

連載 (講義)

## 反射高速陽電子回折による結晶表面の研究：基礎編

一宮 彪彦\*

〒121-0813 東京都足立区竹の塚 1-20-28

\* [ichimiya@nagoya-u.jp](mailto:ichimiya@nagoya-u.jp)

(2011年9月13日受理)

陽電子は電子と質量が等しく電荷が正の反粒子である。そのため、反射高速陽電子回折では電子と異なる性質を持ち、全反射条件が得られる。この条件下で陽電子ビームの浸入深さは1原子層以下であるため、極表面の原子構造や熱振動等の表面物性をバルクの影響を受けずに検出できるメリットがある。また、表面上の吸着層構造に関しても、全反射領域におけるロッキング曲線を解析することにより、その構造をユニークに決定できる特徴を持つ。ここでは、反射高速陽電子回折の特長について、理論的な背景を述べる。

## Reflection High-Energy Positron Diffraction for Surface Analysis: Fundamentals

Ayahiko Ichimiya\*

1-20-28 Takenotsuka, Adachi-ku, Tokyo 121-0813, Japan

\* [ichimiya@nagoya-u.jp](mailto:ichimiya@nagoya-u.jp)

(Received: September 13, 2011)

When total reflection occurs for fast positrons at crystal surfaces, the positron beam penetrates less than 0.1nm into the crystal. Therefore, using total reflection positron diffraction we can measure surface structures and properties of the topmost crystal surfaces without bulk effects. Using this method, surface structures, adsorbed structures and surface vibration amplitudes are found for crystal surfaces. The fundamental properties of fast positron beams are described in this lecture.

### 1. はじめに

結晶表面の物性を調べる上で、表面の原子構造に関する知見は非常に重要である。表面の原子配列を調べるには、X線回折法や電子回折法が有力な方法の一つとして用いられている。しかし、電子回折やX線回折では、プローブがバルク領域まで入り込み、表面領域の情報とともにバルクの情報が混在するために、それらを分ける必要がでてくる。バルク領域まで浸入しにくいプローブとしては原子線や分子線があるが、陽電子もその一つであり、後に述べるようにその性質がほとんど電子と同じであるために理論的に取り扱いやすい特徴がある。

陽電子は電子の反粒子である。すなわち電子と質量が等しく電荷が反対の正電荷を持つ粒子である。

したがって、電子に対しては引力として働く結晶ポテンシャルが、陽電子に対しては斥力ポテンシャルとなる。すなわち、電子は結晶中で加速されるが、陽電子は減速される。そのために、陽電子ビームに対しては、ビームが結晶中にほとんど浸入しない全反射条件が得られる。この条件下における回折強度を計測することにより、最表面のみの情報を得ることが出来る[1]。このことから、陽電子回折法は表面敏感な計測手法といえる。この性質はイオン散乱や分子線回折・散乱と同じではあるが、粒子の質量が軽く、結晶ポテンシャルの絶対値が電子のそれと等しく、十分に信頼できる値を得ることが出来るのも利点である。特に、高速陽電子の結晶内での挙動を理解するためには、結晶ポテンシャルのフーリエ展

開が効果的であり,バルクポテンシャルに関しては, X線回折による結晶内電子分布の精密測定に基づく正確な内部ポテンシャルの値を与えることが出来る. また,既に開発されている反射高速電子回折 (RHEED: Reflection High-Energy Electron Diffraction) の動力的理論[2, 3]をそのまま適用できる利点もある.

陽電子は電子の反粒子のため,結晶中に入射すると電子との衝突で消滅するのではないかという心配がある. 実際には,陽電子が結晶内の電子と衝突して消滅するには熱エネルギー程度まで減速される必要があり,高速の陽電子に対する陽電子消滅の断面積は無視できるほど小さいと考えられる.

本解説では,反射高速電子回折の基礎と応用について数回にわたって述べる. 第1回の今回は,主に高速陽電子回折の原理と表面解析への優位性について述べ,次回以降は,装置と技術的問題,反射高速陽電子回折の動力的理論,陽電子回折の表面解析への応用とこれまでの成果等について述べる予定である.

## 2. 高速陽電子の全反射条件

高速陽電子による表面測定は,全反射条件において行われることが多い. そこで,陽電子の結晶ポテンシャル中での挙動から全反射の条件を導き出す. 荷電粒子が結晶内に入射すると結晶ポテンシャルによって,運動エネルギーが変化する. 電子の場合, Fig.1a のように,結晶ポテンシャルは負なので,電子は結晶中で加速され,結晶内の平均の運動エネルギーは,平均内部ポテンシャルを $-V_0$ とすると,図のように $eV_0$ 分だけ増加する. ここで, $e$ は素電荷である. したがって,入射電子のエネルギーを $E_0$ とすると,結晶内部での平均の運動エネルギー $E$ は, $E = E_0 + eV_0$ となって増加する. これに対して,陽電子に対する結晶ポテンシャルは Fig.1b のように正の値を示すので,結晶内部での陽電子の平均の運動エネルギーは, $E = E_0 - eV_0$ となって減少する.

一般に粒子が媒質外部から媒質中に入射するとき,運動量の媒質表面に平行な成分は,媒質の外部と内部で保存される. 従って,粒子が媒質に入射したときの運動量の変化は,表面に垂直な成分に限られる. そこで,運動エネルギーも運動量の平行成分と垂直成分に便宜上分離することが出来る. すなわち, $E_0 = E_{0\perp} + E_{0\parallel}$ ,  $E = E_{\perp} + E_{\parallel}$  である. ここで, $E_{0\parallel}$ と $E_{\parallel}$ は運動量の平行成分が等しいので, $E_{0\parallel} = E_{\parallel}$  である. こうすると,陽電子に対する運動エネルギーの式,

$$E = E_0 - eV_0$$

$$E_{\perp} = E_{0\perp} - eV_0 \quad (1)$$

となる. 高速陽電子が結晶表面に視斜角 $\theta$ で入射すると, $E_{0\perp} = E_0 \sin^2\theta$ になる. 入射陽電子の入射視斜角が小さくなって, $E_0 \sin^2\theta < eV_0$  となると, $E_{\perp}$ は負になるので,陽電子は結晶中に許されるエネルギー状態がなくなり,

$$\theta < \sin^{-1}(eV_0/E_0)^{1/2} \quad (2)$$

の条件で全反射する. 例えば,シリコン結晶の場合,平均内部ポテンシャルは $V_0 = 12$  Vなので[4],10 keVの陽電子が入射したときの全反射の条件は, $\theta < 1.98^\circ$ となり,入射視斜角約 $2^\circ$ 以下で全反射条件が得られる.

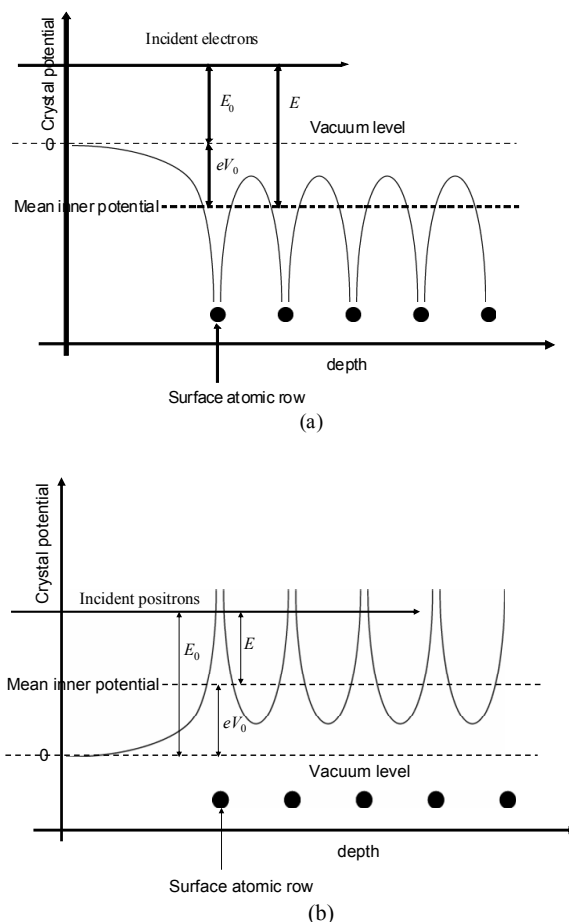


Fig. 1 Schematic diagrams of crystal potentials and kinetic energies; (a) for electrons; (b) for positrons.  $E_0$  is the kinetic energy of incident particles,  $V_0$  mean inner potential, and  $E$ 's are mean kinetic energies in the crystal.

### 3. 全反射条件における高速陽電子の浸入深さ

全反射条件では, 結晶内の運動エネルギーの表面垂直成分  $E_{\perp}$  は負になる.  $E_{\perp}$  を結晶中の陽電子の波数ベクトルの表面垂直成分  $k_{\perp}$  を用いてあらわすと,

$$E_{\perp} = (\hbar k_{\perp})^2 / 8\pi^2 m \quad (3)$$

となる. ここで,  $\hbar$  はプランク定数,  $m$  は陽電子の質量である.  $E_{\perp}$  が負なので, 波数ベクトルの表面垂直成分  $k_{\perp}$  は純虚数になる. すなわち, 入射波は表面から結晶内部に向かって減衰する波, 消衰波 (evanescent wave) になる. 消衰波の波動関数は  $\exp(i k_{\perp} z)$  であらわされる. ここで, 表面に垂直に結晶内部に向かって  $z$  軸を取った. ここで虚数  $k_{\perp}$  を  $k_{\perp} = i/2\Lambda$  とすると, 波動関数は  $\exp(-z/2\Lambda)$  となり, 減衰項が現れる. 波動場の強さは波動関数の 2 乗に比例するので, 消衰距離, すなわち浸入深さは  $\Lambda$  となる. (1) 式と (3) 式を用い,  $8\pi^2 m e V_0 / \hbar^2 = U_0$ ,  $8\pi^2 m E_0 / \hbar^2 = K_0^2$  とすると, 浸入深さ  $\Lambda$  は

$$\Lambda = 1 / (4U_0 - 4K_0^2 \sin^2\theta)^{1/2} \quad (4)$$

である. ここで,  $K_0$  は真空中の陽電子の波数である.  $eV_0$  および  $E_0$  を eV 単位とすると,  $U_0 = eV_0/3.81 \text{ \AA}^{-2}$ ,  $K_0^2 = E_0/3.81 \text{ \AA}^{-2}$  である.

Fig. 2 は 10 keV のエネルギーの高速陽電子ビームのシリコン表面 (平均内部ポテンシャル: 12 V) に対する全反射領域での浸入深さの入射視斜角依存性を示している. 結晶中における陽電子の非弾性散乱による散乱吸収がない場合は, 曲線(a) のように全反射臨界角で浸入深さは無限大になるが, その直前, 入射視斜角 1.9°まで, 浸入深さは 1 Å 以下である. 結晶中で非弾性散乱による吸収がある場合は, 結晶ポテンシャルに虚数項が入り, 虚ポテンシャル (吸収ポテンシャル) を導入することで, 吸収の効果を考慮することが出来る. Fig. 2 の曲線(b)は平均内部虚ポテンシャルの値を 1.5 V とした時の浸入深さで, 入射視斜角 1.8°まで, 吸収のない場合の曲線(a)とほとんど一致しており, 全反射領域での浸入深さは 1 Å 以下であることが分かる. 以上のように, 高速陽電子ビームは全反射領域では, 浸入深さは 1 Å 以下, すなわち 1 原子層以下であり, 極表面の構造や物性の研究には非常に強力なプローブである.

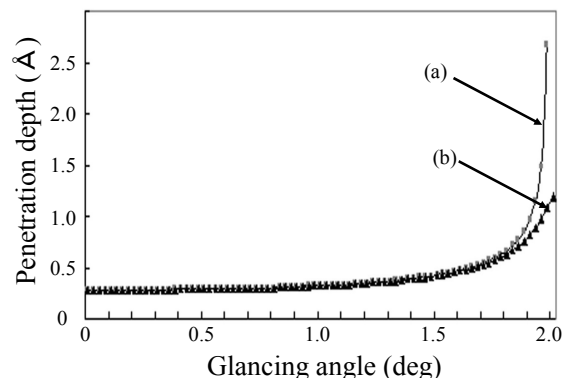


Fig. 2 Glancing angle dependences of penetration depth of evanescent waves for a 10 keV positron beam in a silicon substrate with mean inner potential of 12 V. Curve (a) for no absorption of positron beams and curve (b) for mean imaginary potential (absorption potential) of 1.5 V.

### 4. 陽電子線と電子線の反射強度の比較

ここで, 陽電子線と電子線の反射強度について, 特に全反射領域での陽電子ビームの優位性について簡単に述べる. ここでは, 結晶性を考えずに, 平均内部ポテンシャルをもつ様な媒質による反射を考える. この場合は, 光学で使われるフレネル係数もちいる. フレネル係数は入射強度を 1 とした時の強度であり, 反射のフレネル係数, すなわち反射率は

$$\text{反射率} = |K_{\perp} - k_{\perp}|^2 / |K_{\perp} + k_{\perp}|^2 \quad (5)$$

である (参考文献[3], pp 25). ここで,  $K_{\perp}$  は真空中の陽電子の波数ベクトルの表面垂直成分である.

(1) 式から,  $k_{\perp}$  は  $(K_0^2 \sin^2\theta - U_0)^{1/2}$  であり,  $K_{\perp}$  は  $K_0 \sin\theta$  なので,  $K_0^2 = E_0/3.81$  および  $U_0 = V_0/3.81$  を使って, 反射率を計算できる. 陽電子の場合,  $k_{\perp}$  は全反射領域で純虚数となるので, 絶対値の二乗は, 分子, 分母ともに等しくなり, 反射率は 1 となる. Fig. 3 は入射エネルギー 10 keV に対してシリコンの平均内部ポテンシャル 12 V の場合について, 電子および陽電子の反射率を入射視斜角でプロットしたものである.

図のように, 陽電子の全反射領域では電子線の反射率は入射視斜角 1°で 0.14, 2°で 0.03 と非常に小さい. また, 陽電子も全反射領域を外れると急激に強度が落ちる. このことから, 陽電子回折では, 全反射領域を使うことで, 強度を稼ぐことが出来ると共に, 最表面の情報を得ることが出来る.

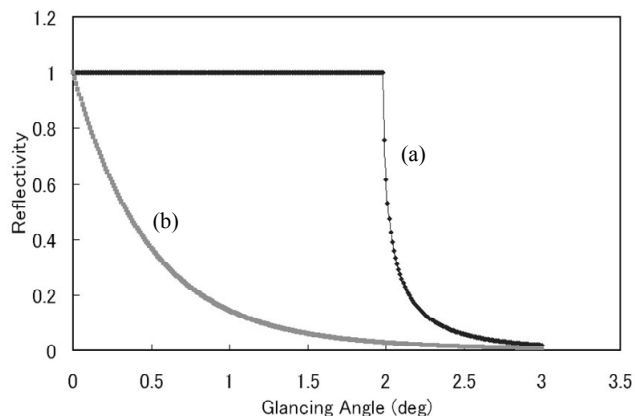


Fig. 3 Reflectivity of 10 keV positrons and electrons for a silicon substrate with mean inner potential of 12 V. Curve (a) for positrons and curve (b) for electrons.

### 5. 高速陽電子反射の表面吸着効果

結晶表面に吸着層がある場合、平均内部ポテンシャルは Fig. 4 のように吸着層のポテンシャルとバルク層のポテンシャルに分かれる。吸着層の平均内部ポテンシャルを  $V_A$ 、バルク層のポテンシャルを  $V_B$  とする。図は吸着層の平均ポテンシャル  $V_A$  がバルクの  $V_B$  よりも小さい場合を示している。入射陽電子の運動エネルギーの表面垂直成分  $E_{\perp}$  が  $eV_A$  よりも小さい場合、すなわち図中(a)の場合は、陽電子は吸着層で全反射する。 $E_{\perp}$  が  $eV_A$  より大きく、 $eV_B$  よりも小さい場合、すなわち図中(b)の場合は、陽電子ビームは吸着層を通過して吸着層とバルク層の界面で全反射する。このとき、陽電子ビームが吸着層内で非弾性散乱による吸収を受けなければ、入射波も反射波も吸着層の影響を受けず、反射強度は全反射の強度、すなわち入射波と等しい強度となるので、吸着層の存在を反射強度からのみでは検出できないことになる。

実際には、陽電子は吸着層内で非弾性散乱を受けるので、図中 (b) の条件では、入射波は吸収によって弱められて吸着層とバルク層の界面に到達し全反射する。反射波も吸着層で弱められるので、 $E_{\perp} > eV_A$  において、反射強度は急激に減少する。吸収係数は入射ビームの視射角が小さいほど大きく、特に  $E_{\perp}$  が  $eV_A$  に近い時に非常に大きい。しかし、 $E_{\perp}$  が大きくなるに従って、吸収の効果は小さくなるので、反射強度は入射視射角が大きくなると回復する。さらに入射視射角が大きくなり、 $E_{\perp}$  が  $eV_B$  より大きい角度 (バルクの全反射角度より大きい角度) で、Fig. 3 に示すように急激に強度は減少する。従って反射強度の入射角依存性、いわゆるロッキング曲線をプ

ロットすると、吸着層がある場合には全反射領域に反射強度の減少するいわゆるディップが観測されるはずである。

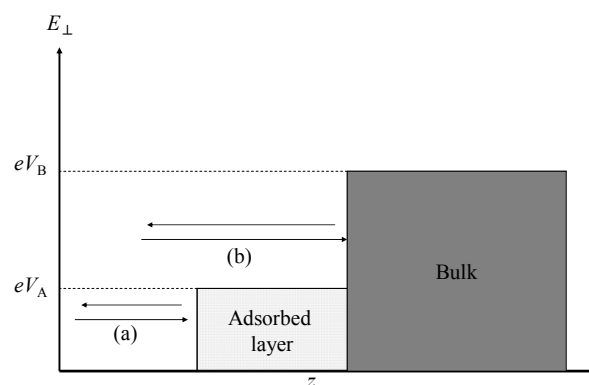


Fig. 4 A schematic diagram of mean inner potentials for adsorbed and bulk layers. Arrows indicate incident and reflection beams for (a);  $E_{\perp} < eV_A$  and (b);  $eV_A < E_{\perp} < eV_B$ .

吸着層のある場合の陽電子ロッキング曲線の例として、水素吸着 Si(111)表面からの反射高速陽電子回折 (RHEPD: Reflection High-Energy Positron Diffraction) 強度のロッキング曲線[5]を Fig. 5 に示す。図中の実験曲線は、15 keV の陽電子ビームをウェット処理をした Si(111)(“1×1”)-H 表面に照射した時の反射強度のロッキング曲線である。15 keV 陽電子のシリコンに対する全反射臨界角は視射角で図中長い点線で示してあるように約  $1.6^{\circ}$  なので、全反射領域に強度の減少するディップが見られる。水素吸着の場合、水素による内部ポテンシャルは無視できるほど小さいので、吸着層の効果である全反射領域のディップは水素吸着によるシリコン原子の配列の変化によると考えられる。なお、反射強度が低角側で小さくなっているのは、Fig. 6 のように、ビームに対して試料が全浴型になっているので、反射強度に  $\sin\theta$  が掛かっているためである。

Fig. 5 において、(a)から(d)の曲線は、RHEPD 動力学的理論 (RHEED 動力学的理論におけるポテンシャルの符号を反転させたもの) により右側の構造モデル(a)から(d)に対して計算した結果である。構造モデル(a)は Si(111)(7×7)-H に対して提案されたモデル[6]と同様で、表面に 24% の  $\text{SiH}_3$  がランダムに吸着している構造である。モデル(b)は単水素吸着層の凹凸がランダムに分布している構造、モデル(c)は表面全てに  $\text{SiH}_3$  が吸着している構造、モデル(d)は表面全てが単水素吸着で覆われている構造である。

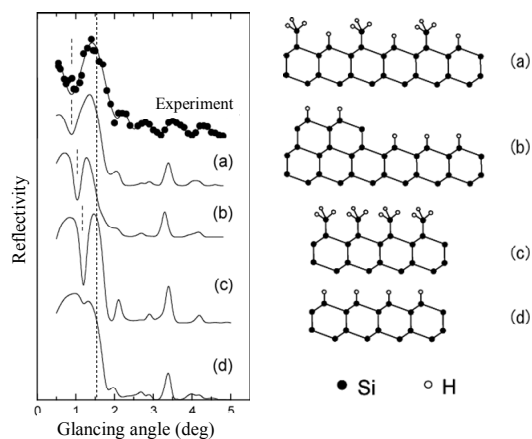


Fig. 5 Rocking curves of Reflection High-Energy Positron Diffraction (RHEPD) intensity from the hydrogen adsorbed Si(111)(“1×1”)-H surface. The plotted curve is an experimental curve for 15 keV positrons. Curves (a) to (d) are calculated by the RHEPD dynamical theory for the structural models (a) to (d) shown in the right hand side of the figure, respectively. The long perpendicular break line shows the critical angle of the total reflection. Short break lines show dip positions of the intensity in the total reflection region.

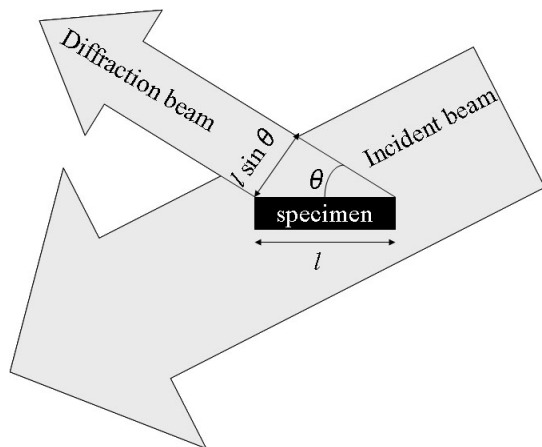


Fig. 6 A positron beam irradiates a finite surface area  $l$ . Intensities of diffraction beams are multiplied by  $l \sin \theta$ .

これらの構造モデルのうち、計算曲線がもっとも実験曲線と一致したのは構造モデル(a)に対するもので、特にディップの位置、強度がよく一致している。これは表面に24%のSiH<sub>3</sub>と76%の単水素吸着が混在している構造である。これに対して、表面全体が単水素吸着層で覆われている場合は、水素による内部ポテンシャルが非常に小さいために、視射角1°付近に小さなディップが観測されるのみで、実験で得られたような大きなディップは観測されないはずである。一方、表面が全てSiH<sub>3</sub>で覆われている場合、

大きなディップが見られるが、ディップの位置が実験値よりも高角度側にあり、実験とは一致しない。構造モデル(b)の場合も、ディップの位置は高角度側であり、また、陽電子の可干渉距離(この時期では数nm以下)から考えて、凹凸はかなり高密度に存在するはずであり、この場合、RHEPD図形にストリークが見られるはずであるが、実際には回折図形はスポット状であり、表面は平坦であると考えられる。従って、ウェットで作製したSi(111)(“1×1”)-Hの構造はSi(111)表面に24%のSiH<sub>3</sub>と76%の単水素吸着が分布している構造と結論できる。この構造は反射高速電子回折で決定されたSi(111)7×7上の水素吸着構造[6]とかなり良く一致している。一方、同じ試料の赤外分光スペクトルにはSiHのピークのみが観測されていることも事実である[5]。同じ手法で作成した表面についてはSiHピークの強度が強いことがほくくされている[7]。この回折法による結果と分光法による結果の不一致が、試料作成法によるものか、あるいは測定手法によるものかは、今後の課題と思われる。しかし、全反射領域に見られるディップが表面吸着構造によることは疑いの無い事実でもある。以上のように、高速陽電子ビームの反射強度のロッキング曲線の全反射領域に見られるディップの位置と構造から結晶表面の吸着状態を正確に決定することが出来る。

## 6. 反射高速陽電子回折の特徴

反射回折において、表面垂直方向の回折強度の入射視斜角依存性、すなわちロッキング曲線は表面平行方向とともに、表面垂直方向の原子配列の知見を得る上で重要である。表面垂直方向の回折は、表面に平行な原子面での回折であり、いわゆるブラッグ反射である。結晶格子の格子面間隔を $d$ とすると、よく知られたブラッグの公式

$$2d \sin \theta_B = n\lambda \quad (6)$$

が回折の条件である。ここで、 $\theta_B$ はブラッグ角、 $n$ は整数、 $\lambda$ は格子面に入射する波の波長である。したがって、波長 $\lambda$ は結晶中の値を使う必要がある。電子線の場合、波長 $\lambda$ (単位: Å)は

$$\lambda = \{150.4 / (E_0 - eV_0)\}^{1/2} = (150.4 / E)^{1/2} \quad (7)$$

である。Eは結晶中の平均の運動エネルギーである。結晶表面への入射視斜角を $\theta$ とすると、スネルの法

則により

$$\cos\theta_B / \cos\theta = (E_0 / E)^{1/2} \quad (8)$$

なので, 結晶の外部での回折条件は(7)式と(8)式を使って(6)式を書き直して,

$$E_0 \sin^2\theta = (37.5/d^2)n^2 + eV_0 \quad (9)$$

となる. 反射電子回折では Si(111)の場合,  $d = 3.14 \text{ \AA}$ ,  $eV_0 = -12 \text{ eV}$ , すなわち負の値なので, 1次の回折,  $n = 1$ , の場合,  $E_0 \sin^2\theta = 3.8 - 12.0 < 0$  となって, 111回折ピークは観測されない. すなわち, 反射電子回折では, 最低次の回折強度が観測されず, 表面垂直方向の情報に欠損があることになる. これに対して, 陽電子では,  $eV_0 = 12 \text{ eV}$  と正の値であり, (9)式の左辺,  $E_0 \sin^2\theta$  は常に正になる. したがって最低次の回折強度も測定できるため, 表面垂直方向の原子配列に関して情報の欠損がなく, より精密な構造解析が可能となる.

## 7. 表面物性測定の可能性

陽電子ビームの全反射条件下では, 陽電子の浸入深さは  $1 \text{ \AA}$  以下であることをすでに述べた. この条件下では, バルクの影響なしに, 表面の物性を検出できると思われる. 回折法で最も簡便に検出できるのは, 表面の熱振動による表面デバイ温度である. したがって, 全反射条件下での反射回折強度の温度変化を測定することで, 表面デバイ温度を決定できる. 回折強度におけるデバイ温度の効果はデバイ-ワラー (Debye-Waller) 因子として指数関数の形でかかってくる. その指数をデバイ因子と呼び, 熱振動の平均二乗振幅に比例する. また, デバイ因子は近似的に温度に比例し, デバイ温度に反比例するので, 上に述べたように回折強度の温度変化を測定することでデバイ温度を決定できる.

Fig. 7は Si(111)表面に対するモデル計算によって, 表面デバイ因子の変化に対する RHEPD強度変化が, バルクのデバイ因子によってどれだけ影響を受けるかを調べたものである[1]. 横軸は表面デバイ因子であり, 縦軸は対数で, RHEPD強度である. 強度は Si(111)表面に  $[1\bar{1}0]$ 方向から入射した場合の  $(\bar{1}1)$ ロッドの強度変化を, 主要な5つの回折波間の多重回折を考慮した RHEPD 動力学的計算によって得た. 入射ビームのエネルギーは  $10 \text{ keV}$ , 入射視斜角は  $1^\circ$ ,  $2^\circ$ および  $3^\circ$ であり, このうち,  $1^\circ$ は全反射条件,  $2^\circ$

は全反射条件をわずかに出た領域,  $3^\circ$ は通常の反射条件である. 図中, 黒プロットはバルクのデバイ因子を  $0.3 \text{ \AA}^2$ に固定した場合であり, 白抜きプロットはバルクのデバイ因子を  $4.3 \text{ \AA}^2$ に固定した場合である. ここで, 黒プロットと白抜きプロットを比較すると, 丸と三角のプロット, すなわち全反射条件, あるいはそれに非常に近い条件では, バルクのデバイ因子を大きく変化させても, RHEPD強度にはほとんど影響がなく, 双方のプロットは重なっている. それに対して, 陽電子がバルクに浸入する入射視斜角  $3^\circ$ においては, 黒四角と白四角のプロットが大きくずれているのがわかる. (ただし, 白抜きの場合は表面デバイ因子が  $1 \text{ \AA}^2$ 以上で計算している.) これは, 全反射条件下で回折強度の温度依存性を測定すれば表面デバイ因子から表面デバイ温度を決定できることを示している. 実際に, 全反射条件下での RHEPD強度測定から Si(111)表面の表面デバイ温度を決定しており[8], それについては, このシリーズの応用編で詳しく述べる.

このように, 全反射条件下で陽電子回折強度を測定することで熱振動や, 表面相転移などの物性測定がバルクの影響を受けずに行うことができる.

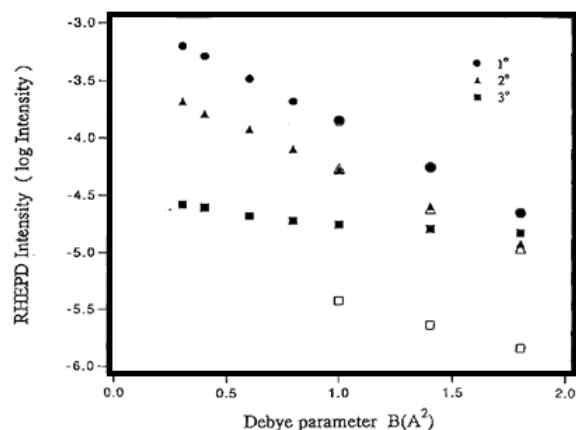


Fig. 7 Calculated results of surface Debye parameter dependences of an RHEPD intensity of  $(\bar{1}1)$  rod from a Si(111) surface at  $[1\bar{1}0]$  incidence with several glancing angles. Circles, triangles and squares are marks for a glancing angle of  $1^\circ$ ,  $2^\circ$  and  $3^\circ$ , respectively. Solid marks: Bulk Debye parameter is fixed at  $0.3 \text{ \AA}^2$ . Open marks: Bulk Debye parameter is fixed at  $4.3 \text{ \AA}^2$ .

## 8. まとめ

反射高速陽電子回折では全反射条件下で陽電子ビームの浸入深さは1原子層以下である. したがって, この条件下では, 極表面の原子構造や熱振動等の表

面物性をバルクの影響を受けずに検出できるメリットがある。また、表面上の吸着層構造に関しても、全反射領域におけるロッキング曲線の特徴から、その構造をユニークに決定できる特徴を持つ。また、表面近傍のバルク構造に関しても、表面垂直方向の回折強度に関して情報の欠損がなく、構造の精密解析が可能となる。このように反射高速陽電子回折法は表面研究のプロープとして優れたポテンシャルを持っていると考えられる。

## 9. 謝辞

本稿を書くにあたって、データの使用を快く認めていただいた、(独)日本原子力研究・開発機構先端科学研究センターの河裾厚男博士に感謝いたします。また本研究は(独)日本原子力研究・開発機構先端科学研究センターおよび名古屋大学工学研究科において行われました。

## 参考文献

- [1] A. Ichimiya, Positrons at Metallic Surfaces, ed. by A. Ishii, pp 143-147, Trans Tech Publications (1992).
- [2] A. Ichimiya, Jpn. J. Appl. Phys. **22**, 176 (1983).
- [3] A. Ichimiya and P. I. Cohen, Reflection High Energy Electron Diffraction, Cambridge University Press (2004).
- [4] A. Ichimiya, Surface Sci. Lett. **192**, L893 (1987).
- [5] A. Kawasuso, M. Yoshikawa, K. Kojima, S. Okada and A. Ichimiya, Phys. Rev. **B61**, 2102 (2000).
- [6] A. Ichimiya and S. Mizuno, Surface Sci. Lett. **191**, L765 (1987).
- [7] R.S. Becker, G.S. Higashi, Y.J. Chabal and A.J. Becker, phys. Rev. Lett. **65**, 1917 (1990).
- [8] Y. Fukaya, A. Kawasuso, K. Hayashi and A. Ichimiya, Phys. Rev. **B70**, 245422 (2004).