小特集

多様な PSI 現象

2. プラズマ・表面相互作用素過程

2.3 スパッタリングと二次電子放出

大 宅 薫
(徳島大学工学部)

Fundamental Processes Related to PSI
Physical Sputtering and Secondary Electron Emission

OHYA Kaoru

Faculty of Engineering, The University of Tokushima, Tokushima 770-8506, Japan

(Received 18 December 1998)

Abstract

This paper describes the similarities and differences between physical sputtering and secondary electron emission from solids under ion bombardment. Emphasis is placed on the energy and angular distributions of emitted particles and particle emission statistics, as well as on total particle yield. The sputtering yield and secondary electron yield are strongly related to the nuclear stopping power and electronic stopping power of the solids for incident ions, respectively, whereas the energy distributions of sputtered atoms and secondary electrons are less influenced by these ions. Due to "collision cascade" and "electron cascade" before these atoms and electrons escape from the surface, both the energy distributions are similar to each other. However, the angular distribution of sputtered atoms shows under- and over-cosine distribution for low-energy and high-energy ions, respectively, whereas the angular distribution of secondary electrons is close to the cosine distribution, which results from the isotropic momentum distribution of secondary electrons inside the solids. For both, the statistical distribution for emission probabilities deviates from the Poisson distribution in most cases.

Keywords:

physical sputtering yield, secondary electron yield, energy distribution, angular distribution, emission statistics

2.3.1 はじめに

イオンが固体表面に入射すると、固体内でのいろいろな衝突過程を通じて、その運動エネルギーを失っていく。このエネルギー損失過程には、入射イオンと固体原子の両方の電子状態がもとの状態から変化しない弾性衝突と、励起や電離のように、いずれかの電子状態が変化する非弾性衝突の2種類の寄与が考えられる。また、入射イオンが固体内を単位長さ進むときに失うエネルギーを

author's e-mail: ohya@ee.tokushima-u.ac.jp

その固体の阻止能といい、固体とイオンとの相互作用を議論する上で、最も基本的な量である。阻止能のうち、弾性衝突によるものを核的阻止能、非弾性衝突によるものを電子的阻止能と呼ぶ。Fig. 1に示すように、一般に、核的阻止能が優勢になるのは、イオンの速さが束縛電子の平均速度よりもずっと小さいときであり、高速度領域ではイオンは電子的阻止能によってそのエネルギーを失い、大部分のイオンは固体内で熱化される。一方、低・

Fig. 1 Stopping power (schematic) dE/dx of energetic ions as a function of velocity v [1]. $\langle v_e \rangle$ is the orbit velocity of the projectile's electrons ($\approx Z_p^{2/3} e^2 / \hbar$).

中速度領域では、入射イオンの一部は、何回かの弾性衝突の結果背面方向に向きを変え、再び固体表面から放出される。これを反射または後方散乱と呼ぶ。

固体原子は入射イオンとの弾性衝突の結果、入射イオンの運動エネルギーの一部を与えられ、その運動エネルギーがあるしきい値を超えると格子位置から弾き出される。弾き出された（反跳）原子は入射イオンと同じ振る舞いをするので、さらに近くの固体原子との衝突を順次重ねることにより、衝突連鎖（カスケード）が発達する。衝突カスケードが固体表面に達したとき、反跳原子の運動エネルギーの背面方向成分が表面結合エネルギー（通常、金属では3–7 eV）を超えていれば、その原子は固体表面から真空中に放出される。このような現象がスパッタリングである。一方、固体内で入射イオンの非弾性衝突の結果、その衝突過程に特有のエネルギー分布をもった電子が一次電子として励起される。この一次電子は、表面から脱出するまでに固体内部で他の電子を励起しながら、いろいろな衝突過程を通じてそのエネルギーを失う。この電子励起の連鎖を電子カスケードと呼び、表面に到達した電子の運動エネルギーの背面方向成分が表面電位障壁エネルギー（金属では、フェルミエネルギーと仕事関数の和）を超えていれば、真空中に放出される。これが二次電子放出である。

二次電子放出とスパッタリングは、カスケード過程を通じて固体を形成する粒子が表面から放出されるという意味では似た現象であるが、前者は入射イオンの非弾性衝突によるもので、後者は弾性衝突が主として関与する現象である。したがって、この2つの現象にはそれぞれの衝突過程に関係した類似点と相違点が存在する。最近

の二次電子放出とスパッタリングに関する研究において、多価イオン、クラスターイオン、絶縁物、ポテンシャル放出といった共通のキーワードが使われていることから、その密接な関係が伺われる。それぞれの研究の詳細については、筆者の知識の範囲を超えところも多いので他に譲り、ここでは、この2つの現象について現在観測されている基本的な量の類似点と相違点に焦点を絞り、それらが固体内で起こる衝突過程とどのように関係しているのかを議論したい。入射イオンの固体表面における反射については特に議論しないが、後に述べるように、二次電子放出やスパッタリングに関する観測結果を理解する上で重要な役割を演じている。

ここで議論するスパッタリングは、厳密には物理スパッタリングと呼ばれるもので、化学スパッタリングや照射促進昇華のような過程は含まない[2]。また、二次電子放出も、一次電子の励起過程によって、(1)低エネルギー二次電子、(2)オージェ電子、(3)ロスエレクトロン、(4)コンボイ電子、(5)バイナリ電子などに分類されるが[3]、ここでは、放出電子数が多く、一般的にこの言葉が示す(1)の場合に限って話を進める。

ここで扱う物理量には、入射イオン1個あたりの放出粒子数で定義される収量や放出粒子のエネルギー分布と角度分布のほか、放出粒子数の統計分布がある。衝突現象の確率的性質から、固体内の衝突過程にかかわるすべての量には統計的変動に由来した揺らぎがあり、したがって、スパッタリングや二次電子放出によって表面から放出される粒子の数にも広がりがある。

2.3.2 粒子放出収量の入射イオンエネルギーおよび入射角依存性

スパッタリングと二次電子放出は、固体内部の原子や電子が入射イオンからエネルギーを与えられることで生じる現象なので、それらの入射イオン1個あたりの収量が表面近傍における固体の阻止能に比例すると考えるのは当然である。実際、スパッタリング収量と二次電子収量の入射イオンエネルギーに対する変化は、それぞれ、核的阻止能と電子的阻止能によく似た振る舞いを示す。Fig. 2とFig. 3は、Al, Cu, Ag, Auのスパッタリング収量と二次電子収量の入射イオンエネルギー依存性を示している。両図には、同時に、核的阻止断面積（阻止能を固体原子密度で除した量を阻止断面積という）と電子的阻止断面積を示しており、それぞれスパッタリング収量と二次電子収量の変化と非常によく似ていることがわかる。しかし、共に、固体間の相対的大きさの変化には違

Fig. 2 (a) Sputtering yield and (b) nuclear stopping cross section as a function of the ion energy E_i for Ar^+ ions impact on Al, Cu, Ag and Au. These are calculated using an empirical formula by Yamamura and Tawara [4].

いが見られる。H⁺のような軽イオンに対するスパッタリング収量の場合は、入射イオンの核的阻止能の変化とは少し異なっている。これは、軽イオンから固体原子に与えられるエネルギーが小さく、十分な衝突カスケードが発展しないため、この場合主として、反射イオンが表面から放出されるときに表面近傍の固体原子を叩き出すことによってスパッタリングが起こっている[6]。したがって、この場合のスパッタリング収量は、イオン反射率や反射イオンが固体内で失うエネルギー（電子的阻止能）にも関係する[7]。また、 Ar^+ イオンのような中・重イオンに対する二次電子収量は大体電子的阻止能に比例すると考えてよいが、入射イオン質量が固体原子に等しいかそれを超える場合には、反跳原子によって励起された二次電子も無視できなくなるので核的阻止能にも関係する[8,9]。

入射イオンエネルギーが低くなると、表面近傍で反跳原子や二次電子に与えるエネルギーが減少し、ついには

Fig. 3 (a) Secondary electron yield and (b) electronic stopping cross section as a function of the ion energy E_i for H^+ ions impact on clean Al, Cu, Ag and Au [5].

これらは表面から脱出できなくなる。このため、スパッタリングにも二次電子放出にも、入射イオンエネルギーのしきい値が存在する。二次電子放出の場合、二次電子は表面電位障壁を越えて放出されるため、しきい値は、一般に、入射イオンが固体内の電子に与えるエネルギーの最大値がこれに等しくなる条件で決まる[10]。一方、スパッタリングにおいては、与えられたエネルギーが表面結合エネルギーより大きくても、表面反跳原子の角度方向がほとんど内向きであるため放出されにくい。したがって、スパッタリングのしきい値は表面結合エネルギーよりさらに高い反跳原子エネルギーで決まる。YamamuraとBohdanskyは、表面近傍での少数回の衝

突を考え、さまざまなイオンと固体の組み合わせに対して適用できるしきい値の式を求めている[11]。また、低エネルギーで、入射イオンのポテンシャルエネルギーや衝突の際のイオンや原子の電子昇位に起因する電子放出が起こるため、ここで述べたしきい値以下でも二次電子放出が観測されている[12,13]。

スパッタリングも二次電子放出も、イオンが表面に対して傾いて入射するとき、収量は垂直入射に比較して大きくなる。実験で観測される収量は、入射角として表面法線から測った角度をとると（垂直入射：0度）、入射角が大きくなるにつれて増加し、やがてある角度で最大値をとり、さらに入射角が大きくなると急激に減少する。入射角があまり大きくないときのスパッタリング収量と二次電子収量の増加は、ほぼ $1/\cos^n\theta$ ($n=1\sim 2$) に比例することが知られている。固体内部での衝突によるエネルギー損失のため、表面から放出されるのは表面近傍で生成されたほんの一部の反跳原子や二次電子である。したがって、入射が斜めになるとイオンの軌道が表面に近づき、表面近傍でイオンからエネルギーを与えられる原子あるいは電子が増えるので、スパッタリング収量、二次電子収量ともに増加する。高エネルギーイオンに対して、その軌道を直線で近似し、表面近傍での入射イオンのエネルギー損失がイオン自身の持つエネルギーに対して無視できるほど小さいとすると、簡単に、これら収量の入射角に対する $1/\cos\theta$ 依存性が導かれる。しかし、低・中エネルギーイオンに対してはこの近似は適用できないので、以下のいくつかの理由により[14]、二次電子収量の増加は $1/\cos\theta$ 依存性からずれる。

- (1) 表面近傍におけるイオンのエネルギー損失が無視できない ($n < 1$)。
- (2) 頻繁な弾性衝突により、イオンの軌道がジグザグになる ($n > 1$)。
- (3) 斜め入射になると、反射イオンが増加する ($n > 1$ または $n < 1$)。

括弧内には、それぞれの効果を $1/\cos^n\theta$ における係数 n で示したが、 $n < 1$ は斜め入射による増加を小さくすることを意味し、 $n > 1$ は逆に大きくすることを意味する。イオンエネルギーの低下は励起される電子密度を減少させ、ジグザグ軌道はイオンを表面近傍に留めるように働く。特に、斜め入射における反射イオンの増加が、二次電子収量の増加と減少の相反する効果をもつことがこの場合重要である。すなわち、イオンの入射直後の表面からの反射はイオンと固体原子との衝突を制限し、固体内部における二次電子生成を減少させる。一方、一度固体

Fig. 4 Normalized secondary electron yield $\gamma(\theta)/\gamma(\theta=0)$ for Ar^+ ions on Cu as a function of angle θ of incidence. The experimental data are quoted from [15]. The solid line represents the $1/\cos\theta$ dependence of the yield.

内深く侵入したイオンが、再び表面近傍に戻り再放出（反射）される場合には、イオンが入射時と反射時の両方で表面から脱出できる二次電子を生成するので、二次電子収量が増加する。前者は、特に低エネルギーイオンに対して顕著で、後者はある程度エネルギーが高い場合に起こる。したがって、Fig. 4におけるように、低エネルギーでは、(1)の効果も加わって、入射角による二次電子収量の増加が抑制されるが、イオンエネルギーが高くなるに従い、 $1/\cos\theta$ 依存性を越える大きな増加を示す。しかし、さらにエネルギーが高くなると、 $1/\cos\theta$ 依存性に近づく[16]。

スパッタリングにおいても同様な反射イオンの効果が現れて、Fig. 5のように、イオンエネルギーによってスパッタリング収量の入射角依存性が変化する。特に、軽イオンによるスパッタリングの場合、垂直入射でも、その収量が反射イオンによってエネルギーを与えられた反跳原子によることは前に述べた。一方、大きな入射角における大部分の入射イオンの表面反射は、スパッタ原子を減少させ、結局、Fig. 5に見られるようにスパッタリング収量の最大となる入射角が60度～80度に存在する。二次電子収量にも最大となる入射角が現れるが、一般に、80度以上の大きな入射角においてである。このスパッタリング収量と二次電子収量の最大となる入射角の違いは、同一エネルギーで、弾性衝突が正面衝突に近い場合に起こるのに対して、非弾性衝突は標的原子から遠く離れたところをイオンが通る場合でも小さい確率で起こることから説明できる[1]。すなわち、90度に近いすれす

Fig. 5 Normalized sputtering yield $Y(\theta)/Y(\theta = 0)$ for Ar^+ ions on Au as a function of angle θ of incidence. The experimental data are quoted from [17]. The solid line represents the $1/\cos\theta$ dependence of the yield.

れ入射のように、表面上の隣接する原子の遮蔽効果によりイオンがほとんど内部に侵入しない場合でも、非弾性衝突は起こり二次電子が放出される。しかし、この際放出される二次電子は固体内部での衝突を受けないため、次節で述べる一般的な低エネルギー二次電子のエネルギー分布とは異なったピークを示し、放出角度に方向性が現れる[18]。

2.3.3 放出粒子のエネルギー分布と角度分布

Sigmund の線形輸送理論によると[19]、等方的に発達した衝突カスケードの場合には、表面から放出されるスパッタ原子のエネルギー分布と角度分布は、次式で表せる。

$$\frac{d^2Y}{dE_s d\Omega} \propto \frac{E_s}{(E_s + U_s)^3} \cos\theta_s \quad (1)$$

ここで、 E_s と θ_s は、それぞれスパッタされた原子のエネルギーおよび表面法線から測った放出角度で、 U_s は表面結合エネルギーである。この式は、単位立体角あたり放出される原子数の角度分布が余弦分布で、エネルギー分布が放出角に無関係によく知られた Thompson の公式[20]に従うことを示している。したがって、エネルギー分布の最大値を与えるエネルギーは $U_s/2$ で、高エネルギー成分が E_s^{-2} に比例して減少する。Fig. 6 は、2 keV の Ar^+ イオンを Cu, V, Nb に垂直に入射した場合の実験結果を示し、ほぼ Thompson の公式に従っていることがわかる。ただし、観測方向は表面に対して垂直

Fig. 6 Normalized energy distributions of sputtered atoms by 2 keV Ar^+ ion impact on Cu, V and Nb [21]. The solid lines represent the Thompson distribution.

である。二次電子放出においても、観測されたエネルギー分布はスパッタリングの場合とよく似ており、0 eV から急激に立ち上がり、2~5 eV で最大値をとり、それからエネルギーとともに再び 10 eV ぐらいまで急激に減少し、それ以上のエネルギー領域では徐々に減少する。Thompson の公式によく似た式が Schou の輸送理論[22]から導かれるが、Fig. 7 に示した実験において最大値を与えるエネルギーは、(1)式において U_s の代わりに表面電位障壁エネルギーを用いて得られるものより小さい。さらに、二次電子のエネルギー分布には、プラズモン消滅に伴い励起された電子やオージェ電子などの、特性的な電子の構造が重畳している。しかし、図のような 100 keV を超える高エネルギーイオン入射においては、エネルギー分布の概形は入射イオンエネルギーにほとんど依存しない。これは、二次電子のエネルギー分布が入射イオンによって直接励起された一次電子のエネルギーではなく、この一次電子の電子カスケードによって生成された二次電子のエネルギー分布によって決まっていることを意味している。したがって、入射イオンに対する固体の電子的阻止能のエネルギー依存性は二次電子のエネルギー分布には反映されない。また、このエネル

Fig. 7 Normalized energy distributions of secondary electrons by 500 keV H^+ ion impact on different clean metals [23].

Fig. 8 Normalized energy (velocity) distribution of sputtered atoms by H^+ ion impact on Fe [25].

ギー分布が、固体表面に電子を入射したとき放出される二次電子のエネルギー分布と非常によく似ていることも[24]、以上の議論から理解できる。

スパッタリングについての(1)式は、十分に発達した衝突カスケードを仮定しているの、軽イオンによるスパッタリングのように反跳原子に与えられるエネルギーが小さく、衝突カスケードが十分に起こらない場合には、スパッタ原子のエネルギー分布は入射イオンエネルギーに依存し、Thompson の公式に従わない (Fig. 8)。二次電子放出においても、電子カスケードが十分に発達しない低エネルギーにおいて、エネルギー分布は入射イオンエネルギーの関数として変化する[26,27]。この場合、Fig. 9 のように、入射イオンエネルギーが低くなっても最大値を与えるエネルギーはあまり変化しないが、スパ

Fig. 9 Normalized energy distribution of secondary electrons by He^+ ion impact on Mo [26].

ッタリングと同じように高エネルギー成分の減少が顕著に現れる。一般に、二次電子がイオンから与えられるエネルギーが小さいため、スパッタリングに比べて、より高い入射エネルギーにおいてもエネルギー分布の変化が観測される。

二次電子の角度分布について、これまでの実験結果は60度以下の入射角で大体余弦分布を示している[28]。計算機シミュレーションによっても、85度以上のすれすれ入射の場合以外は余弦分布からのずれは現れない[29]。角度分布が余弦分布になることは、二次電子の固体内部における速度分布が等方であることを意味していて、固体内部での頻繁な衝突によって二次電子の励起の非等方性が失われていることを示している。このことは、スパッタリングにおいて、一般には正しくなく、中・重イオンによるスパッタ原子の角度分布は、低エネルギーのときはアンダー余弦分布を示し、数 keV では余弦分布をもち、高エネルギーイオンに対してはオーバー余弦分布を示す[30]。ここで、アンダー余弦分布とは余弦分布に比べて垂直成分が小さい分布を意味し、オーバー余弦分布は逆に垂直成分がより大きい分布を指す。エネルギーが低い場合は入射イオンとの衝突による影響が反跳原子に残って放出されるため、アンダー余弦分布となり、逆に、エネルギーが高くなると、衝突カスケードが表面よりかなり深い所で形成されるので、表面に対して垂直方向を向いた反跳原子が最も放出されやすく、オーバー余弦分布になると考えられている。二次電子放出でも、低エネルギーイオンに対するポテンシャル放出による場合には、オーバー余弦分布になることがある[31]。一般に、入射角があまり大きくない場合には、放出されるスパッタ原子および二次電子全体のエネルギー分布と角度分布

は、これまで述べた垂直入射の場合からあまり変化しない。しかし、イオンの入射方向が垂直方向からずれるに従って、入射イオンにより直接エネルギーを与えられた一次電子や少数回衝突に起因するスパッタ原子が放出されるため、入射イオンの進む方向に非対称成分が現れ、その方向にエネルギーが高い粒子が放出される[32]。

2.3.4 放出粒子数の統計分布

先に述べたスパッタリング収量や二次電子収量は、入射イオン1個あたり放出される原子数または電子数の平均値である。イオンが固体中を通過する際の個々の衝突はすべて確率的におこるので、スパッタリングや二次電子放出にも平均値のまわりに揺らぎを生じる。一般に、固体内での各々の素過程の生起確率がポアソン分布に従うとしても、表面から粒子放出を伴う衝突過程においては、揺らぎはポアソン分布とは異なった分布を示す。スパッタリングと二次電子放出の揺らぎの分布は、入射イオン1個あたりに表面から放出される粒子数の確率分布で表され、二次電子放出については、すでにそのポアソン分布からのずれが観測されている[33-35]。スパッタリングについては、筆者の知るところまだ詳細な測定がないが、Eckstein は、TRIM. SP コードによる計算で、スパッタリングによる放出粒子数分布がポアソン分布より広くなり、負の二項分布で近似できることを示している (Fig. 10) [36]。

同様のずれは、二次電子放出のいくつかの実験で観測されていて、特に、(1)同時にたくさんの二次電子が放出される確率がポアソン分布より大きいこと、逆に(2)イオン入射にかかわらずまったく二次電子が放出されない確率もポアソン分布より大きいこと、を示している。Fig. 11 にその一例を示す。これらポアソン分布からの

ずれは、入射イオンの反射と関連づけて説明することができ、2.3.2項における二次電子収量の入射角依存性で述べたイオン反射による二次電子の増加と減少に起因すると考えられる。すなわち、入射後直ちに放出されることにより(2)が起こり、固体内深く侵入したイオンが再放出(反射)される際、二次電子を生成することにより(1)が起こる。したがって、低エネルギーでは、前者の効果により二次電子の放出されない確率が大きく、入射イオンエネルギーが高くなるに従い、後者の効果が優勢となり多くの二次電子が放出されるようになり、さらに高エネルギーではポアソン分布に近くなる。この考えに基づく計算機シミュレーションは最近の実験結果をよく説明している[37]。また、二次電子の電子カスケード過程も低エネルギーにおけるずれに寄与している。

2.3.5 おわりに

本節では、スパッタリングと二次電子放出の類似点と相違点について、観測されているいくつかの基本的性質に絞って、イオンの固体内部での衝突過程に基づいた考察を交えながら紹介した。筆者は、これまで、二次電子放出について計算機シミュレーションの立場からかかわってきたが、ここ3年ぐらい、核融合装置でのプラズマ・表面相互作用の関連で、スパッタリングやイオン反射の計算機シミュレーションも手掛けるようになった。ここでは、この経験に基づいて、最近感じていることを書かせていただいたが、著者の思い違い、引用文献の偏りなど、それぞれの専門の方には不満足な内容となってしまうのではないかと心配している。

これまでに、スパッタリングについては、特に、核融

Fig. 10 Probabilities W_n for sputtering of n atoms per Ne^+ ion impact on Ni [36].

Fig. 11 Probabilities W_n for emission of n electrons per H^+ ion impact on Au. The experimental data are quoted from [33].

合研究におけるプラズマ・表面相互作用との直接的な関係もあり、すでに多くの報告やデータベースが蓄積され、実験を補完する計算機シミュレーションコードも多く開発されている。いまや、ここで述べたような単純な場合だけでなく、化合物や多層膜、イオン注入などにより材料表面近傍の組成が変化する場合や、複数の種類のイオンが同時に入射する場合など、それぞれの応用に応じてより複雑な条件における実験や計算機シミュレーションが進んでいる。一方、二次電子放出は、ここで述べたようにスパッタリングと類似した現象のように思われるが、実験データはスパッタリングに比べてはるかに少なく、計算機シミュレーションについても、二次電子放出に関するコードはまだほとんどない。二次電子放出の理解に反射イオンや反跳原子の振る舞いが重要である場合が多いように、固体内部の衝突過程から見れば、イオン反射、スパッタリング、二次電子放出は相互に密接に関係した現象である。したがって、これらを総合的に評価できるシミュレーションコードも必要のように思われる。最後に、最近、筆者らは TRIM, SP モデルを拡張し [38]、これらの現象を同時に計算できるシミュレーションコードの開発を進めていることを述べて本稿を終える。

参考文献

- [1] W.O. Hofer, *Scan. Microsc. Suppl.* **4**, 265 (1990).
- [2] 例えば, *Physical Processes of the Interaction of Fusion Plasmas with Solids*, eds. W.O. Hofer and J. Roth (Academic, San Diego, 1995) p. 93 and p. 135.
- [3] 例えば, D. Hasselkamp, H. Rothard, K.-O. Groeneveld, J. Kemmler, P. Varga and H. Winter, *Particle Induced Electron Emission II* (Springer, Berlin, 1992).
- [4] Y. Yamamura and H. Tawara, *Res. Rep. National Institute for Fusion Science, NIFS-DATA-23* (1995).
- [5] J. Schou, *Scan. Microsc.* **2**, 607 (1988).
- [6] U. Littmark and S. Fedder, *Nucl. Instr. Meth.* **194**, 607 (1982).
- [7] Y. Yamamura, N. Matsunami and N. Itoh, *Rad. Eff.* **71**, 65 (1983).
- [8] J. Ferron, E.V. Alonso, R.A. Baragiola and A. Oliva-Florio, *J. Phys. D* **14**, 1707 (1981).
- [9] G. Holmen, B. Svensson and A. Buren, *Nucl. Instr. Meth.* **185**, 523 (1981).
- [10] R.A. Baragiola, E.V. Alonso and A. Oliva Florio, *Phys. Rev. B* **19**, 121 (1979).
- [11] Y. Yamamura and J. Bohdanský, *Vacuum* **35**, 561 (1985).
- [12] E.V. Alonso, M.A. Alurade and R.A. Baragiola, *Surf. Sci.* **166**, L155 (1986).
- [13] G. Lakits, F. Aumayr, M. Heim and H. Winter, *Phys. Rev. A* **42**, 5780 (1990).
- [14] J. Kawata and K. Ohya, *Rad. Eff. Def. Sol.* **130-131**, 131 (1994).
- [15] J. Ferron, E.V. Alonso, R.A. Baragiola and A. Oliva-Florio, *Phys. Rev. B* **24**, 4412 (1981).
- [16] B. Svensson, G. Holmen and A. Buren, *Phys. Rev. B* **24**, 3749 (1981).
- [17] A. Oliva-Florio, R.A. Baragiola, M.M. Jakas, E.V. Alonso and J. Ferron, *Phys. Rev. B* **35**, 2198 (1987).
- [18] A. Hegmann, R. Zimny, H.W. Ortjohann, H. Winter and Z.L. Miskovic, *Europhys. Lett.* **26**, 383 (1994).
- [19] G. Falcone and P. Sigmund, *Appl. Phys.* **25**, 307 (1981).
- [20] M.W. Thompson and R.S. Nelson, *Philos. Mag.* **7**, 2015 (1962).
- [21] J. Dembowski, H. Oechsner, Y. Yamamura and M. Urbassek, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **18**, 464 (1987).
- [22] J. Schou, *Phys. Rev. B* **22**, 2141 (1980).
- [23] D. Hasselkamp, S. Hippler and A. Scharmann, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **18**, 561 (1987).
- [24] K. Ohya and J. Kawata, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **115**, 265 (1996).
- [25] W.O. Hofer, *Sputtering by Particle Bombardment III*, eds. R. Behrisch and K. Wittmaack (Springer, Berlin, 1991) p. 15.
- [26] G. Wehner, *Z. Physik* **193**, 439 (1966).
- [27] K. Oda, T. Kanie, A. Ichimiya, S. Ohtani, K. Ohya and T. Tawara, *Surf. Sci.* **262**, 437 (1992).
- [28] J. Mischler, N. Benazeth, M. Negre and C. Benazeth, *Surf. Sci.* **136**, 532 (1984).
- [29] J. Kawata and K. Ohya, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 2325 (1997).
- [30] Y. Yamamura, T. Takiguchi and H. Tawara, *Res. Rep. National Institute for Fusion Science, NIFS-DATA-1* (1990).
- [31] H.J. Klein, *Z. Physik* **188**, 78 (1965).
- [32] J. Bohdanský, G.L. Chen, W. Eckstein, J. Roth and B.M.U. Scerzer, *J. Nucl. Mater.* **111&112**, 717 (1982).
- [33] G. Lakits, F. Aumayr and H. Winter, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 3151 (1989).
- [34] B. Dev, *J. Phys. D* **27**, 1031 (1994).
- [35] O. Benka, E. Steinbauer, O. Bolik and T. Fink, *Nucl. Instr. Meth. B* **93**, 156 (1994).
- [36] W. Eckstein, *Computer Simulation of Ion-Solid Interactions* (Springer, Berlin, 1992) p. 212.
- [37] K. Ohya, F. Aumayr and H. Winter, *Phys. Rev. B* **46**, 3101 (1992).
- [38] J. Kawata and K. Ohya, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* **98**, 450 (1995).