

# 表征超大规模集成电路互连纳米薄膜硬度特性的声表面波的频散特性<sup>\*</sup>

肖 夏<sup>1)†</sup> 尤学一<sup>2)</sup> 姚素英<sup>1)</sup>

1) 天津大学电子信息工程学院, 天津 300072)

2) 天津大学环境科学与工程学院, 天津 300072)

(2006 年 7 月 3 日收到, 2006 年 12 月 8 日收到修改稿)

利用声表面波(SAW)的频散特性来表征超大规模集成电路(ULSI)互连系统中低介电常数( $k$ )薄膜的物性具有准确、快速、对材料无损伤等突出优点. 研究了 Si(100)衬底上淀积低  $k$  薄膜的分层结构中, SAW 沿任意方向传播的色散关系. 引入坐标变换后, 单层薄膜特征矩阵从 9 阶降到 6 阶, 双层薄膜特征矩阵从 15 阶降到 10 阶, 大幅度提高了计算速度, 有利于生产 ULSI 过程中的在线监测.

关键词: 超大规模集成电路, 声表面波, 传输方向, 频散特性

PACC: 8160C, 8170C, 4630R

## 1. 引 言

先进的 Cu 金属与低介电常数(低  $k$ )薄膜集成的互连布线系统是超大规模集成电路(ULSI)向速度更快、功能更强、集成度更高层次发展的关键因素之一<sup>[1-4]</sup>. 低  $k$  介质薄膜要在 ULSI 互连系统中获得实际应用, 除了低  $k$  的介电常数材料降低互连寄生电容外, 材料能支撑多层互连结构和承受化学机械抛光工艺的良好力学性能也是一个关键因素. 因此, 对纳米多孔低  $k$  薄膜机械特性的研究非常必要和迫切.

表征薄膜力学性能通常采用纳米压痕法(nanoindentation)<sup>[5,6]</sup>. 随着研究的深入和更新换代, 应用于 ULSI 互连系统的低  $k$  薄膜材料的低硬度( $10^9$  Pa 量级)、超薄( $10^2$  nm 量级)、易碎(纳米多孔结构)等特点日益突出. 用传统纳米压痕法来表征软质低  $k$  薄膜的机械特性变得不准确, 可信度降低并可造成薄膜受损<sup>[7]</sup>. 而利用声表面波(SAW)的频散特性测定材料的硬度, 具有检测速度快、测量准确、不损伤材料等突出优点<sup>[8]</sup>, 可以应用于集成电路制造工艺的在线监测. SAW 法测量薄膜机械特性的主

要过程是: 将理论计算的色散曲线与实验测得的色散曲线进行拟合, 确定出所测薄膜的杨氏模量. 国际上利用此方法研究材料的机械特性多集中在金刚石薄膜、钼膜、TiN、TiC、金刚石形态碳膜等硬度很高的薄膜材料<sup>[8,9]</sup>. 近期有用 SAW 方法测量易碎、质软的低  $k$  薄膜, 并得到了膜厚、膜密度、泊松常数和材料结构等对单层及多层薄膜结构 SAW 频散特性的影响<sup>[10-14]</sup>. 以往的理论色散曲线结果都限于 SAW 沿基底 Si 材料的  $[110]$  或  $[100]$  晶向传播, 限制了表面波检出实验中样片的放置, 导致不能检测沿基底 Si 材料任意方向传播的情况.

本文研究了在 Si 衬底上淀积低  $k$  薄膜的分层结构中 SAW 沿任意方向传播的频散关系. 引入坐标变换后, 对于单层薄膜结构, 系数矩阵从  $9 \times 9$  阶降为  $6 \times 6$  阶, 对双层薄膜结构, 系数矩阵从  $15 \times 15$  阶降到  $10 \times 10$  阶, 从而计算速度得到大幅度提高. 本工作有利于 ULSI 生产过程中的在线监测, 同时克服了以往检测对 SAW 传输方向的限制.

## 2. SAW 在单层薄膜/衬底结构中沿任意方向传播的频散特性

SAW 在分层结构中传播时, 相速度与频率有

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 60406003)和天津市自然科学基金(批准号 043612311)资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: xi Xiaoxiao@tju.edu.cn

关<sup>[15,16]</sup>。当 SAW 在半无限大固体中传播时,大部分能量集中在自由表面附近,波的能量密度随频率的增大呈指数衰减。表面波产生的弹性位移和应力位于表面下约 1—2 个波长深度范围内,因此表面波的频散特性包含了固体表层附近的材料特性。与表面波相关的材料特性参数有杨氏模量、密度、厚度和泊松常数等物理量。将理论计算和实验测得的 SAW 色散曲线进行拟合,可确定所测薄膜的杨氏模量。

图 1 为 SAW 在低  $k$  薄膜/Si 衬底分层结构上传播原理示意图。SAW 相速度  $v$  与频率  $f$  的色散关系取决于表面波的传播方向  $\theta$  以及低  $k$  薄膜的杨氏模量  $E_f$ 、密度  $\rho_f$ 、泊松比  $\sigma_f$ 、厚度  $h_f$ 、Si 衬底的密度  $\rho_s$ 、弹性系数  $c_{ij}$  和晶体结构。色散关系表示为

$$v = (\theta, E_f, \rho_f, \sigma_f, h_f, \rho_s, c_{ij}, f). \quad (1)$$

波动方程在非压电媒质中的形式为

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = c_{ijlm} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} \quad (i, j, l, m = 1, 2, 3), \quad (2)$$

式中  $u_j$  表示媒质中弹性粒子沿  $x_j$  方向的位移,  $\rho$  表示媒质的密度,  $c_{ijlm}$  表示媒质的弹性常数。根据波动方程的性质, (2) 式中位移量的通解具有如下形式:

$$u_j = \alpha_j \exp[ik b x_3] \times \exp[ik(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3 x_3 - vt)], \quad (3)$$

式中  $v$  是表面波沿向量  $k$  方向传播的相速度,  $(l_1, l_2, l_3)$  为 SAW 传播的方向余弦, 对于 SAW,  $l_3 = 0$ ; 参量  $\alpha_j$  是表面波各波分量的相对振幅, 参量  $b$  表示在与传播方向垂直的平面上测得的波振幅随深度的变化。将位移  $u_j$  代入波方程 (2) 中, 可建立传播媒质

中如下的关系:

$$[\Gamma_{ij} - \rho v^2 \delta_{ij}] \alpha_k = 0, \quad (4)$$

式中  $\Gamma_{ij}$  取决于材料的晶体结构,  $[\Gamma_{ij} - \rho v^2 \delta_{ij}]$  是 Christoffel 矩阵,

$$\Gamma_{ij} = c_{ijlm} l_l l_m \quad (i, j, l, m = 1, 2, 3),$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & (i = j), \\ 0 & (i \neq j). \end{cases}$$

从方程 (4) 出发, 只要传播媒质的弹性常数  $c_{ijlm}$  已知, 就可以算出沿任意方向  $(l_1, l_2, l_3)$  传播的平面波的波速和质点位移。

对于低  $k$  薄膜/Si 衬底分层结构, 薄膜材料及衬底材料都分别有对应的位移  $u_j$  及 Christoffel 矩阵。在衬底及薄膜上传播的弹性波  $u_j$  可表示为 (3) 式与权重因子  $C_m$  和  $C_n$  之积的线性叠加。对于 Si 衬底,

$$u_j = \sum_m C_m \alpha_j^{(m)} \exp[ik b^{(m)} x_3] \times \exp[ik(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3 x_3 - vt)]; \quad (5)$$

对于低  $k$  薄膜,

$$\hat{u}_j = \sum_n C_n \alpha_j^{(n)} \exp[ik b^{(n)} x_3] \times \exp[ik(l_1 x_1 + l_2 x_2 + l_3 x_3 - vt)]. \quad (6)$$

SAW 在 Si 衬底的应力分量为

$$T_{3j} = c_{3jl} \frac{\partial u_l}{\partial x_l}, \quad (7)$$

并记 SAW 在低  $k$  薄膜上的应力分量为  $\hat{T}_{3j}$ 。

上述位移和应力分量在分层结构中应满足薄膜表面的自由边界条件及在薄膜与衬底的界面处的连续性条件。

位移和应力在 Si 衬底与低  $k$  薄膜在界面  $(x_3 = 0)$  满足连续性条件

$$u_1 = \hat{u}_1, \quad u_2 = \hat{u}_2, \quad u_3 = \hat{u}_3; \quad (8)$$

$$T_{31} = \hat{T}_{31}, \quad T_{32} = \hat{T}_{32}, \quad T_{33} = \hat{T}_{33}.$$

低  $k$  薄膜自由表面  $x_3 = h_f$  处的应力为零, 即

$$\hat{T}_{31} = 0, \quad \hat{T}_{33} = 0, \quad \hat{T}_{32} = 0. \quad (9)$$

利用上述 9 个边界条件和 SAW 在媒质中传播的 Christoffel 方程, 可以从理论上建立求解 SAW 的色散关系, 需求解一个  $9 \times 9$  阶矩阵方程。如果已知传播媒质的弹性常数  $c_{ijlm}$ , 就可以计算 SAW 沿任意方向  $(l_1, l_2, l_3)$  传播的波速和质点位移。

### 3. SAW 传播系统坐标变换

为了提高计算速度, 我们对 SAW 传播系统实施

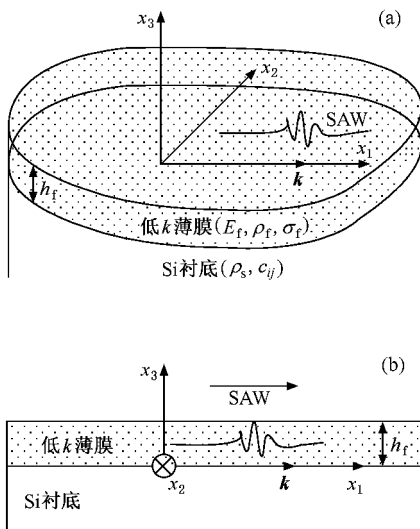


图 1 SAW 在分层结构中传播原理示意图 (a) 三维示意图, (b) 通过波传播方向  $x_1$  轴与垂向坐标轴  $x_3$  的横截面示意图

了坐标变换以降低求解矩阵的阶数.图 2 是 SAW 在旧坐标系  $oxyz$  及新坐标系  $o'x'y'z'$  中传播的示意图.旧坐标系的  $ox$  轴取为与 Si 基底  $[100]$  晶轴的方向一致.由于所研究的超声波是沿表面传播的,新坐标系  $o'x'y'z'$  设计为绕旧坐标系的  $oz$  轴旋转  $\theta$  角,使得  $o'x'$  轴与 SAW 的传播方向相同.

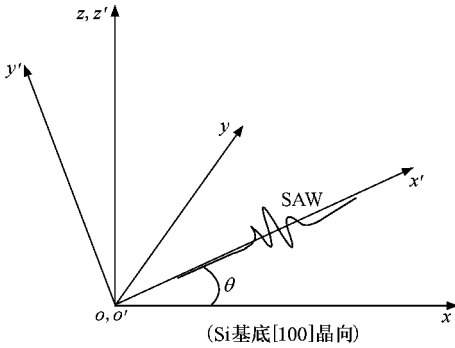


图 2 旧坐标系  $oxyz$  及新坐标系  $o'x'y'z'$

根据胡克定律,旧坐标系的应力  $T_{ijkl}$  和应变  $\epsilon_{ijkl}$  的关系可表示为

$$[T_{ijkl}] = [c_{ijkl} \mathbf{I} \epsilon_{ijkl}], \quad (10)$$

式中  $[c_{ijkl}]$  为材料的弹性系数矩阵.实施坐标变换后,应力和应变在新旧坐标系中的关系为

$$[T'_{ijkl}] = [l_{ijkl} \mathbf{I} T_{ijkl}], \quad (11)$$

$$[\epsilon'_{ijkl}] = [l'_{ijkl} \mathbf{I} \epsilon_{ijkl}], \quad (12)$$

式中  $[l_{ijkl}]$  和  $[l'_{ijkl}]$  为应力和应变对应的坐标变换系数矩阵.将(10)式代入(11)式,可得

$$[T'_{ijkl}] = [l_{ijkl} \mathbf{I} c_{ijkl} \mathbf{I} l'_{ijkl}] [\epsilon'_{ijkl}]. \quad (13)$$

记新坐标系内材料的弹性系数矩阵为

$$[c'_{ijkl}] = [l_{ijkl} \mathbf{I} c_{ijkl} \mathbf{I} l'_{ijkl}]^{-1}.$$

经坐标变换后,SAW 沿表面任何方向传播的方向余弦都可以取为  $L_1 = 1, L_2 = 0, L_3 = 0$ ,就可以分别建立矩阵来计算垂直于传播方向的横向 Love 波与沿着传播方向的 Rayleigh 表面波.其中 Rayleigh 表面波被用于 SAW 表征材料物性的技术中.边界条件可作如下简化:位移和应力在 Si 衬底与低  $k$  薄膜的界面  $x_3 = 0$  处满足连续性条件

$$u_1 = \hat{u}_1, \quad u_3 = \hat{u}_3; \quad (14)$$

$$T_{31} = \hat{T}_{31}, \quad T_{33} = \hat{T}_{33}.$$

在低  $k$  薄膜的自由表面  $x_3 = h_f$  处应力为零,即

$$\hat{T}_{31} = 0, \quad \hat{T}_{33} = 0. \quad (15)$$

利用上述边界条件和表面波在媒质中传播的 Christoffel 方程,可以建立  $6 \times 6$  阶矩阵方程来求解

SAW 色散关系.与坐标变换之前相比,矩阵降了三阶,提高了计算速度.而且,矩阵元素多含有指数项,坐标变换可降低计算误差,得到更为准确的解.

对于各向同性结构薄膜,其弹性常数  $c_{ijkl}$  具有如下关系:

$$c_{11} = c_{22} = c_{33},$$

$$c_{12} = c_{21} = c_{13} = c_{31} = c_{23} = c_{32},$$

$$c_{44} = c_{55} = c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}),$$

其余  $c_{ij} = 0$ .各向同性薄膜的弹性常数  $c_{ijkl}$  矩阵在坐标变换前后保持不变.Si 基底是立方结构,弹性常数有如下关系:

$$c_{11} = c_{22} = c_{33},$$

$$c_{12} = c_{21} = c_{13} = c_{31} = c_{23} = c_{32},$$

$$c_{44} = c_{55} = c_{66},$$

其余  $c_{ij} = 0$ .经坐标变换后弹性常数有如下变化:

$$\begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & & & \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & & & 0 \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & & & \\ & & & c_{44} & & \\ & & & 0 & c_{55} & \\ & & & & & c_{66} \end{bmatrix} \rightarrow \begin{bmatrix} c'_{11} & c'_{12} & c'_{13} & c'_{14} & & \\ c'_{21} & c'_{22} & c'_{23} & c'_{24} & & 0 \\ c'_{31} & c'_{32} & c'_{33} & 0 & & \\ c'_{41} & c'_{42} & 0 & c'_{44} & & \\ & & & & c'_{55} & \\ & & & & & c'_{60} \end{bmatrix}.$$

弹性系数有下列关系:

$$c'_{11} = c'_{12}, \quad c'_{55} = c'_{66},$$

$$c'_{14} = c'_{41}, \quad c'_{12} = c'_{21},$$

$$c'_{13} = c'_{23} = c'_{31} = c'_{32},$$

$$c'_{24} = c'_{42} = -c'_{14}.$$

Christoffel 方程中的  $\Gamma_{ij} = c_{ijk} l_k / c_{ij}$  ( $i, j, k, l = 1, 2, 3$ ) 经坐标变化后也有新的取值.实施坐标变换前后的方法经编程应用于 SAW 沿 Si  $[100]$  及  $[110]$  晶向传播的计算结果完全一致.以一条曲线 20 个计算点为例,坐标变换后的计算时间仅为 24 s,比变换前的计算速度提高了约 10.7 倍.同时,坐标变换后降低了矩阵计算的复杂程度,更易于求解 SAW 沿任意角度的传播.而在变换前,由于特征矩阵的多解特性,程序难以自动寻找到正确的解.

## 4. SAW 在低 $k$ 薄膜/Si 衬底结构上传播的频散关系算例

将 Si 衬底的密度、弹性常数和待测薄膜的厚度、密度作为已知参数(膜厚和膜密度可分别由分光椭偏仪和 X 射线反射等方法精确测出),假定待测薄膜的一系列杨氏模量值,利用上述矩阵方程可求解出波数  $k$ ,再由  $f = hv/2\pi$  得到频率,就可以获得与一系列杨氏模量值分别对应的频散曲线.在利用理论色散曲线与从实验得到的色散曲线进行拟合,最终确定出待测薄膜的杨氏模量.实验得到的色散曲线可通过对表面波信号作傅里叶分析获得<sup>[2]</sup>.表面波信号的检出有许多方法,如可采用压电传感器、插指传感器、光学衍射、电子束与原子束、X 射线等技术<sup>[2,17-19]</sup>.

为简化计算,设低  $k$  薄膜为各向同性结构<sup>[8-10]</sup>,则此材料只有两个独立的弹性常数  $c_{11}$  和  $c_{44}$ .它们与低  $k$  薄膜的杨氏模量  $E_f$  及泊松比  $\sigma_f$  的关系为

$$\begin{aligned} c_{11} &= \frac{(1 - \sigma_f) \times E_f}{(1 + \sigma_f)(1 - 2\sigma_f)}, \\ c_{44} &= \frac{E_f}{2(1 + \sigma_f)}, \\ c_{12} &= c_{11} - 2c_{44}. \end{aligned} \quad (16)$$

图 3 所示为 SAW 沿低  $k$  薄膜/Si 衬底(100)表面不同方向传播的频散特性曲线,图中所标的角度  $\theta$  为 SAW 传播方向与 Si[100]晶向的夹角.由于对称性,研究夹角为  $0^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$  的频散特性,就可以得到平面内所有传播方向的结果.45°夹角方向对应 SAW 沿 Si[110]晶向传播的情况.图 4 给出了 SAW 沿体

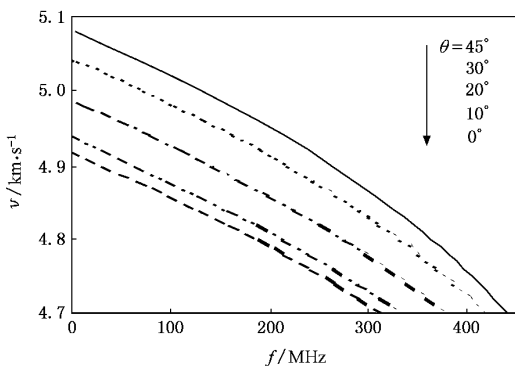


图 3 SAW 沿低  $k$  薄膜/Si 衬底(100)表面不同方向传播的频散特性曲线

Si 表面不同方向传播的速度.由图 4 可见,体 Si 上的表面波速介于 4.918 与 5.082 km/s 之间,分别对应于 SAW 沿体 Si[100]及[110]晶向传播时的速度.

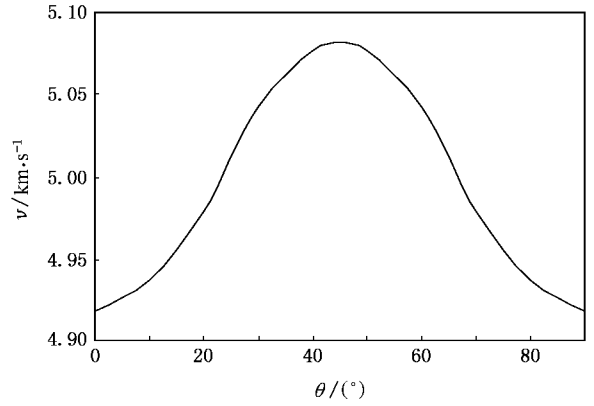


图 4 SAW 沿体 Si 表面不同方向传播的速度

## 5. SAW 在双层薄膜/Si 衬底结构中的频散特性

由于现代的低  $k$  材料与 Cu 集成的 ULSI 互连布线是多层的,对低  $k$  薄膜/Cu 薄膜/Si 衬底结构研究有重要意义.因此,有必要研究 SAW 在双层薄膜/Si 衬底分层结构(图 5)上传播的情况.表面波在此结构中传播的频散特性不仅与表面波的传播方向  $\theta$  和频率  $f$  有关,还分别与双层薄膜的杨氏模量  $E$ 、膜厚  $h$ 、密度  $\rho$ 、泊松比  $\sigma$  以及 Si 衬底的密度、弹性刚度常数  $c_{ijkl}$  和晶体结构等参数有关,可表示为

$$v = F(\theta, f, (E, \rho, \sigma, h)_{\text{layer1}}, (E, \rho, \sigma, h)_{\text{layer2}}, (c_{ijkl}, \rho)_{\text{substrate}}). \quad (17)$$

以前面分析 SAW 在单层薄膜/衬底结构中的频散特性为基础,增加必要的边界条件,就可以得到 SAW 在双层薄膜/衬底结构中的频散特性.记在 Si 基底、第一层薄膜及第二层薄膜上传播的弹性波的位移及应力分别为  $u_j, \hat{u}_j, \hat{u}_j$  和  $T_{3j}, \hat{T}_{3j}, \hat{T}_{3j}$ .实施坐标变换后, Rayleigh 表面波的边界条件可简化为 10 个.位移及应力在衬底与第一层薄膜的界面( $x_3 = 0$ )处满足连续性条件

$$u_1 = \hat{u}_1, \quad u_3 = \hat{u}_3, \quad (18)$$

$$T_{31} = \hat{T}_{31}, \quad T_{33} = \hat{T}_{33}.$$

位移及应力在第一层薄膜与第二层薄膜的界面( $x_3 = h_1$ )处满足连续性条件

$$\hat{u}_1 = \hat{u}_1, \quad \hat{u}_3 = \hat{u}_3, \quad (19)$$

$$\hat{T}_{31} = \hat{T}_{31}, \quad \hat{T}_{33} = \hat{T}_{33}.$$

在第二层薄膜的自由表面( $x_3 = h_1 + h_2$ )处应力为零,

$$\hat{T}_{31} = 0, \quad \hat{T}_{33} = 0. \quad (20)$$

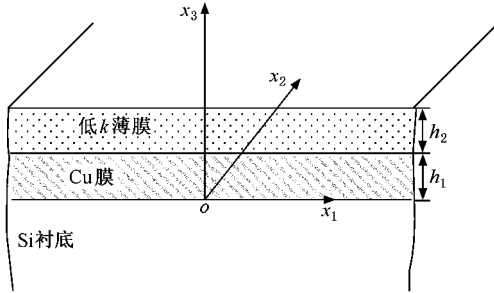


图5 双层薄膜/Si衬底分层结构示意图

采用与单层薄膜类似的求解过程可以得到双层薄膜/Si基底结构上的 SAW 的色散关系. 基于相同方式, 可以进一步得到多层薄膜/Si基底结构上的 SAW 色散关系. 坐标变换前, 每增加一层薄膜, 求解 Christoffel 方程时, 需添加(8)式所表达的 6 个边界条件. 坐标变换后, 每增加一层薄膜, 求解 Christoffel 方程只需添加(19)式所表达的 4 个边界条件. 因此每增加一层薄膜, 实施坐标变换将使求解矩阵减少 2 阶. 例如, 对于双层薄膜情况, 坐标变换前, 求解矩阵为 15 阶. 坐标变换后, 求解矩阵降为 10 阶, 大幅降低了计算复杂度. 对于现代 ULSI 多层互连布线系统, 此坐标变换的实施对于 ULSI 生产中薄膜材料的即时检测具有非常重要的意义. 图 6 示出了 SAW 在低  $k$  材料/Cu/Si 基底结构中沿 Si[110] 晶向传播时频散曲率随低  $k$  薄膜杨氏模量的减小而显著增大的一个算例. 将此理论计算曲线与实验所测的信号

进行拟合, 就可对所测低  $k$  材料的硬度特性进行评价.

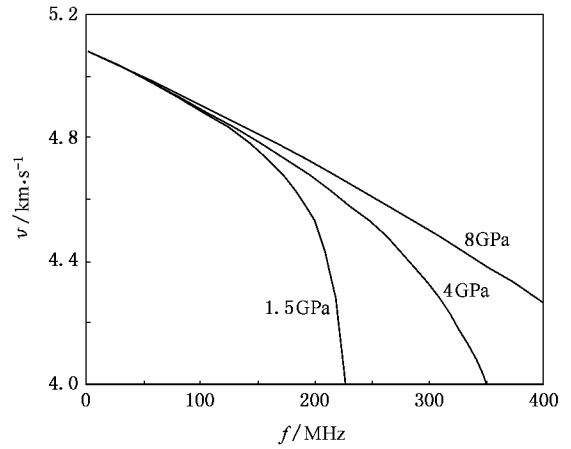


图6 SAW在低  $k$  薄膜/Cu薄膜/Si基底结构中沿 Si[110] 晶向传播时频散特性随低  $k$  薄膜杨氏模量  $E$  的影响

## 6. 结 论

本文研究了在 Si(100) 衬底上淀积低  $k$  薄膜的单层和双层结构中, SAW 沿任意方向传播的频散关系. 此方法计入了薄膜材料及衬底材料的特性和结构特点, 消除了传统压痕法测试过程中硬质 Si 衬底对软质低  $k$  薄膜硬度测量值抬高的效应, 克服了压痕法对易碎低  $k$  薄膜造成的损伤和测量不准确等缺点. 坐标变换的引入使单层低  $k$  薄膜/Si 基底结构的求解简化, 求解矩阵从 9 阶降为 6 阶, 计算速度提高了 10.7 倍. 坐标变换对多层薄膜可以节省更多的计算时间并提高计算精度, 这对于现代 ULSI 生产过程中多层互连布线薄膜的在线检测具有非常重要的意义. 此外, SAW 沿任意方向传播频散关系的研究克服了检测样片时对 SAW 传播方向的限制, 使 SAW 技术的应用更加灵活.

[1] Catchmark J M, Lavallee G P, Rogosky M et al 2005 *J. Electron. Mater.* **34** L12  
 [2] Xiao X, Hata N, Yamada K et al 2004 *Jpn. J. Appl. Phys.* **43** 508  
 [3] Ding S J, Wang P F, Zhang W et al 2000 *Chin. Phys.* **9** 778  
 [4] Ruan G, Xiao X, Zhu Z M 2000 *Acta Electron. Sin.* **28** 84 (in Chinese) [阮刚、肖夏、朱兆民 2000 电子学报 **28** 84]  
 [5] Zhang J M, Xu K W 2004 *Chin. Phys.* **13** 1221

[6] Wang Y, Bai X Y, Xu K W 2004 *Acta Phys. Sci.* **53** 2281 (in Chinese) [汪渊、白宣羽、徐可为 2004 物理学报 **53** 2281]  
 [7] Hay J L, Pharr G M 2000 *ASM Handbook: Mechanical Testing and Evaluation* (New York: Elsevier)  
 [8] Flannery C M, Murray C, Streiter I et al 2001 *Thin Solid Films* **388** 1  
 [9] Schneider D, Schwarz T, Scheibe H J et al 1997 *Thin Solid Films* **295** 107

- [ 10 ] Xiao X , Hata N , Yamada K *et al* 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 4539
- [ 11 ] Flannery C M , Whitfield M D , Jackman R B 2004 *IEEE Tran. Ultras Ferroelectr. Freq. Contr.* **51** 368
- [ 12 ] Xiao X , Yao S Y , Ruan G 2006 *Acta Electron. Sin.* **34** 774 ( in Chinese ) [ 肖 夏、姚素英、阮 刚 2006 电子学报 **34** 774 ]
- [ 13 ] Flannery C M , Baklanov M R 2002 *Proc. IEEE International Interconnect Technology Conference* ( San Francisco : IEEE ) p255
- [ 14 ] Xiao X , You X Y , Yao S Y 2006 *Microelectron. J.* **37** 1052
- [ 15 ] Farnell G W , Adler E L 1972 *Physical Acoustics* ( Vol IX ) ( New York , London : Academic Press ) p35
- [ 16 ] Wu Z , Wang Q , Zhou J M *et al* 2002 *Acta Phys. Sci.* **51** 1612 ( in Chinese ) [ 吴 中、王 奇、周炯昂等 2002 物理学报 **51** 1612 ]
- [ 17 ] Glorieux C , Gao W , Kruger S *et al* 2000 *J. Appl. Phys.* **88** 4394
- [ 18 ] Zolotoyabko E 2001 *Handbook of Elastic Properties of Solids , Liquids and Gases* ( Vol 1 ) ( New York : Academic Press ) p419
- [ 19 ] Every A G 1995 *Encyclop. Appl. Phys.* **13** 439

## Dispersion feature in arbitrary direction of surface acoustic wave applied to property characterization of ultra-large-scale integrated circuit interconnect films<sup>\*</sup>

Xiao Xia<sup>1)†</sup> You Xue-Yi<sup>2)</sup> Yao Su-Ying<sup>1)</sup>

1) *School of Electronics and Information Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China* )

2) *School of Environmental Science and Engineering , Tianjin University , Tianjin 300072 , China* )

( Received 3 July 2006 ; revised manuscript received 8 December 2006 )

### Abstract

The ultrasonic surface acoustic wave ( SAW ) technique is becoming attractive for accurate and nondestructive property determination for thin low- $k$  films employed in the modern ultra-large-scale integrated circuit ( ULSI ). In this paper , the dispersive characteristics of SAW propagating along arbitrary directions on the layered films deposited on Si( 100 ) were studied in detail. The computation time was reduced greatly by applying coordinate transformation. The calculation of  $9 \times 9$  Christoffel matrix was simplified to  $6 \times 6$  matrix for one film layer structure , and from  $15 \times 15$  matrix to  $10 \times 10$  matrix for two-layered structure. This work will benefit the on-line test of low- $k$  film properties during ULSI fabrication. Furthermore , the limitation on the propagating direction of SAW can be eliminated in the measurement.

**Keywords** : ultra-large-scale integrated circuits , surface acoustic wave , propagation direction , dispersion feature

**PACC** : 8160C , 8170C , 4630R

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60406003 ) and the Natural Science Foundation of Tianjin , China ( Grant No. 043612311 ).

<sup>†</sup> E-mail : xiaxiao@tju.edu.cn