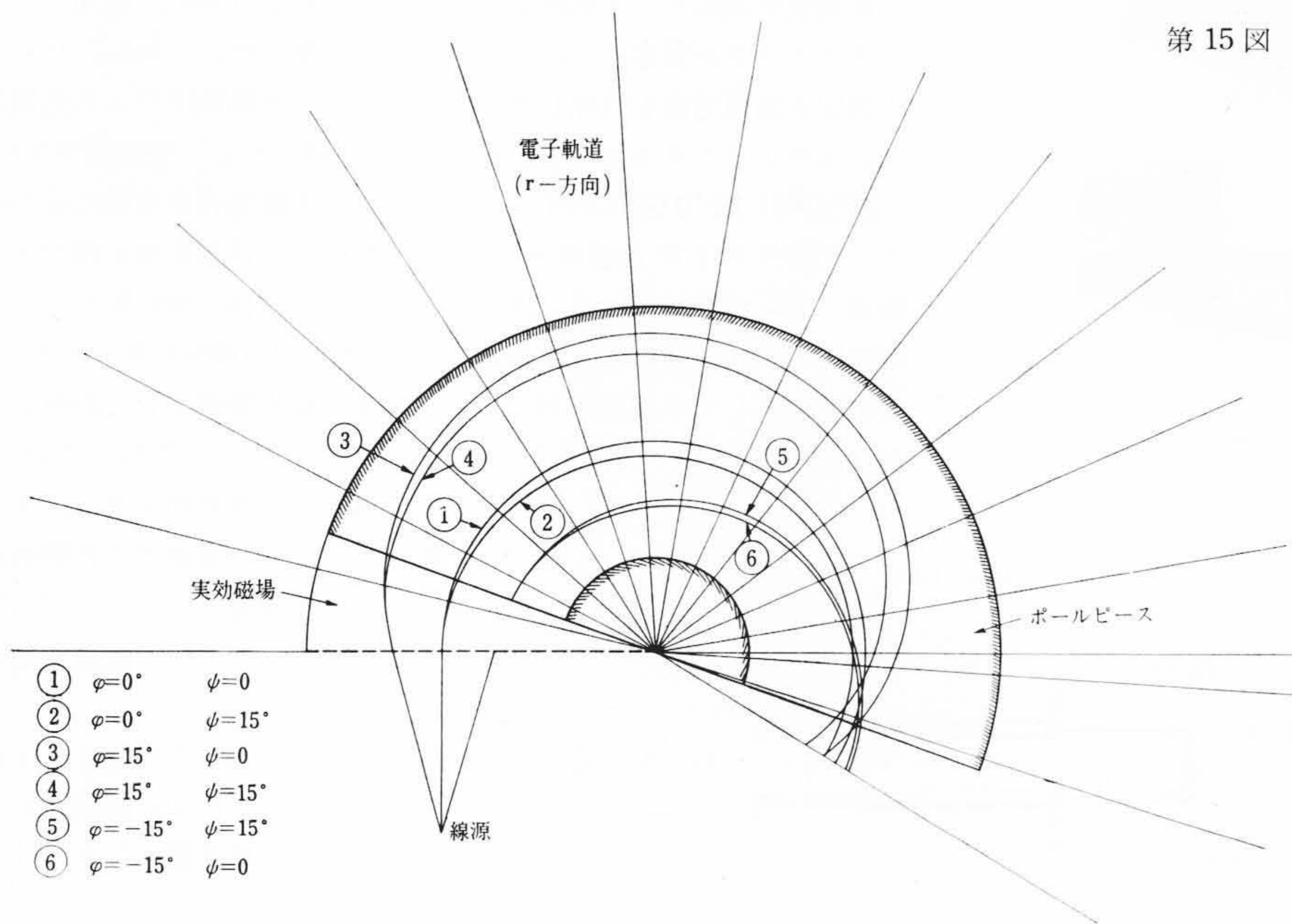
そのおもな仕様は第1表に示すとおりで次に述べるような特長を備えている。

(1) このスペクトロメータは第15図に示すように手動測定のほかタイマ、プリンタ、励磁電源、検出器、計数回路などの組み合わせによりデジタル式に自動プログラム制御され、完全自動測定記録ができる。すなわち励磁電流の設定は 10^{-4} , 5×10^{-4} , 10^{-3} , 10^{-2} のステップでタイマからの信号で自動的に行なわれる。もちろん手動設定も可能である。

(2) 電流は検出器抵抗の両端の電圧をデジタル電圧計で高精度で読み取られ、その信号はプリンタに送



第 14 図 励磁電源ブロック線図

第 15 図 β 線スペクトロメータブロック線図第 16 図 電子軌道 (r 方向計算値)

られプリントされる。また、高価なデジタル電圧計が無くても簡単な回路の追加で一応の自動測定記録ができる。

スペクトロメータでは励磁電流の指示記録よりも、直接磁界を指示記録することも考えられる。そのため第 2 図に示すようにヨーク壁に磁束計取付孔を設けてある。この場合には磁束計の出力電圧をデジタル電圧計の入力に入れればよい。

(3) トランジスタ式なので騒音がなく、小形で信頼性が高い。また保守も簡単である。

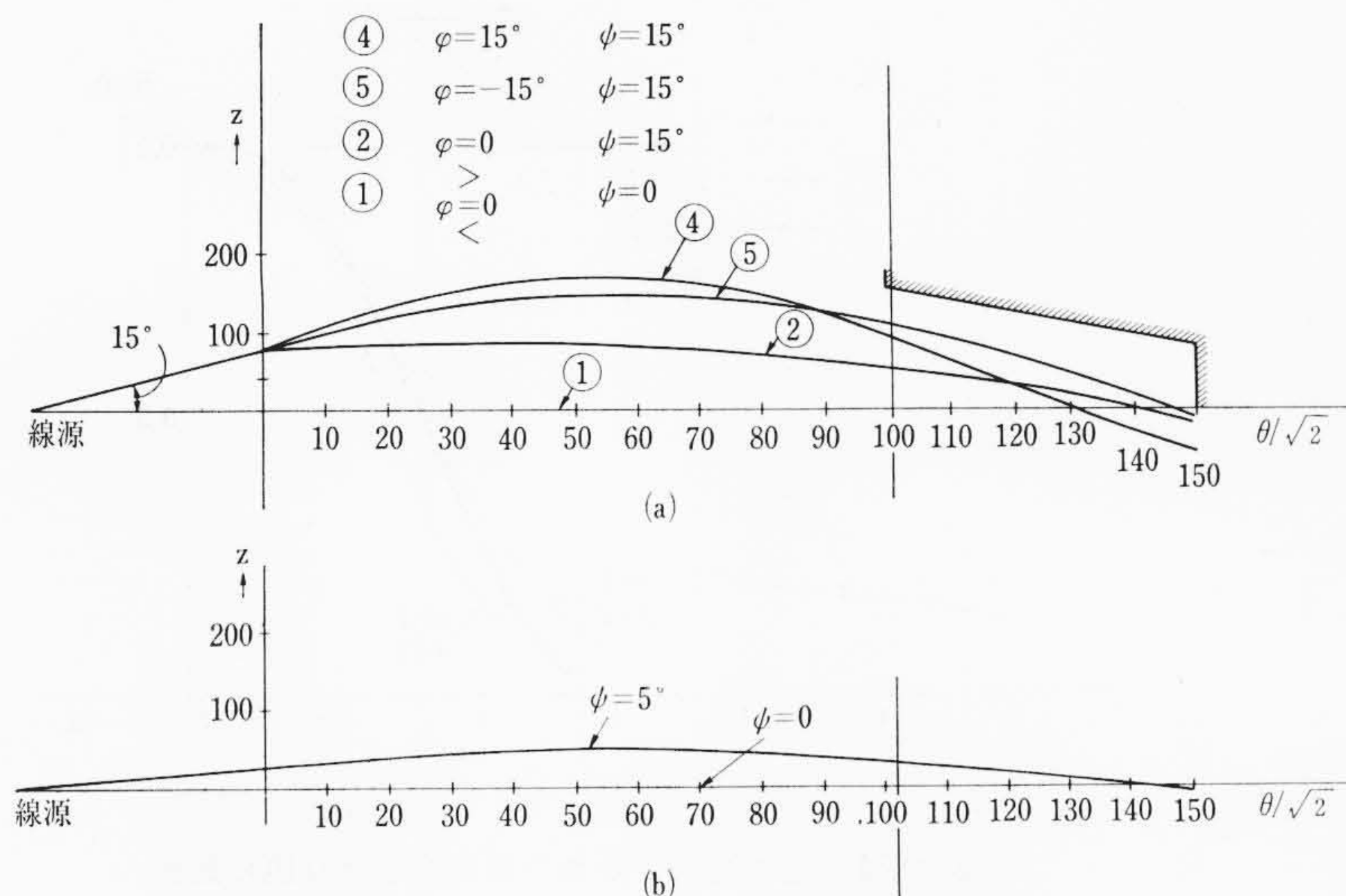
(4) 定電流制御系は精度が高く、応答速度が速い。

(5) 電磁石はヒステリシスおよび残留磁気の小さい設計になっているが、さらに自動消磁装置を電源に内蔵し 0.1 ガウス以下に消磁できる。

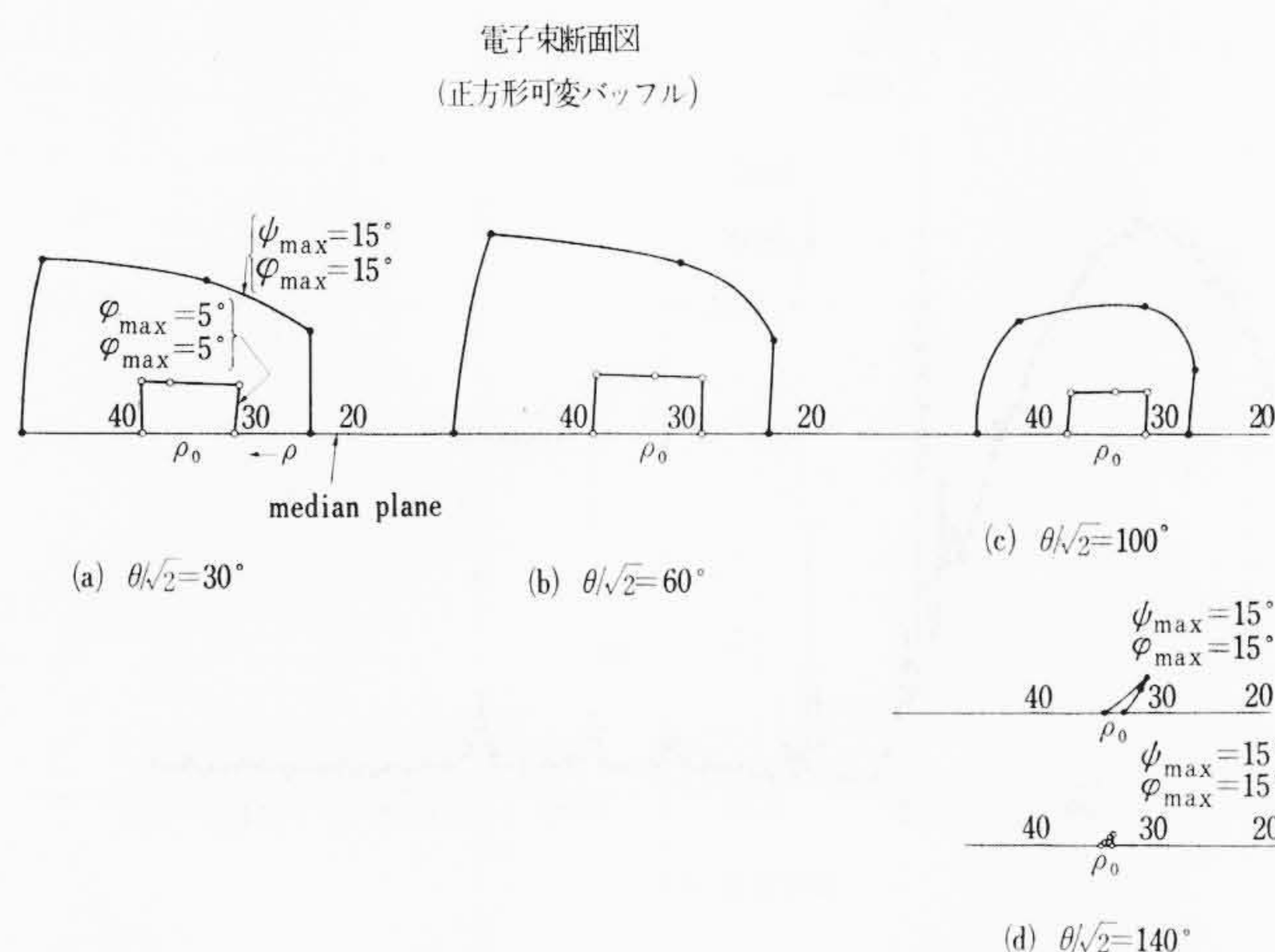
3. 電子軌道および収れん性の計算

非均一磁界を用いたセクタ形 β 線スペクトロメータの収れん性は Svartholm⁽⁵⁾ Judd⁽⁶⁾らにより論じられたが Ikegami⁽⁷⁾は磁界の境界、および磁界の分布係数を全く一般的に与えて軌道および収れん性を論じている。われわれは Ikegami 氏の式にしたがって軌道計算を行なってみた。その一部を第 16 図～第 18 図に示すが各部の電子軌道断面、収れんの模様は乾板を用いた実測結果と多少のずれはあるが傾向は一致している。

線源と検出器の相対位置は、第一次の近似で軌道計算を行ない、電子束が磁界



第17図 電子軌道 (Z方向計算値)



第18図 電子軌道断面 (計算値)

境界の法線方向に沿って入放射すると仮定すれば次式で与えられる。

$$\tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{l_1}{r_0} + \tan^{-1} \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{l_2}{r_0} + \frac{1}{\sqrt{2}} \theta = \pi \quad (9)$$

ここで l_1 : 入射側磁界境界から線源までの距離 (cm)

l_2 : 放射側磁界境界から像までの距離 (cm)

θ : 実効的な磁界内での回転角 (rad)

本器では $l_2 \approx 0$ であるから

$$l_1 = \sqrt{2} r_0 \tan \left(\pi - \frac{1}{\sqrt{2}} \theta \right) \quad (10)$$

これに $\theta \approx 200^\circ$ を入れると $l_1 \approx 39$ cm となる。

収れん面における像の広がりには前述の値と磁界分布係数 $\alpha = 1/2$, $\beta = 1/4$ を Ikegami 氏の式⁽⁷⁾に入れると2次の近似式で表わされる。

$$\Delta x_2^* = - \{ 0.77 \Delta x_1 + 0.30 \varphi^2 + 0.82 \psi^2 + 1.14 (\Delta Z_1 \cdot \varphi) + 0.68 (\Delta Z_1)^2 \} \quad (11)$$

ここで Δx_2^* : 収れん面における像の広がり (単位 r_0)

Δx_1 : 線源の半径方向広がり (単位 r_0)

ΔZ_1 : 線源の軸方向の広がり (単位 r_0)

φ : 半径方向の初期放射角 (rad)

ψ : 軸方向の初期放射角 (rad)

また倍率 M および分散 D は次式で表わされる。

$$M = \sqrt{\frac{1 + \alpha l_2'^2}{1 + \alpha l_1'^2}} \quad (12)$$

ここで l_1' , l_2' は l_1, l_2 を r_0 を単位として表わしたもの

$$D = \frac{1 + M}{1 - \alpha} \quad (13)$$

分解能 R はスペクトルの基底幅が半値幅の約2倍と仮定すれば次式で計算できる。

$$R = \frac{\Delta P}{P} = \frac{1}{2} \frac{\Delta x_2^*}{D} \quad (14)$$

ここで P : 線スペクトルの運動量, すなわち検出された電子のピーク値に対応する運動量 (ガウス・cm)

ΔP : 上記 P の半値幅 (ガウス・cm)

たとえば初期条件として, 線源幅 2 mm ($\Delta x_1 = 0.2/34 \approx 0.006$), 線源高さ 20 mm ($\Delta Z_1 = 2/34 \approx 0.06$), 初期放射角 10 度 ($\varphi = \psi = 10/180\pi \approx 0.18$) を考えると $\Delta x_2^* \approx 0.04$ となる。 $\alpha = 1/2$, $l_2 = 0$ からこのスペクトロメータの分散 D は 3.54 となり, この例では分解能は約 0.57% となる。

もちろん, 電子の初期放射角を絞れば分解能はよくなる。その極限は線源の大きさによって定まるが線源幅が 2 mm, 高さが 20 mm のとき $R \approx 0.1\%$ と計算される。

次に磁極内でヨーク壁, 磁極によって軌道を乱されずに像を結ぶときの最大立体角 $\Omega_{\max}$, および最大透過度 $T_{\max}$ は次のようにしてその概略値が計算できる。

一次近似で磁界内の軌道は

$$r' - 1 = \left(l_1' \cos \frac{1}{\sqrt{2}} \theta + \sqrt{2} \sin \frac{1}{\sqrt{2}} \theta \right) \varphi \quad (15)$$

$$Z' = \left(l_1 \cos \frac{1}{\sqrt{2}} \theta + \sqrt{2} \sin \frac{1}{\sqrt{2}} \theta \right) \psi \quad (16)$$

ここで r' , Z' : r_0 を単位として表わした r および Z で与えられるから $2(r_{\max} - 1)$, $2Z_{\max}$ が磁極間げき内での最大値とすれば

$$\Omega_{\max} \approx 4 \varphi_{\max} \psi_{\max} = \frac{S'}{l'^2 + 2} \quad (17)$$

ここで S' : r_0 を単位とした磁極間げきの有効面積で

$$4(r_{\max}' - 1) Z_{\max}$$

透過度 T は単色エネルギーの線源から放射される全電子数に対する収れん点に収集される電子数で定義されるから

$$T_{\max} = \frac{\Omega_{\max}}{4\pi} \quad (18)$$

したがって最大透過度 $T_{\max}$ は次式で表わされる。

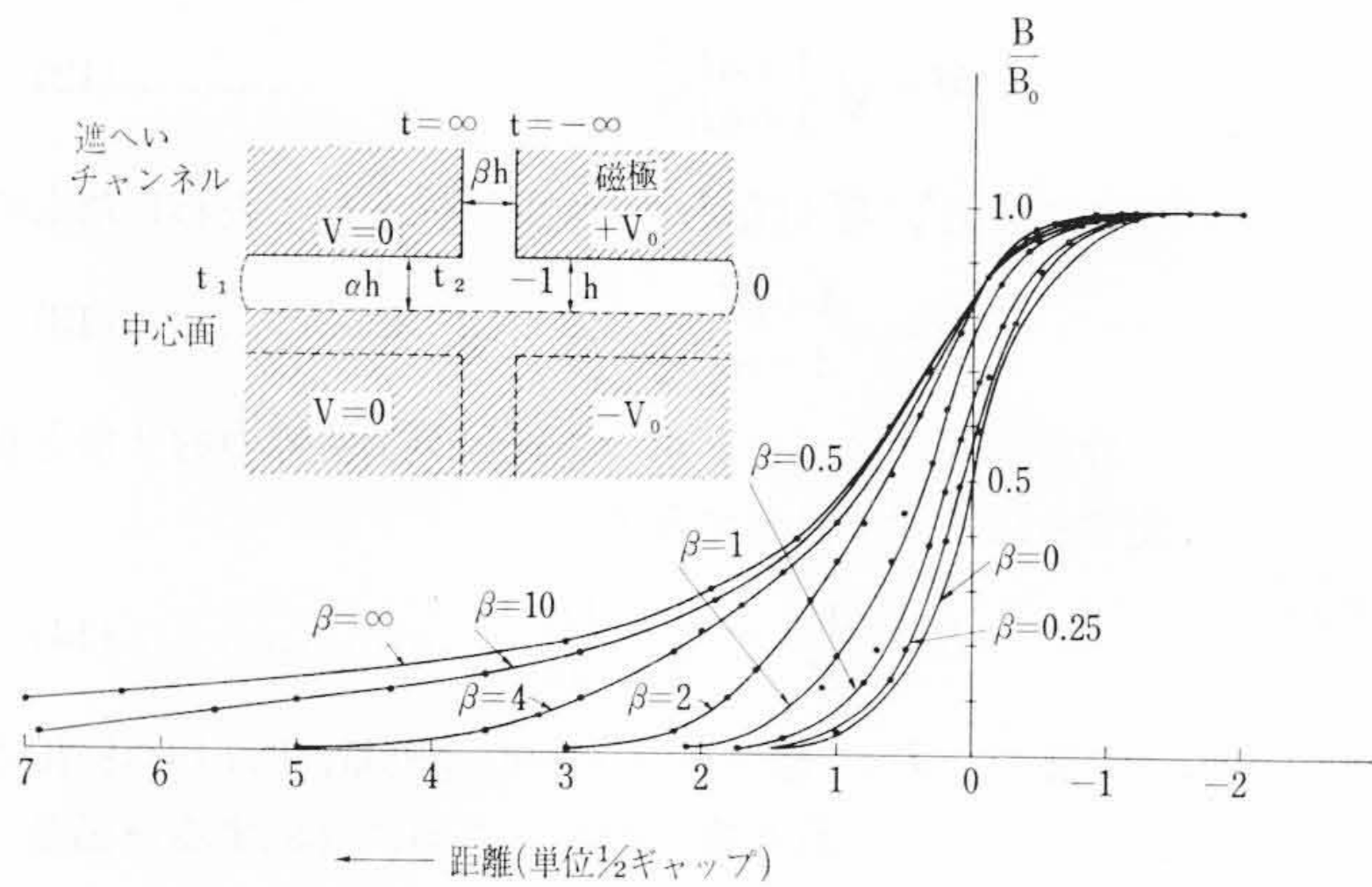
$$T_{\max} \approx \frac{1}{4\pi} \frac{S'}{l_1'^2 + 2} \quad (19)$$

$l_1' \approx 39/34$, $r_{\max}' - 1 \approx 16/34$, $Z'_{\max} \approx 11/34$ を入れると $T_{\max} \approx 1.5\%$ となる。

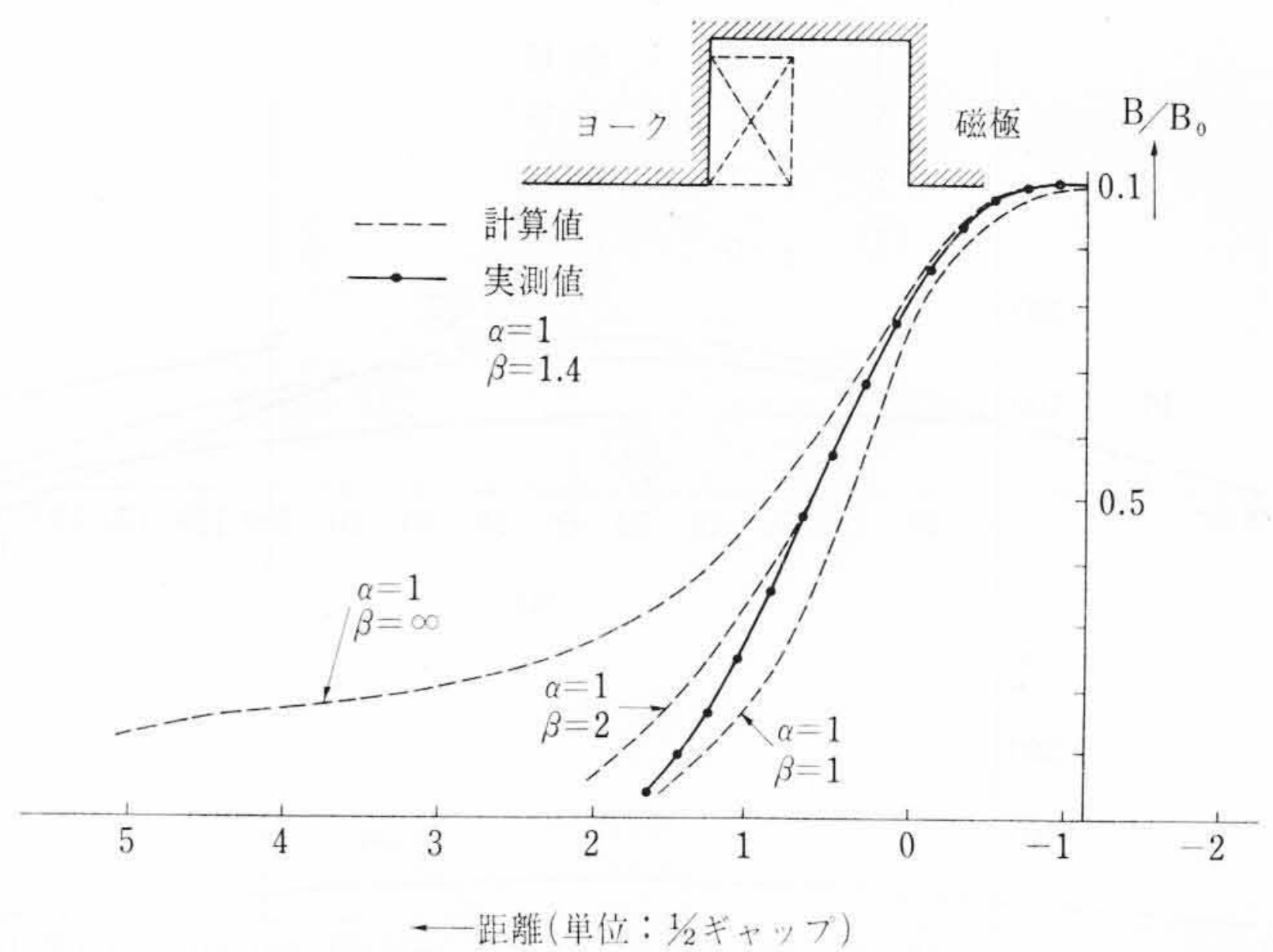
これらの特性値の計算で一番問題となるのは磁極端の実効磁界の境界のとり方であるが, われわれは電界法による磁界のアナログ解析を行なったほか, Schwartz-christoffel 変換を用いて磁界分布を計算した。第19図にその計算結果の一部を示すが, これは実測値と割合よく一致している。

4. 特性試験と測定例

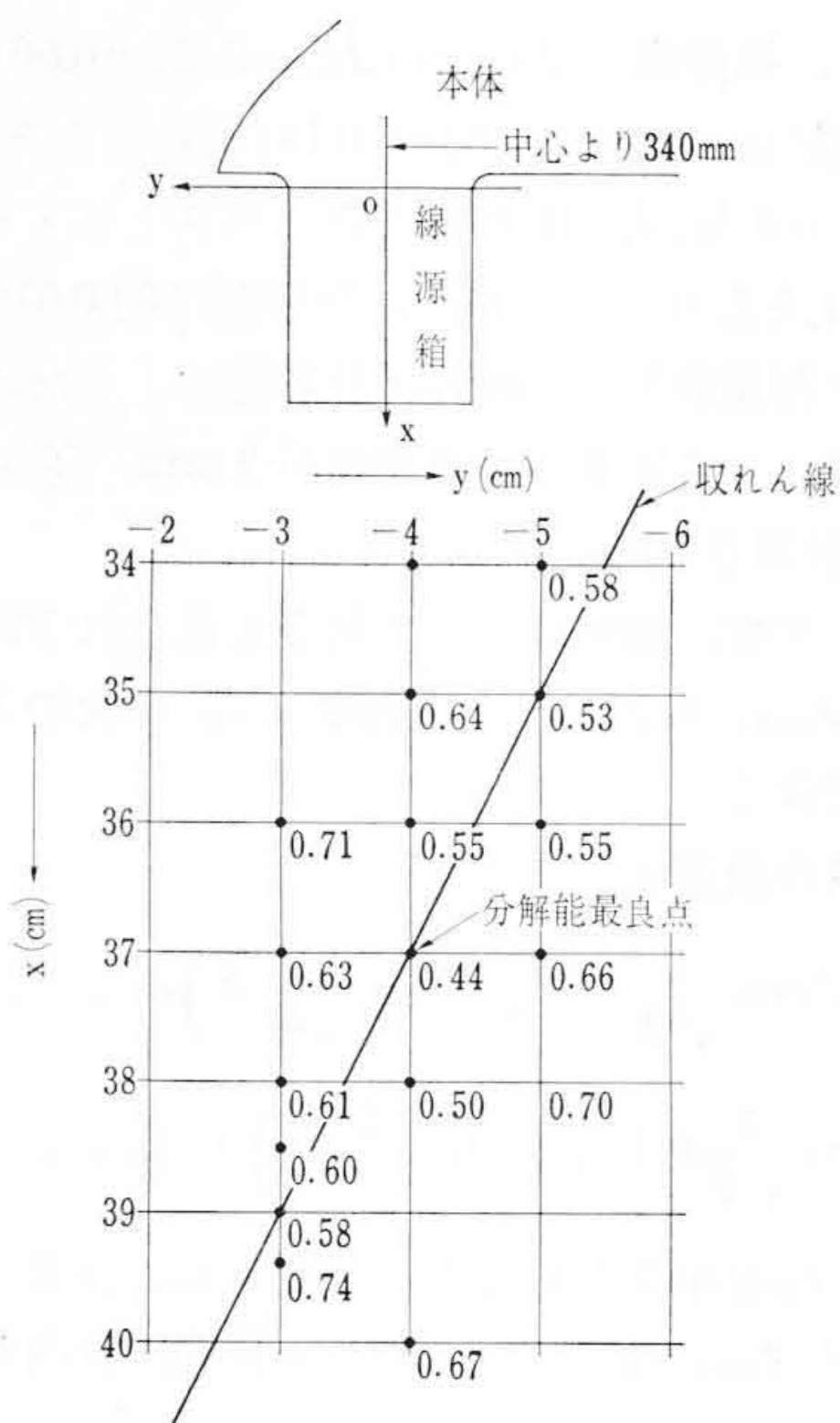
特性試験および測定例を第20～24図に示す。実測値は設計値とよく一致している。ただ第21図に示すように収れん線上(この場合は検出器側スリットの位置を固定し, 本来検出器の置かれる位置に線源を固定し, 線源の置かれるべき位置に GM 管を置いて GM 管の



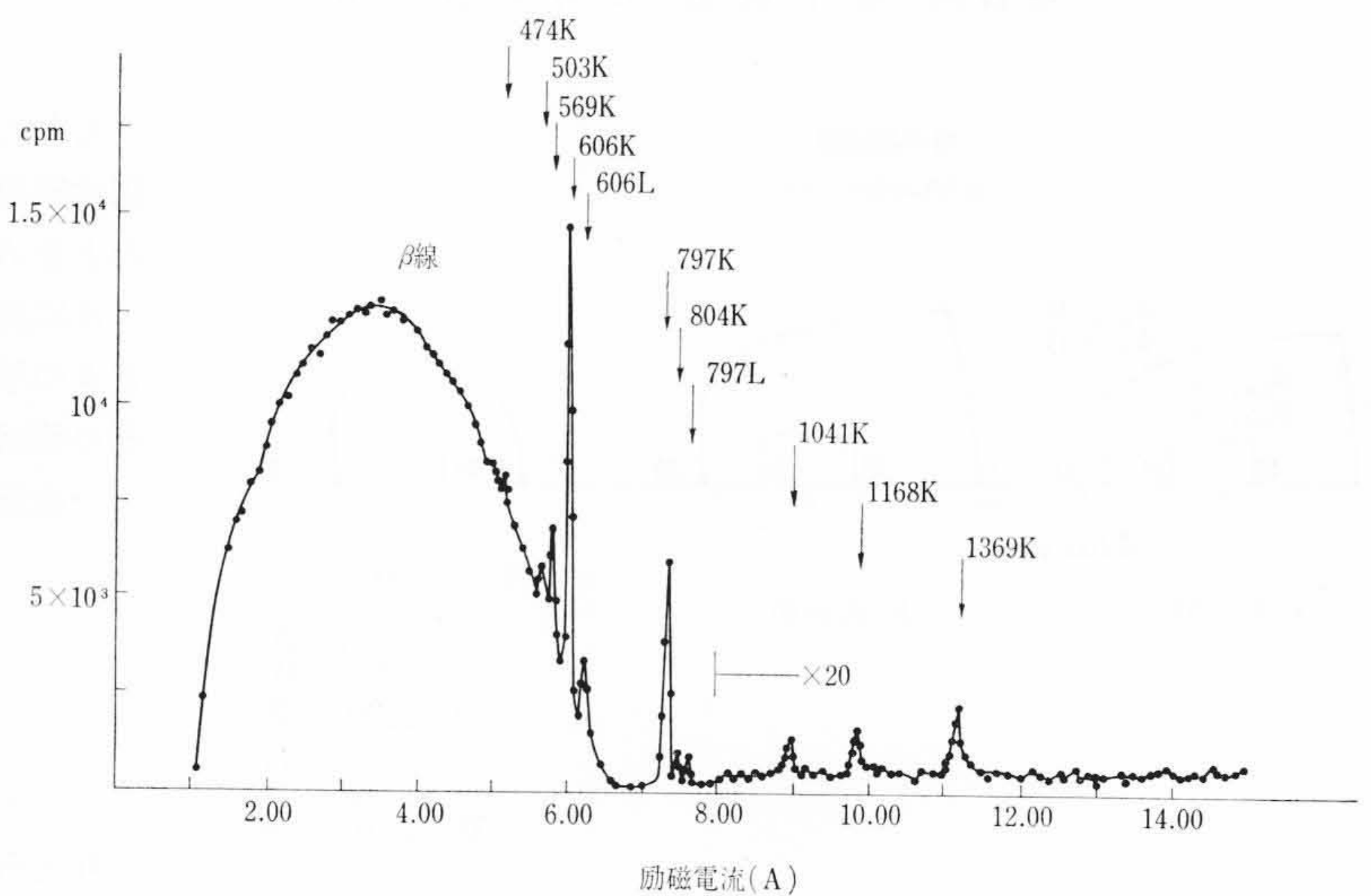
第 19 図 磁極端磁束分布の計算値



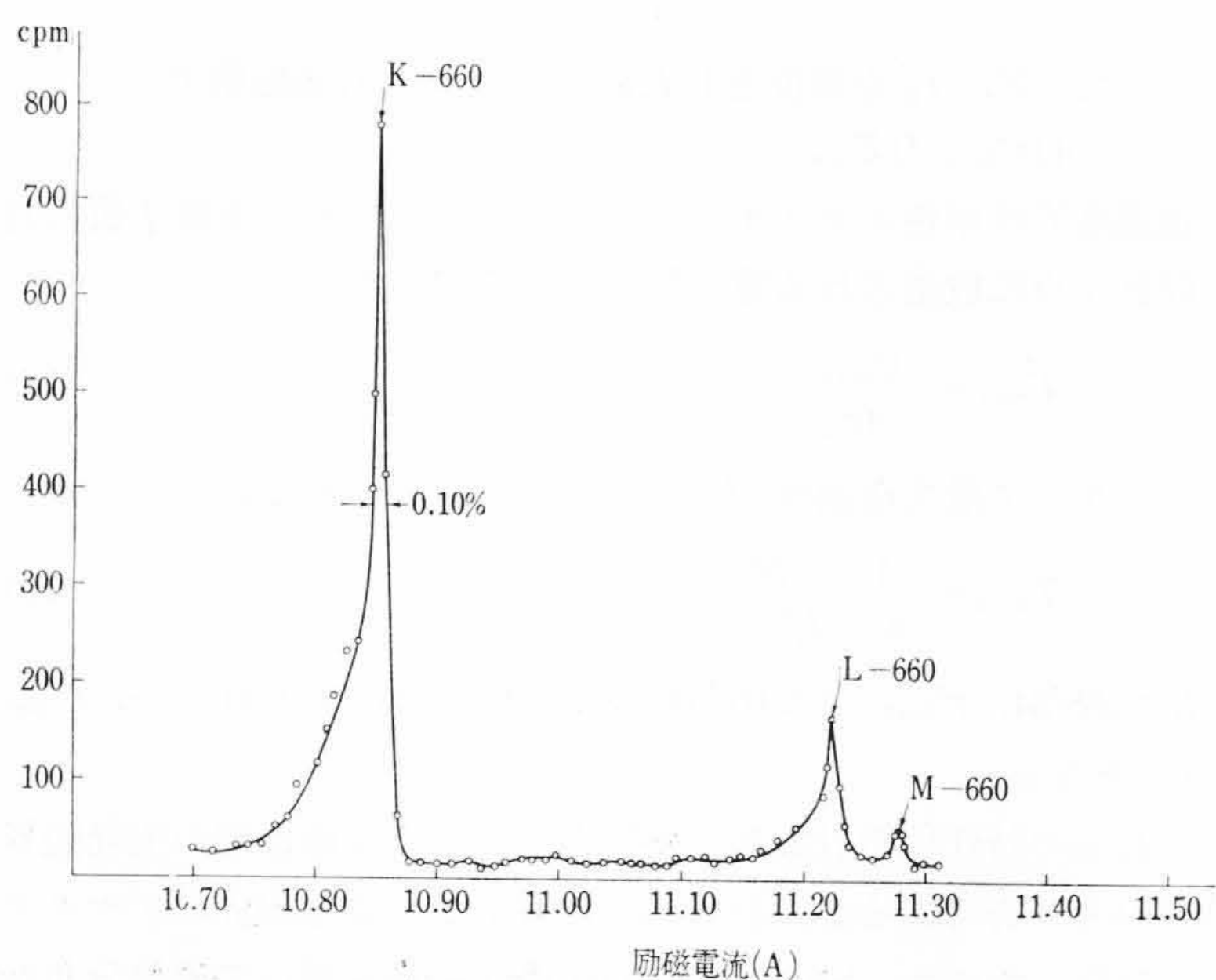
第 20 図 磁極端磁束分布の測定値と計算値の比較



第 21 図 分 解 能 分 布 図 (%)



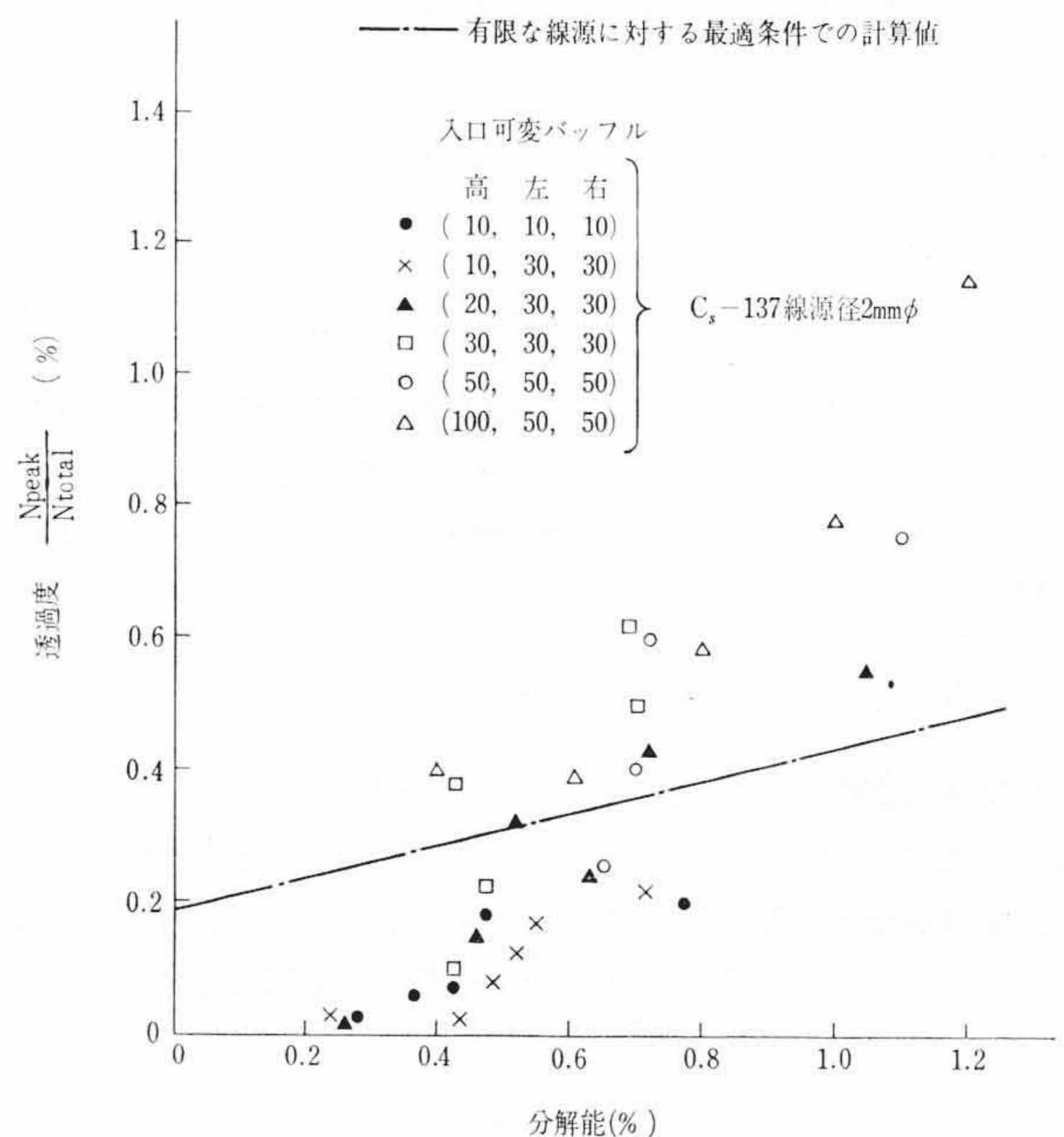
第 22 図 Cs-134 ス ペ ク ト ル 測 定 例



第 23 図 Cs-137 ス ペ ク ト ル

位置を変えて収れん点を求めた) の最良分解能の位置は設計の際に予想した位置から約 10 cm ずれて l_1 が約 49 cm となることがわかった。この差は実際の磁界境界が標準軌道と直交しないで約 10 度ずれていたためのもので、実際の条件を入れて計算を補正すれば l_1 も実測値と 1 cm 以下のずれで一致する。

実測された l_1 すなわち線源の位置を考慮して (11) 式と同様な像



第 24 図 分 解 能 — 透 過 度 曲 線

方程式を作ると次式となる。

$$\Delta x_2^* = - \{ 0.70 \Delta x_1 + 0.185 \varphi^2 + 0.935 \psi^2 + 0.873 \Delta Z_1 \psi + 0.501 (\Delta Z_1)^2 \} \dots\dots\dots (20)$$

もし点源であると

$$\Delta x_2^* = -\{0.185\phi^2 + 0.935\phi\} \dots\dots\dots (21)$$

となり ϕ の分解能に及ぼす影響は ϕ のそれより約 $\sqrt{5}$ 倍も大きい。入口スリットの上下方向の開きが分解能に対し非常に敏感であるという実測結果が理解できる。

(20)式および(14)式で $\phi=3^\circ 20'$, $\psi=1^\circ 23'$, 線源幅 1 mm, 線源高さ 5 mm のときの分解能を計算すると $R \approx 0.05\%$ となる。この条件での実測値は第 23 図に示すように 0.1% であるが, バッフル, シールドなどを最適条件に調整すればさらに理論値に近づけることもできよう。

最大透過度 $T_{\max}$ は(19)式に $l_1=49/34$ を入れて計算すると約 1.2% となる。

検出器の前にスリットを設けている場合は収れん点に集まったすべての電子が計数されるとは限らない。したがってわれわれは, 測定に便利な透過度 T^* として次の定義を用いる。実測された透過度はすべてこの T^* である。

$$T^* \equiv n_e/N_e \dots\dots\dots (22)$$

ここで N_e : 線源より放射される全電子数

n_e : スリットを通して計数されるピーク値

したがって透過度 T^* の測定は線源の放射能の絶対測定と同一線源を用いてスペクトルをとることの 2 段階に分けられる。

われわれは約 20 μC の Cs-137 を用いて次のようにして T^* を測定した。

(i) Au ハクを日立教育訓練用原子炉 HTR⁽⁸⁾ で照射し, その放射能を β - γ 同時計数法で絶対測定する。

(ii) 一定の幾何学的条件のもとで Au-198 の 412 keV の γ 線および Cs-137 の 661 keV γ 線をシンチレーションカウンタで測定し検出器のエネルギー依存性による補正を行なって Cs-137 の線源強度を求める。

(iii) Cs-137 の γ 線の内部転換係数を Rose の表⁽⁹⁾から求めて, Cs-137 の K -内部転換電子の全放射数 N_e を求める。こうして求めた N_e と実際にスペクトロメータで測定したピーク値 n_e から T^* を得る。

$$T^* = \frac{n_e(\text{Cs})}{N_e(\text{Cs})} \dots\dots\dots (23)$$

$$N_e(\text{Cs}) = \frac{N_\beta(\text{Au}) \cdot N_\gamma(\text{Au})}{N_{\text{coin}}(\text{Au})} \cdot \frac{N_\gamma(\text{Cs})}{N_\gamma(\text{Au})} \cdot \frac{\eta(\text{Au})}{\eta(\text{Cs})} \cdot \alpha_K(\text{Cs}) \dots\dots\dots (24)$$

ここで η : γ 線の検出効率

$\alpha_K(\text{Cs})$: Cs-137 の K 殻内部転換比=0.098

したがって(22)式で定義される透過度 T^* は(18)式の透過度 T とは全く同じではなく, 常に $T^* \leq T$ となる。 T^* は測定に便利でありまいさがない。

測定値として $T_{\max}^*=1.14\%$ を得ている。

5. 結 言

β 線スペクトロメータを標準製品として市販しているメーカーはまだ外国でも 1, 2 を数えるに過ぎない。したがってこれまで建設されたほとんどのものは核物理実験研究者の設計になるものであった。幸いにしてわれわれは開発グループを実験する立場の者と純然たる設計技術者で構成でき, それぞれの専門的経験と技術を生かして十分な検討を加えて設計製作できた。これがこの新製品を予期以上にすぐれたものとなし得たと思う。ただ細かい点ではこうした方がよかったと気づく点も二, 三はあげられる。これらの点は今後製作する際に改良してゆきたい。

最後に種々のご助言をいただいた東北大学梶山助教授, 日立製作所神原部長, 田附部長, 逸見課長, および測定に協力された三沢氏, 検出器と計数回路を担当された菅沢氏その他の関係者に厚くお礼申しあげる。

参 考 文 献

- (1) M. Sakai, H. Ikegami, T. Yamazaki: Nuclear Inst. & Methods, 9, No. 2, 154 (1960)
- (2) たとえば C. Geoffrion: R. S. I. 20, 638 (1949)
- (3) L. J. Laslett: MURA-567 (1960-4)
- (4) R. L. Garwin, D. Hutchinson, S. Peummann, G. Shapiro: R. S. I. 30, 105 (1959)
- (5) N. Svartholm: Arkiv Fysik 2, 115 (1950)
- (6) D. L. Judd: R. S. I. 21, 213 (1950)
- (7) H. Ikegami: R. S. I. 29, 943 (1958)
- (8) 吉柳他: 日立評論原子力論文集 9 (昭 37-8)
- (9) たとえば K. Siegborn: Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy, p. 905 (1955)