〔P8-36〕

ELECTROMAGNETIC FIELD IN A BEAM TUBE PRODUCED BY A RELATIVISTIC ELECTRON PULSED BEAM PASSING THROUGH A BEAM WINDOW

H. Yamazaki, T. Sugino, A. Iwata and T. Oukoshi

Hokkaidou Institute of Technology
Maeda 7−15 Teine−Ku Sapporo, 006−8585, JAPAN

The existence of a beam window makes the signal induced by a beam current at a loop pickup or a wire line pickup complex and difficult for us to unfold the time profile of the beam current from the signal. The time profile of azimuthal component of magnetic field B_θ produced by a relativistic electron pulsed beam was obtained for a beam tube having a beam injection plane at one end, using the analytic solution of B_θ after an injection of constant current beam derived by Mitrovich. Discussions on alleviating the effect of a beam window are given.

ビーム窓を通過する相対論的電子のパルスビームがビーム管内に作る電磁界

1．はじめに

導体円筒の中心軸に沿って走る荷電粒子ビームの電流波形に関する信号をループ型ピックアップまたはワイヤライン型ピックアップで取り込む場合，一様円筒の境界条件を破る部分 ―例えば円筒半径の不連続な変化やビーム窓等で円筒端面が導体で閉じられている部分― から過渡的電磁界が発生し，取り込んだ信号の解析を困難にしてしまう．特にビーム窓で発生する電磁界の影響は深刻である．本間等[1)]はビーム窓の下流にビームの通過孔を持った導体円板を置くことにより，ビーム窓で発生した過渡的電磁界の下流への伝播を抑制し，取り込んだ信号波形の乱れが少なくなることを実験的に確かめた．本間等[2)]は，また，Maxwell方程式を数値的に解くことにより，種々の円筒の端面境界の場合の径方向電界を計算している．Mitrovich[3)]は端面の閉じられた完全導体円筒境界条件のもとで，端面から入射するステップ関数波形の荷電粒子ビームにつき，円筒内のベクトルポテンシャル A_zに対する解析解を導出し，相対論的極限 ($\gamma\to\infty$) の場合の周方向磁束密度 B_θ の波形を数値的に求めている．

本論文では，Mitrovichの解析解を用いて，相対論的極限の場合につき，方形波パルスの荷電粒子ビームが入射した場合の B_θ の波形を径方向座標 r と軸方向座標 z の種々の場合につき求め，比較している．

2．Mitrovichの解析解

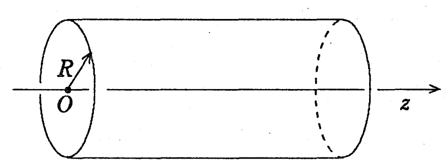

図 1

図1のように円筒の対称軸に沿って z 軸，半径方向に r 軸を取り，半径 r の完全導体円筒を考える． z 軸の原点 O の位置に完全導体の端面が存在する．円筒内のベクトルポテンシャル $A_z(r,z,t)$ に対する Maxwellの方程式は

$$\nabla^2 A_z - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}A_z = -\mu_0 J_z \qquad (1)$$

である．いま，太さの無い一定の強さ I の電流が原点より現れ，z 軸に沿って速度 $v\equiv c\beta$ (c は光速) で流れるものとする．このときの解は，端面に鏡映原理を適用して電流密度 J_z を

$$J_z = \frac{I}{2\pi}\frac{2\delta(r)}{r}u(\beta t - |z|) \qquad (2)$$

$$u(x)=1 \quad (x \geqq 0) \qquad u(x)=0 \quad (x<0),$$

とし，z 軸に関し対称化された円筒境界のもと

で解いて得られる．Mitrovich はこの場合の解析解を Green 関数を用いて次のように求めた．

$$A_z(r,z,t)=\frac{2I\beta\mu_0}{\pi^2}\sum_n\frac{J_0(x_n r)}{x_n^2 J_1^2(x_n)}$$
$$\times\int_0^\infty dk\frac{\cos kZ}{1+\kappa^2}\left(\frac{\sin k\beta T}{k\beta}-\frac{\sin \kappa T}{\kappa}\right)\qquad(3)$$

式(3)において，r,z は円筒半径 R を単位とする，t は R/c を単位とする無次元化変数であり，x_n はベッセル関数 $J_0(x_n)=0$ 根，$Z\equiv\gamma x_n z$，$T\equiv\gamma x_n t$，$\kappa^2\equiv k^2+(1/\gamma^2)$，$\gamma\equiv(1-\beta^2)^{-1/2}$ である．円周方向の磁束密度 B_θ は A_z より求められるが，式(3)に現れる無限積分を数値的に求めることは計算量の点で現実性が無い．相対論的極限 $(\gamma\to\infty)$ ではこの困難は回避され，B_θ は次のように与えられる．

$$B_\theta=\frac{\mu_0 I}{2\pi R}\left(\frac{1}{r}-2\sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_1(x_n r)\Omega_n(z,t)}{x_n J_1^2(x_n)}\right)\qquad(4)$$
$$\Omega_n(z,t)=J_0\left(x_n\cdot\sqrt{t^2-z^2}\right)$$

式(4)はステップ波形のビーム電流に対する計算式なので，定められた r,z の値に対する B_θ の時間プロフィルを式(4)により計算しておき，時間差を設けて引き算すれば方形波ビームに対する B_θ の時間プロフィルが得られる．式(4)には無限級数が含まれ，計算にあたっては有限項の和で近似する．しかし，級数の収束は悪く，$n=100$ まで取っても収束値を中心に悪い場合で 10% 程度の振動が続く．現実的な解決策として，$n=80$ から $n=100$ までの間の偶数番目の項の平均を取り，級数の値とした．

３．計算結果

式(4)で与えられる B_θ の第１項 $\mu_0 I/2\pi Rr$（r は R を単位とする無次元変数）は定常部分，第２項は過渡部分である．第１項は基本信号を与え，r により大きさが変わる．種々の r の値の信号波形の高さを規格化して比較するために，rB_θ の時間プロフィルを図２，図３，図４に示す．いずれの図も縦軸の数値は $\mu_0 I/2\pi R$ を単位とし，横軸の数値は R/c を単位としている．

４．考察と議論

図２，３，４より分かるように，ビームに接近するほど基本信号が強いため過渡成分は相対的に低下する．それ故，ビーム管壁近くに設けられるワイヤライン型ピックアップは不利である．図３と図４を比較して分かるように，ビーム入射面より離れた場所でも過渡成分はほとんど減少しない．これはビーム管が導波管のように働くためである．マイクロ波用減衰器で用いられるような抵抗体をビーム管内に配置し，過渡成分を減衰させてしまうのが有効と考えられる．

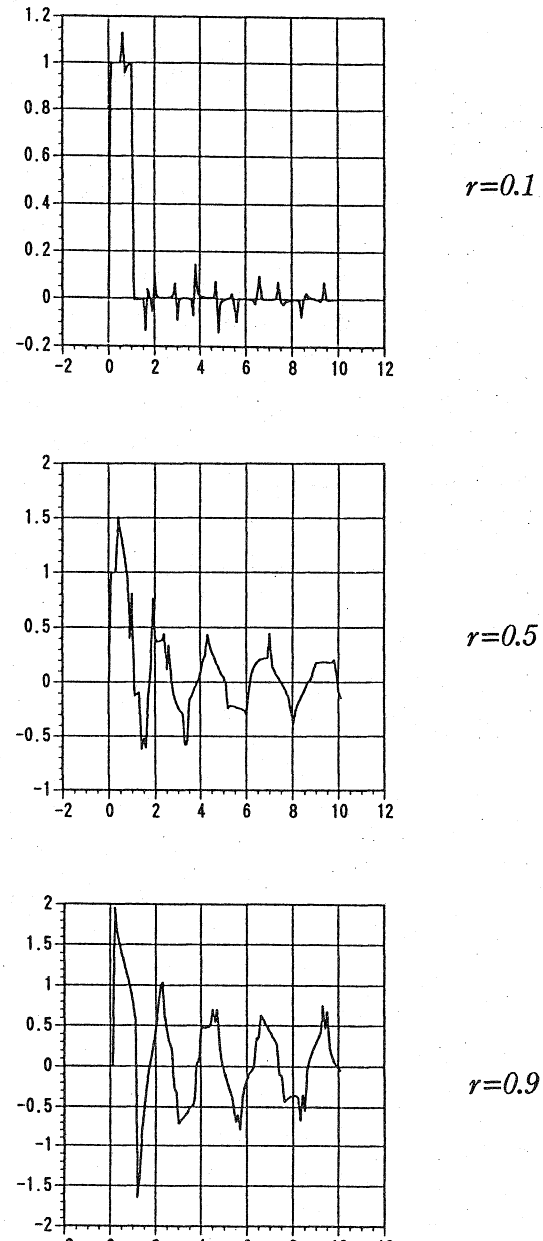

図２　$z=3,\ r=0.1,\ 0.5,\ 0.9$ における rB_θ の波形　パルス幅：R/c

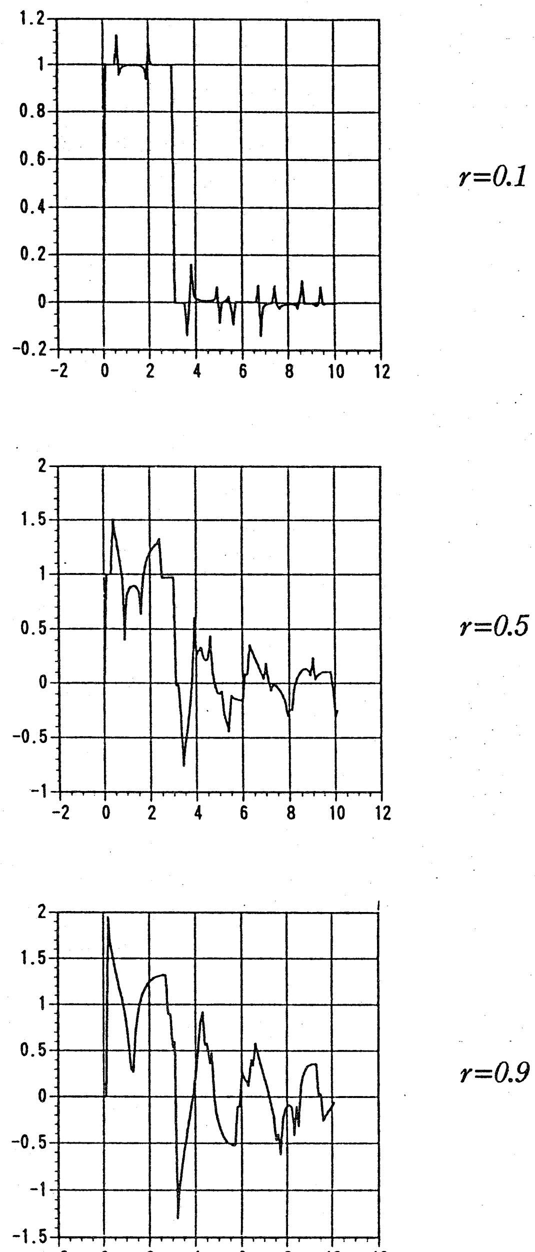

図３　z=3, r=0.1, 0.5, 0.9 における rB_θ の波形　パルス幅：$3R/c$

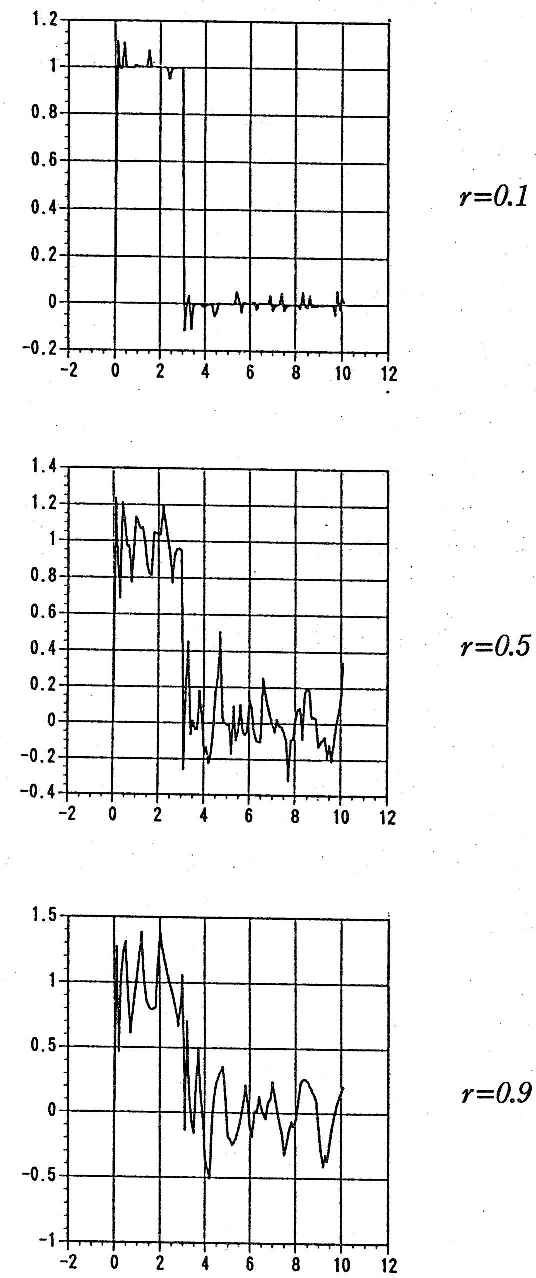

図４　z=20, r=0.1, 0.5, 0.9 における rB_θ の波形　パルス幅：$3R/c$

参考文献

1) A. Homma et al., Nucl. Instrum. Meth. **A 371** (1996) 335.
2) A. Homma et al., Proc. of the 16th Linear Accelerator Meetin in Japan 1991 p266.
3) D. Mitrovich, Rev. Sci. Instrum. **59** (1988) 1139.