

# Cu 互连应力迁移温度特性研究\*

吴振宇<sup>1)†</sup> 杨银堂<sup>1)</sup> 柴常春<sup>1)</sup> 李跃进<sup>1)</sup> 汪家友<sup>1)</sup> 刘 静<sup>1)</sup>

1) 西安电子科技大学微电子学院, 宽禁带半导体材料与器件教育部重点实验室, 西安 710071)

2) 湘潭大学低维材料及其应用技术教育部重点实验室, 湘潭 411105)

(2008 年 5 月 5 日收到, 2008 年 9 月 27 日收到修改稿)

提出了一种基于扩散-蠕变机制的空洞生长模型, 结合应力模拟计算和聚焦离子束分析技术研究了 Cu 互连应力诱生空洞失效现象, 探讨了应力诱生空洞的形成机制并分析了空洞生长速率与温度、应力梯度和扩散路径的关系. 研究表明, 在 Cu M1 互连顶端通孔拐角底部处应力和应力梯度达到极大值并观察到空洞出现. 应力梯度是决定空洞成核位置及空洞生长速率的关键因素. 应力迁移是空位在应力梯度作用下沿主导扩散路径进行的空位积聚与成核现象, 应力梯度的作用与扩散作用随温度变化方向相反, 并存在一个中值温度使得应力诱生空洞速率达到极大值.

关键词: Cu 互连, 应力迁移, 应力诱生空洞, 失效

PACC: 6630, 6570, 6170Q

## 1. 引 言

随着集成电路向着高密度化和高性能化发展, 电路特征尺寸不断缩小, 互连层数不断上升. 由于 Cu 的电阻率较低, 抗电迁移和应力迁移的能力较强, 且 Cu 互连双镶嵌制造工艺的兼容性好、成本低, Cu 互连已经替代 Al 互连成为新型主导互连技术. 但新的 Cu 互连材料和集成工艺也引发了新的互连可靠性问题<sup>[1-3]</sup>. 应力诱生空洞是 Cu 互连可靠性的重要现象之一. 由于绝缘介质和 Cu 之间的热失配, 在 Cu 电镀工艺后由于 Cu 晶粒的生长会在金属连线中产生热机械应力, 在应力梯度的作用下, 互连线中的空位扩散、成核并生长成空洞, 从而引起互连电阻增大甚至造成互连线断裂<sup>[4-7]</sup>. 应力迁移失效多发生在通孔和金属连线边缘等应力集中区域<sup>[8-11]</sup>, 与应力、应力梯度、互连结构、测试温度、金属/介质界面黏附性以及互连材料的微观结构密切相关<sup>[12-15]</sup>. 由于超深亚微米 Cu 互连中的应力诱生空洞成核与生长过程难以监测, 对应力和应力梯度的准确分析也极为困难, Cu 互连应力迁移的物理机制至今尚不清楚, 应力和应力梯度在应力诱

生空洞的成核与空洞生长过程中的作用也不明确. McPherson 和 Dunn<sup>[16]</sup> 根据实验提出了 M-D 经验模型, 指出应力迁移中的应力项和扩散项随温度变化是矛盾的, 存在一个中值温度使得应力诱生空洞的生长速率达到最大值. 但该模型中应力项是由温度表示的, 无法区分应力和应力梯度的作用. Ogawa 等<sup>[17]</sup> 提出了“活性扩散体”的概念, 指出在互连尺寸、应力和应力梯度三者中, 应力梯度起关键作用. 但该模型也缺乏对应力梯度在应力迁移中所起作用的具体分析. 本文通过研究分析不同失效测试温度下 Cu 互连(M1/通孔/M2)的失效现象以及空洞生长速率与温度、应力、应力梯度、扩散路径的关系, 提出一种 Cu 互连应力迁移的蠕变-扩散模型, 模型模拟结果与实验值符合良好.

## 2. 实验方法

采用 90 nm 双镶嵌 Cu 互连工艺制备了 16 个失效实验样品. 图 1 给出了 Cu 互连样品的结构示意图. Cu 互连样品双镶嵌制作工艺过程如下: (1) 淀积第一层层间介质层(inter-metal dielectrics, 简记为 IMD), 包括 50 nm 的 SiN 和 800 nm 的 SiO<sub>2</sub> 材料.

\* 国家自然科学基金(批准号: 60806034) 西安应用材料创新基金(批准号: XA-AM-200810) 和低维材料及其应用技术教育部重点实验室基金(批准号: DWKF0807) 资助的课题.

† E-mail: wuzhenyu@xidian.edu.cn

IMD1 淀积完成后由干法刻蚀形成 M1 沟槽。(2)以物理气相淀积方法制作约 20 nm 厚的 Ta 阻挡层和 120 nm 厚的 Cu 种子层后用化学电镀 (ECP) 工艺制作互连线 M1。(3)淀积 50 nm 的 SiN 作为 M1 覆盖层。IMD2 为 800 nm SiO<sub>2</sub>/50 nm SiN/800 nm SiO<sub>2</sub>, 由化学气相淀积方法制作, 其中 SiN 作为 M2 沟槽刻蚀停止层。制作通孔和 M2 沟槽。(4)以 PVD 方法制作约 20 nm 厚的 Ta 阻挡层和 120 nm 的 Cu 种子层, 用 ECP 工艺制作互连线 M2。其中, 通孔直径为 500 nm, M1 和 M2 互连线的宽度为 800 nm。为了方便讨论, 将 Cu M1 顶端/SiN 界面记作 VM1 界面, 该界面的中线记作 VML; 将 Cu M2 顶端/SiN 界面记作 VM2 界面; 将 VML 上 Cu M1 端点记作横向  $x$  轴原点; 将 VML 上通孔拐角处的两个位置分别记作 VMP1 和 VMP2。

将实验样品用丙酮超声清洗后密封在石英管中, 真空度约为  $1 \times 10^{-4}$  Pa。分别在 100、150、200 和 250℃ 温度下烘烤样品 700 h, 温度稳定性优于  $\pm 1^\circ\text{C}$ 。将样品浸没在 HF 酸中约 3 min 以去除过厚的氧化层, 并用 FEI 201 型聚焦离子束 (Focused-Ion Beam, FIB) 分析仪观察了互连中的失效情况。测试条件如下: 束流电压为 30 kV, 电流为 5—16 pA, 观察倾斜角为 35°—50°。将测量所得的空洞尺寸与烘烤时间相除得到平均空洞生长速率。

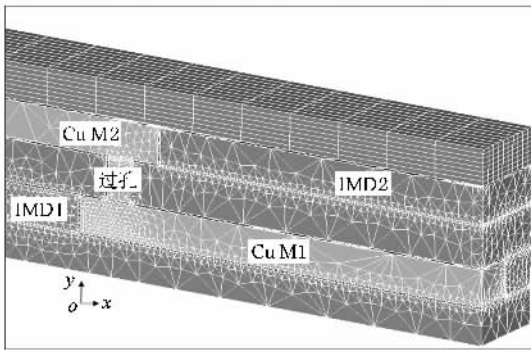


图 1 Cu 互连测试样品横截面结构示意图

用 ANSYS 有限元分析软件模拟计算不同结构互连中的三维应力分布。有限元应力分析模型建立过程如下: 互连结构模型的结构尺寸取实际工艺参数值。单元类型采用 solid 45 单元, 分析类型为静态分析。由于 Cu M1 和通孔在实际工艺中是一步完成的, 因此该不规则单元采用四面体自由网格划分, 其他规则结构采用六面体映射网格划分。对于通孔、阻挡层界面等应力敏感区域, 以自定义细化程

度进一步细化网格。模型中假定每种材料均为均匀的各向同性弹性材料, 材料性能参数如表 1 所列<sup>[18, 19]</sup>。选取 400℃ 作为零应力温度<sup>[16]</sup>, 施加载荷条件为 400℃ 到失效测试温度点的温度变化。

表 1 互连应力分布计算所用参数<sup>[18, 19]</sup>

材料	热膨胀系数/ $10^{-6}/^\circ\text{C}$	杨氏模量/GPa	泊松比
Cu	17.40	125.0	0.340
Ta	6.50	185.7	0.342
SiN	0.80	312.0	0.260
SiO <sub>2</sub>	2.61	130.0	0.278

### 3. 结果与讨论

图 2 给出了不同温度下 Cu 互连样品应力诱生空洞失效 FIB 横截面典型分析结果。从图 2 可以看出, 在通孔底部 M1 互连中均出现应力诱生空洞。空洞多位于在通孔两侧 VMP1 和 VMP2 位置, 同时倾向于横向生长并可能合并后贯通整个通孔底部。试验温度为 100、150、200 和 250℃ 时 Cu 互连空洞尺寸分别约为  $7.15 \times 10^{-3} \mu\text{m}^3$ ,  $9.80 \times 10^{-3} \mu\text{m}^3$ ,  $1.04 \times 10^{-2} \mu\text{m}^3$  和  $7.28 \times 10^{-3} \mu\text{m}^3$ , 与试验时间相除得出空洞平均生长速率分别约为  $1.02 \times 10^4 \text{ nm}^3/\text{h}$ ,  $1.40 \times 10^4 \text{ nm}^3/\text{h}$ ,  $1.48 \times 10^4 \text{ nm}^3/\text{h}$  和  $1.04 \times 10^4 \text{ nm}^3/\text{h}$ 。由此可见, 应力诱生空洞的生长速率随温度的增大先升后降。

互连介质通常具有较小的热膨胀系数, 当集成电路从较高的制造工艺温度降低到室温时, 会在互连中产生热机械张应力。在应力梯度的作用下, 互连中的多余空位积聚成核并最终形成空洞。由于空位的扩散系数随温度的增加而上升, 同时应力随温度的下降而上升, 因此存在一个中值温度使得应力诱生空洞的生长速率达到极大值。当温度低于该中值温度时, 空位扩散能力急剧下降; 当温度高于该中值温度, 张应力减小并可能向压应力转变。两种情况均导致空洞生长速率下降。图 3 给出了不同温度下空洞生长速率的变化情况。从图 3 可以看出, 空洞生长速率在 180℃ 左右达到峰值。由 M-D 经验公式, 空洞相对生长速率  $V_R$  与温度  $T$  的关系可以表示为

$$V_R = \alpha (T_0 - T)^N \exp\left(\frac{-Q}{k_B T}\right), \quad (1)$$

式中,  $T_0$  为零应力温度,  $Q$  为扩散激活能,  $k_B$  为玻

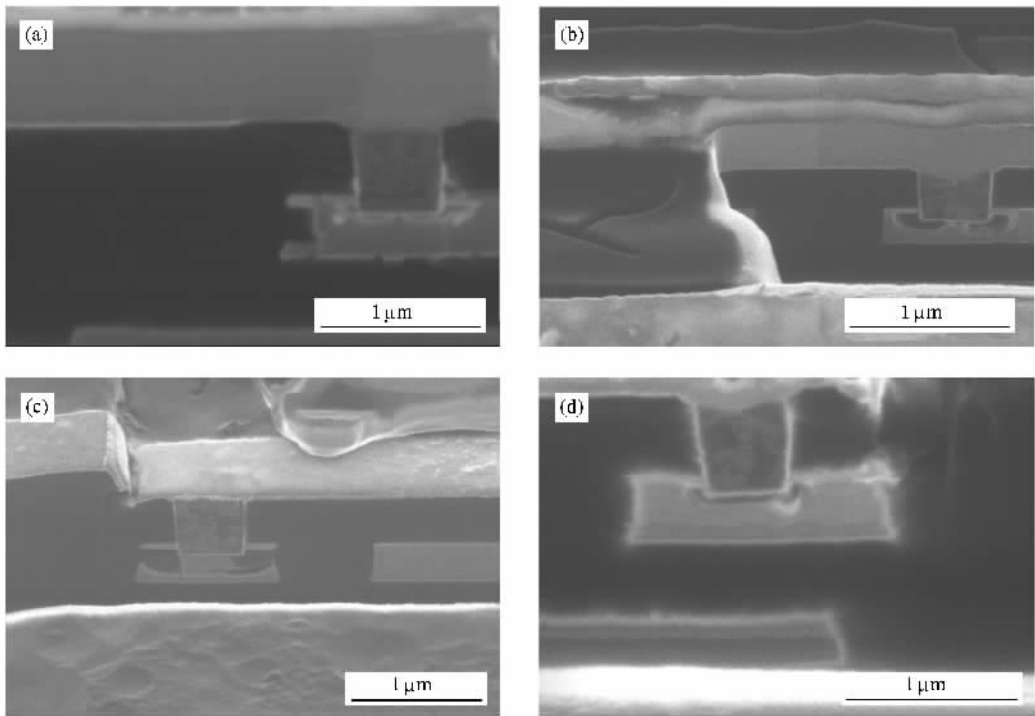


图2 不同温度下 Cu 互连样品横截面应力诱生空洞失效典型 FIB 照片 (a)150°C, 观察倾角 45.8°, (b)200°C, 观察倾角 38.5° (c)250°C, 观察倾角 43.1°, (d)300°C, 观察倾角 44.6°

尔兹曼常数,  $C$  和  $N$  为常数. (1) 式中的指数项代表了温度  $T$  下空位的扩散项, 幂次方项为机械应力项. 将不同温度下的空位生长速率代入 (1) 式拟合得到  $Q \approx 0.6$  eV. 需指出的是, 本文中应力迁移的扩散激活能较低, 可能与 Cu M1/SiN 界面的化学机械抛光工艺中引入的界面态缺陷有关, 样品暴露于大气和清洗等因素也是可能的原因.

图 4 给出了不同温度下互连的应力分布. 由图 4 可见, 互连应力随温度的上升而下降, 100°C 时互

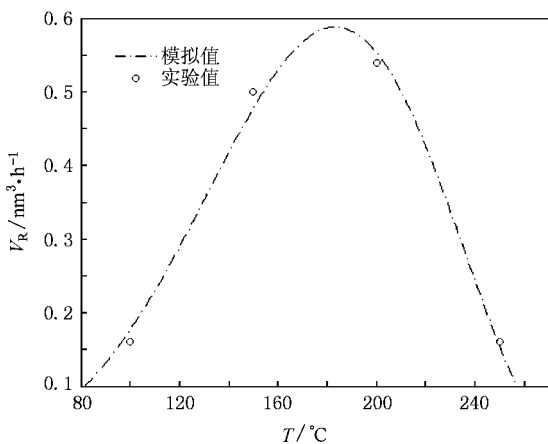


图3 不同应力迁移试验温度  $T$  下空洞相对生长速率  $V_R$  的实验值及 M-D 拟合结果

连应力的最大值为 1280 MPa. 同时, 不同温度下互连静态张应力分布相似, 在通孔内部达到最大值, 在 VML 线上通孔拐角底部附近 VMP1 和 VMP2 位置处分别出现极大值. 应力分析结果还表明, 在 VMP1 和 VMP2 附近应力沿  $y$  方向比  $x$  方向变化慢, 且温度变化对应力沿  $y$  方向变化的影响也较小, 同时沿 Cu M1/SiN 界面的空位主导扩散路径也是横向的, 从而使空位的横向扩散占主导因素, 因此应力诱生空洞和晶须的生长主要表现为横向生长 (见图 2). 需指出的是, 虽然通孔内部的应力较大, 但在所有互连样品的通孔内部均未观察到空洞, 可能是由于通孔内部扩散阻挡层和 Cu 的黏附性较好, 导致通孔内部的空位扩散激活能较高, 从而阻止了空位在通孔中的积聚成核. 这与图 2 观察到的阻挡层完整的情况也是一致的.

图 5 (a) 给出了不同温度下互连 VML 线上应力沿  $x$  方向变化的情况. 由图 5 (a) 可见, 应力随温度的增大而下降. 在通孔底部附近, VML 线上的应力达到最小值. 而在 VMP1 和 VMP2 位置出现应力极大值. 互连张应力是空位形成的主要驱动力, 张应力集中的区域空位密度较大, 因此更容易发生应力迁移失效. 应力极值位置与实验观察到的应力诱生

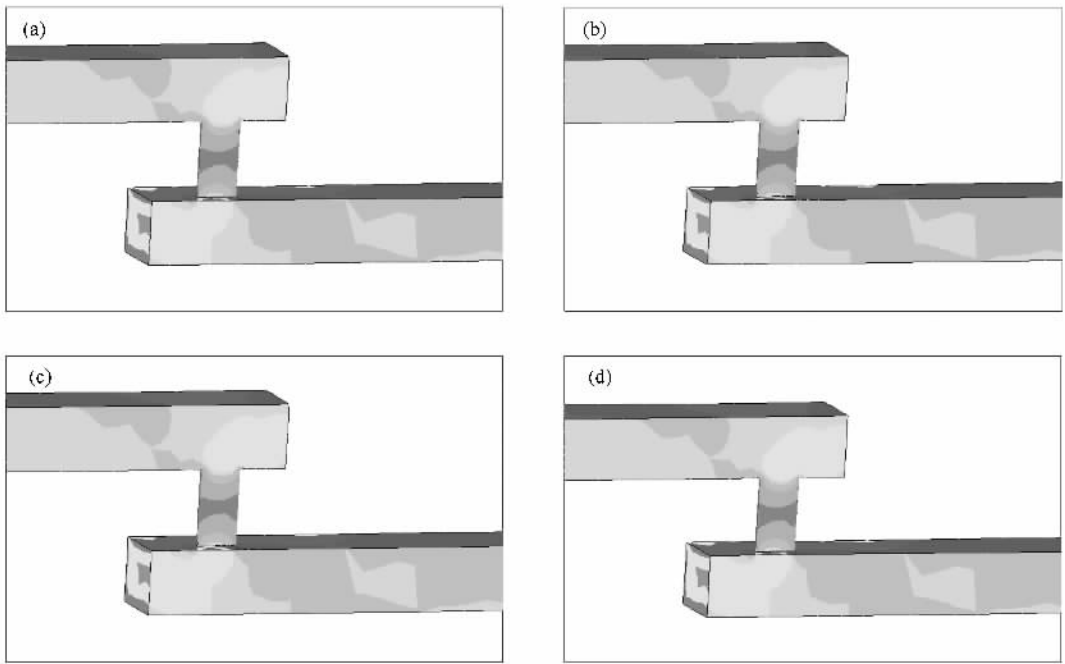


图 4 不同温度下的互连应力分布 (a) 100°C (b) 150°C (c) 200°C (d) 250°C

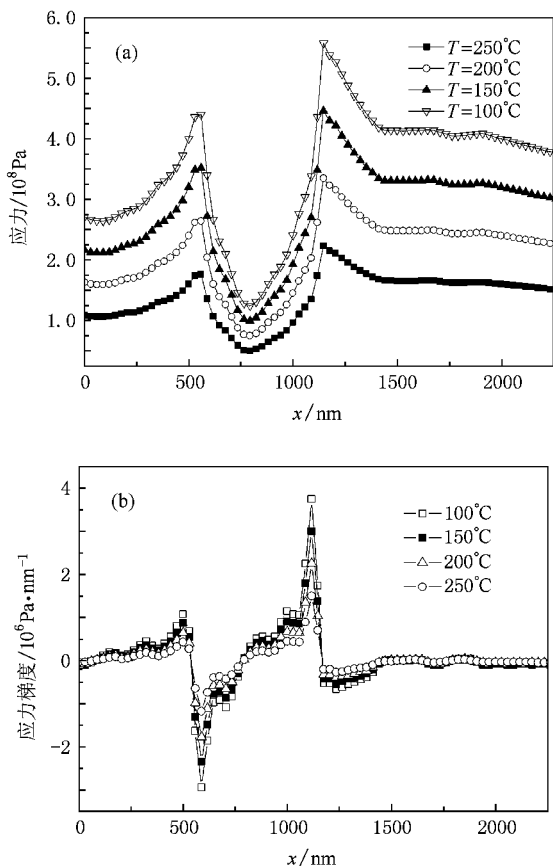


图 5 不同温度下互连 VML 上的应力分布和应力梯度分布 (a) 应力分布 (b) 应力梯度分布

空洞位置是一致的. 图 5 (b) 给出了不同温度下的 Cu 互连 VML 上的应力梯度分布. 由图 5 (b) 可见, 应力梯度也随温度的上升而下降. 不同温度下应力梯度均在 VML 线上 VMP1, VMP2 和通孔位置处急剧变化, 并在 VMP1 和 VMP2 位置处达到极大值, 在通孔底部达到最小值. VMP2 处应力梯度极值分别约为 3.5, 3.2, 2.4 和 1.3 MPa/nm. 应力梯度极值位置与实验观察到的应力诱发空洞位置也是一致的.

为了进一步区分应力和应力梯度在应力迁移失效中的作用, 应用 Nabarro-Herring 扩散-蠕变模型分析了应力条件下的空位扩散运动<sup>[20]</sup>. 由于固体中的空位符合玻尔兹曼统计分布, 热平衡状态下的 Cu 互连线中的空位浓度可以表示为

$$C = C_0 \exp(-\Delta G_f / k_B T), \quad (2)$$

式中,  $\Delta G_f$  为空位形成能, 约为  $1.17 \text{ eV}^{[21]}$ . 处于应力  $\sigma$  条件下 Cu 导线单元块化学势的变化  $\mu$  为

$$\mu = \pm \sigma \Omega, \quad (3)$$

式中的  $\pm$  号取张应力为正, 空位体积  $\Omega = 12 \times 10^{-15} \mu\text{m}^3$ <sup>[19]</sup>. 此时空位浓度  $C'$  可以表示为

$$C' = C_0 \exp[-(\Delta G_f + \mu) / k_B T]. \quad (4)$$

假定相邻两单元块的应力分别为  $\sigma \pm \Delta\sigma$ , 此时两相邻单元块的空位浓度可以分别表示为

$$C_{\pm} = C' \exp[\mp(\Delta\sigma\Omega / k_B T)]. \quad (5)$$

对于 Cu 互连的一般情况, 应力  $\sigma$  一般低于

2000 MPa, 则  $\alpha\Omega \ll k_B T$  (30°C 时约为 0.026 eV). 从而得到

$$\begin{aligned} \Delta C &= C_+ - C_- \\ &\approx 2\Delta\sigma\Omega C' / (k_B T) \\ &\approx \frac{2\Delta\sigma\Omega C_0}{k_B T} \exp[-\Delta G_f / k_B T]. \end{aligned} \quad (6)$$

空位流空位扩散流密度  $J$  可以表示为

$$J = -D \frac{dC}{dx}, \quad (7)$$

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{Q}{k_B T}\right). \quad (8)$$

式中  $D$  为扩散系数,  $D_0$  为常数.

本文假定空位生长速率  $v$  正比于空位流空位扩散流密度  $J$ , 由(6)–(8)式得到

$$v \sim \frac{1}{T} \exp\left(-\frac{\Delta G_f + Q}{k_B T}\right) \frac{\partial \sigma}{\partial x}. \quad (9)$$

上述分析表明, 应力迁移是一定温度条件下空位在应力梯度的作用下沿主导扩散路径进行的空位积聚与成核现象. 应力条件下的空位扩散流密度与温度、应力梯度以及扩散激活能密切相关. 应力梯度是决定空洞成核位置及空洞生长速率的关键应力条件. 应力梯度的作用与扩散作用随温度变化方向相反, 从而存在一个中值温度使得应力诱发空洞速率达到极大值. 将不同温度下应力梯度的极值代入(9)式, 用来拟合实验测量得到的通孔拐角处空洞生长速率, 拟合结果如图6所示. 由图6可见, 拟合结果与实验结果符合较好. 得到扩散激活能  $Q$  值约为 0.6 eV, 与 M-D 模型的模拟结果非常接近.

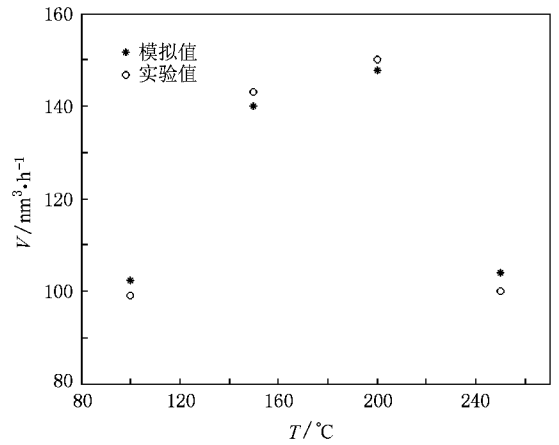


图6 不同温度  $T$  下空洞平均生长速率  $v$  的实验值和蠕变-扩散模型计算值

## 4. 结 论

本文研究了 Cu 互连应力诱发空洞失效现象及其物理机制并建立了一种基于扩散-蠕变机制的空洞生长模型. 结果表明, 在 Cu M1 互连顶端通孔拐角底部处应力和应力梯度达到极大值并观察到空洞出现. 应力梯度是决定空洞成核位置及空洞生长速率的关键条件. 应力迁移是空位在应力梯度作用下沿主导扩散路径进行的空位积聚与成核现象, 应力梯度的作用与扩散作用随温度变化方向相反, 并存在一个中值温度使应力诱发空洞速率达到极大值.

[1] Rosenberg R, Edelstein D C, Hu C K, Rodbell K P 2000 *Ann. Rev. Mater. Sci.* **30** 229  
 [2] Rhee S H, Du Y, Ho P S 2003 *J. Appl. Phys.* **93** 3926  
 [3] Wu Z Y, Yang Y T, Wang J Y 2008 *Diam. Relat. Mater.* **17** 118  
 [4] Lloyd J R, Lane M W, Liniger E G, Hu C K, Shaw T M, Rosenberg R 2005 *IEEE Trans. Device Mater. Rel.* **5** 113  
 [5] Li B Z, Sullivan T D, Lee T C, Badami D 2004 *Microelectron. Rel.* **44** 365  
 [6] Gan D, Wang G, Ho P S 2002 *IEEE Interconnect Technology Conference Proceedings* Burlingame, June 3–5, 2002 p271  
 [7] Matsuea T, Hanabusab T, Ikeuchia Y, Kusakab K, Sakatac O 2006 *Vacuum* **80** 836  
 [8] Federspiel X 2004 *IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings Phoenix*, April 25–29, 2004 p623

[9] Aoyagi M 2005 *J. Vac. Sci. Techn.* B **23** 2384  
 [10] Wu Z Y, Yang Y T, Chai C C, Li Y J, Wang J Y, Liu B 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3730 (in Chinese) [吴振宇、杨银堂、柴常春、李跃进、汪家友、刘彬 2008 物理学报 **57** 3730]  
 [11] Lim Y K, Arijit R, Pey K L, Tan C M, Seet C S, Lee T J, Vigar D 2005 *IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings*, San Jose, April 17–21, 2005 p203  
 [12] Gan Z H, Shao W, Mhaisalkar S G, Chen Z, Li H Y 2006 *Thin Solid Films* **504** 161  
 [13] Gambino J P, Johnson C L, Therrien J E, Hunt D B, Wynne J E, Smith S, Mongeon S A, Pokrinchak D P, Levin T M 2006 *IEEE Trans. Device Mater. Rel.* **6** 197  
 [14] Wang R C J, Lee C C, Chen L D, Wu K, Chang-Liao K S 2006 *Microelectron. Rel.* **46** 1673

- [ 15 ] Shao W , Gan Z H , Mhaisalkar S G , Chen Z , Li H Y 2006 *Thin Solid Films* **504** 298
- [ 16 ] McPherson J W , Dunn C F 1987 *J. Vac. Sci. Tech.* B **5** 1321
- [ 17 ] Ogawa E T , McPherson J W , Rosal J A , Dickerson K J , Chiu T C , Tsung L Y , Jain M K , Bonifield T D , Ondrusek J C , McKee W R 2002 *IEEE International Reliability Physics Symposium Proceedings* , Dallas , April 7—11 , 2002 p312
- [ 18 ] Paik J M , Park H , Joo Y C 2004 *Microelectron. Eng.* **71** 348
- [ 19 ] Weide-Zaage K , Dalleau D , Danto Y , Fremont H 2007 *Microelectron. Rel.* **47** 319
- [ 20 ] Tu K N , Mayer J W , Feldman L C 1997 *Electronic Thin Film Sciences Scientists* ( Beijing : Science Press ) p102 ( in Chinese ) [ 社经宁、迈耶 J W、费尔德曼 L C 1997 电子薄膜科学(中译本) (北京 科学出版社 第 102 页 )
- [ 21 ] Nanao S , Kuribayashi K , Tanigawa S , Mori M , Doyama M 1973 *J. Phys.* F **3** L5

## The temperature characteristics of stress-induced voiding in Cu interconnects \*

Wu Zhen-Yu<sup>1,2,†</sup> Yang Yin-Tang<sup>1)</sup> Chai Chang-Chun<sup>1)</sup> Li Yue-Jin<sup>1)</sup> Wang Jia-You<sup>1)</sup> Liu Jing<sup>1)</sup>

1) *Key Laboratory for Band-Gap Semiconductor Materials and Devices of Ministry of Education , School of Microelectronics , Xidian University , Xi 'an 710071 , China )*

2) *Key Laboratory of Low Dimensional Materials and Application Technology of Ministry of Education , Xiangtan University , Xiangtan 710071 , China )*

( Received 5 May 2008 ; revised manuscript received 27 September 2008 )

### Abstract

A stress-induced voiding model based on the Nabarro-Herring mechanism has been proposed. The stress-induced voiding phenomena in Cu interconnects have been studied by the FIB cross-section technique and stress modeling. The driving force for the formation of stress-induced voids has been investigated. The relationship between stress-induced voiding , temperature , stress gradient and the dominant diffusion path are discussed. The results show that stress and stress gradient reach their peak values at the top surfaces of Cu M1 lines underneath the corner of the vias where voids are observed. Stress gradient shows crucial effect on the failure spot and the voiding rate. Stress migration is basically a diffusion and nucleation process of vacancies through the main diffusion path under the force of the stress gradient. The stress gradient and the diffusion terms vary oppositely with temperature and the maximum voiding rate is reached at a medium temperature.

**Keywords :** Cu interconnect , stress migration , stress-induced voiding , failure

**PACC :** 6630 , 6570 , 6170Q

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant No. 60806034 ) , the Xi 'an Applied Materials Innovation Foundation , China ( Grant No. XA-AM-200810 ) and the Foundation of Key Laboratory of Low Dimensional Materials and Application Technology of Ministry of Education , China ( Grant No. DWKF0807 ).

† E-mail : wuzhenyu@xidian.edu.cn