

永久磁石を用いた進行波管用周期磁界収束装置の設計について (第1報)

児 玉 匡 生*

Design of Periodic Magnetic Focusing Structures for Traveling-wave-tubes (1)

抄 録

進行波管の遅波回路に電子ビームを通すためには、主として永久磁石を用いた周期磁界によって電子ビームを収束することが行なわれている。この周期磁界収束装置は円環状の永久磁石と高透磁率材料からなる磁極を同軸に交互に積み重ねた構造になっている。軸上に生ずる周期磁界によって進行波管中に流れる電子ビームを収束する。周期磁界収束装置において、磁極の外径を磁石の外径よりいくぶん小さくすれば、軸上の磁界を同じ磁石でも強くすることができる。本稿においてはこの装置について解析し、設計法を述べた。

1. はじめに

進行波管の遅波回路において、電子ビームを通すには電子ビームと同じ方向に強い一様な磁界を加えてビームの拡がりを防ぐ必要がある。磁界を発生させるには電磁石、あるいは永久磁石が用いられる。電磁石に比べて永久磁石による方法は重量は大きくなるが、電力を消費しない利点があり、進行波管あるいは後進波管に用いられる。一様な磁界を作るのに永久磁界を用いると、磁石の外周に漏洩する磁束が多く、非常に能率が悪いので重量が増すのである。

この欠点を除くため、1954年に Mendel¹⁾らによって提唱された周期磁界による電子ビームの収束が広く用いられるようになった。周期磁界によれば磁界を有効に使うことができるため、装置の小型、軽量化することができる。

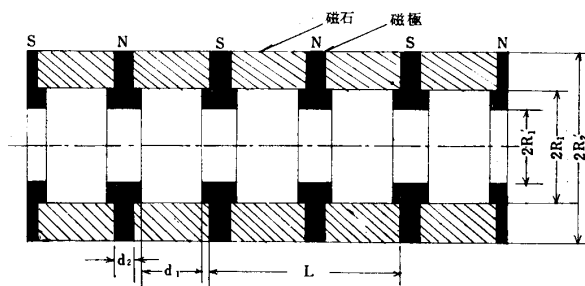


図1 周期磁界装置の構造

この装置の主要な構成を図1に示す。この図にあるよ

うに円環状の永久磁石と同じく円環状の薄い高透磁率材料を交互に円軸に積み重ねる。おのおの永久磁石は軸方向に着磁され磁極を隔てて同じ極性が向いあうように交互に反対方向の極性に積み重ねる。このようにすれば軸上において、磁界の強さは周期的に変化する。高透磁率材料でできた磁極は、永久磁石より発生した起磁力を有効に軸上に集中させる。永久磁石の着磁は各部分により強度が不均一なため、軸上に非対称な磁界を発生する。この磁界成分は電子ビームの進行方向を曲げ、遅波回路のビーム透過率に悪い影響を与える。環状の磁極は非対称な磁界成分を取り除く役目もはたす。

周期磁界収束装置の設計法は Kern K. N. Chang によって示された²⁾。

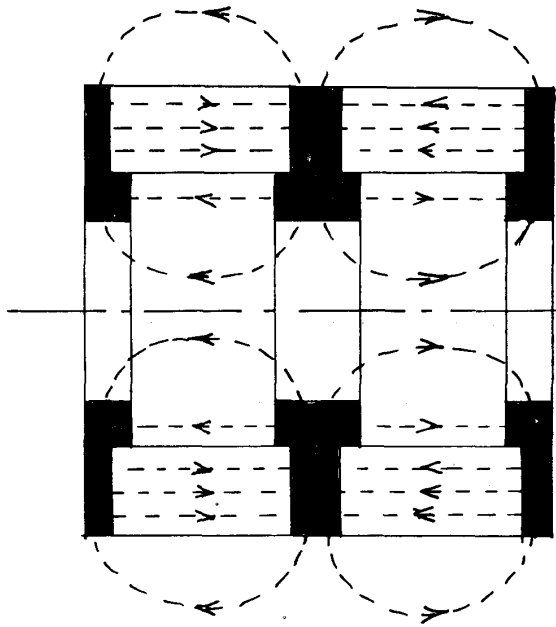
磁極の外径を永久磁石の外径よりいくぶん小さくすると、同じ磁石の大きさでもって大きな軸上の磁界を発生することが知られている³⁾。これは装置の軽量化、材料の節減に役に立つ。以下、適当な仮定の下にこの磁界装置について解析を試み設計に役立てたい。

図1に示す装置の磁界分布を図2に定性的に示す。図2より分るように永久磁石より出た磁束は2通り分けられる。1つは磁石の内側に分布する磁束で、もう1つは磁石の外側に分布する磁束である。この内、後者の磁束は電子ビームを収束する磁束としては役に立たない。したがって外側の磁束に対する磁気抵抗をできるだけ大きくする必要がある。このためには図3のように、磁極のうち外方向に向う磁束が分布している部分を切り取ればよい。このようにして、外側の漏洩磁束が減っ

* 宇部工業高等専門学校電気工学教室

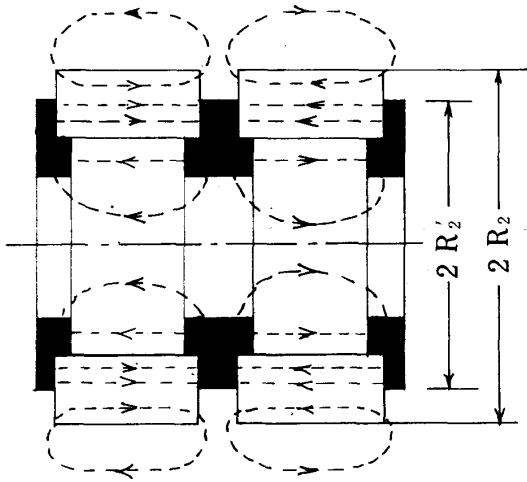
たために、中心磁界は同じ永久磁石で約15%増すことができる³⁾。

本稿においてはこのような装置に理論解析を行ない、もって設計の資料を得ようとするものである。



--->--- 磁束線

図 2 磁石と磁極の外径が同じときの磁束分布



--->--- 磁束線

図 3 磁極外径が磁石外径より小さいときの磁束分布

2. 内部磁界

磁石の内径 R_1 より内側における磁界分布を調べる。

ここに磁界装置の構造を決定する諸寸法をまとめて掲げておく。

$L'/2$: 磁石の厚さ

L : 一周期の長さ

$2R_2$: 磁石の外径

$2R_1$: 磁石の内径

$2R_2'$: 磁極の外径

$2R_1'$: 磁極の内径

d_1 : 磁極間の間隙

ここで周期は電子ビームが安定に透過するという条件からあらかじめ与えられる¹⁾。磁極の内径 $2R_1'$ はできるだけ小さい方が中心磁界は強くなることは明らかであるが、真空管の外径によっておのずから制限される。

次に磁極の間隙 d_1 を決定する。磁極の間の起磁力が一定で磁極の透磁率が無限大であれば d_1 は小さいほど軸上の磁界は強くなる。しかし d_1 実際には小さくなると磁極の間隙に無効に流れる磁束が多くなり不利である。また磁石に着磁された非対称成分に対するシールド効果は d_1 が小さい程有利である。以上を考慮して d_1/L は一般に $1/4 \sim 1/6$ にされるのが普通である。

磁極の厚さはその部分を通る磁束を後に述べる方法により計算し、飽和しないよう厚さを定めることができる。磁極の厚さが定めれば、ただちに L', R_1 がきまる。次に各部の磁束密度を計算する²⁾。

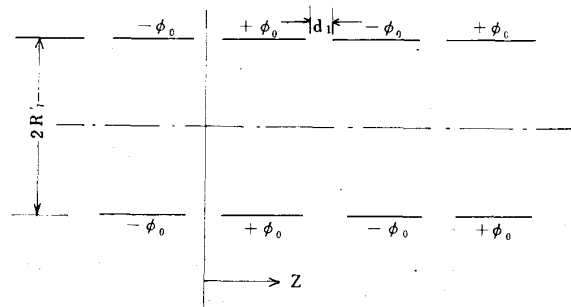


図 4 $R < R_1'$ における磁束分布を求めるための境界条件

図 4 にこの問題における境界条件を示す。 $-\phi_0, +\phi_0$ の磁気ポテンシャルを持った磁極が交互に並んでいる。磁極間の $R = R_1$ における磁気ポテンシャルは直線的に変化するものとすれば、 $R < R_1$ におけるラプラスの微分方程式の解であるポテンシャルは

$$\phi_1(z, R) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) J_0\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \quad (1)$$

ただしここに A_n は境界条件より定まる条件で

$$A_n = \frac{2\phi_0(1 - \cos n\pi) \sin(\sigma_1 n\pi)}{J_0(i2n\pi R/L) \sigma_1 n^2 \pi^2} \quad (2)$$

ただしここに $\sigma_1 = d_1/L$

(1)式より $R < R'_1$ における軸方向の磁界は

$$B_z(z, R) = \mu_0 \frac{\partial \phi_1(z, R)}{\partial z} = \mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4 \phi_0 (1 - \cos n\pi) \sin \sigma_1 n\pi}{L J_0(i 2 n\pi R_1/L) \sigma_1 n\pi} \cdot \cos\left(\frac{2 n\pi}{L} z\right) J_0\left(\frac{i 2 n\pi}{L} R\right) \quad (3)$$

(3)式より、要求の磁束密度 B_z より、磁極間に必要な起磁力 ϕ_0 を求めることができる。

次に、 $z=0$ 面の $R < R'_1$ の円を通る磁束 Ψ_1 は

$$\Psi_1 = \int_0^{R'_1} \left[B_0 \right]_{z=0} \cdot 2\pi R dz = \mu_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-i J_1(i 2 n\pi R'_1/L)}{J_0(i 2 n\pi R'_1/L)} \frac{\sin \sigma_1 n\pi}{\sigma_1 n\pi} \cdot \frac{4 \phi_0 R_1 (1 - \cos n\pi)}{n} \quad (4)$$

磁極の間隙 ($R'_1 < R < R_1$) の部分を通る磁束を Ψ_2 とすれば

$$\Psi_2 = \frac{\mu_0 \phi_0 \pi (R_1^2 - R'^2_1)}{d_1} \quad (5)$$

である。

$\Psi_1 + \Psi_2$ は磁石の内側を通る磁束の総数である。これからさきに述べた磁極の厚さを決めることができる。またこの磁束は磁極の外径 R'_2 の内側の磁石より出てくる磁石である。したがって、次のようにして磁極の外径 R'_2 を定めることができる。

磁石の単位長さ当りに必要な起磁力を H_m とすれば、

$$H_m = \frac{4 \phi_0}{L'} \quad (6)$$

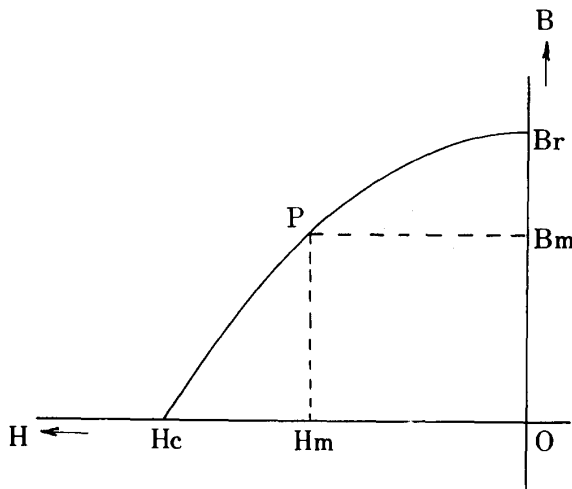


図5 永久磁石の動作曲線

図5に示すように、使用の磁石の特性曲線と(6)式から動作点Pが求まる。したがって磁石の磁束密度 B_m が求

まり、磁極の外径 R'_2 は次の式から定まる。

$$B_m = \frac{\Psi_1 + \Psi_2}{\pi (R'^2_2 - R'^2_1)} \quad (7)$$

ここに Ψ_1 、 Ψ_2 はそれぞれ(4)、(5)式を代入すればよい。

3. 外部磁界

磁極の外径 R'_2 より外側における磁界分布を調べる。この領域にある磁石は各点により磁界の強さが異なるから、一般には数値解析をすることが不可能である。したがって次のような仮定を設ける。

永久磁石の磁束密度は一般に次のように表わされる⁴⁾。

$$B = \mu_0 [H + M(H, M_0) + M_0] \quad (8)$$

ここ M_0 は残留の磁化の強さである、 M は外部から加えられた磁界 H によってできた磁化の強さである。一般に M と H は比例せず、また方向も一致しない。しかし、この場合 $|M| \ll |M_0|$ であるから、 M と H は比例する

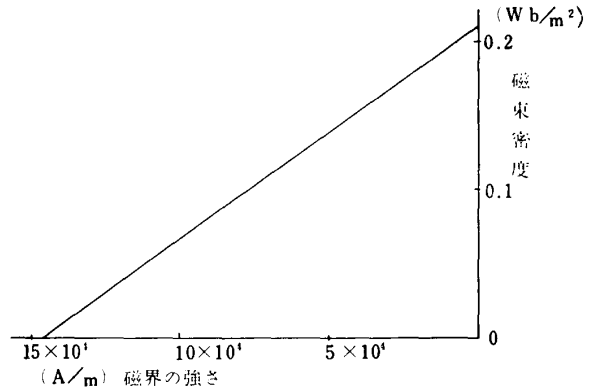


図6 等方性バリウムフェライトの減磁曲線

ものと仮定する。磁界装置には最大磁気エネルギー積は少いが保磁力の大きいフェライト系の永久磁石が用いられるのが普通であるので、ここにおいてもこれを用いた場合について解析する。図6に等方性バリウムフェライトの減磁曲線を示す。ほぼ直線と考えてその傾き μ は 1.15 したがって(8)式は

$$B = \mu_0 (H + 0.15H + M_0) \quad (9)$$

となる。ここで磁界の微小な変動に対しては磁石は等方性であるとした。残留の磁化の強さ M_0 も減磁曲線より算出できて、 $M = 1.67 \times 10^5$ (AT/m) である。したがって(9)式は

$$B = \mu_0 (\mu H + M_0) = \mu_0 (1.15H + 1.67 \times 10^5 i) \quad (10)$$

となる。ここで i は着磁方向（つまり軸方向）の単位磁化強さのベクトルである。

$R'_2 < R < R_2$ においては空隙のできる領域があるが、これは計算を簡略にするためここを上求めた磁石の変分透磁率 $\mu\mu_0$ の媒質でおきかえる。この仮定は μ が 1 に近いこと、空隙が小さいことにより、許し得る仮定と思われる。

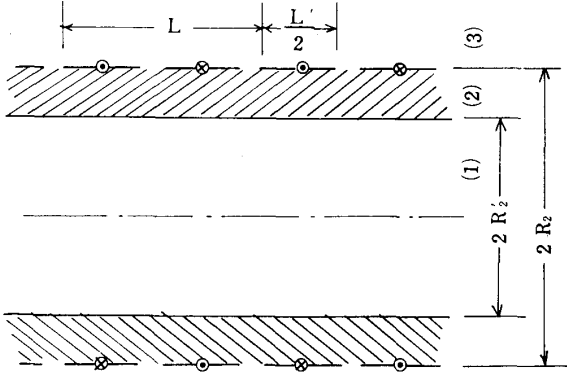


図 7 $R > R'_2$ における磁束分布を求めるための境界条件。媒質(1), (2), (3)の透磁率はそれぞれ 0 , $\mu\mu_0$, μ_0 である。 $R = R_2$ の実線上には図示の方向に面電流が流れている。

$R'_2 \leq R < R_2$ において

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{2n\pi}{L} \cos\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) J_0\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{2n\pi}{L} \cos\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \cdot iH_0^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \quad (15)$$

$$B_r = -\sum_{n=1}^{\infty} B_n \frac{2n\pi}{L} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) iJ_1\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) + \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{2n\pi}{L} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \quad (16)$$

$R \geq R_2$ において

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{2n\pi}{L} \cos\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) iH_0^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \quad (17)$$

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{2n\pi}{L} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \quad (18)$$

ここに B_n , C_n , D_n は境界条件によって定まる未定の定数である。

$R = R'_2$ において(12)式を満足するためには

$$0 = \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ -B_n \frac{2n\pi i}{L} J_1\left(\frac{i2n\pi}{L}R'_2\right) + C_n \frac{2n\pi}{L} H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R'_2\right) \right\} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \quad (18)$$

z に関して常に 0 である必要から

$$B_n = C_n H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R'_2\right) / iJ_1\left(\frac{i2n\pi}{L}R'_2\right) \quad (19)$$

となる。これを(15), (16)式に代入して、 $R'_2 \leq R \leq R_2$ において

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left\{ \frac{H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi R'_2/L}{iJ_1\left(\frac{i2n\pi R'_2/L}{L}\right)}\right) J_0\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) + iH_0^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \right\} \frac{2n\pi}{L} \cdot \cos\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \quad (20)$$

$$B_r = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left\{ -\frac{H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi R'_2/L}{iJ_1\left(\frac{i2n\pi R'_2/L}{L}\right)}\right) \cdot iJ_1\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) + H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \right\} \frac{2n\pi}{L} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \quad (21)$$

を得る。

次に $R = R_2$ において B_r が連続であることより、(18), (21)式を用いて

B_1 , B_2 は $R = R_2$ におけるそれぞれ磁石、空気中の磁束密度とすれば、(10)式および $B_2 = \mu_0 H_2$ から

$$n \times \left(\frac{B_1}{\mu\mu_0} - \frac{B_2}{\mu_0} \right) = n \times \frac{1}{\mu} M_0 \quad (11)$$

となる⁵⁾。したがって、この境界に $(\mu_0/\mu)M_0$ (A/m) の面電流が流れていると考えることと等価である。

以上より、問題の境界条件をまとめれば、

1. $R'_2 \leq R < R_2$ においては透磁率: $\mu\mu_0$
2. $R_2 \leq R$ においては透磁率: μ_0
3. $R = R'_2$ において $B_r = 0$ (12)
4. $R = R_2$ において

$$nL - L'/4 \leq z \leq nL + L'/4 \text{ に } K_\theta = (1/\mu)M_0 \quad (13)$$

$$L(n+1/2) - L'/4 \leq z \leq L(n+1/2) + L'/4 \text{ に } K_\theta = -(1/\mu)M_0 \quad (14)$$

ただし K_θ は θ 方向の面電流、 n は整数を示す。

5. $R \rightarrow \infty$ で B_r , $B_z \rightarrow 0$

これより、 $R > R'_2$ における磁束密度分布を求め、しかる後、 $R = R'_2$ における磁石の起磁力が $R_1 < R < R'_2$ での起磁力と一致するよう、磁石の外径 R_2 を決める。

$\text{div} \mathbf{B} = 0$, $\text{rot} \mathbf{B} = 0$ を満足し、かつ、上の境界条件を満足し、軸回転対称な分布を次のように仮定する。

$$\begin{aligned} & \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{2n\pi}{L} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R_2\right) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left\{ -\frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot iJ_1\left(\frac{i2n\pi}{L}R_2\right) + H_1^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R_2\right) \right\} \cdot \frac{2n\pi}{L} \sin\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \end{aligned} \quad (22)$$

したがって

$$D_n = C_n \left\{ -\frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot \frac{iJ_1(i2n\pi R_2/L)}{H_1^{(1)}(i2n\pi R_2/L)} + 1 \right\} \quad (23)$$

(23)式を(17)式に代入して、 $R \geq R_2$ において

$$B_z = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left\{ -\frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot \frac{iJ_1(i2n\pi R_2/L)}{H_1^{(1)}(i2n\pi R_2/L)} + 1 \right\} \frac{2n\pi}{L} \cos\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \cdot i H_0^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R\right) \quad (24)$$

境界条件4を用いて残った未定定数 C_n を決める、(11)、(20)、(24)式より

$$\begin{aligned} K_\theta &= \sum_{n=1}^{\infty} C_n \frac{2n\pi}{L} \cdot \cos\left(\frac{2n\pi}{L}z\right) \left\{ \frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} J_0\left(\frac{i2n\pi}{L}R_2\right) + iH_0^{(1)}\left(\frac{i2n\pi}{L}R_2\right) \right\} \frac{1}{\mu\mu_0} \\ &\quad - \left\{ -\frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot \frac{iJ_1(i2n\pi R_2/L)}{H_1^{(1)}(i2n\pi R_2/L)} + 1 \right\} \frac{iH_0^{(1)}(i2n\pi R_2/L)}{\mu_0} \end{aligned} \quad (25)$$

ここに K_θ は(13)、(14)で定まる z の関数である。

K_θ をフーリエ級数に展開し、(25)式の右辺と比較することによって C_n を定める

K_θ をフーリエ級数に展開すれば、

$$\begin{aligned} K_\theta &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4}{L} \left\{ \int_0^{L'/4} \frac{M_0}{\mu} \cos \frac{2n\pi}{L} z dz - \int_{L/2-L'/4}^{L/2} \frac{M_0}{\mu} \cos \frac{2n\pi}{L} z dz \right\} \cos \frac{2n\pi}{L} z \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2M_0}{n\pi\mu} \left(\sin \frac{n\pi L'}{2L} \right) \left\{ 1 - (-1)^n \right\} \cos \frac{2n\pi}{L} z \end{aligned} \quad (26)$$

したがって、(25)、(26)式より

$$\begin{aligned} C_n &= \frac{M_0\mu_0 L}{n^2\pi^2\mu} \left\{ 1 - (-1)^n \right\} \left\{ \frac{\sin \frac{n\pi L'}{2L}}{\frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot \frac{J_0(i2n\pi R_2/L)}{\mu} + \frac{iH_0^{(1)}(i2n\pi R_2/L)}{\mu}} \right. \\ &\quad \left. - \left\{ -\frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot \frac{iJ_1(i2n\pi R_2/L)}{H_1^{(1)}(i2n\pi R_2/L)} + 1 \right\} iH_0^{(1)}(i2n\pi R_2/L) \right\} \end{aligned} \quad (27)$$

となる。(24)、(27)式より $R=R_2$ における B_z を知ることが出来る。 $R=R_2$ における磁石の z 方向の平均の磁界の強さを H_m' とすれば

$$\frac{L'H_m'}{2} = \int_{-L'/4}^{L'/4} H_z dz = \int_{-L'/4}^{L'/4} \left(\frac{B_z}{\mu\mu_0} - \frac{M_0}{\mu} \right) dz \quad (28)$$

ここで(9)式から出る式 $B = \mu_0(\mu H + M_0)$ を用いた、(20)式の B_z において $R=R_2$ とおいたのち、(28)式に代入して積分すれば

$$\frac{L'H_m'}{2} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2C_n}{\mu\mu_0} \left\{ \frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot J_0(i2n\pi R_2/L) + iH_0^{(1)}(i2n\pi R_2/L) \right\} \sin\left(\frac{n\pi L'}{2L}\right) - \frac{L'}{2} \cdot \frac{M_0}{\mu} \quad (29)$$

この式に(27)式を代入して整理すれば

$$\begin{aligned} & \frac{\mu H_m'}{M_0} + 1 \\ &= \frac{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{4L\{1 - (-1)^n\}}{n^2\pi^2 L'} \sin^2 \frac{n\pi L'}{2L} \left\{ \frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} J_0(i2n\pi R_2/L) + iH_0^{(1)}(i2n\pi R_2/L) \right\}}{\sum_{n=1}^{\infty} \frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} J_0(i2n\pi R_2/L) + \left\{ \mu \frac{H_1^{(1)}(i2n\pi R'_2/L)}{iJ_1(i2n\pi R'_2/L)} \cdot \frac{iJ_1(i2n\pi R_2/L)}{H_1^{(1)}(i2n\pi R_2/L)} + 1 - \mu \right\} iH_0^{(1)}(i2n\pi R_2/L)} \end{aligned} \quad (30)$$

となる。以下(30)式の性質を調べる。

$R_2 \rightarrow \infty$ とすれば(30)の右辺は0に収束するから

$$H_m' \rightarrow -\frac{M_0}{\mu} \quad (R_2 \rightarrow \infty) \quad (31)$$

また、 $R_2=R_2'$ とすれば、(30)式は

$$\frac{\mu H'_m}{M_0} + 1 = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4L\{1 - (-1)^n\}}{n^2\pi L'} \sin^2 \frac{n\pi L'}{2L} \quad (32)$$

この式の右辺は1に収束するから⁶⁾,

$$H'_m = 0 \quad (R_2 = R'_2) \quad (33)$$

磁石の外径 R_2 を増せば, 起磁力は0から $-L'M_0/2\mu$ まで負に増していく。

$R_1 < R < R'_2$ の部分における磁石の起磁力 H_m と $R = R_2$ における平均起磁力 H'_m と等しくなければならないから, (30)式を用いて, 磁力の外径 R_2 を求めることができる。

$\mu = 1$ のときは(30)式は簡単になり

$$\frac{H'_m}{M_0} + 1 = \frac{8L}{\pi^2 L'} \sum_{n=1,3,\dots}^{\infty} \frac{\sin^2(n\pi L'/2L) \left\{ I_0(2n\pi R'_2/L) + K_0(2n\pi R'_2/L) \cdot \frac{I_1(2n\pi R'_2/L)}{K_1(2n\pi R'_2/L)} \right\}}{n^2 \left\{ I_0(2n\pi R_2/L) + K_0(2n\pi R_2/L) \cdot \frac{I_1(2n\pi R_2/L)}{K_1(2n\pi R_2/L)} \right\}} \quad (34)$$

ただし, ここでベッセル関数はすべて変形されたベッセル関数になおした。

図8に $\mu = 1$, $R'_2/L = 1$, $L'/L = 0.8$ のときを例にとり H'_m/M_0 と R_2/L の関係をグラフに示した。また同図に磁石と磁極の外径が等しい場合についても参考として示した。

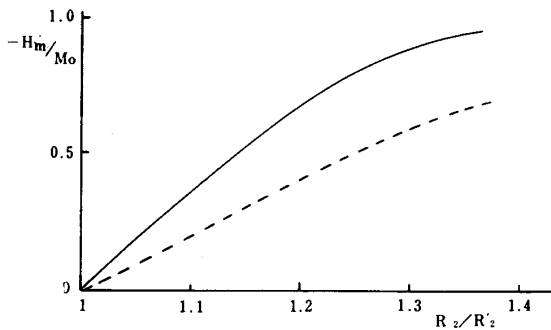


図8 磁石の外径と起磁力の関係を示す。実線は本文における場合。点線は磁石外径と、磁極外径を等しくした場合を示す。

4. む す び

以上で進行波管の周期磁界収束装置において, 磁極の外径が磁石の外径より小さい場合における設計の方法を述べた。

次の報告においては(30)式の計算結果を図に表わし, 実際の設計に役立てたい。また, できれば実験を行ない, 仮定がどの程度正しいか確かめる予定である。

最後に, 著者の神戸工業株式会在職中に常々ご指導賜

わった同社研究部主任三杉博士ならびに同部諸氏, また本稿作成にあたりご教示いただいた本校嶺助教授に深謝の意を表わす。

参 考 文 献

- 1) J. T. Mendel, C. F. Quate, W. H. Yocom : Electron Beam Focusing with Periodic Permanent Magnetic Fields, Proc. I. R. E., pp. 800~810; May, 1954.
- 2) Kern K. N. Chang : Optimum Design of Periodic Magnet Structures for Electron Beam Focusing, RCA Review, pp. 65~81, March, 1955.
- 3) 安田 進 : 導波管結合形進行波管用周期磁界装置, 電通誌, 第44巻, pp. 791~798, 昭和36年, 5月.
- 4) 例えば J. A. Stratton : Electromagnetic Theory, p. 129, 1941.
- 5) 同上, p. 243.
- 6) R. E. Collin : Field Theory of Guided Waves, pp. 576~589.

(昭和42年9月10日受理)