

# 改善된 SIT를 이용한 電磁波 散亂에 관한 研究\*\*

金興洙\* · 張宰成\* · 文建\* · 林載允\*

A Study on the Electromagnetic Scattering Using FFT with Improved Accuracy

Kim Heung-soo, Chang Jae-sung, Moon gun, Lim Jae-yun

## Summary

In this paper, we analysis the alising error by the Fourier transform in the spectral iteration technique and present the method to reduce the error. Current distibutions on the strip as function of incident angle of waves by this method with SIT. To improve the accuracy of the computation, we suggest the formulae of the condition and iteration stop condition.

## 序 論

電磁波의 散亂 및 回折 問題에서 散亂體에 대한 積分 方程式은 變數分離가 可能한 境遇에만 數學的으로 漸近的 解析이 可能하다. (Bowman, 1969) 이러한 漸近的 解는 固有函數(eigenfunction)의 無限級數 形態로 表示되기 때문에 散亂物體로부터 한 波長以上 떨어진 곳에서 無限級數의 收斂度가 急激히 떨어지는 短點이 있다. (Felsen, 1973) 이러한 短點을 克服하는 方法으로 UAT, PTD 및 STD 등이 提案되었다. 이 방법들은 GTD에서 解析할 수 없는 그림자 境界와 反射 境界에서의 散亂波成分도 解析할 수 있고, 誘電體에 의한 散亂 現象도 解析할 수 있는 長點을 갖는다. 한편 STD는 UAT와 PTD보다 散亂波를 좀 더 正擴히

게 表現할 수 있는 長點을 갖는다. (Lewls, 1969) Ko와 Mittra(1979)는 모멘트法의 短點과 GTD의 制限性을 克服하는 새로운 方法을 提示하였다. 이 方法은 空間領域에서 컨벌루션(convolution) 積分을 包含하는 複雜한 式으로 表現되는 境界條件式을 스펙트럴 領域으로 Fourier 變換하여 電流 密度 函數와 Green 函數의 곱으로 간단히 表現하고 GTD로부터 散亂波式을 誘導하여 初期 電流값을 선정하고 그 初期 電流값으로부터 Galerkin法 또는 反復法(iteration method)을 利用하면 電流 分布를 求할 수 있다.

Ko와 Mittra(1983)는 導體 스트립 위에 TM波가 入射될 때, FFT 알고리즘을 利用하여 反復 計算함으로써 境界條件式을 滿足하는 電流分布를 計算하였고 Kastner와 Mittra(1983)는 이 理論을 發展시켜 圓筒形 散亂物體에 SIT를 適用하여 電流分布를 計算하였다. SIT는 모멘트와는 달리 逆行列을

\* 工科大學 通信工學科

\*\* 본 연구는 1990년 전기통신학술과제 연구비에 의하여 수행된 것임.

求해야 하는 번거로운 作業이 必要없고, 低周波領域에서와 高周波領域에서 使用可能하다. (Su, 1987) 그러나 SIT는 反復過程에서 끝내기 條件式 (stop condition of iteration)과 收斂條件式이 提示되지 않아서 最適值을 얻는데 어려움이 있다.

이 연구에서는 산란현상을 해석하기 위해 적용되는 여러가지 해석 방법들의 단점을 보완하기 위해 STD로부터 散亂波를 나타내고, SIT를 利用하여 스트리프幅과 入射角의 變化에 따른 電流分布를 計算한다. 또한 이 때 FFT, DFT 알고리즘을 이용하는 과정에서 발생되는 aliasing오차의 원인을 분석하고 이 오차를 줄일 수 있는 방법을 제시한다. 또한 끝내기 條件式과 收斂 條件式을 提示하여 電流分布의 最適值을 求한다.

## 材料 및 方法

Fourier 變換(스펙트럼法)은 데이터를 代數 演算을 함으로써 單純하고 쉽게 計算할 수 있는 方法이다. 또한 電力 스펙트럼을 求하는 問題에서도 Fourier 變換을 함으로써 容易하게 解를 求할 수 있다.

convolution을 Fourier 變換하면 各各의 Fourier 變換 函數들의 곱으로 된다. 이러한 利點이 電磁波 方程式에서 Fourier 變換式을 導入하는 理由이다. 一般적으로 周波數 領域에서  $f$ 는 全 領域을 考慮해야 됨으로 數值 計算에서 問題點을 隨伴한다.

本章에서 Fourier 變換式을 說明하고 이로부터 發生하는 aliasing 誤差를 原因 分析한 後 이 誤差를 最小化하는 方案을 提示한다.

### 1. 標本定理와 aliasing 誤差

函數  $h(t)$ 를 時間 領域에서 같은 間隔으로 標本化하고, 連續 標本값들 사이의 時間 間隔을  $\Delta$ 로 나타낸다. 따라서 標本값들은

$$h_n = h(n\Delta), n = \dots, -3, -2, -1, 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

이면  $1/\Delta$ 은 標本率이며, 단위 時間當 標本값의 數를 나타낸다.

周波數를  $f_c$ 라 하면, Nyquist의 臨界 周波數는 다음 式과 같다.

$$f_c \equiv \frac{1}{2\Delta} \quad (2)$$

連續函數  $h(t)$ 가 間隔  $\Delta$ 에서 標本化되면,  $f_c$ 보다 큰 周波數에서  $H(f)$ 는 帶域幅 制限이 된다. 卽,  $|f| > f_c$  領域에서  $H(f) = 0$ 가 된다.

$h(t)$ 는 다음 式으로 表現할 수 있다.

$$h(t) = \Delta \sum_{n=-\infty}^{\infty} h_n \frac{\sin[2\pi f_c(t - n\Delta)]}{\pi(t - n\Delta)} \quad (3)$$

帶域 制限된 函數의 情報量은 一般 連續 函數의 情報量 보다는 훨씬 적다.

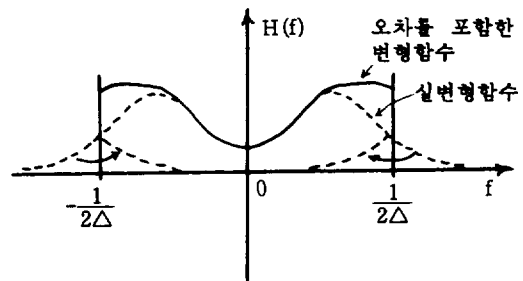


Fig. 1. Aliasing error of  $H(f)$ .

Fig. 1은  $H(f)$  函數가 帶域 制限되어서 나타나는 誤差를 表示했다. 이러한 aliasing 誤差를 克服하는 方法은 첫번째로 信號에 包含된 情報量을 모두 受容할 수 있는 帶域幅을 選定하는 것이고, 두번째로는 標本率을 增加시키는 것이다. 그러나 첫번째 方法의 短點은 帶域幅이 늘어감에 따라 數值 計算에서 많은 메모리 容量이 必要하고, 두번째 方法에서 時間 領域에서 不必要한 部分을 모두 計算해야 되는 問題點이 있다.

連續 函數를 完全하게 標本化하였다면, 離散 標本값으로부터 Fourier 變換값을 求할 수 있다. 그러므로  $|f_c| > f$  領域에서 값들은 零으로 假定한다.

이제 有限 標本點을 갖는 函數의 Fourier 變換을 求한다. 全體의 標本값들을  $N$ 個라하고, 標本

間隔을  $\Delta$ 이라 하면

$$h_k \equiv h(t_k), t_k \equiv k\Delta, k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (4)$$

이 되고,  $N$ 은 짝수이다.

函數  $h(t)$ 가 時間 領域에서의 有限 間隔에서 零이 아니면, 時間 領域에서 全區間은 주어진  $N$ 個의 領域에 包含되어진다.

周波數 領域에서 離散값  $f_n$ 은

$$f_n \equiv \frac{n}{N\Delta}, \quad n = \frac{N}{2}, \dots, \frac{N}{2} \quad (5)$$

이서, Nyquist 臨界 周波數 領域의 上限과 下限을 나타낸다.

Fourier 積分을 離散값들의 總으로 나타내면

$$H(f_n) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) e^{2\pi j f_n t} dt \approx \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi j f_n t_k \Delta} \\ = \Delta \sum_{k=0}^{N-1} h_k e^{2\pi j k n / N} \quad (6)$$

이 되고 이 式을  $N$ 個의 點들에서  $h_k$ 의 離散 Fourier 變換式이라 한다.

$$H_n \equiv \sum_{k=0}^{N-1} h_k \cdot e^{2\pi j k n / N} \quad (7)$$

式(7)은  $H_n$ 을 導入하여 보다 簡單히 表現하였고, 時間 間隔  $\Delta$ 를 代入하면

$$H(f_n) \approx \Delta H_n \quad (8)$$

이 되어진다.

그러므로 fourier 逆變換式은

$$h_k = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} H_n \cdot e^{-2\pi j k n / N} \quad (9)$$

이 되어서, 式(8)과 式(9)는 離散 Fourier 變換式들이 된다.

## 2. Aliasing 誤差의 改善

Fourier 變換式은

$$F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(X) e^{j\omega X} dX \quad (10)$$

이고,  $f(X)$ 는 Dirichlet 條件을 滿足하며,  $\omega$ 는

Fourier 變換의 變數이다. 또한 函數  $f(X)$ 는 限定된 領域에서 값을 갖는 다음과 같은 函數이다.

$$f(X) = f(X) \quad a \leq X \leq \beta \quad (11) \\ = 0 \quad a > X, \beta < X$$

FFT를 適用하기 위해 區間  $[a, \beta]$ 에서 같은 間隔으로  $Mx$ 個로 나누고 各 區間에서 函數값을 標本化하면 이 式은  $M$ 個의 標本값을 가지므로 FFT를 利用하여 函數의 값을 求할 수 있다.

式(10)의  $F(\omega)$ 를 다음과 같이 表現할 수 있다.

$$F(\omega) = e^{j\omega(a+h/2)} \cdot h \cdot \sum_{m=0}^{M-1} e^{j \frac{2\pi}{M} \cdot m \left(\frac{Mh}{2\pi}\right) \omega} \\ \cdot f(mh + \alpha + h/2) \\ = e^{j\omega(a+h/2)} \cdot h \cdot \sum_{m=0}^{M-1} g(mh) \cdot W_M^{mp} \quad (12)$$

이 되고, 여기서

$$h = \frac{\beta - \alpha}{M_x}$$

$$M = 2^n, \quad M \geq M_x, \quad n \text{은 整數}$$

$$g(X) = f(X + \alpha + h/2)$$

$$W_M = e^{j2\pi/M}$$

$$g(mh) = 0, \quad m \geq M_x$$

$$p = \left(\frac{Mh}{2\pi}\right)\omega = 0, 1, 2, \dots, M-1$$

이다.

式(12)를 FFT式으로 表現하면 다음과 같다.

$$F(\omega) = e^{j\omega(a+h/2)} \cdot h \cdot \text{FFT}[g(0), g(h), \dots, \\ \dots, \overline{g(M-1)h}] \quad (13)$$

이런 方法으로 求한  $F(\omega)$ 에 包含된 誤差는  $\omega$ 가 零값에서 멀어지므로 增加한다.

Nyquist의 臨界 周波數에 의해 帶域 制限되고 標本化한 境遇와 空間 領域에서 制限된 函數인 境遇 aliasing 誤差를 比較 檢討할 것이다. 이런 誤差를 求하기 위해 式(10)을 다음과 같이 表現하고

$$F(\omega) = \sum_{m=0}^{M_X-1} \int_{\alpha+mh}^{\alpha+m+1h} f(x) \cdot e^{j\omega x} dx \quad (14)$$

$x=X+\alpha$ 라 놓으면

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \sum_{m=0}^{M_X-1} \int_{\alpha+mh}^{\alpha+m+1h} f(X+\alpha) \cdot e^{j\omega(X+\alpha)} dX \\ &= e^{j\omega\alpha} \sum_{m=0}^{M_X-1} \int_{mh}^{m+1h} g(X) \cdot e^{j\omega X} dX \quad (15) \end{aligned}$$

이 되고, 여기서  $g(X)=f(x+\alpha)$ 이다.

또한 각 구간  $[mh, m+1h]$  내에서 함수  $g(x)$ 에  
補間法을 適用하면  $g(x)$ 는 다음과 같다.

$$g(X) \approx g(mh) + \left[ \frac{g(m+1h) - g(mh)}{h} \right] (X - mh) \quad (16)$$

式(16)은 線形 函數의 곱이므로 閉路 積分을 形  
成할 수 있다.

다음으로 각 從屬 區間에서의 位相 函數를 求한  
다.

式(16)을 式(14)에 代入하면

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{mh}^{m+1h} \left\{ g(mh) + \left[ \frac{g(m+1h) - g(mh)}{h} \right] \right. \\ &\quad \left. (X-mh) \right\} e^{j\omega X} dX \quad (17) \end{aligned}$$

이 되고, 여기서

$$\Delta g(mh) = g(m+1h) - g(mh)$$

라 하면 式(17)을 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{mh}^{m+1h} g(mh) \cdot e^{j\omega X} dX \\ &\quad + \int_{mh}^{m+1h} \frac{\Delta g(mh)}{h} (X - mh) \cdot e^{j\omega X} dX \quad (18) \end{aligned}$$

式(18)의 積分을 구하고, 全 區間으로 擴張하면  
다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} F(\omega) &= e^{j\omega(\alpha+h/2)} \cdot h \left[ \frac{\sin\theta}{\theta} \text{FFT}(g(mh)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2j\theta} (e^{j\theta} - \frac{\sin\theta}{\theta}) \text{FFT}(\Delta g(mh)) \right] \quad (19) \end{aligned}$$

空間적으로 制限된 函數들의 Fourier 變換을  
DFT를 利用하여 計算할 때 수반되는 aliasing 誤  
차는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

low-pass 標本 定理에 의해  $w_f$ [rad/m]로 帶域  
制限된 low-pass 信號  $f(X)$ 는 다음과 같이 나타  
낼 수 있다. (Press, 1986)

$$f(X) = \frac{2W_f}{W_s} \sum_{k=-\infty}^{\infty} \left( f \frac{k2\pi}{W_s} \right) \text{Sa} \left[ W_f \left( X - \frac{k2\pi}{W_s} \right) \right] \quad (20)$$

여기서

$$W_s = \frac{2\pi}{\Delta X}$$

$$\text{Sa}(X) = \frac{\sin(X)}{X}$$

이 고 式(20)의 兩邊을 Fourier 變換하면

$$\begin{aligned} F(\omega) &= \int_{-\infty}^{\infty} f(X) \cdot e^{j\omega X} dX \\ &= \Delta X \sum_{k=-\infty}^{\infty} f(k\Delta X) \cdot e^{j\omega X \Delta X} \text{rect} \left( \frac{\omega}{2W_f} \right) \quad (21) \end{aligned}$$

이 되고 여기서

$$\text{rect} \left( \frac{\omega}{2W_f} \right) = 1, \quad -W_f \leq \omega \leq W_f$$

이며, 式(21)에 表現한 函數는 標本化에 의해 求  
한 既存의 DFT 式과 같다. 空間 領域에서 制限된  
函數(周波數 領域에서는 帶域 制限되지 않는 境  
遇)에 대해서는 式(21)의 Fourier 變換式의 有限  
標本化率  $W_s$ 가 aliasing 誤差를 惹起한다.

이 연구에서는 Fourier 變換을 標本 定理를 利  
用하는 것이 아니고 數值 積分의 觀點에서 計算한  
다. 區間 線形 函數인 境遇, 이러한 接近 方法은  
標本點들과 Fourier 變換 값들이 잘 一致하고  
aliasing 誤差는 가장 最小化 된다.

새로운 接近 方法의 妥當性을 立證하기 위해 다  
음과 같은 積分을 실제로 구한다.

$$F(\omega) = \int_{-2}^2 X^2 \cdot e^{j\omega X} dX \quad (22)$$

式(22)의 積分을 計算하면

$$F(\omega) = \left[ \frac{8}{\omega} - \frac{4}{\omega^3} \right] \sin 2\omega + \frac{8}{\omega^2} \cos 2\omega \quad (23)$$

이 된다.

式 (23)은  $\omega=0$ 일 때는 特異點을 갖으므로 級數를 展開해야만 한다. 級數展開式을 利用하여  $\omega$ 가 零값 附近에서 式 (23)의 값을 求하면 다음과 같다.

$$F(\omega) = 4 \left( \frac{4}{3} - \frac{2}{15} \omega^2 + \frac{8}{15} \omega^4 - \dots \right)$$

rectangular FFT, 새로운 方法(trapezoid FFT)과 既存의 DFT를 適用하여 式 (23)의 結果를 比較하여 Table 1에 表示하였다.

rectangular FFT는 各 從屬 區間上에서 函數를 零 次數 近似化했으며, 領域  $[-2,2]$ 를 80個의 標

本값으로 하였고, 全 區間을 256個의 標本값으로 選定하였다. Fig.2에 그러한 標本값들을 나타냈다.

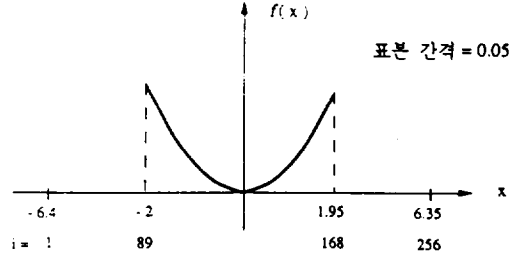


Fig. 2. Sampling points and sampling values for  $f(x) = x^2$ .

Table 1. Comparison of Trapezoid FFT and other FFT methods.

m	Exact		Trapezoid FFT		Rectangular FFT		Conventional DFT	
	振幅 (dB)	位相 (°)	振幅 (dB)	位相 (°)	振幅 (dB)	位相 (°)	振幅 (dB)	位相 (°)
0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
10	-15.288	-180.0	-15.290	-180.0	-15.2757	-177.7	-15.276	-177.7
20	-18.527	0.0	-18.529	0.0	-18.4549	1.2	-18.455	1.2
30	-20.306	-180.0	-20.308	-180.0	-20.1206	-179.5	-20.121	-179.5
40	-22.350	0.0	-22.352	0.0	-21.9993	0.0	-21.999	0.0
50	-25.120	-180.0	-25.122	-180.0	-24.5490	179.4	-24.549	179.4
60	-29.176	0.0	-29.178	0.0	-28.3175	-1.5	-28.317	-1.5
70	-36.179	-180.0	-36.181	-180.0	-34.8984	176.3	-34.898	176.3
80	-60.235	-180.0	-60.243	-180.0	-57.3571	-123.7	-57.357	-123.7
90	-37.265	0.0	-37.267	0.0	-35.6104	3.3	-35.610	3.3
100	-33.134	-180.0	-33.136	-180.0	-30.9296	-178.6	-30.930	-178.6
110	-31.748	0.0	-31.750	0.0	-28.9756	0.6	-28.976	0.6
120	-31.882	-180.0	-31.884	-180.0	-28.4802	-180.0	-28.480	-180.0
130	-33.322	0.0	-33.323	0.0	-29.2045	-0.6	-29.204	-0.6
140	-36.360	-180.0	-36.360	-180.0	-31.4031	178.6	-31.403	178.6
150	-42.457	0.0	-42.454	0.0	-36.3859	-3.4	-36.386	-3.4
160	-72.125	0.0	-72.284	0.0	-59.1879	112.5	-59.188	112.5
170	-42.997	-180.0	-43.004	-180.0	-35.9426	-176.4	-35.943	-176.4
180	-38.314	0.0	-38.317	0.0	-29.7902	1.5	-29.790	1.5
190	-36.521	-180.0	-36.523	-180.0	-26.4956	-179.4	-26.496	-179.4
200	-36.319	0.0	-36.320	0.0	-24.5733	0.0	-24.573	0.0
210	-37.466	-180.0	-37.466	-180.0	-23.6422	179.4	-23.642	179.4
220	-40.241	0.0	-40.238	0.0	-23.7140	-1.3	-23.714	-1.3
230	-46.073	-180.0	-46.063	-180.0	-25.3477	177.1	-25.348	177.1
240	-78.872	-180.0	-79.328	-180.0	-32.1727	-11.2	-32.173	-11.2
250	-46.421	0.0	-46.421	0.0	-31.2683	27.5	-31.268	27.5

Table 1에서 보는 바와 같이 Trapezoid FFT가 Rectangular FFT와 DFT보다 훨씬 解析的으로 求한 값에 잘 一致함을 볼 수 있다. 따라서 같은 標本點 (256個)에서 aliasing 誤差는 最小化됨을 確認할 수 있다.

### 3. SIT에 의한 電磁界 解析

散亂 現狀을 解析하는 스펙트럴 領域에서의 反復 方法은 Bojarski(1971)에 의해 3次元 物體에 適用되어졌다. 얇은 平板과 스트립과 같은 2次元 物體에 Ko와 Mitra(1977)가 이 方法을 適用하였고, 週期的 構造를 갖은 形態에 適用되어졌다.

基本的으로 散亂 物體 위의 電流 分布를 구하기 위해 反復 過程은 必要하다. 이번 反復 過程은 電磁界式을 구하고 適正한 電流값을 구하기 위해 行해진다. 이 過程들은 두 領域(空間 領域과 스펙트럴 領域) 사이의 變換은 FFT 알고리즘을 使用한 後 代數的 演算을 수행하는 것이다.

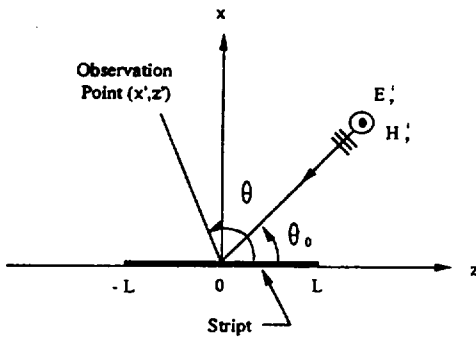


Fig. 3. Incident waves on the conducting strip.

Fig. 3은 導體 스트립과 入射波와 觀察點의 關係를 나타내고 있다. 波의 進行 方向과 Z軸이 이루는 角度는  $\theta_0$ 이고, 觀察點과 Z軸이 이루는 角度는  $\theta$ 이며 스트립 幅은  $l=2L$ 이다. 이때 入射波가 TM波일 때 入射波 電界成分은 y成分만 갖고 다음 式으로 주어진다.

$$E_y^i = E_0 e^{-iK(x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0)} \quad (24)$$

여기서 K는 自由空間에서의 波數이다.

$x=0$ 인 導體面에 誘起된 電流에 의해 만들어지는 散亂波式은 다음 式이 된다.

$$E_y^s = i\omega\mu_0 \int_{-L}^L J_y(z') G(z-z') dz' \quad (25)$$

$z \in (-L, L)$

여기서  $J_y(z')$ 는 얇은 스트립 표면에 誘起된 電流 密度이며, Kernel G는 自由空間에서의 2次元 Green 函數를 나타낸다.

스트립 위의 境界條件으로 부터 다음 式을 얻는다.

$$-E_y^i = i\omega\mu_0 \int_{-L}^L J_y(z') G(z-z') dz' \quad (26)$$

$z \in (-L, L)$

Fourier 變換을 하기 위해서 다음과 같이 切斷函數  $\Theta$ 를 定義한다.

$$\Theta = \Theta(z) = 1 \quad , |z| \leq L \quad (27)$$

$$= 0 \quad , |z| > L$$

또한 餘切斷函數  $\theta$ 는 다음 式으로 定義된다.

$$\theta = \theta(z) = 0 \quad , |z| \leq L \quad (28)$$

$$= 1 \quad , |z| > L$$

式 (26)에 式 (27)과 式 (28)의 切斷 函數를 適用하면 다음 式을 얻는다.

$$\int_{-L}^L \Theta \{J_y(z')\} G(z-z') dz' = \Theta \{(-C_1 E_y^i)\} + \Theta \left[ \int_{-L}^L [\Theta J_y(z')] G(z-z') dz' \right], z \in [-\infty, \infty] \quad (29)$$

여기서  $C_1 = 1/(ik\eta)$ 이다. 스트립 幅에 制限되었던 積分區間을 z의 全 領域으로 擴張했다. Fourier 變換式을 利用하여 式 (29)를 變換하면 다음 式을 얻는다.

$$\mathcal{F}[\Theta J_y] \cdot \Theta_1 = \mathcal{F}[\Theta(-C_1 E_y^i)] + \Theta_1 \quad (30)$$

여기서  $\Theta_1, \Theta_2$ 는 다음과 같다.

$$\textcircled{1}_1 = \frac{i}{2\sqrt{k^2 - \alpha^2}}$$

$$\begin{aligned} \textcircled{1}_1 &= \mathcal{F}\{\theta[\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}\{\textcircled{1}_1\}]]\} \\ &= \mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}\{\textcircled{1}_1\}] - \theta[\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}\{\textcircled{1}_1\}]]\} \\ &= \mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}\{\textcircled{1}_1\}] - \theta(-C_1 E_y^i)\} \quad (31) \end{aligned}$$

空間 領域에서의 컨벌루션 積分을 包含하고 있는 式 (29)를 Fourier 變換하면 式 (30)과 같이 代數的인 冑의 形態로 變換된 多函數  $\textcircled{1}_1$ 는 導體 스트립 밖의 領域에 대한 散亂波를 Fourier 變換한 것이다. 反復計算하기 위해 式 (30)을 다시 表現하면 다음 式이 된다.

$$\begin{aligned} \mathcal{F}\{\theta J_y^{(n+1)}\} &= \textcircled{1}_1^{-1} \{ \mathcal{F}\{\theta(-C_1 E_y^i)\} \} + \mathcal{F}\{\mathcal{F}^{-1} \\ &\quad [ \mathcal{F}\{\theta J_y^{(n)}\} \cdot \textcircled{1}_1 \} - \theta[\mathcal{F}^{-1} \\ &\quad [ \mathcal{F}\{\theta J_y^{(n)}\} \cdot \textcircled{1}_1 ] \} \quad (32) \end{aligned}$$

이 式으로 부터 電流密度函數  $J_y^{(n)}$ 는 反復 過程을 通하여 求할 수 있다.

式 (31)에서  $\theta[\mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}\{\theta J_y^{(n)}\}]]$  項과  $\theta(-C_1 E_y^i)$  項을 比較하므로써, TM波에 대한 境界條件이 滿足되는 가를 確認할 수 있다.

한편 導體밖에서는 電流가 存在하지 않으므로  $\mathcal{F}\{\mathcal{F}\{\theta J_y\}\} = \theta J_y = J_y$ 이다. 式 (32)에 다음 式을 導入하면 反復 回數를 줄일 수 있으므로 計算時間을 줄일 수 있다.

$$X_1^n = \frac{\langle \theta J_y^n, -C_1 E_y^i \rangle}{\langle \theta J_y^n, F_y^n \rangle} \quad (33)$$

여기서  $\langle \rangle$ 는 두 函數의 內積을 뜻한다.

導體스트립 위에서 入射電界와 散亂電界의 差에 대한 實効値는 다음 式으로 表示된다.

$$E_{RMS1} = \left[ \frac{1}{\ell} \int_{-L}^L |C_1 E_y^i(z) + F_y^n(z)|^2 dz \right]^{1/2} \quad (34)$$

式 (34)은 入射波의 散亂波가 스트립 위에서 境界 條件을 滿足할 때, 冑값으로 收斂하므로 式 (32)에 의해 求해진 解의 收斂性을 나타내는 收斂 條件式이라 할 수 있다. 反復 過程은 收斂條件式을 滿足하는 狀態에서 끝맺음을 할 때 最適值를

얻게 될 것이다. 式 (32)에 의해 求한 電流값은 導體 스트립 밖의 領域에서 冑이 되면 正確한 解가 된다. 또한 收斂條件式을 滿足하는 電流 密度값을 찾기 위한 反復 끝내기 條件은 다음 式으로 주어진다.

$$\textcircled{1}^{(n+1)} - \mathcal{F}\{\theta J^{(n)}\} < \textcircled{1}^{(n)} - \mathcal{F}\{\theta J^{(n-1)}\} \quad (35)$$

### 結果 및 考察

스트립의 電流 分布를 計算하기 위한 初期電流值  $J^{(0)}$ 는 스펙트럴 領域에서의 散亂波로 부터 求할 수 있다. 그러나 SIT의 有用性을 立證하기 위해 가장 簡單한 方法인 物理光學的 方法에 의하여 推定한다.

無限히 넓은 導體面에 入射波가 垂直入射할 때, 誘起되는 電流 密度는 다음 式으로 計算된다.

$$J_s = 2 \cdot \frac{|E^i|}{\eta} \quad (36)$$

여기서  $|E^i|$ 는 入射電界의 크기이다.

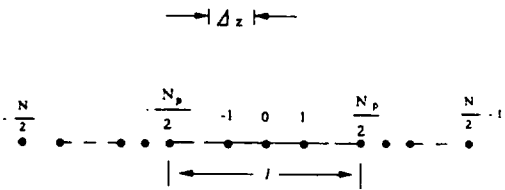


Fig. 4. Conducting strip in the spatial domain.

Fig.4는 空間領域에 놓여있는 導體스트립을 나타내는 그림이다. N은 最大有効積分區間을 分割한 數이고  $N_p$ 는 導體스트립을 分割한 數이고  $\Delta z$ 는 分割素子의 길이이다. DFT나 FFT에서의  $\Delta z$ 와 스펙트럴 領域에 대한 等間隔  $\Delta f$ 는 Nyquist 標本率을 滿足해야 하고,  $z = -N_p/2, N_p/2$ 에서는 不連續이므로 平均값을 代入해야 한다.

FFT 프로그램은 IMSL에 있는 FFTCC, FFTRC, FFTSC, FFT2C, FFT3D를 使用하였다.

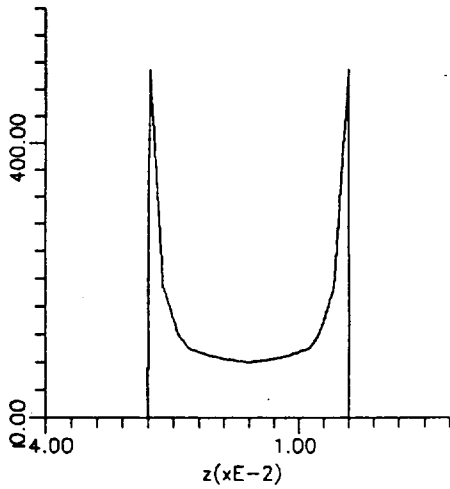


Fig. 5. Magnitude of induced surface current density distribution.  
(TM wave,  $l=0.318\lambda$ )

Fig. 6은  $l=1.273\lambda$ 일 때 TM波에 의한 電流分布의 크기를 나타낸 것으로서 Fig. 5( $l=0.318\lambda$ )와는 달리 導體스트립 幅이 4倍로 증가함에 따라 導體 中央部의 電流가 增加하고 있다.

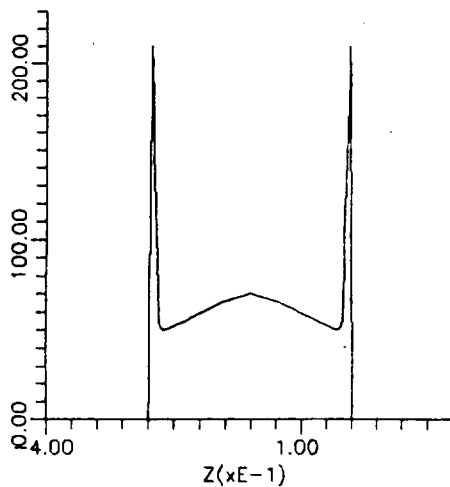


Fig. 6. Magnitude of induced surface current density distribution.  
(TM wave,  $l=1.273\lambda$ )

이 연구에서는 DFT와 FFT에서 문제가 되는 aliasing 誤差를 最小化할 수 있는 方法을 提示하였고, GTD의 制約性과 모멘트法의 短點을 克服할 수 있는 SIT를 利用하여 導體스트립에 의한 散亂特性을 解析하였다.

散亂現象을 解析하기 위한 積分方程式을 Fourier 變換하면 스펙트럴 領域에서 Green 函數와 電流 密度函數項과의 代數的 耦合 形態로 變換되고, 物理光學의 方法에 의해 初期電流를 推定하여, 反復 計算함으로써 積分方程式의 解를 구할 수 있다. 導體스트립에 TM波가 入射될 때 導體에 誘起되는 電流分布를 計算하는 過程에서 計算 能率과 計算 結果의 正確度를 높이기 위하여 收斂 條件式과 反復 끝내기 條件式을 提案하였다. 스펙트럴 領域에서 積分方程式을 表現하고 이를 反復 計算하여 電流密度函數를 찾는 方法인 SIT는 散亂物體의 크기가 크고, 또한 共振領域 以上의 高周波가 될 때의 모멘트法의 短點과 GTD의 制約性을 克服할 수 있는 長點을 가지며, 스펙트럴 領域에서 point matching法이므로 空間領域에서 隨伴되는 特異點 問題도 克服할 수 있다.

이 연구에서 提示한 方法은 TE波에 關係된 式과 線形안테나에 대한 式은 거의 恰似하므로 線形안테나 解析에도 適用할 수 있으며, 이를 擴張하면 2次元 形態인 슬릿, 스트립, 周期的 슬릿, 周期的 스트립 및 線形안테나와 3次元 物體等의 散亂現象에 대한 解析에도 適用될 수 있을 것이다.

### 摘 要

이 연구에서는 SIT법을 적용하는 과정에서 Fourier 變換에 의해 발생되는 aliasing 오차를 분석하고 이 오차를 최소화하는 방법을 제시한다. 이 방법을 이용하여 導體스트립에 波가 入射될 때 SIT를 利用하여 入射角의 變化에 따른 電流分布를 計算한다. 전류분포의 계산 결과의 정확도를 높이기 위해 끝내기 條件式과 收斂 條件式을 提示한다.



參 考 文 獻

- Bojarski, N. N., 1971. K-space formulation of the electromagnetic scattering problem. Technical Report AFAL-TR-Z1-Z5, March
- Bowman, J. J., T. B. A. Senior and P. L. E. Uslenghi, 1969. Electromagnetic and Acoustic Scattering by Simple Shapes, North-Holland, Amsterdam
- Felsen, L. B. and M. Marcuvitz, 1973. Radiation and Scattering of Waves, Prentice-Hall, New Jersey
- Kastner, R. and R. Mittra, 1983. A New Stated Two-Dimensional Spectral Iterative Technique (SIT) for Analyzing Microwave Power Deposition in Biological Media, *IEEE Trans, MTT.*, vol. MTT-31, kNo.11, 898~904.
- Kastner, R. and R. Mittra, 1983. A Spectral-Iteration Technique for Analyzing Scattering from Arbitrary Bodies, Part 2: Conducting Cylinders with H-Wave Incidence, *IEEE Trans, Antennas Propagat.*, vol. AP-31, No.3, 535~537.
- Ko, W. L., and R. Mittra, 1977. A New Approach Based on a Combination of Integral Equation and Asymptotic Techniques for Solving Electromagnetic Scattering Problem, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-25, no.2, 187~197.
- Lewis, R. M. and J. Boersma, 1969. Uniform Asymptotic Theory of Edge Diffraction, *J. Math. Phys.*, vol. 10, 2291~2305.
- Mittra, R., W. L. Ko and Y. Rahmat-Smai, 1979. Transform Approach to Electromagnetic Scattering, *Proceedings of the IEEE*, vol.67, No.11, 1486~1503.
- Press, W. H., B. P. Flannery, S. A. Teukolsky and W. T. Vetterl, 1986. Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing, Cambridge University Press
- Su, C. C., 1987. Calculation of Electromagnetic Scattering from a Dielectric Cylinder Using the Conjugate Gradient Method and FFT, *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-35, No.12, 1418~1425.