

## 解 説

## 重イオン・シンクロトロン of 加速器技術と物理・その2 —HIMAC 電磁石の設計と製作：ヒステリシス特性との格闘—

佐藤 健次\*

### Accelerator Engineering and Physics for Heavy-Ion Synchrotron (2<sup>nd</sup> Part) —HIMAC Synchrotron Magnets and an Excitation Curve: A Battle against Hysteresis Characteristics—

Kenji SATO\*

## Abstract

Physical quantities of coercive force, permeability and saturation magnetization of such ferromagnetic materials as laminations for magnets supposedly correlate to each other in physics viewpoint of ferromagnetism. The correlation affects magnetic field distribution depending on excitation levels because the maximum of permeability appears at a middle excitation level between coercive force and saturation magnetization; so that the correlation is helpful for producing magnets with a wide good field region for a broad excitation range in practice of finishing magnets. Dipole and quadrupole magnets of HIMAC synchrotron had demountable pole end pieces of which thickness and shape were adjustable. The adjustments were based on filed measurements and provided high-quality magnets. Taking the correlation into account, such an excitation curve as  $I$  (excitation current) vs  $BL$  (integrated filed) was proposed to be a sum of two independent fractional expressions so as to reproduce measurements well.

日本加速器学会誌「加速器」第3巻第1号の解説では、「重イオン・シンクロトロンの加速器技術と物理・その1—電源と電気回路としての電磁石負荷：コモン・モード・ノイズとの格闘—」<sup>1)</sup>（以下では解説「その1」と略称する）と題して、直流的には2 ppm程度、交流的には0.3 ppm程度の、低雑音のサイリスタ電源が実現出来る、コモン・モード・フィルタを活かした回路が存在することを紹介した。この電源により、磁場の時間的な変動が低減され抑制され、その結果、ビームの挙動は時間的に安定になり、3秒程度の繰返し周期の台形励磁のパルス運転の再現性が高いことを紹介した。これに対して、磁場の空間的な分布の良し悪しは、ビームの品質や共鳴に対する安定性を支配する。特に、シンクロトロンにおいては、入射、加速、取り出し、及び、減速あるいはリセットの過程で、低い磁場から高い磁場までの広い励磁範囲を使用するので、強磁性体である電磁鋼帯の磁化はヒステリシス・ループを描き、磁場の空間分布を励磁の強さに応じて変化させてはゆがめ、また、取り出しエネ

ルギーを可変とするので、ヒステリシス・ループそのものも変化し、磁場分布のゆがみも変化する。さらに、パルス励磁に付随する、例えば、強磁性体内での過渡的渦電流により、空間的にも時間的にも、磁場分布のゆがみが増える可能性がある。こうした空間的及び時間的なゆがみを最小限にするにはどうすれば良いのかを、HIMACシンクロトロンの電磁石の設計、製作、及び、磁極端部形状の調整の実践と、電磁石に関連する物理を反映する励起関数の与え方とに基づいて、本稿で、解説し、その実践とその後の阪大核物セでの研究で確かめられた電磁石に関連する物理に基づいて、次稿では、「重イオン・シンクロトロンの加速器技術と物理・その3—電磁石の設計と製作のための提案：ヒステリシス特性との格闘—」（以下では解説「その3」と略称する）と題して、解説する。なお、本稿と解説「その3」とは不可分であるので、章番号、図面番号、式番号、及び、参考文献番号は通し番号とし、また、本稿のまとめも解説「その3」で述べる。

\* 大阪電気通信大学短期大学部  
Osaka Electro-Communication Junior College  
(E-mail: k-sato@isc.osakac.ac.jp)

### 1. 序論 (本稿に限る)：ヒステリシス特性との格闘

その昔、30年程前、東大核研のSFサイクロトロンのビーム輸送系のスイッチング電磁石で、鉄ブロックで出来た円柱の磁極の電磁石を設計し製作したことがある。その設計に当たり、横軸に磁場を取り縦軸に磁束密度を取った鉄芯の磁化曲線の図において、起磁力であるアンペア・ターンを与えたとき、アンペールの法則から得られる磁束密度と磁場との直線の関係式(以下では、起磁力直線と呼び、(1)式で与えられる。図6(a)参照)と、磁化曲線との交点として、磁極間隙での磁場強度を求めた。そのとき、飽和を避けようとした結果、その電磁石の周辺に設けられた、他の電磁石と比較して、上下ヨークやリターン・ヨークが丸まると太った、いやに重量感のある電磁石を製作した。

HIMAC シンクロトロンで電磁石の設計と製作に関わるまで、これが筆者の経験としては唯一とも言えるものであるが、起磁力直線と磁化曲線との交点として磁場が定まると言う考えは信念に近いものになった。例えば、参考書、スレイター、フランク著、柿内賢信訳、「電磁気学」<sup>2)</sup>の第Ⅵ章の「5. 起磁力」の節では、もれの因子 $\alpha$ を含むときの起磁力直線は、アンペールの回路定理から、

$$\frac{B_1}{\mu_0} = -\frac{l_1}{\alpha l_0} H_1 + \frac{ni}{\alpha l_0} \quad (1)$$

と与えられ、この起磁力直線の右辺の第1項は、間隙を持つ永久磁石の反磁場係数(消磁係数とも呼ばれる)の役割を果たし、この直線とヒステリシス曲線との交点として、電磁石の磁極間隙での磁束密度が定まるとされている。ただし、 $ni$ は起磁力のアンペア・ターン、 $\mu_0$ は真空の透磁率、 $B_0, H_0, l_0$ 、及び、 $B_1, H_1, l_1$ は、それぞれ、磁極間隙と強磁性体内の、磁束密度、磁場、磁極間隙あるいは鉄芯の長さであり、

$$B_0 = \alpha B_1 \quad (2)$$

の関係がある。

熊谷寛夫先生も漏洩磁束を大切な問題とされ、参考書、熊谷寛夫著、「電磁気学の基礎—実験室における—」<sup>3)</sup>の第7章の「§7.5 漏洩磁束の問題」の節では、漏洩磁束比を、もれの因子 $\alpha$ の逆数として、

$$k = \frac{\Phi_i}{\Phi_0} \quad (3)$$

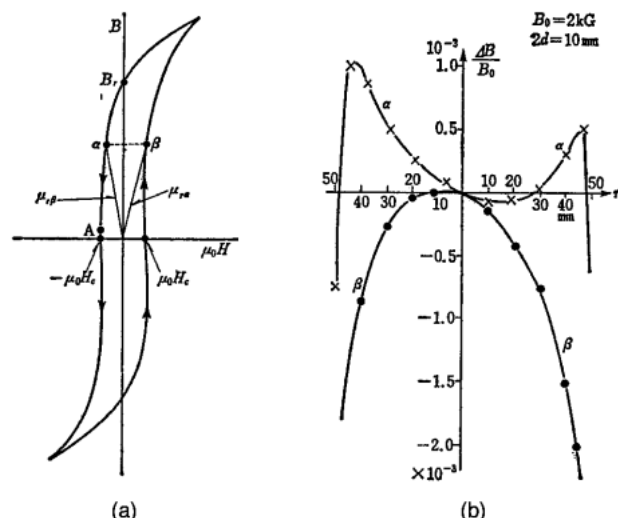


図1 大ヒステリシス曲線と磁場分布<sup>3)</sup>  
(a)磁場分布の測定条件： $\alpha$ 条件は大ヒステリシス曲線の左側でベータ条件は右側、(b)左側の $\alpha$ 条件での皿型分布と右側のベータ条件での帽子型分布

と定義して、単純な形状の電磁石の場合には、 $k$ は3~4になることを指摘されている(もれの因子 $\alpha$ はもれが大きいくほど1より小さくなる)。さらに、「§7.7 磁場分布の履歴現象」の節では、図1の実測データに示すように、大ヒステリシス曲線の左側と右側で、磁極間隙で同じ強さの磁場を発生させたとき、磁場分布が異なる、即ち、ゆがむことが示されている。それによれば、左側では凹みのある皿型の分布で、右側では上に凸の帽子型の分布のゆがみであり、いずれも主成分は六極磁場であり、ヒステリシス特性のため振幅の正負の符号が反転することを示されている。

シンクロトロンの電磁石の運転では、加速に際しては、左側と右側で同じ磁場の強さにすることはないので、ヒステリシス曲線の左側から右側に移り移って行くので、皿型から帽子型へと六極磁場の振幅の符号が反転することが避けられないと、筆者には思える。磁場の強さの如何に拘らず、ゆがみのない平坦な分布にするためにはどうすれば良いのか、あるいは、ゆがみのない平坦な分布が原理的に実現不可能であることが明らかなきには次善の策としてどうすれば良いのかが、電磁石の設計時の問題である。

HIMAC シンクロトロンの電磁石の設計と製作は、板野明史さんを中心とする放医研メンバーの指導の下、メーカーさんによる検討と製作と磁場測定に負っている。性能の高い電磁石で、しかも、多数の電磁石の性能を揃えるための設計と製作の目標とするところ

の一つは、低い磁場から高い磁場までの広い励磁範囲で、より小型の電磁石でありながら、必要とされる空間領域（重イオン・シンクロトロンでは、入射エネルギーが低い上に多重周回入射でエミッタンスが大きいため、その空間領域が広い）に対して、良好な磁場分布を発生させることである。そのため、2次元あるいは3次元磁場解析プログラムによる数値計算により、磁極の断面形状を工夫したり、シムを付けてみたり、励磁コイルの位置や形状を工夫したりした。しかし、設計時点でも、小型化を実現することはなかなか難しく、実際に採用した設計は、偏向電磁石においては、磁極断面は熊谷寛夫先生が提案された B-constant 型に類似しており、四極電磁石においては、SATURNE II の大きなボア径のものに類似しており、既に世の中にある、若干余裕のある設計になった。

しかし、そうした設計で全てが終わった訳ではなく、実物の電磁石では、ヒステリシス特性を特徴付ける、保磁力や最大透磁率や飽和磁化と言う物理量が顔を出しては、図1に示したようなゆがみにより、広い励磁範囲で必要な空間領域に対して良好な磁場分布を実現することを妨げ、また、これらの物理量が使用する材料でばらつくため、性能の揃った電磁石の実現を妨げた。実際問題、ヒステリシス特性は履歴現象のことであるから、電磁石の励磁の履歴が磁場分布に影響を与えることは自明であり、履歴が変化する場合の全ての振る舞いを、2次元あるいは3次元磁場解析プログラムによる精密な数値計算を以ってしても、事前に知ることは困難であることを、筆者は経験した。熊谷寛夫先生による図1の実測データからしても、正負が反転する六極磁場を制御して、BL積やGL積を平坦化するには、実物の電磁石を実際に励磁し、磁場測定を行って、磁極端部の形状や厚さを調整することが必要である（既に出来上がってしまっている実物の磁極断面形状を調整すること等、筆者には思いも及ばない）と思える。これらの調整は、強磁性体である電磁鋼帯のヒステリシス特性と言う磁気的特性との格闘と言えるものであったが、結果的には、ヒステリシス特性による磁場分布のゆがみを低減し抑制出来る実践的な方法が存在し、全くの幸運であった。それと言うのも、若干余裕のある設計が磁極端部の形状や厚さの調整を許し、その調整により、四極電磁石のGL積の分布の高性能化が実現され、また、多数の偏向電磁石のBL積の性能を揃えることが出来た。

しかし、こうした実践的な調整方法が確かに存在するにしても、筆者には、それは次々善の策に思われ、

その方法に頼る限りは、製作に先立って最良の電磁石を設計する手法が見当たらず、それはそれで苛立たしく、潔しとはしない。これに対して、HIMACシンクロトロンの建設当時、筆者は、電磁石の励起関数の式を作成するに当たり、実際の運転で励磁を高めて行く過程のヒステリシス曲線は、大ヒステリシス曲線と乗り移り磁化曲線（図6(a)参照）と呼ぶ、2種類の異なる領域の物理を反映する曲線になると考えれば良いことを発案した。ここで、乗り移り磁化曲線とは、大ヒステリシス曲線の左側から磁場を高めて行くとき、右側の大ヒステリシス曲線にぶつかるまでの磁化曲線を指しており、履歴に応じて異なる曲線になると考えられる。しかし、異なる曲線になるにしても、乗り移り磁化曲線が右側の大ヒステリシス曲線にぶつかる辺りで、透磁率が最大になると考えて良いことに気が付き、そこを境にして物理が異なると考えた。その結果、励起関数が、異なる分数関数の和とすると、少ない個数の係数で、従って、少ない測定点数であるにも拘わらず、高い精度で表現されることを示し、HIMACシンクロトロンではそれを活用している。

その物理は何か、また、物理がどう異なるのかは判然としてはいないが、最近になって、図1の左側と右側の磁場分布の違いと、2つの異なる物理とが関係することに気付いた。即ち、ぶつかる辺りより低い励磁に対しては皿型の磁場分布が現れ、高い励磁に対しては帽子型の磁場分布が現れると素直に考えるだけのことである。そうだとすると、低い励磁と高い励磁の途中で平坦な磁場分布が現れるはずであり、それは、乗り移り磁化曲線が右側の大ヒステリシス曲線にぶつかる辺りと考えられる。ところが、ぶつかる辺りでは透磁率が高いとしたので、それを無限大とすると、磁位ポテンシャルを適用して良いと考えられる。このとき、磁場分布を与えると磁位ポテンシャルを求める式が得られ、その等ポテンシャル面として磁極の3次元形状を知ることが可能となる。この磁位ポテンシャルの計算によれば、1台の電磁石で、Rose shim, B-constant型、及び、Rogowski cutのような形状が一度に含まれており、磁極形状のオン・パレードである。その詳細と、磁位ポテンシャルと3次元磁場解析プログラムによる数値計算との関係については、解説「その3」で紹介する。

本稿では、偏向電磁石と四極電磁石の設計、製作、及び、磁極端部形状の調整の実践と、電磁石に関連する物理を反映する励起関数の与え方を紹介する。

ところで、HIMACシンクロトロンの電磁石の検討や製作や磁場測定は株式会社日立製作所さんが担当

し、その責任者は垣内俊二さんであった。垣内俊二さんは一昨年（2004年）逝去され、今となっては当時のことを詳しく聞くことが出来ない。そうした事情にあることをお断りしておくと同時に、今後のご活躍を期待していた、まだまだ若かった、垣内俊二さんのご冥福をお祈りする。

さらに、本稿の執筆に取り組んでいる現在、悪条件が重なっている。筆者は、定年退職し、新しい職場での勤務を始めたばかりである。引越に当たって、多くの資料や文献を処分し、また、段ボールの箱に詰め込んだまま、新しい住まいの一室に山積みしている。そのため、執筆に必要な資料の多くを簡単には探し出せない状態にある。本稿は筆者の記憶に頼って書かざるを得なくなっており、間違いもあるかも知れない。その点、前以って、大目に見て頂くように、お詫びしておく。

なお、HIMAC シンクロトロンの電磁石の設計と製作と磁場測定の、放医研メンバーの中心は板野明史さんであり、既に、偏向電磁石及び四極電磁石についての報告<sup>4,6)</sup>がなされている。本稿はそれらの報告と同じ測定データに基づいてはいるが、しかし、異なった切り口で解説する。従って、本稿で触れていない内容については、以前の報告を参考にして頂きたい。

## 2. セクター型偏向電磁石

### 2.1 電磁鋼帯の磁気的特性のばらつきの相関とシャッフリングの簡素化

#### 2.1.1 磁気的特性のばらつきに相関がないときには必要とされる高度なシャッフリングは不採用

セクター型偏向電磁石は、0.5 mm 厚さで無機質の絶縁皮膜を持つ、新日本製鐵株式会社さんの無方向性電磁鋼帯ハイライトコア 50H600 を積層して製作することにした。このとき、磁極端部は脱着が出来るようにしておき、磁極端部の厚さを磁場測定により調整することにした（筆者としては磁極端部の形状も調整対象の積もりであったが、その機会はなかった）。特に、閉軌道のゆがみ、COD (Closed Orbit Distortion) が少ないことが肝要であるため、多数の偏向電磁石の BL 積を一致させることが重要であった。そこで、そのうちの1台を基準の偏向電磁石として、他の偏向電磁石の BL 積のずれを測定し、その磁極端部の厚さを調整して、そのずれを極力少なくする方針で臨んだ。

今にして思えば、基準電磁石との差を測定する方法は正解だったようである。その後、阪大核物セに転任

してサイクロトロンに取り組んで学んだことは、電磁石の鉄芯温度の変化で磁場の強さが変化するが、その量が小さくないことである。実際、二宮史郎さんや斉藤高嶺さんにより、サイクロトロンの電磁石の鉄芯温度が長時間 0.01°C（推定値）程度に安定化<sup>7)</sup>され、その結果、世界でも稀な高い品質のビームが長時間安定に得られるようになっていた。極言すれば「サイクロトロンでは磁場の空間分布よりも鉄芯温度が重要」であり、さらに縮めて言えば、「磁場よりも鉄芯温度」である。シンクロトロンでも同じことが言える気がしており、最近、米原博人さんから同様の考えを披露された。単独の磁石毎に磁場を測定するのでは、磁石に応じて鉄芯温度が異なり、測定の精度が保証されないとの気遣いである。従って、基準からの差を、同じ鉄芯温度の下で、測定するのが良い。しかし、当時、筆者が鉄芯温度のことに気付いていた訳ではない。筆者は、1982年に10ヶ月ほど GSI に滞在して、SIS シンクロトロンの高周波加速空洞の開発に取り組んだ。それが縁で、帰国後、GSI の年報や月報を受け取っていたが、そうした報告から、SIS の電磁石グループの皆さんが、差を測定<sup>8)</sup>していたのを知り、それを真似しただけのことである。それにしても、差を測定したのは、全くの幸運であったと思える。

ところで、電磁鋼帯の磁気的特性は揃うことがなくばらつくものと考えられるので、ビーム入射時の低い磁場からビーム取り出し時の高い磁場までの広い励磁範囲に対して、全ての電磁石の BL 積が一致することは期待出来そうになかった。そこで、磁極端部を脱着可能にしておいて、磁極間隙での磁場強度が 1 T となるときに、磁極端部の厚さを調整し、BL 積を一致させるものとした。このとき、磁極間隙での磁場強度が電磁鋼帯内での磁束密度に一致するとすれば、表 1 に示すように、50H600 の場合、ほぼ 1 T で透磁率が最大になっており、本章の第 2.1.2 節での保磁力と最大透磁率と飽和磁化の相関に関する議論から、及び、第 2.5.3 節の測定結果から、この 1 T という値の選択は悪くなかったと思える。

記憶によれば、電磁鋼帯は一巻き 50 ton 程度のコイルと呼ばれるロールとして製作された。その巻き始めと巻き終りの両端の微小試料の磁気的特性が電磁鋼帯のメーカーさんによって測定され、データが添付される。HIMAC シンクロトロンの偏向電磁石 1 台の重量は 20 ton 程度であり、2 台のシンクロトロンの偏向電磁石の総数が 26 台で四極電磁石の総数が 48 台のときの総重量を考えれば、一巻き 50 ton のコイルが多数必要であった。これらのコイルは完全に同じ条

件の下で製作されることがない (HIMAC シンクロトロンでは、荒っぽく言えば、2 度に分けて電磁鋼帯を製作した) とのことで、コイルが異なればその磁気的特性が異なり、しかも、巻き始めと巻き終わりとでさえ異なるとされていた。

当時は、これらの物理量のばらつきはそれぞれ独立してランダムでガウス分布 (正規分布) になると考えられており、相関がないとされていた。実際、それまでに国内で製作された電磁鋼帯の微小試料の測定データから、それぞれの物理量のばらつきを評価すると、ガウス分布となっているようであった。もちろん、こうしたガウス分布は全てのコイルを同時期に一貫して製作したときの話であり、製作時期を違え原材料を新しくすると、これらの物理量は異なるようであった (どの程度なのかについては手もとに資料もなく記憶もない)。

ずれがランダムであり、磁場測定によって BL 積を一致させると言う手続きを踏まず (一致させるのが一般的かも知れないが、筆者は浅学にして、一般的かどうかを知らない。ここでは、例えば、使用する電磁鋼帯の重量を同じにする製作方法を想定しておく) に、数多くの電磁石を製作する場合、それらの BL 積を揃えるためには、電磁鋼帯を積層するに際して磁気的特性のばらつきを平均化する必要がある。そのため、1 台の電磁石を製作するに当たり、異なるコイルの電磁鋼帯を混ぜ合わせシャッフリングして積層するのが解決策である。それにしても、メーカーさんの説明を聞けば聞くほど、シャッフリングは手間の掛かる作業であり、人力であっても、あるいは、それ専用の装置を製作しても、時間と費用を要するものであった。製作費を安く上げる方法はないかと頭を悩ませているうちに、次の第 2.1.2 節で紹介するように、GSI の年報が届き、磁気的特性のばらつきに相関があることに気が付き、その相関に基づけば、高度なシャッフリングは不採用として良いことに気付いた。

### 2.1.2 磁気的特性のばらつきに相関があることを期待させるデータ

BL 積を 1 T で揃えることを利用して、何とか、シャッフリングを少しは簡素化する方法はないかと考えてみたところ、強磁性体のヒステリシス特性を特徴付けている物理量である、保磁力と最大透磁率と飽和磁化との間に相関があれば良いことに気付いた。即ち、1 T という中間的な磁場強度で磁極端部の厚さを調整して BL 積を揃えるが、そのときの透磁率はほぼ最大値を示し、低い励磁での保磁力と高い励磁での飽和磁化と言う磁気的特性に相関があれば良いことになる。

表 1 異なる品番の電磁鋼帯の保磁力と最大透磁率。ただし、新日本製鐵株式会社無方向性電磁鋼帯カタログ<sup>10)</sup>に基づいて筆者が読み取った

品番	保磁力 A/m	最大透磁率
50H230	27	11,800 at 0.96 T
50H250	22	11,200 at 0.82 T
50H270	30	11,400 at 0.81 T
50H290	22	11,700 at 0.90 T
50H310	36	8,300 at 0.59 T
50H350	48	7,000 at 0.65 T
50H400	47	7,500 at 0.83 T
50H470	61	5,700 at 0.88 T
50H600	70	5,300 at 0.97 T
50H700	106	4,500 at 1.31 T
50H800	107	4,500 at 1.31 T
50H1000	130	4,000 at 1.32 T
50H1300	140	3,700 at 1.33 T

これらの物理量のばらつきは大ヒステリシス曲線の違いとして説明されるが、そのとき、大ヒステリシス曲線は何らかの物理に支配されていて、その結果、これらの物理量には相関があると考えた。

例えば、参考書、近角聰信著、「強磁性体の物理 (下)」<sup>9)</sup>の「§ 18. 技術磁化過程, (f) ヒステリシス・カーブの形」の節では、技術磁化にはさまざまな機構があり、どの機構が優越しているかによってヒステリシス・ループの形も自然に異なるとされている。筆者には理解出来ない複雑な世界ではあるが、何らかの物理があり、その物理に基づく限り、保磁力と最大透磁率と飽和磁化と言う物理量の間には何らかの相関があるものと考えた。

そこで、表 1 に示すように、カタログ<sup>10)</sup>から一連のハイライトコアの異なる品番の電磁鋼帯の保磁力と最大透磁率とを筆者なりに読み取り書き出して見たところ、保磁力が小さい電磁鋼帯は最大透磁率が大きくなるような特性を示すことが読み取れる。異なる品番であっても、こうした相関があることからして、1 つの品番を選んだ場合、同一の手順で大量の電磁鋼帯を一貫して製作する限りにおいては、強い相関があることが期待される。ただし、これらのカタログ・データでは、飽和磁化については、電磁鋼帯内の磁束密度が 1.5 T のとき測定が打ち切られており、それを最大励磁としてヒステリシス曲線を描かせており、そのときの保磁力が表 1 に示した値である。このため、飽和磁化そのものの値を知ることは出来ず、表に書き込むことが出来ず、決定的な結論は得られなかった。

表2 SISの電磁鋼帯の磁気的特性の測定データ<sup>11)</sup>。ただし、元のデータを筆者により保磁力の小さい順に並べ替えて示してある

Batch	Hc(A/m)	B(T) at A/m				
		50	700	4000	8000	25000
8323-5250	58.31±3.64	0.232	1.369	1.646	1.749	1.982
6997-7027	59.23±3.79	0.221	1.391	1.648	1.750	1.981
7343	63.13±3.57	0.189	1.384	1.649	1.752	1.983
7499-7501	64.35±3.76	0.181	1.375	1.651	1.754	1.985

そうこうしているうちに、GSIのSISの電磁鋼帯の試料の磁気的特性の実測データ<sup>11)</sup>が年報に掲載された。著者の一人はLangenbeckさん(解説「その1」で既に登場済み)で、筆者が、1982年に10ヶ月ほどGSIに滞在したとき、居室を共にした、電磁石の研究者である。そのデータを表2として示してあるが、飽和磁化についても相関があることに気付いた。

保磁力の小さい順序に並べてみると、その順序は、磁場が50 A/mのときの磁束密度の大きい順序となっており、また、4000 A/mや8000 A/mのときの磁束密度の小さい順序になっている。単純にはランダムとは言えない、こうした結果が得られているのも、測定精度が国内の微小試料の測定よりも一桁高いためではないかと思われる。しかし、保磁力の実測データをみると、その測定誤差は、測定値の最小桁より二桁大きい。このように限られた測定ではあるが、そのデータから見て、相関があると考えて良い。表1と表2を組み合わせて考えると、例えば、保磁力と飽和磁化との夫々を独立に評価するのは不十分であり、次の第2.1.3節に述べるように、相関があるものとして、2つを一組にして評価すべきことになる。

ところで、電磁鋼帯のメーカーさんには、磁気的特性の測定精度の一桁程度の向上を望みたいが、後ほど述べる電磁石の磁場測定では、明確な相関を示すBL積のずれが直線の周りに分布することからして、BL積の測定の精度の高さには驚かされるものがある。

### 2.1.3 相関があるときのCODを減らす電磁石の配置の方法とシャッフリングの簡素化

このように、相関があるということになれば、直ちに思い浮かぶことは、磁極端部の厚さを調整してBL積を1 Tで揃えると、低い磁場強度と高い磁場強度でのBL積のずれが相関を持つことである。ずれの相関が線形関係にあるとすれば、全ての電磁石のBL積のずれの極限として、最も低い励磁レベルと最も高い励磁レベルだけを2次元スキャッター・プロットする

と、直線の周りに分布することになる。そうなっているならば、複数ある電磁石の中から、適当なずれの電磁石を選んで組み合わせ、シンクロトロン加速器内に適切に配置すれば、1 Tでは揃えているので、ほとんどの励磁レベルに対して、従って、ほとんどのエネルギーに対して、CODを小さくすることが出来る。

また、こうした相関があれば、1 Tで磁極端部の厚さを調整してBL積を一致させるのであるから、シャッフリングはそこそこで済ませて良いと考えられる。当時、筆者は、メーカーさんとの打ち合わせの席上で、シャッフリングには余り凝らずに適当にやって下さいと発言した記憶があり、その良否に拘泥しなかった。そのため、実際にどうシャッフリングされたかの記憶がなく、垣内俊二さんがご存命であれば、シャッフリングの程度についての詳細を教えて貰いたいところであるが、今となっては、それも叶わない。本稿ではここまでの話に止めさせて頂く。

## 2.2 セクター型偏向電磁石の製法：側板の千鳥溶接と柔らか構造の偏向電磁石

### 2.2.1 溶接ひずみ取りのためのピニングを嫌うセクター型の選択

先ず最初にお断り。セクター型偏向電磁石の平面図、側面図、及び、断面図をお示ししたかったが、原図から、以下に説明する内容に沿った図面に書き直すことが、筆者の力不足で、困難であった。理解し難い、言葉ばかりの説明で申し訳ない。お詫びする。

電磁鋼帯をそのままアーク状に積層すると矩形電磁石の一種でサジッタが小さいものとなる。しかし、斜め入射や斜め出射であるため、出入り口では四極磁場に相当する集束や発散の作用を持つことになる。このとき、入射角度や出射角度が励磁の強さに依存して変化する可能性もあるとの指摘があった。3次共鳴を利用した遅いビーム取出しでは水平方向のチューンの精度に対する要求が厳しく、また、取り出しエネルギーも変化させるので、実際に入出射の角度の変化が起これば、集束や発散の作用が励磁の強さで変化し、さらには、恐らく六極磁場も存在し、それがまた、励磁の強さで変化する恐れがあると考えた。そこで、こうした変化を避けるために、セクター型にすることにした。

偏向電磁石は上ヨークと下ヨークとに分離して製作し、上下をボルトで締め上げて一体化する構造を採用した。このとき、電磁鋼帯を積層してセクター型にするためには、所どころに、前以って楔形に加工した、電磁鋼帯を積層してグルーイングした塊りを挿入する必要がある。かつ、全体を1個の電磁石にするた

め、上ヨークあるいは下ヨークの鉄芯の上面あるいは下面、及び、側面の内側や外側に側板を設けて溶接し、一体化する必要があった。

このとき、側板を溶接することで、溶接ひずみが生じ、そのひずみ取りを行う必要がある。ひずみ取りの方法はピニングと呼ばれているようで、道路工事でコンクリートの破碎に使用されている、ダダダツと叩く工具（最近はほとんど見かけない気がする！）で、溶接箇所を叩くとの説明を受けた。しかし、筆者は実際のひずみ取り作業を見たことがないので、その詳細を説明出来ない。ところで、セクター型にするために持ち込んだ楔形の塊りは、上面や下面、及び、側面の内側や外側に設ける側板に溶接されている箇所と溶接されていない箇所が存在する。それをピニングすると、楔形の塊りが暴れて踊り出し、かえって、電磁石の形状がゆがみ、磁場分布が乱れる恐れがあった。

## 2.2.2 千鳥溶接で柔らか構造の電磁石を架台込みで一体化して丈夫にする方法を採用

そこで、電磁石の製作方法について文献調査をしたところ、側板の全周溶接以外に、電磁鋼帯の全てをグルーイングで固めて側板そのものを不要にする方法や、コンクリートで固める方法の他に、側板の千鳥溶接の方法があることを知った。

この最後の方法は良さそうだと思い、放医研としては側板の全てを千鳥溶接することを提案した。その場合は、柔らか構造の偏向電磁石となるので、上ヨークと下ヨークとをボルトで締め上げて一体化しても、なお、柔らか構造であると考えて、それを、頑丈な架台の上しっかりと固定して、架台込みで電磁石として一体化する方法を提案した。

この提案に対して、メーカーさんとしてはそんな製作方法の経験がなく、柔らかくなり過ぎても困るので、千鳥溶接を採用するものの、より頑丈な電磁石を製作したいとのことで、可能な限り千鳥溶接の箇所を減らしたいとの希望があった。そこで、複数ある側板の幾つかに対しては全周溶接し、しかし、ピニングは行わず、上ヨークと下ヨークとをボルトで締め上げて溶接ひずみを矯正するとして、先ず1台目の電磁石をピニングなしで製作してみた。しかし、励磁なしの状態では、上ヨークと下ヨークとの間には僅かではあるが隙間が見え、励磁するとその隙間が狭くなることが観測された。即ち、ボルトだけでは溶接ひずみを取り切ることが出来ず、その矯正は不可能であった。そこで、千鳥溶接の箇所を増やす一方で、全周溶接の箇所を減らし、ボルトを強力にすると同時に、その本数を増やし、2台目の電磁石をピニングなしで製作し

た。しかし、それでも、不十分であった。

結論から言えば、放医研の提案通り、全ての側板を千鳥溶接し、ピニングなしとする方法で、残りの偏向電磁石の全てを製作した。なお、最初の2台の電磁石は、2台のシンクロトロン磁場クロック発生用のモニター電磁石に使用しており、また、その一方は、BL積のずれの測定に際しての基準電磁石として使用した。即ち、使い道があることを念頭において、メーカーさんには2回の挑戦をお願いした次第である。

## 2.3 磁極断面の形状と脱着可能な磁極端部の構造

### 2.3.1 セクター型偏向電磁石の磁極の構造

磁極断面の形状の出発点に、板野明史さんは、熊谷寛夫先生が提案されたB-constant型に類似した形状を採用した。磁場強度の可変範囲が広いだけに、この選択は賢明であった。最終的には、良好な磁場領域にほぼ一致する磁極先端部の平坦な幅に対して、B-constantを実現するための磁極の根元の幅は1.25倍（逆数は0.8である）程度に広くした。この辺りの比の値は、熊谷寛夫先生の参考書や他の文献で見掛ける電磁石の形状に近く、それで良かったと思える。このとき、磁極の根元の広い幅から先端部の平坦部の狭い幅への繋ぎの形状には、Rogowski cutとして知られている滑らかな曲線が選ばれた。

ところで、ビーム進行方向の両端、即ち、ビームの出入り口部分には端板を設けるが、脱着可能な磁極端部を設けることもあり、磁極及びヨークで電磁石本体として積層する電磁鋼帯のビーム進行方向の両端の電磁鋼帯は、端板とは直接溶接出来ない。それでは、電磁鋼帯の両端の機械的な強度が不足し、パルス励磁では電磁鋼帯がバラバラに剥離する可能性がある。これを避けるため、図2に示すように、積層する電磁鋼帯の両端部分はグルーイングにより固めてやって機械的

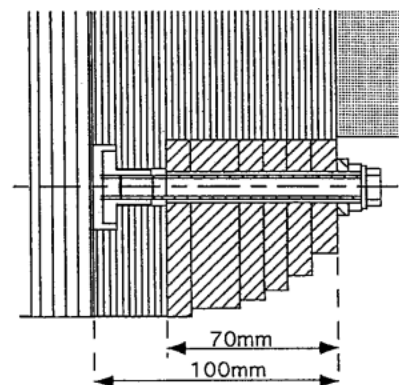


図2 HIMACシンクロトロンセクター型偏向電磁石の磁極端部の側面形状<sup>6)</sup>

な強度を持たせ、上ヨークでは、その上部を端板で押さえ、下ヨークでは、その下部を端板で押さえる構造とした。それと同時に、脱着可能な磁極端部を固定するため、このグルーイングで固めた磁極の裏側には凹みを設け、その凹みに、磁極端部固定用のナットのための座金をグルーイングし、それが動くことがないようにした。このとき、グルーイングで固めた磁極には、ボルトのための通し穴を設けた。座金がボルトに負けることがあってはならないとの思いで、両者の材質について議論したが、何を選択したのかの記憶がない。

このように、両端をグルーイングし、前以って固めておく方法は、MGのローター部分の製作に当たり採用されていることを、メーカーの現場の方に放医研まで出向いて貰い、教えて貰った。即ち、ローターは電磁鋼帯を積層して製作するが、その両端が剥がれ易いとのことで、両端部分は前以ってグルーイングで製作しておき、その間に電磁鋼帯を積層した後、全体をエポキシ樹脂にどぶ漬けて、一体化するとのことであった。両端部分をグルーイングで製作しておく方法は賢いやり方で、電磁石でも必須の方法と考え、採用させて貰った。なお、電磁石本体の両端のグルーイングは偏向電磁石のみならず四極電磁石でも採用している。

偏向電磁石の脱着可能な磁極端部は、積層した電磁鋼帯を加工して Rogowski cut に基づいて定めた踏み面（ふみずら）と蹴上げ（けあげ）を持つ階段状の塊りとして、グルーイングで製作している。このとき、4本のボルトの通し穴を設け、電気的な短絡を避けるため、絶縁物を被せた通しボルトで、ナット座金に締め込んで、磁極端部を固定している。なお、この磁極端部の厚さについては BL 積の測定に基づいて調整したが、形状については調整を行わなかった。

四極電磁石でも、脱着可能な磁極端部は、積層した電磁鋼帯を、踏み面と蹴上げを持つ階段状の塊りとして、グルーイングで製作した。このような階段状の形状を選択したのが幸いし、第3章の第3.4節で述べるように、磁場測定により、階段状の形状を調整し、GL 積の良好な分布を実現することが出来た。

### 2.3.2 B-constant 型に類似した断面形状に関する考察

セクター型偏向電磁石を何とかして小型化したいとの思いで、板野明史さんは、磁極断面形状の根元の幅をより狭くする設計に取り組み、磁場解析プログラムを用いた数値計算により、シムを付けてみたり、Rogowski cut のパラメータを調整してみたり、両者

を組み合わせたりがしたが、飛び抜けて高性能の解を与える形状を得ることは困難であった。その辺りの事情を理解するために、ここで、熊谷寛夫先生の電磁石に対する考えを振り返っておこう。

参考書、スレイター、フランク著、柿内賢信訳、「電磁気学」<sup>2)</sup>の第Ⅵ章の「5. 起磁力」の節で議論されているように、起磁力の大きさが与えられているとき、磁極間隙の磁束密度を強くするには、強磁性体の磁化が飽和しないようにすることが必要で、そのためには、(2)式から知られるように、もれの因子  $\alpha$ （もれが大きいくほど1より小さくなることを第1章で述べた）は1に近いことが望ましいとされている。即ち、強磁性体が飽和することと、飽和すると、もれの因子が1近くに大きくなるのか、それとも、1より小さくなるのかとは、直接、関係がないような説明になっている。読み方によっては、飽和していても、もれがないように出来ると言う説明とも受け取れる。

実際、飽和がなく、かつ、強磁性体の透磁率が大きいときには、強磁性体内の磁場の強度が小さくなるので、(1)式において

$$H_1 = 0 \quad (4)$$

とすると、(2)式より、磁極間隙での磁束密度として、もれの因子の大小に拘わらず、

$$\frac{B_0}{\mu_0} = \frac{\alpha B_1}{\mu_0} = \alpha \frac{ni}{\alpha l_0} = \frac{ni}{l_0} \quad (5)$$

のように、起磁力と磁極間隙で定まる強さが得られる。筆者は、第1章で、(1)式の起磁力直線と磁化曲線との交点として磁場が定まると述べたにも拘わらず、それとは異なる事態が生じることになる。この(5)式の最左辺と最右辺とが等しいと言う式自身は、通常のアムペールの回路定理で、良く見掛けるものであるが、もれがあっても、飽和がなければ、同じ式が得られる点では考えを変える必要がある気がする。それにしても、不思議なことになっているものである。

筆者は、図1のように、大ヒステリシス曲線の左側で皿型の磁場分布になったり、右側で帽子型になったりするの、単純に磁束のもれの大きさが関係するためであると思っていたが、どうもそうではないらしい。例えば、右側では飽和に向かい、そのときの、僅かなもれの大小が関係して、帽子型の分布になるらしい。

こうした振る舞いは熊谷寛夫先生が常日頃指摘されていたことのように、日本物理学会誌第11巻、第3号、熊谷寛夫著、「電磁石の設計について」<sup>12)</sup>の「§5.



漏洩磁束はどうしてできるのか」の節では、磁束のもれは、鉄の磁化が飽和値になることで生じていると考えられ勝ちだが、そうではなくて、鉄の中の磁場を外側の磁場に比較して非常に小さくするために生じていると述べておられる。また、参考書、熊谷寛夫著、「電磁気学の基礎—実験室における—<sup>3)</sup>」の第7章の「§7.5 漏洩磁束の問題」の節では、強磁性体の透磁率が大きければ大きいほど、磁束のもれが大きくなることを指摘されている。

それでは、透磁率が大きく、そのため、磁束のもれが大きいのはいったい何処なのかと考えてみると、乗り移り磁化曲線が右側の大ヒステリシス曲線にぶつかる辺りである。図1で言えば、左側でもなく、右側でもなく、両者の間の途中であり、そこでは、恐らく、磁場分布が平坦になっていると考えられる。透磁率が大きいときには、磁束のもれが大きい、(4)式より、磁極間隙の磁場はそのもれとは無関係に定まり、かつ、磁場分布は平坦になる。またまた、不思議なことになっている。

実際には、強磁性体は飽和特性を示し、磁場強度を高くすると、透磁率が小さくなることもあって、もれの因子が小さくなるが、磁極形状を工夫して、もれの因子を1に近く出来れば、磁極間隙に強い磁束密度が得られることになる。このため、飽和する場合は、磁束のもれが少ない磁極形状にすることが望まれる。

この指摘からして、磁極間隙での磁束密度が最大のときに鉄芯内の磁化が飽和するのが効率的であり、日本物理学会誌第14巻、第4号、特集「磁場の生成と測定」の第1部の、熊谷寛夫著、「1 磁場生成の概要」<sup>3)</sup>の一節にて分類されている3通りの使い分けを表3に示すが、その1つのB一定型、即ち、B-constant型が最善であると考えられる。

さて、飽和する場合には、もれの因子が1に近いほど磁極間隙には強い磁束密度が得られることになるが、その漏洩は励磁コイルの配置にも支配されており、漏洩を少なくするには、磁極間隙を励磁コイルが取り囲んでいるのが良いことが、日本物理学会誌第11巻、第3号、解説「電磁石の設計について」<sup>12)</sup>の「§6. 鉄心とコイルの相対位置」の節で述べられている。

表3 磁場の強さに応じた磁極形状の3通りの使い分け<sup>13)</sup>

B 増加型：鉄の飽和値以下の磁場で使う
B 一定型：鉄の飽和値までの磁場で使う
B 減少型：鉄の飽和値以上の磁場で使う

こうした条件を満たすには、励磁コイルは密に磁極とリターン・ヨークの間の空間を占めるのが良いことになる。そのような空間占積率の高い励磁コイルを実現するには、ビーム進行方向で電磁石の出入り口では励磁コイルが逃げる必要があり、鞍型の構造にすることが最善であり、それを採用した。

ただし、解説「その1」で議論した、電気回路としての電磁石負荷の観点からは、空間占積率の高い励磁コイルを採用すると、励磁コイルとリターン・ヨークとの間の静電容量が大きくなるため、最善の解と思えず、頭を痛めた記憶がある。さらに、その後、励磁コイルの発熱で電磁石の鉄芯温度が変化することを、阪大核物セのサイクロトロンで経験する事態になり、その点からも、空間占積率を高めると鉄芯温度が上がり易いことを知り、空間占積率を高めるだけが電磁石の設計の全てではない気がしている。

#### 2.4 設計時の見落とし：励磁コイルが動く！

真空容器を組み込んで、シンクロトロンらしい形がそれらしく見え始めたところで、電磁石の励磁試験に着手した。そして間もなく、偏向電磁石の励磁コイルがパルス運転に同期して動いているとの報告を受けた。長さが3mで長尺の偏向電磁石の励磁コイルは、電磁石の出入り口の端部で固定してあるものの、中央部付近では固定していなかった。設計時点で、励磁コイルの動きを多少は気にしたとは思いますが、励磁コイルは全体をグラス・ウールでテーピングしてエポキシ樹脂で固めるので、剛体と考えて、端部で固定すれば十分であると判断したものと思われる。いずれにしても、励磁コイルの動きをメーカーさんとの打ち合わせの対象にした記憶がなく、全くもって筆者の見落としであった。

そこで、励磁コイルを固定する作業に取り掛かることにしたが、せっかく組み上げたものを、真空容器を始めとして全てをばらばらにばらし、励磁コイルを固定した後、再び、一から組み上げ直すことは、日程的にも費用的にも辛かった。現場で作業するとき不測の事態が発生するかも知れないと言うことであれこれ思いを巡らしたが、とにかく落ち着いて落ち着いてと自分に言い聞かせ、真空容器等には手を付けずそのまま組み込んだ状態で、現場で、励磁コイルを固定する作業を行うことを決心し、その旨をメーカーさんに指示した。そこで、偏向電磁石の上ヨークについては現場で取り外した後裏返し、下ヨークについては組み上げた位置と姿勢のまま、励磁コイルを固定する作業を行った。

電磁石を担当されたメーカーさんと真空容器を担当

されたメーカーさんとの協力の宜しきを得て、比較的短期間で、励磁コイル固定の作業を終えることが出来た。この作業以来10年強の間、その見落としを思い出しては大阪の地から何事も無いようにと祈る気持ちで東の方角を仰ぎ眺めていたが、これと言ったトラブルもなく順調に運転されており、ホッとしている次第である。

なお、次の第2.5.2節に述べるように、シンクロトロンとして組み上げる前に、BL積の測定のため励磁電流を時間的に変化させたが、励磁コイルの動きに気付かなかった。それは、電流の時間変化がゆっくりと遅く、励磁コイルの動きも大きくなかったためと思われる。

## 2.5 BL積のずれの測定データに基づいてCODを減らす配置+「しかしながら！」

### 2.5.1 静磁場の下でロング・サーチ・コイルを引き抜く測定方法は不採用

BL積は粒子が偏向電磁石の磁極間隙を通過するときの運動を支配するので、その絶対値を知る必要があるが、その絶対値を測定する方法は1つしかないと考えられる。偏向電磁石の粒子の進行方向で磁場が存在する範囲をカバー出来るような、長尺のロング・サーチ・コイルを所定の位置に置き、電磁石を一定の電流で励磁した状態で、ロング・サーチ・コイルをフィールド・フリーの磁場がない位置まで引き抜き、そのとき、ロング・サーチ・コイルに誘導される電圧を時間的に積分し、最初の所定位置でのBL積を求める。BL積のずれを測定するためには、2台の電磁石を直列に繋いで励磁しておき、その一方を基準電磁石として、それぞれの電磁石に設けたロング・サーチ・コイルを引き抜き、そのとき、誘導される電圧の差を積分してやれば良い。このとき、2つのロング・サーチ・コイルの動きが多少違っていても良く、最初と最後でしっかり静止してさえいれば良く、その点では、なかなか優れた測定方法に思えた。GSIのSISの偏向電磁石は、この方法で磁場が測定された<sup>8)</sup>。我々はロング・サーチ・コイルを引き抜く測定方法を採用しなかったので、第2章の第2.1.1節でGSIのSISの方法を真似したとは述べたが、実際に我々が真似したのは、基準電磁石との差を測定した点に限られている。

磁極とヨークの断面がH型の偏向電磁石の場合には、こうした磁場測定装置を製作するのが簡単ではない。軌道長が約3mであるため、4m程度の長さのロング・サーチ・コイルが必要であるが、H型であるため、ビームの進行方向に引き抜き必要がある(C

型であれば横に抜くことが出来る気がして羨ましかった)。しかも、ロング・サーチ・コイルを軌道の曲率半径に沿って湾曲させる必要があり、それを磁場がない位置まで、ビームの進行方向に、直線的に引き抜く(粒子の円軌道と同じ円弧に沿って引き抜く必要はない)とすると、例え元々のロング・サーチ・コイルの位置が中心軌道上であっても、リターン・ヨークなど、何処かにぶつかりそうである。そうかと言って、円弧に沿って引き抜こうとすると、そのガイド・レール他のガイドの方法が複雑になる。また、ロング・サーチ・コイルの変形も避けたいが、頑丈に作ると、その重量も重くなる。それを円滑に移動させるには、ロング・サーチ・コイルをエアークッションの上に乗せて、即ち、ホバークラフトのような装置にする必要がある。ガイド・レールだとか、ホバークラフトだとか、小難しい話が続き、その実現可能性を考えれば考えるほど、残念と言うか悔しいと言うか、別の方法で磁場測定を行うことを検討する次第になった。

### 2.5.2 ロング・サーチ・コイルを静止して磁場の励磁を時間的に変化させる測定方法を採用

BL積の絶対値を測定することは出来ないが、それなりの測定方法が存在する。ロング・サーチ・コイルを所定の位置で静止させておいて、電磁石の励磁電流の強さを時間的に変化させるのである。この測定方法では、ロング・サーチ・コイルに誘導される電圧を時間的に積分してやれば、励磁電流の初期値でのBL積と励磁電流の最終値でのBL積との差を知ることが出来る。このとき、当然のことであるが、実際に使用したい励磁電流の範囲の最小値よりも、励磁電流の初期値が低いことが望まれ、また、初期値でのBL積が小さければ小さいほど、最終値でのBL積の値に近いものが測定される。そのためには、電源に要求される電流の可変範囲を広くする必要があるが、一般的に励磁電流が低いほど電流の安定度が悪い(電流の安定度は最大電流で表現されるのが一般的と聞いており、小さい電流での安定度は、例えば、仕様書では読み切れないことが多い。解説「その1」で紹介した性能も同じ事情にある)こともあり、精度の点で、これはこれで問題がない訳ではない。

そこで、電源の電流の可変範囲は当初の設計通りとし、励磁電流の初期値は入射時の値とし、測定出来る最小の励磁電流としては、高めの値を選ぶことにした。その結果、入射近辺での磁場での測定が行えないと言う欠点を有するものの、ロング・サーチ・コイルを引き抜く方法の測定装置の複雑さと比較して簡単であると考え、結局、この測定方法を選んだ。

この方法で、BL 積のずれを測定するためには、2 台の電磁石を直列に繋いで、その一方を基準電磁石として、励磁電流を時間的に変化させ、それぞれの電磁石に設けたロング・サーチ・コイルに誘導される電圧の差を時間的に積分してやれば良い。ただし、このとき積分された電圧は、2 台の電磁石のそれぞれの初期値での BL 積の下駄を履いており、測定データを解釈するに当たっては、この下駄を常に念頭においておく必要がある。特に、2 台の電磁石で下駄が異なる可能性があることにも留意する必要がある。何だかんだと言いながら、筆者には、実際に下駄を評価した記憶がない。いい加減なものである。

### 2.5.3 測定結果

こうした磁場測定の方法で、板野明史さんは、電源の電流の最小値は入射時の 0.1 T に相当する 130 A とし、BL 積の差の測定は、0.3 T 相当の 300 A から始めて、1.5 T 相当の 2050 A までとした。磁極間隙での磁場強度が 1 T になる励磁電流で、BL 積にずれがないように、被測定電磁石の磁極端部の厚さを、出入り口の両方で、均等に調整した。均等とは言っても、0.5 mm という有限の厚さの電磁鋼帯であるから、もちろん、その厚さの範囲内の精度のことである。その調整の後、低い励磁電流と高い励磁電流とで BL 積のずれを測定した。その測定結果を、全数 24 台の電磁石に対して、図 3 に、2 次元スキャット・プロットとして示す。この図から、若い番号の 3~7 と大きい番号の 8~26 との間には、特に、横軸でのギャップ、従って、高い磁場での BL 積にずれが見られる。その原因は、電磁鋼帯を 2 回に分けて製作し、若い番号の電磁鋼帯は、大きい番号の電磁鋼帯に先立って製作したことに求められそうである。しかし、大きい番号については、右下がりの傾向にあり、これは、表 2 の GSI の SIS の測定データ<sup>11)</sup>から読み取った相関と一致すると判断した。

このように、シャッフリングに凝らなかったにも拘わらず、先に期待したように、低い励磁電流と高い励磁電流での BL 積のずれには相関が見られ、直線の周りに分布しているとして良いことが分かる。言い換えれば、保磁力と最大透磁率と飽和磁化との間には相関があったことになる。こうした結果が得られたこともあり、最も低い励磁での下駄の違いについては、不問に付した（いい加減なものであると前の第 2.5.2 節の最後では言ったが、ここで、そうでもないらしいと聞き直った感じである）。

ところで、実際には、最初から、図 3 にあるような美しいデータが得られた訳ではない。測定開始直後の

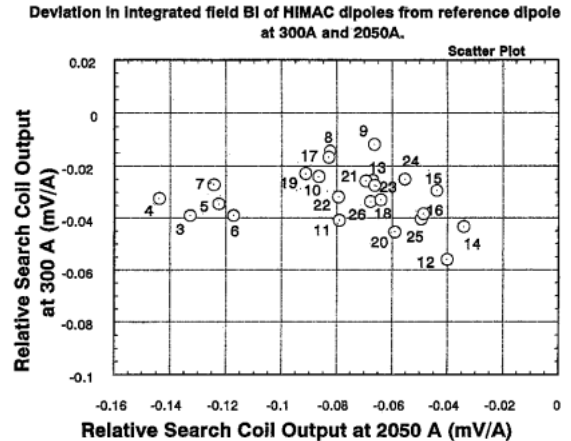


図 3 偏向電磁石の低い励磁と高い励磁での基準電磁石からの BL 積のずれの相関<sup>6)</sup>。横軸は高い励磁でのずれで、縦軸は低い励磁でのずれ。ただし、被測定電磁石の BL 積は 1 T で基準電磁石と一致するように磁極端部の厚さを調整した後の測定

数台の電磁石の測定においては、こうした直線関係から外れたデータが散見された。しかし、相関があるとの筆者の強い信念から、そんな外れはあり得ないとして、メーカーさんには再測定を求め、その結果、図 3 のように、落ち着くべきところに落ち着いた（筆者の自慢の 1 つである）次第である。

こうして得られた図 3 の測定データは再測定の結果でもあり信頼に足るものと考えて良いことになった。水平方向のベータatron振動のチューンを 3.75 とする設計であるので、このデータに基づいて、電磁石を組み合わせ、板野明史さんは、3 または 4 のフーリエ成分が小さくなるように、シンクロトロンに配置した<sup>6)</sup>。その結果、設計当初、BL 積のずれがランダムとして計算した COD の値（資料が見当たらない！）よりも小さくなり、2.7 mm 以下と計算された。

こんな計算をひとしきり楽しみ、電磁石を設置し真空容器を組み上げた。「しかしながら!」、第 2.4 節で既に述べたように、その直後、励磁コイルが動いていることを知る事態に直面した。磁場測定するときにも励磁コイルが僅かとは思うものの動いていたことは否定出来ず、最も低い励磁での下駄の違いにも増して、測定そのものの信頼性が低い可能性がある。美しい測定データとして直線の周りに分布することは、筆者の信念（ただの思い込みか）からして、正しいとしても、シンクロトロンに組み上げるときの組み合わせが最善ではない可能性もある。返す返すも残念な、設計時点での見落としてである。

これにより、2.7 mm という COD の計算値に不安

が生じた。しかし、前段加速器の線形加速器からのエネルギー幅は、設計時点では0.3%とされていたが、実際の運転では0.1%と3倍も狭く良かったので、シンクロトロン内ではエネルギー分散によるビームの広がりが小さく、その点で余裕が生まれ、大いに助けられた。

## 2.6 「補足」：セクター型偏向電磁石の入射角度と出射角度の測定と評価について

セクター型偏向電磁石では、入射角度や出射角度がビームの進行方向に対して垂直で、集束や発散の作用がないことを売り物にしている。即ち、入射部や出射部では、四極磁場は存在せず、六極磁場があっても、ビーム方向に対して対称な分布が期待される。それを測定し、四極磁場や六極磁場を評価出来れば、それに越したことはない。ロング・サーチ・コイルでBL積を測定するので、それに基づいて、こうした作用が起こらないかどうかを確かめたと思うが、ど忘れしてしまったようである。そこで、以下に述べることは実際には実行しなかったのかも知れず、そこで、「補足」と断わりながら紹介させて頂く。

筆者の薄れつつある記憶によれば、ロング・サーチ・コイルによる中心軌道上でのBL積の測定で磁極端部の厚さの調整に利用したものの、中心軌道上以外でのロング・サーチ・コイルによる測定や、人手を煩わせるホール素子による測定データを、偏向電磁石の磁極端部形状の調整に反映させた覚えがない。従って、四極磁場や六極磁場そのものや励磁電流に対する変化の測定と評価、及び、これらを低減し抑制するための磁極端部形状の調整を行っておらず、これらの制御は全く以って難しそうな仕事である。

### 2.6.1 ロング・サーチ・コイルで横方向の変位に対するBL積の変化を測定するときの解析の複雑さ

測定したとすれば、以下のような測定であったはずである。まず最初は、1 TでBL積を揃える。基準電磁石の中心軌道上にロング・サーチ・コイルを置き、被測定電磁石の中心軌道上にロング・サーチ・コイルを置いて、直列に繋いだ2台の電磁石の励磁電流を1 Tになるまで上げ、両者のBL積にずれがないように、被測定電磁石の磁極端部の厚さを調整する。

次に、基準電磁石のロング・サーチ・コイルの位置はそのままにしておき、被測定電磁石のロング・サーチ・コイルの位置を、水平面内で、ビームの進行方向に垂直に移動（以下では、これを横方向の変位と呼ぶ）して、励磁電流をある値まで上げ、両者のBL積のずれを測定する。引き続き、被測定電磁石のロン

グ・サーチ・コイルを横方向に変位させ、先ほどの値まで励磁電流を上げ、BL積のずれを測定する。同じ電流でこれを繰り返す。その電流での測定を終えた後、さらに、別の値に励磁電流を上げ、同じ測定を繰り返す。

さて、これで、横方向の変位と励磁電流の変化に対するBL積のずれの測定データが出揃う。そこで、同じ励磁電流の下で、横方向の変位に対するBL積のずれをプロットする。横方向の変位と共に軌道長が変化するので、BL積そのものの大きさが変化し、ずれの値がゼロの周りに分布せず、横方向の変位に伴う軌道長の違いだけ大小の下駄を履く。これがセクター型の悩みである。BL積のずれが変位に対し、単純には、直線にはなりそうにはなく、こうした測定データをどう評価すれば良いのだろうか。自明ではなく、「はてな？」と言うことで、ここまでの話とさせて頂く。

本節で、やってもいないことに何故触れたかと言うと、解説「その3」で紹介する、阪大核物セでの、大学院生による「高性能偏向電磁石の開発研究」では、横方向の変位に対するBL積そのものの測定を行っているからである。しかも、それらしいデータになっているにも拘わらず、筆者としても、その解析に戸惑い、未だに、その答えを持ち合わせていない。

### 2.6.2 ホール素子によるマッピング測定

測定結果を活かし切れないと言えば、ホール素子を用いて、電磁石の出入り口付近の磁場分布をマッピング測定した結果を使いこなせなかった覚えが、筆者にはある。楔形の塊りを挿入してセクター型の偏向電磁石としたこともあり、磁極間隙での磁場分布が、粒子の進行方向に沿って、ガタガタと強弱の変化を示した。その辺りの事情は、鉄ブロックを加工した電磁石ではガタガタが少なくほとんど様な磁場分布であるのとは、大いに異なった様相を示す。こうしたガタガタの測定データを直接評価して実効的な磁極長を求めた気がするし、また、軌道に沿って積分してBL積を求めた気もする。しかし、精度が高くないということで、積極的な意味合いを持たせた記憶がない。

入射部や出射部で、電磁石の外部では、磁場のガタガタは少ない。そこで分布をホール素子で測定し、実効磁極長の評価を行った気がする。しかし、これまた、その測定結果を活かし切った記憶がない。

## 3. 四極電磁石

### 3.1 GL積は無調整とする選択とシャッフリングの簡素化

四極電磁石では、広い励磁範囲で、広い空間領域で

良好な磁場分布を実現することと多数の電磁石の GL 積を揃えることが重要な課題である。板野明史さんは、先ず最初に、広い空間領域で良好な磁場範囲を実現するための、磁極断面形状の設計に取り組んだ。

その経緯については、後ほど、本章の第 3.2 節にて述べるが、その設計に取り組んでいる頃、GSI の SIS シンクロトロンで使用される四極電磁石の磁極端部を含む電磁石全体の 3 次元形状について、その昔、居室を共にした、Langenbeck さんが著者である報告<sup>14)</sup>が年報に掲載された。その 3 次元形状は、磁位ポテンシャルに基づく計算で定めると言う、筆者には余り馴染みのない設計手法であった。

この手法では、軌道中心での磁場分布を与えれば、磁位ポテンシャルが求まり、その等ポテンシャル面として、電磁石全体の磁極形状が 3 次元的に定まると言う、紙と鉛筆で加速器に取り組みたいと願っている筆者にとっては嬉しくなってしまうような手法であった。その計算によれば、4 つの磁極のいずれの端部も、船の船首で水中に沈んでいる先端部のお椀を伏せたような形状になる（解説「その 3」で紹介する、阪大核物セでの、大学院生による「高性能四極電磁石の研究開発」でも計算しており、同様の図を示す）。このような美しい 3 次元的な磁極端部の形状を実現するため、電磁鋼帯 1 枚 1 枚を数値制御のレーザー・カッターで切り出して、それを順次積層して、グルーイングしてある。

その出来栄が気掛かりであったため、GSI に出掛け、昔の仲間の案内で実物を見学させて貰った。磁場測定に基づいて、磁極端部の表面を一部僅かにやすり掛けして削ってあるだけで、所定の良好な磁場分布が実現されたとのことであった。

さて、この設計手法によれば、その製作方法からして、少なくとも、磁極端部ではシャッフリングは行われていないと判断し、また、良好な磁場範囲の実現に重点が置かれていて GL 積の調整が行われていないと判断した。筆者は慌て者で早とちりをするようであり、今になって振り返ってみると、SIS で GL 積を一致させたかどうかを尋ねて確認した覚えがない。

とにかく、こうした早とちりに基づいて、HIMAC シンクロトロンでは、磁極端部の形状を調整し、広い励磁範囲に対して良好な磁場分布を実現することに重点をおいて四極電磁石を製作するものとし、シャッフリングも偏向電磁石に倣って簡素にして凝らないことにし、また、磁場測定に基づいて GL 積を一致させる手続きは省くことにした。ただし、それなりに GL 積を揃える必要があると判断し、四極電磁石 1 台当た

りに使用する電磁鋼帯の重量を揃えることにした。その一方で、シャッフリングに凝らないことにしたので、HIMAC シンクロトロンでは GL 積は不揃いであろう。この選択は、いささかやり過ぎだったかも知れない。

それにしても、SIS の四極電磁石の磁極端部形状の設計方法は気掛かりなものであり、長年に亘り懸案事項であったが、最近、その良し悪しが議論出来る気がして来た。解説「その 3」で紹介したい。

## 3.2 四極電磁石の構造と製法

### 3.2.1 磁極断面形状

先ず最初にお断り。四極電磁石の平面図、側面図、及び、断面図をお示ししたかったが、原図から、以下に説明する内容に沿った図面に書き直すことが、筆者の力不足で、困難であった。理解し難い、言葉ばかりの説明で申し訳ない。お詫びする。

四極電磁石のうち、水平集束の箇所では、良好な磁場分布が必要な領域は 240 mm であり、それを実現するための磁極断面形状を定めることが最初の作業となった。このような広い領域を実現するに当たって、板野明史さんは、出来るだけ小型の四極電磁石にしたいと言うことで、ボア径を出来るだけ小さい値で一定に保ったまま、磁極の断面形状を工夫したり、シムを付けて見たりと、2 次元磁場解析プログラムによる数値計算を行ったが、なかなかこれと言った良好な結論に達することが出来なかった。

そこで、筆者なりに文献調査を行ったところ、SATURNE II の四極電磁石<sup>15)</sup>では 240 mm に対して、良好な磁場分布を実現していることが知られた。その設計の要点は二つあると思えた。一つにはボア径が 240 mm と大きく、二つには磁極端部形状に工夫がなされていた。そこで、ボア径が大きい場合を計算して貰ったところ、たちまちのうちに、良好な磁場分布の領域が広がることが分かった。板野明史さんの小型化の実現への意欲を削ぐことになり、また、メーカーさんにとっては四極電磁石の電源の規模が大きくなり、その見直しが必要になってしまった。

磁極端部形状については、GL 積の分布の測定で調整しており、後ほど、第 3.4.3 節で述べる。

### 3.2.2 四極電磁石全体は縦長の断面形状：ひょうたん型の磁路と電気回路としての四極電磁石

ビーム取り出しは 3 次共鳴遅いビーム取り出しである。静電型デフレクターでキックし、長直線部の中央部に設けられた水平発散の四極電磁石でさらにキックして、水平集束の四極電磁石のリターン・ヨークの外側を何とかかわして、大気中に設けたセプタム電磁

石でさらにキックする方針を採用した（セプタム電磁石を真空中に設けたときに200°Cでベーキングすることを避けたいがため、大気中に設けるべく、ベータトロン振幅関数がそれほど大きくない場所に、効率が悪いにも拘わらず、静電型デフレクターを設置して強化する設計に変更した）。

このように、取り出しビームは水平集束の四極電磁石のリターン・ヨークの外側を通過する訳であるが、空間的にほとんど余裕がなかった。そこで、横幅の狭い縦長の形状の四極電磁石を採用することにした。

文献調査によると、こうした縦長の形状は多く採用されており、特に、問題はないと思われた。ただ、磁場解析プログラムによる数値計算により、縦長の形状での磁路の一部はひょうたん型になる特徴があることを知った。リターン・ヨークは、左右で細く、上下で太いので、磁気抵抗は上下のリターン・ヨークを通過する方が低くなる。そのため、磁路の一部はひょうたん型になる。縦横が同じ寸法であれば、磁路がひょうたん型になることはなく、4つの磁極毎に巻かれている励磁コイルのそれぞれが、独立に磁極を励磁することになる。

ひょうたん型の磁路が発生するとしても、磁場分布が良好であれば、それで良さそうであるが、解説「その1」で紹介した、磁極を取り巻く励磁コイルの電気回路の観点から、問題はないのかと考え込んでしまった。ひょうたん型の磁路の存在により、1つ1つの励磁コイルを自己インダクタンスと見做すとき、4つの励磁コイルの自己インダクタンスが結合して相互インダクタンスが発生し、場合によっては、ノーマル・モードとコモン・モードとが結合する可能性がある。相互インダクタンスを実測したはずだが、測定データを見失ってしまった。細かい数値を議論出来ないが、解説「その1」のキャッチ・フレーズ「円形高周波加速器においては、電磁石電源が良ければ全てよし」を縮めた「磁場よりも電源」と言うことで、こうした観点を持つ必要があることだけは指摘しておきたい。

### 3.3 GL積分布の測定装置

四極電磁石については、全ての電磁石のGL積を揃える作業は不要としたので、磁極端部の形状を定めれば良いとした。また、1台の四極電磁石の磁極端部で最良の形状が求まれば、その形状を全ての四極電磁石に適用することにした。従って、1台の四極電磁石のGL積を、励磁レベルを変化させたときに対して測定すれば良いことにした。

磁場測定の方法として、長尺のハーモニック・コイルによる方法と、長尺のツイーン・サーチ・コイルによ

る方法を検討したはずだが、議論の過程の詳細の記憶が筆者にはない。後者の長尺のツイーン・サーチ・コイルを採用したが、その選択は板野明史さん任せであったと思う。

### 3.4 磁極断面の形状と脱着可能な磁極端部形状の決め方：階段状の形状に救われた！

#### 3.4.1 出発点としては直線的な切り欠きを選択

ボア径を大きくし、磁極断面形状を2次元磁場解析プログラムの数値計算で最適化し、シャッフリングには凝らないものとし、GL積は使用する電磁鋼帯の重量で揃えることで良いとしたが、磁極端部の形状が定まらない。そこで、磁極端部の形状は後ほど磁場測定で定めることにして、本体については、見切り発車で製作に取り掛かることにした。実際、結果的には、磁極端部の形状は磁場測定により定めることが出来、しかも、前以って予想していなかった形状に収斂したので、なかなか良い選択であったと思う。

当初、先に述べた、GSIのSISシンクロトロンの四極電磁石<sup>14)</sup>に倣って、磁極端部を3次元的な形状とし数値制御のレーザー・カッターで切り出す提案をメーカーさんに対して行ったが、筆者自身、磁位ポテンシャルの何たるかを理解出来ておらず、迫力もなかったであろう、メーカーさんの責任者からあっさり断られ、また、筆者もあっさり引き下がった。

ところで、板野明史さんの文献調査によれば、ボア径が与えられているとき、一般的には、磁極端部の厚さを与えて、ある勾配で、直線的に切り欠いてあることであった。また、熊田雅之さんは直線的な切り欠きのデータを集計していた。

#### 3.4.2 直線的な切り欠きの限界

そこで、直線的に切り欠く検討を行ってみたが、電磁鋼帯を積層し、それをグルーイングしてブロック状の塊りを製作した後、それを直線的に切り欠くと、切り欠き部で電磁鋼帯のめくれ上がりが生じて、その返りで積層した電磁鋼帯の間が短絡し、大きなループで渦電流が流れて磁場分布が乱れる可能性があると考えた。そこで、塊りを直線的に切り欠く加工方法を採用しないことにした。それに代えて、1枚1枚前以って階段状の形状になるように加工しておいた電磁鋼帯をグルーイングしてやる方法を、板野明史さんは採用した。このような踏み面（ふみずら）と蹴上げ（けあげ）を持つ階段状の形状が、後ほど、第3.4.3節で述べるように、結果的には、良好な磁場範囲を広げる上で、大いに有効であることになった。

こうして、踏み面と蹴上げの角（かど）、即ち、階段の角（かど）を繋いで行くと、直線になっている形

状の磁極端部を製作した。そして、メーカーさんの工場にて、四極磁場の GL 積の測定に入ったが、いずれの励磁レベルにおいても良好な磁場領域がどうにも狭いのである。複数の放医研のメンバーがメーカーさんの工場に出掛け、相当期間、メーカー担当者と共に、階段の角（かど）を繋ぐ直線の勾配を変化させてみたものの、大幅な改善が見られなかった。

### 3.4.3 階段状の形状を活用した磁極端部形状の調整の実践的な方法に気付いた

直線も美しいものの1つと考えてはいたが、GSI が考案した3次元形状の美しさには叶わないらしい。そこで、階段の角（かど）が直線となる形状を捨てることを決心した。最善の形状に到達する手順として、どうするのが最善かと考え続けた結果、踏み面と蹴上げからなる階段状の形状を活用する方法を思い付いた。1つの階段の踏み面は数枚から10枚程度の電磁鋼板を積層してあるが、例えば、何れかの踏み面の電磁鋼帯の1枚を剥がし取って、GL 積の測定を、異なる励磁レベルに対して行う。階段毎に切り欠きの位置が異なり、励磁レベルに応じて磁束密度線の在り方も変わると考えた訳である。そうすると、異なる励磁レベルに対して、どの空間領域の GL 積がどの程度変化するのが分かる。この測定を階段の各々の踏み面に対して行くと、各踏み面の GL 積の寄与が異なる励磁レベルに対して知られる。こうした測定データを組み合わせると、実現したい励磁範囲で、必要とされる良い磁場分布を実現するための、各踏み面の厚さを単純な計算で求めることが出来るようになる。

こうして実現された GL 積の分布を、図 4(a)には

磁極形状を調整する前と後で改善された様子を示し、図 4(b)には磁極形状調整後の低い励磁電流と高い励磁電流に対して示す。また、図 5 に、最終的な踏み面と蹴上げとを示す。

図 5 に示した 21 mm の厚さの脱着可能な磁極端部の最後の段が、グルーイングした電磁鋼帯と端板の隙間に入り込んでいることに注目して頂きたい。元々の設計で、グルーイングした電磁鋼帯と端板の間にたまたま隙間があり、そのふところを利用して、階段の段数を増やすことが出来たのである。即ち、ビームの進行方向の中心軸より遠く離れたところで、磁極端部を切り欠いた階段が必要で、皿型だったり帽子型だったりして、良好な磁場領域が狭かった GL 積の分布が、図 4(a)や図 4(b)に示すように、改善され、所定の磁

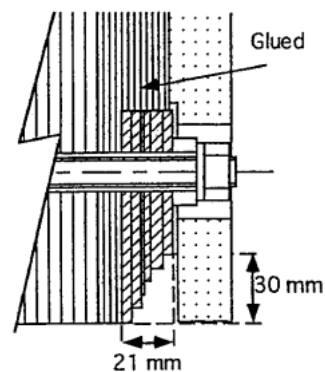


図 5 HIMAC シンクロトロン の四極電磁石の磁極端部形状調整後で図 4(b)を得たときの側面形状<sup>5)</sup>。厚さ 21 mm の脱着可能な磁極端部と端板との間の僅かなふところに注目（本文参照）

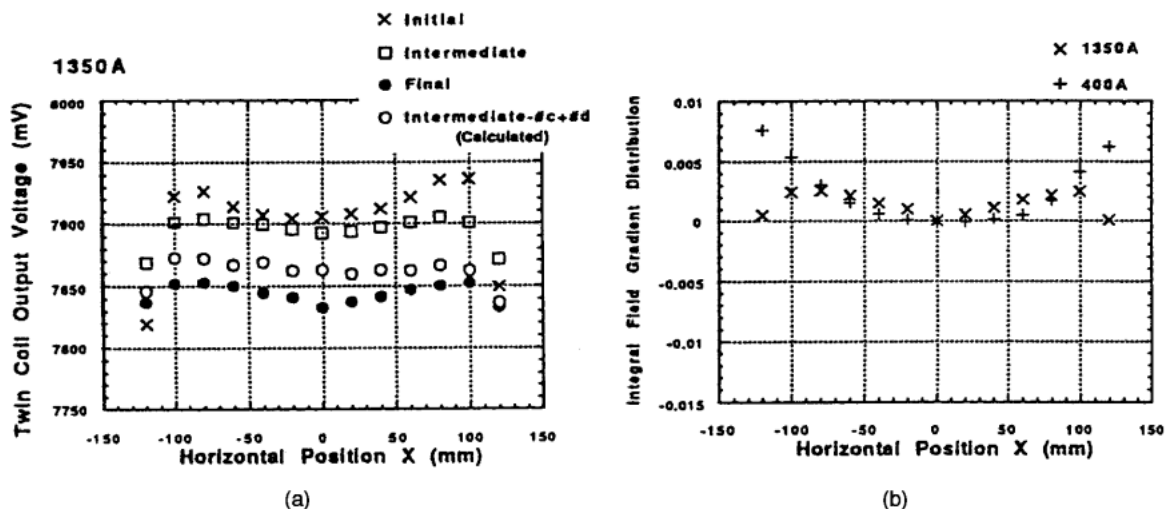


図 4 四極電磁石の磁極端部形状と GL 積の分布<sup>5)</sup>  
 (a)磁極端部の形状の調整前後の GL 積の分布の比較、(b)磁極端部形状調整後の異なる励磁での GL 積の分布

場分布が実現されたのである。このふところがなかったら、苦しかった可能性が高い。

### 3.5 経験の纏め

今になって振り返って見ると、四極電磁石の設計と製作と調整においては、考慮すべき点として5つを挙げることが出来そうである。1つにはボア径、2つには磁極断面形状、3つにはGL積の分布の平坦化、4つには階段状の磁極端部形状、そして、5つには磁極端部増設のためのふところである。しかし、これらの5つの中でも、最後の2つの磁極端部形状とふところが、最適な3次元磁極形状を実現する実践の上で、最も大きな役割を果たしている気がする。実物の電磁石で、磁場測定により、最適の磁極端部形状を定める訳であるが、低い励磁から高い励磁まで、良好な磁場分布を実現するに当たっては、鉄芯のヒステリシス特性の影響が大きく、2次元あるいは3次元磁場解析プログラムによる数値計算のみでは、如何ともし難い世界があったと思える。もちろん、得られた磁極形状を前以って知っている場合で、励磁が高い場合には、3次元磁場解析プログラムによる数値計算は、測定値を再現出来ると思う。しかし、実践で実現された磁極形状を前以って知ることは叶わぬ夢と言うことである。

## 4. 励起関数：励磁電流に対する磁極間隙での磁場強度

### 4.1 励起関数の物理

#### 4.1.1 最初に物理が必要

磁極間隙での磁束密度の励磁電流に対する関係は、励起関数と呼ばれる。この励起関数を、次の(6)式のように、励磁電流の多項式として表現して計算すると、まずいことが起こると言う話を聞き付けた。

$$B(I) = c_0 + c_1 I + c_2 I^2 + \dots + c_n I^n \quad (6)$$

例えば、精度を高めようとして測定点の数を増やし、それに伴って、多項式の次数を高めて項の数を増やすと、当然測定点は再現されるものの、高次の項が存在するため、測定点以外の励磁電流に対する磁束密度の計算値が暴れるとのことであった。

そりゃそうだと言うことであったが、その昔、25年強前の、東大核研のSFサイクロトロンでの経験を思い出した。周波数が可変のMOPA (Master Oscillator and Power Amplifier) を作り、それをパソコンで制御するに当たって、共振周波数と同軸共振器の短絡板の位置との関係式をどう与えれば良いのかと考えたときの話である。最初、周波数を短絡板の位置の多項式としてみたが、その式ではフィッティングの精度を

上げることが難しかった。そこで、末端が短絡された同軸共振器のインピーダンスは自己インダクタンスの特性を持ち、このインピーダンスとディー電極の持つ静電容量との並列共振で定まるので、

$$Z_0 \tan(\beta l) = \frac{1}{\omega C_D} \quad (7)$$

と言う式で与えられることを思い起こした。即ち、短絡板の位置は正接関数の位相角に含まれているとして測定データのフィッティングを行った。それだけでも測定データの良い再現性が得られた。さらに、それからのずれを多項式で定めるようにしたところ、そのような残りについては、次数の低い多項式だけで十分なフィッティングが得られた。この経験から、先ず最初に物理から出発せよと言うことを学んだことになり、励起関数に対しても物理に基づかない多項式がまずいのは当然で、そりゃそうだと言う訳である。

#### 4.1.2 乗り移り磁化曲線の物理は異なる

そこで励起関数の物理を考えることになったが、既に述べたように、(1)式の起磁力直線とヒステリシス曲線との交点で、磁極間隙での磁束密度が定まるとする。その様子は、メーカーさんから提供を受けたヒステリシス曲線<sup>16)</sup>に、筆者が、乗り移り磁化曲線と起磁力直線を目の子で手書きした、**図6(a)**で示す。

ところで、大ヒステリシス曲線は双曲線関数に近い関数になっていることは、例えば、佐々木寛先生が指摘されていたと熊田雅之さんから聞かされていた。**図6(a)**を見れば一目瞭然と言えればそれまでではあるが、最近になって、励磁電流を高い状態から低い状態へと下げたときに観測された過渡的渦電流の時定数が双曲線関数で与えられることを知ったので、その背景にある物理と共に、解説「その3」で紹介する。

これに対して、励磁電流が低い状態から高い状態へと上げて行くときのヒステリシス曲線は自明ではない。左側の大ヒステリシス曲線の途中から、右側の大ヒステリシス曲線の途中へと乗り移る訳であるが、その途中の曲線が知りたい磁化曲線（第1章で既に定義した通り、乗り移り磁化曲線と呼ぶ）である。毎日のように大ヒステリシス曲線の図に乗り移り磁化曲線を書き入れてみるものの、その曲線を描くだけなら何とでも描け、それを支配している物理が不明であるから、一意的に定めることが出来なかった。もちろん、励磁電流を上げて行くとき、乗り移り磁化曲線が、いったん、右側の大ヒステリシス曲線の途中にぶつかった後は、右側の大ヒステリシス曲線に沿って磁束密度は定まることになる。その場合は、これまた、強磁性



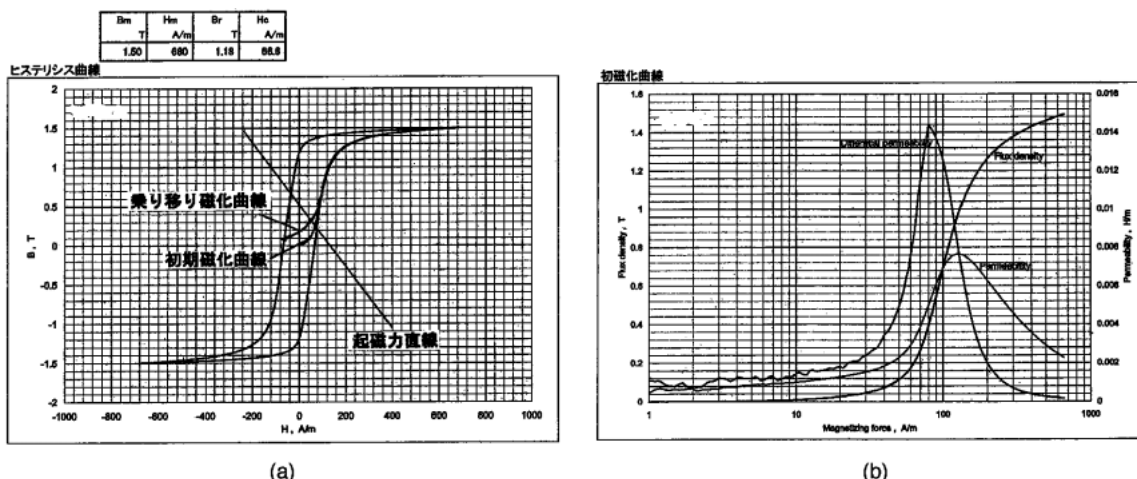


図6 電磁鋼帯の磁気的特性：新日本製鐵株式会社さん提供<sup>16)</sup>  
 (a)大ヒステリシス曲線と初期磁化曲線、及び、筆者が目の子で手書きした、乗り移り磁化曲線と起磁力直線、  
 (b)初期磁化曲線、そのときの、透磁率及び微分透磁率

体の特性で定まる双曲線関数に近いものになる。このときの大ヒステリシス曲線の物理と乗り移り磁化曲線の物理とは異なっていて、2種類の物理があると考えられるものの、後者の物理を知ることは難しそうであった。

分からない物理が出現するので、これでデッド・ロック (deadlock) かと思いきや、参考書、スレイター、フランク著、柿内賢信訳、「電磁気学」<sup>2)</sup>の第VI章の「4. 外部磁場のなかにある一様に磁化された球」の節に示されているヒステリシス曲線の図が救いの手となった。それは図6(a)と同じ図であるが、そこには、初期磁化曲線が原点から出発し、さらに磁場が増えると、いきなり大ヒステリシス曲線にぶつかっているのである。もちろん、細かい物理や実際を無視した近似で、こんなことが起こるとは思っていなかったが、この初期磁化曲線の振る舞いが、左側の大ヒステリシス曲線から右側の大ヒステリシス曲線への乗り移り磁化曲線のモデルになると考えた。

ところで、初期磁化曲線において磁束密度を磁場で割り算すると、透磁率が求まる。即ち、初期磁化曲線の振る舞いは透磁率で表現されている訳である。その透磁率は強磁性体のデータとして知られているものでカタログに掲載されているものであり、磁場の強さが増えるに連れて増加し、最大値を経た後、さらに、磁場が増えると減少する。この透磁率の振る舞いが3次元磁場解析プログラムによる数値計算の多くで使用されているものでもある。さらに、これまた近似であるが、透磁率の最大は、初期磁化曲線が大ヒステリシス曲線にぶつかるあたりに見える。そこで、透磁率の

最大値を与える磁場の強さを境にして、2つの異なる物理が存在することになると考える訳である。以上のような振る舞いを示すことは、図6(b)に示した、実際の電磁鋼帯の磁気的特性からも知られるが、微分透磁率についても同様の振る舞いが見られる。

さて、2つの異なる物理が存在するとして、どのようにすれば2つに分けられるかの方法を知る必要があった。物理、物理とは声高に言うが、実用上は、透磁率が最大値を持つ振る舞いを表現出来れば十分であり、そのためには、透磁率の逆数を磁場の関数と考えれば良いことに気付いた。透磁率の逆数は磁場の関数として最小値を持つので、その磁場の値を境にして、磁場の強さと共に一方の物理が姿を消し、他方の物理が姿を現すと考えれば良い。即ち、透磁率の逆数は、異なる2つの磁場の関数の逆数の和と書くことが出来ることになる。

$$\frac{1}{\mu} = \frac{H}{B} = \frac{1}{a_0 + a_1 H + a_2 H^2 + \dots + a_m H^m + \dots} + \frac{1}{b_0 + b_1 (H_s - H) + b_2 (H_s - H)^2 + \dots + b_n (H_s - H)^n + \dots} \quad (8)$$

ここでは、磁場の関数として多項式を選んだ。もちろん、双曲線関数を何とかして採用したいと考えたが、適切な形を思い付かなかったためである。

それにしても、初期磁化曲線とは言え、透磁率なり微分透磁率なりが、低い励磁から高い励磁に向かう途中で、場合によっては、10倍以上も大きくなっていることには驚かされる。第2章の第2.3.2節では、透

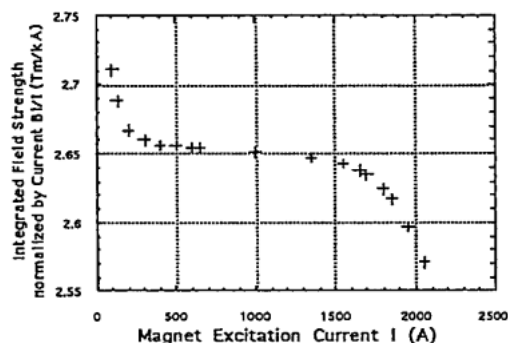


図7 セクター型偏向電磁石の励起関数の測定結果<sup>6)</sup>. 横軸は励磁電流で、縦軸は励磁電流で規格化したBL積

磁率が大きい場合には、起磁力直線と磁化曲線の交点で磁場が定まると言う、通常の電磁石に対する考え方とは異なる事態が生じているとした。この見方と、励起関数が2つの異なる物理を反映して2つの逆関数の和で書いて良いこととは、同じ物理に支配された現象と思えて仕方がない。両者の関係については、解説「その3」で論じてみたい。

#### 4.2 二つの分数関数の和としての励起関数

##### 4.2.1 励起関数の一般式

励起関数として、励磁電流  $I$  を BL 積または GL 積の関数として求める式、また、逆に、BL 積または GL 積を励磁電流  $I$  の関数として求める式を、(8)式を適用して与えることを考えた。その手続きの理解を助けるために、ここでは、磁場測定データの例とし

て、偏向電磁石に対して、横軸に励磁電流  $I$  を取り、縦軸に  $BL/I$  を取ったグラフ<sup>6)</sup>を、図7に示す。この図で、横軸の電流が  $I=1000$  A 辺りで、縦軸が  $BL/I=2.65$  辺りで、変曲点が見られるが、そこを物理が切り替わる辺りと考え。その結果、励磁電流が  $1000$  A より低い場合は、 $I=0$  A の縦軸と、 $BL/I=2.65$  辺りの横軸を漸近線とする関数として分数関数を考え、また、励磁電流が  $1000$  A より高い場合は、 $BL/I=2.65$  辺りの横軸と、 $I=2200$  辺りの縦軸を漸近線とする関数として分数関数を考え、これらの2つの分数関数の和と考えれば良い。この手続きは、 $GL/I$  を  $I$  の関数とする場合にも適用出来る。さらに、 $I/BL$  を  $BL$  の関数とする場合も、また、 $I/GL$  を  $GL$  の関数とする場合も、この手続きが適用出来る。

以下で示す式では、簡単のため、BL 積や GL 積を  $B$  で代表させることにする。また、加速時に対応する場合、大ヒステリシス曲線の左側から乗り移り磁化曲線を経由して、大ヒステリシス曲線の右側にぶつかり、そして、そのまま、大ヒステリシス曲線の右側を駆け登って行くときを立ち上がりと呼び、減速時に対応する場合、大ヒステリシス曲線の左側を駆け下りて行くときを立ち下がりと呼ぶことにする。また、分数の分母に表れる多項式は4次までで良いとした。いずれの励起関数も同じ関数の形で与えるので、係数に同じ文字を用い、立ち上がりには添え字  $u$  を付け、立ち下がりには添え字  $d$  を付ける。

加速時の立ち上がり：

$$I = I_{u0} + a_{u0}(B - B_{u0}) \left\{ \frac{1 - \frac{c_{u0}}{1 + c_{u1}B + c_{u2}B^2 + c_{u3}B^3 + c_{u4}B^4}}{b_{u0}} \right. \\ \left. - \frac{b_{u1}(B - B_{u0}) + b_{u2}(B - B_{u0})^2 + b_{u3}(B - B_{u0})^3 + b_{u4}(B - B_{u0})^4}{1 + b_{u1}(B - B_{u0}) + b_{u2}(B - B_{u0})^2 + b_{u3}(B - B_{u0})^3 + b_{u4}(B - B_{u0})^4} \right\} \quad (9)$$

$$B = B_{u0} + a'_{u0}(I - I_{u0}) \left\{ \frac{1 - \frac{c'_{u0}}{1 + c'_{u1}I + c'_{u2}I^2 + c'_{u3}I^3 + c'_{u4}I^4}}{b'_{u0}} \right. \\ \left. - \frac{b'_{u1}(I - I_{u0}) + b'_{u2}(I - I_{u0})^2 + b'_{u3}(I - I_{u0})^3 + b'_{u4}(I - I_{u0})^4}{1 + b'_{u1}(I - I_{u0}) + b'_{u2}(I - I_{u0})^2 + b'_{u3}(I - I_{u0})^3 + b'_{u4}(I - I_{u0})^4} \right\} \quad (10)$$

減速時の立ち下がり：

$$I = I'_0 + a_{d0}(B - B_{d0}) \left\{ \frac{1 - \frac{c_{d0}}{1 + c_{d1}B + c_{d2}B^2 + c_{d3}B^3 + c_{d4}B^4}}{b_{d0}} \right. \\ \left. - \frac{b_{d1}(B - B_{d0}) + b_{d2}(B - B_{d0})^2 + b_{d3}(B - B_{d0})^3 + b_{d4}(B - B_{d0})^4}{1 + b_{d1}(B - B_{d0}) + b_{d2}(B - B_{d0})^2 + b_{d3}(B - B_{d0})^3 + b_{d4}(B - B_{d0})^4} \right\} \quad (11)$$

$$B = B_{d0} + a'_{d0}(I - I_{d0}) \left\{ \frac{1 - \frac{c'_{d0}}{1 + c'_{d1}I + c'_{d2}I^2 + c'_{d3}I^3 + c'_{d4}I^4}}{b'_{d0}} \right\} \quad (12)$$

これらの式では、右辺の中カッコ内の最後の項の分母がゼロになる根の値は、当然、測定範囲や使用範囲より高い必要がある。こうした問題が起こるのは、4次までで打ち切った多項式を選んだために発生しており、やはり、そんな制限がない双曲線関数としたいものである。

#### 4.2.2 励起関数の式の実測データによるチェック

(9)式、(10)式、(11)式、及び、(12)式、に現れる  $B$  は、偏向電磁石では BL 積を表わし、四極電磁石では GL 積を表わしている。こうした BL 積や GL 積の式にする前に、偏向電磁石では、その中央部で NMR を用いて測定した磁場の強さ  $B_{\text{NMR}}$  の再現性で、励起関数の式のチェックを行った。

いずれの式も、右辺の中カッコ内の第2項の分数関数は、励磁電流が低いときに対するものである。従って、この式が正しいとすれば、励磁電流が最低のときの、電流  $I$  と磁束密度  $B_{\text{NMR}}$  との関係は正しく求まることになる。その一方で、この関係は、例えば、**図 6(a)** で言えば、残留磁化と保磁力とを結ぶ磁化曲線（直線で近似した）と起磁力直線との交点として定まる。

そこで、乗り移り磁化曲線の係数を定め、残留磁化と保磁力の値はカタログ値として、比較したところ、偏向電磁石の磁極間隙は 60.1 mm と算出された。設計値の 60.0 mm と極めて近いので、電流  $I$  の測定や NMR の測定は精確であり、さらには、電磁石の仕上がり精度も高いものと判断し、その測定を続けて貰うようにメーカーさんをお願いした。

(5)式のような多項式では、係数の全てが低い励磁と高い励磁の影響を受けて、その値が定まっており、このような評価は困難であると思われる。(8)式から出発して、このような評価が出来ることになり、(9)式、(10)式、(11)式、及び、(12)式の背景には物理があると言える。

なお、 $B_{\text{NMR}}$  に基づく計算は、電卓による手計算であったが、(9)式、(10)式、(11)式、及び、(12)式の係数については、当時、原子核で複数の共鳴があるときに、個々の共鳴のエネルギーや共鳴幅を求めるフィッティング計算プログラムがあることを知り、それに倣って、フィッティングで求めて貰った。

#### 参考文献

- 1) 佐藤健次「重イオン・シンクロトロン」の加速器技術と物理・その1—電源と電気回路としての電磁石負荷：コモン・モード・ノイズとの格闘—日本加速器学会誌「加速器」第3巻第1号、(2006) 10-23.
- 2) スレイター、フランク著、柿内賢信訳、「電磁気学」、1961年、丸善株式会社
- 3) 熊谷寛夫著、「電磁気学の基礎—実験室における—」、基礎物理学選書16、1975年、裳華房
- 4) A. Itano et al., “Bending magnet of the HIMAC heavy-ion synchrotron”, Proc. of the 8<sup>th</sup> Symp. Accel. Sci. Tech., RIKEN, Saitama, Japan, (1991) pp. 202-204.
- 5) A. Itano et al., “Field Measurement and End Shim Control of the HIMAC Quadrupole Magnet”, Proc. of the 9<sup>th</sup> Symp. Accel. Sci. Tech., Tsukuba, Japan, (1993) pp. 273-275.
- 6) A. Itano et al., “HIMAC Synchrotron Magnets”, IEEE TRANSACTION ON MAGNETICS, VOL. 30, NO. 4, (1994) pp. 2265-2268.
- 7) S. Ninomiya et al., “RCNP TECHNIQUES FOR PRODUCING ULTRA-PRECISE BEAMS”, Proc. of the 16<sup>th</sup> Int'l Conf. on Cyclotrons and Their Applications, East Lansing, Michigan, USA, 2001, pp. 94-98.
- 8) F. Klos, B. Langenbeck, G. Moritz and K. Zweig, “Magnetic Measurements on the SIS-Magnet Series”, GSI SCIENTIFIC REPORT 1986, 1987, p. 329.
- 9) 近角聰信著、「強磁性体の物理(下)」, 裳華房
- 10) 新日本製鐵株式会社, カタログ Cat. No. SC 502 63.3 ①「ハイライトコア, ホームコア：無方向性電磁鋼帯」
- 11) F. Klos, B. Langenbeck, G. Moritz, G. Roppel and K. Zweig, “PERMEABILITY MEASUREMENTS OF THE IRON FOR THE SIS MAGNETS”, GSI SCIENTIFIC REPORT 1985, 1986, p. 349.
- 12) 熊谷寛夫著、「電磁石の設計について」, 日本物理学会誌第11巻, 第3号, 1956年, 81-92頁.
- 13) 熊谷寛夫著、「磁場生成の概要」, 日本物理学会誌第14巻, 第4号, 特集：磁場の生成と測定, 第I部：磁場の生成, 1959年, 162-182頁.
- 14) B. Langenbeck, “POLE END FORMING TO MINIMIZE FIELD ERRORS IN QUADRUPOLES”, GSI SCIENTIFIC REPORT 1985, 1986, p. 350.
- 15) J. P. Penicaud, “DESIGN AND MAGNETIC MEASUREMENTS OF THE NEW MAGNETS FOR THE SACLAY PROTON SYNCHROTRON” IEEE Transactions on Nucl. Sci., Vol. NS-24 (1977) 1346-1348.
- 16) 電磁鋼帯の磁気的特性：新日本製鐵株式会社さん提供