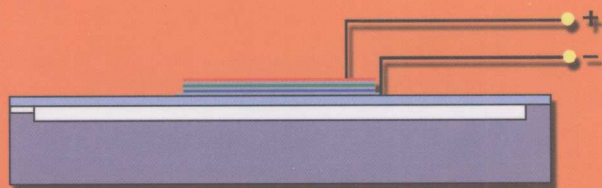


微电子机械加工系统 (MEMS) 技术基础

孙以材 庞冬青 编著



冶金工业出版社

<http://www.cnmp.com.cn>

微电子机械加工系统 (MEMS) 技术基础

孙以材 庞冬青 编著

北 京

冶金工业出版社

2009

内 容 简 介

MEMS 技术是 21 世纪发展的重大技术,涉及国防、航天、医疗等领域。本书以各种微型阀、微型泵、微型马达、压电元器件的制造为目的,阐述其功能,所依据的物理原理及定律。本书还详细介绍了电学、热学和力学有限元方法的要领,相关软件的使用及硅片的加工处理方法。阅读本书,可以为 MEMS 元件的设计和制造打下较好的基础,从而可以灵活应用所学知识。

本书可供国防、航天、医疗等专业的技术人员阅读,也可供大专院校有关专业师生参考。

图书在版编目(CIP)数据

微电子机械加工系统(MEMS)技术基础/孙以材,庞冬青编著.

—北京:冶金工业出版社,2009.3

ISBN 978-7-5024-4794-6

I. 微… II. ①孙… ②庞… III. 微电子技术—机械加工—基本知识 IV. TN405

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2009)第 006405 号

出 版 人 曹胜利

地 址 北京北河沿大街嵩祝院北巷 39 号,邮编 100009

电 话 (010)64027926 电子信箱 postmaster@cnmip.com.cn

策划编辑 张 卫 责任编辑 章秀珍 贾 玲 美术编辑 张媛媛

版式设计 葛新霞 责任校对 刘 倩 责任印制 牛晓波

ISBN 978-7-5024-4794-6

北京百善印刷厂印刷;冶金工业出版社发行;各地新华书店经销

2009 年 3 月第 1 版,2009 年 3 月第 1 次印刷

850mm×1168mm 1/32;6.5 印张;172 千字;194 页;1-2000 册

26.00 元

冶金工业出版社发行部 电话:(010)64044283 传真:(010)64027893

冶金书店 地址:北京东四西大街 46 号(100711) 电话:(010)65289081

(本书如有印装质量问题,本社发行部负责退换)

前 言

微电子机械加工系统 (MEMS) 是指以集成电路等工艺批量制作, 集微型机械、微型传感器、微型执行器及信号处理和电路等于一体的装置。它具有尺寸小、重量轻、响应快、精度高、性能优和成本低等特点, 其在工业、国防、航天、航海、医学、生物工程、农业等领域有着广泛的应用前景。

微机电系统是微电子技术的拓宽和延伸, 它与精密机械加工融为一体, 能制造出外形轮廓尺寸在毫米、微米、甚至纳米量级的微型机电装置。MEMS 制作技术包括微电子技术和微加工技术两大部分。前者有硅片的抛光、氧化、光刻、掺杂扩散、引线等; 后者有硅片腐蚀加工和硅片键合、封装等。目前已制造出微型压力传感器、微型加速度传感器、微型泵、微型阀、微型沟槽、微型执行器、微型齿轮、微型电机、微型飞行器、微型陀螺、微型燃烧器、微型手术刀、微型血管内注射器、DNA 芯片、智能药物释放器以及微小卫星等, 并已在不同领域发挥重要作用。

今后在 MEMS 材料、性能及检查、元件设计与制造、加工效果观察、元件封装与测试方面实现标准化也是其发展方向之一。这将决定 MEMS 产业化发展的成功与否。

本书着重于 MEMS 元件设计中的有限元静电场和电流场, 温度场, MEMS 元件各向同性应力场和各向异性应变分析及压电效应介绍。本书重点还放在 MEMS 元件制造, 包括硅片腐蚀加工和硅片键合, 封装和引线。我们在上述各方面曾作过许多研究, 完成多项科研任务, 有一定的经验和收获。但由于

MEMS 技术涉及面广,设备先进性要求高,特别是本书重点不在微电子技术(硅片的抛光,氧化,光刻,扩散)工艺,因此也存在不足。希望广大科技工作者和同行提出批评意见,本书作者将深表感谢。另外,本书参考了许多作者的有关书籍和论文,反映在各章的参考文献(列于本书最后)中,我们在此表示谢意。

作 者

2009 年 1 月

目 录

1 静电场数值计算有限元方法	1
1.1 静电场中重要定律和方程	1
1.1.1 欧姆定律	1
1.1.2 奥-高定律	1
1.1.3 静电场中的泊松(poisson)方程	2
1.1.4 高斯定理	2
1.1.5 格林定理	3
1.1.6 静电场能量	3
1.2 变分原理与泛函	4
1.2.1 变分原理与泛函	5
1.2.2 场域中存在电荷时泛函 $L(\phi)$	6
1.3 静电场有限元法的计算过程	7
1.3.1 场域的剖分与函数的近似表示	7
1.3.2 泛函的计算过程	9
1.3.3 综合方程的系数矩阵形式	12
1.4 静电场有限元数值计算在电流场电势分析中的 应用实例	15
1.4.1 概述	15
1.4.2 原理	17
1.4.3 计算结果	20
2 应力场数值计算有限元方法	23
2.1 有限元应力分析概述	23
2.1.1 原理	23
2.1.2 FEA 的输入信息	24
2.1.3 应力分析的输出信息	24

2.1.4	图形输出	25
2.1.5	总评	25
2.1.6	ANSYS 的分析例子	26
2.2	ANSYS 软件在硅岛膜电容式 MEMS 压力传感器设计中的应用	28
2.2.1	ANSYS 力学分析步骤	28
2.2.2	问题的提出	29
2.2.3	ANSYS 分析	30
2.3	MEMS 弹性膜的二维有限元应力计算原理	31
2.3.1	弹性膜的有限元剖分	31
2.3.2	虚功原理的应用	36
2.3.3	单元刚度方程与整体刚度方程	38
2.3.4	整体刚度方程的求解	42
2.3.5	弹性膜应力分布有限元法计算结果	46
2.4	压力传感器三维有限元法应力计算简介	48
2.4.1	单元的选择与形变自由度	48
2.4.2	用结点位移表示单元中任何一点位移	50
2.4.3	单元刚度矩阵	52
2.4.4	总体刚度方程	56
2.4.5	计算结果	57
2.5	高温压力传感器热模拟	58
2.5.1	概述	58
2.5.2	AlN、SiO ₂ 、Al ₂ O ₃ 作为绝缘层时的比较	59
2.5.3	散热层不同厚度时衬底温度的比较	62
2.5.4	散热层不同厚度时电阻中心点温度的比较	63
2.6	受径向力圆环中正应力的周向分布规律及其应力计算的分析解法	64
2.6.1	概述	64
2.6.2	由格林定理推导正应力的周向分布规律	66
2.6.3	力的平衡条件	67

2.6.4	利用力矩平衡条件决定 A 值	69
2.6.5	计算结果	72
2.7	MEMS 单晶元件各向异性正应变的计算	75
2.7.1	概述	75
2.7.2	在单轴应力下,进行 X 射线衍射实验测量	76
2.7.3	正应力作用下晶面正应变机理	78
2.7.4	不同晶向正应变与正应力间的关系	83
3	硅 MEMS 元件的化学腐蚀微机械加工	85
3.1	概况	85
3.2	湿化学腐蚀	86
3.2.1	电化学腐蚀机理	89
3.2.2	影响腐蚀速率的因素	91
3.2.3	阳极腐蚀法	96
3.2.4	凸角腐蚀及其补偿	98
3.2.5	无掩膜 KOH 腐蚀技术	101
3.2.6	各向异性腐蚀过程计算机模拟	101
3.2.7	腐蚀过程的几何分析	102
3.2.8	二维腐蚀过程计算机模拟	107
3.2.9	三维腐蚀过程计算机模拟	108
3.3	微电子机械元件的压力腔腐蚀工艺	109
3.3.1	常用腐蚀液及其特性	109
3.3.2	硅杯压力腔口掩膜尺寸设计	111
3.3.3	适合腐蚀法制备弹性膜的外延结构	115
3.3.4	KOH 各向异性腐蚀制作近似圆形膜技术	116
3.3.5	各向异性腐蚀设备	117
3.3.6	简易双面对准技术	118
3.4	表面微机械加工——牺牲层技术	120
3.5	等离子体刻蚀技术在微细图形加工中的应用	122
3.6	微细电化学加工技术	124

3.6.1	微细电铸	126
3.6.2	微细电解加工	126
4	MEMS 系统的封装	128
4.1	MEMS 系统的封装意义及要求	128
4.1.1	封装的作用与意义	128
4.1.2	MEMS 封装设计中需要考虑的重要问题	128
4.1.3	封装结构及封装材料	129
4.1.4	接口问题	129
4.1.5	封装外壳设计	130
4.1.6	热设计	130
4.1.7	封装过程引起的可靠性问题	130
4.1.8	封装成本	130
4.2	焊球栅阵列倒装芯片封装技术	131
4.3	MEMS 中芯片封接方法	133
4.3.1	黏结	133
4.3.2	共晶键合	134
4.3.3	阳极键合	136
4.3.4	冷焊	138
4.3.5	钎焊	139
4.3.6	硅—硅直接键合	139
4.3.7	玻璃密封	140
4.4	硅片与硅片低温直接键合	143
4.4.1	各种硅—硅直接键合法	143
4.4.2	硅—硅酸钠—硅低温直接键合过程	144
4.4.3	影响键合质量的因素	145
4.4.4	质量检测方法	146
4.5	封接材料的性质	146

5 微电子机械元件的引线	149
5.1 MEMS 元件的引线键合	149
5.1.1 引线的作用	149
5.1.2 对键合引线材料的要求	149
5.1.3 MEMS 元件中应用的引线键合工艺	151
5.2 MEMS 系统压力传感器的引线键合工艺	152
5.2.1 超声键合设备	152
5.3 引线的可靠性与可键合性	154
5.3.1 材料间键合接触时的冶金学效应	154
5.3.2 各种材料的键合接触	156
5.4 压力传感器的键合工艺及效果	157
5.4.1 芯片电路及引线	157
5.4.2 压力传感器键合工艺步骤	159
6 MEMS 元件的制作	161
6.1 硅膜电容型压力传感器	161
6.1.1 电容变化量与流体压力的关系	161
6.1.2 测定方法	165
6.2 压电型压力传感器	166
6.2.1 压电材料和压电效应	166
6.2.2 压电方程与压电系数	170
6.2.3 表面电荷的计算	175
6.2.4 压电型压力传感器的电荷测量	179
6.2.5 压电型压力传感器的结构及其特点	181
6.3 MEMS 微型阀和微型泵的制作	182
6.3.1 微型阀	182
6.3.2 微型泵	185
6.4 基于压电原理的 MEMS 微驱动器	186
6.4.1 压电纳米驱动器	186

6.4.2 压电喷墨头	188
6.5 气体传感器阵列中微加热器的制作	189
6.5.1 利用扩散电阻作加热器	189
6.5.2 微型热板式加热器(MHP)	190
6.5.3 绝缘层之间的金属 Pt 膜或多晶 Si 膜作加 热器	190
6.6 微型燃烧器的制作	191
参考文献	193

1 静电场数值计算有限元方法

1.1 静电场中重要定律和方程

静电场数值计算有限元方法的基础是静电场中的有关定律、定理和重要方程。两者之间存在因果关系。

1.1.1 欧姆定律

导体中流过电流时,假若导体是各向同性的,也就是说电导率是一常量,这时欧姆定律可以表达为 $\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$ 。如果在晶体中,电导率便不是常量,与晶体的方向有关,则欧姆定律可以表示为:

$$\begin{bmatrix} j_x \\ j_y \\ j_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad \text{或简写为: } \mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1-1)$$

即 $\mathbf{E} = E_x \mathbf{i} + E_y \mathbf{j} + E_z \mathbf{k}$

$$\mathbf{j} = j_x \mathbf{i} + j_y \mathbf{j} + j_z \mathbf{k}$$

则

$$j_x = \sigma_{11} E_x + \sigma_{12} E_y + \sigma_{13} E_z$$

这时电导率是一张量。

有限元方法中,通常是讨论 σ 为常量的各向同性的情况,这就大大地简化了计算过程。

1.1.2 奥 - 高定律

如图 1-1 所示,电场 $\mathbf{E}$ 沿封闭面 S 积分等于封闭面内的正电荷 q_A ,即

$$q_A = \oint \mathbf{E} d\mathbf{s} \quad (1-2)$$

这就是奥 - 高定律。又由欧姆定律 $\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{j}$,代入式(1-2)后可得

$$\begin{aligned}
 q_A &= \oint \frac{1}{\sigma} j ds \\
 &= \frac{1}{\sigma} \oint j ds = \frac{1}{\sigma} I
 \end{aligned}$$

式中, I 为从封闭面流出的总电流, 也等于从电极 A 处流入电流等价于在 A 处有效的静电荷

$q_A = \frac{I}{\sigma}$ 。于是建立起电流场

与静电场值之间的关系。将电流场问题转化为静电场问题。

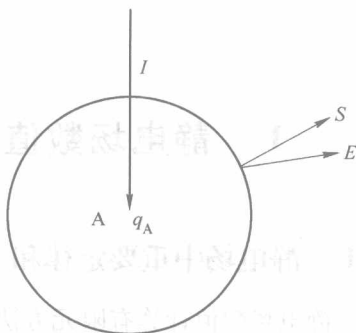


图 1-1 正电荷 q_A 附近的电场

1.1.3 静电场中的泊松(poisson)方程

$$\nabla^2 \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (1-3)$$

这就是泊松方程, 式中, ϕ 为电位分布; ρ 为电荷密度; ε 为介质的介电常数; 当场的边界无电流流出

时, 边界条件为 $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$; n 为边界的法向单位矢量。

也就是说, 等电位线到边界附近时必须与边界相互垂直, 如图 1-2 所示。通常称这一边界条件为第二类边界条件。导体与绝缘体之间的边界上就满足这一条件。

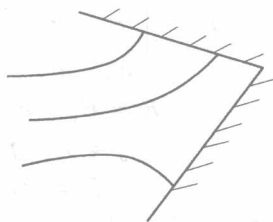


图 1-2 场域边缘附近的等电位分布

1.1.4 高斯定理

$$\iiint_v \nabla \cdot \mathbf{F} dv = \iint_s \mathbf{F} \cdot \mathbf{n} ds \quad (1-4)$$

式中, s 为空间区域 v 边界曲面; $\mathbf{n} = (\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma)$ 为 s 上一点法线单位矢量; $\mathbf{F}$ 为空间域中的某一物理量矢量。

1.1.5 格林定理

$$\iiint_v (\psi \nabla^2 \phi + \nabla \psi \nabla \phi) dv = \iint_s \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} ds \quad (1-5)$$

上述格林定理可由高斯定理推出。式(1-4)中矢量 $\mathbf{F}$ 用 $\psi \nabla \phi$ 代入,其中, ψ, ϕ 都是标量, $\nabla \phi$ 是矢量。于是由式(1-4)左端

$$\text{左端} = \iiint_v \nabla \cdot (\psi \nabla \phi) dv = \iiint_v (\psi \nabla^2 \phi + \nabla \psi \nabla \phi) dv$$

$$\text{而右端} = \iint_s (\psi \nabla \phi) \cdot \mathbf{n} ds = \iint_s \psi \nabla \phi \cdot \mathbf{n} ds = \iint_s \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} ds$$

由式(1-4)左端 = 右端,便有格林定理。格林定理也可以写成为:

$$\iiint_v \nabla \psi \nabla \phi dv = - \iiint_v \psi \nabla^2 \phi dv + \iint_s \psi \frac{\partial \phi}{\partial n} ds$$

格林定理在静电场有限元方法中占有重要地位。

1.1.6 静电场能量

电荷密度 ρ 在其周围产生电位分布 ϕ 。取少量电荷 $\delta\rho$ 由电位为零的无穷远点移动过来便须做微小功

$$\delta U = \iiint \phi \delta\rho dv \quad (1-6)$$

电荷密度与电位移矢量及电位与电场强度之间存在以下关系:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho \\ \mathbf{E} &= -\nabla \phi \end{aligned} \quad (1-7)$$

对于式(1-7)又可有以下关系, $\nabla \cdot \delta\mathbf{D} = \delta\rho$ 利用以下数学关系:

$\nabla \cdot (\phi \delta\mathbf{D}) = \phi \nabla \cdot (\delta\mathbf{D}) + \delta\mathbf{D} \nabla \phi$, 其中代入式(1-7)可得到

$$\nabla \cdot (\phi \delta\mathbf{D}) = \phi \delta\rho - \mathbf{E} \delta\mathbf{D} \quad (1-8)$$

又从式(1-7)可以得到:

$$\iiint \rho dv = \iiint \nabla \cdot \mathbf{D} dv \quad (1-9)$$

依据高斯定理

$$\iiint \nabla \cdot \mathbf{D} dv = \iint \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} ds = \iint D_n ds \text{ 又可得到 } \iiint \rho dv = \iint D_n ds \quad (1-10)$$

将式(1-8)代入式(1-6)中可得到:

$$\begin{aligned} \delta U &= \iiint [\nabla \cdot (\phi \delta \mathbf{D}) + \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D}] dv \\ &= \iiint \nabla \cdot (\phi \delta \mathbf{D}) dv + \iiint \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dv \\ &= \iint (\phi \delta \mathbf{D}) \cdot \mathbf{n} ds + \iiint \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dv \\ &= \iint \phi \delta D_n ds + \iiint \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dv \end{aligned}$$

这时,积分区域为无穷大时表面积分项为零:

则有
$$\delta U = \iiint \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{D} dv$$

因此静电能便为:

$$U = \iiint \mathbf{E} \cdot \int (\delta \mathbf{D}) dv = \frac{1}{2} \iiint \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} dv$$

电位移矢量与电场强度之间存在以下关系:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$$

式中, ϵ 为介电常数,于是静电场的能量可表示为:

$$U = \frac{1}{2} \epsilon \iiint |\mathbf{E}|^2 dv = \frac{1}{2} \epsilon \iiint |\nabla \phi|^2 dv \quad (1-11)$$

1.2 变分原理与泛函

众所周知,利用函数的导数或微分可以求其极小点或极大点。因此求函数极值点的问题就是求导数或微分问题。我们将函数的函数称为泛函。例如函数 $u(x)$ 是自变量 x 的函数,而泛函 $L[u(x)]$ 则是以函数 $u(x)$ 当作自变量的函数。求泛函的极值问题就称为求其变分问题。表 1-1 将微分与变分作一比较。

表 1-1 微分与变分的比较

微 分	变 分
函数 u 是自变量 x 的函数 $u = u(x)$	u 是自变量的 x 函数, 泛函 L 是 $u(x)$ 的函数 $L = L[u(x)]$
微分 $du = \left\{ \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{u(x + \Delta x) - u(x)}{\Delta x} \right\} dx$	变分 $\delta L = \left\{ \lim_{\delta u \rightarrow 0} \frac{L(u + \Delta u) - L(u)}{ \delta u } \right\} \delta u $
极小点 $du = 0$	极小点 $\delta L = 0$
在极小点上 $d^2u > 0$	在极小点上 $\delta^2 L > 0$

1.2.1 变分原理与泛函

静电场中的泊松(Poisson)方程为 $\Delta\phi = -\rho/\varepsilon$ 。当电荷密度为零, 即 $\rho = 0$ 时, 则就是拉普拉斯(Laplace)方程 $\Delta\phi = 0$ 。因此求解上述方程微分方程及给定边界条件的问题就成为所谓边界值问题。这一边界值问题与静电场能量极小值密切相关。电场能量的极小值可由式(1-11)得到:

$$\delta U = \varepsilon \iiint_V \nabla \delta\phi \nabla \phi dv \quad (1-12)$$

又利用格林定理可以得到:

$$\delta U = -\varepsilon \iiint_V \delta\phi \Delta\phi dv + \varepsilon \iint_L \delta\phi \frac{\partial\phi}{\partial n} ds = 0 \quad (1-13)$$

因此对任意 $\delta\phi$ 而言, 式(1-13)成立的条件为:

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= 0 \\ \frac{\partial\phi}{\partial n} &= 0 \end{aligned} \quad (1-14)$$

这就是拉普拉斯方程和场的自然边界条件。也就是说, 求解拉普拉斯方程并满足自然边界条件的问题变成一个等价求静电场能量的极小值问题。在这种情况下, 可以设泛函 $L = U$, 求能量极小值就是求泛函 L 的极小值。

1.2.2 场域中存在电荷时泛函 $L(\phi)$

当场域中存在电荷时,此时下列泊松方程成立: $\nabla^2 \phi = -\rho/\varepsilon$

边界条件可表示为: $\left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial n} + \alpha \phi\right)_L = g$

也就是当场域中有电荷存在时,求解泊松方程并满足边界条件

$\left(\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial n} + \alpha \phi\right)_L = g$ 的解就等价于求解下列泛函数的变分 $\delta L = 0$ 。

此时泛函 $L(\phi)$ 应取下式:

$$L(\phi) = \iiint \frac{\varepsilon}{2} |\nabla \phi|^2 dv - \iiint \rho \phi dv + \iint_s \left(\frac{1}{2} \alpha \phi^2 - g \phi \right) ds$$

利用格林定理可以得到证明:取上式泛函的极值

$$\begin{aligned} \delta L(\phi) &= -\varepsilon \iiint \delta \phi \Delta \phi dv + \varepsilon \iint \delta \phi \frac{\partial \phi}{\partial n} ds - \iiint \rho \delta \phi dv + \iint (\alpha \phi \delta \phi - g \delta \phi) ds \\ &= -\varepsilon \iiint \left(\delta \phi \Delta \phi + \frac{\rho \delta \phi}{\varepsilon} \right) dv + \iint \delta \phi \left[\varepsilon \left(\frac{\partial \phi}{\partial n} \right) + \alpha \phi - g \right] ds \\ &= -\varepsilon \left[\iiint \delta \phi \left(\Delta \phi + \frac{\rho}{\varepsilon} \right) dv + \iint \delta \phi \left[\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial n} + \alpha \phi - g \right] ds \right] = 0 \end{aligned}$$

要满足 $\delta L = 0$, 对任意 $\delta \phi$ 必有下列两式:

(1) $\Delta \phi + \frac{\rho}{\varepsilon} = 0$, 即 $\Delta \phi = -\frac{\rho}{\varepsilon}$, 这就是泊松方程。

(2) $\varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial n} + \alpha \phi - g = 0$, 这就是说边界条件自动得到满足, 其中 $\alpha \phi = g$ 称为强制边界条件或第一类边界条件。第一类边界条件就是强制规定边界上的电位。 $\frac{\partial \phi}{\partial n} = 0$ 成为自然边界条件, 或第二类边界条件。

1.3 静电场有限元法的计算过程

1.3.1 场域的剖分与函数的近似表示

求泛函时涉及到场域的积分计算, 将场域剖分后成为一系列