斜入射 keV 中性粒子による 2 次電子放出

大 宅 薫

(徳島大学工学部)

森 一 郎

(徳島大学工業短期大学部)

(1988 年 5 月 2 日受理 / 1988 年 8 月 30 日改訂原稿受理)

Secondary Electron Emission by Obliquely Incident Neutrals at keV Range

Kaoru Ohya and Ichiro Mori *

(Received May 2, 1988/Revised Manuscript Received August 30, 1988)

Abstract

For neutral measurements, secondary electron emission from a metal is investigated with obliquely incident neutrals at keV energy range. For the simulated study with computer, the Monte Carlo program TRIM85 of ion scattering in matter is used. In addition, an experimental study is done. The results of the computer simulation show that the amount of increase in the emission yield by obliquely incidence is smaller than that estimated with $1/\cos \phi$ (ϕ : incident angle), which is accepted generally in high energies. It is due to multi-collisions of incident neutrals with metal atoms. The experimental results approximately agree with the calculation ones although they may include some roughness effects of the surface.

Keywords :

neutral measurement, secondary electron emission, obliquely incidence, $1/\cos \phi$, TRIM Monte Carlo program,

1. はしがき

金属の 2 次電子放出現象は、幅広いエネルギーの中性粒子計測の手段として利用することができる。しかし、1 個の入射粒子によって生成される 2 次電子の数、すなわち 2 次電子放出比が金属の表面状態に影響されることから、入射粒子の絶対量の測定には問題があるとされてきた。一方パルス計数技術の発達により、2 次電子を電流として観測するのではなく、1 個の入射粒子によって生成された 2 次電子群を 1 パルスとし

Faculty of Engineering, The University of Tokushima, Tokushima 770.

** Technical College, The University of Tokushima, Tokushima 770.*

て計数することで入射粒子束の絶対量を知ることができるようになった。この方法においては電流測定が不可能な微弱な粒子束の決定ができ、2次電子放出比の正確な値は必要でない。しかし、2次電子放出現象はもちろん統計的なバラツキを有する現象であるから、どんなに放出比が大きくても入射粒子によっては金属からまったく2次電子が出ない場合がある。このような場合1出力パルスが1個の入射粒子に対応しなくなり、いわゆる数え落としを生ずる。放出電子個数がポアソン分布に従うとすると、このような数え落としが起こる確率は $\exp(-\delta)$ となり、これを少なくするためには、2次電子放出比 δ をできるだけ大きくしなければならない¹⁾。普通の金属の δ は入射粒子およびそのエネルギーには依存するが、数100eV以下のエネルギーで重要となるオージェ過程による電子放出を除けば、入射粒子が中性粒子でもイオンの場合と同じ特性を示し²⁾、また金属の種類によってもあまり大きく変化しない³⁾。さらに、入射エネルギーが10keV以下では δ は1以下になり、数え落とし確率 $\exp(-\delta)$ の急激な増加すなわち検出効率の低下が起こる。ただ、 δ は金属表面に斜めに粒子を入射することによって増加する。これは検出効率を増加させる非常に簡単な方法で、実際の粒子検出において利用されることが多い⁴⁾⁻⁶⁾。

2次電子放出比の入射角 ϕ (金属面の法線から測った角度) に対する変化は、それほど斜めでない限り (60° 以下) すべての入射粒子では $\cos\phi$ の逆数に比例することが古くから知られている⁷⁾。ここではこれを逆余弦則と呼ぶ。これによると 60° で入射させることにより δ は2倍になり、さらに斜めでも逆余弦則が正しいとすると、 80° 入射以上では5倍を越える増加が見込まれる。しかし、筆者らはkeVエネルギーの実験で 50° でも逆余弦則が正しくないことを示した⁸⁾。また逆余弦則からの“ずれ”は入射エネルギーに依存し、その特性を利用して2次電子測定によって中性粒子のエネルギーを解析する方法を議論した⁹⁾。これによると、 60° を越えると逆余弦則の値よりかなり小さくなり、2次電子放出比の入射角依存性を詳細に検討することが、この中性粒子エネルギー分析法の検討にだけでなく、一般に用いられている中性粒子検出器の検出効率の検討のためにも重要である。

本研究では、まず100 keV以上の高エネルギーイオンに対するSternglass理論¹⁰⁾に基づいて、入射中性粒子が金属内を直線的に進むものとして δ の入射角に対する依存性を計算した。しかし本研究で問題となるkeVのエネルギーでは直線軌道はよい近似ではなく、金属内でのジグザグな運動を考慮する必要がある。一方、最近のプラズマ・壁相互作用の研究において、keVイオンの固体内での衝突現象が注目されており、入射イオンの固体内のジグザグ軌道を模擬するためモンテカルロシミュレーション手法がよく使われる。そこで本研究においても金属内の入射中性粒子の衝突過程をモンテカルロ法で模擬し、2次電子放出比の入射角依存性に対するジグザグ軌道の効果を検討した。さらにこれらの計算結果を実験によるものと比較した。

2. 計算および実験方法

2.1 2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ の計算式

2次電子放出比 δ は、入射粒子(初期エネルギー E_0)の金属内での軌道に沿って測られた距離 x と $x+dx$

の間でつくられる2次電子の数 $n(x, E_0) dx$ と、距離 x にある1個の2次電子が表面から逃げる確率 $f(x)$ の積の粒子軌道に沿った和によって表される。ここで ϵ を1個の2次電子をつくるのに要する平均エネルギーとすれば、 $\epsilon n(x, E_0)$ は入射粒子の金属内での単位長当たりの電子的エネルギー損失 $dE/dx|_e$ に比例すると考えられる。また入射角が直接現われるのは $f(x)$ においてで、2次電子のような低エネルギー電子の金属内での拡散では、電子生成場所の表面への垂直距離とともに指数関数的に減少すると考えるのは妥当である¹⁰⁾。したがって、2次電子放出比 δ は入射エネルギー E_0 および入射角 ϕ の関数として、

$$\delta(E_0, \phi) = \int_0^L \frac{1}{\epsilon} \left(-\frac{dE}{dx} \Big|_e \right) f(0) \exp\left(-\frac{x \cos \phi}{L_s}\right) dx \quad (1)$$

で表現できる。ただし、入射エネルギーが低いので、Sternglass 理論¹⁰⁾に考慮されている2次電子のエネルギーの高い成分(δ 線)がさらに2次電子を生成する高次の効果を見逃し、電子的エネルギー損失がすべて低エネルギー2次電子の生成に使われるものと仮定した。(1)式で L_s は2次電子が金属から脱出できる平均的深さに相当し、一般に $5 \sim 20 \text{ \AA}$ であることが知られている¹¹⁾。本計算では一応 $10 \text{ \AA}$ と仮定したが、この値の2次電子放出比への効果についても考察した。 $f(0)$ は表面まで到達した電子の表面透過確率で金属の仕事関数による。積分の上限 L は、入射粒子が金属内で走る軌道に沿った積算距離(飛程)にとられる。

固体表面に入射したイオンの固体内部でのエネルギー損失については古くから研究されていて、上記エネルギー損失 $dE/dx|_e$ は固体原子との弾性衝突によって失うエネルギー(核的エネルギー損失) $dE/dx|_n$ と区別して考えられる。keV イオンに対しては、このエネルギー損失はエネルギーの平方根に比例する。中性粒子に対してもイオンと同様な関係が成立するかどうかは特に電荷状態が平衡していない入射直後の表面層の浅い部分では不明であるが、2次電子放出比が数100 eV以上で同様なエネルギー依存性を示すことから²⁾、少なくともこのエネルギーより高い場合には中性粒子とイオンの固体内の電子的エネルギー損失は同じと考えられる。そこで、本研究では $dE/dx|_e$ としてよく用いられる3種類の式について2次電子放出比への効果を検討した。

2次電子放出比の値は金属の表面状態にも微妙に影響される。そこでこれらの因子の影響を緩和し、入射角のみに対する依存性を検討するために一般に次式で定義される量 $k(E_0, \phi)$ がよく用いられる。

$$k(E_0, \phi) = \frac{\delta(E_0, \phi)}{\delta(E_0, 0^\circ)} \quad (2)$$

ここで、 E_0 と ϕ はそれぞれ入射エネルギーと入射角で、 $k(E_0, \phi)$ は金属表面への垂直入射($\phi = 0^\circ$)による2次電子放出比で規格化した量を示す。もし δ が逆余弦則に従うなら、それは $1/\cos \phi$ となる。実験では中性粒子束の正確な絶対測定は難しいので、入射角を変化した時の2次電子電流の変化のみの測定で決定できるこの $k(E_0, \phi)$ に注目し、その入射エネルギーおよび入射角依存性を検討した。

2.2 固体原子との弾性衝突を見逃した $k(E_0, \phi)$

高エネルギーイオン入射の Sternglass の理論¹⁰⁾のように入射粒子の金属内の軌道を直線で近似すると、垂

直入射時の $\delta(E_0, 0^\circ)$ に対する入射角 ϕ の $\delta(E_0, \phi)$ の比 $k(E_0, \phi)$ が (1) 式から簡単にできる。いま $\varepsilon, f(0)$ が入射角に依存しないと考えると、これらは $k(E_0, \phi)$ の中から消えて、次式を得る。

$$k(E_0, \phi) = \frac{\sqrt{E_0} \sec \phi - \frac{1}{2} \alpha L_S \sec^2 \phi \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{2\sqrt{E_0}}{\alpha L_S} \cos \phi \right) \right\}}{\sqrt{E_0} - \frac{1}{2} \alpha L_S \left\{ 1 - \exp \left(-\frac{2\sqrt{E_0}}{\alpha L_S} \right) \right\}} \quad (3)$$

ここで α は電子のエネルギー損失式の係数 ($dE/dx = -\alpha\sqrt{E}$) で、Lindhard らによれば、

$$\alpha = Z_1^{1/6} \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/2}} 8 \pi n e^2 a_B \left(\frac{1}{2} M_1 v_B^2 \right)^{-1/2} \quad (4)$$

であり¹²⁾、入射イオンの原子番号 Z_1 、質量 M_1 、及びターゲット金属の原子番号 Z_2 、原子密度 n と関係する。また、 a_B と v_B はそれぞれ Bohr 半径と Bohr 速度である。一方、Ishitani らは keV 軽イオンの固体表面での反射係数に関する論文に (4) 式の v_B を $v_B Z_1^{2/3}$ で置き換えた式を書いている¹³⁾。 $H^+(Z_1=1)$ の場合にはこれは (4) 式と等しいが、それ以外の入射イオンではより小さなエネルギー損失を与える。さらに、本研究で入射イオンの金属内でのジグザグ軌道追跡に用いられた TRIM モンテカルロコードにおいては、Ishitani らのものに近いがまだすこし小さいエネルギー損失を仮定している¹⁴⁾。

本研究では入射粒子 He、ターゲット金属 Cu の場合について2次電子放出比の入射角依存性を議論した。図1にこの場合の電子のエネルギー損失の、keV のエネルギーにおける変化を示す。さらに同図には He が Cu 原子との弾性衝突によって、金属内で失うエネルギー $dE/dx|_n$ (核的エネルギー損失)¹⁴⁾も示した。keV のエネルギーでは電子のエネルギー損失は $1 \sim 10 \text{ eV}/\text{\AA}$ で、核的エネルギー損失と同程度となり、入射粒子の固体内でのエネルギー散逸過程において固体原子との弾性衝突を無視できないことがわかる。TRIM の $dE/dx|_e$ は 4 keV のエネルギーで曲がりを生じている¹⁴⁾。

2.3 多重弾性衝突を考えた $k(E_0, \phi)$

入射粒子は2次電子を生成しエネルギーを失いながら金属内をまっすぐ進み、金属原子との弾性衝突によりその進行方向を変え、また2次電子を生成しながら直進する。弾性衝突によっても不連

図1. 電子のエネルギー損失 $dE/dx|_e$ のエネルギー依存性。

(a) Lindhard 理論,

(b) Lindhard 理論で v_B を $v_B Z_1^{2/3}$ に変えた場合,

(c) TRIM 85 コードのエネルギー損失。

また破線は核的(弾性衝突)エネルギー損失 $dE/dx|_n$ 。

続的にエネルギーを失う。このような繰り返しによって入射粒子は金属内で静止するか、あるいは表面から放出されるまで2次電子を生成し続けるものとする。この場合生成される2次電子数は(1)式と同様な積分によって決まる。ただし、積分はジグザグな入射粒子の軌道に沿って行われる。

keV イオンの固体原子との弾性衝突の微分断面積は、Lindhard らによって解析的な公式として与えられているが、微小散乱角で発散するため全断面積が計算できない。また、量子力学的取扱により発散を回避することが可能であるが¹⁶⁾、解析公式が得られないためシミュレーションに利用するのは難しい。一方、Biersack らは一様乱数で決めた衝突係数から直接散乱角を計算する近似公式(Magic Formula)を提案し、自由行程は弾性衝突によって固体原子に与えるエネルギーが5 eVであるような小さな散乱角の衝突が起こるまでに進む距離内に一様に分布するとした¹⁵⁾。このような近似でスパッタリングや飛程の計算においてかなりの実験との一致をみている。そこで本研究では、彼らのモンテカルロコードTRIM 85に(1)式を追加し、2次電子放出比を計算した。一つの入射エネルギー、入射角の組合せに対して1000個の粒子を走らせて、(1)式より2次電子放出比をそれらの平均として計算した。

2.4 垂直入射で規格化した2次電子放出比 $k(E_0, \phi)$ の測定

図2に実験装置の概略を示す。電子ビームプラズマ放電型中性粒子源⁸⁾で He^0 中性粒子を生成し、数keVのエネルギーで実験を行った。ターゲットはCuとし、特別な表面処理を行わず、市販の銅板(厚さ1 mm)を金属研磨剤で磨き、アセトンで洗浄したものを用いた。円筒形真空槽($\sim 10^{-6}$ Torr)の中心軸上にこのCuターゲット(8 cm×5 cm)を置き、1 μA (等価電流)程度の He^0 ビームを衝撃する。ターゲットの周りには大小2個の同軸円筒を置き、内側の円筒(コレクタ)に+100 Vの電圧を印加し、その際のターゲットに流れる電流から二次電子電流を決定した。さらにターゲットを真空槽外部から回転して入射角を調節し、その際の電流の変化から $k(E_0, \phi)$ を測定した。外側の円筒(リミタ)はアース電位とした。

図2. 実験装置の概略。

3. 結果と検討

入射エネルギーが高くなると入射粒子と金属原子との弾性衝突断面積が小さくなり、前節 2.2 で述べた入射粒子の軌道を直線と考える近似が妥当となる。十分にエネルギーの高い場合には、さらに垂直入射で規格化した 2 次電子放出比 $k(E_0, \phi)$ は (3) 式の分母分子とも第 1 項のみで近似でき、入射エネルギーに依存しない、いわゆる逆余弦則 ($1/\cos\phi$) になる。したがってこれを基準に考えて、keV 程度の比較的低エネルギーにおけるこれからのずれを議論したい。そのため $\cos\phi$ を乗じた

$k(E_0, \phi) \cos\phi$ という新しい量を用い、その入射角および入射エネルギー依存性を、(3) 式で検討した。逆余弦則が成立しているときはこの量は入射エネルギーに関係なくすべての入射角で 1 となる。図 3 がその結果で、図 1 の 3 種類の $dE/dx|_e$ で計算したものを同時に示している。ただし、TRIM の $dE/dx|_e$ については、図 1 の点線に示したように 4 keV 以上でもエネルギーに対する同じ平方根依存性を仮定した。 $dE/dx|_e$ が大きいと入射角が大きい場合 ($\phi > 60^\circ$) に逆余弦則より減少してくる。しかし、どの場合も keV の入射エネルギーでは逆余弦則からのずれは非常に小さく、電子的エネルギー損失は 2 次電子放出比の値には直接依存するが ((1) 式)、入射角依存性への効果は小さい。

図 4 には、TRIM の $dE/dx|_e$ を用いた場合の 2 次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ ((1) 式) の入射エネルギーに対する変化を、入射角をパラメータとして図示した。図の縦軸は $\delta(E_0, \phi)$ に、金属内で 1 個の 2 次電子をつくるのに必要なエネルギー ε と 2 次電子の表面透過確率 $f(0)$ の比を掛けた量とした。しかし、これら ε と $f(0)$ は入射エネルギーや入射角に依存しない定数と考えることができるので、図の縦軸は $\delta(E_0, \phi)$ に比例する。Sternglass はこれらの定数を $\varepsilon = 25\text{eV}$, $f(0) = 0.5$ として計算を行った¹⁰⁾。この値を用いた場合には図 4 において $E_0 = 4\text{keV}$, 垂直入射 ($\phi = 0^\circ$) の 2 次電子放出比は 0.62 となり、実験値 0.455³⁾ に近い値を示す。しかし、 ε や $f(0)$ の正確な値が判っていないので、ここでは $\varepsilon \delta(E_0, \phi) / f(0)$ として示している。

さて、keV のような比較的低エネルギーでは電子的エネルギー損失はエネルギーが高いほど大きい

図 3. 直線軌道近似による $k(E_0, \phi) \cos\phi$ の入射角依存性。パラメータはエネルギー。(a), (b), (c) はそれぞれ図 1 の三つの電子的エネルギー損失を用いた結果である。

図4. 直線軌道近似による2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ のエネルギー依存性。パラメータは入射角。
(図1 (c) の場合)

($dE/dx|_e \propto \sqrt{E}$) から、金属内で生成される2次電子数 $n(x, E_0)$ もエネルギーが高いほど大きい。したがって、まだ入射粒子の金属内でのエネルギー損失が大きくない金属表面近くで、多くの2次電子が生成されることがわかる。このような2次電子に対しては表面からの脱出確率 $f(x)$ は大きく、その入射エネルギーに対する変化は小さい。結局、2次電子放出比のエネルギー依存性には入射粒子のエネルギー損失の E_0 に対する平方根依存性が顕著に現れる(図4)。入射角に対する変化においても、(3)式の指数関数項(脱出確率の項)が1に近いため、分母分子とも第2項が非常に小さい。したがって、斜入射による2次電子放出比の上昇は、逆余弦則にしたがって斜めになるほど大きい。

しかし、多重弾性衝突の効果がはいると、これらの特性は大きく変化する。図5, 6は、前節2.3で述べたようにTRIM85コードを用いて計算した2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ (図5)と、 $k(E_0, \phi) \cos \phi$ (図6)

図5. 多重弾性衝突を考慮した2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ のエネルギー依存性。パラメータは入射角。

である。垂直入射 ($\phi = 0^\circ$) においては, 金属原子との弾性衝突により大きく方向を変えられ, 表面付近で留まり 2 次電子を生成し続ける入射粒子が現れる。したがって, この場合の $\delta(E_0, \phi)$ は図 4 に比べて大きくなる。特に弾性衝突により大きく散乱される割合はエネルギーが小さいほど大きいから¹⁶⁾, この効果は低エネルギーで顕著になる。まだ 1 keV 以上では入射角を大きくすると $\delta(E_0, \phi)$ は増加する。しかし, 低エネルギーではその増加は図 4 の場合より押えられていることがわかる。これは, 斜め入射の効果が低エネルギーで起こる大きな散乱角の弾性衝突により逆に減少させられたことを示す。

1 keV 以下のエネルギーでは弾性衝突を受けるまでに入射粒子が走る, いわゆる自由行程が 2 次電子の脱出深さ L_S ($10 \text{ \AA}$) より小さくなる。したがって, このようなエネルギーでは, 大きな入射角 ($\phi = 80^\circ$) の場合, 2 次電子を十分つくらないうちに, 弾性衝突で表面から出てしまう入射粒子が増加するため, かえって $\delta(E_0, \phi)$ は減少する。

図 6 は $k(E_0, \phi) \cos \phi$ についての結果であるが, 図には $\cos \phi$ の曲線も示した。これは 2 次電子放出比に入射角依存性がない場合に相当する。金属内での入射粒子の多重弾性衝突の効果を入れることによって, 逆余弦則から大きく変化した。エネルギーの低下とともに斜入射による効果は減少し, さらに低いエネルギー ($E_0 = 0.1 \text{ keV}$) では $\cos \phi$ の曲線より減少し, 斜めに入射すると 2 次電子放出比が減る結果となる。

これらの多重衝突の 2 次電子放出比の入射角

図 6. 多重弾性衝突を考慮した $k(E_0, \phi) \cos \phi$ の入射角依存性。パラメータはエネルギー。

図 7. 弾性衝突によるエネルギー損失および軌道変化が $k(3 \text{ keV}, \phi) \cos \phi$ の入射角依存性に与える影響。

- (a) エネルギー損失 + 軌道変化を考慮,
- (b) エネルギー損失のみを考慮,
- (c) 軌道変化のみを考慮,
- (d) これらを共に無視した場合。

依存性に及ぼす効果は、弾性衝突による入射粒子のエネルギー損失によるのではなく、前に述べたように低エネルギーで増加する弾性衝突による大きな角度の散乱に原因がある。このことは、TRIMコードで弾性衝突の際のエネルギー損失と軌道の変化を別々に入れた計算を実行すれば明らかである。図7はその結果を $k(E_0, \phi) \cos \phi$ で示したものである。ただし、弾性衝突の散乱角を 0° にすると当然その際のエネルギー損失もなくなるので、入射粒子のエネルギー計算においては 0° でない散乱角を考え、軌道計算の場合にのみ散乱角を 0° にする方法で、エネルギー損失のみの効果を考察した。図中(a)は通常の両方の効果を入れた計算であり、逆に(d)は両方とも0にした結果である。後者は入射粒子軌道を直線と仮定した図3と同じであり、 $\delta(E_0, \phi)$ についても図4と一致した。一方(b)は弾性衝突のエネルギー損失のみを考慮した場合、また(c)はその際の入射粒子軌道の変化のみを考えた場合を示す。エネルギー損失のみの効果は現れていない。また $\delta(E_0, \phi)$ も弾性衝突のエネルギー損失により2%以下の低下しか現れなかった。この場合入射粒子は直線軌道を進み、弾性衝突するまでに走る距離は平均として2次電子の脱出深さ L_S の2倍近くになる。また、本研究で用いた入射粒子(He)とターゲット金属原子(Cu)の組合せにおいては1回の弾性散乱によって失われるエネルギーは最大でも(180° 散乱)でも22%と大きくないことから¹⁷⁾この結果は理解される。一方、弾性衝突による軌道の変化のみの場合(c)は両方の効果のある(a)とよく似た変化を与えるが、 $k(E_0, \phi) \cos \phi$ は少し小さい。 $\delta(E_0, \phi)$ の値は(a)より9%~22%大きくなっていて、特に垂直入射に近いほど増加は大きい。つまり、何回かの軌道偏向により表面付近に戻ってきて、2次電子を放出し続ける入射粒子に対しては多数回の弾性散乱によるエネルギー損失の影響が現れる。しかし、主として入射角依存性の特徴を決めるのは、大きな角度の散乱による軌道の変化であることが明らかとなった。

金属内で生成された2次電子の表面からの脱出深さ L_S が大きいと2次電子放出比 $\delta(E_0, \phi)$ は増加するが(1式)、入射粒子が弾性衝突するまでに走る自由行程との関係で、その入射角依存性 $k(E_0, \phi) \cos \phi$ にも影響を与える。図8は、 L_S をそれぞれ $5 \text{ \AA}$ 、 $10 \text{ \AA}$ 、 $20 \text{ \AA}$ とした計算結果の一例($E_0 = 3 \text{ keV}$)である。 L_S の小さい方が弾性衝突の効果は少なく、逆余弦則からのずれは小さい。これは入射粒子が2次電子を多くつくる L_S 内で弾性衝突が起これにくくなるからである。 L_S が小さい場合、あまり斜めでない入射角($\phi = 30^\circ \sim 60^\circ$)で逆余弦則($k(E_0, \phi) \cos \phi = 1$)を越える2次電子が放出される傾向がある。

図8. 2次電子の脱出深さ L_S が $k(3 \text{ keV}, \phi) \cos \phi$ の入射角依存性に与える影響(多重衝突を考慮した場合)。

この増加は、金属内奥深くまで侵入し、弾性衝突を繰り返し再び表面近くに戻ってきた入射粒子の 2 次電子生成によるものである。これは特に入射エネルギーが高く、入射直後かなりの距離を直線的に進む場合に顕著である。図 9 (a) はその例 ($E_0 = 40 \text{ keV}$, 180 keV , 380 keV) で、 $\phi = 80^\circ$ においても逆余弦則を越える。しかし、この場合もやはりさらに入射角を大きくすると、下がり始め逆余弦則より小さくなる。同図 (b) には Svensson らによって測定された He^+ の実験結果¹⁸⁾ を $k(E_0, \phi) \cos \phi$ で表したものを示した。実験では $\phi = 70^\circ$ までしか測定されていないが、その範囲内ではよく一致している。

本研究における実験は keV のエネルギーで行われたが、入射ビームの直径 (0.5 cm) に比べてターゲットを大きくした (8 cm) ので、測定可能な入射角の限界は 80° を越える ($\tan^{-1}(8 \text{ cm}/0.5 \text{ cm}) = 86.4^\circ$)。図 10 は測定結果の一例であり、 $\phi = 40^\circ$ 以上の入射角で逆余弦則から減少する大きな変化が見られる。しかし、実験における Cu 表面は計算で仮定したような理想的に平らな表面ではなく、ある程度の凹凸が残っている。この表面の凹凸は斜入射の効果を減少させる方向に働くから、実験における入射角依存性が上記計算で示された多重弾性衝突の効果によるものと簡単には結論できない。しかし、以前 Ar 中性粒子を Cu 表

図9. 高エネルギーにおける $k(E_0, \phi) \cos \phi$ の入射角依存性 (多重衝突, 考慮した場合)。パラメータはエネルギー。(a) は計算結果で、(b) は Svensson らの実験結果 ($\text{He}^+ - \text{Cu}$)。

図10. 実験によって得られた $k(E_0, \phi) \cos \phi$ の入射角依存性。パラメータはエネルギー。

面に入射して行った表面凹凸の影響の実験（図11）によると20%以下の変化しか測定されなかった。同実験では入射角 ϕ は 70° とし、通常の金属研磨剤（ピカール）による光沢のある表面からエメリー紙研磨により凹凸を大きくしていくことによって $k(E_0, 70^\circ) \cos 70^\circ$ の変化を測定した。ArはkeVのエネルギーでCu内への侵入距離（飛程）が $100 \text{ \AA}$ 以下で、比較的表面の凹凸の影響を受け易い場合であり、He中性粒子入射の場合にはさらに影響は小さいことが予想される。さて、実験（図10）と計算（図6）は似た傾向を示しているが、個々の曲線の変化は一致していない。しかし、計算における L_s の値や、表面まで金属内を拡散する2次電子の指数関数的減少の仮定など検討の余地がある。さらに実験に

においては表面状態をよくするため実験装置の真空度の改善などの問題点があり、より詳細な検討を可能にするにはこれらに関する十分な配慮が必要である。

TRIM 85 モンテカルロコードを用いた計算によって明らかとなった入射中性粒子の金属原子との多重弾性衝突の効果は、2次電子放出を利用した粒子検出器にとってkeV以下のエネルギーでの検出効率の点から好ましくあらざる結果である。ただ、弾性衝突断面積が小さくなるようにターゲット金属を選ぶ（例えば、Cu）ことによって緩和することは可能である。一方、 $k(E_0, \phi)$ のエネルギー依存性を利用して中性粒子のエネルギーを測定する場合には⁹⁾、入射エネルギーに対する $k(E_0, \phi) \cos \phi$ の変化が大きく、またターゲット金属の選び方によって測定エネルギー範囲での分解能の向上と制御ができるものと考えられるため、この方向の応用が期待でき、この方向の応用が期待できる。

4. まとめ

keV程度の比較的低エネルギーの中性粒子による金属の2次電子放出比の入射角に対する変化を考察した。計算には入射粒子のエネルギー損失に比例した金属内の電子生成と、表面までの垂直距離とともに指数関数的に減衰する表面からの放出確率を用いた。まず、入射粒子が金属内を直線に進むと考えて垂直入射で規格化した2次電子放出比 $k(E_0, \phi)$ を得た。しかし、金属内での入射粒子と金属原子の弾性衝突がこのよう

図11. 表面の凹凸が $k(E_0, 70^\circ) \cos 70^\circ$ のエネルギー依存性に及ぼす影響 (Ar-Cu)。

- (a) 金属研磨剤（ピカール）研磨の光沢ある表面、
- (b) 1000 番エメリー紙研磨、
- (c) 600 番エメリー紙研磨、
- (d) 150 番エメリー紙研磨。

なエネルギーで無視できないため, 入射粒子軌道をモンテカルロ法で追跡することによってその効果を評価した。その結果, 斜入射による 2 次電子放出比の上昇は, 高エネルギーで成立する逆余弦則 ($1/\cos\phi$) よりかなり小さくなることがわかった。一方, 直線軌道近似によってはその逆余弦則からの変化は非常に小さく, 上記逆余弦則からの大きな減少は入射粒子の金属原子との弾性衝突, 特にその際の大角度散乱が原因であった。実験によっても同様な減少が測定されたが, この場合は表面の凹凸の効果も重畳している。

本研究の一部は, 文部省科学研究費補助金 (奨励研究 (A)) の援助を受けて行われました。

参 考 文 献

- 1) K. Rinn, A. Müller, H. Eichenauer and E. Salzborn : Rev. Sci. Instrum. **53** (1982) 829.
- 2) U. A. Arifov : in *Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface* (Consultants Bureau, New York, 1969) p. 232.
- 3) E. W. Thomas : in *Data Compendium for Plasma-Surface Interactions* (IAEA, Vienna, 1984) Chap. 9, p. 99.
- 4) K. Morita, H. Akimune and T. Suita : Jpn. J. Appl. Phys **5** (1966) 511.
- 5) C. Deck, H. Iguchi, J. Jaquinot and T. Kawabe : IEEE Trans. on Plasma Sci. **PS-3** (1975) 41.
- 6) I. Sauers and E. W. Thomas : Phys. Rev. **A10** (1974) 822.
- 7) M. Kaminsky : in *Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surface* (Springer-Verlag, Berlin, 1965) p. 328.
- 8) K. Ohya and I. Mori : Jpn. J. Appl. Phys. **19** (1980) L281.
- 9) K. Ohya : IEEE Trans. on Plasma Sci. **PS-12** (1984) 254.
- 10) E. J. Sternglass : Phys. Rev. **108** (1957) 1.
- 11) J. Schou : Phys. Rev. **B22** (1980) 2141.
- 12) J. Lindhard and M. Scharff : Phys. Rev. **124** (1961) 128.
- 13) T. Ishitani and R. Shimizu : Jpn. J. Appl. Phys. **10** (1971) 821.
- 14) J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark : in *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, New York, 1985) Chap. 2 and Chap. 3.
- 15) J. F. Ziegler, J. P. Biersack and U. Littmark : in *The Stopping and Range of Ions in Solids* (Pergamon Press, New York, 1985) Chap. 4 and Chap. 8.
- 16) K. Ohya and I. Mori : Nucl. Instr. and Meth. **B33** (1988) 182.
- 17) 伊藤憲昭 : 放射線物性 1 (森北出版, 1981) 第 2 章.
- 18) B. Svensson, G. Holmén and A. Burén : Phys. Rev. **B24** (1981) 3749.