

FOCUSING CHARACTERISTICS OF AN ACCELERATING STRUCTURE WITH NON-CIRCULAR BEAM HOLES

H. Hanaki

National Laboratory for High Energy Physics
Oho, Tsukuba, Ibaraki, 305 Japan

ABSTRACT

Rf focusing/defocusing characteristics of disk-loaded structure with non-circular beam holes is studied for the case of S-band structure at $2\pi/3$ mode. Computed results show that the focusing strength of the structure with rectangular holes is very close to the simply evaluated value.

非円形ビーム孔を持つ加速構造の集束特性

1. はじめに

次世代のTeVエネルギー線型加速器には、高いルミノシティを実現するために、安定かつ大きなバンチ内粒子数ならびに衝突点における微小なビーム径が求められている。解決すべき重要な問題の一つは、加速管中の横ウェイクフィールドによるビームブレイクアップ(BBU)であるが、厄介なことにこの現象はマイクロ波の周波数が高くなるほど顕著になり、Xバンド以上の加速管ではより大きな問題となる。このウェイクフィールドを抑制する方法の一つとして、ビームのベータ振動の波長に広いスペクトラムを持たせる、というのが知られている。

ビームの集束にマイクロ波四重極レンズを用いると、通常四極電磁石の場合とは異なり、集束力はビームの軌道やエネルギーだけでなく、バンチ内の電子のRF位相にも依存する特徴を持つ。従って有限な拡がりを持つバンチ内の電子はすべて異なった軌道を描き(つまり異なったベータ波長を持ち)、ウェイクフィールドは起こりにくい。この技術はCERNのCLIC R&Dグループによって提案され、さらに彼らは三次元コードMAFIAにより、長方形のビーム孔を持つ29 GHzディスクローデッド型加速構造が強い集束力を持つ事を確認した^[1]。

本研究では通常用いられるSバンド加速管について、ビーム孔が長方形または楕円の場合の集束力を計算した^[2]。

2. マイクロ波四重極レンズの原理

通常円形ビーム孔を持つディスクローデッド型加速管の場合、光速の電子が受けるローレンツ力の半径方向成分は、電子のRF位相やビームの位置によらず磁気力と電気力が打ち消しあうため、ゼロである。しかしビーム孔の形を楕円形や長方形に変えると、二つの力は打ち消さず、RF位相やビームの位置に依存した半径方向の力を受ける。CERNのW. Schnell^[3]は、この集束又は発散力を加速管の径と同じ長さの長方形ビーム開口を持つ加速管について次のように見積った。

Fig. 1 のようにXYZ座標を定め、TM01状のモードのみを考えることとして、以下の仮定を行なう。

- (1) 磁場Bの軸対称性は、長方形スリットによってほとんど影響されない。
- (2) スリットは細長いため、 E_y はゼロではないが、 E_x はZ軸の近傍でほとんどゼロである。
- (3) 従って電子は偏向力 $F_x = evB_y$ を受ける。

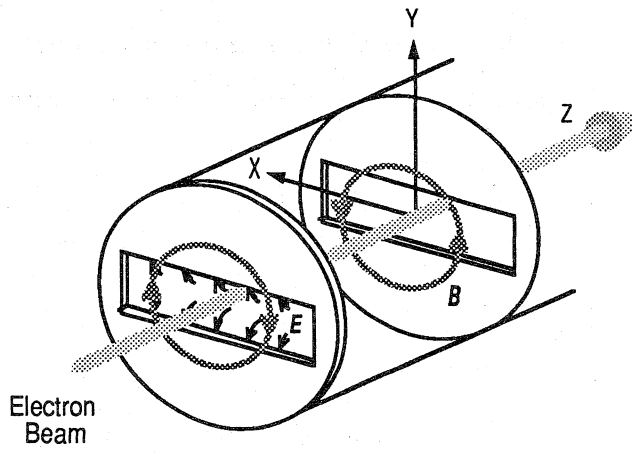


Fig. 1 Electromagnetic fields in an accelerating structure with rectangular slits

仮定(1)より B_θ はTM01モードのそれと同様に表現されるとすると、

$$B_\theta = j \frac{2\pi}{c\lambda k_c} E_0 J_1(k_c r) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (1)$$

ただし k_c は遮断周波数における波数、 r はZ軸からの距離である。Z軸近傍のみを考える時は、ベッセル関数 J_1 を一次関数に近似し、さらに電子の乗るRF位相 ϕ を考慮すると、

$$B_\theta \approx \frac{\pi}{c\lambda} r E_0 \sin\phi \quad (2)$$

従って仮定(3)より、偏向力 F_x は通常四極電磁石のように r すなわち x に比例し、対応する実効的な磁場勾配 G_m は、

$$G_m \equiv \frac{\partial B_\theta}{\partial r} = \frac{\pi}{c\lambda} E_0 \sin\phi \quad (3)$$

また、エネルギー eU の相対論的電子が距離 l を走る間に受ける集束力 f_x^{-1} は、この間のエネルギー利得が eU に比べて無視できる時、

$$f_x^{-1} = \frac{clG_m}{U} = \frac{\pi l}{U\lambda} E_0 \sin\phi \quad (4)$$

3. 計算と解析

計算にはMAFIAを用い、モデル空洞はメモリの節約と時間短縮のため、ディスクローデッド型1.5セル(3GHz, $2\pi/3$ モード)とした。重要な空洞の軸近傍のメッシュは1 mm/div.である。

次ページの表は計算された周波数、Q値、およびシャントインピーダンスの一例である。

偏向力については、よく知られた、RFキャビティを通過する荷電粒子の運動量変化を与える式^[4]、

$$\delta p_\perp = -e \left(\frac{j}{\omega} \right) \nabla_\perp \int E_z e^{j\omega t} dz \quad (5)$$

を利用する。例えばX軸方向の集束を考えると、(5)式によって計算される運動量変化から集束力を算出する。次に(4)式にならって磁場勾配 G_m を求め、さらに電界で規格化すると、

$$\frac{G_m}{E_0 \sin\phi} = \frac{1}{x\omega} \frac{\partial}{\partial x} \frac{\int E_z(x,y) e^{j\omega z/v} dz}{\int E_z(0,0) e^{j\omega z/v} dz} \quad (6)$$

(6)式右辺中の二つの積分項はMAFIAによって求めることができる。Fig. 2はその計算例である。

Table Structure parameters of the calculated cavities

Size (mm) of slots	rectangular 12×28	rectangular 12×56	rectangular 20×56	ellipse 12/28
Frequency (Mhz)	2986.62	3000.19	3094.95	2978.01
Quality factor	14150	14300	14620	14130
Shunt Z (MΩ/m)*	77.3	78.8	66.7	78.1

* The shunt impedance is defined as $\left| \int E_z \exp(j\omega z/v) dz \right|^2 / \text{wall loss}$.

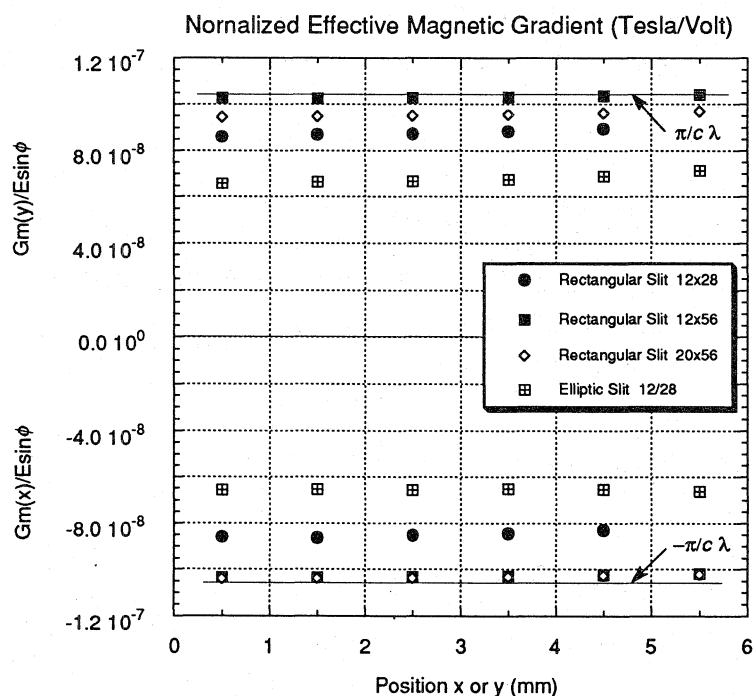


Fig. 2 The effective magnetic gradient normalized by $E_0 \sin \phi$.
The cavities have rectangular or elliptic slots and the phase-shift of $2\pi/3$.

4. 結論

第2章ではx軸方向、すなわちビーム開口の広い方向への集束力について見積ったが、Fig. 2の計算結果は、Y軸方向についてもほぼ同じ絶対値の発散力の存在を示している。しかもこれらの値はZ軸近傍で概ね一様であり、例えば高電界加速構造で100MV/mの E_0 が得られたとすると、 $\phi = 30^\circ$ の場合約5Tesla/mの磁場勾配に相当する。従ってマイクロ波四重極レンズも四極電磁石とほぼ同様な性質を持つと言える。勿論この偏向力はX、Y軸ともに、電子の乗っているマイクロ波位相に応じて発散力または集束力となる。またFig. 2によれば、12×56の長方形開口を持つ加速管の規格化された磁場勾配は、(3)式で見積られた値 $\pi/c\lambda$ より僅かに2-3%小さいだけである。一方12/28の楕円スリットの場合は、見積値の約65%の磁場勾配が得られている。いずれの場合もシャントインピーダンスは十分に大きい。

参考文献

- [1] I. Wilson and H. Henke, CERN CLIC Note 62 (1988).
- [2] H. Hanaki, LAL Report (1991), to be published.
- [3] W. Schnell, CERN CLIC Note 34 (1987).
- [4] W. K. H. Panofsky and W. A. Wenzel, Rev. Sci. Instr. 27 (1956) 967.