

論文97-34D-6-2

# 경계요소법에 의한 코플래너 도파로 불연속의 등가 인덕턴스 해석 (Analysis of Equivalent Inductance in the Coplanar Waveguide Discontinuities by Boundary Element Method)

姜鍊德\* , 李澤璟\*

(Yeon-Duk Kang and Taek-Kyung Lee)

## 요 약

코플래너 도파로(Coplanar Waveguide, CPW)의 불연속에 대한 등가회로 모델링에서 등가 인덕턴스를 구하기 위한 방법을 제시하고, 3차원 경계요소법(Boundary Element Method, BEM)에 의한 수치해석을 하였다. Quasi-static 근사에 의한 불연속 부분의 등가 인덕턴스를 구하기 위해 중앙 스트립에 흐르는 전류에 의한 자기 스칼라 포텐셜(magnetic scalar potential)을 정의하고, 유전체 경계면을 통과하는 자속을 구하였다. 기판이 비자성 물질인 경우에 대하여 해의 대칭성을 이용하여 계산 영역의 숫자를 줄이고 적분식을 간략화 하였다. 삼각형 요소상의 기저함수로는 선형함수를 이용하고, collocation법에 의한 수치해석을 하였다. 코플래너 도파로의 short-end와 step 등의 불연속에서 등가 인덕턴스와 정전용량을 구하여 등가회로 모델링을 하였다. 스칼라 량을 이용하여 해석하므로 벡터 해석에 의한 인덕턴스의 계산에 비해 수식이 간단하고, 계산량이 훨씬 줄어든다.

## Abstract

For the circuit modelling of the coplanar waveguide(CPW) discontinuities, the equivalent inductance is analyzed via the 3-dimensional boundary element method. The proposed method utilizes the magnetic scalar potential to obtain the magnetic flux passing through the air-dielectric interfaces of the coplanar waveguide. The boundary integral is simplified by use of the symmetry when the substrate is composed of the nonmagnetic material. In the numerical analysis, linear basis function and the collocation scheme are employed. The short-end and the step discontinuities are characterized through the calculations of the equivalent inductance and the capacitance. The present method avoids the usual vector formulation and is quite advantageous in the quasi-static characterization of the CPW discontinuities.

## I. 서론

코플래너 도파로(Coplanar Waveguide, CPW)는 접지면이 선로와 같은 평면에 놓여 있는 구조의 전송

선로로서 초고주파 및 밀리미터파 집적회로의 선로로 마이크로스트립 선로에 비해 많은 장점들을 지니고 있으며, 최근 그 유용성이 증가하고 있다.<sup>[1]</sup> 밀리미터파 대의 주파수에서 코플래너 도파로의 불연속에서는 다른 평면형 도파로에 비하여 훨씬 적은 전자파가 복사되며, 분산효과도 적다.<sup>[2]</sup> 따라서 코플래너 도파로의 전송특성을 해석하는 데 quasi-static 근사에 의한 방법은 밀리미터파에 이르기까지 매우 유용하게 이용될 수 있다. 코플래너 도파로로 구성된 집적회로의 불연속

\* 正會員, 韓國航空大學校 航空電子工學科

(Dept. of Avionics, Hankuk Aviation Univ.)

※ 본 논문은 한국과학재단의 연구비 지원에 의한 결과임. (과제번호 95-0100-13-03-3)

接受日字:1997年3月20日, 수정완료일:1997年6月3日

중에서 gap, open-end, end-gap 등은 용량성 불연속으로 등가 정전용량만으로 모델링이 될 수 있다. 그러나 short-end, bend, step, T-junction 등의 불연속은 등가회로가 인덕턴스만으로 구성되거나, 정전용량과 인덕턴스가 동시에 포함되는 형태로 모델링된다.

코플래너 도파로의 용량성 불연속에 대한 등가 정전용량은 실험에 의하여 구하거나,<sup>[3]</sup> 유한차분법,<sup>[4]</sup> 경계요소법,<sup>[5]</sup> 등의 수치해석에 의하여 모델링을 하고 있다. 그러나 코플래너 도파로 불연속의 등가 인덕턴스에 대한 해석은 최근까지 많이 발표되지는 않고 있다.<sup>[6-8]</sup> 마이크로스트립의 불연속에 대한 등가 인덕턴스를 구하기 위한 방법으로 스트립 상의 전류분포를 구하여 등가 인덕턴스를 구하는 방법이 있지만,<sup>[9, 10]</sup> 코플래너 도파로에서는 무한 접지면이 스트립과 같은 평면에 위치하고 있기 때문에 금속면 상의 전류분포를 모델링하기가 어려워 적용이 용이하지 않다. 코플래너 도파로의 등가 인덕턴스를 구하는 방법으로서 자기 스칼라 포텐셜(Magnetic Scalar Potential)을 이용하는 방법은 스트립 상의 전류를 직접 구하지 않고, 스칼라 계산만으로 인덕턴스를 구할 수 있는 방법으로 경계요소법에 의한 무한길이의 선로에 대한 해석방법이 본저자 등에 의하여 발표되었다.<sup>[11]</sup> Naghed 등은 자기 스칼라 포텐셜을 이용하여 T-junction 등의 코플래너 도파로 불연속을 유한차분법으로 해석하였으며, 벡터 해석에 의한 방법에 비해 훨씬 간단하게 등가 인덕턴스를 구하였다.<sup>[7]</sup> 하지만 유한차분법에 의한 해석은 사방이 완전도체로 둘러싸인 공간내에서의 불연속에 대해서만 해석이 가능하다.

자기 스칼라 포텐셜을 이용하여 코플래너 도파로의 등가 인덕턴스를 구하는 수치해석 방법 중에서 경계요소법(Boundary Element Method, BEM)은 계산영역이 무한한 경우에도 해석이 가능하여 차폐되지 않은 선로의 해석에 유리하다. 본 논문에서는 이전에 발표된 경계요소법에 의한 무한길이 선로의 인덕턴스 해석법<sup>[11]</sup>을 확장하여, 유도성 불연속에 대한 자기 스칼라 포텐셜을 정의하고 3차원 경계요소법을 적용하여 차폐되지 않은 코플래너 도파로에서 step, short-end 등의 등가 인덕턴스를 해석하였다. 자기 스칼라 포텐셜을 미지수로 사용함으로써 스트립 표면의 전류분포에 대한 해를 구할 필요가 없으며, 벡터 해석을 피할 수 있다. 가정한 전류에 대한 스칼라 자기 포텐셜은 다가함수(multi-valued function)로서 유일하지 않으며, 중앙

의 스트립과 접지면 사이에 branch cut을 정의하여 해석하였다. 기관이 비자성 물질로 이루어진 경우에 경계적분식은 선로와 접지 사이의 갭에 대한 적분만으로 계산이 가능하게 되어 해석이 매우 간략해진다. 수치해석시 경계면 상의 삼각형 요소에 대하여 선형 기저함수(basis function)을 이용하여 해석하였으며, collocation 법에 의하여 해를 구하였다.

## II. 코플래너 도파로의 등가 회로

코플래너 도파로의 불연속에서는 마이크로스트립 선로에 비하여 전자파의 복사가 적으므로 밀리미터파 대역의 주파수에 이르기까지 quasi-TEM 모드 근사에 의한 전송특성 해석이 가능하며, 불연속 부분에 대한 등가회로를 구성함으로써 모델링이 이루어진다. 선로의 손실이 없다고 가정하면, 등가회로는 정전용량과 인덕턴스로써 구성할 수 있다. 정전용량만으로 모델링이 가능한 불연속 구조로는 open-end, end-gap, 갭 불연속 등이 있다. 이러한 불연속에 대한 해석은 불연속 근방에 대한 잉여 정전용량을 계산함으로써 가능하며, 경계요소법을 이용한 용량성 불연속의 해석은 이미 발표되어 있다.<sup>[5]</sup>

그림 1(a)에서 보는 바와 같이 short-end는 인덕턴스만으로 등가회로를 구성할 수 있으며, step 불연속의 등가회로에는 그림 1(b)와 같이 정전용량과 인덕턴스 성분이 함께 포함된다. 인덕턴스 성분이 포함된 불연속 부분의 등가회로 모델링은 정전용량만으로 구성된 구조에 비하여 해석이 까다롭다.

## III. 등가 인덕턴스의 계산

선로의 불연속 근방에서 TEM 모드에 가까운 형태의 기본 모드가 유지된다고 가정하여 quasi-TEM 근사를 하면, 전파 모드의 전장 및 자장 분포는 정전계 및 정자계에서 나타나는 형태와 동일하며 전자파의 진행방향과 직각인 방향으로 나타난다. 선로의 단면에서 나타나는 전파모드의 전장분포는 선로와 접지면 사이에 가해진 전위차에 의한 정전장의 분포와 같은 형태이며, 가해진 전압과 불연속 부분에 대한 잉여 전하량으로부터 등가 정전용량을 구하게 된다. 코플래너 도파로의 등가 정전용량은 가해진 전압에 의한 전위를 미지수로 한 스칼라 계산으로 구할 수 있으며, 수치해석

법으로서 경계요소법이나 유한차분법 등을 적용한다.

자기 스칼라 포텐셜  $\psi(r)$ 를

$$H = -\nabla\psi(r) \tag{1}$$

로 정의한다. 그러면 정전자계에서  $\nabla \cdot B = 0$ 이므로 자기 스칼라 포텐셜은 3차원 Laplace 방정식

$$\nabla^2\psi(r) = 0 \tag{2}$$

을 만족한다. 해석하고자 하는 영역 내의 스칼라 포텐셜은 Greens identity에 의하여 경계면  $\Gamma$ 에서의 값으로부터 얻을 수 있으며, 경계적분방정식

$$\psi(r) = \int_{\Gamma} [G(r, r') \frac{\partial\psi(r')}{\partial n} - \psi(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n}] d\Gamma, \quad r, r' \in \Gamma \tag{3}$$

으로 표현된다. 여기서  $G(r, r')$ 는 Laplace 방정식에 대한 자유공간 Green 함수이며,  $r$ 은 관측점(observation point),  $r'$ 은 전원점(source point)을 나타낸다.  $\frac{\partial}{\partial n}$ 은 경계면  $\Gamma$ 에서 바깥쪽으로 향하는 수직방향의 미분이며, 적분은 전원점에 대하여 행해진다.

3차원 자유공간에서 Laplace 방정식을 만족하는 Green 함수는

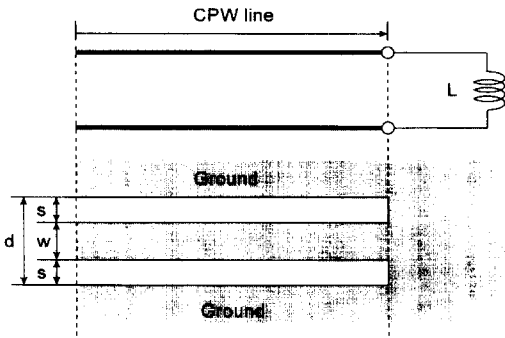
$$G(r, r') = \frac{1}{4\pi|r-r'|} \tag{4}$$

이고, 수직방향 편미분은

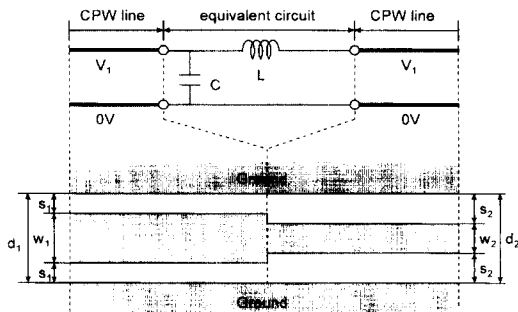
$$\frac{\partial G(r, r')}{\partial n} = -\hat{n} \cdot \frac{(r-r')}{|r-r'|} \cdot \frac{1}{4\pi|r-r'|^2} \tag{5}$$

이다.

불연속 모델링의 해석을 위한 코플래너 도파로의 구조로서 그림 2와 같이 입력측과 출력측 선로의 폭이 서로 다른 step 불연속에 대한 등가 인덕턴스를 구하고자 한다. 기판은 무손실의 비자성 물질로서 비투자율  $\mu_r=1$ 이고, 비유전율은  $\epsilon_r$ 로 가정하며, 선로와 접지를 구성하는 도체판들은 두께가 영인 완전도체로 가정한다. 선로의 구조는 좌우 대칭으로서 선로와 접지간에 있는 좌우 갭의 형태와 크기가 동일하며, 전체 선로는 차폐되지 않은 무한 영역 내에 놓여 있다.  $M_1, M_2, M_3$ 는 도체 스트립을 나타내는 경계면이며,  $S_1, S_2$ 는 금속 스트립 사이의 유전체-공기 간의 경계면으로 모두  $x-z$  평면에 평행한 면이다. 경계면  $B_1, B_2$ 는 불연속으로부터 충분히 떨어진 지점에서의 단면에 해당하며  $x-y$  평면에 평행한 면이다. 선로의 중앙 스트립에  $-z$  방향으로 전류  $I$ 가 흐른다고 가정하면 좌우가 대칭인 형태이



(a) Short-end 불연속과 등가회로



(b) Step 불연속과 등가회로

그림 1. 코플래너 도파로의 유도성 불연속 및 등가회로

Fig. 1. The inductive discontinuities and their equivalent circuits of CPW.

일반적인 방법에 의하면 유도성 불연속에 대한 등가 인덕턴스는 등가 정전용량에 비하여 계산이 복잡하다. Quasi-static 근사에 의한 등가 인덕턴스를 계산하기 위해서는 선로에 흐르는 직류 전류와 이 전류를 쇄교하는 자속에 대한 적분방정식을 이용하게 된다. 지금까지 주로 사용해온 방법은 자기 벡터 포텐셜을 이용하여 해석을 하였으며, 전류분포나 벡터 포텐셜을 구하기 위한 복잡한 벡터 계산이 요구된다. 전류에 의하여 발생하는 자속을 구하기 위한 방법으로서 자기 스칼라 포텐셜을 이용하는 방법은 자계의 비모준 성질로 인하여 스칼라 포텐셜이 다가함수(multi-valued function)이므로 지금까지 거의 사용되지 않았다. 그러나 해석영역을 적절히 제한하여 적용하면 이 문제를 해결할 수 있다.<sup>[11]</sup>

정전장 문제를 풀기 위하여 스칼라 전위를 도입하여 해석하는 것과 같은 원리에 의하여 정자장에 대해서

므로 두 접지면에 각각 I/2의 전류가 +z 방향으로 흐른다. 이들 전류에 의해 발생하는 자장은 그림에서 나타난 바와 같이 중앙의 스트립을 회전하는 방향으로 나타나며, 도체 경계면을 통과하지 않고 스트립 사이의 유전체-공기 간의 경계면을 통과하여 회전한다. 기판이 비자성 물질로서 비투자율이 공기와 같으므로 자장의 분포는 도체면의 상하에서 같은 형태로 나타나고, 방향만 반대가 된다. 따라서 자장의 계산에서는 기판의 존재를 무시하고, 도체면에 대해 상하 대칭인 구조에 대하여 해석한다.

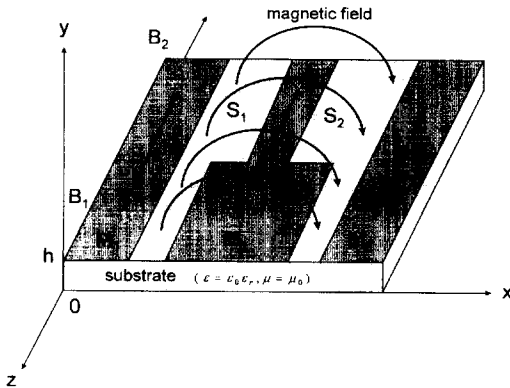


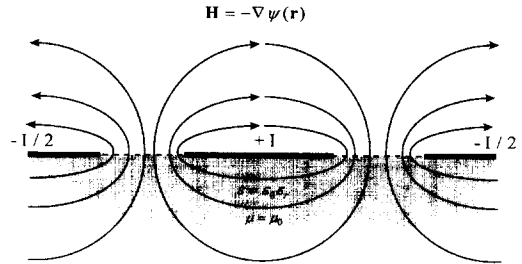
그림 2. Step 불연속 구조와 자장  
Fig. 2. Geometry of the CPW step discontinuity and the magnetic field.

코플래너 도파로의 step 불연속에서 그림 2에서와 같이 중앙 스트립과 좌우의 접지면에 전류가 흐르고 있을 때 중앙의 스트립을 통과하는 자속을 구하여 불연속에 해당하는 등가 인덕턴스를 계산할 수 있다. Quasi-TEM 모드로 전송되는 전자파의 자장은 도체 스트립을 통과하지 않으므로, 도체의 표면에서 자장의 수직방향 성분은 영이며, 자기 스칼라 포텐셜의 수직방향 편미분도 영이다. 그림 3 (a)는 도파로의 단면에서 자장의 모양을 보여주고 있으며, 자장이 중앙의 도체 스트립을 시계방향으로 감싸며 회전하고 있다. 식 (1)로부터 스칼라 포텐셜은

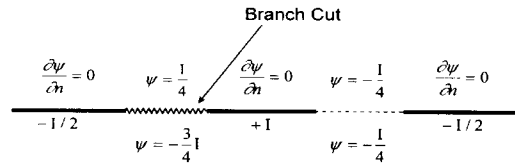
$$\psi(r) = \int_{ref.}^r \mathbf{H} \cdot d\mathbf{l} \quad (6)$$

의 형태로 바꿀 수 있으며, 포텐셜이 영인 기준점은 임의로 정할 수 있다. 그림 2의 구조에서 적분경로가 중앙의 도체 스트립을 시계방향으로 한 바퀴 회전하면 같은 지점에서 스칼라 포텐셜이 -I 만큼씩 증가하게

된다. 자기 스칼라 포텐셜은 식 (6)에 의해 다가함수 (multi-valued function)임을 확인할 수 있으며, 영역을 한정하여 해석하여야 하고, 경계조건을 정하는 데 있어서 주의가 요구된다.



(a) 코플래너 도파로의 단면에서의 자장 형태



(b) 인덕턴스 계산을 위한 경계조건

그림 3. CPW 선로 자장 및 인덕턴스 계산을 위한 경계조건  
Fig. 3. Magnetic field and boundary condition for the inductance calculation of CPW.

비자성 물질로 된 기판 상의 코플래너 도파로에서는 자장분포가 도체의 윗쪽과 아랫쪽 영역에서 같게 나타난다. 그림 3 (b)는 전류 I에 의한 자장분포를 해석하기 위한 경계조건을 보여주고 있다. 중앙 스트립을 한 바퀴 회전하면 포텐셜의 크기가 I 만큼씩 증가하므로 코플래너 도파로 왼쪽 갭의 유전체-공기 경계면에 branch cut을 설정하여 해석영역에서 단일한 값을 가지도록 한다. 해석하고자 하는 구조가 상하 대칭이므로 중앙스트립을 회전하는 동안 윗쪽과 아랫쪽 영역에서 각각 I/2의 포텐셜 변화가 일어난다. 포텐셜의 기준점은 임의로 정할 수 있으므로 branch cut의 바로 위에 I/4의 일정한 포텐셜을 가정하고, branch cut의 바로 밑에는 -3I/4의 포텐셜을 가정하였다. 따라서 branch cut을 시계방향으로 건널 때마다 I 만큼의 불연속이 일어난다. 오른쪽 갭의 자기 스칼라 포텐셜은 대칭성에 의하여 -I/4가 된다. 또한 자속은 갭과 수직이므로 자기 스칼라 포텐셜은 갭 내에서 일정한 상수값을 갖는다. 상하 대칭관계를 이용하면 도체면의 윗쪽 영역에

대한 해석만으로 자속의 계산이 가능하다.

왼쪽 영역내의 자기 스칼라 포텐셜에 대한 경계적분' 식에서 관측점을 경계면 상으로 이동하면 경계적분방정식은

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{\Omega_{out}(r)}{4\pi}\right) \psi(r) = & \int_{M_1, M_2, M_3} [G(r, r') \frac{\partial \psi(r')}{\partial n} - \psi(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n}] d\Gamma \\ & + \int_{S_1, S_2} [G(r, r') \frac{\partial \psi(r')}{\partial n} - \psi(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n}] d\Gamma \\ & + \int_{B_1, B_2} [G(r, r') \frac{\partial \psi(r')}{\partial n} - \psi(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n}] d\Gamma \end{aligned} \quad (7)$$

이 된다. 여기서  $\Omega_{out}(r)$ 은 경계면 상의 관측점에서 경계면의 바깥 영역에 해당하는 입체각(solid angle)을 나타낸다.

관측점이 기판의 윗면에 해당하는 평면에만 있다고 가정하면, 식 (7)의 우변에서 첫번째와 두번째 적분에서 관측점과 전원점은 같은 평면상에 존재하게 된다. 따라서 식 (5)의  $\hat{n} \cdot (r' - r)$ 이 영이 되어  $\frac{\partial G(r, r')}{\partial n} = 0$ 이다. 또한 도체면 상의  $\frac{\partial \psi(r')}{\partial n} = 0$ 이므로 식 (7)의 첫번째항의 도체면 상에 대한 적분식은 완전히 없어진다. 경계면  $B_1$ 과  $B_2$ 는 불연속으로부터 전송 방향으로 충분히 떨어진 위치의 단면 방향 경계면으로서 이 위치에서는 불연속의 영향을 받지않는 것으로 가정할 수 있으며, 코플래너 도파로의 단면에서 선로의 진행 방향으로로는 포텐셜의 변화가 없으므로 자기 스칼라 포텐셜에 대한 수직방향 편미분 성분은  $\frac{\partial \psi(r')}{\partial n} = 0$ 이 되고, 이 면 상의 포텐셜은 2차원 해석<sup>[11]</sup>으로부터 해를 구하여 경계조건으로 사용한다. 따라서 식 (7)의 경계적분식은

$$\left(1 - \frac{\Omega_{out}(r)}{4\pi}\right) \psi(r) = \int_{S_1, S_2} [G(r, r') \frac{\partial \psi(r')}{\partial n}] d\Gamma + \int_{B_1, B_2} [\psi(r') \frac{\partial G(r, r')}{\partial n}] d\Gamma \quad (8)$$

로 도체면 상의 적분이 모두 제거되고 간략하게 표현된다. 식 (8)에서 우변의 두번째 적분에 포함된 함수는 2차원 해석에 의한 경계조건으로서 기지의 함수이며, 이 식에서 미지의 함수는 갭에 해당하는 경계면  $S_1, S_2$ 에 대한  $\frac{\partial \psi(r)}{\partial n}$  뿐으로서 우변의 첫번째 적분에서만 나타난다. 이것은 전위계산에 대한 duality에 해당하는 것으로서, 자기 스칼라 포텐셜을 이용하여 구한 적분식은 갭에 대한 적분만을 포함하게 되어 정전용량의 계산보다 더욱 간단하게 된다.

그림 2에서 갭의 공기-유전체 경계면  $S_1, S_2$ 에 각각

$N_1, N_2$ 개의 노드를 정하고 식 (8)에 대하여 collocation 방법에 의한 표준 경계요소법을 적용하여 행렬식을 구하면

$$[B_1, B_2] \begin{bmatrix} q_1 \\ q_2 \end{bmatrix} = [-A_1 - A_2] \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} d_1 \\ d_2 \end{bmatrix} \quad (9)$$

가 된다. 여기서  $q_i$ 는 갭  $S_1, S_2$ 상에서  $\frac{\partial \psi(r)}{\partial n}$ 의 전개계수를 나타내는 벡터이며, 행렬  $A_i$ 와  $B_i$ 의 요소  $a_{ki}$ 과  $b_{ki}$ 은 갭  $S_1, S_2$ 에 대한 적분으로서 각각

$$a_{ki} = \left(1 - \frac{\Omega_{out}}{4\pi}\right) \delta_{ki}, \quad (10)$$

$$b_{ki} = - \int_{S_i} G(r_k, r') \psi_l(r') dS_i \quad (11)$$

이다. 여기서  $\psi_l$ 은  $l$ 번째 node에 해당하는 총체 기저함수(global basis function)이며,  $k$ 는 관측점의 node 번호를 나타낸다. 식 (11)에서  $k$ 와  $l$ 이 일치하지 않을 경우에는 수치해석적인 방법으로 바로 적분값을 구할 수 있으며,  $k = l$ 일 경우 발산하므로 논문<sup>[5]</sup>에서와 같이 극좌표계에서의 적분법을 이용하여 선적분의 형태로 바꾸어 계산한다.

식 (9)의 우변에서  $I_1, I_2$ 는 각각 갭  $S_1, S_2$ 에 가해진 자기 스칼라 포텐셜  $\psi(r)$ 을 나타내는 벡터로서

$$I_1 = \left[\frac{1}{4}, \frac{1}{4}, \dots, \frac{1}{4}\right]^T, \quad (12)$$

$$I_2 = \left[-\frac{1}{4}, -\frac{1}{4}, \dots, -\frac{1}{4}\right]^T \quad (13)$$

이며,  $d_1, d_2$ 는 각각 경계면  $B_1, B_2$ 에서의 적분을 나타내는 벡터이다. 경계면  $B_1, B_2$ 는 불연속 지점으로부터 충분히 떨어져 있으므로 전송방향으로 무한 길이를 갖는 2차원 구조의 코플래너 도파로에 대한 전위분포를 계산하여  $d_1, d_2$ 를 구한다.

경계요소법에 의하여 구한 갭에서의 자장을 이용하여 갭을 통과하는 전체 자속  $\varphi$ 는

$$\varphi = - \int_{gap} B \cdot \hat{n} d\Gamma = \mu_o \int_{gap} \frac{\partial \psi(r)}{\partial n} d\Gamma \quad (14)$$

로 구할 수 있다. 여기서  $\mu_o$ 는 공기중의 투자율을 나타내며,  $\hat{n}$ 은 경계면에서 바깥쪽으로 향하는 수직방향 단위벡터이다. 인덕턴스  $L$ 은 갭을 통과하는 자속  $\varphi$ 와 전류  $I$ 의 비로 구해지며,

$$L = \frac{\varphi}{I} [H] \quad (15)$$

이다.

#### IV. 수치해석 결과

코플래너 도파로의 등가 인덕턴스에 대한 수치해석에서는 node를 갭 영역 내에서만 할당하면 되므로 정전용량의 계산에 비해 훨씬 적은 node만으로 계산이 가능하다. 본 논문에서는 step 및 short-end 불연속이 좌우 대칭구조로 이루어져 있다고 가정하였으므로 미지수의 숫자를 반으로 줄여 계산시간을 절약하였다. 그림 4는 해석하고자 하는 step 불연속의 구조를 나타내며, 중앙 스트립의 폭은  $W_A$  및  $W_B$ , 좌우 갭의 크기는  $S_1$ ,  $S_2$ , 스트립과 좌우 갭의 크기를 더하여 코플래너 도파로의 폭을 나타내는 값은  $d$ , 기판의 두께는  $h$  등으로 나타내었다.

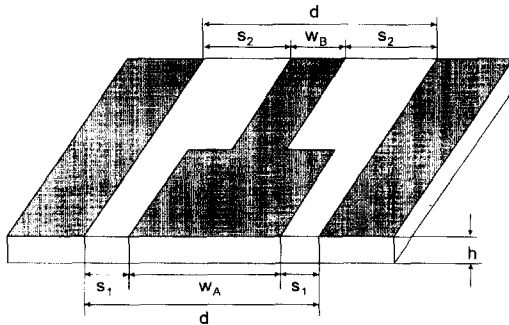


그림 4. Step 불연속 구조  
Fig. 4. The coplanar waveguide step discontinuity.

그림 5는 step 불연속의 자속밀도를 표현한 그림으로 갭을 통과하는 자속의 크기를 나타내고 있다. 경계 조건에서 불연속의 좌우 갭은 왼쪽에  $+1/4$ , 오른쪽에  $-1/4$ 의 자기 포텐셜을 갖는 것으로 가정하였으므로 자속밀도는 좌측 갭에서는 양의 값을 가지고 우측 갭에서는 음이 된다. 좁은 쪽의 선로에서는 갭을 통과하는 자속밀도가 불연속 근방에서 매우 큰 값으로 증가하지만, 넓은 쪽의 선로에 대한 자속밀도는 불연속 부분에서 오히려 줄어든다. 선로의 불연속에 대한 등가회로는 불연속 부분에 해당하는 전체 자속을 이용하지 않고 2차원 해석에 의한 자속밀도를 이용하여 불연속의 해석 영역에 포함된 선로길이에 대한 정상상태의 자속을 제

외한 나머지의 자속만을 불연속에 해당하는 자속으로 간주하였다. 즉 불연속의 등가회로는 순수하게 불연속에 의한 잉여분만을 나타낸다. 선로의 좁은 쪽 불연속에서는 정상적인 선로의 자속밀도 값을 뺀 잉여분이 존재하나, 넓은 쪽 불연속에서는 잉여 자속이 음으로 나타난다. T형 등가회로를 구성하는 경우 두개의 인덕턴스로 표현하게 되며 좁은쪽에서는 +값의 등가 인덕턴스가, 넓은 쪽에서는 -값의 등가 인덕턴스가 나타난다. 본 논문에서는 불연속에 해당하는 자속의 잉여분과 부족분을 합쳐 하나의 등가 인덕턴스로 나타내어 그림 1 (b)와 같은 형태의 등가회로를 구현하였다. 그림 2의 step 불연속에 대해 경계면  $S_1, S_2$ 에 각각  $N_1=458, N_2=458$ 의 노드를 설정하는 경우 SUN-Sparc 20 워크스테이션에서 약 6분 정도의 계산시간이 소요되었다.

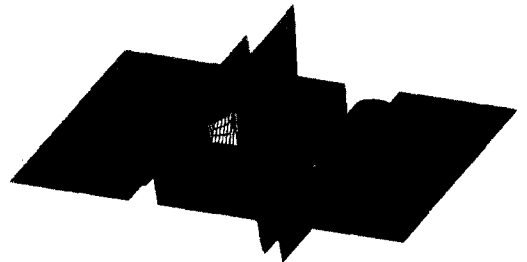


그림 5. Step 불연속의 자속밀도 분포  
Fig. 5. Magnetic flux density distribution of step discontinuity

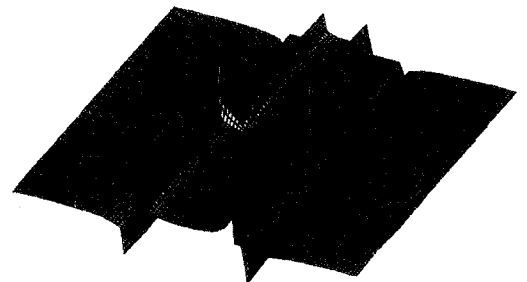
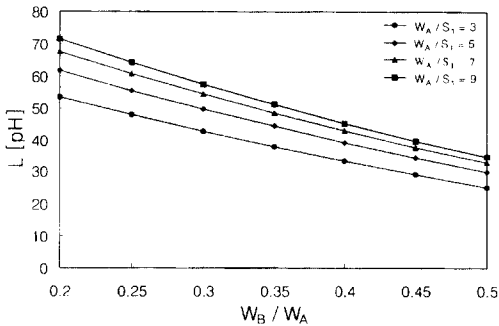


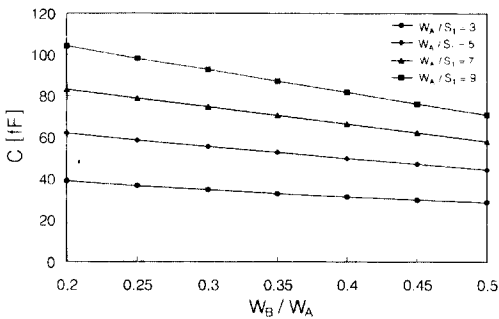
그림 6. Step 불연속 구조 코플래너 도파로의 전하 분포  
Fig. 6. Charge distribution of step discontinuity.

Step 불연속에서는 등가 인덕턴스 뿐만 아니라 등가 정전용량과 함께 나타난다. 경계요소법에 의한 코플래너 도파로 불연속의 등가 정전용량 해석은 논문 [5]에 나타나 있다. 그림 6은 3차원 경계요소법을 이용하여 step 불연속에 대해 구한 전하분포이다. 전송선로

로 이용되는 중앙 도체판은 양의 전하량을 가지고 좌우에 위치한 도체판은 접지면이므로 음의 전하량이 나타난다. 불연속 지점에서 중앙 도체판의 모서리 부분에 전하량이 크게 증가하므로 정상상태의 경우에 비해 잉여분이 생기고 좁은 쪽 도체판의 불연속 지점에서는 불연속 부분의 전하분포가 정상상태에 비해 줄어드는 형태이므로 전하량의 부족분이 발생된다. 불연속 지점에서 발생하는 부족분과 잉여분의 전하량을 합쳐 그림 1 (b)의 등가 정전용량을 구하였다.



(a) 등가 인덕턴스



(b) 등가 정전용량

그림 7. Step 불연속의 등가 인덕턴스 및 정전용량 ( $d=2\text{mm}$ ,  $h=0.635\text{mm}$ )

Fig. 7. Equivalent inductance and equivalent capacitance of step discontinuity

그림 7 (a)와 그림 7 (b)는 그림 4의 step 불연속에 대한 등가 인덕턴스와 등가 정전용량을 각각 나타낸다. 수치해석에서는  $h = 0.635 \text{ mm}$ ,  $d = W_A + 2S_1 = 2 \text{ mm}$ 로 고정하고, step의 불연속 정도를 결정하는  $W_B / W_A (\leq 1)$ 에 따른 등가 정전용량 및 인덕턴스의 변화를 계산하였다. Step 불연속에서 중앙 스트립의 비  $W_B / W_A$ 가 1에 가까워질수록 불연속의 정도가 덜해지며, 불연속에 해당하는 등가 인덕턴스 및 등가 정전용량이

감소한다. 중앙 스트립의 폭과 갭의 비를 나타내는  $W_A / S_1$ 은 선로의 특성 임피던스를 결정하는 요소이며, 갭의 크기  $S_1$ 이 감소하여 선로의 특성 임피던스가 커질수록 불연속의 등가 정전용량 및 등가 인덕턴스가 증가한다.

그림 8은 short-end 불연속에서 중앙 스트립을 중심으로 회전하여 갭을 통과하는 자속밀도의 분포를 나타내며, 경계조건에서 왼쪽 갭은 양의 포텐셜, 오른쪽 갭은 음의 포텐셜을 가하였으므로 그림과 같은 분포를 나타낸다. 도체면에 가해진 전위에 의한 전하분포와 duality 관계임을 알 수 있으며, 도체면이 아닌 갭의 포텐셜에 의한 자하분포의 형태를 나타내고 있다. 자속 밀도는 불연속 지점에서 급격하게 커지며 이 부분의 잉여 자속밀도가 등가회로의 인덕턴스를 나타낸다.

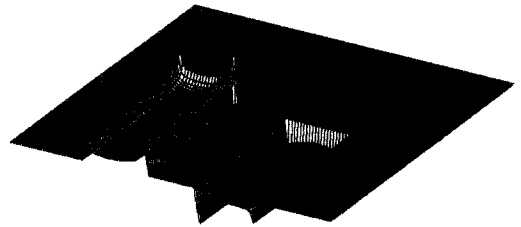


그림 8. Short-end 불연속의 자속밀도 분포

Fig. 8. Magnetic flux density distribution of short-end discontinuity.

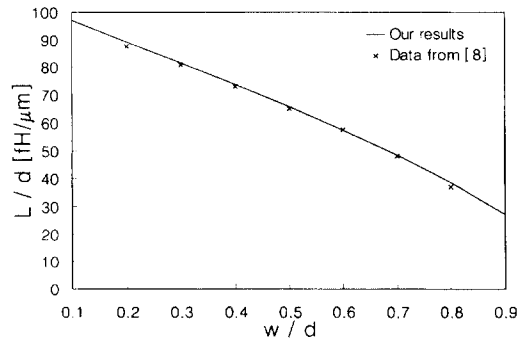


그림 9. Short-end 불연속의 등가 인덕턴스

Fig. 9. Equivalent inductance of short-end discontinuity.

그림 9는 short-end 불연속에 대한 등가 인덕턴스를 나타내며,  $h = 0.635 \text{ mm}$ ,  $d = 2 \text{ mm}$ 로 가정하여 계산하였다.  $d$ 를 고정하고 중앙 스트립의 폭  $w$ 를 변화시키면서 불연속 부분의 등가 인덕턴스를 계산하였으며,  $w/d$ 의 값이 증가하면 등가 인덕턴스의 값은 감소

한다. 모멘트 법을 이용하여 구한 값<sup>18)</sup>과 비교하였으며, 그림에서 보는 바와 같이 거의 일치하는 결과를 얻었다. 갭의 폭이 매우 좁아지면 삼각형 요소의 두 변이 나머지 한 변에 비해 길어지게 되어 계산시 오차가 나타난다.

## V. 결 론

유도성 불연속을 갖는 코플래너 도파로에 대해 quasi-static 근사에 의한 3차원 경계요소법을 적용하여 전류에 의한 자장을 구하고 등가 인덕턴스를 계산하여 등가회로 모델링을 하였다. 인덕턴스의 계산에서 흔히 나타나는 벡터 계산을 피하기 위하여 자기 스칼라 포텐셜을 이용하여 스칼라 계산을 하였으며, 계산량을 줄였다. 불연속에 대한 등가회로에서 정전용량과 인덕턴스를 모두 포함하고 있는 step 불연속에 대해 등가 인덕턴스와 등가 정전용량을 구하였다. 코플래너 도파로의 step 불연속에서 중앙 스트립의 비가 커져 불연속이 심해지면 불연속에 해당하는 등가 인덕턴스와 등가 정전용량은 커지며, 갭의 폭이 커짐에 따라 불연속 부분의 효과는 감소한다. Short-end 불연속에서는 중앙 스트립에 비해 갭이 작아지면 불연속에 해당하는 등가 인덕턴스가 작아지며, 계산된 값은 모멘트법으로 해석한 다른 논문의 결과와 거의 일치하였다. 본 논문에서는 유도성 불연속에 대해 자기 스칼라 포텐셜을 이용하여 간단하면서도 정확한 값의 등가 인덕턴스를 계산하는 방법을 제시하였으며, 용량성 및 유도성 불연속을 포함하는 다양한 형태의 코플래너 도파로에 대한 해석에 응용할 수 있다.

## 참 고 문 헌

[1] Y. Fukuoka, Y. C. Shih T. Itoh, "Analysis of slow-wave coplanar waveguide for monolithic integrated circuits," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-31, pp. 567-573, July 1983

[2] T. Kitazawa and R. Mittra, "Quasi-static characteristics of asymmetrical and coupled coplanar-type transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-33, pp. 771-778, sept. 1985.

[3] R. N. Simons and G. E. Ponchak, "Modeling of some coplanar waveguide discontinuities," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-36, pp. 1796-1803, Dec. 1988.

[4] M. Naghed and I. Wolff, "A three-dimensional finite-difference calculation of equivalent capacitances of coplanar waveguide discontinuities," *IEEE MTT-S Digest* pp. 1143-1146, 1990.

[5] 강연덕, 이택경, Quasi-static 근사에 의한 코플래너 도파로 불연속의 경계요소 해석, 전자공학회논문지, 1997년 제34-D권 제6호.

[6] R. Bromme and R. H. Jansen, "Systematic investigation of coplanar waveguide MIC/MMIC structures using a unified strip/slot 3D electromagnetic simulator," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1991, pp. 1081-1084.

[7] M. Naghed, M. Rittweger and I. Wolff, "A new method for the calculation of the equivalent inductances of coplanar waveguide discontinuities," in *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Dig.*, 1991, pp. 747-750.

[8] C. W. Chiu and R. B. Wu, "A moment method analysis for coplanar waveguide discontinuity inductances", *IEEE Trans. Microwave theory Tech.*, vol. MTT-41, NO. 9, Sept. pp. 1511-1514, 1993.

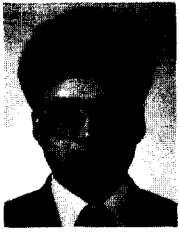
[9] B. M. Neale and A. Gopinath, "Microstrip discontinuity inductances, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*," vol. MTT-26, no. 10, pp. 203-207, October 1978.

[10] T. K. Sarkar, Z. A. Maricevic, J. B. Zhang, and A. R. Djordjevic, "Evaluation of excess inductance and capacitance of microstrip junctions," *IEEE Transactions on Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-42, no. 6, pp. 1095-1097, June 1994.

[11] T. K. Lee, H. Ling, T. Itoh, "Boundary element characterization of coplanar waveguides," *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, vol. 1, no. 12, Dec. 1991.



— 저 자 소 개 —



姜 鍊 德(正會員)

1969년 1월 9일생. 1993년 2월 한국  
항공대학 항공전자공학과 졸업(공학  
사). 1996년 2월 한국항공대학교 대  
학원 항공전자공학과 졸업(공학석사).

1996년 3월 ~ 현재 한국항공대학교  
대학원 항공전자공학과 박사과정. 주

관심 분야는 초고주파 집적회로, 전자파 전파 및 산란 등  
임.

李 澤 璟(正會員) 第 32卷 A編 第 9號 參照

현재 한국항공대학교 항공전자공학과  
부교수