

# NUCLEAZIONE DI DIFETTI IN CONNESSIONI ELETTRICHE PER INSTABILITÀ ELETTROMECCANICA

Paolo Decuzzi

Centro di Eccellenza in Meccanica Computazionale (CEMeC)<sup>1</sup>  
Politecnico di Bari  
Viale Japigia 182, 70126, BARI  
[p.decuzzi@dimeg.poliba.it](mailto:p.decuzzi@dimeg.poliba.it)

## ABSTRACT

Failure of today integrated circuits is greatly attributed to *electromigration* and *stress migration*. A linear stability analysis is performed stemming from the idea of Klinger and Levin (1995): the interface between a thin metal layer and two conductive half-planes is perturbed thus altering the interface chemical potential and morphology. A critical electric current density  $j_{cr}$  is derived, depending on the electromechanical properties and geometry of the system, above which the interface is unstable and *voids/hillocks* can nucleate. Three cases of practical importance have been analyzed: (i) a tungsten via between two aluminium lines, (ii) a tungsten via between two copper lines and (iii) a copper metalization. The critical values of the electric current are within those used in practice.

## SOMMARIO

L'*elettromigrazione* e la *stress-migrazione* sono fra le cause più frequenti di messa fuori uso di circuiti elettrici integrati. In questo lavoro, si presenta un'analisi di stabilità alle piccole perturbazioni ispirata all'idea di Klinger e Levin (1995): l'interfaccia fra un conduttore metallico sottile e due semipiani è perturbata da un profilo sinusoidale alterando così il potenziale chimico ed inducendo un flusso di massa atomica che perturba a sua volta la morfologia dell'interfaccia. Si deduce una densità critica di corrente elettrica  $j_{cr}$ , funzione delle proprietà elettromeccaniche e della geometria del sistema, al di sopra della quale l'interfaccia è instabile e quindi può evolvere dando origine a *microvuoti/hillocks*. Sono analizzati tre casi di interesse pratico: (i) una via in tungsteno interposta fra due linee in alluminio, (ii) una via in tungsteno interposta fra due linee in rame ed (iii) interconnessioni in rame. I valori critici della densità di corrente elettrica sono comparabili con quelli riscontrati in pratica.

## INTRODUZIONE

Gli attuali componenti micro-elettronici sono caratterizzati da una struttura multi-livello costituita da interconnessioni longitudinali (*linea*) e trasversali (*via*) che collegano elettricamente i vari componenti residenti su uno stesso *microchip*. Le linee sono microscopiche connessioni metalliche, generalmente realizzate in alluminio (*Al*) o rame (*Cu*), depositate su un substrato in silicio e ricoperte da uno strato di ossido; le vie sono usualmente in tungsteno (*W*) o *Cu*. La lunghezza caratteristica delle linee è compresa fra

---

<sup>1</sup>Presso il Dipartimento di Ingegneria Meccanica e Gestionale (*DIMEG*) e/o Dipartimento di Disegno Tecnico, Industriale e della Rappresentazione (*d.Dis*).

i  $10\text{-}1000\ \mu\text{m}$ , con spessori di circa  $0.1\text{-}1\ \mu\text{m}$ ; le vie hanno lunghezze e spessori generalmente dell'ordine di  $1\ \mu\text{m}$  (Murarka, 1997).

La spinta verso una sempre maggiore miniaturizzazione ed integrazione ha comportato sia una severa riduzione delle dimensioni caratteristiche e sia una rivoluzione dell'architettura di microcomponenti elettronici al fine di incrementare le prestazioni e ridurre gli spazi. Tale evoluzione ha però acuito i problemi legati alla affidabilità: negli attuali microcomponenti elettronici si possono raggiungere (i) densità di corrente elettrica superiori a  $10^{10}\ \text{A}/\text{m}^2$ ; (ii) temperature di esercizio pari a  $150\text{-}250^\circ\text{C}$ ; si possono generare (iii) forti concentrazioni di tensione, per esempio all'interfaccia fra via e linea, per la complessità della architettura costruttiva; (iv) forti tensioni residue per la diversità delle temperature di deposizione dei differenti materiali impiegati (superiori a  $100\ \text{MPa}$ ); (v) difetti ed inclusioni per la complessità dei processi tecnologici soprattutto all'interfaccia fra materiali differenti. Tutti i punti su elencati inducono disuniformità del campo elettrico e tensionale favorendo conseguentemente la comparsa di fenomeni quali l'elettromigrazione e la stress-migrazione (Blech, 1976), che minano severamente l'affidabilità di micro-componenti elettronici.

E' ben noto che il cedimento per migrazione elettromeccanica è innescato dalla nucleazione di micropori e si manifesta con la successiva crescita, deformazione e migrazione di quest'ultimi (Lloyd, 1999) fino alla rottura finale. Il periodo di nucleazione dei micropori è nettamente superiore al periodo che porta al rapido collasso finale. Assume quindi grande importanza lo studio della nucleazione iniziale dei micropori. Osservazioni sperimentali (Huang et al., 1999; Buerke et al. 2000; Lee et al. 2002) hanno evidenziato che siti preferenziali per la nucleazione di microvuoti sono punti di eterogeneità geometrica e del materiale, quali (i) le giunzioni fra grani adiacenti ed impurità nelle linee, e (ii) difetti ed inclusioni all'interfaccia fra linee e via o linee e strato di ossido. Analisi teoriche (Gleixner et al., 1997) hanno mostrato come anche da piccoli difetti (pochi nanometri di diametro) in presenza di modeste tensioni (pochi  $\text{MPa}$ ) possono generarsi microvuoti. Inoltre, Obeng et al. (2001) analizzando il cedimento di vie in tungsteno hanno sottolineato come la formazione di microvuoti all'interfaccia via/linea sia sensibilmente favorita da cattivi processi di deposizione e "pulitura", che producono difetti ed inclusioni.

In questo lavoro, si intende determinare le condizioni critiche per la nucleazione di microvuoti all'interfaccia via/linea. In *Figura 1* è presentato il modello adoperato: la superficie nominalmente piana fra uno strato sottile metallico, di spessore  $2h$ , e due semipiani anch'essi conduttori è perturbata da una onda di ampiezza  $H_0$  e periodicità  $\lambda$ , tale che  $H_0/\lambda \ll 1$ . Una corrente elettrica uniforme con densità  $j$  fluisce attraverso il sistema in direzione ortogonale all'interfaccia. Per densità  $j$  sufficientemente elevate, il sistema può essere instabile: la corrugazione dell'interfaccia cresce in ampiezza portando alla formazione di microvuoti e *hillocks*. Dal punto di vista fisico, la perturbazione può essere interpretata come dovuta ad una non accurata planarizzazione, o anche alla presenza di difetti ed inclusioni derivanti dal processo di deposizione. L'instabilità su descritta è stata per la prima volta ipotizzata da Klinger e Levin (1995), ed estesa successivamente in un secondo lavoro per tenere conto della generazione di tensioni meccaniche all'interfaccia (Klinger et al., 1996). In entrambi i lavori però si considera il sistema costituito da due semipiani ( $h \rightarrow \infty$ ), senza quindi valutare l'effetto delle dimensioni finite, limitando conseguentemente l'analisi ai soli casi di perturbazione con piccole lunghezze d'onda ( $\lambda/h \ll 1$ ).

## FORMULAZIONE

Il modello adoperato nella seguente formulazione è mostrato in *Figural*: il pedice 1 è riferito ai semi-piani, il pedice 2 è riferito allo strato sottile. A causa della corrugazione all'interfaccia, il potenziale elettrico è perturbato, alterando conseguentemente il potenziale chimico ed innescando un moto spontaneo di atomi da zone con più alto potenziale verso zone con più piccolo potenziale. Tale migrazione atomica è responsabile dell'evoluzione della morfologia dell'interfaccia nel tempo che è descritta dalla relazione  $H(x;t) = H_o(t)e^{jmx}$ . Inoltre, per la non omogeneità delle proprietà elastiche e chimiche dei materiali in adesione, la migrazione atomica è anche accompagnata dalla nascita all'interfaccia di tensioni di compressione, dove si ha accumulo di materiale (possibili siti di nucleazione di *hillocks*), e di trazione, dove si ha impoverimento di materiale (possibili siti di nucleazione di microvuoti). Le tensioni meccaniche influiscono sul potenziale chimico.

Il potenziale chimico all'interfaccia per il materiale  $i$  è dato da (Suo, 1997)

$$\mu_i = \mu_{oi} - \Omega_i z_i^* \phi_i - \Omega_i \sigma_{yyi} + \Omega_i \gamma \kappa_i \quad (1)$$

dove  $\Omega_i$  è il volume atomico,  $\phi_i$  il potenziale elettrico,  $\sigma_{yyi}$  le tensioni all'interfaccia,  $\kappa_i$  la curvatura e  $\gamma$  l'energia specifica all'interfaccia. Il flusso di massa atomico (numero di atomi all'unità di lunghezza e di tempo) è legato al potenziale chimico mediante la relazione lineare

$$J_i = - \frac{L_i}{\Omega_i} \frac{\partial \mu_i}{\partial x} \quad (2)$$

dove  $L_i = \delta_i D_i \Omega_i / k_B T$ , mentre  $\delta_i$  è lo spessore dello strato atomico sede del processo di migrazione,  $D_i$  la diffusività atomica superficiale,  $T$  la temperature assoluta e  $k_B$  la costante di Boltzman. Il rapporto  $L_i / \Omega_i$  è noto come mobilità atomica superficiale.

Imponendo la condizione di conservazione della massa, la velocità di evoluzione della superficie è data da

$$\frac{\partial u_i^D}{\partial t} = -\Omega_i \frac{\partial J_i}{\partial x} = + \frac{L_i}{\Omega_i} \frac{\partial^2 \mu_i}{\partial x^2} \quad (3)$$

Nell'ipotesi di piccole perturbazioni ed assumendo l'adesione perfetta fra strato sottile e semipiani, deve essere preservata la continuità degli spostamenti durante l'evoluzione dell'interfaccia:  $H(x;t) = (-1)^i u_i^E(x;t) + (-1)^i u_i^D(x;t)$ , o derivando rispetto al tempo

$$\frac{\partial H}{\partial t}(x;t) = (-1)^i \frac{\partial u_i^E}{\partial t}(x;t) + (-1)^i \frac{\partial u_i^D}{\partial t}; \quad i = 1,2 \quad (4)$$

Gli spostamenti elastici dovuti alla pressione  $p(x;t) = p_o(t) e^{jmx} = \sigma_{yyi}(x;t)$  sono dati da Johnson (1985), per cui

$$\frac{\partial u_i^E}{\partial t}(x;t) = \frac{2M_i}{m} \dot{p}_o(t) \cos mx; \quad M_i = \frac{1 - \nu_i^2}{E_i} \quad (5)$$

dove  $E_i$  (ovvero  $M_i$ ) è funzione di  $mh$  nel caso di strato sottile, come mostrato in seguito. Mentre richiamando le relazioni (1÷3), si determina la variazione nel tempo degli spostamenti dovuti alla migrazione atomica

$$\frac{\partial u_i^D}{\partial t}(x;t) = -m^2 L_i [-z_i^* \phi_{oi} - \sigma_{yyoi} + \gamma \kappa_i] \cos mx \quad (6)$$

dove la curvatura locale del profilo è calcolata come

$$\kappa_i \approx (-1)^i m^2 H_o(t) \cos mx; \quad i=1,2 \quad (7)$$

Sostituendo le relazioni precedenti nelle equazioni di continuità (4), ed osservando che la continuità del campo elettrico e tensionale all'interfaccia impone  $\phi_{o1} = \phi_{o2} = -\Phi H_o(t)$  e  $\sigma_{yy02} = \sigma_{yy01} = p_o(t)$ , segue il sistema di equazioni differenziali del primo ordine

$$\dot{H}_o(t) = m^2 \left[ \frac{L_1 M_2 z_1^* - L_2 M_1 z_2^*}{M_1 + M_2} \Phi - \frac{L_1 M_2 + L_2 M_1}{M_1 + M_2} \gamma m^2 \right] H_o + m^2 \frac{L_2 M_1 - L_1 M_2}{M_1 + M_2} p_o \quad (8)$$

$$\dot{p}_o(t) = \frac{m^3}{2} \left[ \frac{L_1 z_1^* + L_2 z_2^*}{M_1 + M_2} \Phi + \frac{L_2 - L_1}{M_1 + M_2} \gamma m^2 \right] H_o - \frac{m^3}{2} \frac{L_1 + L_2}{M_1 + M_2} p_o$$

che può essere ridotto ad una equazione differenziale del secondo ordine in  $p_o(t)$

$$\ddot{p}_o(t) - (a_{11} + a_{22}) \dot{p}_o(t) + (a_{22} a_{11} - a_{21} a_{12}) p_o(t) = 0 \quad (9)$$

con coefficienti

$$a_{11} = -\frac{L_2 M_1 z_2^* - L_1 M_2 z_1^*}{M_1 + M_2} m^2 \Phi - \frac{L_1 M_2 + L_2 M_1}{M_1 + M_2} \gamma m^4 \quad (10)$$

$$a_{12} = m^2 \frac{L_2 M_1 - L_1 M_2}{M_1 + M_2} \quad (11)$$

$$a_{21} = \frac{L_1 z_1^* + L_2 z_2^*}{M_1 + M_2} \frac{m^3}{2} \Phi + \frac{L_2 - L_1}{M_1 + M_2} \gamma \frac{m^5}{2} \quad (12)$$

$$a_{22} = -\frac{m^3}{2} \frac{L_1 + L_2}{M_1 + M_2} \quad (13)$$

La relazione (9) governa l'evoluzione nel tempo della perturbazione in pressione e la stabilità dell'interfaccia: il sistema è stabile se  $p_o(t)$  decade nel tempo, ovvero se

$$a_{11} + a_{22} = -\frac{L_1 M_1 \gamma m^4}{M_1 + M_2} \left[ (\tilde{M} + \tilde{L}) + (\tilde{L} \tilde{z}^* - \tilde{M}) \left( \frac{z_1^* \Phi}{\gamma m^2} \right) + \frac{(1 + \tilde{L})}{2 \gamma m M_1} \right] < 0 \quad (14)$$

$$a_{11} a_{22} - a_{21} a_{12} = +\gamma \frac{m^7}{2} \frac{L_1^2 M_1}{(M_1 + M_2)^2} \tilde{L} (\tilde{M} + 1) \left[ 2 - (1 - \tilde{z}^*) \left( \frac{z_1^* \Phi}{\gamma m^2} \right) \right] < 0 \quad (15)$$

dove sono stati introdotti i rapporti adimensionali

$$\tilde{L} = \frac{L_2}{L_1}; \quad \tilde{M} = \frac{M_2}{M_1}; \quad \tilde{z}^* = \frac{z_2}{z_1}; \quad \tilde{\rho} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \quad (16)$$

Dalle (14) e (15), nel seguito chiamate *prima e seconda condizione di stabilità*, si deducono le due seguenti disuguaglianze

$$\left( \frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2} \right)_I \leq \frac{1}{2 \gamma m M_1} (1 + \tilde{L}) + (\tilde{M}_{a/s} + \tilde{L}) > 0; \quad (\tilde{M}_{a/s} - \tilde{L} \tilde{z}^*) > 0 \quad (17)$$

$$\left( \frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2} \right)_{II} \leq \frac{2}{(1 - \tilde{z}^*) f_{a/s}(\tilde{\rho}, mh)} > 0; \quad (1 - \tilde{z}^*) > 0 \quad (18)$$

Per cui il sistema è stabile se il parametro adimensionale di stabilità  $\left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)$  soddisfa

le (17) e (18) contemporaneamente, ed inoltre il sistema è incondizionatamente stabile se e solo se  $(\tilde{M} - \tilde{L}\tilde{z}^*) < 0$  e  $(1 - \tilde{z}^*) < 0$ , come ricavato anche da Klinger et al. (1996).

Il parametro adimensionale di stabilità è legato alla densità di corrente dalla relazione

$$j_{I,II} = \frac{m^2}{\left(\frac{z_1^* \rho_1}{\gamma} \frac{2\tilde{\rho}}{1+\tilde{\rho}}\right)} \left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)_{I,II} \quad (19)$$

dove *I* e *II* sono rispettivamente riferiti alla prima e seconda condizione di stabilità.

A causa dello spessore finito dello strato sottile, nelle relazioni (5) e (6) devono essere impiegate le seguenti espressioni per il modulo elastico  $M_2$  ed il modulo elettrico  $\Phi_2$  a seconda della tipologia di condizioni al contorno (*sym* per simmetrica e *asym* per antisimmetrica), come da Decuzzi (2002):

$$\tilde{M}_{sym} = \tilde{M}_o \frac{\tanh^2(mh)}{mh + \tanh(mh) - mh \tanh^2(mh)}; \quad \tilde{M}_o = \frac{E_1}{E_2} \frac{1 - \nu_2^2}{1 - \nu_1^2} \quad (20)$$

$$\tilde{M}_{asym} = \tilde{M}_o \frac{1}{mh \tanh^2(mh) + \tanh(mh) - mh} \quad (21)$$

$$\Phi_{sym} = \Phi_o \left[ \frac{1 + \coth mh}{\tilde{\rho} \coth mh + 1} \frac{1 + \tilde{\rho}}{2} \right] = \Phi_o f_{sym}(\tilde{\rho}, mh); \quad \Phi_o = \frac{2\rho_1\rho_2}{\rho_1 + \rho_2} j \quad (22)$$

$$\Phi_{asym} = \Phi_o \left[ \frac{1 + \tanh mh}{\tilde{\rho} \tanh mh + 1} \frac{1 + \tilde{\rho}}{2} \right] = \Phi_o f_{asym}(\tilde{\rho}, mh) \quad (23)$$

La stabilità del sistema può essere espressa in funzione del parametro d'onda  $mh$ , del rapporto fra i moduli elastici  $\tilde{M}$ , del rapporto fra le resistività elettriche  $\tilde{\rho}$ , del rapporto fra le cariche elettriche effettive ad unità di volume  $\tilde{z}^*$ , e del rapporto fra le mobilità  $\tilde{L}$ , essendo infatti

$$\left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right) = f\left(mh, \frac{1}{2\gamma m M_1}; \tilde{L}, \tilde{M}_o, \tilde{z}^*, \tilde{\rho}\right) \quad (24)$$

## RISULTATI E DISCUSSIONE

Le relazioni di stabilità definite in (17) e (18) sono di seguito impiegate per stimare il rischio di nucleazione di microvuoti in tre casi di interesse pratico. *Caso I* – *W/Al*: si considera uno strato in tungsteno interposto fra due semipiani in alluminio, ovvero il tipico schema delle metallizzazioni in alluminio; *Caso II* – *W/Cu*: si considera uno strato in tungsteno interposto fra due semipiani in rame, ovvero il tipico schema delle metallizzazioni in rame; *Caso III* – *Cu/Cu*: si considera uno strato in rame interposto fra due semipiani anch'essi in rame, ovvero il tipico schema di una metallizzazioni in solo rame che si sta sempre più diffondendo nelle applicazioni microelettroniche più spinte.

Nella tabella seguente sono riportate le proprietà elettromeccaniche caratteristiche per l'alluminio, il rame ed il tungsteno. I dati elencati derivano da Murarka (1997) e dal sito <http://www.webelements.com/>.

		<i>Al</i>	<i>Cu</i>	<i>W</i>
Volume Atomico	$\Omega [m^3] \times 10^{-29}$	1.660	1.182	1.0
Diffusività Atomica	$D_o [m^2/sec] \times 10^{-4}$	1.71	0.78	0.04
Energia di Attivazione	$Q [J] \times 10^{-19}$	1.48	2.19	5.47
Energia di Superficie	$\gamma [J/m^2]$	$\approx 1$	$\approx 1$	$\approx 1$
Modulo di Young	$E [Gpa]$	70	130	410
Coefficiente di Poisson	$\nu$	0.35	0.24	0.28
Carica elettrica effettiva	$Z^*$	6.5 - 16.4	3.7 - 4.3	10
Spessore di Trasporto	$\delta [m] \times 10^{-9}$	$\approx 0.3$	$\approx 0.3$	$\approx 0.3$
Resistività elettrica	$\rho [\Omega m] \times 10^{-8}$	2.65	1.7	5.65

Tabella1: Proprietà elettromeccaniche di materiali tipicamente usati in circuiti integrati.

La diffusività atomica  $D_i$  è definita come  $D_i = D_{oi} \times \exp[-Q_i/k_B T]$ , la carica elettrica effettiva  $Z^* = z^* \Omega / e$ , la costante di Boltzman  $k_B = 1.38 \times 10^{-23} J/K$  e la carica elementare dell'elettrone  $e = 1.60 \times 10^{-19} C$ .

**Caso I – W/Al:** si considera una via in  $W$  interposta fra due linee in  $Al$ . Dai dati riportati in *Tabella1*, si determinano i valori dei rapporti adimensionali definiti in (16) come

$$\tilde{L} = 0.014; \quad \tilde{M}_o = 0.18; \quad \tilde{z}^* = 1.67; \quad \tilde{\rho} = 2.13 \quad (25)$$

da cui deriva che  $(\tilde{M}_o - \tilde{L}\tilde{z}^*) = +0.156 > 0$  e  $(1 - \tilde{z}^*) = -0.67 < 0$ . Per cui la seconda condizione di stabilità (eq.18) è sempre soddisfatta, e la stabilità del sistema è controllata dalla sola eq.17. La variazione del parametro adimensionale di stabilità

$\left( \frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2} \right)$  in funzione del parametro d'onda  $mh$  è riportata in *Figura2a* e *Figura2b*, per

condizioni al contorno simmetriche ed antisimmetriche rispettivamente, e per  $2\gamma m M_I = 1$ . In *Figura2a*, la linea a tratti individua la seconda condizione di stabilità (eq. 18) sempre verificata: il parametro di stabilità assume infatti valori solo negativi. Diversamente la prima relazione di stabilità (linea continua) presenta un punto di singolarità per  $(mh) \approx 0.26$ , determinato per  $(\tilde{M}_{sym} - \tilde{L}\tilde{z}^*) = 0$ . Per  $(mh) < 0.26$  il sistema è

sempre stabile, essendo  $\left( \frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2} \right) < 0$ ; mentre per  $(mh) > 0.26$ , il sistema è stabile se e

solo se  $\left( \frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2} \right)$  è minore del valore critico definito dalla stessa curva di stabilità,

ovvero se il punto di lavoro ricade al di sotto della curva continua di *Figura2a*. Dalla *Figura2b* risulta che la seconda condizione di stabilità (linea a tratti) è nuovamente

sempre soddisfatta; mentre il valore critico di  $\left( \frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2} \right)$  definito dalla prima condizione

di stabilità (linea continua) cresce con  $mh$  fino a raggiungere il limite asintotico ( $mh \rightarrow \infty$ ) corrisponde alla soluzione di Klinger (Klinger et al, 1996). La *Figura2c* propone il confronto fra la soluzione simmetrica (linea continua) e quella antisimmetrica (linea a tratti) per diversi valori del parametro  $2\gamma m M_I (=0.1, 1, 10)$ . Di qui si evince che (i) il modo antisimmetrico è dominante perché ha i più bassi valori

critici di  $\left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)$  a parità di  $mh$ ; (ii) al ridursi di  $mh$  (ovvero al ridursi dello spessore

della via  $h$  e/o al crescere della lunghezza d'onda  $\lambda$ ) la densità di corrente critica  $j_{cr}$  decresce aumentando il rischio di nucleazione di microvuoti; (iii) al crescere del parametro  $2\gamma mM_I$  la densità di corrente critica decresce per fissato  $mh$ , e il limite asintotico è raggiunto per valori sempre più piccoli di  $mh$ .

Assumendo  $mh=0.1$  e  $2\gamma mM_I=10^{-4}$ , segue che  $m=1/2.5 \cdot 10^{+7} \text{ m}^{-1}$  e dalla (19) risulta la densità critica di corrente  $j_{cr} = \frac{10^{10}}{2.25} \left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)_{cr}$ . Dalla Figura2d, si deriva un valore

critico del parametro di stabilità pari a circa 27, per cui  $j_{cr} = 1.2 \times 10^{11} \text{ A/m}^2$ . Il valore della lunghezza d'onda caratteristica della perturbazione è ottenuto ricordando che  $\lambda = 2\pi / m \approx 1.5 \mu\text{m}$ .

**Caso II - W/Cu:** si considera una via in  $W$  interposta fra due linee in  $Cu$ . Dai dati riportati in *Tabella1*, si determinano i valori dei rapporti adimensionali definiti in (16)

$$\tilde{L} = 0.043; \quad \tilde{M}_o = 0.03; \quad \tilde{z}^* = 19.7; \quad \tilde{\rho} = 3.32 \quad (26)$$

da cui deriva che  $(\tilde{M}_o - \tilde{L}\tilde{z}^*) = -0.8171 < 0$  e  $(1 - \tilde{z}^*) = -18.7 < 0$ . Per cui sia la prima e sia la seconda condizione di stabilità (eq. 17-18) sono soddisfatte per  $mh \rightarrow \infty$ , (modello di Klinger). Tuttavia al ridursi di  $mh$ , il sistema può essere instabile: strati sottili con condizioni al contorno antisimmetriche hanno moduli equivalenti  $\tilde{M}_{a/s}(mh)$  maggiori rispetto agli strati simmetrici (eq. 20 e 21), e per sufficientemente piccoli  $mh$  possono rendere la disuguaglianza  $(\tilde{M}_{a/s}(mh) - \tilde{L}\tilde{z}^*)$  positiva. Conseguentemente gli strati simmetrici tenderanno ad essere incondizionatamente stabili, mentre gli strati antisimmetrici saranno instabili solo per  $mh$  sufficientemente piccoli. Quanto scritto è confermato dai diagrammi di *Figura3a* e *3b*. Dalla *Figura3a* — caso simmetrico — si nota che il parametro critico di stabilità assume sempre valori negativi. Diversamente, in *Figura3b* — caso antisimmetrico — il parametro di stabilità è positivo solo per  $mh < (mh)_{cr} \approx 0.40$ . Si deduce quindi che (i) il modo antisimmetrico è nuovamente dominante; (ii) al ridursi di  $mh$  il rischio di nucleazione di microvuoti cresce; (iii) e, diversamente da quanto osservato nel caso precedente, esiste un valore critico per  $mh$  al di sopra del quale il sistema è sempre stabile, (iv) il sistema con  $W/Cu$  è meno critico del sistema

$W/Al$  avendo valori critici minori per  $\left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)$  a parità di  $mh$ .

**Case III – Cu/Cu:** al fine di incrementare l'affidabilità contro l'elettromigrazione, recentemente si sono sempre più diffusi micro-circuiti realizzati completamente in rame. Per questo caso i parametri adimensionali definiti in (16) sono ovviamente tutti unitari. Inoltre dalle relazioni (17) e (18) si ricava

$$\left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)_I \leq \frac{2}{2\gamma mM_I + (\tilde{M}_{a/s} + 1)} = \Sigma_I > 0; \quad \left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)_{II} \leq \frac{2}{(1 - \tilde{z}^*)} \rightarrow \infty \quad (27)$$

conseguentemente solo la seconda condizione di stabilità è sempre verificata. Diversamente da quanto previsto dal modello di Klinger, il sistema può però essere instabile anche per materiali identici e questo a causa dello spessore finito dello strato

conduttore intermedio. Infatti le dimensioni finite rendono il termine  $\tilde{M}_{a/s}(mh)-1$ , a denominatore nella prima delle relazioni (27), non nullo per  $mh$  finiti. In *Figura4*, il parametro di stabilità  $\left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)$  è presentato in funzione di  $mh$  per il solo caso antisimmetrico (seguendo un ragionamento simile a quello presentato per il *CasoII*, si deduce che il caso simmetrico è incondizionatamente stabile). In particolare, assumendo  $mh=0.1$  e  $2mM_1\gamma=10^{-4}$ , segue  $m=1/1.44 \times 10^{+7} \text{ m}^{-1}$  e dalla (19) risulta la densità critica di corrente  $j_{cr} = 10^{11} \left(\frac{z_1^* \Phi_o}{\gamma m^2}\right)_{cr}$ . Dalla *Figura4*, si deriva un valore critico del parametro di stabilità pari a circa 15, per cui  $j_{cr} = 1.5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ . Il valore della lunghezza d'onda caratteristica della perturbazione è ottenuto ricordando che  $\lambda = 2\pi / m \approx 0.9 \mu\text{m}$ .

## CONCLUSIONI

Una analisi alle piccole perturbazioni è stata presentata per stimare il rischio di formazioni di microvuoti in componenti elettronici sotto l'azione concorrente di elettromigrazione e *stress-migrazione*. Si è trovato che:

1. esiste una densità di corrente critica  $j_{cr}$  al di sotto della quale non si ha nucleazione di microvuoti e dipendente dai rapporti adimensionali  $\tilde{L}$  (rapporto fra le mobilità atomiche),  $\tilde{M}$  (rapporto fra i moduli elastici equivalenti),  $\tilde{\rho}$  (rapporto fra le resistività elettriche),  $\tilde{z}^*$  (rapporto fra le cariche elettriche effettive), e dai parametri  $mh$  e  $2\gamma m M_1$ . La densità di corrente critica è definita come  $j_{cr} = \min(j_I, j_{II})$  dove

$$j_I = \frac{1 + \tilde{\rho}}{2\rho_1 \tilde{\rho}} \frac{1}{2\gamma m M_1} \frac{(1 + \tilde{L}) + (\tilde{M}_{a/s} + \tilde{L})}{(\tilde{M}_{a/s} - \tilde{L}\tilde{z}^*) f_{a/s}(\tilde{\rho}, mh)} \frac{\gamma m^2}{z_1^*} \quad \text{per} \quad (\tilde{M}_{a/s} - \tilde{L}\tilde{z}^*) > 0 \quad (28)$$

$$j_{II} = \frac{1 + \tilde{\rho}}{2\rho_1 \tilde{\rho}} \frac{2}{(1 - \tilde{z}^*) f_{a/s}(\tilde{\rho}, mh)} \frac{\gamma m^2}{z_1^*} \quad \text{per} \quad (1 - \tilde{z}^*) > 0 \quad (29)$$

2. il sistema è incondizionatamente stabile per  $(\tilde{M} - \tilde{L}\tilde{z}^*) < 0$  e  $(1 - \tilde{z}^*) < 0$ .

Tre casi di pratico interesse sono stati esaminati: (i) via in  $W$  interposta fra due linee in  $Al$ , (ii) via in  $W$  interposta fra due linee in  $Cu$ , (iii) metallizzazione in solo rame. Dall'analisi di stabilità si è dedotto che:

1. i valori critici della densità di corrente sono comparabili con quelli di pratico interesse;
2. l'aver introdotto uno strato di spessore finito  $2h$  ha ridotto i valori critici della densità di corrente rispetto all'analisi di Klinger et al (1996);
3. il sistema  $W/Al$  è più critico rispetto al sistema  $W/Cu$ ;
4. anche nel caso di materiali identici, la densità di corrente critica assume valori finiti diversamente da quanto previsto dal modello di Klinger;
5. il modo antisimmetrico è più critico del modo simmetrico.

Ai fini della progettazione di micro-circuiti, si è riscontrato che al ridursi dello spessore  $h$  della via, la densità di corrente critica  $j_{cr}$  decresce. Mentre al ridursi della larghezza  $w$

della via, ovvero al crescere del numero d'onda massimo tollerabile, sia la densità critica di corrente  $j_{cr}$  e sia la densità di corrente di lavoro crescono con  $w^2$ . Con il procedere della miniaturizzazione il sistema diventa sempre più instabile nei confronti della instabilità elettromeccanica e cresce la probabilità di nucleazione di microvuoti in corrispondenza di una interfaccia eterogenea, sia per la proprietà dei materiali e sia per la geometria.

## BIBLIOGRAFIA

- A.Buerke, H. Wendrock, K. Wetzig, (2000), Study of Electromigration Damage in Al Interconnect Lines inside a SEM, *Cryst. Res. Technol.*, Vol. 35, No. 67, pp.721-730;
- P.Decuzzi, (2002), Electromigration Induced Interface Instability in Multi Level Systems, submitted;
- R. J. Gleixner, B.M.Clemens, and W.D.Nix, (1997), Void nucleation in passivated interconnect lines: Effects of site geometries, interfaces, and interface flaws" by , *J. Materials Research*, Vol.12, No.8, pp. 2081-2090;
- R. V. Goldstein , M. E. Sarychev, D. B. Shirabaikin, A.S. Vladimirov and YU. V. Zhithikov, (2001), Modeling electromigration and the void nucleation in thin-film interconnects of integrated circuits, *International Journal of Fracture*, 109: 91-121;
- C. Herring, (1951), Surface tension as a motivation of sintering, *The Physics of Powder Metallurgy*, W.E. Kingston ed., pp.143-179, McGraw-Hill, New York;
- J. S. Huang , Everett C.C. Yeh , Z.B. Zhang, K.N. Tu, (2002), The effect of contact resistance on current crowding and electromigration in ULSI multi-level interconnects, *Materials Chemistry and Physics*, 9334, pp.1-7;
- J.-M. Huang, W. Yang and Z.-J. Zhao, (1999), Interconnect damage by electromigration: experiment and numerical simulation, *Acta mater.*, Vol. 47, No. 1, pp. 89-99;
- L. Klinger and L.Levin, (1995), Interface instability in an electric field, *J. Appl. Phys.*, 78, (3), 1669-1672;
- L. Klinger, L. Levin and D. Srolovitz, (1996), Morphological stability of a heterophase interface under electromigration conditions, *J. Appl. Phys.*, 79, (9), pp. 6834-6839;
- K. L. Johnson, (1985), *Contact mechanics*, Cambridge University Press, Cambridge;
- S. H. Lee , J.C. Bravman, J.C. Doan, S. Lee, P.A. Flinn and T.N. Marieb, (2002), Stress-induced and electromigration voiding in aluminum interconnects passivated with silicon nitride, *J. Appl. Phys.*, 91 (6): 3653-3657;
- J.R. Lloyd, (1999), Electromigration in integrated circuit conductors, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 32, R109R118.
- S.P. Murarka, (1997), Multilevel interconnections for ULSI and GSI era, *Materials Science and Engineering*, R19, pp. 87-151;
- Y.S. Obeng, S.H. Kang , J.S. Huang, A.S. Oates, X. Lin, J.S. Obeng, (2001), Impact of post via-etch cleans on mechanical reliability of W-plug vias, *Thin Solid Films*, Vol. 391, pp. 149-156.
- Z. Suo, (1997), Motions of Microscopic Surfaces in Materials, *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 33, pp.193-294

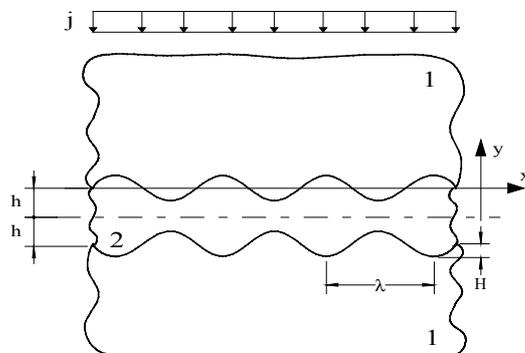


Figura1: Strato sottile (2) interposto fra due semipiani (1) conduttori attraversato da una corrente elettrica con densità  $j$ .

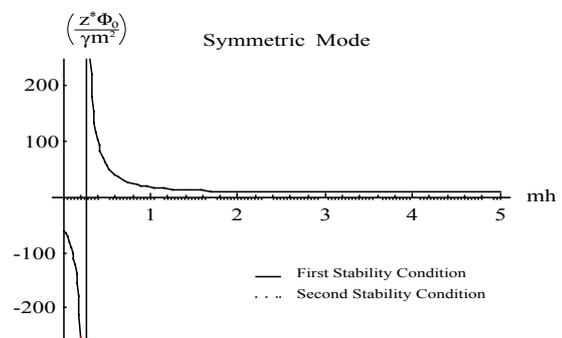


Figura2a: Variazione del parametro di stabilità adimensionale in funzione di  $mh$  per  $2m\gamma M_1=1$  (CASO I – W/Al)

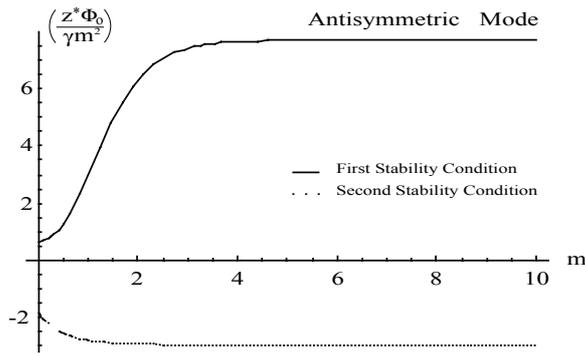


Figura2b: Variazione del parametro di stabilità adimensionale in funzione di  $mh$  per  $2m\gamma M_1=1$  (CASO I – W/Al)

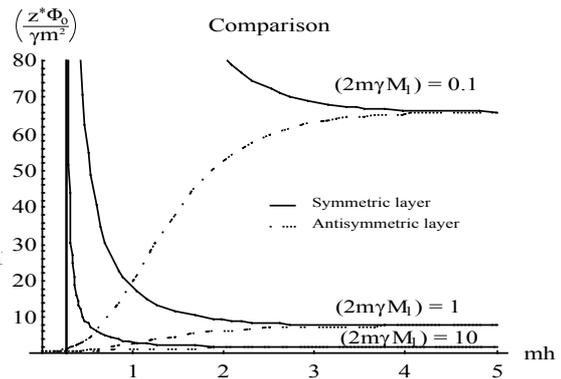


Figura2c: Variazione del parametro di stabilità adimensionale: confronto fra il modo simmetrico ed il modo antisimmetrico (CASO I – W/Al)

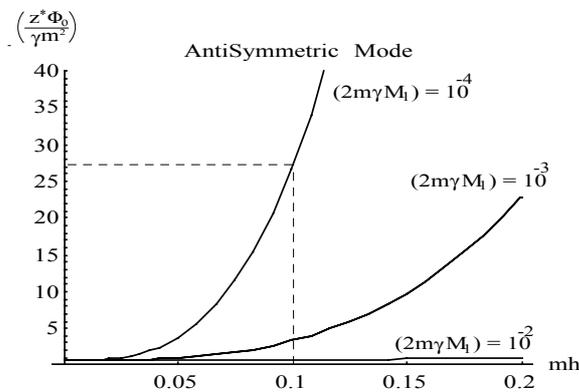


Figura2d: Variazione del parametro di stabilità adimensionale per  $2m\gamma M_1=10^{-2}$ ;  $10^{-3}$ ;  $10^{-4}$  (CASO I – W/Al)

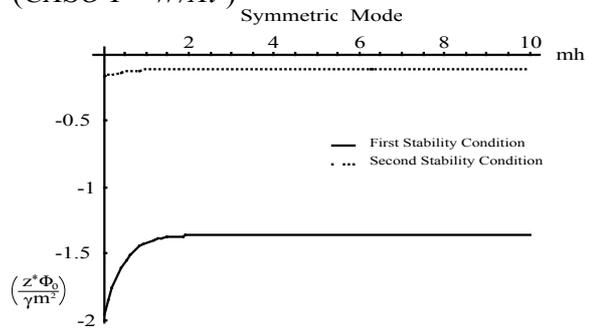


Figura3a: Variazione del parametro di stabilità adimensionale in funzione di  $mh$  per  $2m\gamma M_1=1$  (CASO II – W/Cu)

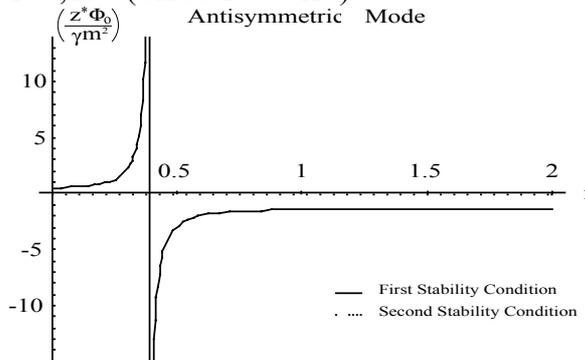


Figura3b: Variazione del parametro di stabilità adimensionale in funzione di  $mh$  per  $2m\gamma M_1=1$  (CASO II – W/Cu)

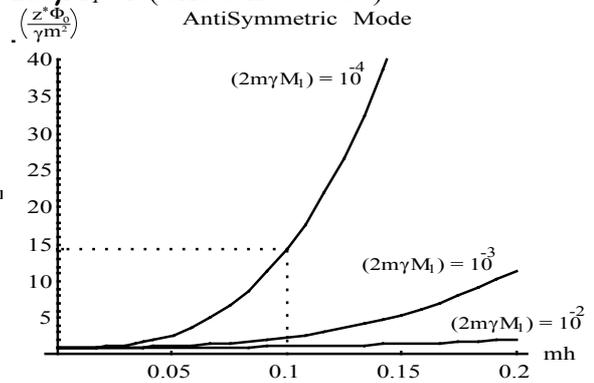


Figura4: Variazione del parametro di stabilità adimensionale in funzione di  $mh$  per  $2m\gamma M_1 = 10^{-2}$ ;  $10^{-3}$ ;  $10^{-4}$  (CASO III – Cu/Cu)