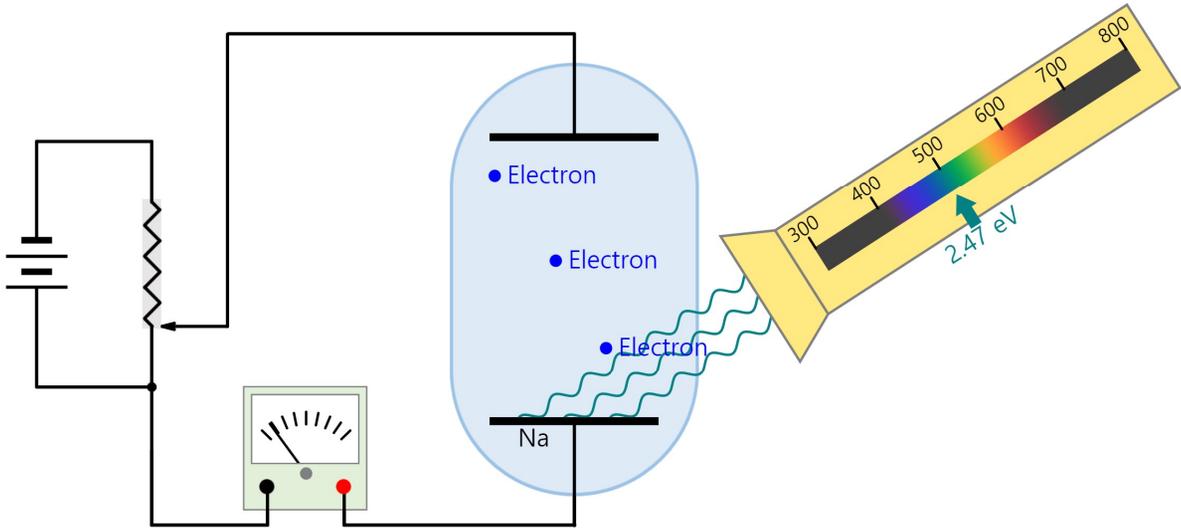


Effetto fotoelettrico



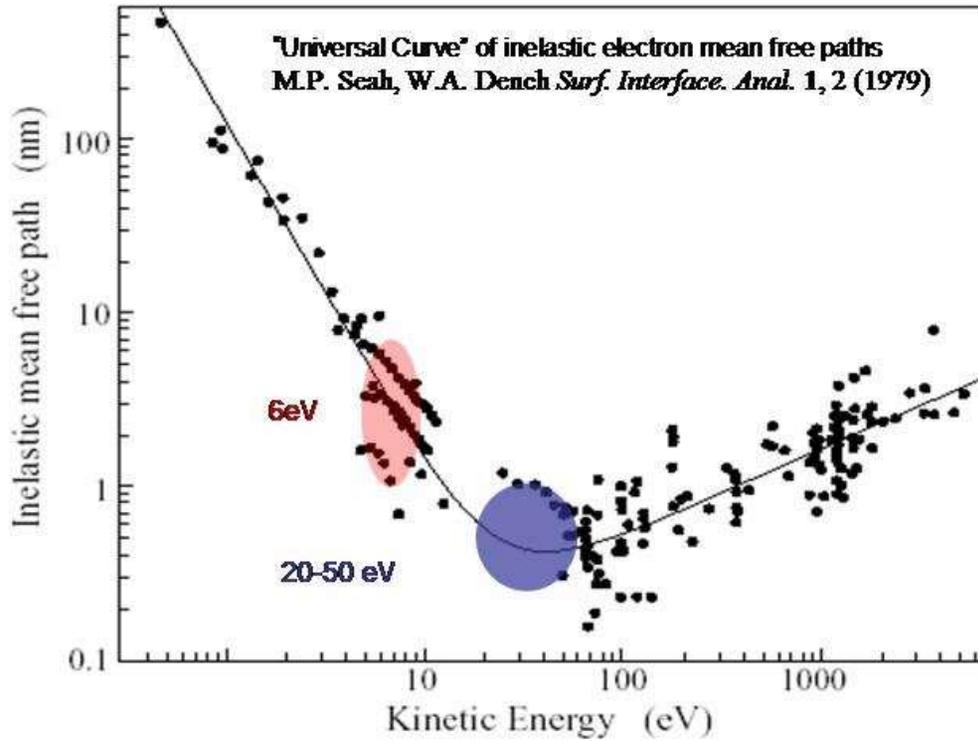
Einstein - 1905

$$E_{kin}^{max} = h\nu - \phi \quad \phi \text{ funzione lavoro}$$

Work Functions of Selected Metals

Metal	ϕ (eV)
Na	2.46
Al	4.08
Cu	4.70
Zn	4.31
Ag	4.73
Pt	6.35
Pb	4.14
Fe	4.50

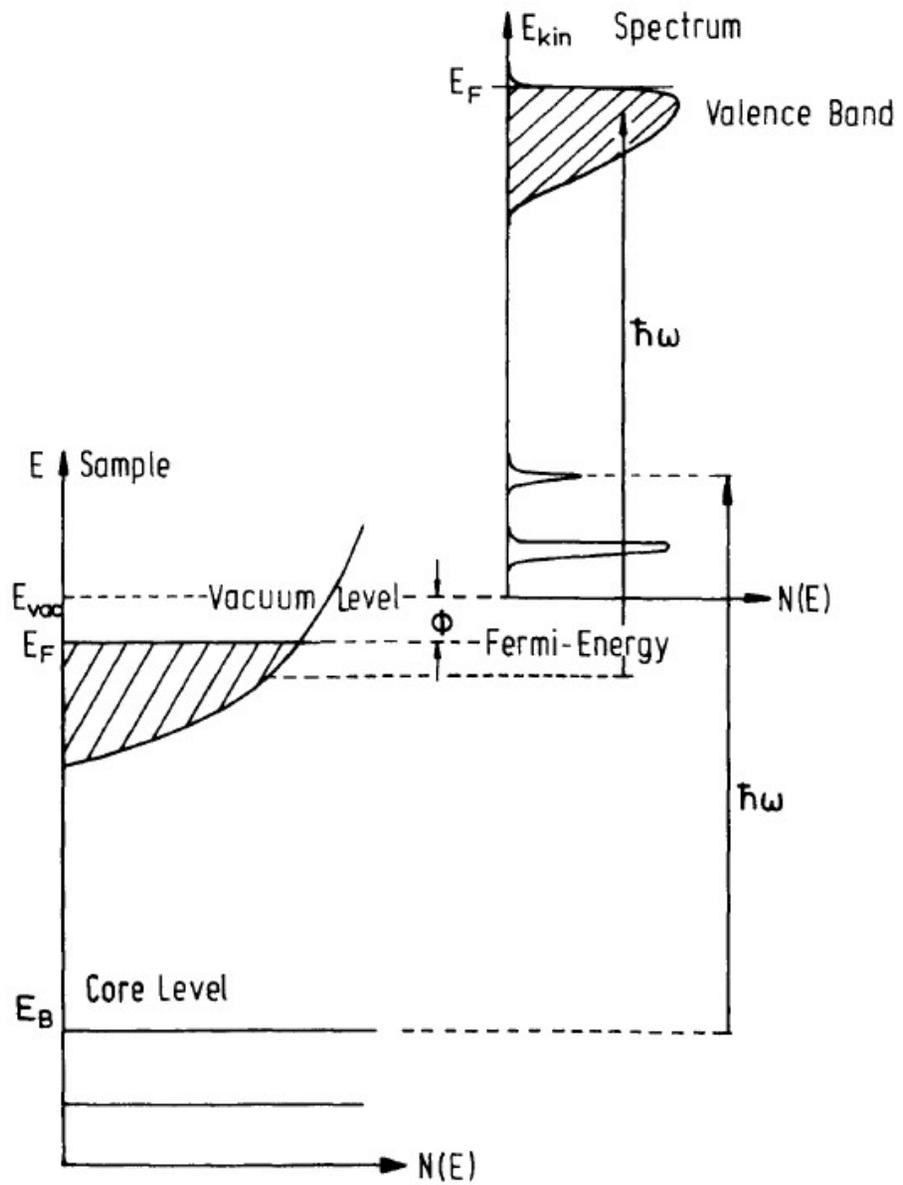
Cammino libero medio degli elettroni nella materia

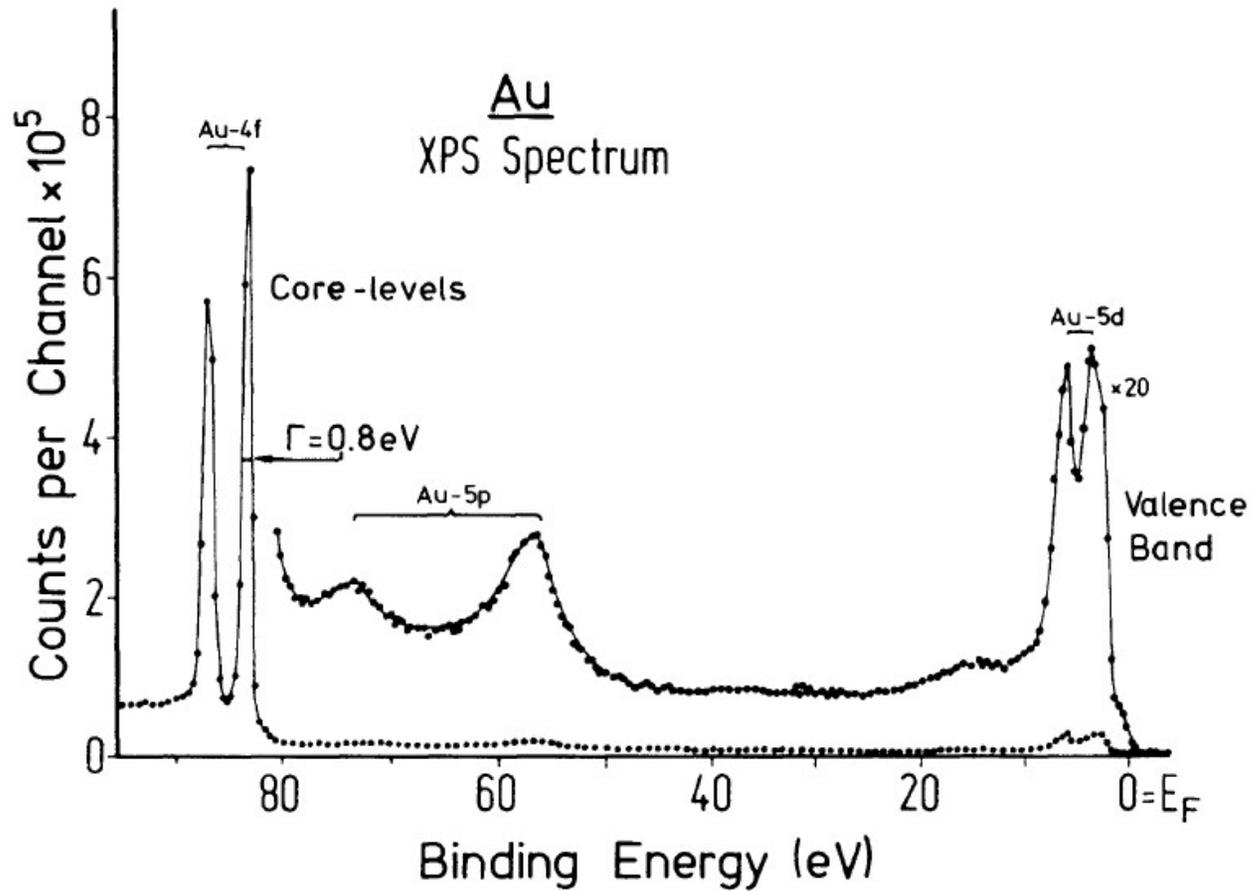


$$\lambda = \frac{143}{E^2} + 0.054 \cdot \sqrt{E}$$

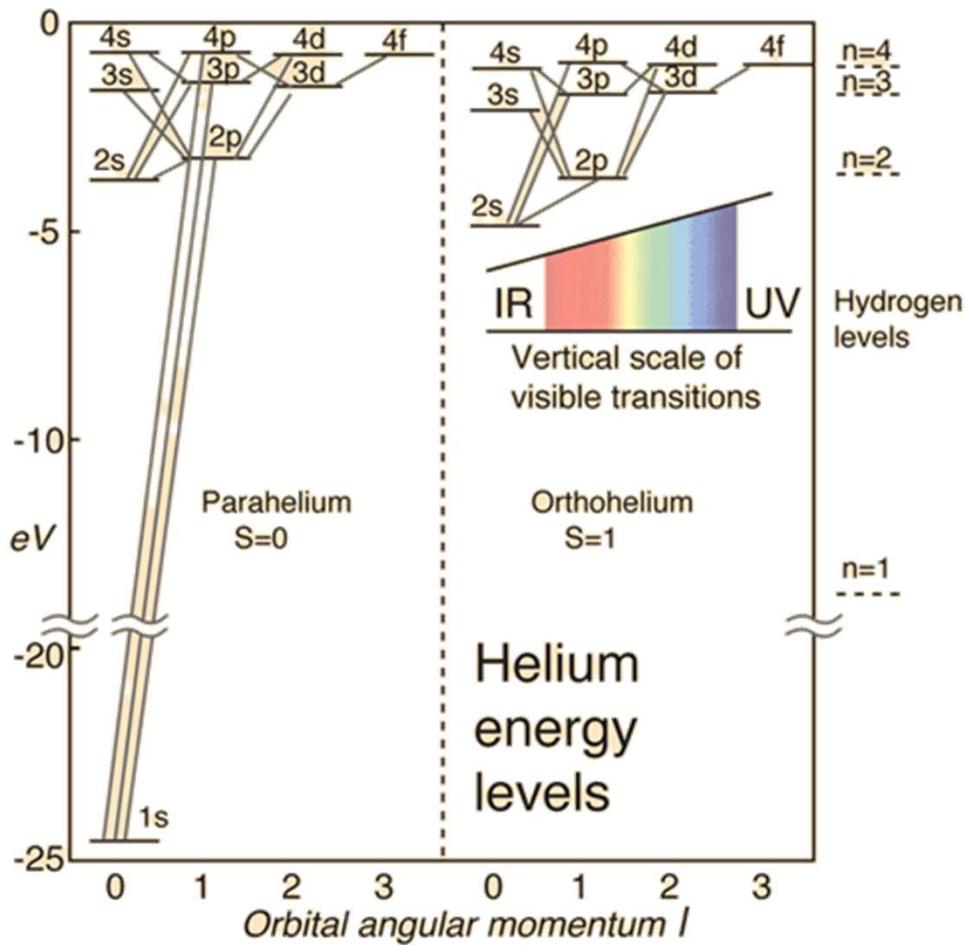
$$I = I_0 e^{-\frac{d}{\lambda}}$$

$E \ll$: l'energia non è sufficiente a eccitare
 plasmoni ($E_p \sim 10-20 \text{ eV}$) moto collettivo e^- ~ liberi
 fononi ($E_{\text{fonon}} \sim 0.1-5 \text{ eV}$) moto collettivo nuclei reticolo





La funzione lavoro è una proprietà dei solidi. Se considero un atomo o una molecola isolati, non c'è funzione lavoro da superare per avere ionizzazione.



Lo stato fondamentale

$$\psi(1,2) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{vmatrix} \psi_{1s}(1) \alpha(1) & \psi_{1s}(1) \beta(1) \\ \psi_{1s}(2) \alpha(2) & \psi_{1s}(2) \beta(2) \end{vmatrix}$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2}} \psi_{1s}(1) \psi_{1s}(2) (\alpha(1) \beta(2) - \alpha(2) \beta(1))$$

stato di singoletto

In generale, se ho atomo con N elettroni :

$$\psi(1, \dots, N) = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_1(1) & \dots & \psi_n(1) \\ \vdots & & \vdots \\ \psi_1(N) & \dots & \psi_n(N) \end{vmatrix}$$

$$= A(\psi_1(1), \dots, \psi_n(N))$$

A operatore
antisimmetrizzante

Il metodo Hartree-Fock

$$H = -\frac{\nabla_1^2}{2} - \frac{\nabla_2^2}{2} - \frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_2} + \frac{1}{r_{12}}$$

$$\Psi(1,2) = \psi_{1s}(1)\psi_{1s}(2)$$

Anziché ψ_{1s} , orbitali $1s$, si utilizzano generiche funzioni d'onde $\psi(\vec{r})$
e le si ottimizzano per trovare il minimo del valore di $\langle \psi(1,2) | H | \psi(1,2) \rangle$

Il metodo Hartree-Fock

L'elettrone 1, quando si trova in \vec{r}_1 , ha un'energia di interazione con l'elettrone 2:

$$V_{\text{eff}}^1(\vec{r}_1) = \int \frac{\psi^*(\vec{r}_2) \psi(\vec{r}_2)}{r_{12}} d\vec{r}_2$$

Possiamo scrivere una Hamiltoniana efficace come:

$$H_1^{\text{eff}} = -\frac{\nabla_1^2}{2} - \frac{Z}{r_1} + V_{\text{eff}}^1(\vec{r}_1)$$

!! un problema a 2 elettroni è diventato problema a 1 elettrone

che risolveremo trovando autovalori e autovettori:

$$H_1^{\text{eff}} \psi(\vec{r}_1) = \epsilon_1 \psi(\vec{r}_1)$$

Il metodo Hartree-Fock

1. Scelgo funzioni di prova $\psi(\vec{r}_1) \psi(\vec{r}_2)$ Nel caso dello stato fondamentale di He ho un'unica funzione
2. Calcolo V_{eff}
3. Risolvo il problema agli autovalori: $H_{\text{eff}} \psi = E \psi$
4. Ricomincio da 1. con le nuove f.o. ψ trovate in 3
5. Continuo finché convergo su dei valori E

METODO SCF (Self-consistent-field)

Il metodo Hartree-Fock

.... ma qual è il significato degli autovalori ϵ_n che trovo?

L'Hamiltoniana, per l'elio: $H = H_1 + H_2 + \frac{1}{r_{12}}$

$$E = \langle \psi(1,2) | H | \psi(1,2) \rangle = \langle \psi(\vec{r}_1) \psi(\vec{r}_2) | H_1 + H_2 + \frac{1}{r_{12}} | \psi(\vec{r}_1) \psi(\vec{r}_2) \rangle$$
$$= I_1 + I_2 + J_{12}$$

$I_{1,2}$ valore di aspettazione di Hamiltoniana $H_{1,2}$ ad elettrone singolo con $Z=2$

$$J_{1,2} = \iint d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \psi^*(\vec{r}_1) \psi^*(\vec{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \psi(\vec{r}_1) \psi(\vec{r}_2) = \langle \psi(\vec{r}_1) | V_{\text{eff}}(\vec{r}_1) | \psi(\vec{r}_1) \rangle$$

Il metodo Hartree-Fock

In fatti, se consideriamo l'equazione di HF:

$$H_1^{\text{eff}} |\psi(\vec{r}_1)\rangle = \epsilon_1 |\psi(\vec{r}_1)\rangle$$

$$\langle \psi(\vec{r}_1) | H_1^{\text{eff}} | \psi(\vec{r}_1) \rangle = \epsilon_1$$

$$\langle \psi(\vec{r}_1) | -\frac{\nabla_1^2}{2} - \frac{Z}{r_1} + V_{\text{eff}}(\vec{r}_1) | \psi(\vec{r}_1) \rangle = I_1 + J_{12}$$

Se considero

$$\epsilon_1 + \epsilon_2 = I_1 + I_2 + 2J_{12} \neq E \quad \text{energia totale}$$

$$\underline{\text{ma}} \quad E = I_1 + I_2 + J_{12} = \cancel{I_1} + I_2 + \epsilon_1 - \cancel{I_1}$$

Il metodo Hartree-Fock

$$\epsilon_i = E - I_i$$

$$\epsilon_i \approx IE \quad \text{Ionization Energy}$$

APPROSSIMAZIONE di KOOPMANS

Il tutto può essere esteso al caso di atomo con $2N$ elettroni

Nel caso di shell complete, ho una sola possibilità di distribuire gli elettroni negli spin-orbitali e la funzione d'onda sarà un unico determinante di Slater.

$$\psi(1,2, \dots, 2N) = \frac{1}{\sqrt{(2N)!}} \begin{vmatrix} \psi_1\alpha(1) & \psi_1\beta(1) & \dots & \psi_N\alpha(1) & \psi_N\beta(1) \\ \psi_1\alpha(2) & \psi_1\beta(2) & \dots & \psi_N\alpha(2) & \psi_N\beta(2) \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ \psi_1\alpha(2N) & \psi_1\beta(2N) & \dots & \psi_N\alpha(2N) & \psi_N\beta(2N) \end{vmatrix}$$

Nel caso di shell complete, ho una sola possibilità di distribuire gli elettroni negli spin-orbitali e la funzione d'onda sarà un unico determinante di Slater.

Per un atomo con $2N$ elettroni l'hamiltoniana è:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{j=1}^{2N} \nabla_j^2 - \sum_{j=1}^{2N} \frac{Z}{r_j} + \sum_{j=1}^{2N} \sum_{j>i} \frac{1}{r_{ij}}$$
$$= \sum_{j=1}^{2N} H_j + \sum_{j=1}^{2N} \sum_{j>i} \frac{1}{r_{ij}}$$

$$E = \langle \psi(1,2, \dots 2N) | H | \psi(1,2, \dots 2N) \rangle$$

$$E = 2 \sum_{j=1}^N I_j + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (2J_{ij} - K_{ij})$$

$$I_j = \langle \psi_j | H_j | \psi_j \rangle$$

$$= \int d\mathbf{r} \psi_j^*(\mathbf{r}) H_j \psi_j(\mathbf{r})$$

$$E = 2 \sum_{j=1}^N I_j + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (2J_{ij} - K_{ij})$$

$$J_{ij} = \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \psi_i^*(\mathbf{r}_1) \psi_j^*(\mathbf{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \psi_i(\mathbf{r}_1) \psi_j(\mathbf{r}_2)$$

integrali di Coulomb

$$E = 2 \sum_{j=1}^N I_j + \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (2J_{ij} - K_{ij})$$

$$K_{ij} = \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \psi_i^*(\mathbf{r}_1) \psi_j^*(\mathbf{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \psi_i(\mathbf{r}_2) \psi_j(\mathbf{r}_1)$$

integrali di scambio

$$\hat{F}(\mathbf{r}_1)\psi_i(\mathbf{r}_1) = \varepsilon_i\psi_i(\mathbf{r}_1) \quad i = 1, 2, \dots, N$$

Equazioni di Hartree Fock

$$\hat{F}(\mathbf{r}_1) = \hat{h}(\mathbf{r}_1) + \sum_{j=1}^N 2\hat{J}_j(\mathbf{r}_1) - \hat{K}_j(\mathbf{r}_1)$$

Operatore di Fock

$$\hat{h}(\mathbf{r}_1) = -\frac{1}{2}\nabla_1^2 - \frac{Z}{r_1}$$

$$\hat{J}_j(\mathbf{r}_1)\psi_i(\mathbf{r}_1) = \psi_i(\mathbf{r}_1) \int d\mathbf{r}_2 \psi_j^*(\mathbf{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \psi_j(\mathbf{r}_2)$$

$$\hat{K}_j(\mathbf{r}_1)\psi_i(\mathbf{r}_1) = \psi_j(\mathbf{r}_1) \int d\mathbf{r}_2 \psi_j^*(\mathbf{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \psi_i(\mathbf{r}_2)$$

Metodo Self Consistent Field

Come per l'elio:

1. Si sceglie funzione di prova

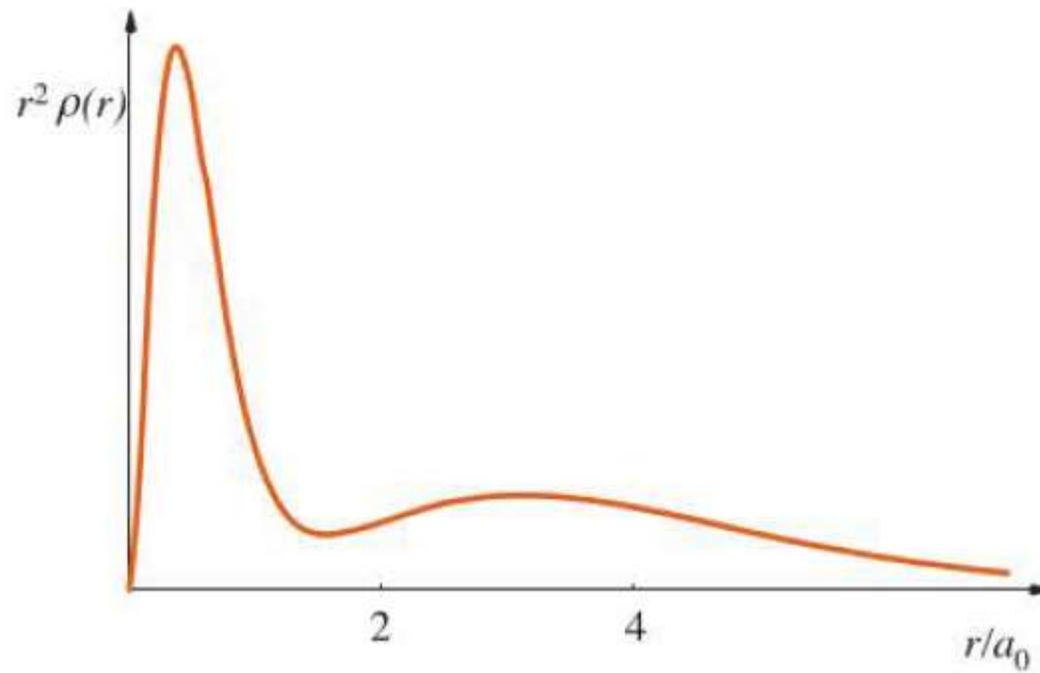
$$\psi(1,2,\dots,2N) = \frac{1}{\sqrt{(2N)!}} \begin{vmatrix} \psi_1\alpha(1) & \psi_1\beta(1) & \dots & \psi_N\alpha(1) & \psi_N\beta(1) \\ \psi_1\alpha(2) & \psi_1\beta(2) & \dots & \psi_N\alpha(2) & \psi_N\beta(2) \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots & \vdots \\ \psi_1\alpha(2N) & \psi_1\beta(2N) & \dots & \psi_N\alpha(2N) & \psi_N\beta(2N) \end{vmatrix}$$

2. Si trovano autovalori e autovettori soluzioni delle equazioni di HF

$$\hat{F}(\mathbf{r}_1)\psi_i(\mathbf{r}_1) = \varepsilon_i\psi_i(\mathbf{r}_1) \quad i = 1,2,\dots,N$$

3. Si scrive la nuova funzione di prova e si ripete finchè non si minimizza l'energia totale E

Il metodo HF fornisce la densità elettronica in cui si possono riconoscere le diverse shell. Ad esempio per il litio (N=3), si vedono due massimi corrispondenti alle shell 1 e 2



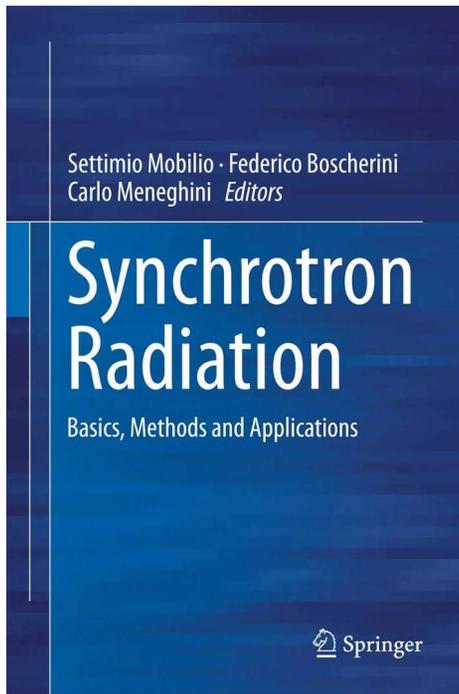
L'approssimazione di Koopmans per il calcolo delle binding energies ha due importanti limiti:

1. Il metodo HF non descrive la correlazione tra elettroni

2. Calcola l'energia degli ioni assumendo di poterli descrivere con gli stessi orbitali con cui sono stati descritti gli atomi nel loro stato fondamentale (frozen orbital approximation).

Gli autovalori dello stato fondamentale delle equazioni di HF sono le energie di ionizzazione
 Dei rispettivi livelli (Koopmans)

Electron removed	Resulting orbital occupancy	Ionization energies/MJ·mol ⁻¹		
		Koopmans's approximation	Direct Hartree-Fock calculation	Experimental
<i>Neon</i>				
1s	1s ² 2s ² 2p ⁶	86.0	83.80	83.96
2s	1s ² 2s ² 2p ⁶	5.07	4.76	4.68
2p	1s ² 2s ² 2p ⁵	2.23	1.92	2.08
<i>Argon</i>				
1s	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶	311.4	308.25	309.32
2s	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁶	32.35	31.33	
2p	1s ² 2s ² 2p ⁵ 3s ² 3p ⁶	25.13	24.01	23.97
3s	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ³ 3p ⁶	3.35	3.20	2.82
3p	1s ² 2s ² 2p ⁶ 3s ² 3p ⁵	1.55	1.43	1.52



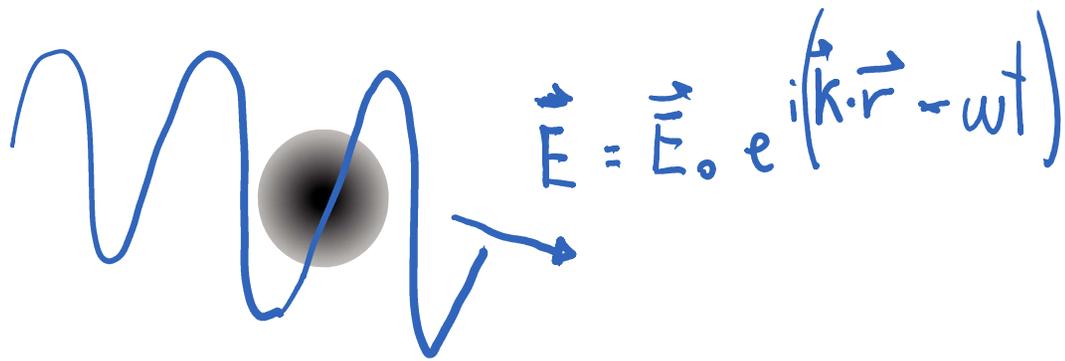
Capitolo 9
G. Stefani e C. Mariani
Photoemission Spectroscopy

NEXAFS Studies of Molecular Orientations at Molecule-Substrate Interfaces

Dong-Chen Qi, Wei Chen, Prof. Andrew T. S. Wee

<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/9783527653171.ch5>

Consideriamo atomo o molecole isolate. Sia H_0 l'Hamiltoniano che li descrive Ψ_A la f.o. dello stato fondamentale



Il campo \vec{E} rappresenta una perturbazione del sistema

La probabilità che la perturbazione ΔH data dal campo provochi la transizione del sistema da ψ_A a ψ_B , è data dalle regole d'oro di Fermi:

$$P_{A \rightarrow B} \propto |\langle \psi_B | \Delta H | \psi_A \rangle|^2 \rho(E_B)$$

e la transizione avviene solo se $\hbar\omega = E_B - E_A$

$\rho(E_B)$ è la densità di stati con energia E_B

Nell' approssimazione di dipolo, l'e⁻ è immerso in un campo elettrico $\vec{E} = \hat{e} E_0$, spazialmente costante

Posso usare l'elettrostatica per dire che un e⁻ in \vec{r} ha

energia $-\int_{0 \rightarrow \vec{r}} \vec{F} \cdot d\vec{r} = +e \int_{0 \rightarrow \vec{r}} \hat{e} E_0 d\vec{r} \approx +e E_0 \hat{e} \cdot \vec{r}$

$\propto \vec{p} E_0$ p momento di dipolo

è l'approssimazione di dipolo

si basa su due assunzioni

- \vec{E} costante spazialmente ($\lambda \gg r_{\text{atomica}}$)
- \vec{E} oscilla lentamente rispetto alle velocità dell'elettrone (e così posso scrivere $W = -\int \vec{F} \cdot d\vec{r}$ come usuali uso elettrostatico)

Esempio:

$$h\nu = 1486.7 \text{ eV (Al K}\alpha) \rightarrow \lambda = \frac{12398}{1486.7} \approx 8 \text{ \AA}$$

Un atomo ha raggio $\sim 1-3 \text{ \AA}$ OK. la prima condizione

$$h\nu = 1486.7 \Rightarrow \nu = \frac{1486.7 \cdot 16 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{6.6 \cdot 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}} \approx 3.6 \cdot 10^{13} \Rightarrow T \approx 3 \cdot 10^{-14} \text{ s}$$

Un e^- in un atomo ha velocità $\approx \frac{Zc}{n}$
stato fondamentale $n=1$ $\approx 2Z \cdot 10^6$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \hbar c} = \frac{1}{137} \text{ costante di struttura fine}$$

$$\approx T_{\text{rotazione}} \approx \frac{2\pi \cdot \text{rot}}{Z \cdot 10^6} \approx \frac{3 \cdot 10^{-10}}{Z \cdot 10^6} \sim \frac{10^{-16}}{Z} \rightarrow \text{molto pi\`u piccolo di } T$$

OK.
la seconda

$$\star \frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2} \text{ e r legato con de Broglie; } 2\pi r = n\lambda = n \frac{h}{p}$$

Volendo arrivare all'approx. di dipolo in modo + rigoroso:

Il campo \vec{E} può sempre essere espresso come

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

con \vec{A} potenziale vettore

$$\vec{A} = \hat{e} A_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}$$

↓
direzione di \vec{E}

Risultato che la variazione dell'Hamiltoniano è:

$$\Delta H = \frac{e}{mc} \vec{A} \cdot \vec{p}$$

Sostituendo: $P_{A \rightarrow B} \propto \left| \langle B | e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \hat{e} \cdot \vec{p} | A \rangle \right|^2$

APPROSSIMAZIONE di DIPOLO: $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}} \approx 1 + \vec{k}\cdot\vec{r} \approx 1$

sto dicendo che il campo, spazialmente, non varia in lunghezze paragonabili a quelle atomiche.

$$P_{A \rightarrow B} \propto \left| \langle B | \hat{e} \cdot \vec{p} | A \rangle \right|^2$$

L'operatore momento \vec{p} può essere scritto come $\vec{p} = \frac{im}{\hbar} [H, \vec{r}]$

sfruttando le regole di commutazione

NOTA

$$H = \sum_{j=x,y,z} \frac{p_j^2}{2m} + V(x,y,z)$$

$$[H, x] = \left[\sum \frac{p_j^2}{2m}, x \right] + \left[V(x,y,z), x \right] = 0$$

$$= \left[\frac{p_x^2}{2m}, x \right] \quad (p_y \text{ e } p_z \text{ commutano con } x)$$

$$= \sum \frac{2}{2m} p_x [p_x, x]$$

$$= \frac{-i\hbar}{m} p_x$$

$$[p_x^2, x] = [p_x p_x, x]$$

$$[AB, C] = A[B, C] + [A, C]B$$

$$\Rightarrow p_x = \frac{im}{\hbar} [H, x]$$

$$P_{A \rightarrow B} \propto |\hat{e} \langle B | [H, \vec{r}] | A \rangle|^2$$

$$\propto |\hat{e} \cdot \langle B | H \vec{r} - \vec{r} H | A \rangle|^2 = |\hat{e} \cdot (\langle B | H \cdot \vec{r} | A \rangle - \langle B | \vec{r} \cdot H | A \rangle)|^2$$

$$\propto \left| (E_B - E_A) \langle B | \hat{e} \cdot \vec{r} | A \rangle \right|^2$$

$$\propto \left| \langle B | \hat{e} \cdot \vec{r} | A \rangle \right|^2$$

La regola d'oro di Fermi in approssimazione di dipolo:

$$P_{A \rightarrow B} \propto |\langle B | \hat{e} \cdot \vec{r} | A \rangle|^2$$

implica le seguenti regole di selezione:

$$\Delta l = \pm 1, \Delta s = 0$$

Fotoemissione da atomi di elio

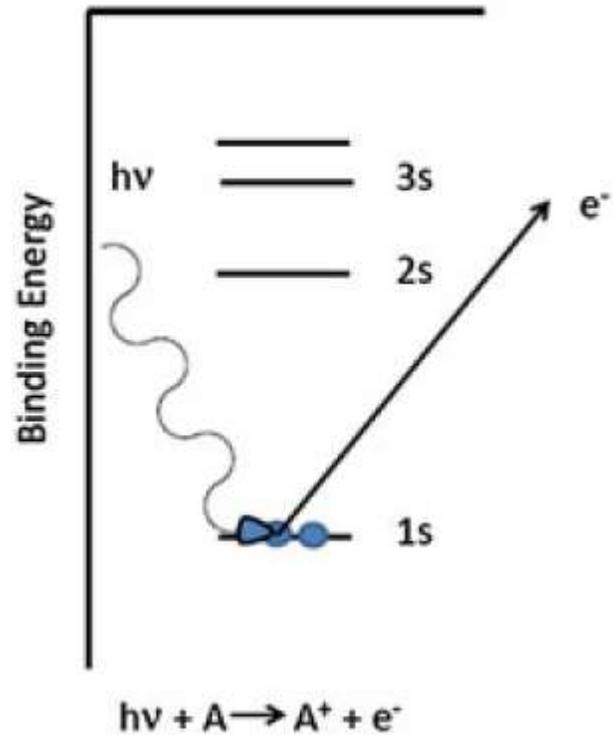
Lo stato fondamentale è zero

$$|\Psi_A^{(N)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \begin{vmatrix} \phi_1(1) & \dots & \phi_N(1) \\ \vdots & & \vdots \\ \phi_1(N) & \dots & \phi_N(N) \end{vmatrix}$$

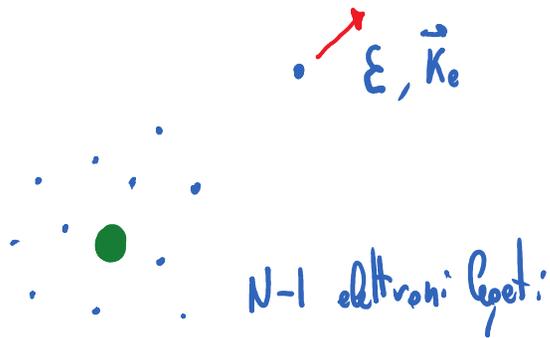
$$|\Psi_A^{(N)}\rangle = \hat{A}(\phi_j(\vec{r}_j, \sigma_j); \Psi_{R_{\text{residua}}}^{(N-1)})$$

per l'elio, $N=2$

$\phi_j(\vec{r}_j)$ è l'orbitale dell'elettrone che verrà estratto



Lo stato finale Ψ_B descrive gli elettroni dopo che uno di loro è stato fotoemesso



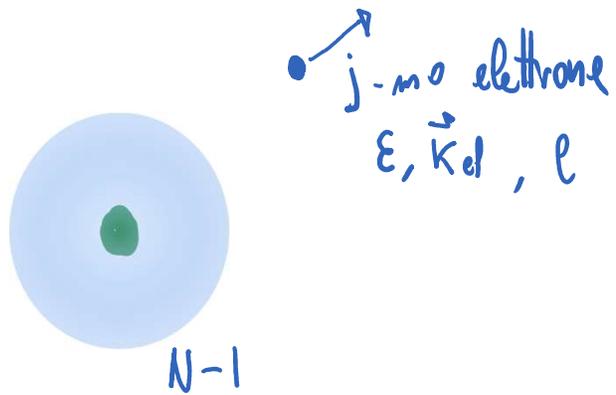
SUDDEN APPROXIMATION

l'elettrone emesso non risente più dell'interazione con l'atomo

(OK se E_{kin} abbastanza grande)

il suo stato è di particella libera, con dati $\epsilon, \vec{k}_e, l, s$

$$|\Psi_B^{(N)}\rangle = \hat{A}(\epsilon_e; |\Psi_B^{(N-1)}\rangle)$$



$$P_{\alpha} \sum_B \left| \hat{\epsilon} \cdot \langle \epsilon e | \vec{r}_j | \phi_j(\vec{r}_j, \sigma_j) \rangle \langle \Psi_B^{(N-1)} | \Psi_R^{(N-1)} \rangle \right|^2$$

basta che $E_A^N + h\nu = E_B^{N-1} + \epsilon$

Nell'approssimazione di Koopmans, si assume che gli stati degli N-1 elettroni rimasti nell'atomo siano esattamente uguali a come erano prima del processo di fotoemissione (**frozen orbital** o **frozen core**)

In queste condizioni, la probabilità

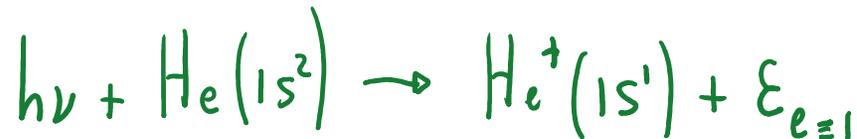
$$\left| \hat{\epsilon} \cdot \langle \epsilon_e | \vec{r}_j | \phi_j(\vec{r}_j, \sigma_j) \rangle \langle \Psi_B^{(N-1)} | \Psi_R^{(N-1)} \rangle \right|^2$$

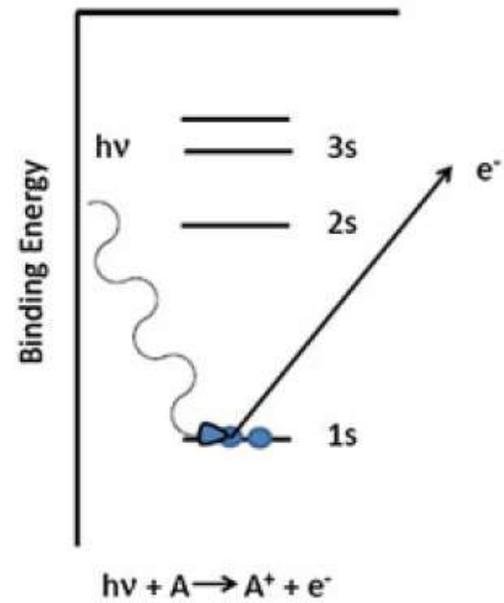
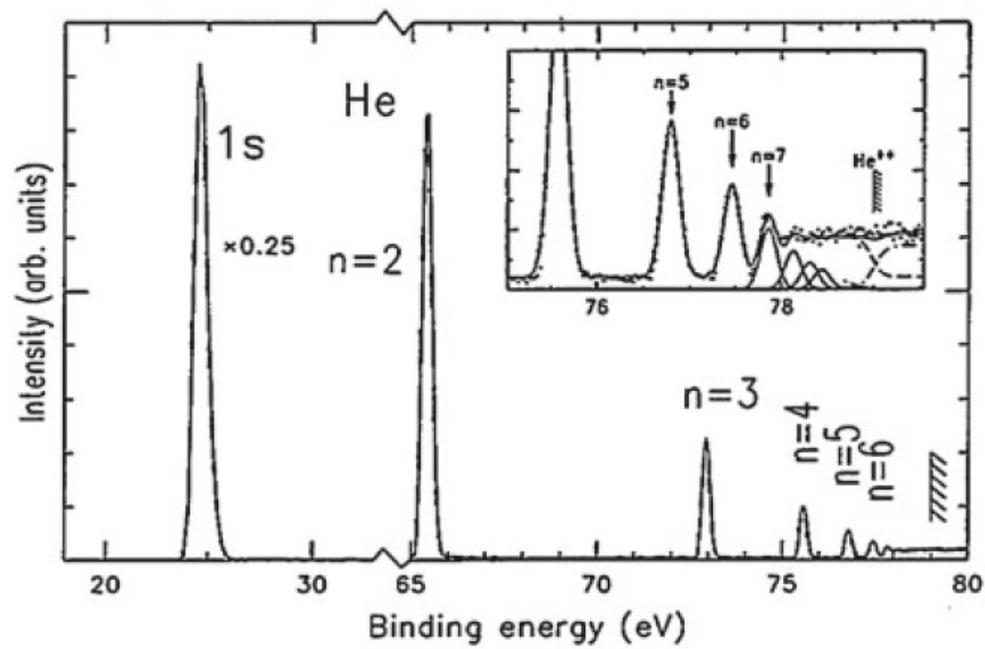
è diversa da zero solo se

$$\Psi_B^{(N-1)} = \Psi_R^{(N-1)}$$

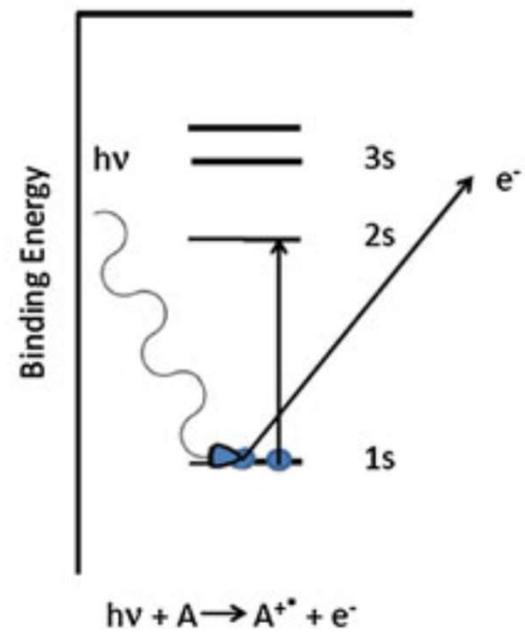
(ogni altra configurazione Ψ_R sarebbe \perp a Ψ_B)

Nel caso He solo:





Satellite Process



Se non applico la approssimazione *frozen core* e ricalcolo gli stati dopo che il processo di emissione è avvenuto, trovo altri possibili stati finali con probabilità non nulla.

$$h\nu + \text{He}(1s^2) \rightarrow \text{He}^+(1s^1) + \varepsilon_{l=1}$$

$$h\nu + \text{He}(1s^2) \rightarrow \text{He}^+(2s^1) + \varepsilon_{l=1}, \text{He}^+(3s^1) + \varepsilon_{l=1}, \text{He}^+(4s^1) + \varepsilon_{l=1}, \dots \text{He}^{++} + \varepsilon_l + \varepsilon_{l'}$$

$$h\nu + \text{He}(1s^2) \rightarrow \text{He}^+(2p^1) + \varepsilon_{l=0}, \text{He}^+(3p^1) + \varepsilon_{l=0}, \text{He}^+(4p^1) + \varepsilon_{l=0}, \dots \text{He}^{++} + \varepsilon_l + \varepsilon_{l'}$$

!!
SATELLITI

SHAKE-UP

fotone + eccitazione in stato legato

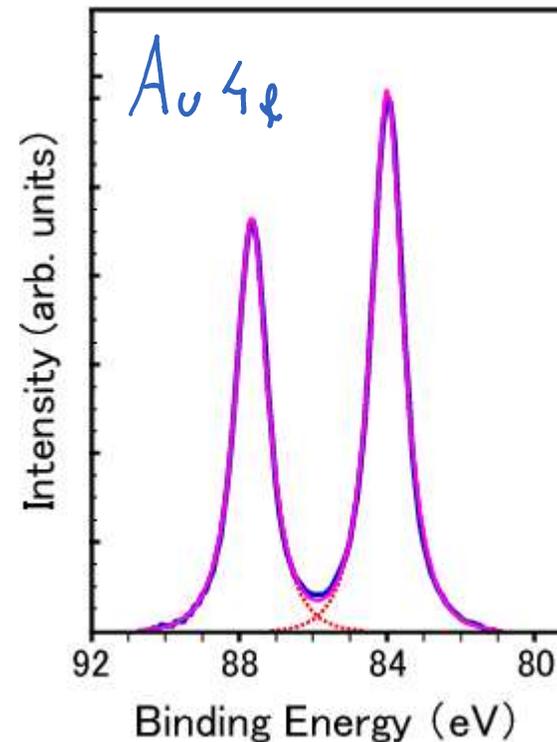
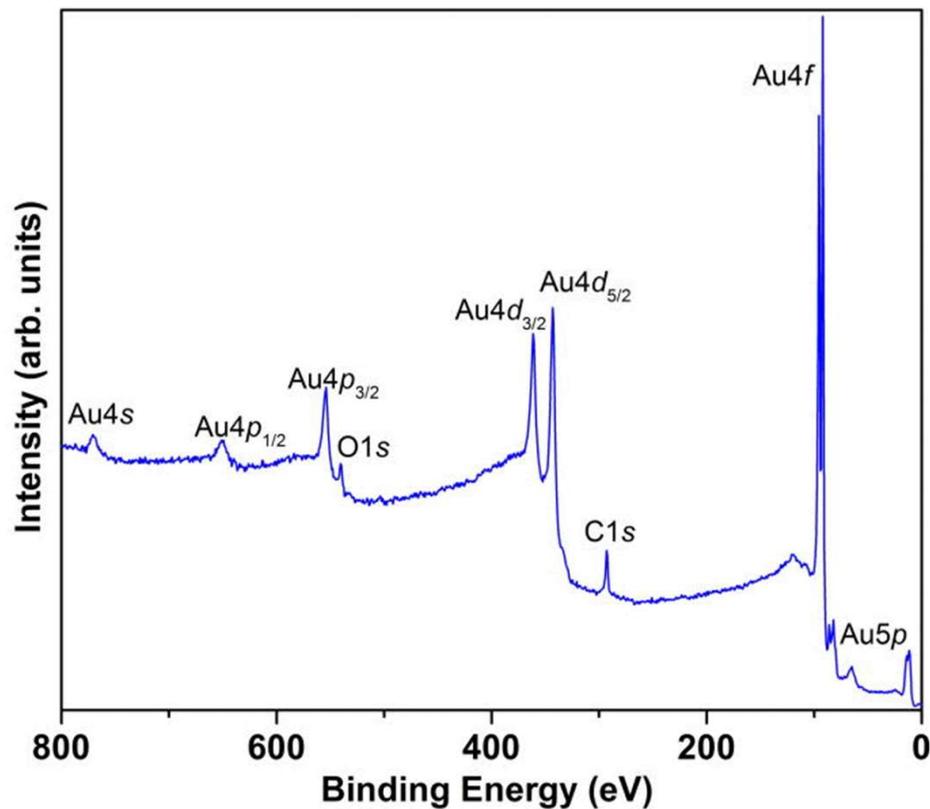
SHAKE-OFF

fotone + eccitazione in continuo

(DOPPIA IONIZZAZIONE)

Lo splitting spin-orbita

Gli elettroni fotoemessi da livelli $l \neq 0$ si dispongono in un doppietto di energie di legame diverse. Lo shift in energia dipende dall'elemento osservato mentre il rapporto tra le due componenti dipende dal livello cioè da l



In una descrizione della struttura in accoppiamento LS, ho una shell chiusa, con spin e momento angolare nulli. La loro energia non dipende dallo spin. Lo splitting osservato può essere spiegato come un effetto di stato finale.

L'elettrone che viene fotoemesso lascia l'altro elettrone dell'orbitale spaiato. L'energia dello stato finale dipende da come lo spin ($1/2$) di questo elettrone si accoppia con il momento angolare dell'orbitale stesso.

$$l \pm \frac{1}{2} \begin{cases} \nearrow j = l + \frac{1}{2} \\ \searrow j = l - \frac{1}{2} \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{con molteplicit\`a} \\ 2j + 1 \end{array}$$

Ho 2 stati finali!

In realt\`a, soprattutto per atomi con $Z > 35$, devo tener conto dell'accoppiamento spin-orbita anche nello stato fondamentale. La struttura elettronica di atomi nello stato fondamentale, soluzione dell'equazione di Dirac, contiene uno splitting dei livelli $l \neq 0$.

Au 4f

$l=3$

$$j = 3 + \frac{1}{2} = \frac{7}{2}$$

$$j = 3 - \frac{1}{2} = \frac{5}{2}$$

multiplicità

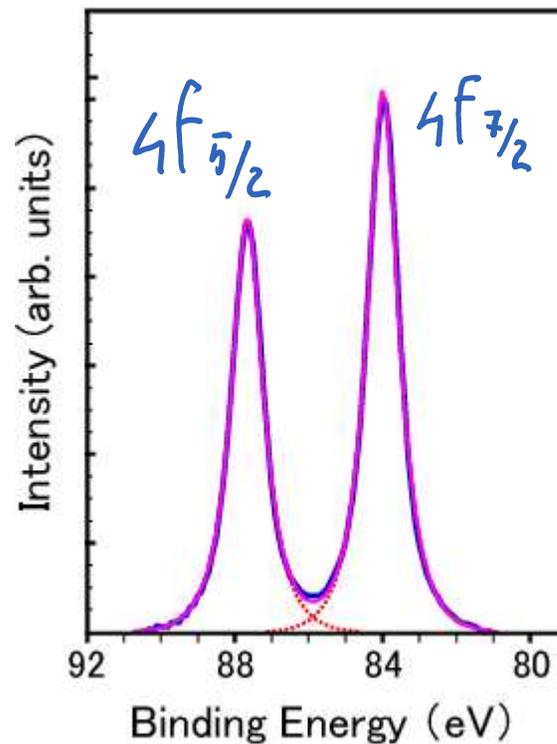
8

6



Branching ratio

4/3

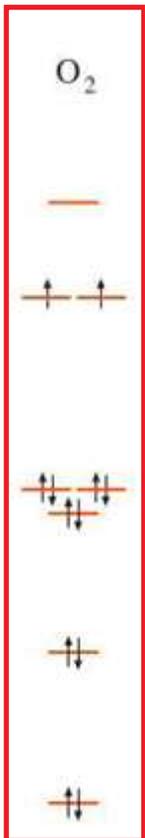


Perché E_b minore per $4f_{7/2}$?

Splitting di multipletto

O₂ è una molecola paramagnetica

I due elettroni più esterni occupano i livelli $\pi_g^* 2p_x$ e $\pi_g^* 2p_y$



Per la prima regola di Hund si mettono 1 1

Si dice che gli spin sono allineati...in realtà sappiamo che sono in uno stato di tripletto. Possono cioè essere in uno dei seguenti stati:

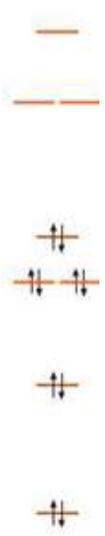
$$|\uparrow\rangle|\uparrow\rangle, |\downarrow\rangle|\downarrow\rangle, \frac{1}{\sqrt{2}} (|\uparrow\rangle|\downarrow\rangle + |\downarrow\rangle|\uparrow\rangle)$$

In campo magnetico gli spin si allineano con il campo.

O_2 è una molecola paramagnetica

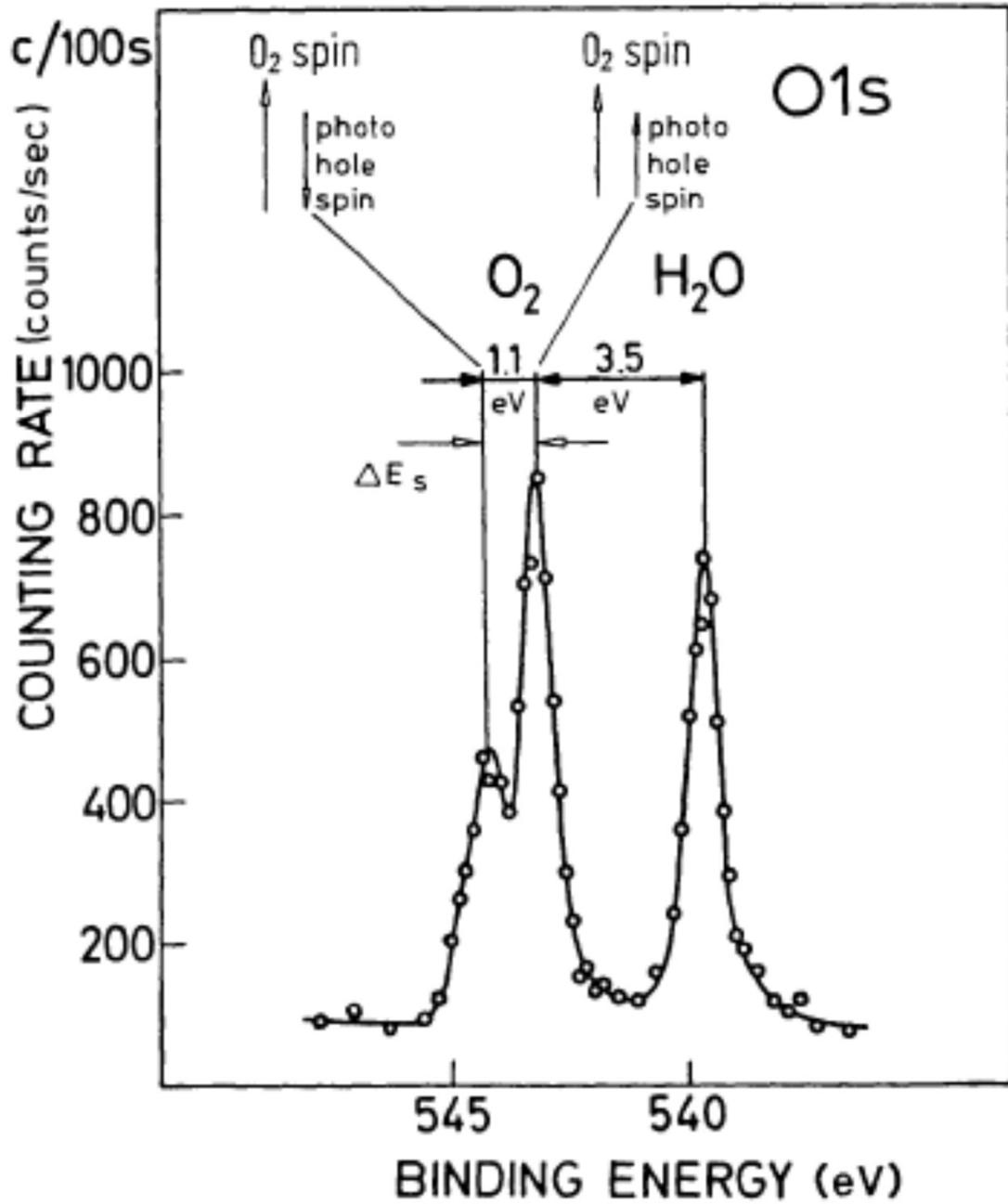


N_2



N_2 non lo è....



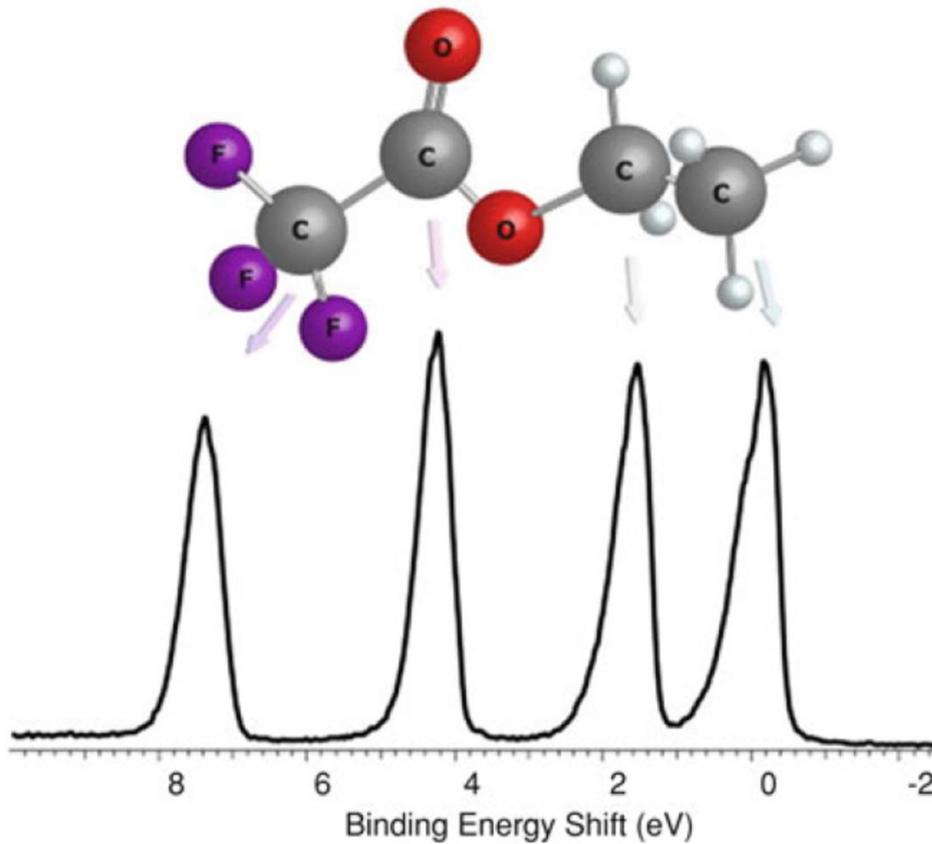


Ho **due diversi possibili stati finali**, a seconda di come avviene l'accoppiamento tra lo spin dell'elettrone rimasto spaiato e lo spin del doppietto nell'orbitale π

qui ho $S < \begin{cases} \frac{1}{2} & 2 \text{ stati} \\ \frac{3}{2} & 4 \text{ stati} \end{cases}$

Intensità relativa 1:2

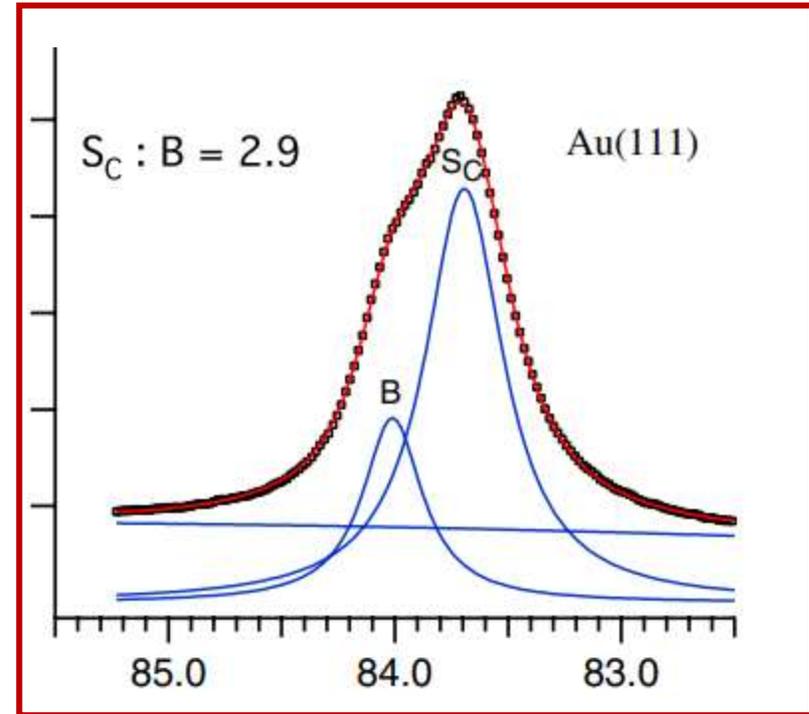
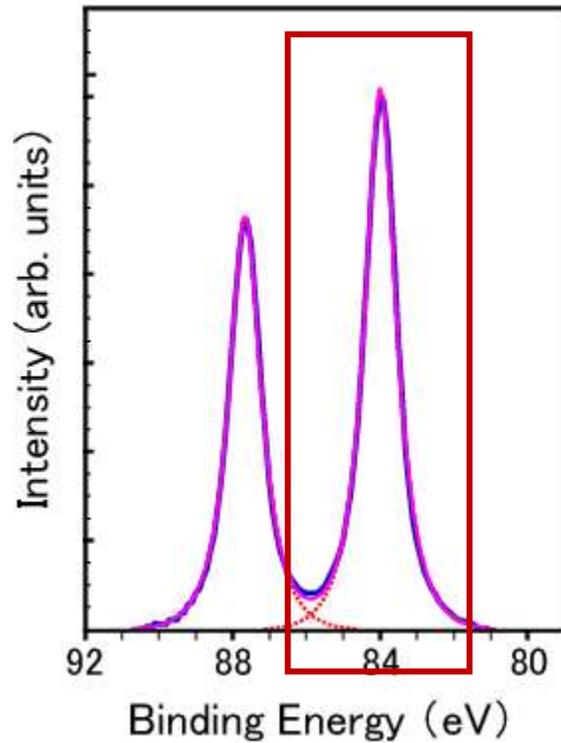
Chemical shift



ethyltrifluoroacetate

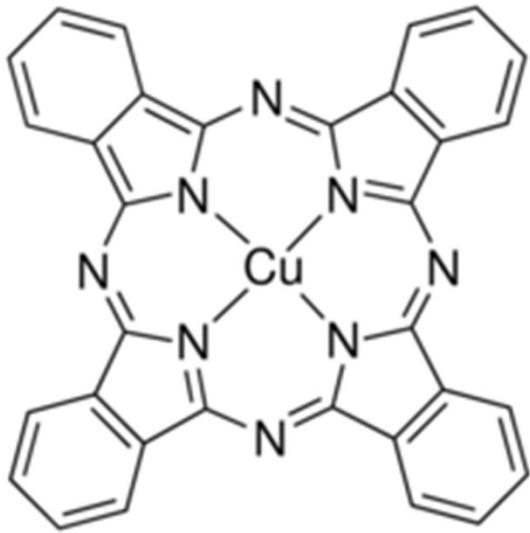
I legami chimici in cui un atomo è coinvolto influenzano sia stato iniziale che stato finale del processo di fotoemissione. Spesso, ma non sempre, le posizioni relative tra le binding energy possono essere comprese in termini elettrostatici.

Chemical shift: surface core level shift

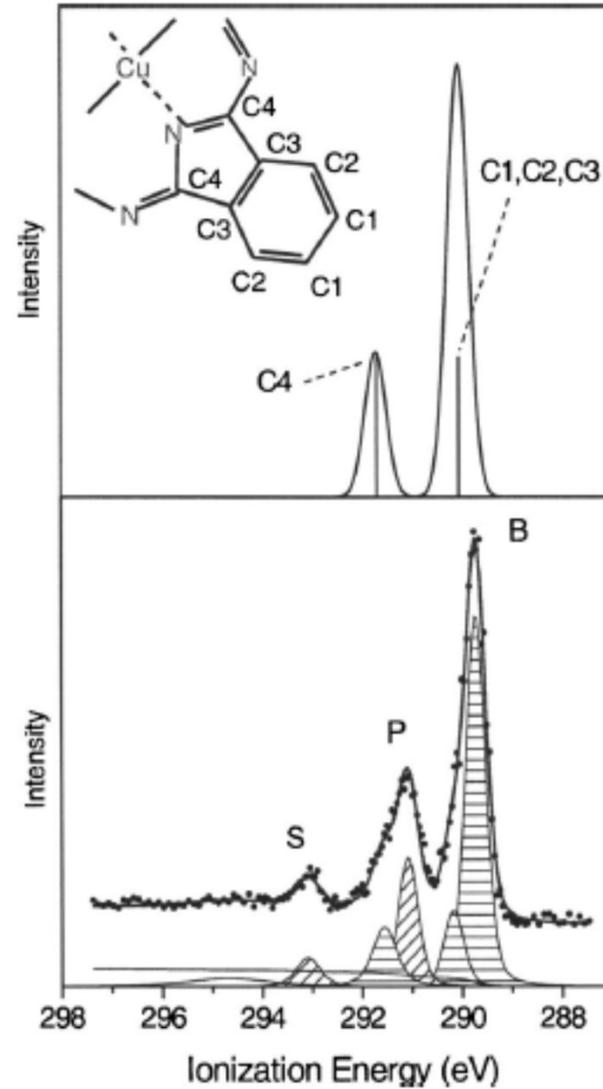


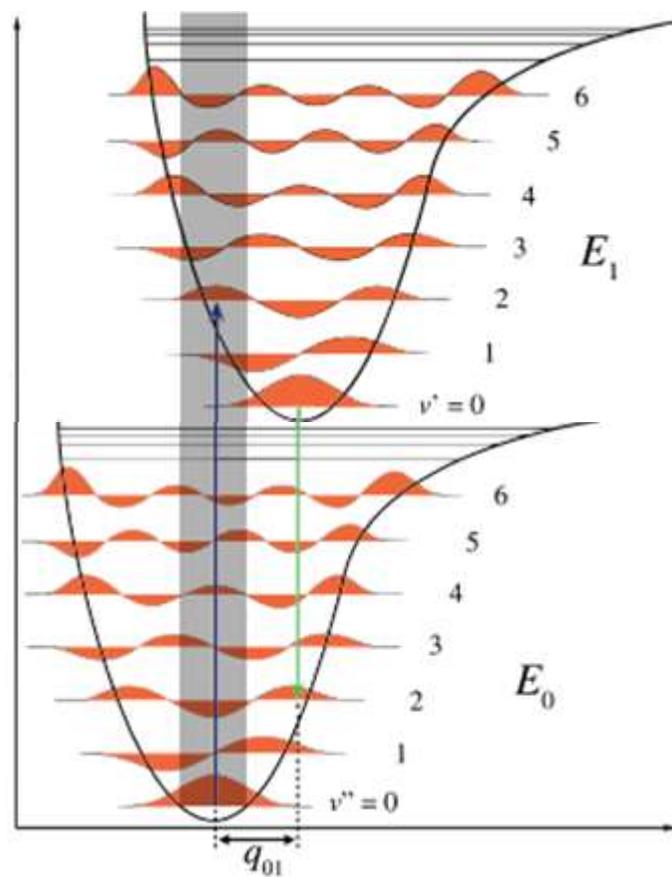
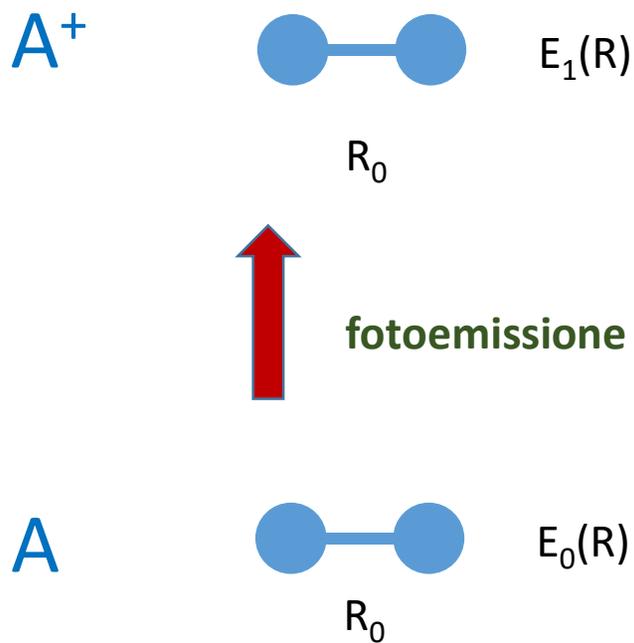
Gli atomi della superficie sono sottocoordinati rispetto a quelli che vivono nel bulk. In particolare, avranno un eccesso di elettroni (perché impiegati in legami con primi vicini); ci sarà un effetto schermo maggiore della buca che si forma nel processo di fotoemissione. Di conseguenza, l'elettrone fotoemesso si sentirà meno legato alla buca e avrà una energia cinetica maggiore (binding minore....)

Shake-up nelle molecole

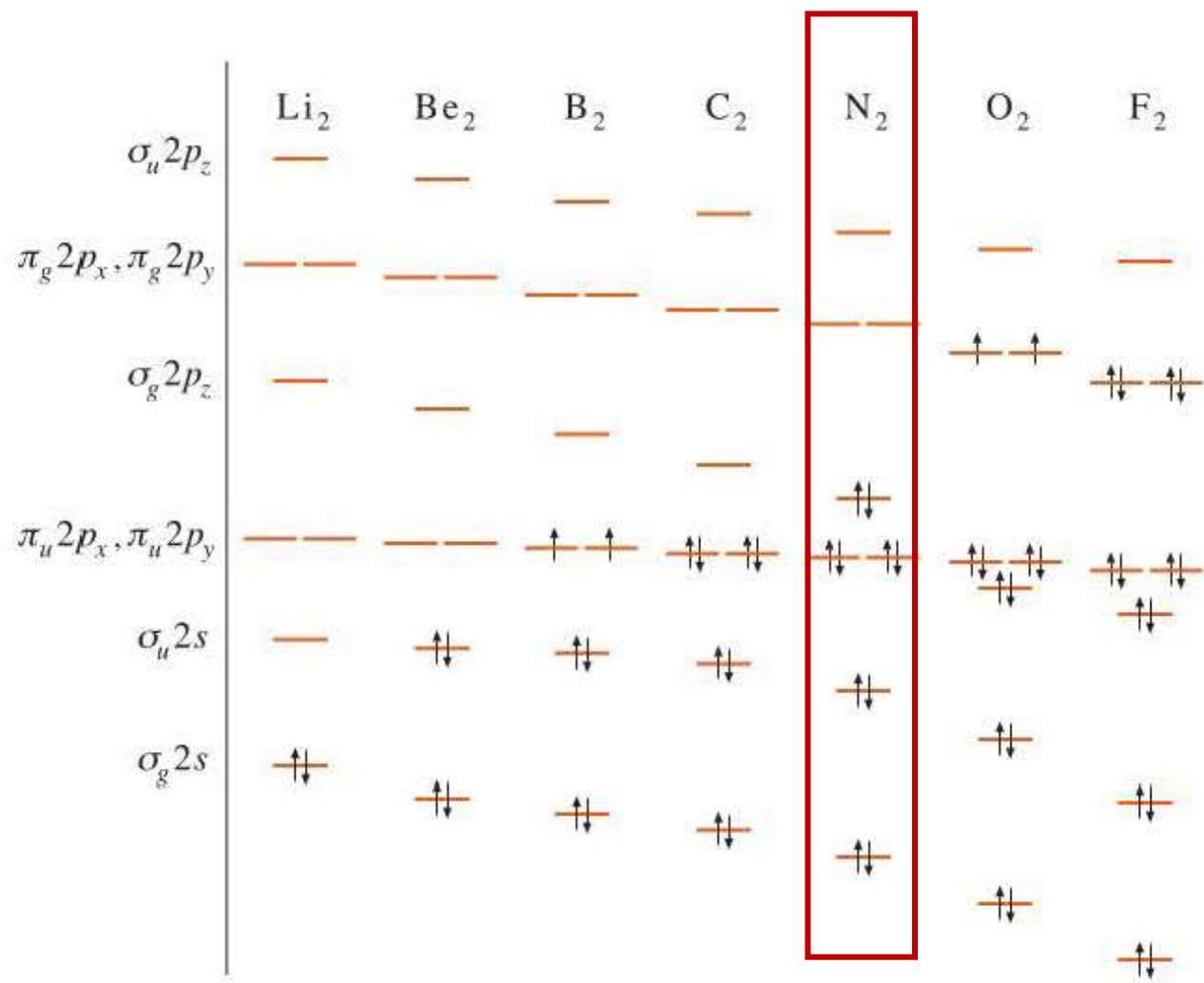


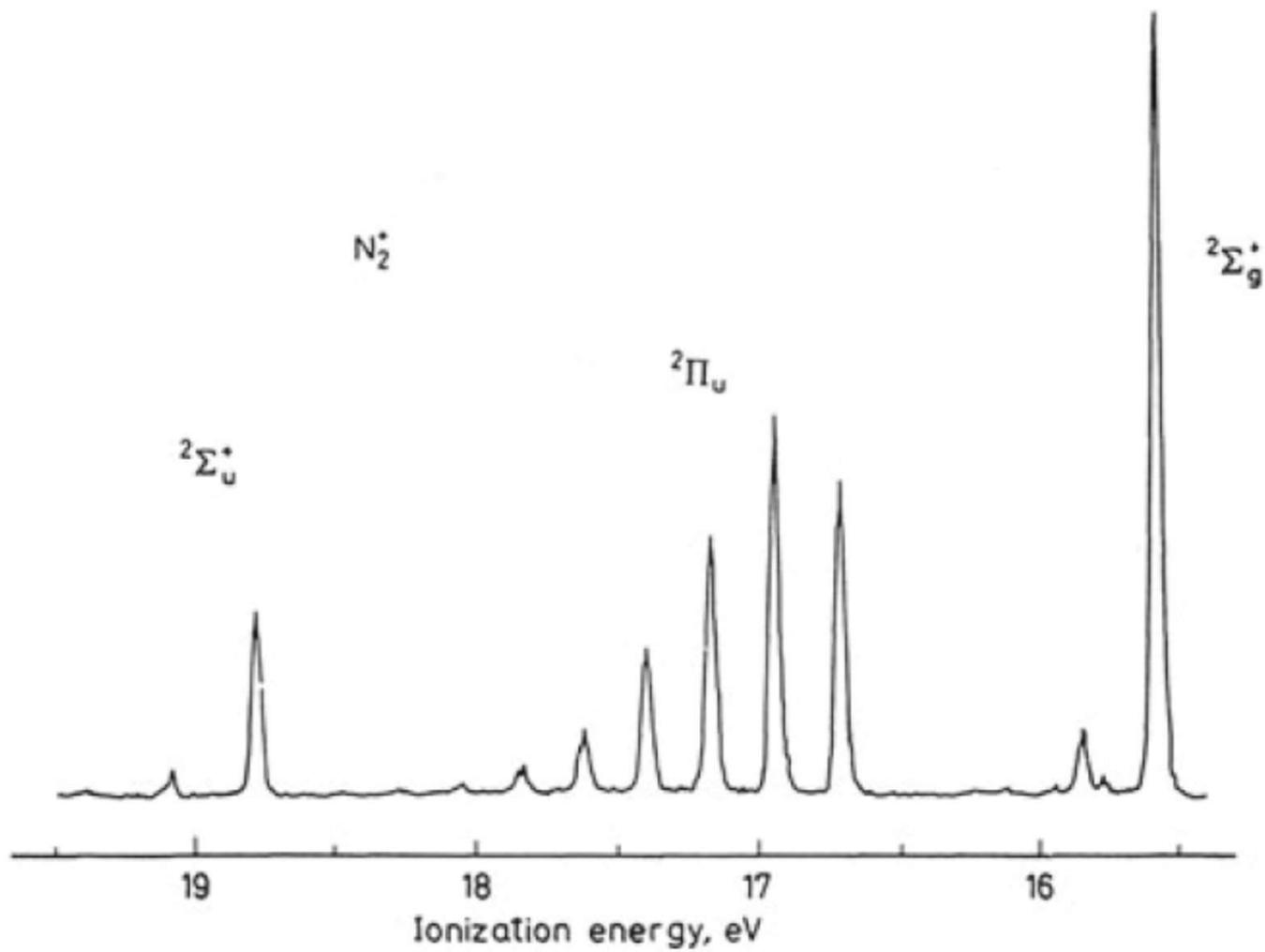
CuPc, Copper Phthalocyanine





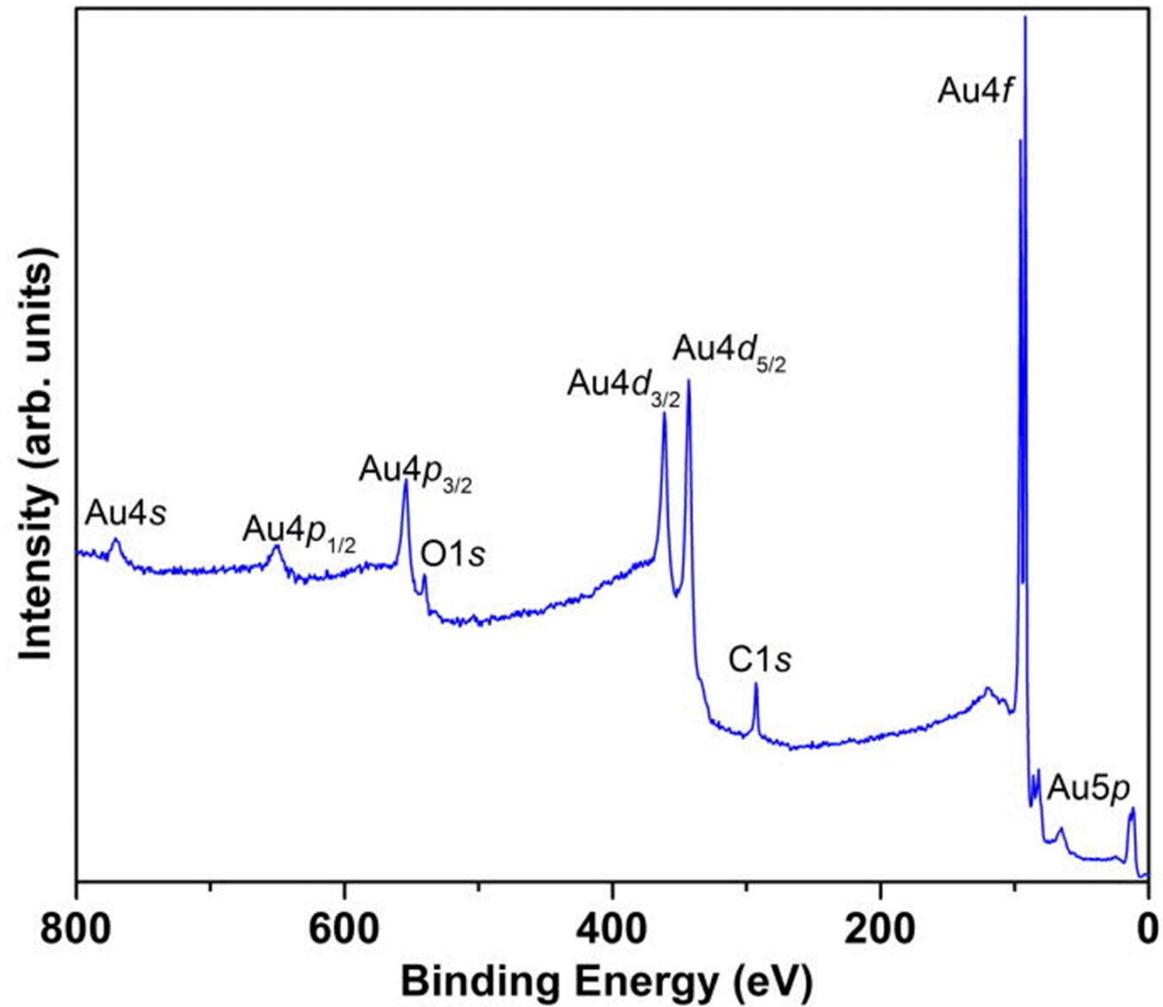
Parte dell'energia dell'elettrone fotoemesso viene impiegata per attivare modi vibrazionali $v'=1,2,3...$





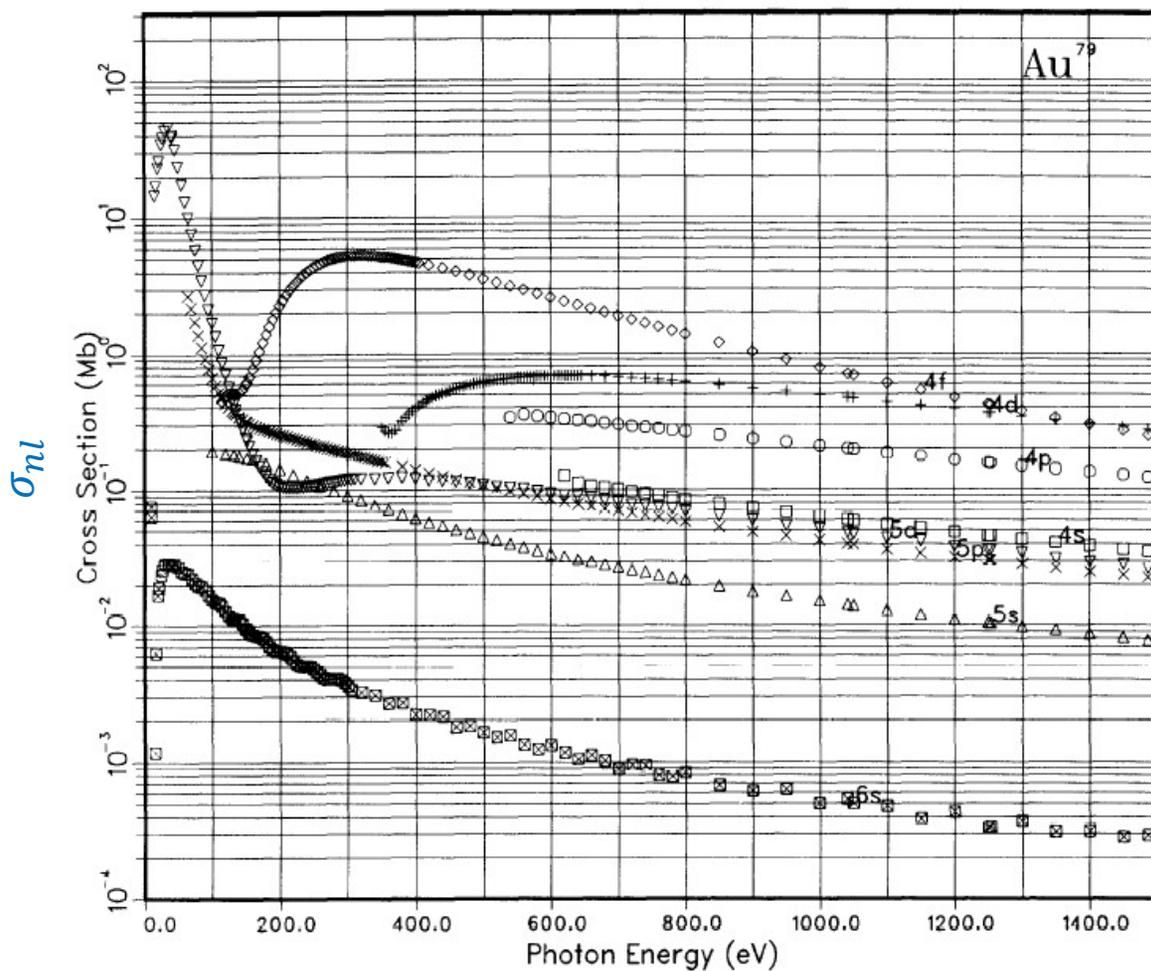
XPS: Analisi quantitativa

Oltre che a riconoscere la composizione chimica di un materiale, la fotoemissione può essere usata in modo quantitativo per determinare la stechiometria del sistema. Con cautela però....



Partendo dalla regola di Fermi, sommando su tutti i possibili stati finali in cui il fotoelettrone può essere promosso, posso calcolare la sezione d'urto $\sigma_{nl}(h\nu)$ per un fotone di energia $h\nu$ che promuove nel vuoto un elettrone dell'orbitale nl .

ATOMIC DATA AND NUCLEAR DATA TABLES 32, 1-155 (1985)



ATOMIC SUBSHELL PHOTOIONIZATION CROSS SECTIONS AND
ASYMMETRY PARAMETERS: $1 \leq Z \leq 103$

J. J. YEH and I. LINDAU

Valore di P2 ai diversi

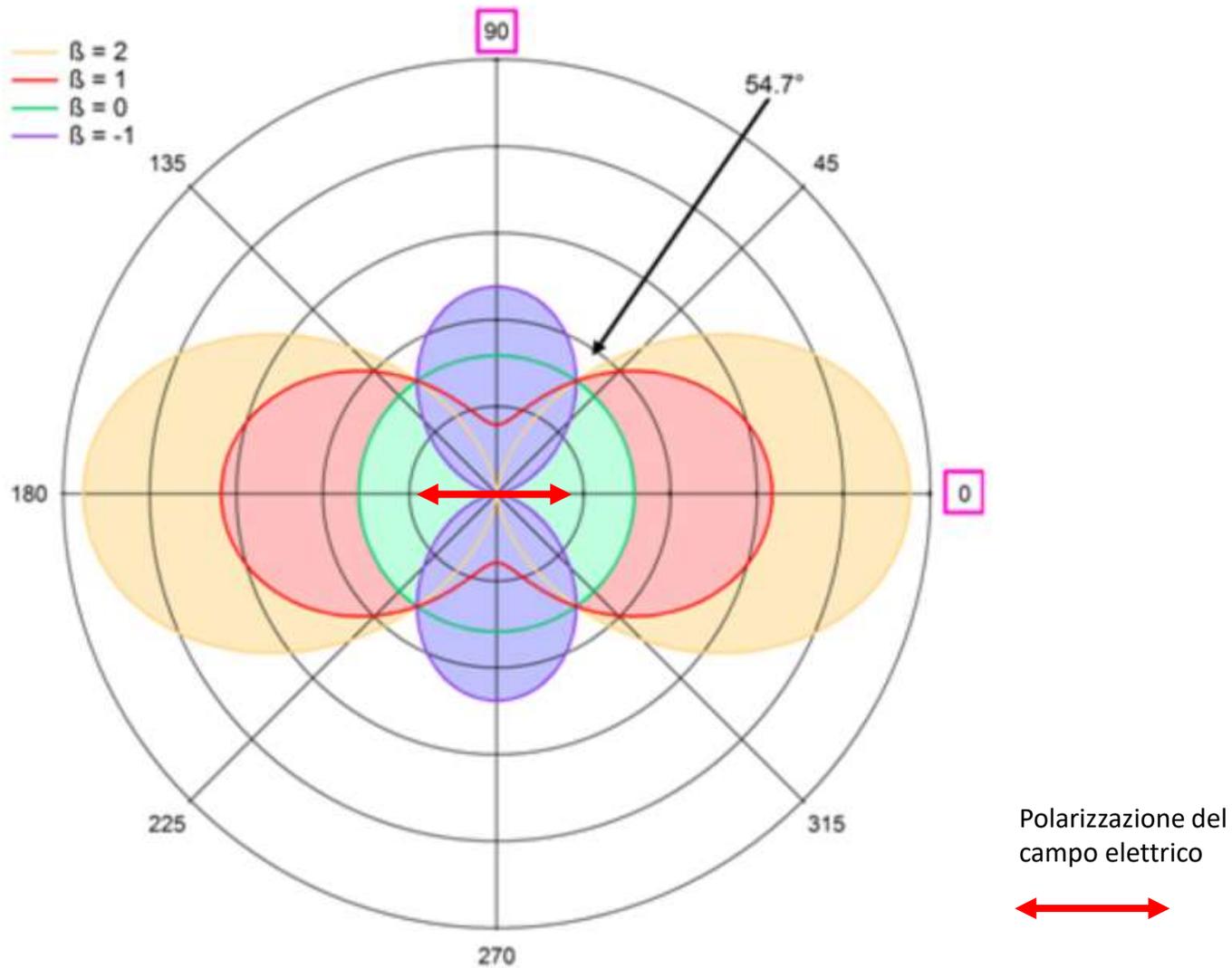
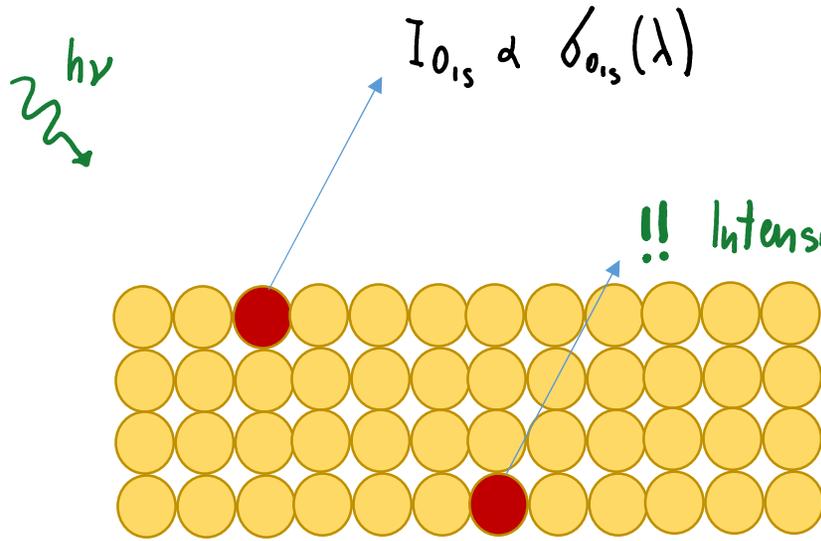


TABLE II. Atomic Subshell Asymmetry Parameters, $5 \leq Z \leq 103$

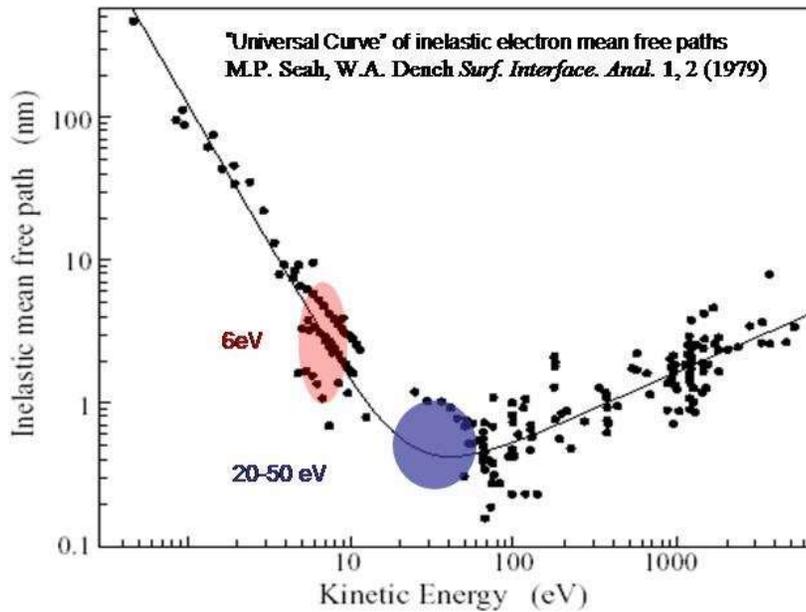
See page 6 for Explanation of Tables

		10.2	16.7	21.2	26.8	40.8	80.0	132.3	151.4	200.0	300.0	600.0	800.0	1041.0	1253.6	1486.6	8047.8	
5	B 2p	6.7	1.118	1.404	1.474	1.518	1.532	1.398	1.169	1.098	.9579	.7766	.4347	.2973	-.63E-2	.5124	-.2882	1.874
6	C 2p	9.0	.5304	1.163	1.308	1.406	1.505	1.481	1.347	1.277	1.148	.9309	.6921	.6637	.3869	1.070	-.5547	1.911
7	N 2p	11.5		.8030	1.072	1.243	1.428	1.513	1.434	1.400	1.292	1.106	.7360	.5835	.4369	.6521	.1659	1.226
8	O 2p	14.2		.2501	.7365	1.022	1.310	1.497	1.483	1.460	1.383	1.232	.9080	.7722	.6550	.5819	.5193	-.8280
9	F 2p	17.0			.2535	.7244	1.160	1.452	1.498	1.488	1.443	1.319	1.023	.8790	.7497	.6751	.6257	-.7957
10	Ne 2p	20.0			-.3960	.3209	.9739	1.386	1.486	1.491	1.471	1.385	1.123	.9878	.8626	.7645	.6958	.2460
11	Na 2p	36.3				-.2907	1.243	1.463	1.481	1.489	1.435	1.210	1.082	.9586	.8701	.7882	.5215	
12	Mg 2p	55.4					.8607	1.388	1.436	1.486	1.466	1.283	1.162	1.044	.9517	.8688	.8070	
13	Al 2p	80.9						1.215	1.332	1.452	1.486	1.340	1.232	1.120	1.033	.9535	.1941	
	Al 3p	4.9	1.850	1.085	-.2642	.1020	.9917	1.506	1.599	1.588	1.574	1.543	1.300	1.200	1.088	.9633	.8909	1.633
14	Si 2p	108.2						.8022	1.092	1.371	1.483	1.390	1.293	1.187	1.105	1.026	.3748	
	Si 3p	6.5	1.606	1.790	.8237	-.2535	.7739	1.469	1.595	1.598	1.605	1.545	1.375	1.267	1.151	1.068	.9902	-.4768
15	P 2p	138.5							.5311	1.202	1.455	1.427	1.346	1.246	1.169	1.092	.4674	
	P 3p	8.3		1.865	1.582	.71E-1	.4825	1.415	1.583	1.606	1.616	1.583	1.410	1.313	1.213	1.131	1.047	.7023
16	S 2p	171.8								.8133	1.392	1.455	1.386	1.299	1.225	1.153	.4355	
	S 3p	10.3		1.697	1.852	1.111	.1231	1.342	1.570	1.595	1.617	1.599	1.442	1.358	1.261	1.166	1.108	.1217
17	Cl 2p	208.2									1.269	1.470	1.421	1.344	1.277	1.207	.4619	
	Cl 3p	12.3		1.390	1.776	1.726	-.1939	1.250	1.545	1.579	1.619	1.611	1.477	1.394	1.299	1.236	1.153	-.1495
18	Ar 2p	247.7										1.010	1.473	1.446	1.381	1.321	1.256	.4881
	Ar 3p	14.5		1.542	1.829	-.69E-1	1.135	1.510	1.554	1.607	1.624	1.513	1.438	1.347	1.272	1.205	.3296	

!! $\beta = 2$ per tutti gli orbitali s, per questo non è riportato nella tabella



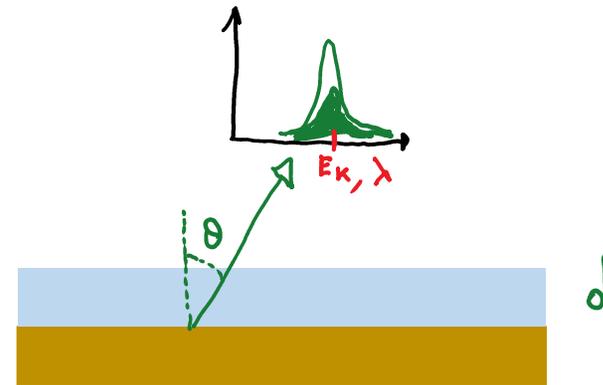
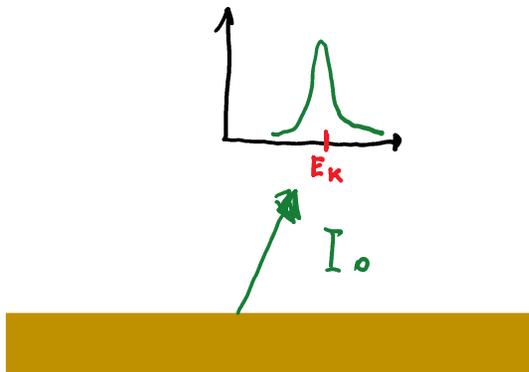
$!!$ Intensità sono ottenuta dagli urti che e^- possono avere nel mezzo



$$\lambda = \frac{143}{E^2} + 0.054 \cdot \sqrt{E}$$

In realtà si trovano anche curve che riproducono meglio il valore di λ su range di energie più ristretti e per materiali specifici.

Attenuazione dovuta alla presenza di un overlayer



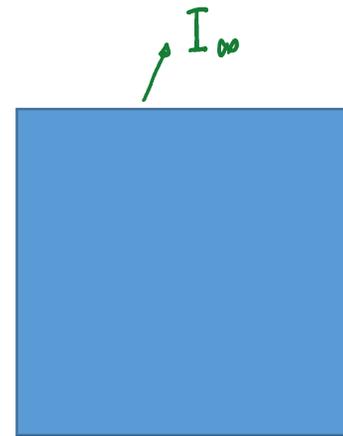
Il percorso nel mezzo è: $\frac{d}{\cos \theta}$

$$I = I_0 e^{-\frac{d}{\lambda \cos \theta}}$$

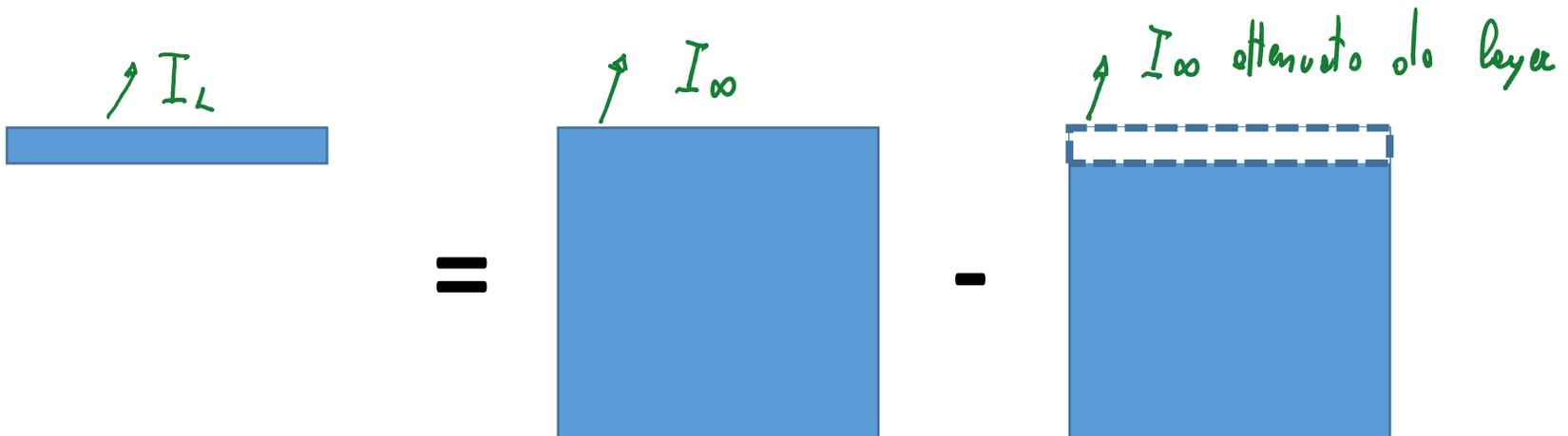
$$\lambda = \lambda(E_k)$$

Libero cammino medio

Se misuro fotoemissione dall'overlayer.....

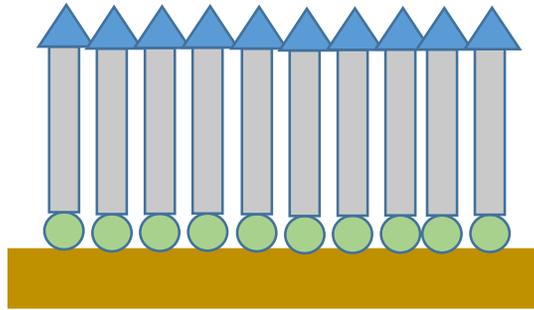


Se $d \gg \lambda$ è come se fosse $d = \infty$ e avrei una certa intensità I_∞



$$I_L = I_\infty \left(1 - e^{-\frac{d}{\lambda \cos \theta}} \right)$$

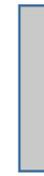
Check della stechiometria....



Esempio: SAM di alcano-tioli

● = S

▲ = NH₂



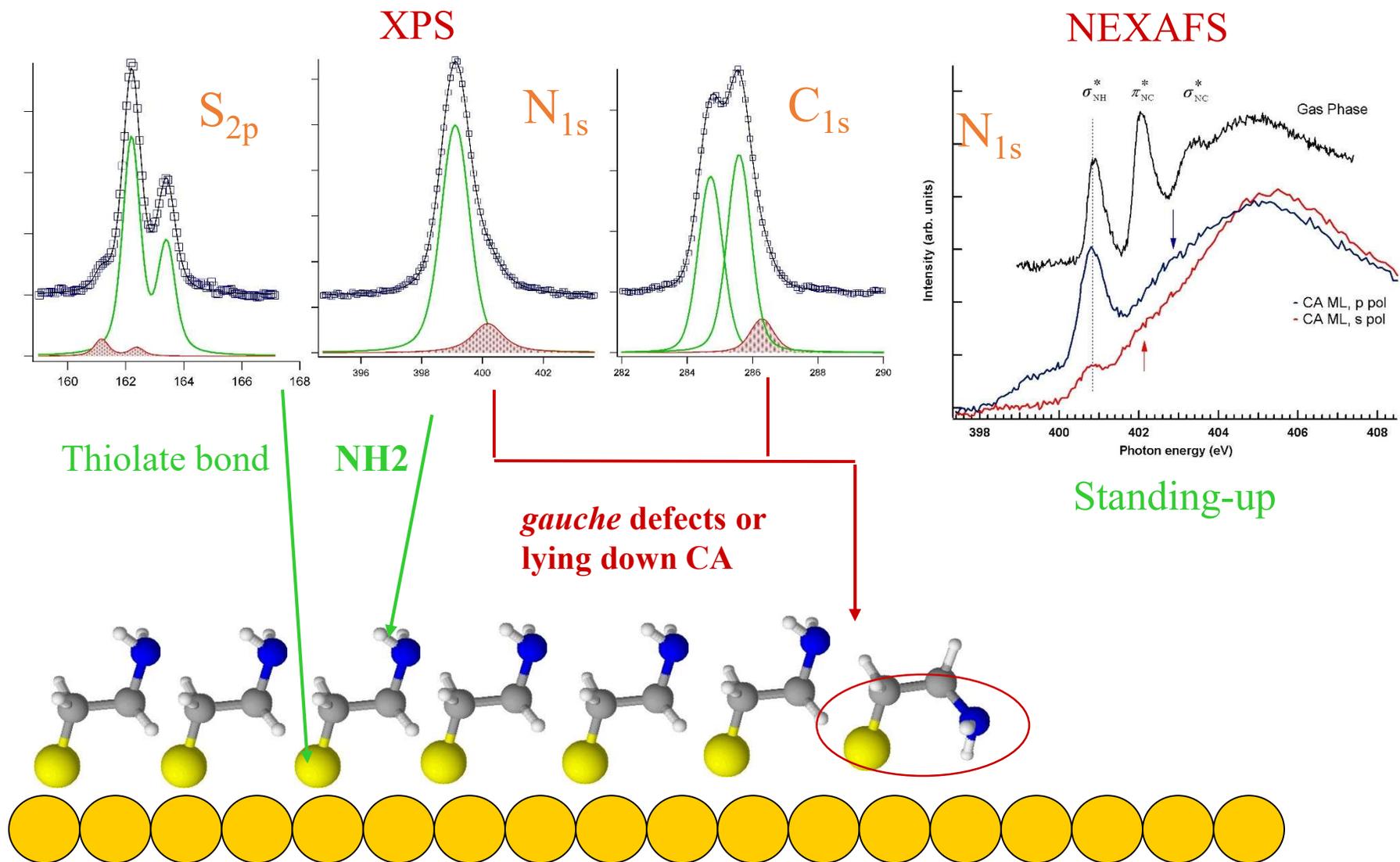
= (CH₂)_N

$$I_{N_{1s}} \propto n_{\blacktriangle} \sigma_{N_{1s}}(h\nu)$$

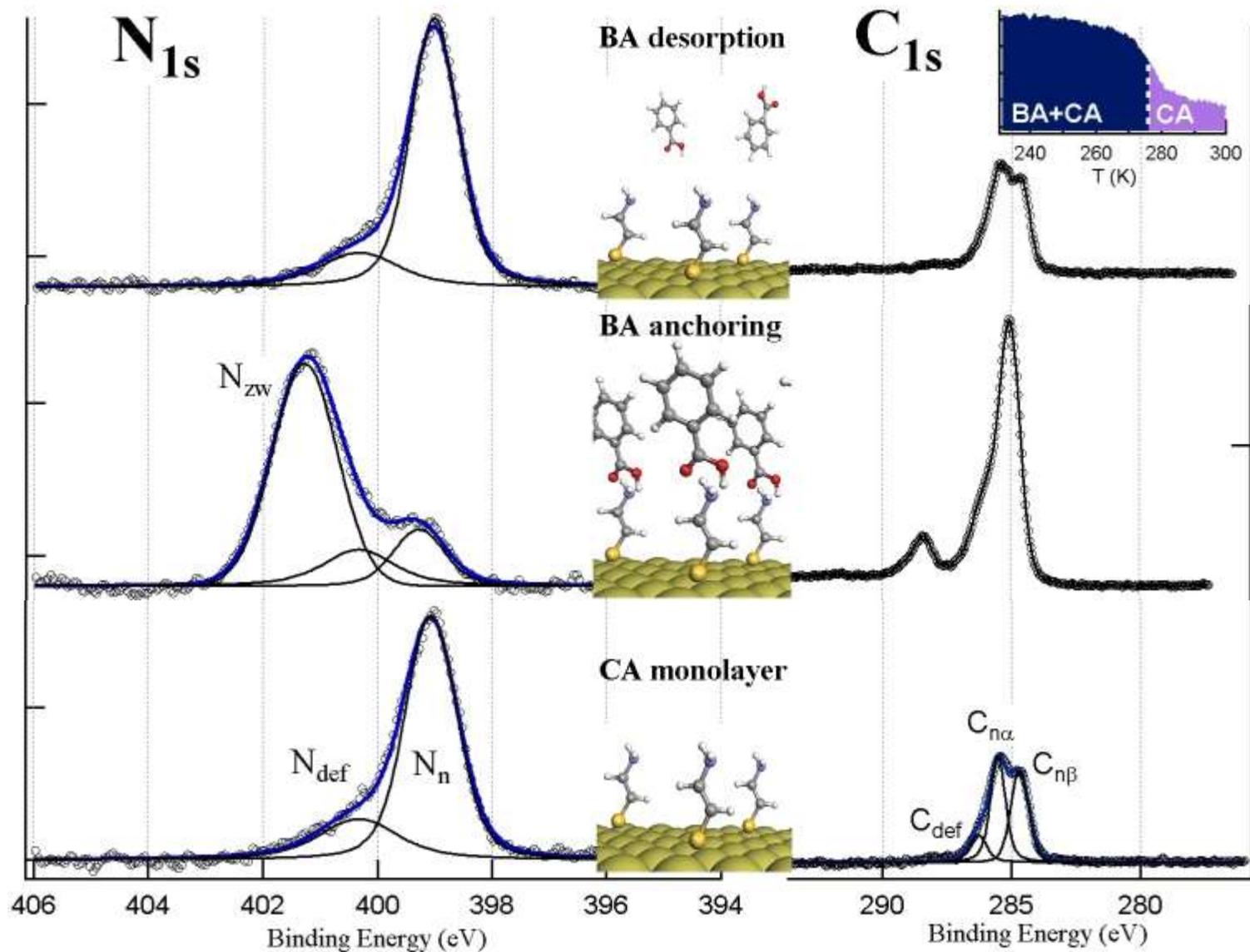
$$I_{S_{2p}} \propto n_{\bullet} \sigma_{S_{2p}}(h\nu) e^{-\frac{d}{\lambda \cos \theta}}$$

da cui ricavo $\frac{n_{\blacktriangle}}{n_{\bullet}}$ stimando d

1. Functionalization : in-situ CA monolayer formation



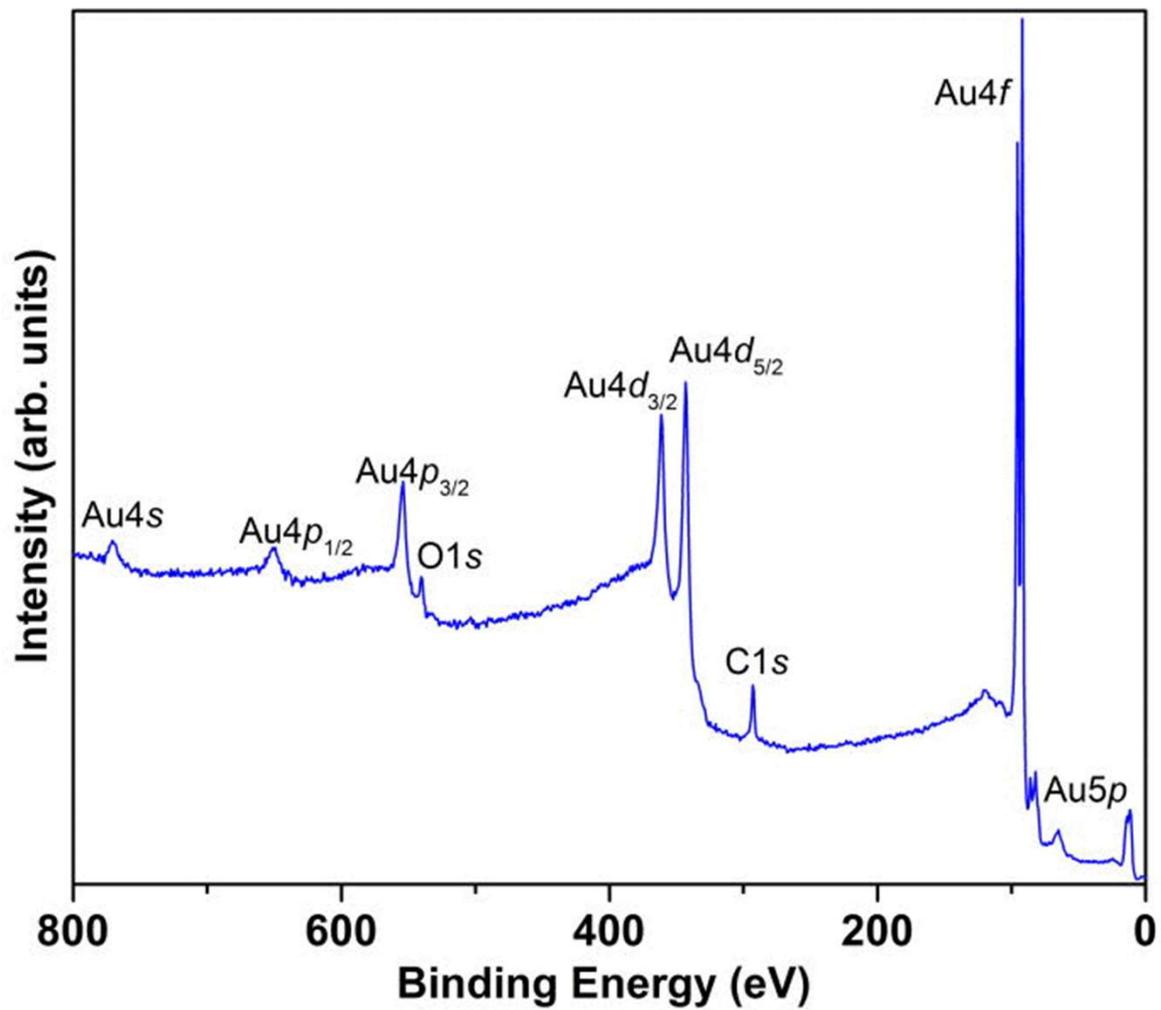
2. Anchoring: Benzoic Acid Deposition on CA



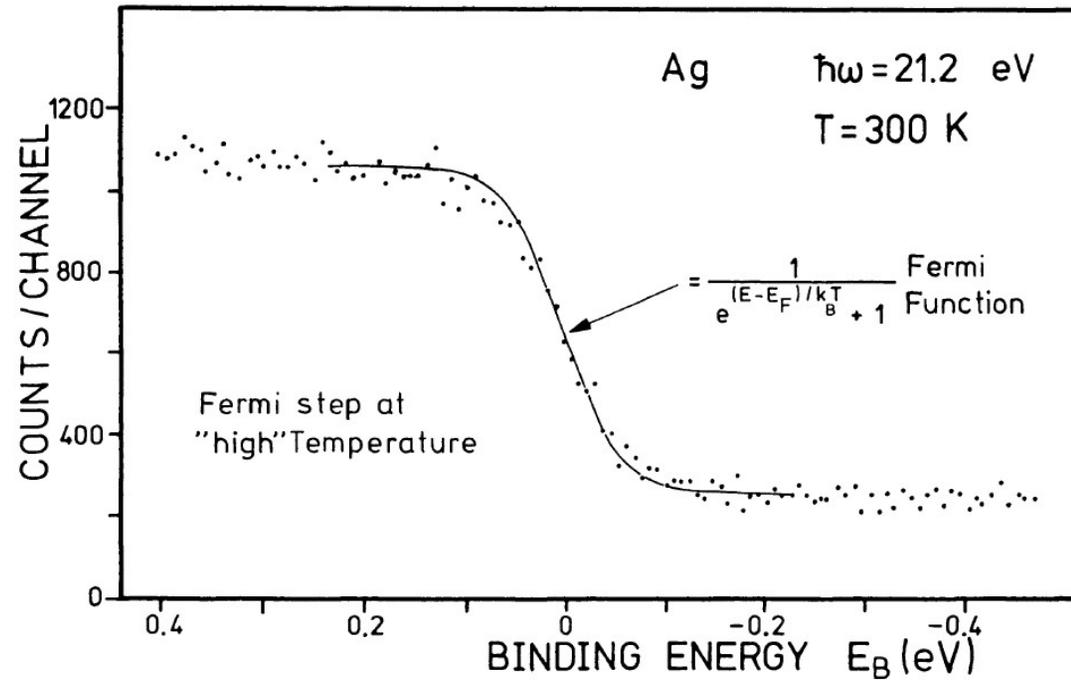
$NH_3^+-COO^-$ bond formation
High anchoring efficiency

J. Phys. Chem. Lett. 2011

Alcuni aspetti della fotoemissione da solidi (metalli).



Allineamento dell'energia degli spettri: il livello di Fermi ha $E_b=0$



Non sempre l'intensità a Fermi è sufficiente da essere misurata con buona statistica in tempi ragionevoli. L'allineamento viene fatto spesso misurando un picco di fotoemissione del bulk di cui si conosce la E_b .