第10卷 第5期 电子科学学刊 Vol.10, No.5
1988年9月 JOURNAL OF ELECTRONICS Sept., 1988

论求解并矢 Green 函数的交换算子法*

龚书喜
(西北电讯工程学院,西安)

摘要 本文基于广义函数论证明了求解并矢 Green 函数的交换算子法的正确性，并把此法发展为计算并矢 Green 函数的一种普遍方法. 作为示例，用此法求解、计算了矩形波导的并矢 Green 函数.

关键词 电磁理论;格林函数;边值问题;波导

一、引　言

求解并矢 Green 函数(简称 DGF)的交换算子法(简称交换算子法)最早在文献[1]中不加证明地使用. 此方法不但对于 DGF 的求解是重要的，而且可使 DGF 的计算大为简化.

文献[2,3]认为交换算子法在有源区失效且提供了"反例".

本文把 DGF 的分析建立在广义函数论的基础上，证明了交换算子法的正确性，并把此法发展为计算 DGF 的一种普遍方法. 作为示例，用此法求解、计算了矩形波导的 DGF.

二、广义函数条件

根据广义函数论[4]，广义函数的级数可以逐项微分，广义函数的 Fourier 变换的微分可以在积分号下进行，即如果

$$f=\sum_m f_m \tag{1}$$

则有

$$P\left(\frac{\partial}{\partial x_1},\frac{\partial}{\partial x_2},\cdots,\frac{\partial}{\partial x_n}\right)f=\sum_m P\left(\frac{\partial}{\partial x_1},\frac{\partial}{\partial x_2},\cdots,\frac{\partial}{\partial x_n}\right)f_m \tag{2}$$

和

$$P\left(\frac{\partial}{\partial x_1},\frac{\partial}{\partial x_2},\cdots,\frac{\partial}{\partial x_n}\right)F[g]=F[P(ik_1,ik_2,\cdots,ik_n)g] \tag{3}$$

式中，f, f_m 和 g 是广义函数，$P(\cdot)$ 是一 n 个变量的常系数多项式，$F[g]$ 是广义函数

* 1987年3月21日收到. 1988年4月11日修改定稿.

g 的 Fourier 变换：

$$F[g]=\int_{-\infty}^{\infty}\cdots\int_{-\infty}^{\infty}g(k_1,k_2,\cdots,k_n)e^{i(k_1x_1+k_2x_2+\cdots+k_nx_n)}dk_1dk_2\cdots dk_n \tag{4}$$

(2)和(3)式构成交换算子法的基本方程．它们通常仅在广义函数的意义上才成立，所以交换算子法以广义函数为充分条件．

三、求解 DGF 的交换算子法

电磁 DGF $\bar{\boldsymbol{G}}_e$ 和 $\bar{\boldsymbol{G}}_m$ 满足如下方程[5]：

$$\nabla\times\nabla\times\bar{\boldsymbol{G}}_e-k^2\bar{\boldsymbol{G}}_e=\bar{\boldsymbol{I}}\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}') \tag{5}$$

$$\nabla\times\nabla\times\bar{\boldsymbol{G}}_m-k^2\bar{\boldsymbol{G}}_m=\nabla\times\bar{\boldsymbol{I}}\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}') \tag{6}$$

关于 DGF 的求解有如下的引理：

引理　求解 DGF 的交换算子法成立．

证明　(1) 根据广义函数论[4]，微分方程的基本解是广义函数．DGF 属于微分方程的基本解之列，故 DGF 是广义函数．

(2) 根据算子谱理论[6]，DGF 的解在广义函数的意义上可写成如下的一般形式：

$$\mathrm{DGF}=\sum\!\!\!\!\!\!\int A(\lambda)\boldsymbol{u}_\lambda(\boldsymbol{R})\tilde{\boldsymbol{u}}_\lambda(\boldsymbol{R}') \tag{7}$$

式中，$\boldsymbol{u}_\lambda(\boldsymbol{R})$ 是自伴 Laplace 算子的广义本征函数，$\sum\!\!\!\!\!\!\int$ 表示对算子的离散谱求和、对连续谱积分，$\tilde{\boldsymbol{u}}_\lambda$ 表示 $\boldsymbol{u}_\lambda$ 的复共轭。

考察(7)式并计及 $\boldsymbol{u}_\lambda$ 在各种坐标系中的解，即 Hansen 矢量 $\boldsymbol{L}$, $\boldsymbol{M}$, $\boldsymbol{N}$, 我们看到 DGF 的展开由级数和(或) Fourier 变换或其等价变形构成，其中涉及的函数均为正则广义函数[4]．

综合 (1)，(2)，我们证明了广义函数条件成立，引理证毕．

推论　求解自伴边值问题的 Green 函数的交换算子法成立(证明方法同前)．

由交换算子法和(7)式我们得到 DGF 的一种普遍计算法：

$$\mathrm{DGF}=\boldsymbol{P}(\nabla)\boldsymbol{P}(\nabla')\sum\!\!\!\!\!\!\int B(\lambda)\phi_\lambda(\boldsymbol{R})\tilde{\phi}_\lambda(\boldsymbol{R}') \tag{8}$$

(8)式是(7)式中交换算子后得到的表达式，它在广义函数的意义上严格成立．下面以矩形波导为例具体说明这种方法．

四、矩形波导 DGF

所研究的矩形波导假定是完纯导电的，其尺寸和坐标如图 1 所示．

利用交换算子法可导出 DGF 的展开如下[5]：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_e=\sum_{m,n}C_{mn}\int_{-\infty}^{\infty}dh\left\{-\frac{k_c^2}{k^2K^2}\boldsymbol{L}_0(h)\boldsymbol{L}_0'(-h)\right.$$
$$\left.+\frac{1}{K^2-k^2}[\boldsymbol{M}_e(h)\boldsymbol{M}_e'(-h)+\boldsymbol{N}_o(h)\boldsymbol{N}_o'(-h)]\right\} \tag{9}$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_m = \sum_{m,n} C_{mn}\int_{-\infty}^{\infty} \frac{K}{K^2-k^2}[\boldsymbol{N}_e(h)\boldsymbol{M}'_e(-h) + \boldsymbol{M}_o(h)\boldsymbol{N}'_o(-h)]dh \tag{10}$$

式中，
$$C_{mn} = \frac{2-\delta_0}{\pi a b k_c^2}, \quad k^2 = \omega^2\mu\varepsilon + i\omega\mu\sigma$$

$$\boldsymbol{L}_{\substack{e\\o}}(h) = \nabla\psi_{\substack{e\\o}}(h) \tag{11}$$

$$\boldsymbol{M}_{\substack{e\\o}}(h) = \nabla\times[(\hat{z}\psi_{\substack{e\\o}}(h)] \tag{12}$$

$$\boldsymbol{N}_{\substack{e\\o}}(h) = \frac{1}{K}\nabla\times\boldsymbol{M}_{\substack{e\\o}}(h) \tag{13}$$

$$K^2 = k_c^2 + h^2 \tag{14}$$

$$k_c^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 \tag{15}$$

$$\psi_{\substack{e\\o}}(h) = \begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\frac{m\pi}{a}x\right)\begin{matrix}\cos\\ \sin\end{matrix}\left(\frac{n\pi}{b}y\right)e^{ihz} \tag{16}$$

现在来计算 $\bar{\boldsymbol{G}}_e$：可以用直接计算法[5]，下面采用本文的交换算子计算法。

首先计算 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_e^0 = \bar{\boldsymbol{G}}_{eM} + \bar{\boldsymbol{G}}_{eN} \tag{17}$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eM} = \sum_{m,n} C_{mn}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{K^2-k^2} \cdot \boldsymbol{M}_e(h)\boldsymbol{M}'_e(-h)dh \tag{18}$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eN} = \sum_{m,n} C_{mn}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{K^2-k^2} \boldsymbol{N}_o(h)\boldsymbol{N}'_o(-h)dh \tag{19}$$

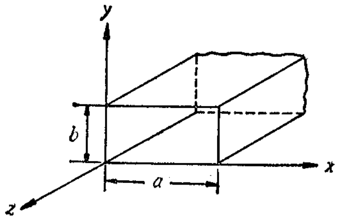

图 1　矩形波导

由(8)式(交换算子计算法)和(12)式可以得到：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eM} = \sum_{m,n} C_{mn}(\nabla\times)(\nabla'\times)\hat{z}\hat{z}'\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{K^2-k^2}\psi_e(h)\psi'_e(-h)dh \tag{20}$$

用围道积分计算得：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eM} = \sum_{m,n} C_{mn}(\nabla\times)(\nabla'\times)\hat{z}\hat{z}'\frac{\pi i}{k_g}[\psi_e(k_g)\psi'_e(-k_g)U(z-z') + \psi_e(-k_g)\psi'_e(k_g)U(z'-z)] \tag{21}$$

式中，$k_g = \sqrt{k^2-k_c^2}$ $(\mathrm{Im}(k_g)>0)$，$U(z-z')$ 为单位阶跃函数。

计算得：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eM} = \sum_{m,n} C_{mn}(\nabla\times)\hat{z}\frac{\pi i}{k_g}[\psi_e(k_g)\boldsymbol{M}'_e(-k_g)U(z-z') + \psi_e(-k_g)\boldsymbol{M}'_e(k_g)U(z'-z)] \tag{22}$$

最后得到：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eM} = \sum_{m,n} C_{mn}\frac{\pi i}{k_g}[\boldsymbol{M}_e(k_g)\boldsymbol{M}'_e(-k_g)U(z-z') + \boldsymbol{M}_e(-k_g)\boldsymbol{M}'_e(k_g)U(z'-z)] \tag{23}$$

需要明确说明：方程(21)中的微分是在广义函数意义上的，

$$\frac{d}{dz}U(z-z')=\delta(z-z')$$

方程(22),(23)中之所以不出现 $\delta(z-z')$，是因为 $\hat{z}\times\hat{z}=0$ 的缘故。

同理，交换算子后有：

$$\bar{G}_{eN}=\sum_{m,n}C_{mn}(\nabla\times\nabla\times)(\nabla'\times\nabla'\times)\hat{z}\hat{z}'\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{K^2(K^2-k^2)}\phi_o(h)\phi'_o(-h)dh \tag{24}$$

围道积分后有：

$$\begin{aligned}\bar{G}_{eN}=\sum_{m,n}C_{mn}(\nabla\times\nabla\times)(\nabla'\times\nabla'\times)\hat{z}\hat{z}'\Big\{&\frac{\pi i}{k^2k_g}[\phi_o(k_g)\phi'_o(-k_g)U(z-z')\\&+\phi_o(-k_g)\phi'_o(k_g)U(z'-z)]-\frac{\pi}{k^2k_c}[\phi_o(ik_c)\phi'_o(-ik_c)U(z-z')\\&+\phi_o(-ik_c)\phi'_o(ik_c)U(z'-z)]\Big\}\end{aligned} \tag{25}$$

计算结果如下：

$$\begin{aligned}\bar{G}_{eN}=&\sum_{m,n}C_{mn}\frac{\pi i}{k_g}[\boldsymbol{N}_o(k_g)\boldsymbol{N}'_o(-k_g)U(z-z')+\boldsymbol{N}_o(-k_g)\boldsymbol{N}'_o(k_g)U(z'-z)]\\&+\sum_{m,n}C_{mn}\frac{\pi k_c}{k^2}[\boldsymbol{L}_o(ik_c)\boldsymbol{L}'_o(-ik_c)U(z-z')\\&+\boldsymbol{L}_o(-ik_c)\boldsymbol{L}'_o(ik_c)U(z'-z)]\end{aligned} \tag{26}$$

下面计算 $\bar{G}_{eL}$：

$$\bar{G}_{eL}=-\sum_{m,n}C_{mn}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{k_c^2}{k^2K^2}\boldsymbol{L}_o(h)\boldsymbol{L}'_o(-h)dh \tag{27}$$

交换算子后得：

$$\bar{G}_{eL}=-\sum_{m,n}C_{mn}\frac{k_c^2}{k^2}\nabla\nabla'\int_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{K^2}\phi_o(h)\phi'_o(-h)dh \tag{28}$$

围道积分得：

$$\begin{aligned}\bar{G}_{eL}=-\sum_{m,n}C_{mn}\frac{\pi k_c}{k^2}\nabla\nabla'[&\phi_o(ik_c)\phi'_o(-ik_c)\\&\times U(z-z')+\phi_o(-ik_c)\phi'_o(ik_c)U(z'-z)]\end{aligned} \tag{29}$$

计算结果为：

$$\begin{aligned}\bar{G}_{eL}=&-\sum_{m,n}C_{mn}\frac{\pi k_c}{k^2}[\boldsymbol{L}_o(ik_c)\boldsymbol{L}'_o(-ik_c)U(z-z')+\boldsymbol{L}_o(-ik_c)\boldsymbol{L}'_o(ik_c)U(z'-z)]\\&-\frac{1}{k^2}\sum_{m,n}\frac{4}{ab}\sin\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{b}\sin\frac{m\pi x'}{a}\sin\frac{n\pi y'}{b}\delta(z-z')\hat{z}\hat{z}'\end{aligned} \tag{30}$$

或写成：

$$\begin{aligned}\bar{G}_{eL}=-\sum_{m,n}C_{mn}\frac{\pi k_c}{k^2}[&\boldsymbol{L}_o(ik_c)\boldsymbol{L}'_o(-ik_c)U(z-z')\\&+\boldsymbol{L}_o(-ik_c)\boldsymbol{L}'_o(ik_c)U(z'-z)]-\frac{1}{k^2}\hat{z}\hat{z}\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')\end{aligned} \tag{31}$$

式中，$\boldsymbol{R}=\hat{x}x+\hat{y}y+\hat{z}z$ 为场点位置矢量，$\boldsymbol{R}'$ 为源点位置矢量。

至此，我们完成了 $\bar{\boldsymbol{G}}_e$ 的计算：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_e = \bar{\boldsymbol{G}}_e^0 + \bar{\boldsymbol{G}}_{eL} \tag{32}$$

$$\bar{\boldsymbol{G}}_e = \bar{\boldsymbol{G}}_e^{>} U(z - z') + \bar{\boldsymbol{G}}_e^{<} U(z' - z) - \frac{1}{k^2} \hat{z}\hat{z}\delta(\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}') \tag{33}$$

式中，

$$\bar{\boldsymbol{G}}_e^{\gtrless} = \sum_{m,n} C_{mn} \frac{\pi i}{k_g} [\boldsymbol{M}_e(\pm k_g)\boldsymbol{M}_e'(\mp k_g) + \boldsymbol{N}_o(\pm k_g)\boldsymbol{N}_o'(\mp k_g)] \tag{34}$$

同理求得：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_m = \bar{\boldsymbol{G}}_m^{>} U(z - z') + \bar{\boldsymbol{G}}_m^{<} U(z' - z) \tag{35}$$

式中，

$$\bar{\boldsymbol{G}}_m^{\gtrless} = \nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_e^{\gtrless} \tag{36}$$

$\bar{\boldsymbol{G}}_e$，$\bar{\boldsymbol{G}}_m$ 的计算结果((33)和(35)式)与直接计算的结果[5]一致.

五、几 点 注 记

(1) 根据交换算子法有：

$$\nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_e^0 = \bar{\boldsymbol{G}}_m \tag{37}$$

文献[2,3]认为上式在有源区不成立，交换算子法因而失效. 我们前面已经证明了交换算子法成立(不论是否在源区)，并且用此法进行了计算. 现在不妨验证一下(37)式：

$\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 可写成如下形式：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_e^0 = \bar{\boldsymbol{G}}_e^{>} U(z - z') + \bar{\boldsymbol{G}}_e^{<} U(z' - z) - \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{>} U(z - z') - \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{<} U(z' - z) \tag{38}$$

而 $\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}$ 可写成如下形式：

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eL} = \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{>} U(z - z') + \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{<} U(z' - z) - \frac{1}{k^2} \hat{z}\hat{z}\delta(\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}') \tag{39}$$

式中，

$$\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{\gtrless} = -\sum_{m,n} C_{mn} \frac{\pi k_c}{k^2} \boldsymbol{L}_o(\pm i k_c)\boldsymbol{L}_o'(\mp i k_c) \tag{40}$$

容易计算：

$$\nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_e^0 = \bar{\boldsymbol{G}}_m + \hat{z} \times (\bar{\boldsymbol{G}}_e^{>} - \bar{\boldsymbol{G}}_e^{<})\delta(z - z') - \hat{z} \times (\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{>} - \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{<})\delta(z - z') \tag{41}$$

由 $\nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_e = \bar{\boldsymbol{G}}_m$ 容易导出：

$$\hat{z} \times (\bar{\boldsymbol{G}}_e^{>} - \bar{\boldsymbol{G}}_e^{<})\delta(z - z') = \frac{1}{k^2} \nabla \times \hat{z}\hat{z}\delta(\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}') \tag{42}$$

由 $\nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_{eL} = 0$ 容易得到：

$$\hat{z} \times (\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{>} - \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}^{<})\delta(z - z') = \frac{1}{k^2} \nabla \times \hat{z}\hat{z}\delta(\boldsymbol{R} - \boldsymbol{R}') \tag{43}$$

(43)式也可由(40)式直接计算得到. 由(41)，(42)和(43)式便得(37)式.

(2) 文献[2, 3]认为 $\nabla \cdot \bar{\boldsymbol{G}}_e^0$，$\nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}$ 在源区不再等于零. 根据交换算子法 $\nabla \cdot \bar{\boldsymbol{G}}^0$ 和 $\nabla \times \bar{\boldsymbol{G}}_{eL}$ 处处为零. 这是不难理解的. 无散(旋)量的线性迭加其结果是无散(旋)量. 文献[1—3]中 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 的计算遗漏了 $K = 0$ 极点的贡献，因而得出了与交换算子法不同

的结论.

(3) 文献[2, 3, 7]认为仅用无散矢量 $\boldsymbol{M}$ 和 $\boldsymbol{N}$ 便可完备地展开横向电流源. 根据交换算子法此结论是不成立的, 因为无散量的线性迭加其结果仍是无散量. 文献[2, 3, 7]中的计算遗漏了极点 $K=0$ 的贡献,因而得出了与交换算子法不同的结论. 同时,与此相关的 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 法[7,8]不成立.

(4) 通常认为[5]文献[1]中的 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 只需一项具有奇异特性的附加项 (δ-函数项) 来校正,此结论是不确切的,它会导致误解. 因为文献[1]中的 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 是仅用 $\boldsymbol{M}$ 和 $\boldsymbol{N}$ 来展开的,如果只需一项奇异项来校正则似乎矢量 $\boldsymbol{L}$ 的作用等价于此奇异项. 这后一结论是不正确的,因为奇异项的旋度不为零.

现全面的表述如下: 文献[1] $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 的计算遗漏了极点 $K=0$ 的贡献应予补正, $\bar{\boldsymbol{G}}_e$ 由 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 和 $\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}$ 构成. 由于 $\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}$ 的一部分恰好抵消了 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 中 $K=0$ 极点的贡献, 故而 $\bar{\boldsymbol{G}}_e$ 的计算结果等于文献[1]中 $\bar{\boldsymbol{G}}_e^0$ 的计算结果附加一项奇异项. 这一奇异项就是 $\bar{\boldsymbol{G}}_{eL}$ 的没有被抵消的那一部分.

(5) DGF 在源区的不连续性方程

由 $\nabla\times\bar{\boldsymbol{G}}_m=k^2\bar{\boldsymbol{G}}_e+\bar{\boldsymbol{I}}\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')$ 容易推得:

$$\hat{z}\times(\bar{\boldsymbol{G}}_m^{>}-\bar{\boldsymbol{G}}_m^{<})\delta(z-z')=\bar{\boldsymbol{I}}_t\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}') \tag{44}$$

由 $\nabla\cdot\bar{\boldsymbol{G}}_e=-\dfrac{1}{k^2}\nabla\cdot\bar{\boldsymbol{I}}\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}')$ 可得:

$$\hat{z}\cdot(\bar{\boldsymbol{G}}_e^{>}-\bar{\boldsymbol{G}}_e^{<})\delta(z-z')=-\frac{1}{k^2}\nabla\cdot\bar{\boldsymbol{I}}_t\delta(\boldsymbol{R}-\boldsymbol{R}') \tag{45}$$

由 $\nabla\cdot\bar{\boldsymbol{G}}_m=0$ 可得:

$$\hat{z}\cdot(\bar{\boldsymbol{G}}_m^{>}-\bar{\boldsymbol{G}}_m^{<})\delta(z-z')=0 \tag{46}$$

式中, $\bar{\boldsymbol{I}}_t=\bar{\boldsymbol{I}}-\hat{z}\hat{z}$.

(42), (44)—(46)式是文献[9]的特例, 文献[10]中有关结果是上述方程的特例. 文献[11]的方法逻辑上有误, 据此方法将得到 $\hat{z}\times(\bar{\boldsymbol{G}}_e^{>}-\bar{\boldsymbol{G}}_e^{<})\delta(z-z')=0$ 的错误结果.

六、结　论

以广义函数论为基础, 本文严格地证明了求解 DGF 的交换算子法并把它发展为一种计算 DGF 的普遍方法. 这种计算法把 DGF 的计算归结为标量积分的计算和矢量运算, DGF $\bar{\boldsymbol{G}}_e$ 的奇异项在计算中产生,不会发生遗漏奇异项问题. 同时, 本方法不需分离奇异项的步骤和技巧[5]. 本文纠正了文献中存在的一些错误和模糊之处, 有助于 DGF 的正确理解和应用. 本文的方法具有普遍意义,其它情况下的分析将另文给出.

作者深切感谢导师任朗教授、茅于宽教授的悉心指导,深切感谢梁昌洪教授、汪文秉教授、刘鹏程副教授的指导和有益讨论,深切感谢戴振铎 (C.T. Tai) 教授的指导和有益讨论.

参 考 文 献

[1] C. T. Tai, Dyadic Green's Functions in Electromagnetic Theory, Intext Educational Publishers, Scratton, Pa., 1971.
[2] 潘生根，科学通报，**30** (1985)，308.
[3] 潘生根，电子学报，1985 年，第 5 期，第 83 页.
[4] И. М. 盖尔芳特，Г. Е. 希洛夫，广义函数 I，科学出版社，1965.
[5] C. T. Tai, Math. Note 28, Weapons Systems Lab., Kirtland, AFB. Alb., N.M., July, 1973.
[6] И. М. 盖尔方特，Н. Я. 维列金，广义函数 IV，科学出版社，1965；
R. D. Richtmyer, Principles of Advanced Mathematical Physics, Springer-Verlag, New York, 1978.
[7] 潘生根，电子科学学刊，**8** (1986)，196.
[8] 潘生根，电子科学学刊，**6** (1984)，181.
[9] Gong Shuxi, On the Discontinuity of Electromagnetic Dyadic Green's Functions in the Source Region, Submitted to Int. J. Electronics.
[10] C. T. Tai, *IEEE Trans. on AP*, **AP-29** (1981), 733.
[11] P. H. Pathak, *IEEE Trans. on AP*, **AP-31** (1983), 837.

ON THE METHOD OF INTERCHANGING OPERATORS FOR SOLVING DYADIC GREEN'S FUNCTIONS

Gong Shuxi
(*Northwest Telecommunication Engineering Institute, Xi'an*)

ABSTRACT Based on the theory of generalized function, the validity of interchanging operators method in solving dyadic Green's functions is proved and a universal method for evaluating dyadic Green's functions is developed. Dyadic Green's functions in rectangular waveguide, as examples, are evaluated by this method.

KEY WORDS Electromagnetic theory; Green's function; Boundary value problem; Waveguide