

# **Capitolo 1**

## **Meccanismi principali di sputtering**

## 1.1 Introduzione

Con il termine *sputtering* (letteralmente emissione a spruzzi o schizzi) si è soliti indicare l'emissione di particelle (ioni, atomi, molecole, cluster) da una superficie colpita da un fascio di ioni, neutroni, elettroni o da un fascio laser.

L'entità dello sputtering (o *resa di sputtering*) dipende da molte variabili tra le quali la massa degli ioni incidenti, l'energia degli elettroni, degli ioni o dei fotoni incidenti, l'angolo di incidenza del fascio ed infine la temperatura della superficie colpita. Inoltre anche la pressione del gas circostante il campione riveste un ruolo non trascurabile.

A seguito di questo meccanismo di emissione la superficie del solido irraggiato può risultare erosa e lo spessore del solido stesso può ridursi. Per questo motivo, in un primo tempo, lo sputtering è stato considerato come una complicazione intrinseca nei meccanismi di impiantazione ionica [9]. Negli ultimi anni, tuttavia, la conoscenza di questo fenomeno è diventata uno strumento estremamente potente nell'analisi della composizione atomica di superfici<sup>1</sup>, nella deposizione di film sottili e in molti altri settori della ricerca.

In questo capitolo analizzeremo brevemente gli aspetti peculiari dello sputtering chiarendo, in particolare, la suddivisione tra *meccanismi primari* e *meccanismi secondari*. I meccanismi dello sputtering secondario che, per essere studiati al di là del mero aspetto fenomenologico, richiedono l'ausilio della teoria del trasporto delle particelle (vedi Cap.3), verranno illustrati, invece, nella seconda parte di questa

---

<sup>1</sup>Tra le principali tecniche che utilizzano questi metodi citiamo l'analisi AES (Auger Electron Spectroscopy) e l'analisi SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy).

La tecnica di analisi AES consiste, essenzialmente, nel colpire, con un fascio di elettroni di elevata energia ( $> 1 \text{ keV}$ ), il campione in esame e registrare lo spettro degli elettroni retrodiffusi,  $N(E)$ . Infatti, gli elettroni incidenti che subiscono un urto anelastico con un atomo del bersaglio possono estrarre da quest'ultimo un elettrone dei livelli più interni. In questo modo, se l'atomo si diseccita emettendo un elettrone (effetto Auger) allora dallo spettro  $N(E)$  si potrà risalire alla differenza in energia dei livelli energetici coinvolti nella transizione Auger stessa e, da questi, identificare l'atomo colpito.

Alternando l'azione erosiva di un fascio di ioni con l'analisi Auger del campione è possibile ricavare la composizione del materiale in funzione della distanza dalla superficie.

Nella tecnica SIMS il fascio incidente è costituito, invece, da ioni o atomi neutri con energia maggiore di  $1 \text{ keV}$ . Gli atomi espulsi dalla superficie a seguito degli urti subiti vengono poi analizzati con uno spettrometro di massa.

tesi.

Ci soffermeremo quindi nella descrizione dei meccanismi di sputtering primario insistendo maggiormente sulle caratteristiche dello sputtering indotto da impulsi laser. Quest'ultimo meccanismo è infatti l'oggetto di studio di questo lavoro.

## 1.2 Meccanismi primari dello sputtering

Il fenomeno dello sputtering è noto già dalla fine del secolo scorso essendo stato individuato, per la prima volta, come causa della formazione del deposito di materiale catodico su pareti di vetro circostanti il catodo stesso<sup>2</sup>. Tuttavia è solo negli ultimi trent'anni che, come conseguenza del notevole miglioramento delle tecniche sperimentali di alto vuoto, di spettrometria di massa e del miglioramento delle tecniche di caratterizzazione dei materiali, si è passati ad una descrizione quantitativa del fenomeno. Contemporaneamente sono venuti alla luce degli aspetti peculiari dello sputtering che sono ancora oggetto di studio. Tra questi citiamo lo *sputtering preferenziale* [10] ovvero il fenomeno per il quale, in materiali poliatomici, le differenti specie di atomi non sono emesse in proporzione alla loro concentrazione.

Una delle grandezze, comune ai vari meccanismi, che riesce a dare una prima caratterizzazione dell'emissione è la cosiddetta *resa di sputtering*,  $Y$ , definita come il numero medio di particelle rimosse dalla superficie per particella incidente<sup>3</sup>. Nei materiali a più componenti la resa di sputtering è definita come la somma delle rese di sputtering parziali per le singole specie.

Nello studio dello sputtering è conveniente distinguere le cause che danno luogo all'emissione di particelle dalla superficie (*meccanismi primari*) dalla successiva dinamica delle particelle stesse (*meccanismi secondari*) [11]. Questa suddivisione è dovuta al fatto che, se il flusso di particelle emesse è sufficientemente elevato e se l'energia delle particelle incidenti non è troppo bassa, allora le varie interazioni che caratterizzano la dinamica delle particelle emesse annullano il "ricordo"

---

<sup>2</sup>Per questo motivo in letteratura è tuttora possibile trovare il termine *sputtering catodico*.

<sup>3</sup>La resa di sputtering varia tra 0 e  $10^4$  atomi per particella incidente ma tipicamente si colloca tra i  $10^{-5}$  e i  $10^3$  atomi per particella incidente (la soglia inferiore è dovuta, più che altro, alla difficoltà di effettuare misure più precise).

dei meccanismi che portano all'emissione. Questa condizione, se tipicamente non si verifica quasi mai in bombardamenti con ioni, diventa praticamente la norma in bombardamenti con impulsi laser con energia superiore a determinati valori di soglia.

In letteratura si è andata consolidando la seguente suddivisione dei meccanismi primari di sputtering:

- *sputtering collisionale* (avviene, in generale, solo con bombardamento ionico)
- *sputtering termico*
- *sputtering elettronico*
- *sputtering termomeccanico*
- *sputtering chimico*.

### **Sputtering collisionale:**

Lo *sputtering collisionale* è uno dei processi di sputtering più importanti per i metalli. In realtà con questo termine comunemente si è soliti indicare un gruppo di meccanismi di emissione di particelle caratterizzati sia dal trasferimento diretto di parte dell' energia della particella proiettile all'atomo colpito sia dal trasferimento indiretto tramite l'instaurarsi di una catena di eventi collisionali binari(vedi Fig.1.1). Nel primo caso si parlerà di *sputtering collisionale diretto* (o *ad urto singolo*) mentre nel secondo caso di *sputtering collisionale lento* (o *a cascata*). All'interno di quest'ultimo tipo si distinguono, infine, il cosiddetto *regime a cascata lineare* e il *regime a cascata multipla*.

- Sputtering collisionale ad urto singolo: è caratterizzato dalla rapida emissione del materiale proveniente dal bersaglio a seguito di una interazione diretta tra la particella incidente e gli atomi situati in prossimità della superficie. L'emissione avviene, quindi, da una regione localizzata vicino alla superficie e praticamente coincidente con il punto di impatto della "particella proiettile"(vedi Fig.1.2).

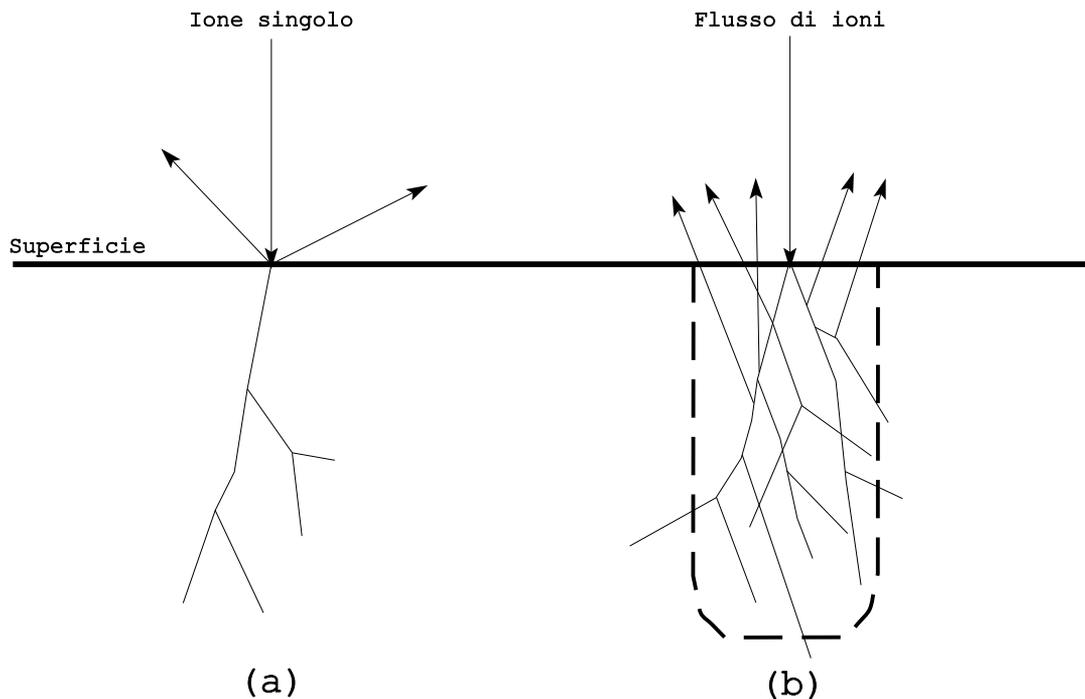


Figura 1.1: Meccanismi di sputtering collisionale: ad urto singolo a) e a cascata b).

- Sputtering collisionale a cascata lineare: la particella (o le particelle) della superficie che interagisce direttamente con il proiettile acquista una energia cinetica sufficiente in grado di estrarre, in un eventuale processo di collisione, altri atomi dal potenziale che li tiene legati ai siti reticolari. Si viene così a creare una "cascata" di particelle "libere" parte delle quali potranno avere una traiettoria che interseca la superficie del campione (vedi Fig.1.3). Per questo motivo la zona interessata all'emissione potrà estendersi oltre il punto di impatto per un raggio di circa  $10\text{ nm}$  e la durata complessiva dello sputtering sarà, naturalmente, più lunga coinvolgendo molti più processi collisionali.
- Sputtering collisionale a cascata multipla: si discosta dal precedente solo per la densità delle particelle "libere" che si vengono a formare. In questo caso, infatti, la maggior parte degli atomi all'interno di un certo volume sono relativamente liberi di muoversi (vedi Fig.1.4). Ecco quindi che il numero di particelle emesse non dipende più linearmente dal flusso di particelle incidenti

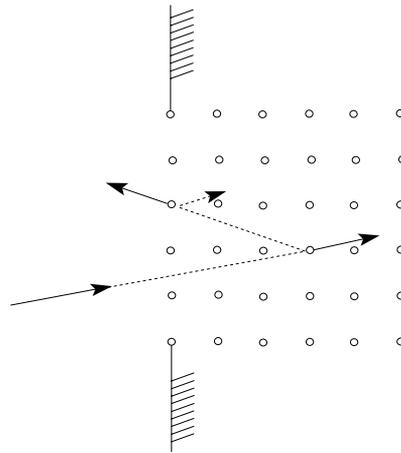


Figura 1.2: Sputtering collisionale ad urto singolo.

ma aumenta in modo drastico.

Questo fatto si può evidenziare tramite il bombardamento con molecole diatomiche di energia prefissata,  $E_d$ . In questo caso quello che ci si aspetta è che la resa di sputtering sia circa il doppio rispetto a quella ottenuta con uno ione singolo di energia  $\frac{E_d}{2}$ . Tuttavia, in regime di cascata multipla, quello che succede è che l'energia media distribuita tra tutti gli atomi è circa il doppio rispetto a quella ripartita tra lo stesso numero di atomi in un bombardamento con ioni singoli. Questo fa sì che la frazione di particelle che posseggono un'energia sufficiente per superare la barriera di potenziale alla superficie aumenti considerevolmente e che, di conseguenza, anche il numero di particelle emesse aumenti in maniera non lineare.

Infatti, se con la distribuzione di  $\frac{E_d}{2}$  solo poche particelle potranno essere emesse mentre molte altre si troveranno ad avere un valore di energia cinetica di poco inferiore a quello della barriera di potenziale, con il rimanente  $\frac{E_d}{2}$  l'energia cinetica acquistata da quest'ultime sarà tale consentirne una copiosa emissione.

Affinchè una particella sia emessa dalla superficie dovrà ricevere un'energia cinetica tale da consentirle di superare la barriera del potenziale del sito reticolare in cui si

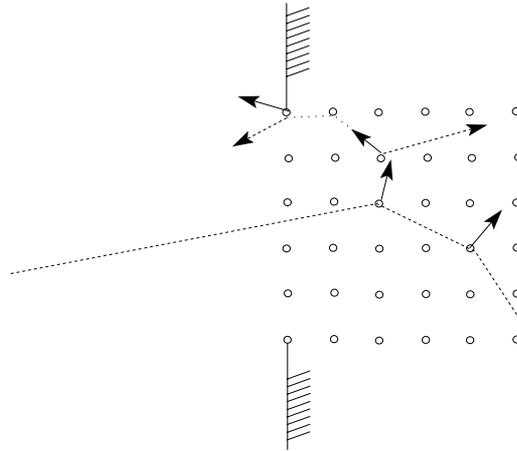


Figura 1.3: Sputtering collisionale a cascata lineare.

trova e la barriera di potenziale costituita dalla superficie stessa.

Questo fatto ci consente una prima stima della soglia di energia per lo sputtering collisionale in base ai valori noti delle barriere di potenziale indicate sopra e in base all'efficienza con la quale l'energia cinetica della particella proiettile verrà trasferita all'atomo colpito [12].

Limitandoci ad una trattazione di tipo classico ed utilizzando la teoria degli urti per particelle puntiformi, notiamo che l'energia massima trasferita dalla particella proiettile alla particella bersaglio in un urto frontale risulta essere:

$$T_{max} = \frac{4 M_P M_B}{(M_P + M_B)^2} E_{in} \quad (1.1)$$

dove  $T_{max}$  è l'energia trasferita,  $M_P$ ,  $M_B$  sono rispettivamente la massa della particella proiettile e quella della particella in quiete e  $E_{in}$  è l'energia della particella incidente.

Per quanto riguarda la distribuzione delle energie cinetiche delle particelle che subiscono una collisione, per energie della particella incidente sufficientemente elevate da consentirci di trascurare l'azione schermante degli elettroni degli atomi, questa

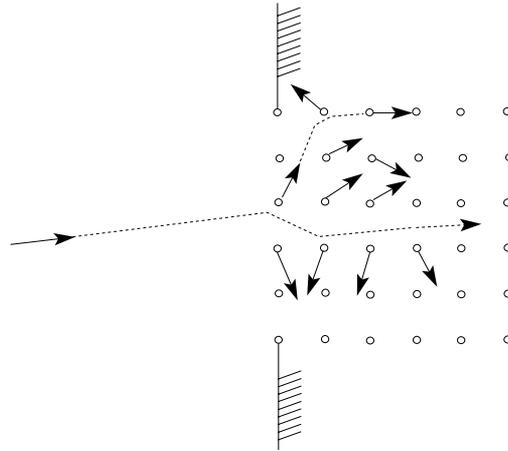


Figura 1.4: Sputtering a cascata multipla.

può essere stimata attraverso la ben nota *sezione d'urto<sup>4</sup> di Rutherford*:

$$\frac{d}{dT}\sigma(E_{in}, T) = \pi \frac{M_P Z_P^2 Z_B^2 e^4}{M_B E_{in} T^2} \quad (1.2)$$

con  $0 \leq T \leq T_{max}$ ,  $e$  carica dell'elettrone,  $Z_P$ ,  $Z_B$  rispettivamente numero atomico della particella proiettile e bersaglio.

La 1.2 favorisce, essenzialmente, il trasferimento di piccole frazioni di energia cinetica. Inoltre, se la massa della particella bersaglio è molto più grande di quella della particella proiettile, allora il trasferimento di energia è fortemente inibito.

Ecco, quindi, che se tipicamente siamo in presenza di sputtering collisionale a singolo urto per energia degli ioni incidenti compresa tra i pochi  $eV$  e le centinaia di  $eV$ , con ioni leggeri si può rimanere all'interno di questo regime anche con energie dell'ordine dei  $keV$ .

Il regime a cascata lineare è realizzato, per ioni incidenti di massa non troppo elevata, con energie comprese tra i  $keV$  ed i  $MeV$  mentre gli ioni più pesanti, che tendono a fermarsi rapidamente, in questo intervallo di energie danno luogo a sputtering collisionale a cascata multipla.

<sup>4</sup>Per la definizione di sezione d'urto rimandiamo all'inizio del Cap.3.

Dalla descrizione fatta risulta chiaro che le particelle emesse a seguito di sputtering collisionale non avranno una distribuzione delle velocità di tipo maxwelliano non essendo in equilibrio termico tra di loro e possedendo un'energia che dipende sia dalla dinamica dell'urto che le ha generate sia dal numero e dalla dinamica degli urti che hanno subito con altri atomi.

### **Sputtering termico:**

Al contrario dello sputtering collisionale, lo *sputtering termico* è caratterizzato dall'emissione di particelle che, in generale, non appena lasciata la superficie presentano una distribuzione delle velocità di tipo maxwelliano o meglio semimaxwelliano<sup>5</sup>.

Lo sputtering termico può essere ricondotto alla seguente suddivisione: *sputtering termico diretto*, *sputtering termico ritardato* ed infine sputtering termico caratterizzato da una temperatura maggiore della temperatura termodinamica critica.

- Sputtering termico diretto: le particelle incidenti provocano un brusco aumento della temperatura e, in conseguenza di ciò, il materiale subisce una rapida vaporizzazione.
- Sputtering termico ritardato: assistiamo ad una prima azione disgregatrice di tipo elettronico (il sistema irraggiato subisce una qualche modificazione di carattere chimico) alla quale si sovrappone, poi, un meccanismo che ricalca essenzialmente lo sputtering termico diretto.
- Superamento della temperatura critica: qualora la temperatura locale del campione superi la cosiddetta temperatura critica si osserva un'immediata trasformazione del solido in gas.

### **Sputtering elettronico:**

Anche per quanto riguarda lo *sputtering di tipo elettronico* si è soliti distinguere due tipi distinti di meccanismo: *sputtering elettronico diretto* e *sputtering*

---

<sup>5</sup>L'intervallo delle velocità possibili è ovviamente limitato dal fatto che solo le particelle aventi la componente della velocità perpendicolare alla superficie con verso uscente possono abbandonare il solido. Nella funzione di distribuzione saranno assenti quindi le particelle che si muovono con verso entrante rispetto alla superficie stessa.

*indotto da eccitazione di plasmoni.*

- Sputtering elettronico diretto: le particelle incidenti interagiscono con gli elettroni di legame del solido causando l'emissione di materiale, prevalentemente

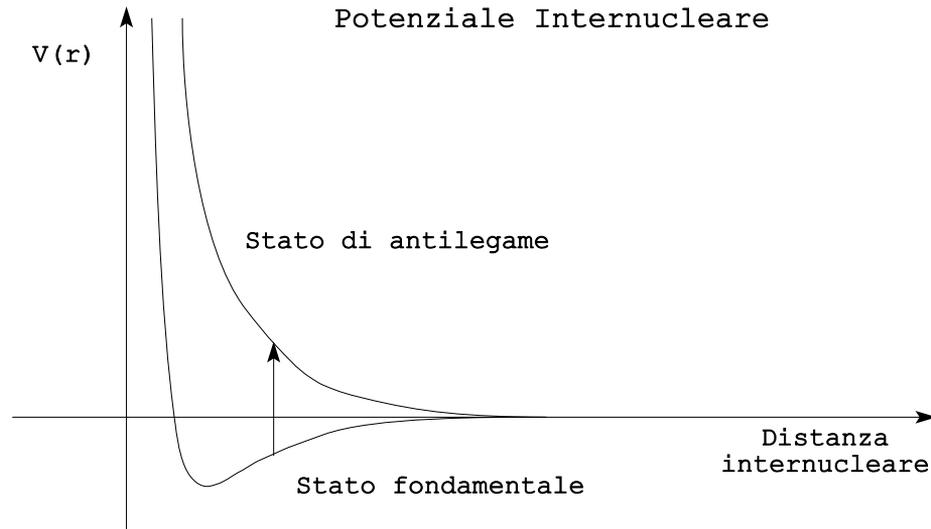


Figura 1.5: Potenziale della molecola nello stato di legame e in quello di antilegame.

ad alta energia, attraverso uno dei numerosi canali che coinvolgono eccitazione e ionizzazione.

Un esempio tipico di questo processo ci viene fornito dal bombardamento di un isolante. Tipicamente in questi materiali la vita media dello stato elettronico eccitato può essere sufficientemente lunga da consentire il trasferimento di energia ai gradi di libertà translazionali dell'atomo. Questo può verificarsi quando, a seguito dell'eccitazione elettronica, una molecola passa da uno stato di legame ad uno stato di antilegame (vedi Fig.1.5) e il tempo necessario affinché i nuclei possano separarsi sotto l'azione della mutua forza repulsiva è comparabile con la vita media dello stato eccitato. Come nel caso dello sputtering collisionale a cascata anche nel caso dello sputtering elettronico diretto si potrebbe introdurre un'ulteriore suddivisione in diversi regimi.

Se gli eventi di ionizzazione sono isolati spazialmente si parla, infatti, di *regime di soglia*. Tale regime è tipico dell'irraggiamento con fotoni U.V., con elettroni di debole energia ( $\leq 100 \text{ eV}$ ) o con ioni lenti ( $velocità \leq e^2/\hbar$ ).

Si parla, invece, di *regime di cascata lineare*, quando, a seguito del bombardamento con ioni di alta velocità ( $velocità \gg e^2/\hbar$ ), vengono prodotti elettroni secondari con un'energia cinetica ( $\geq 100 eV$ ) sufficiente a produrre ionizzazione secondaria.

Infine con ioni pesanti di velocità intermedia ( $velocità \geq e^2/\hbar$ ) si possono provocare i cosiddetti *impulsi di ionizzazione*.

- Sputtering indotto da eccitazione di plasmone: i fotoni incidenti eccitano i plasmoni del bersaglio che, a loro volta, provocano l'emissione di atomi dalla superficie attraverso un meccanismo ancora poco chiaro. L'energia tipica delle particelle non si discosta quasi mai da un valore di  $9 eV$ [13].

### **Sputtering termomeccanico:**

L'emissione di goccioline e di frammenti da un sistema irraggiato, generalmente, con impulsi laser viene classificato come *sputtering termomeccanico*. All'interno dello sputtering termomeccanico si distinguono i *meccanismi di sfaldatura*, i *meccanismi idrodinamici* e i *meccanismi di condensazione*.

- Meccanismi di sfaldatura: sono dovuti essenzialmente a stress termico, alla presenza di gradienti di temperatura insoliti (come quando gli strati atomici sotto la superficie sono più caldi dello strato atomico superficiale) oppure a quei processi non meglio identificati che portano alla formazione di goccioline macroscopiche.
- Meccanismi di tipo idrodinamico: sono quelli che danno luogo al distacco di goccioline macroscopiche dalla superficie in seguito al superamento del punto di fusione della sostanza bersaglio con la contemporanea formazione di asperità liquide che alla fine vengono espulse.
- Sputtering termico con condensazione: le goccioline che si formano in superficie sono di dimensioni microscopiche ( $< 10^4 u$ ) e sono dovute alla ricondensazione di particelle emesse con meccanismi di tipo termico.

### **Sputtering chimico:**

I processi elencati fino a questo momento implicano il trasferimento di energia cinetica dalla particella incidente agli atomi bersaglio e la susseguente emissione di questi ultimi se l'energia trasferita è sufficiente per superare la barriera di potenziale alla superficie. Per questo motivo si può parlare di *sputtering di tipo fisico* in contrapposizione allo *sputtering di tipo chimico* che implica, invece, la formazione di un composto instabile sulla superficie del campione come conseguenza di una reazione chimica tra gli atomi del bersaglio e gli atomi del fascio incidente. Gli effetti dello sputtering chimico possono persistere anche ad energie delle particelle incidenti minori di  $1\text{ eV}$ , intervallo dove invece lo sputtering di tipo fisico è fortemente inibito.

### 1.3 Fenomenologia dello sputtering indotto da impulsi laser

I lavori pubblicati negli ultimi venti anni hanno portato alla formulazione del quadro riassuntivo mostrato nella Tab.1.1. Questo prospetto fornisce, all'interno degli intervalli di energia considerati, l'elenco della presenza dei principali meccanismi di sputtering al variare della sorgente di particelle utilizzata. Come si può osservare l'impiego di flussi di fotoni può dare luogo a sputtering termico, a sputtering termomeccanico ed a sputtering elettronico mentre si esclude una significativa compartecipazione di sputtering di tipo collisionale.

Gran parte di questa tipologia emerge sostanzialmente in due pubblicazioni [14,15] di carattere sperimentale nelle quali si descrive l'irraggiamento di sistemi con impulsi laser di lunghezza d'onda rispettivamente pari a  $193\text{ nm}$  e a  $248\text{ nm}$ , di durata pari a  $12\text{ nsec}$  e di energia pari a  $2.5\text{ J/cm}^2$ . La successiva analisi della superficie del campione tramite il microscopio elettronico a scansione (SEM) e considerazioni di carattere teorico consentono di fare emergere i meccanismi coinvolti.

In particolare, poichè l'energia dei fotoni corrispondenti alle lunghezze d'onda della radiazione utilizzata è rispettivamente di  $6.4\text{ eV}$  e  $5\text{ eV}$ , è possibile trascurare effetti di carattere collisionale.

Meccanismo Principale	Varietà	Ioni	Elettroni	Fotoni singoli	Impulsi di fotoni
Collisionale	(ad urto sigolo)	Si	Si	No	No
	(a cascata)	Si	No	No	No
Termico	(diretto)	?	No	No	Si
	(ritardato)	Si	Si	Si	Si
	(per $T > T_c$ )	Si	?	?	Si
Termomeccanico	(di sfaldatura)	No	No	No	Si
	(idrodinamico)	No	No	No	Si
	(di condensazione)	Si	?	?	Si
Elettronico	(diretto)	Si	Si	Si	Si
	(indotto da eccitazione di plasmone)	?	?	?	Si

Tavola 1.1: Presenza dei vari meccanismi di sputtering primario al variare della specie delle particelle incidenti.

Con queste potenze incidenti è anche possibile escludere sputtering di tipo termico. Infatti, se utilizziamo la formula che fornisce il flusso di particelle,  $J$ , che evaporano da un solido in equilibrio con il corrispondente vapore alla temperatura  $T$  e alla pressione  $P$ <sup>6</sup>:

$$J = \frac{P}{\sqrt{2\pi m K T}} \quad (1.3)$$

con  $m$  massa della particella che evapora e  $K$  costante di Boltzmann otteniamo che, per l'evaporazione di uno strato atomico di larghezza  $\lambda$  ( $\lambda \simeq 0.25 \text{ nm}$ ) occorre un tempo dato dalla seguente espressione:

$$\tau_v = \frac{\sqrt{(2\pi m K T)}}{P} \frac{1}{\lambda^2}. \quad (1.4)$$

Per i **metalli** la 1.4, con  $T$  corrispondente alla temperatura di ebollizione, fornisce  $\tau_v \simeq 20 - 60 \text{ nsec}$  contro una durata efficace dell'impulso laser stimata tra  $1 \text{ nsec}$  e  $4 \text{ nsec}$ . Quindi, per temperature pari alla temperatura di ebollizione, non si dovrebbe osservare vaporizzazione alcuna.

Tuttavia, a priori, potrebbe essere possibile il raggiungimento di temperature, molto

<sup>6</sup>L'origine di questa formula verrà descritta nel Cap.2.

più elevate di quella di ebollizione, alle quali il flusso di particelle potrebbe risultare talmente elevato da consentire una vaporizzazione significativa del solido persino in tempi brevi. Benchè la stima della temperatura raggiunta dal campione durante la fase del riscaldamento non sia immediata, almeno per i tipi di impulsi che sono stati considerati, si può escludere questa eventualità[15].

Per quanto riguarda gli altri meccanismi presenti, attraverso l'analisi delle fotografie SEM in metalli quali l'oro, l'alluminio e il platino, osserviamo la presenza

Figura 1.6: Sputtering di Au policristallino con impulsi laser ( $n=4320$ ) di  $12\text{ nsec}$  e flusso di energia di  $2.5\text{ J/cm}^2$ . (a) Strutture tipo "onda" con periodicità parziale. (b) Emissione di goccioline.

di strutture ad "onde" senza apparente periodicità o con periodicità irregolare e la contemporanea tendenza alla formazione di goccioline espulse o comunque in fase di espulsione (vedi Fig.1.6 e Fig.1.7).

Questa topografia è tipica dello sputtering di carattere idrodinamico e può essere spiegata sulla base di un semplice modello. Il presupposto fondamentale di questo modello è la presenza, sulla superficie del campione, di asperità che, ad ogni nuovo impulso, vengono allontanate dal substrato fuso (vedi Fig.1.8). Questo processo è conseguenza del cambiamento di volume dovuto al passaggio dalla fase solida alla fase liquida e della successiva espansione del liquido stesso. La protuberanza presente alla superficie e avente spessore  $x$  si trova ad avere, a seguito del cambiamento di fase, uno spessore  $x + \Delta x$  e ad essere sovrapposta ad uno strato di

Figura 1.7: Sputtering di Al policristallino con impulsi laser ( $n=100$ ) di  $12\text{ nsec}$  e flusso di energia di  $2.3\text{ J/cm}^2$ . (a) Strutture non periodiche. (b) Emissione di goccioline.

liquido di spessore uniforme. Poichè la risolidificazione inizia alla base del substrato liquido il processo di espansione non è reversibile e la protuberanza, a seguito del raffreddamento, si trova più lontana dal substrato stesso.

Metalli come il tungsteno e il molibdeno presentano un comportamento alquanto diverso da quello appena descritto. Infatti, con impulsi laser del tipo descritto sopra, i metalli in questione non raggiungono una temperatura tale da consentire la formazione di uno strato fuso in superficie. Per questo motivo non si osservano goccioline emesse o strutture ad onde. La superficie presenta invece l'aspetto tipico della sfaldatura (vedi Fig.1.9).

Sia per la prima serie di metalli che per la seconda l'esame delle fotografie SEM non è in grado di rilevare le strutture tipiche dello sputtering elettronico.

Questo meccanismo è invece responsabile della formazione di "coni" in materiali di tipo non metallico quali ad esempio  $Al_2O_3$ ,  $MgO$  e  $SiO_2$  (vedi Fig.1.10). Gli stessi materiali presentano, oltre ai coni, segni evidenti di sfaldatura mentre non si notano tracce di fusione della superficie.

All'aumentare dell'energia e della durata degli impulsi laser lo sputtering termico, che nel lavoro precedentemente descritto non aveva nessuna influenza, diventa via via sempre più importante fino a mascherare completamente gli altri

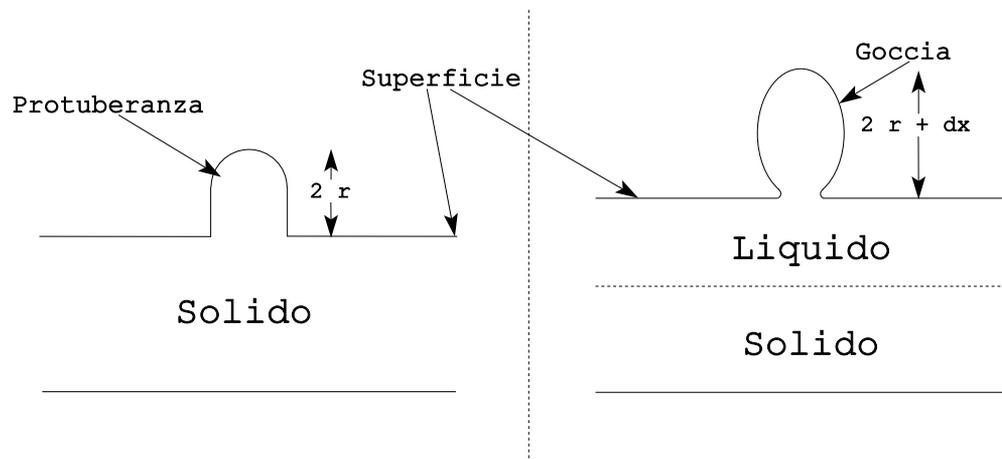


Figura 1.8: Meccanismo di emissione di goccioline dalla superficie di un campione colpito da più impulsi laser

meccanismi.

Nel prossimo capitolo daremo spazio proprio a questo tipo di regime e accenneremo ad un'importante questione tuttora irrisolta, ovvero la possibilità o meno dell'instaurarsi di evaporazione con presenza ebollizione.

Figura 1.9: Sputtering di W policristallino con impulsi ( $n=2000$ ) di  $12\text{ nsec}$  e flusso di energia di  $2.5\text{ J/cm}^2$ . La superficie presenta sfaldatura.

Figura 1.10: Sputtering di un cristallo singolo di  $Al_2O_3$  con impulsi ( $n=2880$ ) di  $12\text{ nsec}$  e flusso di energia di  $2.5\text{ J/cm}^2$  attraverso una maschera di metallo. Si noti la topografia a coni assunta dalla superficie a seguito dell'irraggiamento.