

경계요소법을 이용한 전자총 Shield Cup의 자기차폐 특성해석

論 文
49B-5-1

Boundary Element Analysis of Magnetic Shielding Effects of Shield Cup in Electron Gun

高 彰 燮* · 鄭 光 植** · 韓 松 嘩***

(Chang-Seop Koh · Gwang-Sik Jung · Song-Yop Hahn)

Abstract - Recently large size color TV and computer monitor are very popular and a lot of techniques are being developed to get a high quality picture on the screen through reducing the convergence error among the red, green and blue beams and achieving a high focusing. One of the techniques is considering the mutual effects of the components of the Brown tube. The magnetic deflection yoke, especially, stands immediately next to the electron gun and generates the leakage magnetic fields at the electron gun which affects the trajectories of the electron beams inside the gun. Hence a shield cup made of thin conducting plate is located at the end of electron gun in order to shield the leakage flux from the deflection yoke. Since the red, green and blue beams are placed unsymmetrically the shielding effects of the shield cup on the beams are not same and eddy current controller, made of thin conducting plate, is auxiliary placed inside the shield cup. In this paper a transient magnetic field analysis algorithm is developed using boundary element method, and applied to the analysis of the shielding effects of the eddy current controller of shield cup in an electron gun.

Key Words : 경계요소법, 전자총, Shield Cup, Eddy current, Transient Electromagnetic Field

1. 서 론

최근에 컬러 TV 및 컴퓨터 모니터의 대형화와 평판화로 인하여 스크린 상에서의 화질이 매우 중요시되고 있다. 현재 널리 사용되고 있는 브라운관은 그림 1과 같이 전자총(Electron gun), 자기편향요크(Magnetic deflection yoke), 스크린(Screen) 등 여러 가지 성분으로 구성된다. 전자총은 다양한 전압이 인가되는 여러 개의 전극으로 구성되며, Red, Green 및 Blue 세 개의 빔을 생성하고 집속과 가속을 시키는 역할을 하며 끝단에 Shield Cup을 갖는 구조이다. 자기편향요크는 수평 및 수직코일과 페라이트 요크(Ferrite yoke)로 구성되며 세 빔을 스크린의 원하는 곳에 맺히도록 편향시키는 역할을 담당한다. 자기편향요크에서 발생된 자계에 의하여 편향된 빔은 스크린 후면에 위치한 형광체를 발광시킨다. 스크린 상에서의 화질이 매우 중요해짐에 따라 Red, Green 및 Blue 빔간의 Convergence 오차를 줄이고 Focusing을 향상시키기 위한 각 구성 요소의 설계기술도 점점 복잡하게 변하고 있다. 즉 기존에는 전자총과 자기편향요크 등 각 요소들을 설계할 때 요소들 상호간의 작용을 고려하지 않고 독자적인 개발만으로 충족되었으나 최근에는 각 요소의 독자적인 성능향상은 물론 요소들 상호간의 역할까지도 고려한 설계기술이 요구되어지고 있다[1, 2].

특히, 전자총과 자기편향요크는 그림 1에서 보듯이 공간적으로 인접하여 위치하기 때문에 자기편향요크에서 발생된 누설자계가 전자총 내의 빔의 경로에 영향을 미치고 이로 인하여 스크린 상에서 Convergence 오차가 커지는 문제점을 안고 있다. 즉 자기편향요크의 수평, 수직코일에 흐르는 전류가 자계를 발생시키고 이때 불필요하게 자기편향요크의 앞단에 있는 전자총에 누설자속을 발생시킨다. 이 누설자속은 전자총에서 출발한 전자빔의 초기 경로에 영향을 주어 스크린 상에서 전자빔의 Focusing을 나쁘게 하고 Convergence 오차를 크게 한다. 따라서 전자총의 설계에서는 이 누설자속을 차단하기 위해 전자총 끝단에 그림 2와 같은 실린더모양의 도체 Shield Cup을 설치한다. 그러나, 이 Shield Cup에 의한 차폐효과는 중앙에 위치한 Green 빔과 양쪽에 위치한 Red 및 Blue 빔에 대하여 서로 다르게 나타나고 이는 Red 빔과 Blue 빔은 Green 빔보다 Shield Cup과의 거리가 가깝기 때문에 나타나는 현상이다. 결국 이러한 차이는 빔들의 궤적에 서로 다른 영향을 미쳐 스크린에서 세 개의 빔이 한 점에 맺히지 않고 약간의 거리 차를 두고 맺히게 된다. 이러한 영향을 줄이기 위해 그림 2에서와 같이 Red 빔과 Blue 빔의 위, 아래에 도체로 된 와전류 조절판(Eddy Current Controller)을 설치하여 차폐효과를 더욱 강화시킴으로써 Green 빔과 Red 및 Blue 빔에 대한 차폐효과의 차이를 줄일 수 있다. 이때 차폐효과는 와전류 조절판의 모양이나 길이에 따라 달라지므로 설계과정에서 적당한 크기를 결정하기 위해서는 와전류 조절판에 의한 차폐효과를 정량적으로 해석할 수 있어야 한다. 와전류 조절판의 차폐효과를 해석하기 위한 기존의 연구는 영역적분방정식 또는 유한요소법을 이용하여 과도상태의 와전류해석이 수행되었으나 이들은 모두 개영역 문제에서 해석영역의 경계를 적절히 설정하기가 매우 어려워 적용

* 正 會 員 : 忠 北 大 電 氣 電 子 工 學 部 助 教 授 · 工 博

** 正 會 員 : 삼성SDI(주), 기술본부 선임연구원

*** 正 會 員 : 서울대 電 氣 工 學 部 教 授 · 工 博

接受日字 : 1999年 7月 23日

最終完了 : 2000年 5月 4日

에 어려움이 있었다[1,2].

본 논문에서는 개영역 문제의 해석에 적합한 경계요소법을 이용하여 과도상태의 전자계 분포를 해석할 수 있는 알고리즘을 개발하고 이를 이용하여 와전류 조절판의 길이의 변화에 따른 자계차폐효과를 분석하였다. 전자총에 영향을 주는 누설자계는 주로 수평편향코일의 목(Neck) 부분에서 발생하기 때문에 누설자계를 구하기 위하여 전체 자기편향요크를 해석하지 않고 수평편향 코일의 목 부분에서 발생하는 누설자계만을 정량적으로 구하여 이를 인가자계(Incident field)로 하여 해석하였다. 또한 해석 대상인 전자총의 Shield cup 부분은 그림 2에서 보는 바와 같이 전체적으로 3차원 구조이나 누설자계가 비교적 넓은 범위에 걸쳐 균등하게 분포하고 와전류 조절판의 효과만을 고려하기 위하여 2차원 해석을 하였다.

2. 해석이론

와전류를 고려한 과도상태의 자계해석을 위하여 그림 3과 같이 와전류가 흐르는 영역(R_1)과 외부에서 인가된 시변 전류원을 포함하는 외부영역(R_2)으로 구성되는 모델을 고려한다. 각각의 영역에서 자기벡터 포텐셜(Magnetic vector potential)을 이용한 지배방정식은 다음의 Maxwell 방정식과 보조방정식 그리고 자계의 연속조건을 이용하여 도출된다[3].

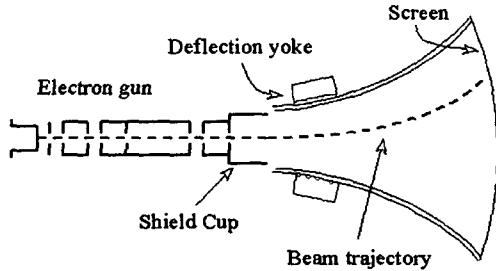


그림 1 브라운관의 개략적 구조
Fig. 1 Schematic view of a color picture Tube

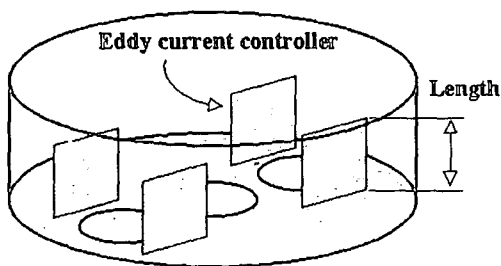


그림 2 와전류 조절판을 포함한 Shield Cup의 구조
Fig. 2 A shield cup with the eddy current controller

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (4)$$

여기서, 모든 문자는 그 통상의 의미로 사용되고 \mathbf{J} 는 영역 R_1 에서는 와전류를, 영역 R_2 에서는 외부인가 전류를 의미한다.

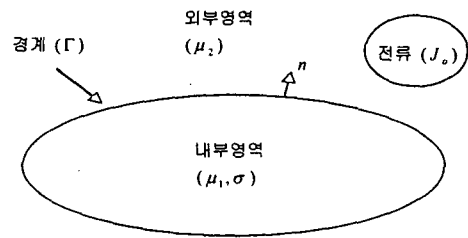


그림 3 개영역 문제의 모델
Fig. 3 A model of open boundary problem

2.1 와전류를 고려한 과도상태의 자장해석

와전류가 흐르는 영역에서 과도상태의 자계해석을 위한 지배방정식은 외부에서 인가된 강제전류가 없다고 가정하면 쿨롱 게이지(Coulomb Gauge)를 도입하여 다음과 같이 유도된다[3].

$$-\frac{1}{\mu} \nabla^2 \mathbf{A} + \alpha \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + \nabla \phi \right) = 0 \quad (5)$$

여기서, \mathbf{A} 와 ϕ 는 각각 자기벡터 포텐셜(Magnetic vector potential)과 전기 스칼라 포텐셜(Electric scalar potential)이고 μ 와 σ 는 각각 매질의 투자율과 도전율이다. 2차원 문제에 대해서 \mathbf{A} 와 $\nabla \phi$ 는 모두 z 성분만을 가지며, $\nabla \phi$ 는 매질 내에서 일정하므로 $A_z = u$, $k = 1/\mu\sigma$ 라고 정의하면 지배방정식 (5)은 다음과 같이 변형하여 쓸 수 있다.

$$k \nabla^2 u - \frac{\partial u}{\partial t} = (\nabla \phi)_z \quad (6)$$

식(6)의 그린함수 u^* 은 Dirac Delta 함수 $\delta(r, t)$ 로 주어지는 구동원에 대하여 다음식을 만족하며,

$$k \nabla^2 u^* + \frac{\partial u^*}{\partial t} = \delta(r, t) \quad (7)$$

2차원 문제에 대하여 다음식으로 주어진다[4,5,6].

$$u^* = \frac{1}{4\pi k(t-\tau)} \exp\left\{-\frac{r^2}{4k(t-\tau)}\right\} \quad (8)$$

여기서, $r = \{(x_p - x_q)^2 + (y_p - y_q)^2\}^{1/2}$ 이고, 점자 p, q 는 각각 원천점(Source point)과 관측점(Field point)을 의미한다.

경계적분 방정식을 유도하기 위하여 변형된 지배방정식의 양변에 그린함수 u^* 을 곱하고 시간과 공간에 대해 적분을 하면 다음과 같이 되고,

$$\int_0^t \int_{\Omega} \left(k \nabla^2 u - \frac{\partial u}{\partial t} - (\nabla \phi)_z \right) u^* d\Omega dt = 0 \quad (9)$$

벡터등식(Vector identity)을 이용하면 경계적분 방정식은 다음과 같이 유도된다[7].

$$\begin{aligned} & -\alpha u(t, \xi) - \int_0^t \int_{\Gamma} k u \frac{\partial u^*}{\partial n} d\Gamma dt + \int_0^t \int_{\Gamma} k \frac{\partial u}{\partial n} u^* d\Gamma dt \\ & + \int_{\Omega} u_0 [u^*]_{\tau=0} d\Omega = \int_0^t \int_{\Omega} (\nabla \phi)_z u^* d\Omega dt \end{aligned} \quad (10)$$

여기서, α 는 경계점에서의 내부각을 의미하고, 그린함수의 법선방향 미분은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{\partial u^*}{\partial n} = -\frac{r}{8\pi k^2(t-\tau)^2} \exp\left\{-\frac{r^2}{4k(t-\tau)}\right\} \frac{\partial r}{\partial n} \quad (11)$$

2.2 외부영역의 시변 자기해석

와전류가 존재하지 않는 외부 영역에서 시변 자기해석을 위한 지배방정식은 쿨롱 계지를 적용하면 다음과 같이 표현된다[8,9]

$$-\frac{1}{\mu} \nabla^2 A_z = J_{\alpha z} \quad (12)$$

여기서, A_z 와 $J_{\alpha z}$ 는 각각 자기벡터 포텐셜과 외부인가 전류의 z성분을 뜻한다. 지배방정식 (12)의 그린함수 $G(r, r')$ 을 도입하여 스칼라 그린정리를 이용하면 경계적분 방정식은 다음과 같이 유도되고

$$(\alpha-1)A_z - \int_{\Gamma} A_z \frac{\partial G}{\partial n} d\Gamma + \int_{\Gamma} \frac{\partial A_z}{\partial n} G d\Gamma + \int_{\Omega} \mu J_{\alpha z} G d\Omega = 0 \quad (13)$$

여기서, α 는 경계점에서의 내부각이고, 그린함수 및 그린함수의 법선방향 미분치는 다음과 같이 주어진다[8].

$$G(r, r') = -\frac{1}{2\pi} \ln|r-r'| \quad (14)$$

$$\frac{\partial G}{\partial n}(r, r') = -\frac{1}{2\pi} \frac{(r'-r) \cdot n}{|r-r'|^2} \quad (15)$$

2.3 Interface 조건

내부영역과 외부영역이 접하는 경계(Γ)에서 자계의 연속식을 자기벡터 포텐셜로 표현하면 다음과 같이 되고,

$$A_{z1} = A_{z2} \quad (16)$$

$$\frac{1}{\mu_1} \frac{\partial A_{z1}}{\partial n} = \frac{1}{\mu_2} \frac{\partial A_{z2}}{\partial n} \quad (17)$$

경계적분 방정식 (10)과 (13)은 자계의 연속식을 적용하면 각각 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} & -\alpha u - \int_0^t \int_{\Gamma} k u \frac{\partial u^*}{\partial n} d\Gamma dt + \int_0^t \int_{\Gamma} k q u^* d\Gamma dt \\ & + \int_{\Omega} u_0 [u^*]_{\tau=0} d\Omega + \int_0^t \int_{\Omega} (\nabla \phi)_z u^* d\Omega dt = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

$$(\alpha-1)u + \int_{\Gamma} u \frac{\partial G}{\partial n} d\Gamma - \frac{\mu_2}{\mu_1} \int_{\Gamma} q G d\Gamma + \int_{\Omega} \mu_2 J_o G d\Omega = 0 \quad (19)$$

여기서, u 와 q 는 각각 A_{z1} 과 $\partial A_{z1}/\partial n$ 나타내며 n 은 내부영역에서 외부영역으로 향하는 단위 법선 벡터이다. 한편, 와전류가 흐르는 단일 도체 내에서 와전류의 합은 항상 영이 되므로 이 조건을 자기벡터 포텐셜을 이용하여 경계적분으로 표현하면 다음과 같이 된다[10,11].

$$\int_{\Omega} J_e d\Omega = -\frac{1}{\mu_1} \int_{\Gamma} q d\Gamma = 0 \quad (20)$$

2.4 이산화

경계적분방정식 (18)의 u 와 q 는 모두 시간과 공간의 함수이므로 이산화하기 위하여 와전류가 흐르는 영역의 경계(Γ)를 N 개의 선형요소로, 해석하고자 하는 시간영역을 F 개의 선형요소로, 그리고 와전류가 흐르는 영역을 M 개의 삼각형 요소로 분할하고 점정합법(Point matching method)을 이용하면 경계적분 방정식 (18)은 다음과 같이 이산화된다.

$$\begin{aligned} & \frac{\gamma_i}{2\pi} u_F^i + k \sum_{\ell=1}^N \sum_{j=1}^F \int_{\Gamma_{\ell}} \int_{t_{j-1}}^{t_j} u^e q^* dt d\Gamma - k \sum_{\ell=1}^N \sum_{j=1}^F \int_{\Gamma_{\ell}} \int_{t_{j-1}}^{t_j} q^e u^* dt d\Gamma \\ & = \sum_{m=1}^M \int_{\Omega_m} u_0 u_{\tau=0}^* d\Omega - \sum_{m=1}^M \sum_{j=1}^F \int_{\Omega_m} \int_{t_{j-1}}^{t_j} (\nabla \phi)_z u^* \Omega dt \end{aligned} \quad (21)$$

여기서 u_F^i 는 i 번 절점의 시간 F 에서의 u 값이며, 요소내에서의 u^e 와 q^e 는 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$u^e = \phi_1 \Psi_1 u_1^i + \phi_1 \Psi_2 u_2^i + \phi_2 \Psi_1 u_1^i + \phi_2 \Psi_2 u_2^i \quad (22)$$

$$q^e = \phi_1 \Psi_1 q_1^i + \phi_1 \Psi_2 q_2^i + \phi_2 \Psi_1 q_1^i + \phi_2 \Psi_2 q_2^i \quad (23)$$

여기서 u 와 q 의 상첨자와 하첨자는 각각 시간요소와 공간요소의 절점번호를 나타내고, 형상함수 ϕ 와 Ψ 는 각각 다음과 같이 표현된다[10,11].

$$\phi_1 = \frac{1-\eta}{2}, \quad \phi_2 = \frac{1+\eta}{2} \quad (24)$$

$$\psi_1 = \frac{t_f - t}{\Delta t_f}, \quad \psi_2 = \frac{t - t_{f-1}}{\Delta t_f} \quad (25)$$

한편 경계적분방정식 (19)과 (20)는 동일한 방법으로 각각 다음과 같이 이산화되고,

$$-(1-\alpha)u_f^i + \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} u^e \frac{\partial G}{\partial n} d\Gamma - \frac{\mu_2}{\mu_1} \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} q^e G d\Gamma + \sum_{j=1}^M \mu_2 \int_{\Omega_j} J_o G d\Omega = 0 \quad (26)$$

$$\frac{1}{\mu_1} \sum_{e=1}^N \int_{\Gamma_e} q^e d\Gamma = 0 \quad (27)$$

여기서 u^e 와 q^e 는 형상함수를 이용하여 각각 다음과 같이 표현된다[8].

$$u^e = \phi_1 u_1^2 + \phi_2 u_2^2 \quad (28)$$

$$q^e = \phi_1 q_1^2 + \phi_2 q_2^2 \quad (29)$$

식 (21), (26)과 (27)의 시간적분은 해석적으로 적분되고, 공간적분은 가우스 수치적분공식을 이용하여 이루어지나 특이적분은 해석적분을 이용하여 적분된다[7].

이산화된 경계적분 방정식으로부터 각 절점에서의 미지수 (A_{z1} , $\partial A_{z1} / \partial n$)와 와전류가 흐르는 영역에서의 $\nabla \phi$ 가 구해지면 경계적분방정식을 이용하여 내부 및 외부영역에서의 자기벡터 포텐셜과 자속밀도를 구할 수 있다. 그러나 계산하고자 하는 점이 경계근처에 근접할수록 수치적분 과정에서 오차가 커지므로 보정계수를 도입한다[7,11]. 보정계수를 도입하면 내부영역과 외부영역에서의 자기벡터 포텐셜 값은 다음과 같이 계산된다 [7,11,12].

$$C_1 A_{z1} = \int_0^t \int_{\Gamma} k \frac{\partial A_z}{\partial n} u^* d\Gamma dt - \int_0^t \int_{\Gamma} k A_z \frac{\partial u^*}{\partial n} d\Gamma dt + \int_{\Omega} A_{z0} u^*(0) d\Omega - \int_0^t \int_{\Omega} (\nabla \phi)_z u^* d\Omega dt \quad (30)$$

$$C_2 A_{z2} = \int_{\Gamma} A_z \frac{\partial G}{\partial n} d\Gamma - \int_{\Gamma} \frac{\partial A_z}{\partial n} G d\Gamma + \int_{\Omega} \mu_2 J_o G d\Omega \quad (31)$$

여기서 C_1 과 C_2 는 각각 내부영역과 외부영역에서의 보정계수로서 다음과 같이 구해지며[7,11]

$$C_1 = - \sum_{j=1}^{N_e} k \int_{\Gamma_j} \frac{\partial u^*}{\partial n} d\Gamma + \sum_{k=1}^{N_d} \sum_{m=1}^{N_d} w_m u^* S_k \quad (32)$$

$$C_2 = 1 + \sum_{j=1}^N \int_{\Gamma_j} \frac{\partial u^*}{\partial n} d\Gamma \quad (33)$$

여기서, N_e 는 와전류가 흐르는 영역의 삼각형 요소수이고, N_d 와 w 는 각각 가우스 수치적분공식의 절점수와 그 점에서의 가중치이며 S_k 는 k번 삼각형요소의 면적을 의미한다.

3. 사례연구

자기편향요크에서 발생하는 누설자계는 주로 수평편향코일의 전자총 쪽 끝단에 위치한 목(Neck) 부분에서 발생하는 것으로 이는 수직편향코일이 페라이트 코아에 감겨있는 토로이달(Toroidal) 형태인데 반해 수평코일은 세들(Saddle)형으로 되어 있고 특히 목 부분은 페라이트 요크 외부에 위치하기 때문이다. 따라서 Shield Cup 내에 위치한 와전류 조절판의 효과를 정량적으로 해석하기 위해서는 수평편향 코일의 목 부분에서 발생하는 누설자계를 정량적으로 구하거나 적절히 그 분포를 가정하여 이를 인가자계(Incident field)로 하여 Shield Cup 및 와전류 조절판의 와전류 영향을 해석해야 한다. 본 논문에서는 전자총의 출구(G4전극)가 상대적으로 그 크기가 작기 때문에 자계가 수직방향으로 균등하게 걸린다고 가정하였고, 수평편향코일에 인가되는 전류의 크기에 비례하는 것으로 하였다. 수평편향코일에 인가되는 전류는 톱니파형을 하고 수평주사를 위한 Scanning 시간 (13.1 μ sec)과 다음 라인의 주사를 위한 Retracing 시간(2.5 μ sec)이 주기적으로 반복되는 모습을 갖는다. 이러한 전류에 의하여 발생하는 자계는 Biot-savart법칙을 이용하여 계산되며 본 논문에서는 와전류가 가장 많이 발생하는 Retracing 시간동안을 해석영역으로 하였다. 과도상태 해석을 위하여 인가자계의 시간에 따른 변화를 그림 4에 나타내었으며, 그림에서와 같이 전체 시간해석 영역을 10등분하여 각 단계마다 자계의 분포를 계산하였다. 그리고 전자총의 모든 전극들은 Stainless Steel 재질로 전기 도전율은 $8.696 \times 10^5 \text{ } \Omega \cdot m$ 이다.

그림 5는 개발된 알고리즘을 이용하여 Shield Cup의 자체 차폐효과를 해석한 결과로서 와전류 조절판이 없을 때(그림 5-a)와 와전류 조절판의 길이가 7.5mm일 때(그림 5-b)의 자체분포를 10번째 시간 단계에서 비교한 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 와전류 조절판이 있는 경우에는 특히 빔이 지나가는 중앙부에서 자속이 많이 약해져 차폐효과가 있음을 알 수 있다. 그림 6은 빔축(빔이 지나갈 것으로 예상되는 경로)을 따라 10번째 시간 단계에서 누설자속 밀도 값을 비교한 것으로 전체적인 영향을 고려할 때 와전류조절판의 길이는 7.5[mm] 정도

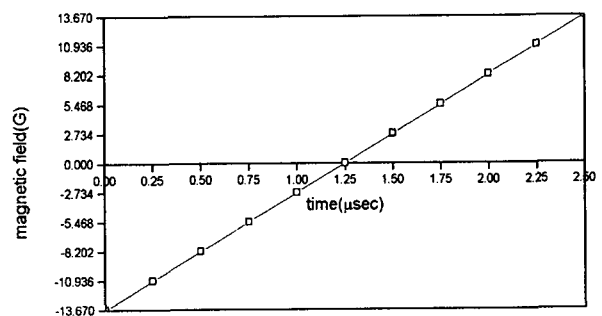


그림 4 외부 인가자계의 변화 및 시간해석영역의 분할
Fig. 4 Variation of the incident fields and discretization of the time domain

일 때가 가장 좋음을 알 수 있다. 그림 7은 빔축에서 와전류 조절판의 자기차폐효과를 나타낸 것으로 전체 해석영역 시간에서 누설자계의 영향이 상당히 줄어들었음을 알 수 있다. 또한 이 결과로부터 와전류 조절판의 길이의 변화에 따른 누설자계의 차폐효과를 정량적으로 알 수 있어 와전류 조절판의 길이를 최적으로 설계할 수 있음을 알 수 있다. 한편 전자총의 설계에 상대적으로 매우 중요한 누설자계가 빔의 경로에 주는 전체적인 영향은 빔이 지나가는 경로에서의 자속밀도를 적분한 값으로 표 1에 와전류 조절판의 길이에 대하여 나타내었다.

표 1 와전류 조절판의 길이에 따른 누설자계의 적분값
Table 1 Integrated leakage flux v.s. length of eddy current controller

Length(mm)	0.0	2.5	5.0	7.5	10.0
Integrated values (Tesla · m)	2.0082	2.02732	2.02854	1.99282	1.90892

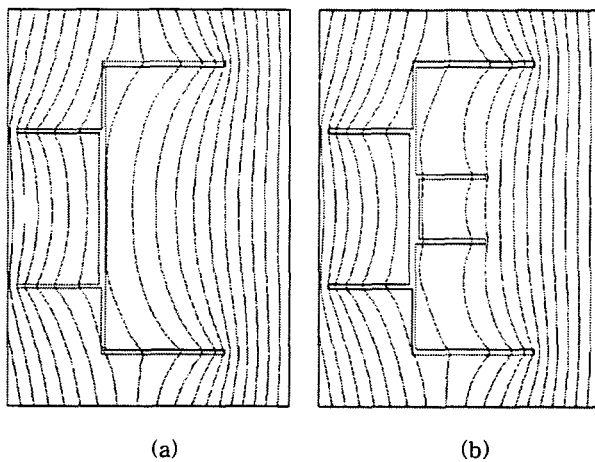


그림 5 와전류 조절판이 자계분포에 미치는 영향:

- (a) 와전류 조절판이 없을 때
- (b) 와전류 조절판의 길이가 7.5mm일 경우

Fig. 5 The effects of eddy current controller on the magnetic field distribution:

- (a) Without the eddy current controller
- (b) With the eddy current controller of length 7.5mm

4. 결 론

본 논문에서는 경계요소법을 이용한 과도상태의 전자계해석에 대한 알고리즘을 개발하였으며, 개발된 알고리즘을 브라운관의 전자총 Shield Cup 설계에 적용하였다. 전자총의 Shield Cup은 매우 얇은 도체로 만들어지기 때문에, 유한요소법을 이용하면 요소수가 과도하게 증가하여 적용이 곤란하나 본 논문에서 개발된 알고리즘을 이용하면 도체 외부는 요소분할이 필요 없어 매우 능률적으로 해석할 수 있다. 브라운관 내의 수평

편향코일에 의하여 발생된 누설자속은 톱니파형을 가지고 주기적으로 반복되므로 와전류가 가장 크게 발생하는 Retracing 시간을 해석영역으로 하였고 이 기간 동안 누설자계를 적절히 차폐할 수 있는 와전류 조절판의 길이를 결정하였다. 경계요소해석을 위한 경계적분 방정식의 유도과정에서는 내부영역은 도체로서 와전류가 유기되는 과도상태의 문제로, 외부영역은 시변자속을 발생시키는 전류원을 갖는 문제로 지배방정식을 유도하였고 두 영역이 접하는 경계에서는 자계의 연속식을 만족하도록 정식화하였다.

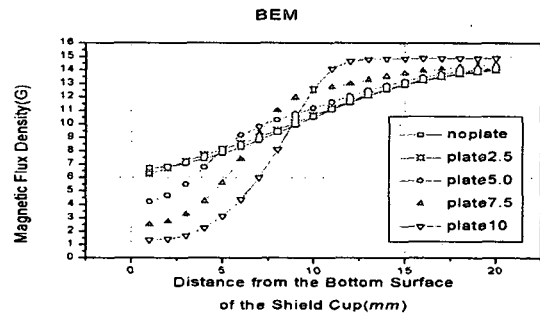
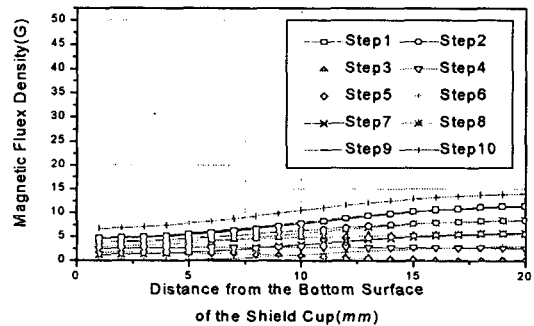
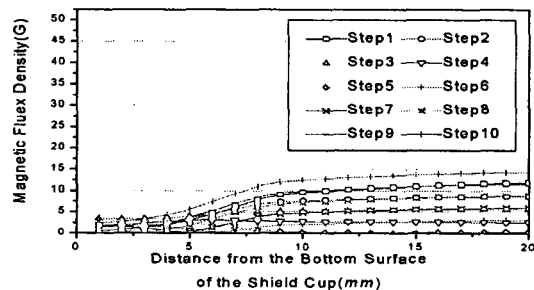


그림 6 와전류 조절판 길이에 따른 빔축에서의 자속밀도의 분포

Fig. 6 Leakage magnetic fields along beam axis Vs. length of eddy current controller



(a)



(b)

그림 7 와전류 조절판의 빔축에서의 자계차폐효과:

- (a) 와전류 조절판이 없을 때
- (b) 와전류 조절판의 길이가 7.5mm 일 때

Fig. 7 Shielding effects of the eddy current controller along the beam axis:

- (a) Without the eddy current controller
- (b) With the eddy current controller of length 7.5mm

감사의 글

본 연구는 한국과학재단이 지원하는 목적기초연구사업(과제번호:981-0902-009-2)지원으로 수행되었음.

참고 문헌

[1] M.Koizumi, Y. Higuchi, K.Majima and I. Yoshimi, "Prediction Method for Convergence Error among R, G and B Electron Beams in CRT Due to Eddy Current on Shield Cup", JAPAN DISPLAY'92, pp. 277-280, 1992

[2] M..J. Dekker, "Eddy Currents induced by Deflection Fields in Electron Guns of Cathode Ray Tubes", IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 33, No. 2, pp. 2179-2182, 1997

[3] O.Biro and K.Preis, "On the use of magnetic vector potential in the finite element analysis of three-dimensional eddy currents," IEEE Trans. on Magn., Vol.25,No.4, pp.3145-3159, July 1989

[4] Shao Keran and Zhou Keding, "Boundary element solutions to transient eddy current problems", Engineering Analysis, Vol. 1, No. 4, pp. 182-187, 1984

[5] P.K. Banerjee and R.Bufferfield, *Boundary Element Methods in Engineering Science*, McGRAW-HILL, London, 1981, Chap. 9, pp. 216-221

[6] C.A. Brebbia, J.C.F. Telles and L.C. Wrobel, *Boundary Element Techniques*, Germany, 1984, Chap. 4, pp. 154-156

[7] 정 광식, *경계요소법을 이용한 브라운관 내의 전자총에 대한 과도상태의 자장해석*, 석사학위논문, 서울대학교 1999

[8] Sompoth Peaiyoung, *Computational Aspects of The Boundary Element Method Applied to Two- and Three-Dimensional Magnetic Field Problems*, Ph.D. Dissertation, Rensselaer Polytechnic Institute, New York, 1987

[9] C.S.Koh, S.Y.Hahn and O.A.Mohammed, "Nonlinear shape design sensitivity analysis for magnetostatic problems using boundary element method," IEEE Transactions on Magnetics, Vol. 31, No 3, pp. 2008-2011, 1995

[10] KwangSig Jung, Chang Seop Koh and Song-yop Hahn, "A Transient Magnetic Field Analysis of Electron Gun in Cathode Ray Tube Using Boundary Element Method" ICEE'98, Vol. 2, pp. 87-90, 1998

[11] T. Todata, *A research on the application of the boundary element method into magnetic fields analysis*, Ph.D Dissertation, Oita University, Japan, 1995

[12] M. Enokizono, *境界要素解析*, 培風館, Japan, Chap. 6, pp. 160-167

저 자 소 개

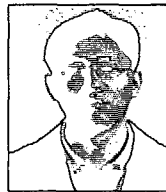


고 창 섭 (高彰燮)

1986년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1988년 동 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1992년 동 대학원 전기공학과 졸업(공학박). 1994년~1996년 삼성전기(주) 종합연구소 선임연구원. 1996년~현재 충북대 전기전자 공학부 조교수. 1993년~1994년 미국 Florida Int'l Univ. 객원연구원

Tel : 0431-261-2426

E-mail : kohcs@chungbuk.ac.kr



정 광 식 (鄭光植)

1990년 연세대 공대 전기공학과 졸업. 1999년 서울대 대학원 전기공학과 졸업(석사). 1990년~현재 삼성SDI, 기술본부 선임연구원

Tel : 0331-210-7885

E-mail : ksjung@samsung.co.kr



한 송 업 (韓松暉)

1963년 서울대 공대 전기공학과 졸업. 1968년 서울대 전기공학과 전임강사. 1979년 프랑스 로렌 공과대학 대학원 졸업(공학박). 1995년 당 학회 회장. 1995년~1996년 서울대 공대 학장. 현재 서울대 공대 전기공학부 교수

Tel : 02-880-7246

E-mail : syhahn@snu.ac.kr