

应用科学学报

JOURNAL OF APPLIED SCIENCES

第七卷

VOL. 7

第一期

NO. 1

1989

《应用科学学报》编辑委员会编辑
上海科学技术出版社出版



应用科学学报

第七卷 第一期

64613

目 录

三热源热泵的最优性能.....	严子凌 陈金灿	(1)
窄缝厚鳍鱼鳍线性传输特性的分析.....	徐善驾	(7)
三羟甲基胺基甲烷晶体非极性轴方向电学性能的实验测量.....		
.....	史子康 李征东 苏根博	(13)
一种递推的最优(LSE)反滤波方法.....	黄中平 倪重匡 谢 恂	(19)
慢波型微波传感器的理论与实验研究.....	颜晓鸿 张兆镛	(25)
层状各向异性介质的电磁逆散射.....	陈小安 章文勋	(30)
Ar-Hg 放电正柱中 Hg6 ¹ P ₁ 态浓度及表面 185.0nm 辐照度.....		
.....	朱绍龙 郑 莉 蔡祖泉	(35)
单晶体红宝石三维内应力测定.....	李李泉 范得培 丘第荣	(41)
钽舟真空蒸发制备高纯金属、合金和硅化物薄膜及其在大规模集成电路中的应用.....		
.....	张一平 徐元森	(47)
砷化镓—氧化硅界面特性研究.....	盛 篪 任云珠	(52)
双离子注入增强退火效应的研究.....	朱锦良 程东方 王 良 蔡仁康	(57)
用直线四探针头测量金属—半导体的接触电阻率.....	陈存礼 华文玉	(61)
PbO ₂ /MnO ₂ 半导体薄膜工艺与 ESCA/AES 研究.....	俞志中 胡南山 蔡炳初	(65)
集成烟雾探测电路的研制.....	陈石龄	(71)
单分子层油酸包复 Fe ₃ O ₄ 的研究.....	曾桓兴 周文运	(75)
蒸散型吸气剂的出现电势谱研究.....	邵力为 刘培美 姜维鸿 陈德森	(81)
氯乙烯—醋酸乙烯—乙醇共聚物分子量对磁性涂层界面粘合性的影响.....		
.....	王 平 黄毓礼 袁照耀 牛爱浩 李霖	(86)
研 究 简 报		
器件钝化中的应力中心和应力补偿效应.....	李丹之	(91)

JOURNAL OF APPLIED SCIENCES

Vol. 7, No. 1 January, 1989

CONTENTS

- Optimal Performance of Three-Heat-Source Heat Pump.....Yan Zijun Chen Jincan (6)
- Analysis of the Propagation Characteristics for Finlines with Narrow Slotwidths and Thick Fins
..... Xu Shanbia (12)
- Experimental Measurement of Electrical Properties of a New Polar Crystal—Tris(Hydroxymethyl)
Aminomethane (TAM).....Shi Zikang Li Zhengdong Su Ganbo (18)
- A Recursive Optimal (LSE) Algorithm of Deconvolution
.....Huang Zhongping Ni Chongkuang Xie Yun (24)
- Theoretical and Experimental Investigation on Slow Wave Type Microwave Sensor
..... Yan Xiaohong Zhang Zhaotang (29)
- Inverse Scattering for Stratified Anisotropic DielectricChen Xiaolan Zhang Wenjun (34)
- Hg⁶¹P₁ Excited State Densities and 185.0 nm Surface Irradiances in Ar-Hg Discharge Columns
..... Zhu Shaolong Zheng Li Cai Zuquan (40)
- Measurement of Internal Stresses of Three Dimensions in Ruby Single Crystals
.....Li Liquan Fan Depei Qiu Dirong (46)
- Tantalum Boat Used as Source Heater in Vacuum Evaporation of Pure Metal Alloys and Silicide
for LSI..... Zhang Yiping Xu Yuansen (51)
- The Electrical Characteristics of GaAs-SiO Interface Fabricated by Low-temperature Process
..... Sheng Chi Ren Yunshu (56)
- Enhanced Annealing Effect of Double Ion Implanted Si-substrate
..... Zhu Jinliang Cheng Dongfang Wang Liang Cai Renkang (60)
- The Measurement of Specific Contact Resistance of M-S by Probe Heads of the In-line Four Probes
.....Chen Cunli Hua Wenyu (64)
- PbO₂/MnO₂ Semiconducting Thin Film Technology and its ESCA/AES Study
.....Yu Zhishong Hu Nanshan Cai Bingchu (70)
- Study and Design of CMOS Smoke Detector CircuitChen Shiling (74)
- The Study of Fe₃O₄ Coated with Single Layer of Molecular Oleic Acid
.....Zeng Huanxing Zhou Wenyun (80)
- A Study on Appearance Potential Spectroscopy in Evaporable Getters
.....Shao Liwei Liu Jieme Lou Weihong Chen Desen (85)
- Effect of Copolymer of vinyl Chloride-Vinyl Acetate-Vinyl Alcohol on Adhesion of Interfaces in
Magnetic Coating.....Wang Ping Huang Yuli Qiu Zhaoyao (90)

RESEARCH NOTES

- A Model of Strain Centers and Strain Compensation for Device Passivation.....Li Danshi (94)

三热源热泵的最优性能

严子浚 陈金灿

(厦门大学)

提 要

本文研究仅受传热不可逆影响的一类三热源热泵,证明了其中以内可逆三热源热泵为最优,并导出其最佳供热系数与供热率间的关系,从而阐明了热阻的存在对三热源热泵的最优性能所带来的根本性影响。所得的结论比经典热力学的结论更有实际意义。

一、引 言

近年来,运用热泵,特别是运用三热源热泵的新技术有了新进展。不仅在工业、商业和民用等方面很普遍地运用三热源热泵,并且深入到农副业等领域。我国在这方面也取得了一些可喜的成就。因此,如何进一步改善三热源热泵的性能,使之能更好地作为有效利用低温位热源的一种技术手段是当前急需研究的一个新的理论课题,具有重要实际意义。

按经典热力学,工作在高温热源、环境和致热空间的温度分别为 T_H 、 T_0 和 T_P 的三热源热泵的最大供热系数为

$$\psi_{\max} = \frac{T_H - T_0}{T_H} \frac{T_P}{T_P - T_0} \equiv \psi_r \quad (1)$$

但供热系数 ψ 要达到这个经典热力学界限时,循环必须是可逆的。而实际的热泵总要受到不可逆因素的影响,例如热传导必须在有限温差下进行。所以实际的 ψ 都不可能达到 ψ_r , 一般只有 ψ_r 的一半左右^[1]。此外,经典热力学不涉及时间变量,不研究热泵的供热率及其对其它性能的影响。

因此,对三热源循环,需要建立有限时间热力学理论^[2~9]。文献[10~12]已开展了这方面的工作,首次导出类似于二热源循环中 CA 效率^[2]的有限时间热力学界限和其它一些重要关系。本文将证明在一类仅受热阻影响的三热源热泵中,以内可逆三热源热泵为最优,并导出其最佳供热系数与给定供热率间的关系。从而讨论了三热源热泵的最优性能。

二、一类三热源热泵的最优循环方式

我们所采用的理论模型是一类工作在三个温度分别为 T_H 、 T_P 和 T_0 热源间的内可逆热泵。它与经典热力学中可逆三热源热泵模型不同的仅是工质与热源之间存在热阻,使

得传热是在有限温差下进行,工质的温度 $T(t)$ 不同于热源的温度。而工质内部的循环流程则与可逆三热源热泵的相类似,无其它不可逆效应。这种模型之所以被称为内可逆热泵,正是因为其中工质经历着可逆的变化,不可逆性仅存在于工质与热源之间的传热部分。尽管这种模型还是相当理想化的,但它能突出热阻的存在对热泵性能的影响,比可逆模型更为实际和有用,同时又保留了可逆模型所具有的既清晰又简单的优点。它的重要性在于可对它进行有限时间热力学的分析,导出有关热阻影响的重要结论。

应用这种模型进行分析时,通常还认为循环中绝热过程所费的时间与热交换过程的相比可忽略,因为绝热过程无热交换,不受热阻影响。于是循环的周期 τ 近似为

$$\tau = t_1 + t_2 + t_3 \quad (2)$$

其中 t_1 、 t_2 和 t_3 分别为循环中作稳定流动的工质各部分与 T_H 、 T_P 和 T_O 热源接触传热的时间。

此外,内可逆热泵的性能还与热传导规律以及热传导系数等有关。通常假设热传导按牛顿定律进行,即有

$$Q_H = \int_0^\tau \alpha(t) [T_H - T(t)] dt \quad (3)$$

$$Q_P = \int_0^\tau \beta(t) [T(t) - T_P] dt \quad (4)$$

$$Q_O = \int_0^\tau \gamma(t) [T(t) - T_O] dt \quad (5)$$

其中 Q_P 、 Q_O 和 Q_H 分别为工质每循环放给 T_P 、 T_O 热源和从 T_H 热源所吸取的热量。 $\alpha(t)$ 、 $\beta(t)$ 和 $\gamma(t)$ 分别为工质与 T_H 、 T_P 和 T_O 热源间的热传导系数,可分别表为

$$\alpha(t) = \begin{cases} \alpha & 0 \leq t < t_1 \\ 0 & t_1 \leq t < \tau \end{cases} \quad (6)$$

$$\beta(t) = \begin{cases} 0 & 0 \leq t < t_1 \\ \beta & t_1 \leq t < t_1 + t_2 \\ 0 & t_1 + t_2 \leq t < \tau \end{cases} \quad (7)$$

$$\gamma(t) = \begin{cases} 0 & 0 \leq t < t_1 + t_2 \\ \gamma & t_1 + t_2 \leq t < \tau \end{cases} \quad (8)$$

而 α 、 β 和 γ 为三个常数。

再根据热力学第一和第二定律,可得

$$Q_H - Q_P - Q_O = 0 \quad (9)$$

$$\Delta S = \int_0^\tau \{ \alpha(t) [T_H/T(t) - 1] + \beta(t) [T_P/T(t) - 1] + \gamma(t) [T_O/T(t) - 1] \} dt = 0 \quad (10)$$

其中 ΔS 表示工质内部可逆循环的熵变。

所谓最优的循环,就是指在给定的 τ 和 Q_P 下,耗热量 Q_H 为最小的循环。为了求此最小 Q_H ,引进变更的拉氏函数

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \alpha(t) [T_H - T(t)] + \lambda_1 \beta(t) [T(t) - T_P] + \lambda_2 \{ \alpha(t) [T_H - T(t)] + \beta(t) [T_P - T(t)] \\ & + \gamma(t) [T_O - T(t)] \} + \lambda_3 \{ \alpha(t) [T_H/T(t) - 1] + \beta(t) [T_P/T(t) - 1] \\ & + \gamma(t) [T_O/T(t) - 1] \} \end{aligned} \quad (11)$$

再根据欧拉方程 $\partial \mathcal{L} / \partial T = 0$ 得

$$\alpha(t) - \lambda_1 \beta(t) + \lambda_2 [\alpha(t) + \beta(t) + \gamma(t)] + \lambda_3 [\alpha(t) T_H / T^2(t) + \beta(t) T_P / T^2(t) + \gamma(t) T_O / T^2(t)] = 0 \quad (12)$$

应用式(12)和式(6)至(8),可求得

$$T(t) = \begin{cases} [-\lambda_3 T_H / (1 + \lambda_2)]^{1/2} = T_1 (\text{常量}) & 0 \leq t < t_1 \\ [\lambda_3 T_P / (\lambda_1 - \lambda_2)]^{1/2} = T_2 (\text{常量}) & t_1 \leq t < t_1 + t_2 \\ (-\lambda_3 T_O / \lambda_2)^{1/2} = T_3 (\text{常量}) & t_1 + t_2 \leq t < \tau \end{cases} \quad (13)$$

此外,可证明勒让德条件^[18]

$$\frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial T^2} = 2\lambda_3 [\alpha(t) T_H + \beta(t) T_P + \gamma(t) T_O] / T^3 > 0 \quad (14)$$

存在,因而存在 Q_H 的极小值。这样就证明了当三热源热泵中工质与三个热源的热交换过程是三个等温过程时,也就是当工质内部的循环与可逆三热源热泵中的循环完全一样时,可使耗热量 Q_H 为最小,循环为最优。进行这种循环的热泵我们称它为内可逆三热源热泵。

三、最佳供热系数与供热率间的关系

既然最优循环是内可逆三热源热泵循环,则其供热系数

$$\Psi = \frac{Q_P}{Q_H} = \frac{T_1 - T_3}{T_1} \frac{T_2}{T_2 - T_3} \quad (15)$$

另一方面,应用式(2)~(9)、(13)和(15),可将内可逆三热源热泵的供热率 Π 表为

$$\begin{aligned} \Pi = \frac{Q_P}{\tau} &= \beta \left(\frac{1}{T_2 - T_P} + \frac{\beta Q_H}{\alpha Q_P} \frac{1}{T_H - T_1} + \frac{\beta Q_O}{\gamma Q_P} \frac{1}{T_3 - T_O} \right)^{-1} \\ &= \beta \left\{ [(T_3^{-1} - \Psi^{-1} T_3^{-1} + \Psi^{-1} T_1^{-1})^{-1} - T_P]^{-1} + \frac{\beta}{\alpha} \Psi^{-1} (T_H - T_1)^{-1} \right. \\ &\quad \left. + \frac{\beta}{\gamma} (\Psi^{-1} - 1) (T_3 - T_O)^{-1} \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (16)$$

而要求出最佳供热系数 Ψ 与给定供热率 Π 间的关系,只要应用式(16)及极值条件

$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial T_1} \right)_{\Pi, T_2} = 0$ 和 $\left(\frac{\partial \Psi}{\partial T_3} \right)_{\Pi, T_1} = 0$ 即可求之。结果为

$$\begin{aligned} \Pi &= K \frac{T_P (T_H - T_O) - \Psi T_H (T_P - T_O)}{T_O + A^2 (\Psi - 1) T_H + (1 - A)^2 (\Psi^{-1} - 1) T_P} \\ &= \frac{K T_H (\Psi_r - \Psi)}{(\Phi_C - 1) + A^2 \Phi_C (\Psi - 1) T_H / T_P + (1 - A)^2 \Phi_C (\Psi^{-1} - 1)} \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $\Phi_C = \frac{T_P}{T_P - T_O}$, $K = \frac{\alpha \beta}{(\sqrt{\alpha} + \sqrt{\beta})^2}$, $A = \sqrt{\frac{\alpha}{\gamma}} \frac{\sqrt{\gamma} \pm \sqrt{\beta}}{\sqrt{\alpha} + \sqrt{\beta}}$, 且当 $\Psi > 1$ 时 A 中取正号, $\Psi < 1$ 时 ($\Psi < 1$ 的热泵有人称为换热器^[14, 15]) A 中取负号。而当 $\Psi = 1$ 时式(17)与 A 无关,并可简化成

$$\Pi(1) = \lim_{\Psi \rightarrow 1} \Pi(\Psi) = K (T_H - T_P) \quad (18)$$

显然,式(18)成立的条件是 $T_H > T_P$, 否则 Ψ 总是小于1。此外,不难证明式(17)同时又

确定了内可逆三热源热泵的最佳供热率 Π 与给定供热系数 Ψ 间的关系。

四、讨 论

1. 由式(17)容易看出, 只有当 $\Pi=0$ 时才有 $\Psi=\Psi_r$ 。这就是说, 受到热阻影响的三热源热泵, 供热系数要达到 Ψ_r 时供热率为零。可见, 经典热力学界限 Ψ_r 不是实际三热源热泵所能达到的供热系数界限。式(17)还明确表示出热泵要牺牲一部分供热系数才能取得一定的供热率。

2. 由式(17)可知, 当 $\Psi \geq 1$ 时 Π 是 Ψ 的单调减函数, 不存在极值; 而当 $\Psi < 1$ 时 Π 在一定条件下有极大值。由极值条件 $\partial \Pi / \partial \Psi = 0$ 不难求得当

$$\Psi = \left(1 - \sqrt{\frac{T_0}{T_H}}\right) \frac{T_P}{T_P - T_0 + C(\sqrt{T_H T_0} - T_0)} = \Psi_m \quad (19)$$

时 Π 达极大值

$$\Pi_{\max} = K' (\sqrt{T_H} - \sqrt{T_0})^2 \frac{T_P + C T_H \Psi_r}{T_P - T_0 + C g} \quad (20)$$

其中

$$C = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta}} \frac{\sqrt{\gamma} - \sqrt{\beta}}{\sqrt{\alpha} + \sqrt{\gamma}}, \quad K' = \frac{\alpha \gamma}{(\sqrt{\alpha} + \sqrt{\gamma})^2},$$

$$g = (\sqrt{T_H} - \sqrt{T_0})^2 \left(\frac{T_0 - T_H}{T_P - T_0} C^2 + \frac{3T_0 + 2\sqrt{T_H T_0} - T_P}{T_P - T_0} C + \frac{T_H + 3\sqrt{T_H T_0}}{T_H - \sqrt{T_H T_0}} \right)$$

由于这时 $\Psi < 1$, 因此极大值存在的条件为

$$T_P > \sqrt{T_H T_0} + C(\sqrt{T_H T_0} - T_H) \quad (21)$$

不满足此条件时 Π 在 $\Psi < 1$ 的区域成为 Ψ 的单调增函数, 因而这时只是在 $\Psi = 1$ 处 Π 达最大值。

式(19)和(20)还表明, 当工质与三个热源间的热传导系数互不相同时, 不仅最大供热率与热传导系数有关, 而且所对应的供热系数也与热传导系数有关。这与二热源循环中的 CA 效率有所不同, 很值得注意。

3. 在给定的 Π 下, 由式(17)一般可得两个 Ψ 值。显然, 大于 Ψ_m (或 1) 的那个才是供热系数的最佳值。可见, 单纯受热阻影响的三热源热泵, 其供热系数应介于 Ψ_m (或 1) 与 Ψ_r 之间, 否则是不合理的。而当 Ψ 介于 Ψ_m (或 1) 与 Ψ_r 之间时, Π 是 Ψ 的单调减函数, 两者是矛盾的。因而对三热源热泵, 必须兼顾供热系数与供热率, 但在一般情况下应侧重考虑供热系数, 否则不利于能量的合理利用。特别当 $T_P < \sqrt{T_H T_0} + C(\sqrt{T_H T_0} - T_H)$ 时, 最大的 Π 还不如直接传热时 Π 大, 这时热泵更不宜在大泵热率情况下使用, 否则将会使热泵失去应有的作用^[10]。另一方面, 由式(19)和(20)可知, 当 $T_H < T_P$, 并且 T_H 比 T_0 高不多时, $\Pi_{\max}$ 和 Ψ_m 都很小, 不适于换热器的开发和利用。

4. 当 $\beta = \gamma$ 时, 式(19)、(20)和(21)可分别写成

$$\Psi_m = (1 - \sqrt{T_0/T_H}) T_P / (T_P - T_0) \quad (22)$$

$$\Pi_{\max} = K (\sqrt{T_H} - \sqrt{T_0})^2 T_P / (T_P - T_0) \quad (23)$$

$$T_P^* > T_H T_0 \quad (24)$$

式(22)及其适用条件式(24)与文献[10]中的结果完全相同,说明了只要 $\beta=\gamma$ 时 Ψ_m 就与热传导系数无关。而式(23)当 $\alpha=\beta=\gamma$ 时也与文献[10]中的结果完全相同。

另一方面,当 $\alpha=\gamma$ 并且 $\Psi>1$ 时,可引进等效温度 $T_P^*=T_P+\Pi/K$,将式(17)写成

$$\Psi = \frac{T_H - T_0}{T_H} \cdot \frac{T_P^*}{T_P^* - T_0} \quad (25)$$

式(25)的形式与式(1)完全相同,只不过由 T_P^* 代替了 T_P 。这表示了受热阻影响的内可逆三热源热泵,在一定供热率下相当于 T_P 热源的温度被提高到 T_P^* ,因而供热系数降低。

5. 当 $T_H \rightarrow \infty$ 时(这时 $\Psi>1$),由式(17)可求得

$$\lim_{T_H \rightarrow \infty} \Pi = \frac{\beta\gamma}{(\sqrt{\beta} + \sqrt{\gamma})^2} \left(\frac{T_0}{1 - \Psi^{-1}} - T_P \right) \quad (26)$$

式(26)是内可逆卡诺热泵的最佳供热系数与供热率间的关系式^[7]。这结果是必然的,因为 $T_H \rightarrow \infty$ 的热源相当于功源,这时内可逆三热源热泵就成为内可逆卡诺热泵。式(26)是讨论内可逆卡诺热泵最优性能的一个基本关系式。

而当 $T_P \rightarrow \infty$ 时(这时 $\Psi<1$),由式(17)可得

$$\lim_{T_P \rightarrow \infty} \Pi = \frac{\alpha\gamma}{(\sqrt{\alpha} + \sqrt{\gamma})^2} \Psi \left(T_H - \frac{T_0}{1 - \Psi} \right) \quad (27)$$

显然,向 $T_P \rightarrow \infty$ 的热源提供热量相当于对功源做功,即 Q_P 相当于功 W 。那么 Ψ 和 Π 就分别相当于热机的效率 η 和输出功率 P ,而内可逆三热源换热器就成为内可逆卡诺热机。式(27)正是其最佳效率与输出功率间的关系式,文献[6]曾应用它对内可逆卡诺热机的最优性能作了有意义的讨论。

6. 由于循环的平均熵产生率为

$$\sigma = \frac{1}{\tau} \left(\frac{Q_P}{T_P} + \frac{Q_0}{T_0} - \frac{Q_H}{T_H} \right) = \frac{\Pi(T_P - T_0)}{T_P T_0} \frac{\Psi_r - \Psi}{\Psi} \quad (28)$$

因此,应用式(17)可求出内可逆三热源热泵的最佳供热系数与给定熵产生率间的关系,或最小熵产生率与给定供热率间的关系。后者表示了内可逆三热源热泵在给定供热率下最小的不可逆损失。内可逆热泵与可逆热泵不同就在于它存在这个不可避免的不可逆损失。

7. 总之,式(17)是讨论三热源热泵最优性能的一个基本而重要的关系式。由它不仅可讨论内可逆三热源热泵的最优性能,而且还可讨论内可逆二热源循环的最优性能。所得的结论比起经典热力学结论对实际热泵更有指导意义。

参 考 文 献

- [1] 李靖华、白同春,太阳能学报,6, p. 319 (1985)
- [2] Curzon, F. L. and Ahlborn, B., Am. J. Phys., 43, p. 22 (1975)
- [3] Rubin, M. H., Phys. Rev. A, 19, p. 1272; p. 1277 (1979)
- [4] Salamon, P., et al., J. Chem. Phys., 74, p. 3546 (1981)
- [5] Rubin, M. H., et al., J. Appl. Phys., 53, p. 1 (1982)
- [6] 严子浚,工程热物理学报,6, p. 1(1985)
- [7] 严子浚,厦门大学学报,23, p. 414 (1984)
- [8] Andresen, B., et al., Acc. Chem. Res., 17, p. 266 (1984)
- [9] Andresen, B., et al., Phys. Today, 37, No 9, p. 62 (1984)

- [10] 严子浚、陈苏煌, 科学通报, 31, p. 798 (1986)
- [11] 严子浚、陈苏煌, 低温工程, No. 4, p. 18 (1986)
- [12] 陈苏煌、严子浚, 制冷学报, No. 4, p. 12 (1986)
- [13] Tolle, H., Optimization Methods, Springer, Berlin, (1975)
- [14] Zaworski, J. R., et al., 16th Intersociety Energy Conversion Engng. Conf., 1981/8/9-14, Atlanta, Vol. 1
- [15] Cohen, G., et al., 14th Intersociety Energy Conversion Engng. Conf. 1979/8/5-10, Boston, Vol. 2

OPTIMAL PERFORMANCE OF THREE-HEAT-SOURCE HEAT PUMP

YAN ZIJUN CHEN JINCAN

(Xiamen University)

Abstract

In this paper, we investigate a class of three-heat-source heat pumps, in which the only irreversible process is heat conduction. It is shown that the endoreversible three-heat-source heat pump is the most optimal one. Moreover, the relation between the optimal coefficient of performance and the rate of heating is induced. Thus the fundamental effect of thermal resistance on the optimal performance of a three-heat-source heat pump is expounded. The conclusions in this paper are more realistic than those in classical thermodynamics.

窄缝厚鳍鱼鳍线传输特性的分析

徐善驾

(中国科学技术大学)

提 要

本文提出了一种适用于具有极窄槽缝,并可计及鳍厚影响的鱼鳍线传输特性的分析方法。应用这种方法对单侧和双侧鱼鳍线色散和阻抗特性的数值分析表明,该方法避免了别的数值方法在计算极窄槽缝鳍线时所遇到的收敛性问题,并证实具有快速、有效和简便的特点。

一、引 言

近年来,由鱼鳍线构成的毫米波集成电路有了很大的发展。与此同时,对各类鱼鳍线传输特性的分析也不断完善。但在以往的分析中,极大多数作者都作了鳍厚为零的假定,到现在为止,只有少数几篇文章讨论了金属鳍厚对鱼鳍线传输特性的影响。Vahldick^[1]和 Beye^[2]用混合模(hybrid mode)分析法算出了不同鳍厚下的传播常数;Kitazawa^[3]用 Ritz-Galerkin 法计算了不同鳍厚鱼鳍线的传输特性;我们用有限元法^[4]从求解非均匀介质波导本征值问题入手,分析了鳍厚对鱼鳍线色散特性的影响。但这些讨论主要是对槽缝较大的鱼鳍线进行的。对于极窄槽缝的情况,由于电磁场在槽缝附近非常集中,金属鳍上的电荷和电流分布出现了极大的突变;因此,使用通常的数值方法往往很难避免收敛性的困难。另一方面,随着工作频率的不断增加,到了短毫米波波段,鱼鳍线结构的尺寸将变得越来越小;为了求得鳍线与具有低阻抗的有源器件的匹配,要求槽缝的宽度进一步变窄。这时鳍厚的影响在集成电路的设计中将不允许再被忽略。为此,有必要寻找适用于具有极窄槽缝,又能计及鳍厚影响的鱼鳍线分析方法,以给出更加实用的色散和特性阻抗曲线。

本文在这方面作了一些尝试。我们把鱼鳍线看成封闭的槽线;应用 Cohn^[5]分析槽线特性时所用的“二次解”方法求得金属鳍两侧不连续性导纳,以确定鱼鳍线等效网络的有关参数;然后根据横向谐振条件,建立色散方程,并用数值方法求解之,以获得鱼鳍线主模色散特性的数值解。应用这种方法对单侧和双侧鱼鳍线色散和阻抗特性的分析表明:该方法不存在别的数值方法在计算极窄槽缝鳍线时所遇到的收敛的问题,并证实它具有快速、有效和简便的特点。

1987年12月2日收到,1988年3月19日收到修改稿

国家自然科学基金资助项目

本文基本思想的简要描述见 Electronics Letters, 18th June (1987)

二、分析方法

本文所述方法的基本思想是把鱼鳍线看成四周用矩形波导封闭的槽线。这时与鱼鳍线结构相对应的横截面内的等效网络可表示成如图 1 所示的形式。图中 Y_{01} , Y_{02} 和 Y_{03} 是各段传输线的特性导纳。为了计算方便起见, 它们均被特性波导纳 $\eta = \sqrt{\epsilon_0/\mu_0}$ 所归一。这样:

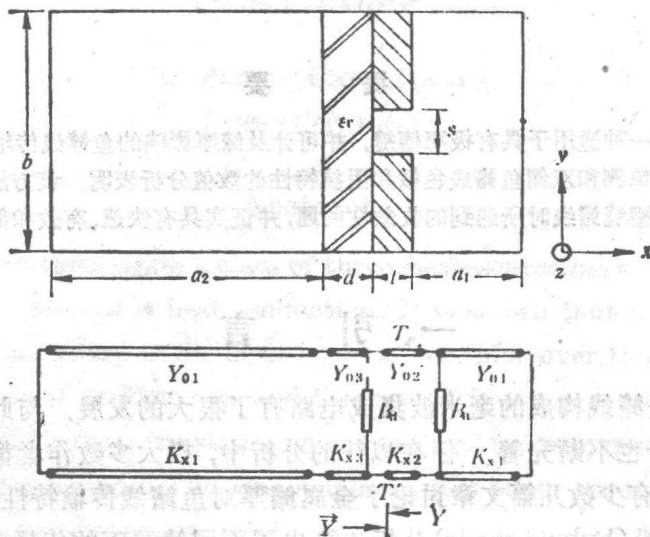


图 1 鱼鳍线结构及它的等效网络

$$Y_{01} = K_{e1}/(bK_0), Y_{02} = K_{e2}/(SK_0), Y_{03} = K_{e3}/(bK_0)$$

式中 K_{e1} , K_{e2} 和 K_{e3} 是相应的传输线的传播常数, 容易看出它们应为:

$$K_{e1} = jK_0\sqrt{\epsilon_e - 1}, K_{e3} = K_0\sqrt{\epsilon_r - \epsilon_e}, K_{e2} = K_{e1}$$

其中 $\epsilon_e = (K_e/K_0)^2$ 是鱼鳍线主模的有效介电常数, K_e 则为该模沿 z 轴的传播常数。图中 B_e 是金属鳍与空气界面不连续性导纳; B_s 则是金属鳍与介质界面不连续性导纳。它们可以应用 Cohn 分析槽线特性时所用的二次近似方法求得^[5]。

$$\xi B_s = -\frac{av}{2b} - \frac{v^2}{2p} \ln \frac{2}{\pi\delta} + \frac{1}{2p} \sum_{n=1}^{\infty} v^2 \left(1 - \frac{1}{F_n}\right) \frac{\sin^2 n\pi\delta}{n(n\pi\delta)^2}$$

$$\xi B_e = \frac{au}{2b} \tan \left(\frac{\pi u d}{ap} - \tan^{-1} \frac{v}{u} \right) + \frac{u^2}{2p} \ln \frac{2}{\pi\delta} + \frac{1}{2p} \sum_{n=1}^{\infty} M_n \frac{\sin^2 n\pi\delta}{n(n\pi\delta)^2}$$

这里

$$a = \pi/K_e, p = \sqrt{\epsilon_e}, \delta = S/b, \xi = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, u = \sqrt{\epsilon_r - \epsilon_e}, v = \sqrt{\epsilon_e - 1}$$

$$M_n = \frac{\epsilon_r \tanh r_n - \epsilon_e F_{n1}^2 \coth q_n}{\left[1 + \left(\frac{b}{2an}\right)^2\right] F_{n1}} - u^2$$

$$r_n = \frac{2\pi n d F_{n1}}{b} + \tanh^{-1} \left(\frac{F_{n1}}{\epsilon_r F_n} \right)$$

$$q_n = \frac{2\pi n d F_{n1}}{b} + \coth^{-1} \left(\frac{F_n}{F_{n1}} \right)$$

$$F_n = \left[1 + \left(\frac{bv}{2anp} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad F_{n1} = \left[1 - \left(\frac{bv}{2anp} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

为了计算有效介电常数 ϵ_e , 我们应用横向谐振法来确定色散方程:

$$\bar{Y} + \bar{Y}' = 0 \quad (1)$$

其中 $\bar{Y}$ 是等效网络中由参考面 $T-T'$ 向右看去的输入导纳; $\bar{Y}'$ 是由 $T-T'$ 面向左看去的输入导纳。它们可以应用传输线导纳变换公式推得。求解色散方程(1), 即可获得鱼鳍线主模色散特性的数值解。

由于本文的方法把金属鳍与空气和介质两交界面上的阶梯用不连续性导纳 B_o 和 B_d 来表示, 因此它不必引入其它数值方法, 譬如谱域法(spectral domain technique)必须假定的槽场分布, 或电流分布函数。这种函数在极窄槽缝的情况下往往是高阶的奇异函数, 这就会产生展开函数的收敛性问题。另外, 由于在计算 B_o 和 B_d 时采用矩形波导中的本征模作为基函数, 这就大大加快了展开函数的收敛速度; 而且这个级数当槽缝越小($\delta = s/b$ 越小)时精度越高, 即 B_o 和 B_d 的近似程度越好, 从而使 ϵ_e 值越精确。因此, 本文的方法特别适宜对极窄槽缝鱼鳍线的分析。

Cohn 曾在文献[5]中指出, 当槽宽 s 满足 $s < \lambda / (4 \sqrt{\epsilon_r})$, $s \leq d$ 和 $\delta \leq 0.15$ 时, B_d 展开式中第二项的误差小于 0.4%。因为 B_o 的展开式是准确的, B_d 的第一项也是准确的, 因此电纳级数 $B_t = B_d + B_o$ 的精度将大大优于 0.4%。另外由于鱼鳍线介质的 ϵ_r 比槽线的小得很多, 与槽线强导和开放的特性不同, 它是一种封闭的弱导系统; 介质的存在只是对波导中 TE_{10} 模的一种微扰, 槽缝中高次模的影响远比槽线的小。因此, 即使对于较大的 s , B_o 和 B_d 级数表达式的精度也不会太低。我们的实践表明: 在 $s < 0.25 \text{ mm}$, $d > 0.05 \text{ mm}$, $s < 0.2$ 的条件下, 用本文方法算得的鱼鳍线的 ϵ_e , 与用其他方法算得的相比其偏差并不大 3%。

对于双侧鱼鳍线, 可以利用结构的对称性, 只考虑矩形波导的一半。由双侧鳍线主模的场分布知, 此时中心平面应该被磁壁所代替, 即等效网络中的相应参考面应为开路。由于其他方面的处理与单侧鳍线是类同的, 这里恕不赘述。

单侧鱼鳍线的特性阻抗可以根据下列公式确定

$$Z_0 = \frac{Z_{0\infty}}{\sqrt{\epsilon_e}} \quad (2)$$

其中 $Z_{0\infty}$ 是相应脊形波导在频率为无限大时的特性阻抗, 它可以从文献[6]中的有关曲线中查得。需要说明的是, 该曲线只适用于高宽比为 0.45 的单脊波导, 为了计算高宽比为 B/A 的双脊波导的 $Z_{0\infty}$ 应按下式进行修正。

$$Z_{0\infty} = 2Z_{0\infty, 0.45} \frac{B/A}{0.45}$$

三、计算举例

根据所述的方法, 编制了一个分析极窄槽缝鳍线传输特性的计算机程序。应用该程

序,对单侧和双侧鳍线色散特性进行了计算,所得的结果以及它们与已知数据的对照情况分别说明如下.

表1给出了单侧鱼鳍线在鳍厚 $t=0$ 时有效介电常数 ϵ_e 和特性阻抗 Z_0 用不同方法所得结果的比较.表2是双侧鱼鳍线在不同鳍厚 t 时用不同方法算得的 ϵ_e 值的比较.由表可见两者吻合得很好,从而证实了所述方法的有效性.

表1 用不同方法求得的单侧鱼鳍线传输特性的比较

$A=3.099\text{ mm}$ $B=1.549\text{ mm}$ $d=0.05\text{ mm}$ $\epsilon_r=3.0$ $t=0.0$ $f=75\text{ GHz}$

$s(\text{mm})$		0.05	0.10	0.15	0.20	0.25
ϵ_e	本文	1.338	1.234	1.160	1.101	1.064
	文[7]	1.32	1.22	1.14	1.08	1.05
$Z_0(\Omega)$	本文	146.5	183.9	228.0	253.6	291.0
	文[7]	148	185	230	256	292

表2 用不同方法求得的双侧鱼鳍线色散特性的比较

$A=7.112\text{ mm}$ $B=3.556\text{ mm}$ $d=0.125\text{ mm}$ $s=0.15\text{ mm}$ $\epsilon_r=3.0$ $f=40\text{ GHz}$

$t(\text{mm})$		0.0	0.035	0.10
ϵ_e	本文	1.323	1.282	1.230
	文[3]	1.34	1.29	1.25

图2给出了单侧鱼鳍线有效介电常数 ϵ_e 随鳍厚 t 和槽宽 s 的变化曲线.由图可见,对于一定的槽宽 s ,随着 t 的增加 ϵ_e 减小了.这是因为金属鳍的存在使介质中的场的能

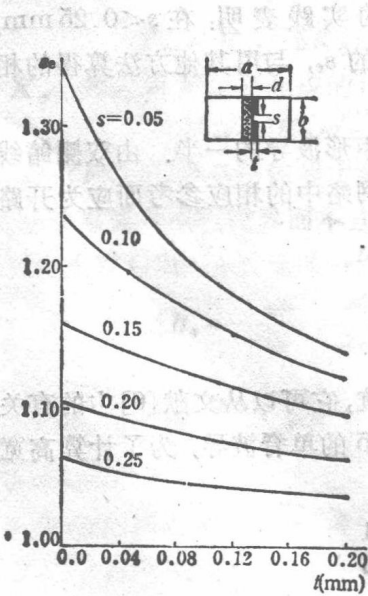


图2 单侧鱼鳍线 ϵ_e 随鳍厚 t 的变化曲线

$a=3.099\text{ mm}$ $b=1.549\text{ mm}$ $d=0.05\text{ mm}$

$\epsilon_r=3.0$ $f=75\text{ GHz}$

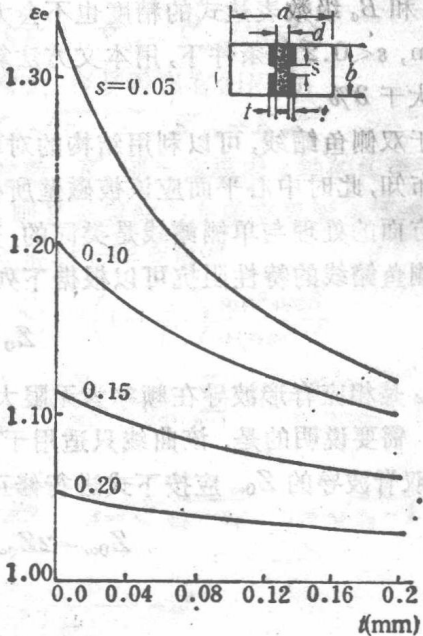


图3 双侧鱼鳍线 ϵ_e 随鳍厚 t 的变化曲线

$a=3.099\text{ mm}$ $b=1.549\text{ mm}$ $d=0.05\text{ mm}$

$\epsilon_r=3.0$ $f=75\text{ GHz}$

量与空气中的场的能量的相对比值下降了缘故。这种减小随槽宽的变窄而增加，即 s 越小， ϵ_e 随 t 的增加减少得越多。那是由于 s 越小，槽缝中的场越强，因而使上述的场的能量的相对比值下降越甚所造成的。图 3 是双侧鱼鳍线 ϵ_e 随鳍厚 t 的变化曲线，由图可见，鳍厚对 ϵ_e 的影响与单侧的有相同的规律，只是双侧鳍线的 ϵ_e 比同尺寸的单侧鳍线的 ϵ_e 要小。这是不难理解的，因为双金属鳍的存在会使介质中的场的能量与空气中场的能量的相对比值较单鳍时下降得更多。

图 2 和图 3 表明，鳍厚对鱼鳍线色散特性的影响是不小的，而且 s 越小，这种影响就越大。以单侧鳍线为例；如图 2 所示，在 $s=0.1\text{mm}$ 的情况下， $t=0.1\text{mm}$ 时的 ϵ_e 将比 $t=0$ 时的减小 6%，如果 s 减小到 0.05mm 则 ϵ_e 要比 $t=0$ 时的小 11%。这种量级的偏差在毫米波集成电路的精确设计中是不能忽略的。

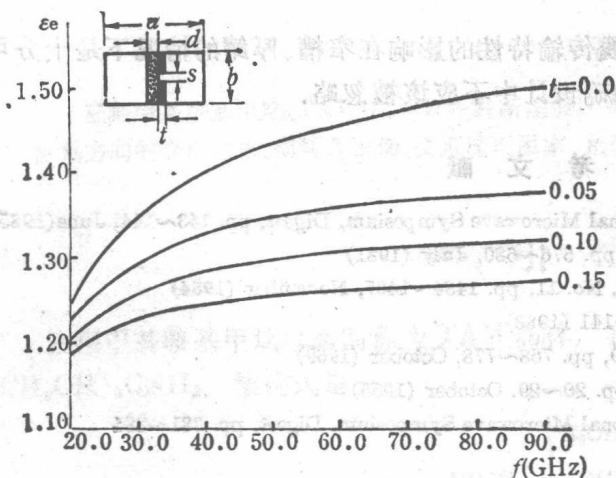


图 4 单侧鱼鳍线 ϵ_e 随频率变化曲线

$a=7.112\text{mm}$ $b=3.556\text{mm}$ $d=0.125\text{mm}$ $s=0.1\text{mm}$ $\epsilon_r=3.0$

图 4 和图 5 分别是单侧和双侧鱼鳍线有效介电常数 ϵ_e 随频率的变化曲线。从图中可见，两者的 ϵ_e 都随频率的增加而增加。这是因为频率越高，电磁场就越向介质内部集中的缘故。当然，当频率高到某一值之后，场的这种集中达到了饱和，这时再增加频率也不会使 ϵ_e 有显著的增大。

图 6 表示了单侧鱼鳍线的特性阻抗 Z_0 随鳍厚 t 和槽缝 s 的变化曲线。由图可见，在固定 t 的情况下， s 越大，

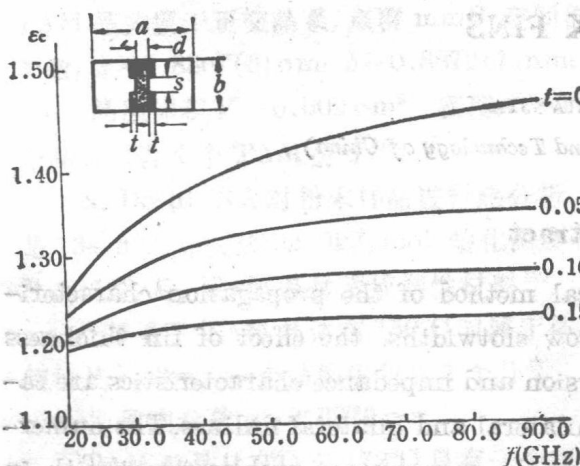


图 5 双侧鱼鳍线 ϵ_e 随频率变化曲线

$a=7.112\text{mm}$ $b=3.556\text{mm}$
 $d=0.125\text{mm}$
 $s=0.1\text{mm}$
 $\epsilon_r=3.0$

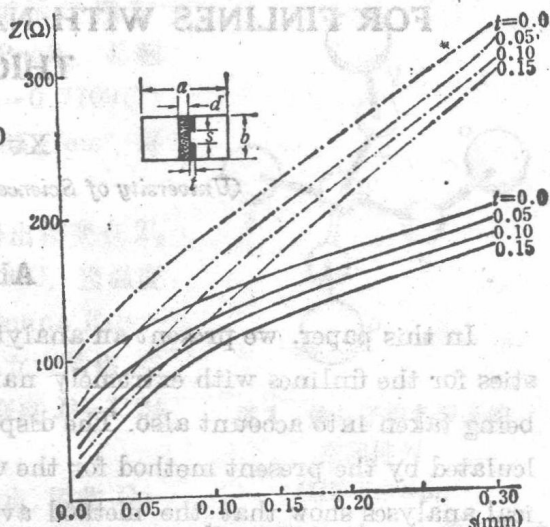


图 6 单侧鱼鳍线的特性阻抗 Z_0 随 t 的变化曲线

点划线: $a=3.099\text{mm}$ $b=1.549\text{mm}$ $d=0.05\text{mm}$
 $f=75\text{GHz}$ $\epsilon_r=3.0$
实线: $a=7.112\text{mm}$ $b=3.556\text{mm}$ $d=0.254\text{mm}$
 $f=35\text{GHz}$ $\epsilon_r=2.22$

ϵ_0 越小, 而且由文献[6]中的图 16 可知, 此时 $Z_{0\infty}$ 也越大, 因此由式(2)算得的特性阻抗 Z_0 就随 s 的增大而增大. 另一方面, 如果槽宽 s 固定, 则 t 越大, 虽然 ϵ_0 将随之减小, 那么按式(2), Z_0 应跟着增大; 但是, 由于 $Z_{0\infty}$ 将以更快的速度随 t 的增大而下降, 最后 Z_0 还是以 t 的增大而减小. 由此可见, 想要减小鱼鳍线的特性阻抗, 尤其是在近短毫米波波段, 如图 6 中的点划线所示, 适当地增加鳍厚 t , 是一种可供选择的方案. 虽然, 减小槽缝宽度 s 是获得低特性阻抗的最有效的措施.

图 6 表明, 鳍厚对鱼鳍线特性阻抗的影响是相当可观的, 以 $f=75\text{GHz}$ 时的情况为例, 如果 $s=0.1\text{mm}$, 则 $t=0.1\text{mm}$ 时的 Z_0 将比 $t=0.0$ 时减小达 40 多欧姆, 当 t 增至 0.15mm 时 Z_0 要小 60 多欧姆. 如果 s 减至 0.05mm 则鳍厚对特性阻抗的影响甚至更大.

文中给出的曲线表明: 鳍厚对鱼鳍线传输特性的影响在窄槽、厚鳍的情况下是十分可观的. 这种影响在毫米波集成电路的精确设计中不应该被忽略.

参 考 文 献

- [1] Vahldiek, R., 1985 IEEE MTT International Microwave Symposium, Digest, pp. 143~144, June(1985)
- [2] Beyer, A., IEEE Trans. MTT-29, No. 7, pp. 676~680, July (1981)
- [3] Kitazawa, T., et al, IEEE Trans. MTT-32, No. 11, pp. 1484~1487, November (1984)
- [4] 徐善驾, 应用科学学报, 2, No. 10, pp. 135~141 (1983)
- [5] Cohn, S. B., IEEE Trans. MTT-17, No. 10, pp. 768~778, October (1969)
- [6] Hopfer, S., IRE Trans. MTT-3, No. 10, pp. 20~29, October (1955)
- [7] Hofmann, S., 1977 IEEE MTT International Microwave Symposium, Digest, pp. 381~384

ANALYSIS OF THE PROPAGATION CHARACTERISTICS FOR FINLINES WITH NARROW SLOTWIDTHS AND THICK FINS

XU SHANJIA

(University of Science and Technology of China)

Abstract

In this paper, we present an analytical method of the propagation characteristics for the finlines with extremely narrow slotwidths, the effect of fin thickness being taken into account also. The dispersion and impedance characteristics are calculated by the present method for the unilateral and bilateral finlines. The numerical analyses show that the method avoids the convergence problems met with in computing the finlines with extremely narrow slotwidth by other numerical techniques, and justify that this method possesses the advantages of rapidity, effectiveness and simplicity.

三羟甲基胺基甲烷晶体非极性轴方向 电学性能的实验测量

史子康 李征东 苏根博

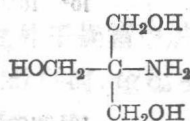
(中国科学院福建物质结构研究所)

提 要

三羟甲基胺基甲烷(TAM)晶体是一种新型极性有机晶体。本文较全面地研究了它在非极性轴方向的介电常数、损耗角正切、交直流电阻率、光透过率等有关电学性能。

一、引 言

三羟甲基胺基甲烷单晶简称为 TAM 晶体, 它是一种新型极性有机晶体。分子式是 $(\text{CH}_2\text{OH})_3\text{CNH}_2$ 。结构式是



基团是 $(\text{CH}_2\text{OH})_3\text{C}-$ 。在分子中, 原子的排列示于图 1。TAM 晶体属于正交晶系, 点群 $\text{mm}2$, 空间群 $\text{Pna}2_1$ 。晶胞参数: $a=0.8807(6)\text{nm}$; $b=0.8872(7)\text{nm}$; $c=0.7709(7)\text{nm}$ 。晶胞体积 $V=0.602\text{nm}^3$ 。密度 $D=1.335\text{g/cm}^3$ 。每个晶胞包含 4 个 TAM 分子^[1]。

N. Doshi 等人对粉末样品进行热分析, 得出相变点 T_c 是 134.3°C , 相变热 32.9kJ/mol , 熔化温度 172°C 。当温度 T 高于 T_c 后, TAM 晶体变成塑性材料^[2]。Donna Eilerman^[3]报导了 TAM 晶体在 150°C 时属于体心立方晶格, 空间群是 $\text{Im}3\text{m}$ 。一个晶胞中包含 2 个分子。密度 $D=1.24\text{g/cm}^3$, 晶胞参数 $a=0.6876\text{nm}$ 。

TAM 单晶从 0°C 至 172°C 只有一个相变点, 因此 Donna Eilerman 在 150°C 时得出的晶体结构代表了 $T_m > T > T_c$ 的晶体结构。 T_m 是熔点。

至今, TAM 单晶的电学性能尚未见报导。

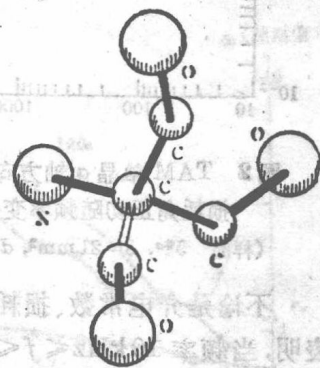


图1 单分子中各原子的
空间排列
(氢原子未画出)

二、样品制备

把定了晶轴的大块光学均匀性好的 TAM 单晶, 沿(100)面和(010)面进行切割。切割后, 端面细磨, 并保证细磨后样品面与(100)或(010)面偏离小于 1° 。然后, 在样品表面上均匀地刷上 40 号常温固化导电胶, 放入恒温干燥箱中缓慢升温到 80°C , 恒温 24 小时, 再慢降温到室温。测量前, 刮去边缘导电金属, 用无水酒精清洗, 干燥后就可得到供测量用的全电极、金属环电极样品。

三、实验结果

1. 介电常数、损耗角正切、交流电阻率特性

1) 频率特性 用精密的 HP-4275A RLO 测试仪分别对 a 轴、 b 轴方向的样品进行测量。为了减少分布电容的影响, 将样品做成小电容器。忽略平行板电容器的边缘效应。测量结果示于图 2、图 3。根据计量所检验, 本文中所采用的 HP-4275A RLO 测试仪精度为 0.5%, 个别频率测试精度为 0.8% (厂家给出精度为 0.1%)。曲线中个别点出现不规则, 若考虑了仪器测试精度, 它将成为允许的。

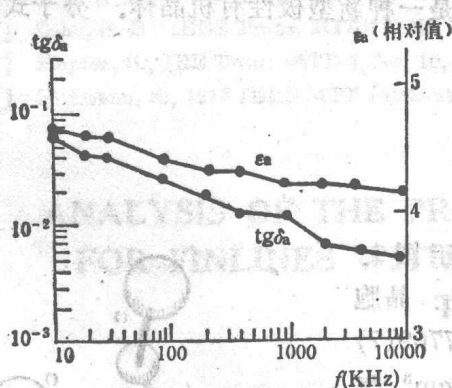


图2 TAM 单晶 a 轴方向介电常数、损耗角正切随频率变化特性
(样品 $5^{\#a}$, $S=21\text{mm}^2$, $d=0.55\text{mm}$)

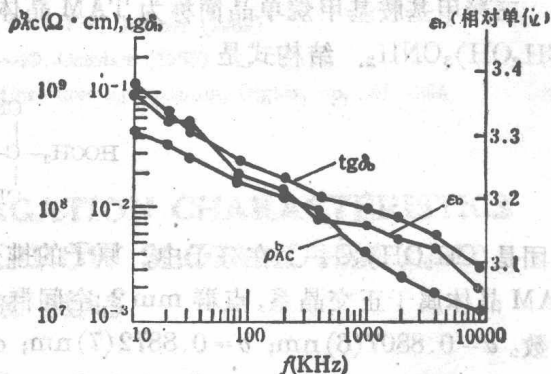


图3 TAM 单晶 b 轴方向介电常数、损耗角正切随频率变化特性
(样品 $30^{\#b}$, $S=165\text{mm}^2$, $d=1.30\text{mm}$)

不论是介电常数、损耗角, 还是交流电阻率均随着频率增加而减少。对大量样品测量表明, 当频率 $10\text{kHz} \leq f < 10000\text{kHz}$ 时, $5 \times 10^{-3} \leq \text{tg } \delta_a \leq 6 \times 10^{-2}$, $4 \times 10^{-3} \leq \text{tg } \delta_b \leq 8 \times 10^{-2}$ 。当频率 $f=10\text{kHz}$ 时, $\epsilon_a \approx 4.6$, $\epsilon_b \approx 3.36$ 。与其相对应的 $\rho_{\Delta c}^a \approx 6.5 \times 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$, $\rho_{\Delta c}^b \approx 6.7 \times 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$ 。

2) 温度特性 用 QBG-3 型 Q 表测量样品在频率 $f=500\text{kHz}$ 时介电常数、损耗角正切随温度变化特性。结果示于图 4、5。测温用的温度计是经福州计量所定标过的镍铬-镍铝热偶。测量时, 热偶采用终端零度补偿。每个测量点均恒温。固定频率测量 $\text{tg } \delta \sim T$ 、 $\epsilon \sim T$ 关系, 其目的是克服 Q 表在不同频率时放大倍数不同而造成的误差。

测量结果表明: 在 $T=25^\circ\text{C}$, $f=500\text{kHz}$ 时, $\epsilon_a \approx 4.3$, $\text{tg } \delta_a \approx 2.8 \times 10^{-2}$; 在 $T=25 \sim$