

LECTURE NOTE

オージェ電子分光法

井 口 裕 夫

筑波大学物理工学系 〒305 茨城県新治郡桜村天王台 1-1-1

(1982年10月18日 受理)

Auger Electron Spectroscopy

Yasuo IGUCHI

Institute of Applied Physics, The University of Tsukuba,

Sakura, Niihari, Ibaraki 305

(Received October 18, 1982)

Fundamental aspects of Auger electron spectroscopy are reviewed. This review covers: the history of Auger electron spectroscopy, the electron impact ionization cross section of an atom, the relation between Auger electron yield and x-ray fluorescence yield, the inelastic mean free path of an electron in a solid, the energy of an Auger electron, the fine structure of the Auger spectrum, the chemical state effect and the effect of density of states of the valence band on the Auger spectrum, quantitative analysis using Auger spectroscopy, and the differential spectroscopic method.

1. はじめに

オージェ電子分光法 (AES) の基礎的な諸問題について述べる。単独に存在する原子や気体分子中あるいは固体中に存在する原子の内殻準位の1つに生成された空孔は、X線を放出する電子遷移かオージェ電子を放出する電子遷移によって埋められる。遷移エネルギーが10 keVを越えるとX線放出が顕著であるが、低い遷移エネルギー領域、特に軽元素の内殻空孔に対するX線蛍光収量は小さくオージェ電子放出が優勢である。したがってオージェ電子を測定に利用すると信号の大きさの点で有利となるエネルギー領域は広いが、ごく最近まで専ら技術的困難のためオージェ電子の利用は阻まれていた。その根本的原因是X線が極めて高い透過力を持つのに対し、オージェ電子は特に固体中で極めて小さな平均自由行程しか持たないという点にある。しかしこの事情は逆にAESが表面分析の有力な手段として見直される原因ともなった。

2. AES の歴史

AESの有用さが認識されるにつれ数多くの概説が出版されている。これらの中ごく限られたものを文献とし

て示した^{1)~7)}。1925年 M. P. Auger はX線光子の飛跡をウィルソン霧箱で研究中、飛跡に沿って観測される放出電子の飛跡の中で同じ点から2本の飛跡が発生しているものを発見した⁸⁾。この中の1本は光電子によるものであり、他の1本こそオージェ電子によるものである。オージェ効果はX線蛍光収量、内殻空孔の寿命に基因する特性X線の自然幅と密接な関係を持つのでX線分光学者に興味を持たれた。核分光学者もK電子捕獲や内部転換と関連して興味を示した。K電子捕獲は放出されるX線によって観測されるのでX線蛍光収量が重要なのである。ペーター線分光学者はオージェ電子のエネルギーを測定して内部転換の研究を行なった。オージェ効果の初期の研究はこのような固体表面の研究とは縁遠い分野で、主目的としてではなくむしろ消極的な意味で行なわれた。しかしこの時期のオージェ効果の研究は原子内の電子過程の理解を進歩させたといえよう。

気体や固体表面であれば衝突断面積が大きくても低エネルギーのオージェ電子の検出が可能である。1960年代に入ってこの2つの分野でオージェ過程の研究は劇的に変化した。気体に関してはこの研究によって電離の基本的問題が明らかになった。この分野の仕事としては K. Siegbahn らの研究を忘れることはできない。彼等はX

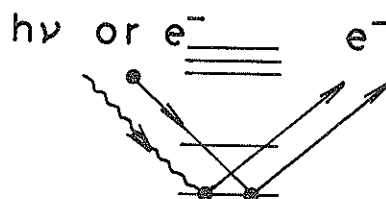
線励起によって、多くの物質の光電子スペクトルと共にオージェ・スペクトルも高分解で測定し、その特徴を明らかにした⁹⁾。表面科学の進歩は宇宙開発計画に伴う技術発展と必要によって触発された。 10^{-10} Torr (10^{-8} Pa) の超高真空が実現し、固体表面を科学的にとらえる実験手段が開発された。表面科学者は超高真空中で清浄表面を十分長い時間維持し、制御された条件下で実験を遂行できるようになった。固体表面の分析にオージェ・スペクトルを最初に利用したのは1953年 J.J. Lander¹⁰⁾ である。1967年 R.E. Weber と W.T. Peria¹¹⁾, E.J. Scheibner と L.N. Tharp¹²⁾ によって低速電子線回折 (LEED) 装置が AES に利用された。LEED 装置を用いた阻止電圧グリッド法で得られる分解能はせいぜい 0.3% である。高分解能オージェ・スペクトルは主として光電子分光法で球面分析器を用いて測定された⁹⁾。円筒鏡型分析器を用いて高分解能オージェ電子分光装置を作ったのは1969年 P.W. Palmberg らである¹³⁾。最近では市販の装置でも 0.05% の分解能と 10^{-10} Torr の超高真空が得られるようになり、AES で清浄表面と高分解能が同時に追求できるようになった。1968年 L.A. Harris はオージェ信号を微分形で測定することによって SN 比を良くできることを示した¹⁴⁾。1973年 J.T. Grant らは信号を電氣的に処理し最初微分形を求め、次にそれを積分してオージェ電子のエネルギー分布を求める方法を提案した¹⁵⁾。この方法ではバックグラウンドを除去した信号分だけ高い SN 比で得られ、オージェ・ピーク強度を定量的に比較するのが容易である。周期律表第1行の $Z=3\sim 10$ の元素では X 線蛍光収量が 1% 以下で K 殻空孔は殆んどオージェ過程で埋められる。KLL オージェ・スペクトルは構造が単純で元素分析に都合が良い。このような利点から分析に利用され始めた AES は今や H と He を除く周期律表上のあらゆる元素に適用されている。

固体表面分析のための AES は主として高感度、高速度分析法として用いられる。単原子層の 0.1% までの検出、1秒間に 10 keV の走査が可能である。1本のオージェスペクトル線の測定に必要な時間はミリ秒である。AES の定量的測定は1972年 M.P. Seah によって論じられた¹⁶⁾。オージェ・スペクトル線強度は内殻電離断面積、オージェ収量、電子の平均自由行程など多くのパラメーターに依存する。注意深く校正して測定すれば 10% の精度で定量分析を行なうことができる。標準試料と比較する測定法ではもっと精度を上げることができる。通常の AES では直径 1 mm 以下の断面、 $10\sim 100\mu\text{A}$ の電子ビームが用いられるが、ビーム断面をもっと絞り試料面上を走査することが可能である。試料を微小断面

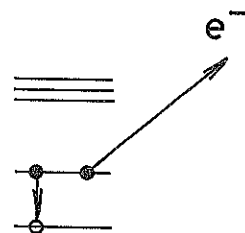
の十分強い電子ビームで走査することができるのは、固体表面分析法としての AES の最大の利点の1つといって良いであろう。1971年 N.C. MacDonald と J.R. Waldrop は空間分解を直径 1μ まで高めることができた¹⁷⁾。AES は LEED だけでなく走査型電子顕微鏡とも結びつけて用いられ元素分析の外に結晶構造、空間的元素分布の情報が同時に得られるようになった。イオン・エッチング法を併用して深さ方向分析が可能となり AES の有用性を高めている。

3. AES の基礎

光電子放出が1段階の過程であるのに対し、オージェ過程は Fig. 1 に示すように2段階過程である。第1段階では X 線や電子によって原子の内殻が電離され、空孔が生成される。第2段階では他の殻の電子が遷移して空孔を埋め、同時にもう1つの電子がエネルギーを与えられ放出される。残る空孔は2個である。第2段階でこの過程と競合するのは X 線放出と Coster-Kronig (CK) 過程である。この章ではオージェ過程に関連した重要な諸量について述べる。



1. IONIZATION



2. AUGER ELECTRON EMISSION

Fig. 1 Auger spectroscopy is two-step processes. In the first step, a photon or an electron ionize an inner shell. In the second step, an outer electron fill the hole and the Auger electron is emitted.

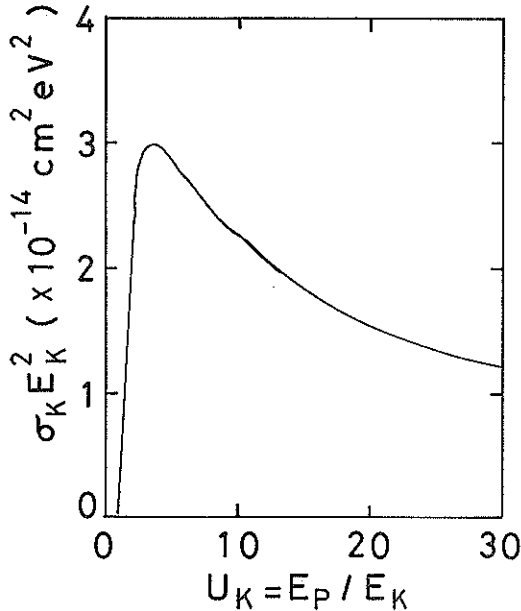


Fig. 2 Plot of $\sigma_K E_K^2$ as a function of U_K ¹⁸⁾. $U_K = E_P / E_K$. E_P is the energy of the incident electron beam. E_K is the binding energy of electrons in the K-shell.

3.1 電子による原子の電離断面積

電子によるK殻電離断面積は Fig. 2 のようなエネルギー従属をもつ¹⁸⁾。一般に W 殻電離断面積 σ_W は次式で表わされる。

$$\sigma_W = (\gamma_W / E_W^2) (\ln(C_W U) / C_W U) \quad (1)$$

$$U = E_P / E_W$$

ここで γ_W , C_W は定数, E_P は入射電子エネルギー, E_W は W 殻結合エネルギーである。K 殻の場合 $C_K = 1.0 \sim 0.6$ であるから $U = 2.7 \sim 4.5$ で σ_K は最大となる。つまり入射電子エネルギー E_P が K 殻結合エネルギー E_K の 2.7~4.5 倍の時最も電離され易い。臨界エネルギーに近い低エネルギー領域では $C_W = 1.0$ である。 $U = 1$ の時 $E_P = E_W$ で臨界エネルギーとなり $\sigma_W = 0$ となる。これより高エネルギー側に σ_W は鋭く立上る。K 殻電離の場合 $\gamma_K = 7.92 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \text{ keV}$ である¹⁹⁾。

3.2 X線蛍光収量とオージェ収量

K 殻に生成した空孔は KX 線を放出する電子遷移か K オージェ電子を放出する電子遷移によって埋められる。K 殻は単一殻から成り立っているので問題は簡単で、X 線蛍光収量とオージェ収量の間には次の式が成り立つ。

$$\omega_K + a_K = 1 \quad (2)$$

他の殻には多くの部分殻があるので複雑になる。例えば L 殻には L_1, L_2, L_3 殻が存在し、それぞれの X 線蛍光収量は $\omega_{L_1}, \omega_{L_2}, \omega_{L_3}$ である。これらの L 部分殻の間で

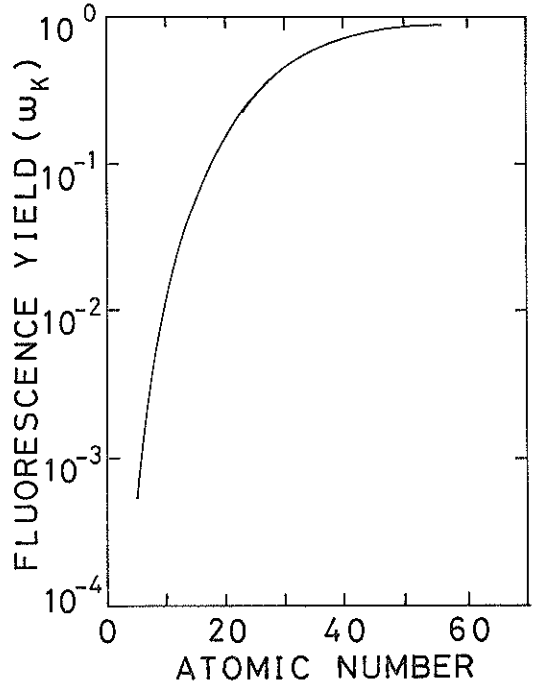


Fig. 3 The K-shell fluorescence yield ω_K as a function of atomic number Z ²⁰⁾. The K-shell Auger yield $a_K = 1 - \omega_K$.

CK 遷移により空孔が移動する。CK 遷移 $L_1 \rightarrow L_2$, $L_1 \rightarrow L_3$, $L_2 \rightarrow L_3$ による CK 収量は $f_{L_{12}}, f_{L_{13}}, f_{L_{23}}$ である。CK 遷移でもオージェ遷移と同様電子が放出される。オージェ収量を $a_{L_1}, a_{L_2}, a_{L_3}$ とすると次式が成り立つ。

$$\begin{aligned} \omega_{L_3} + a_{L_3} &= 1 \\ \omega_{L_2} + a_{L_2} + f_{L_{23}} &= 1 \\ \omega_{L_1} + a_{L_1} + f_{L_{12}} + f_{L_{13}} &= 1 \end{aligned} \quad (3)$$

Fig. 3 に示すように K 殻蛍光収量 ω_K は低原子番号で極めて小さく、高原子番号で 1 に近づく傾向をもち次式で近似される。

$$\begin{aligned} \omega_K &= (1 + b_K Z^{-4})^{-1} \quad (4) \\ b_K &= 7.25 \times 10^5 \quad (10 \leq Z \leq 17) \\ b_K &= 7.8 \times 10^5 \quad (18 \leq Z \leq 54) \end{aligned}$$

L_3 殻蛍光収量は K 殻の場合と似て次の近似式で与えられる。

$$\begin{aligned} \omega_{L_3} &= (1 + b_{L_3} Z^{-4})^{-1} \quad (5) \\ b_{L_3} &= 1.08 \times 10^8 \quad (Z \leq 50) \\ b_{L_3} &= 0.85 \times 10^8 \quad (Z \geq 65) \end{aligned}$$

3.3 電子の非弾性平均自由行程

放出されたオージェ電子の多くは固体中で非弾性散乱を受けエネルギーを失ってしまう。固体中での電子の非弾性平均自由行程は Fig. 4 に示すように、AES で関

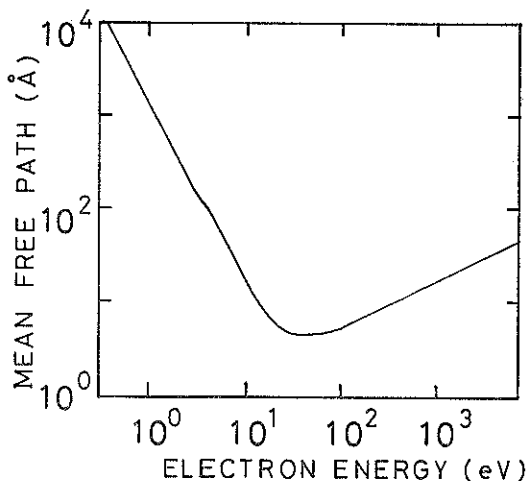


Fig. 4 The inelastic mean free path of an electron as a function of electron energy²⁰⁾.

題とするエネルギー領域で高々数 10 Å にすぎない²⁰⁾。極く表面に近い部分で放出されたオージェ電子だけが非弾性散乱を受けることなく固体の外に逃げることができ、検出されることになる。この事情が AES を有力な表面研究の手段にするのである。表面に向って垂直に移動する光子数のオージェ電子数に対する比は次式で表わされる。

$$N_p/N_e = [\omega/(1-\omega)] \exp[(d/\lambda_p)(\lambda_p/\lambda_e - 1)] \quad (6)$$

ここで ω は蛍光収量、 d は表面からの距離、 λ_p , λ_e はそれぞれ光子と電子の平均自由行程である。光子の平均自由行程は線吸収係数の逆数である。 $d/\lambda_p \geq 1$ なら、 $\lambda_p/\lambda_e \gg 1$ であるから指数部が支配的となり、光子放出が優勢となる。

3.4 オージェ電子のエネルギー

H_0 を電離される前の原子のハミルトニアン、 H_1 を W 殻に 1 個空孔のできた原子のハミルトニアン、 H_2 を X, Y 殻に合計 2 個の空孔のできた原子のハミルトニアンとするとオージェ電子のエネルギーは厳密には

$$E_{WXY} = (\langle W | H_1 | W \rangle - \langle 0 | H_0 | 0 \rangle) - (\langle XY | H_2 | XY \rangle - \langle 0 | H_0 | 0 \rangle) - \phi_A \quad (7)$$

と書ける。 ϕ_A は分析器の仕事関数である。実験家に便利な近似式は I. Bergström と R. D. Hill によって²¹⁾

$$E_{WXY}(Z) = E_W(Z) - E_X(Z) - E_Y(Z) - \Delta[E_Y(Z+1) - E_Y(Z)] - \phi_A, \quad \Delta = 0.5 \sim 1.5, \quad (8)$$

H. F. Chung と L. H. Jenkins によって²²⁾

$$E_{WXY}(Z) = E_W(Z) - 0.5[E_X(Z) + E_X(Z+1) + E_Y(Z) + E_Y(Z+1)] - \phi_A \quad (9)$$

と与えられている。ここで $E_W(Z)$ は原子番号 Z の原子の W 殻の電子の結合エネルギーである。各結合エネルギーを $E_K(14)=1844 \text{ eV}$, $E_{L_1}(14)=104 \text{ eV}$, $E_{L_2}(14)=104 \text{ eV}$, $E_{L_3}(14)=104 \text{ eV}$, $E_{L_1}(15)=135 \text{ eV}$, $E_{L_2}(15)=134 \text{ eV}$, 分析器の仕事関数を $\phi_A=5 \text{ eV}$, $\Delta=0.5$ とすると (8) 式では $E_{KL_2L_3}(14)=1616 \text{ eV}$, (9) 式では $E_{KL_2L_3}(14)=1601 \text{ eV}$ となって実験値 1619 eV とかなり良く合う。価電子帯の関与するオージェ電子の場合は

$$E_{WXY}(Z) = E_W(Z) - 0.5[E_X(Z) + E_X(Z+1)] - E_V - \phi_A \quad (10)$$

$$E_{WVV}(Z) = E_W(Z) - 2E_V - \phi_A \quad (11)$$

と書ける。 KL_2L_3 オージェ電子のエネルギーの表は W. A. Coghlan と R. E. Clausing²³⁾, E. H. S. Burhop と W. N. Asaad²⁴⁾ によって与えられている。

3.5 オージェ・スペクトルの微細構造

KLL オージェ・スペクトルを例にとる。オージェ過程の第 1 段階では K 殻に 1 個の空孔が生じ、 L 殻は完全に充滿している。第 2 段階で L 殻に残された 6 個の電子のとり得る状態は

$$(2s)^0(2p)^6, (2s)^1(2p)^5, (2s)^2(2p)^4$$

の 3 つである。電子間の静電相互作用と個々の電子のスピン軌道相互作用が摂動として働き、状態の縮退がとける。低い原子番号では静電的相互作用が支配的で LS 結合となり、高い原子番号ではスピン軌道相互作用が支配的で jj 結合となる。 LS 結合では次の 6 つの状態が生じる。

$$(2s)^0(2p)^6 \rightarrow {}^1S$$

$$(2s)^1(2p)^5 \rightarrow {}^1P, {}^3P$$

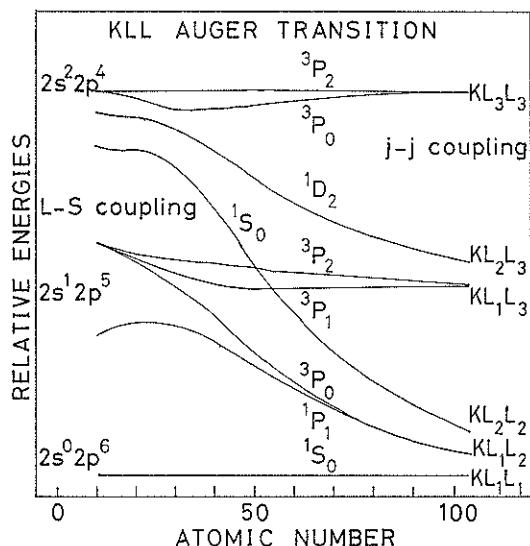


Fig. 5 Relative energy diagram of KLL Auger group as a function of atomic number Z ²³⁾.

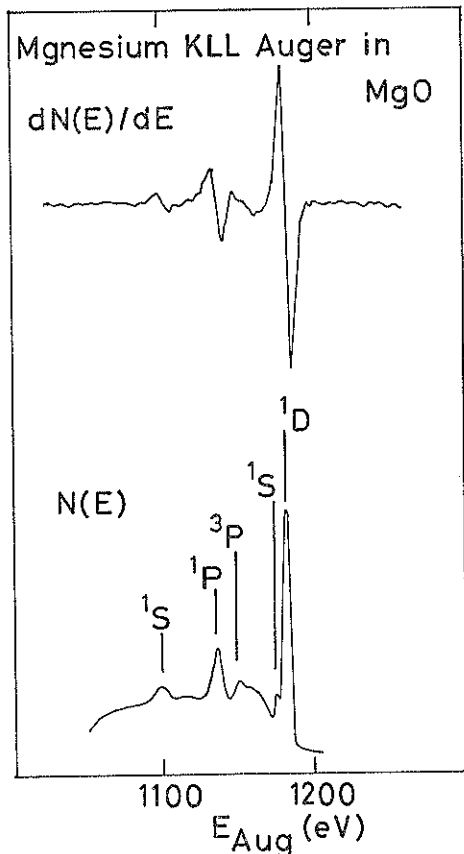


Fig. 6 Magnesium KLL Auger lines of $\text{MgO}^{30), 31)}$.

$$(2s)^2(2p)^4 \longrightarrow {}^1S, {}^1D, {}^3P$$

$(2s)^2(2p)^4$ から生じる 3P 状態はパリティ保存則によって強く禁止されオージェ・スペクトルでは観測されない。 jj 結合では次の6つの状態が生じる。

$$L_1L_1, L_1L_2, L_1L_3, L_2L_2, L_2L_3, L_3L_3$$

X線発輝スペクトルの場合 KL_1 遷移は禁止されているが、オージェ遷移では許されている点が非常に違いである。このように分裂したオージェ・スペクトル線の相対的エネルギーを Fig. 5 に示した。中間の原子番号に対する中間結合の場合も合わせて示してある。実際に観測されるオージェ・スペクトル線の形状を MgKLL オージェ・スペクトルについて Fig. 6 に示した。LS 結合による5本のスペクトル線のはっきり認められる。

3.6 オージェ・スペクトルに現われる化学結合効果と価電子帯状態密度

チオ硫酸ソーダの構造は次のようになっている。

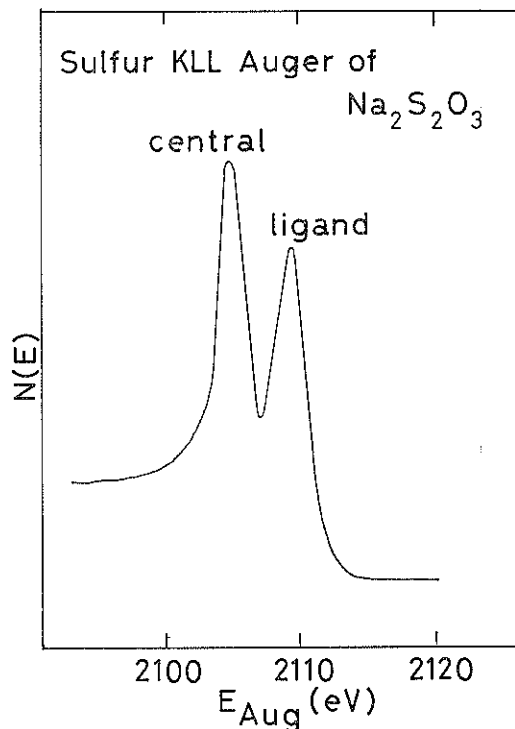
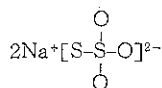


Fig. 7 Energy shift of sulfur KLL Auger lines of $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3^{24)}$.

チオ硫酸基の中心の硫黄は酸化数 +6, いま1つの硫黄の酸化数は -2 である。この相違が Fig. 7 に示すように $KLL[(2s)^2(2p)^4({}^1D)]$ スペクトル線のエネルギー・シフトによる分裂として観測された²⁴⁾。 K 殻, L 殻の結合エネルギーのシフトとオージェ・スペクトル線のエネルギー・シフトの関係は次式ようになる。

$$\Delta E_{KLL} \sim \Delta E_K - 2\Delta E_{L_{2,3}} \quad (12)$$

光電子スペクトルで測定されているチオ硫酸ソーダの K スペクトル, $L_{2,3}$ スペクトルのエネルギー・シフトは $\Delta E_K = 6.7 \text{ eV}$, $\Delta E_{L_{2,3}} = 5.5 \text{ eV}$ であるからオージェ・スペクトル線のシフトは (12) 式より $\Delta E_{KLL} = -4.3 \text{ eV}$ となり実験結果と良く合う。

価電子帯が関与するオージェ・スペクトル例えば KVV スペクトルでは物質による価電子帯の状態密度の違いを反映して、オージェ・スペクトルにも形状の違いが現われる。Fig. 8 に示した炭素の KVV スペクトルでは炭化物とグラファイトで形状の違いが明確に認められる²⁵⁾。U. von Barth と G. Grossmann²⁶⁾ は理論で, R. Lässer と J. C. Fuggle²⁷⁾ は実験で Na の KL_V オージェ・スペクトルが電離された原子の近傍の局所的な状態密度を反映することを示した。Fig. 9 に示すように Na の KL_V スペクトルでは局所的な s 状態が支配

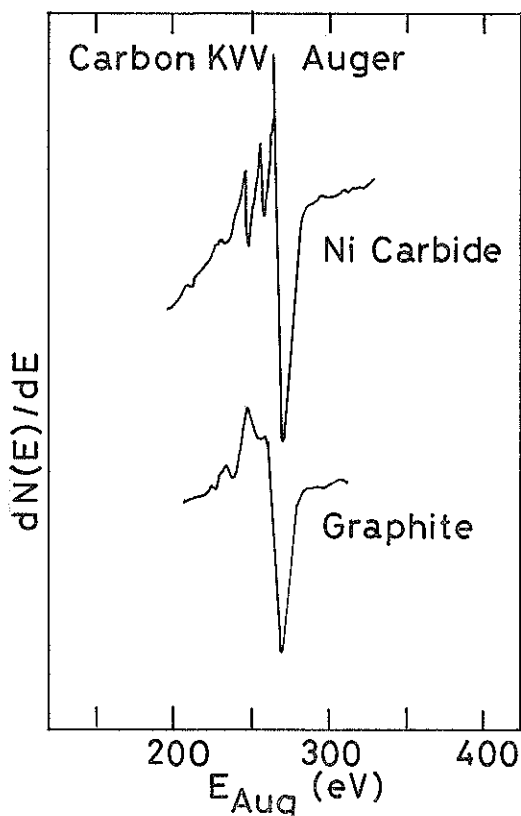


Fig. 8 Chemical state effect of carbon KVV Auger spectra²⁵⁾.

的で, $KL_{2,3}V$ スペクトルでは局所的な p 状態が支配的である。内殻空孔が存在しない時の状態密度と比較して, 内殻空孔の存在が価電子帯の状態密度を如何に変化させるかが明らかになった。

3.7 定量分析¹⁾

表面層に含まれる原子数密度 N^i の i 成分から放出されるオージェ電流は次式で表わされる。

$$I_A^i = I_P N^i \sigma_w^i a_w^i \lambda r T \frac{Q}{4\pi} f(\csc \theta_0) \quad (13)$$

$$N^i = C^i \rho N_{av} / A^i$$

ここで I_P は入射電流, σ_w は W 殻電離断面積, a_w はオージェ収量, λ は電子平均自由行程, r は電子の後方散乱率, R は平面粗さ因子, T は分析器透過率, Q は立体角, θ_0 は電子ビーム入射角, C^i は i 成分の重量比, A^i は原子量, N_{av} はアヴォガドロ数, ρ は密度である。1600 eV の電子ビームで金属表面の酸素 ($E_K = 538$ eV) の KVV スペクトルを測定する場合, $I_P = 1 \times 10^{-4} A$, $N^i \lambda = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$, $\sigma_K = 1 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$, $a_K = 0.992$, $r = 1.5$, $R = 1.0$, $T = 0.1$, $Q/4\pi = 0.17$, $f(\csc \theta_0) = 1$ とすると $I_A^i = 0.25 \times 10^{-9} A$ となる。 I_A^i を測定し, (13)

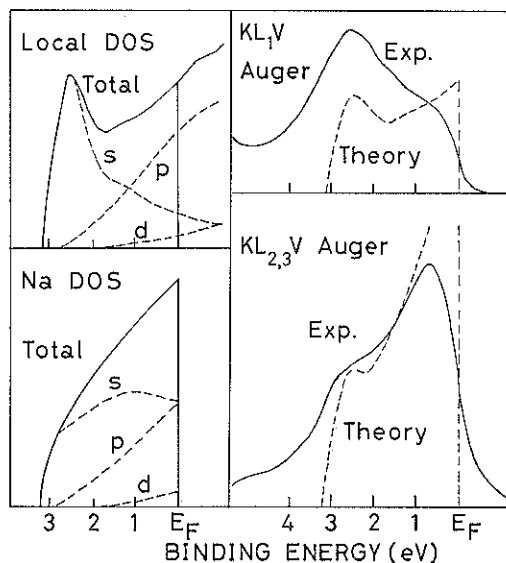


Fig. 9 Left: Density of states (DOS) for Na, and local density of states at a core ionized Na atom. Right: Calculated and experimental KL_1V Auger spectrum, and $KL_{2,3}V$ Auger spectrum of Na²⁷⁾.

式を用いて N^i を求めることは可能であるが誤差が大きく高精度の定量は望めない。実際に定量分析を行なうには標準試料と比較する方法が用いられる。表面における元素 i の濃度 C^i は次式で得られる。

$$C^i = (I_i / I_i^s) (\sum_j I_j / I_j^s)^{-1} \quad (14)$$

I_i^s は標準試料のオージェ信号強度である。 I_i^s を測定する代りに表にした相対感度とスケール因子を用い, 次式によって C^i を求める便法もある。

$$C^i = (I_i / S_i d_i) (\sum_j I_j / S_j d_j)^{-1} \quad (15)$$

3.8 電子エネルギー分析器⁵⁾

AES で主に使用される静電エネルギー分析器には LEED 装置を利用する阻止電場型分析器 (RFA) と円筒鏡型分析器 (CMA) がある。前者は高域フィルター型であり, 後者は帯域フィルター型である。電子線照射された標的から放出される二次電子のエネルギー分布 $N(E)$ は Fig. 10 のようになる。オージェ信号は大きくなだらかなバックグラウンドに重なった微小なピークである。RFA で得られる電流信号は Fig. 11 に示すように $N(E)$ を積分したものである。

$$I(V) \propto \int_{E=E_V}^{E_{\max}} N(E') dE' \quad (16)$$

エネルギー分布を得るにはこれを微分せねばならない。阻止電圧を小さな交流電圧で変調することによって微分を効果的に行なうことができる。変調電圧を $V \sin \omega t$ と

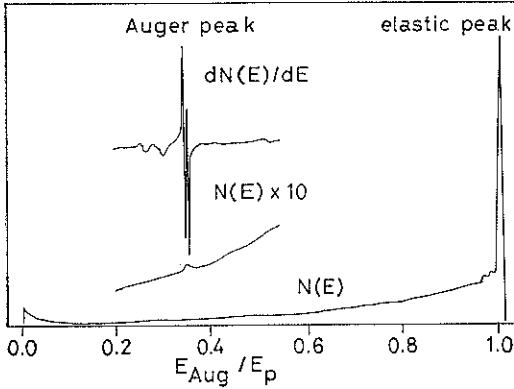


Fig. 10 Secondary electron energy distribution curve $N(E)$ as a function of relative electron energy E_{Aug}/E_P , and the first derivative. E_{Aug} : Auger electron energy, E_P : incident electron energy.

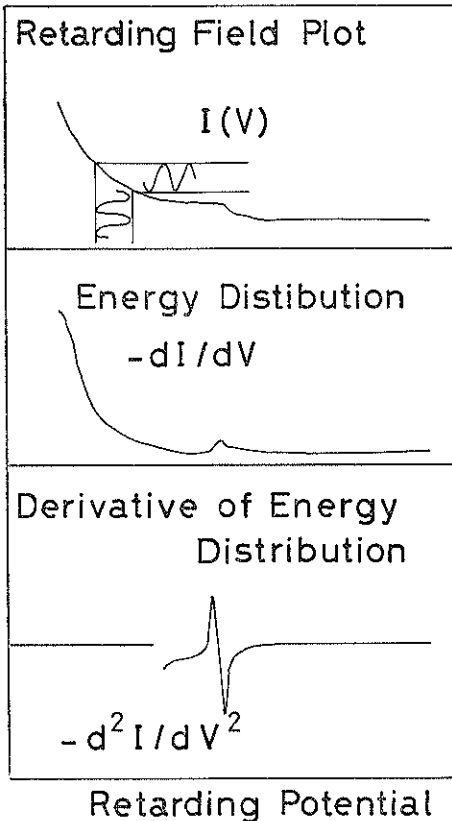


Fig. 11 Collector currents in the retarding field analyser as a function of retarding potential, the first derivative, and the second derivative.

すると

$$\begin{aligned} I(V + \kappa \sin \omega t) &\sim I(V) + (dI/dV)\kappa \sin \omega t \\ &\quad - \frac{1}{4}(d^2I/dV^2)\kappa^2 \cos 2\omega t \\ &= I(E) + (dI/dE)e\kappa \sin \omega t \\ &\quad - \frac{1}{4}(d^2I/dE^2)e^2\kappa^2 \cos 2\omega t \end{aligned} \quad (17)$$

ロックイン・アンプを周波数 ω に同調するとエネルギー分布 $N(E)$ が得られ、 2ω に同調するとその微分 $dN(E)/dE$ が得られる。オージェ・スペクトル線がガウス形であるとすると第1高調波成分は

$$A_1 = \kappa \frac{dI}{dV} = \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \frac{\kappa}{\sigma} e^{-V^2/2\sigma^2} \quad (18)$$

で、 $V=0$ の時最大となる。

$$(A_1)_{\max} = 0.4 \frac{\kappa}{\sigma} i \quad (19)$$

第2高調波成分は

$$A_2 = \frac{\kappa^2}{4} \frac{d^2I}{dV^2} = \frac{i}{4\sqrt{2\pi}} \left(\frac{\kappa}{\sigma}\right)^2 \frac{V}{\sigma} e^{-V^2/2\sigma^2} \quad (20)$$

で、 $V=\sigma$ の時最大となる。

$$(A_2)_{\max} = 0.06 \left(\frac{\kappa}{\sigma}\right)^2 i \quad (21)$$

$\kappa=\sigma/2$ とすると $(A_1)_{\max}=0.2i$ 、 $(A_2)_{\max}=0.015i$ となる。この測定法では第2高調波成分はもとのオージェ信号の0.015の強度しかもたないが、直流成分であるバックグラウンドを消去できるので SN 比は良くなる。第2高調波を用いることの利点はコレクターと阻止電圧グリッドの容量結合によって入る周波数 ω の不要な成分を除去できる点にもある。CMA では第1高調波成分が $dN(E)/dE$ を与える。円筒の軸に対しオージェ電子の入射角 42.3° で用いると二重収束性が得られ、高い分解能が実現する。RFA と比較して余分な信号が少なく検出器に入る電流が小さいので、その分ショット雑音が少なくなり SN 比が良くなる。高速走査の場合、分解能は通常1%である。

4. おわりに

この報告は表面科学基礎講座の予稿をもとにしてまとめた。基礎的な事項に重点を置き、紙数の関係で応用に関する個々の興味ある話題については残念ながら割愛することになった。AES は光電子分光法、低速電子回折法、電子顕微鏡やマイクロアナライザーによる観察などと密接に関連しながら、便利な表面分析手段として急速に発展して来た。一方、基礎的な事項から具体的な応用技術に至るまで未解決の問題も数多く残っているように思える。これは基礎講座での討論や、そのあとでいただ

いた質問でも痛感させられた点である。この稿が問題解決のきっかけや一助ともなれば幸いである。

文 献

- 1) 染野檀, 安盛岩雄編, 表面分析, 講談社 (1976)
- 2) 伊藤糾次, 犬塚直夫, 結晶の評価, 電気, 電子工学大系, コロナ社 (1982)
- 3) C. R. Brundle, and A. D. Baker eds., *Electron Spectroscopy: Theory, Techniques and Applications*, Vol. 4, Academic Press (1981)
- 4) H. Ibach ed., *Electroscopy for Surface Analysis*, Springer (1977)
- 5) D. Chattarji, *The Theory of Auger Transitions*, Academic Press (1976)
- 6) T. A. Carlson, *Photoelectron and Auger Spectroscopy*, Plenum (1975)
- 7) E. H. S. Burhop, and W. N. Asaad, *Advances in Atomic and Molecular Physics*, Vol. 8 D. R. Bates, and I. Esterman eds., Academic Press (1972) p. 163
- 8) M. P. Auger, *Compt. Rend.* **180** (1925) 65
- 9) K. Siegbahn, C. Nordling, G. Johansson, J. Hedman, P. F. Hedén, K. Hamrin, U. Gelius, T. Bergmark, L. O. Werme, R. Manne, and Y. Baer, *ESCA applied to Free Molecules*, North-Holland (1969)
- 10) J. J. Lander, *Phys. Rev.* **91** (1953) 1382
- 11) R. E. Wever, and W. T. Peria, *J. Appl. Phys.* **38** (1967) 4355
- 12) E. J. Scheibner, and L. N. Tharp, *Surf. Sci.* **8** (1967) 247
- 13) P. W. Palmberg, G. K. Bohn, and J. C. Tracy, *Appl. Phys. Lett.* **15** (1969) 254
- 14) L. A. Harris, *J. Appl. Phys.* **39** (1968) 1419
- 15) J. T. Grant, T. W. Hass, and J. E. Houston, *Phys. Lett.* **A45** (1973) 309
- 16) M. P. Seah, *Surf. Sci.* **32** (1972) 703
- 17) N. C. MacDonald, and J. R. Waldrop, *Appl. Phys. Lett.* **19** (1971) 315
- 18) C. J. Powell, *Rev. Mod. Phys.* **48** (1976) 33
- 19) M. Green, and V. E. Cosslett, *Proc. Phys. Soc. London*, **78** (1961) 1206
- 20) M. P. Seah, and W. A. Dench, *Surf. Interfacial Anal.* **1** (1979) 1
- 21) I. Bergström, and R. D. Hill, *Ark. Fys.* **8** (1954) 21
- 22) M. F. Chung, and L. H. Jenkins, *Surf. Sci.* **22** (1970) 479
- 23) W. A. Coghlan, and R. E. Clausing, *Surf. Sci.* **33** (1972) 411
- 24) A. Fahlman, K. Hamrin, R. Nordberg, C. Nordling, and K. Siegbahn, *Phys. Lett.* **20** (1966) 159
- 25) J. G. McCarty, and R. J. Madix, *J. Catal.* **38** (1975) 402
- 26) U. von Barth, and G. Grossmann, *Solid State Commun.* **32** (1979) 645
- 27) R. Lässer, and J. C. Fuggle, *Phys. Rev.* **B22** (1980) 2637
- 28) D. L. Walters, and C. P. Bhalla, *Phys. Rev.* **A3** (1971) 1919
- 29) K. Siegbahn, C. Nordling, A. Fahlman, R. Nordberg, K. Hamrin, J. Hedman, G. Johansson, T. Bergmark, S. E. Karlsson, I. Lindgren, and B. Lindberg, *Nova Acta Regiae Soc. Sci. Upsaliensis, Ser IV*, **20** (1967)
- 30) L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach, and R. E. Weber, *Handbook of Auger Electron Spectroscopy*, Phys. Elec. Div. Perkin-Elmer Corp. (1978)
- 31) A. Fahlman, R. Nordberg, and K. Siegbahn, *Z. Phys.* **192** (1966) 476