



Title	シリコン<111>軸チャンネルリングにおけるプロトンのエネルギー損失に関する実験
Author(s)	芳賀, 哲也; Haga, Tetuya; 鳥海, 郁夫 他
Citation	北海道大學工学部研究報告, 86, 103-111
Issue Date	1978-02-03
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/41446">https://hdl.handle.net/2115/41446</a>
Type	departmental bulletin paper
File Information	86_103-112.pdf



## シリコン $\langle 111 \rangle$ 軸チャンネルリングにおける プロトンのエネルギー損失に関する実験

芳賀 哲也\* 鳥海 郁夫\*\*  
塩尺 常晴\* 阿部 寛\*

(昭和 52 年 8 月 31 日受理)

### Experiments on the Energy-loss of Proton under Channeling along the $\langle 111 \rangle$ axis in Silicons

Tetuya HAGA Ikuo TORIMI  
Tuneharu SHIOJIRI Yutaka ABE

(Received August 31, 1977)

#### Abstract

Experiments on the energy-loss of channeled protons along the  $\langle 111 \rangle$  axis of silicon single crystals were carried out over a range of medium incident energies. The experimental results did not obey the "equipartition rule" in this energy range and this fact suggested that both close collisions and collision with distant plasma resonance were responsible for the energy-loss of the channeled protons.

The contributions of valence electrons and core electrons to the energy-loss were investigated according to the theory of Dettman and Robinson. It was pointed out that the main physical origin of the deviation of experimental results from the theoretical calculations was due to the overestimation of valence electron contribution in this energy range.

#### 1. はじめに

固体に高エネルギー荷電粒子が打ち込まれると、ラザフォード散乱、エネルギー損失、核反応、X-線放出、二次電子放出といった多様な現象が発生する。固体材料がアモルファスな状態或いは結晶格子の空間的な配列がランダムとみなされる状況のもとでは、衝突係数は特定の方向依存性をもたないので、発生する各種の過程も方向依存性を示さない。一方、固体材料が単結晶である場合には、衝突係数は荷電粒子ビームの入射方向と結晶軸の相対的な角度に強く依存するようになる。これは“チャンネルリング”効果としてよく知られた効果である。固体単結晶におけるチャンネルリング効果の可能性は、今から 60 年以前に Stark<sup>1)</sup> によって指摘された現象であるが、1960 年に至るまでは、材料科学の分野でほとんど注目されていなかった。単結晶製造技術の進歩と半導体検出器の飛跳的な進歩、及び計測技術の発展によって、チャンネルリング効果を利

\* 原子工学科 量子計測工学講座

\*\* 工学部バンデグラフ研究室

用した材料分析の研究は、近年多くの分野で注目を集める様になった<sup>2)</sup>。

チャンネルング効果における最も重要な物理量は、電子阻止能である。これは、荷電粒子のエネルギー損失の直接測定に関連するパラメータで、チャンネルングとの関係は定性的に次のように考えることが出来よう。入射荷電粒子ビームの方向が、単結晶の低指数軸或いは面方向に平行に入射する場合、粒子はその入射軸をかこむ原子列又は原子面によって小角散乱を受け、軸或いは面内におしもどされながら進行する。従って近接した衝突の確率は、すどく減少し、電子阻止能の異常減少として観測されることになる。このチャンネルングイオンの電子阻止能に関する実験及び理論は、比較的よく実験の行われているプロトンに対しても不十分で、特に数 100 KeV より 1 MeV にわたる中間エネルギーにおける電子阻止能の各チャンネル、エネルギー依存性については、定性的な議論にとどまっている。我々は、試料として高純度シリコン単結晶薄膜を用い、透過法によってチャンネルングにおける電子阻止能の測定を行ったので、測定方法の概要と測定結果について報告する。

## 2. 実験体系について

実験体系の概略図を Fig. 1 に示す。実験装置は大別して次の三つの部分から構成されている：バンデグラフ加速器、90°分析電磁石及び真空散乱槽である。

### 2.1 北大バンデグラフによる

#### イオン加速

イオン加速器としては、三菱電気 VC-3 を改造して用いる事とした。北大に設置されている VC-3 は、1.2 MeV の電子加速器として納入されているため、そのイオン化が不可欠であった。バンデグラフ加速器を実験に使用する理由は、静電加速器であるために、ビームのエネルギーの単色性の良好な点、及び～数 MeV 程度のエネルギー領域で最も安定かつ経済的な加速器である点にある。イ

オン源としては、米国 ORTEC 社製 320 型 RF イオン源を使用した。RF イオン源を用いた理由は、i) 構造が簡単で動作が安定であること、ii) 化学的に活性なガス状元素のイオン発生に適していること、iii) ガス効率が良いこと、iv) 長寿命である事、等である。収束用レンズとしては、ORTEC 社 369B-Gap and 2-inch Einzel lens を用い、ガスリークは、同じく同社の 341 サーモメカニカルリークバルブを用いた。発振器は、送信管 S 2001 を用いた簡単な回路構成でプレー

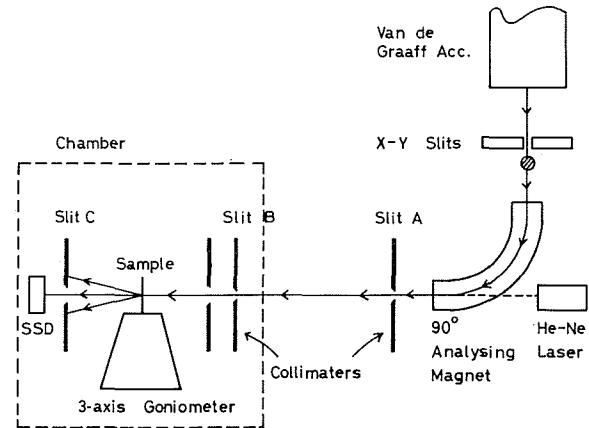


Fig. 1. Experimental arrangement.

Table 1. Characteristics of ion beams

Hydrogen gas		Helium gas		probe voltage: 1 kV gas leak: $3 \times 10^{-6}$ torr rf voltage: 400 V *probe voltage 2.5 kV
H <sup>+</sup>	0.8 ( $\mu$ A)	He <sup>+</sup>	0.4 ( $\mu$ A)	
H <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2.0	He <sup>+</sup>	1.0*	
H <sub>3</sub> <sup>+</sup>	1.5			
total beam	8.0	total beam	2.5	

ト入力電力は約 30 W の程度である。本実験に先だち、イオンビームの収量に関する実験を行った。その結果は、Table 1 に示す。これによって本装置のイオン加速電流の概要をつかむ事が出来る。

## 2.2 スリット、分析マグネット及びゴニオメーター

チャンネルリング効果の測定を行うに当って、特に次の点が測定系に要求される：

- i) イオンビームのエネルギー測定は半導体検出器を使用するため入射イオンの数は  $10^4/\text{sec}$  以下であること。
- ii) 入射イオンビームの発散角は、チャンネルリングの臨界角  $\phi_c$  に比べて十分小さいこと。(1 MeV のプロトンの場合、Si の〈111〉軸チャンネルリングにおいて  $\phi_c \approx 0.28^\circ$ )
- iii) 試料の方位設定の角度分解能も  $\phi_c$  に比べて十分小さいこと。
- iv) ビームのエネルギーは単色であること。

以上の点を十分考慮した上で以下の各測定部が構成されている。

バンデグラフ加速器から出るイオンビームは、X-Y スリットを通る。これは 25 mm $\phi$  の 4 本の水冷モリブデン丸棒より構成され、1/100 mm の精度でスリット幅を可変出来る。実際に使用したスリット幅は、 $0.2 \times 0.2 \text{ mm}^2$  である。

90° 偏向分析マグネットは、日本高密度研究所製 H1500 型である。曲率半径 50 cm、最大磁束密度は、9 Kgauss で、安定度は、 $\sim 10^{-5}$  である。磁場測定には、プロトンの NMR で較正されたホール素子を用いた。

コリメータは、2 本のピンホールスリットで構成され、これを通過したイオンビームの発散角は、 $0.03^\circ$  であった。

試料設定用のゴニオメーターは、日電バリアン製の 3 軸ゴニオメーターで高真空中でステップモーターにより駆動され、回転範囲は、 $X: \pm 360^\circ, Y: 179^\circ, Z: \pm 30^\circ$  で角度分解能は、 $0.0083^\circ$  である。Fig. 1 に示されているスリット C は、試料より 20 cm の距離で入射ビーム軸延長上に設置された 2 mm $\phi$  のピンホールスリットであり、試料より入射ビーム軸に対して最大  $0.43^\circ$  以内に放出されるイオンのみを捕えることが出来るようにしたものである。(立体角  $< 3.1 \times 10^{-3} \text{ sr}$ )

## 2.3 半導体検出器及び測定装置

使用した検出器は、ORTEC 社製有効面積 50 mm $^2$  の surface barrier 型半導体検出器でエネルギー分解能は、 $(\alpha) 16 \text{ KeV}$  のものである。電気的測定系は、Fig. 2 に示す如く、放射線計測における標準的な回路である。マルチチャンネルアナライザーのエネルギー較正は、標準線源  $^{241}\text{Am}$  と、TC-800 パルサーを用いて行っている。

## 2.4 ビームの総合特性

Fig. 1 の体系においてイオンビームを直接検出器に導入し、ビームのエネルギーの広がり幅に関する測定を行った結果を Fig 3 に示す。H $^+$  ビームは、予期された単純なエネルギー分散構造をもち、その半値幅は約 18 keV でこの値は 400 ~ 1200 KeV の範囲で一定である。この半値幅は実験結果から大部分が検出器自身の雑音によるものであり、従って H $^+$  ビーム自身のエネルギー広がり幅は、 $\pm 1 \text{ keV}$  以下で本実験に必要な単色性を十分に満足するものである。H $^2$  ビームについては、目的とする H $^2$  ピークの他に、このエネルギーの半分

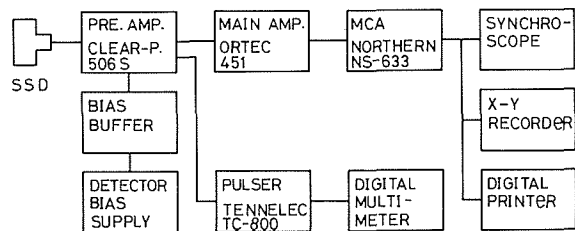


Fig. 2. Schematic diagram of apparatus for the energy-loss measurements.

の位置に小さなピークをもつことが明らかとなった。この小さなピークは、 $H^+$  イオンがピンホールスリットの端等により散乱をうけて  $H^+$  と  $H$  に解離した後、その中の一個が検出器に入射して作るピークと考えられる。この二つのピークのカウント数の比は  $\sim 1/20$  であり、その半値幅は共に 18 keV であり、 $H^+$  イオン同様、この幅のエネルギー依存性は認められなかった。

### 3. チャンネリング用試料の作製<sup>3),4)</sup>

本実験に使用する試料としては、次の条件をみたすものが必要とされる：

- i) 不純物濃度が小さく、格子欠陥密度の小さい単結晶であること。
- ii) イオンビームが透過出来るよう十分に薄く、且つストレス等によるひずみをうけない構造であること。
- iii) 酸化膜等による表面のよごれの少ないもの。
- iv) 厚みが一様であること。

以上の目的を達成するために我々は、よく知られたシリコンにおける選択電解研磨法を用いて試料の作製を行った。これは、 $n^+$  シリコン基板上にエピタクシャル成長させた  $n$  シリコン層を試料として使用するものである。HF 水溶液中で電解研磨を行うとき、 $n^+$  層のみが研磨される事を利用し、厚さが均一な数  $\mu m$  の  $n$  シリコン単結晶膜を得ることが出来る。周辺部分をマスクしておく、 $n^+$  層で支持されたシリコン単結晶膜を得ることが出来、試料台に支持する際のストレスや取扱い中の破そんを防ぐ事が容易である。実際に実験に用いた試料は、 $4.7 \mu m$  と  $3.6 \mu m$  の種類の膜厚をもったものである。厚みの測定は、赤外線領域における (波長  $< 1 \mu m$ ) 光の干渉とその波長に対応する屈折率から厚みを求める方法によった。

## 4. 実験結果

### 4.1 シリコン $\langle 111 \rangle$ 軸チャンネルング効果の実験結果

シリコン試料の  $\langle 111 \rangle$  軸と入射イオンビームの方向を一致させるためには、He-Ne レーザー光を用い、レーザー光がコリメーターを通過して試料面で反射した後再びピンホールスリットを通過する様に軸合せを行った。この方法は、試料面の比較的あらい設定には便利であるが、実際の結晶軸は、結晶成長及びその後の処理、試料保持台の精度に依存して幾何学的な軸設定よりわずかにずれる。他方、チャンネルング効果を利用した結晶軸決定の精度は極めて高く、 $< 0.1^\circ$  で軸決定が可能である。我々は、最終的にこの方法によって試料の高精度結晶軸設定を行った。入射エネルギー 920 KeV の  $H^+$  イオンに対するエネルギースペクトルの角度依存性の実験結果を Fig. 4 に示す。(a)~(b)にわたる一連のスペクトルは、典型的なチャンネルングの特性を明確に示すものであり、入射ビーム方向が  $\langle 111 \rangle$  軸に接近するに従って高エネルギー側にピークが移動すること、(b)にみられる如く二つのピークの間エネルギー領域にチャンネルング軸から途中ではずれた“デチャンネルング”イオンを含む事、完全にチャンネルング軸にビームが一致した際のスペクトルの型は、高エネルギー側ですどくおち込み、一方低エネルギー側に尾を引く。

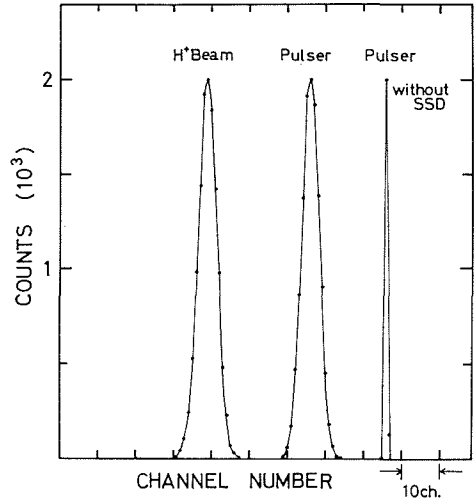


Fig. 3. Energy spectrum of  $H^+$  ion beam.

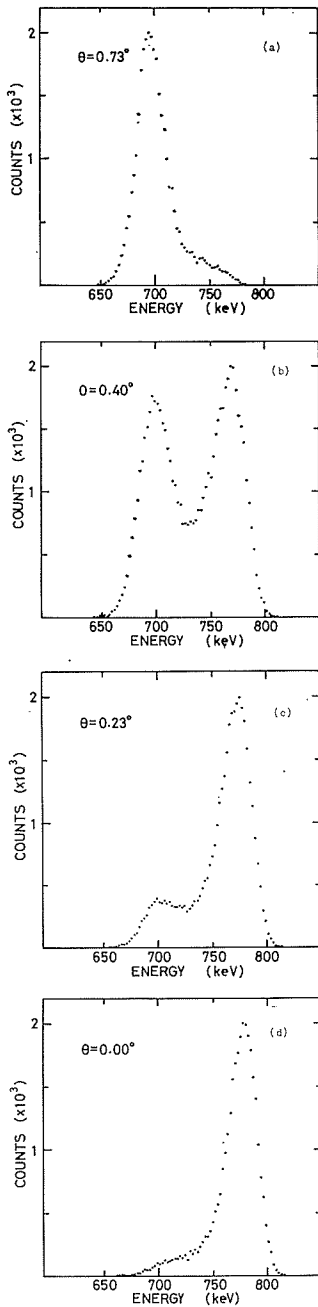


Fig. 4. Dependence of transmitted  $H^+$  ions on the angle between the incident direction and the  $\langle 111 \rangle$  axis of silicon.

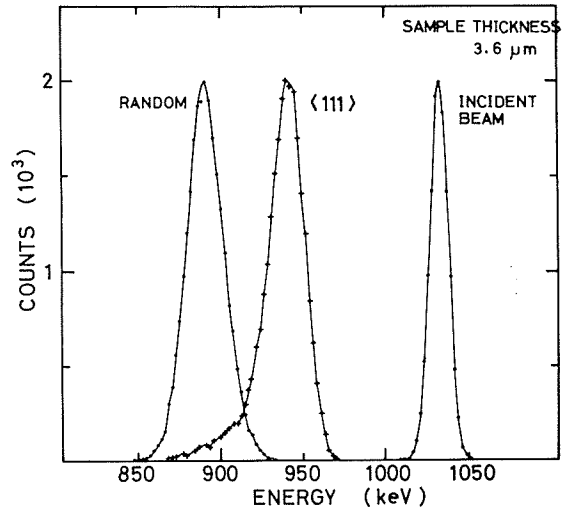


Fig. 5. Energy-loss spectrum of  $H^+$  ions in silicon.

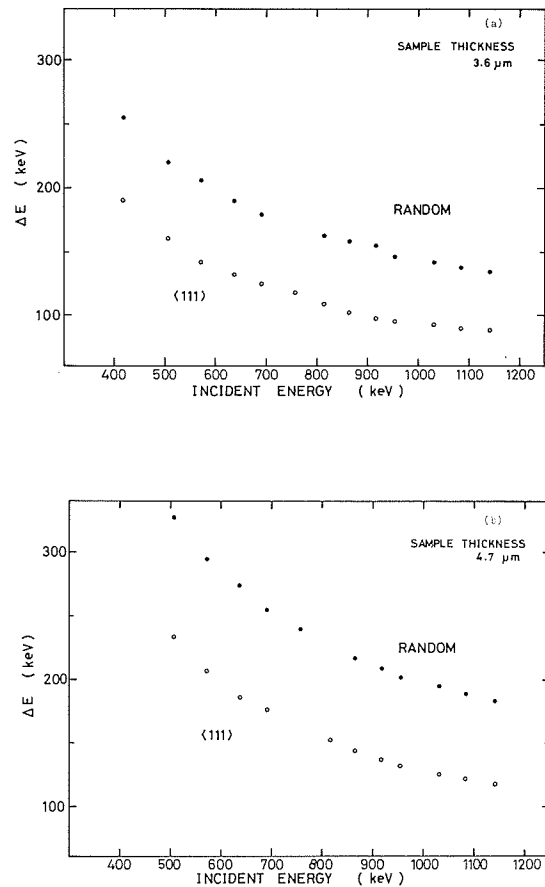


Fig. 6. Increment of energy loss versus incident energies.

チャンネルングの臨界角  $\phi_c^5$  は,

$$\phi_c \propto E^{-1/2} : r < a_{TF} \quad (1a), \quad \phi_c \propto E^{-1/3} : r \sim a_{TF} \quad (1b), \quad \phi_c \propto E^{-1/4} : r > a_{TF} \quad (1c).$$

与えられ, ここで  $E$ : 入射粒子のエネルギー,  $r$ : 原子列より入射粒子への距離,  $a_{TF}$ : Thomas-Fermi 遮へい半径である。いずれの場合にも  $\phi_c$  は低エネルギー側で大きくなる。実験結果は, この効果を明確に示している。

#### 4.2 シリコン〈111〉チャンネルングプロトンのエネルギー損失

我々は, 次にシリコン〈111〉軸チャンネルングプロトンのエネルギー損失の入射エネルギー依存性の実験を行った。入射エネルギー範囲は 400~1200 KeV であり, ランダム方向のエネルギー損失は, 〈111〉軸から  $5^\circ$  ずれた方向のエネルギー損失をとった。その代表的なスペクトルを Fig. 5 に示す。これ等の結果よりエネルギー損失  $\Delta E$  の入射エネルギー依存性が求まるが, これをまとめたのが Fig. 6 (a), (b) である。測定されるエネルギー損失  $\Delta E$  が, 入射エネルギー  $E_0$  の 10% 以下の場合には,  $-(\Delta E/\Delta X) \simeq -(dE/dX)$  ( $\Delta X$ : 試料の厚み) として電子阻止能を求めることができる。我々は, この近似を十分に満足させるため, 同じ入射エネルギーに対する  $3.6 \mu\text{m}$  と  $4.7 \mu\text{m}$  の試料の結果から実質的に  $1.1 \mu\text{m}$  の試料のエネルギー損失を求め,

$$-\left(\frac{dE}{dX}\right)_{E=(E_0+E')/2} \cong -\left(\frac{\Delta E}{\Delta X}\right)_{E=(E_0+E')/2}$$

とにおいて, 電子阻止能の入射エネルギー依存性を求めた。ここで  $E'$  は, 試料より放出されるイオンのエネルギーである。これを Fig. 7 に示す。又これよりチャンネルング状態における電子阻止能  $-(dE/dX)_c$  とランダム方向の電子阻止能  $-(dE/dX)_r$  の比  $\alpha$  は, 700 KeV~1.2 MeV の領域で 0.6~0.7 の弱い入射エネルギー依存性を示す。

$\text{H}_2^+$  イオンについても同様の測定を行ったが, 得られた結果は入射エネルギーの半分のエネルギーをもった  $\text{H}^+$  イオンによるものと仮定した場合に予期されるスペクトルと非常に一致を示した。 $\text{H}_2^+$  イオンに関しては, 多体効果にもとづく興味ある効果が期待されるが<sup>6)</sup>, 今回の測定では, 試料の厚みとその効果をマスクするため測定されなかった。

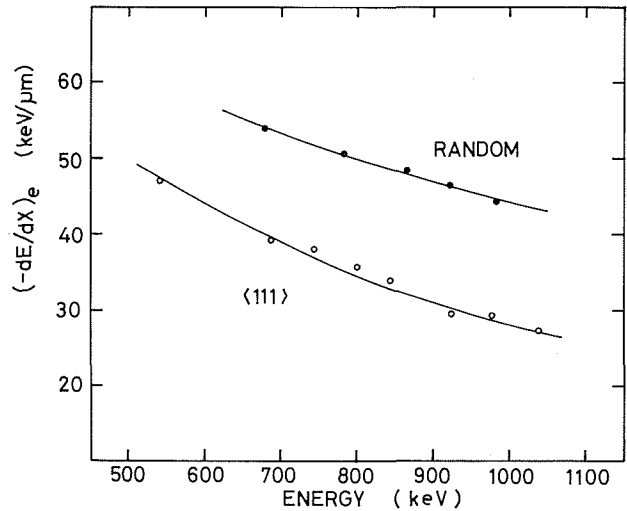


Fig. 7. Electronic stopping power for  $\text{H}^+$  ions in silicon.

#### 5. 実験結果の考察

チャンネルングを行っているイオンに対する電子阻止能の理論を最初に展開したのは, Lindhard<sup>7)</sup> である。Lindhard の理論では, まず相互作用を二つに区分し, 個別電子励起による大きな運動量変化を伴う衝突と衝突係数が電子の軌道半径に比べて十分大きい plasma resonance 衝突から相互作用が構成されている。この理論では, 荷電粒子のエネルギー損失に対する上記の二

つの寄与は粒子の速度が増すに従って漸近的に同じになり、これは“等配分則”としてよく知られている。チャンネルリングの条件下では個別励起が無視出来、従ってエネルギー損失はランダムな場合の1/2になるとというのがこの理論の結果である。本実験の結果及び他のチャンネルリングの実験結果は、等配分則を満しておらず、従ってこの理論によっては実験の詳細を説明出来ない。その後 Brice<sup>8)</sup>は、次に述べる様な方法によってチャンネルリングイオンのエネルギー損失の理論解析を試みた。格子系中を透過するイオンを、各散乱事象における平面波の回折群とみなしてその振舞を調べるという手法である。しかし、この理論は結局チャンネルリングを行っているイオンのエネルギー損失は集団励起によるものという結果を示す事になり、実際のチャンネルリングの状態を反映しているとは言いがたい。Bonsignoi 等<sup>9)</sup>は、free electron gas の誘電関数に格子の周期性を考慮した Falk<sup>10)</sup>の理論をチャンネルリングの問題に拡張する事を試みたが、理論と実験の一致はよくない。しかし、この理論は、物理的に矛盾のない理論構成であり、tight-binding な結晶系への拡張は興味あるものである。

最近、Dettman と Robinson<sup>11)</sup>は、更びこの問題に対する理論的な検討を展開した。彼等の手法は、もう一度 Bethe-Bloch の衝突係数による理論解析にさかのぼって、この方法のチャンネルリングイオンに対する考察を進めるときの適用限界を検討する事から出発している。簡単な考察から容易にわかる如く、チャンネルリングイオンはチャンネル軸の中心近傍に集中して運動を行っているため今単純立方格子を例にとりて考えると  $b \ll a/2$  の近接衝突を受ける確率は非常に小さくなる。(  $b$ : 衝突係数,  $a$ : 格子定数) シリコンの場合 1 MeV のプロトンの  $b_{\min}$  は  $\sim 0.15 \text{ \AA}$  であり他方〈111〉軸の軸半径は  $\sim 1.1 \text{ \AA}$  である。 $\Delta E \propto 1/b^2$  であるため、ランダム方向とチャンネル軸方向でのエネルギー損失に大きな差を生ずる事は定性的に理解される。しかし定量的にはランダム方向で Bethe-Bloch の理論が近似的に成立するエネルギー領域のイオンを考えると、チャンネルリングの状態は、Bethe-Bloch の  $1/b^2$  の特性からは説明出来ない。それは近接衝突が異常に大きな値を示すからである。(極端な場合、 $\Delta E \rightarrow \infty$  as  $b \rightarrow 0$ ) Bethe-Bloch の理論では、従ってこの  $1/b^2$  発散を防ぐために、或る cut-off パラメーター  $b_{\min}$  をとって積分の下限を切ってしまう方法をとらざるを得ない。Dettman 等は、以上の点に注目し、Bethe-Bloch 理論における dipole 近似をとりのぞいて  $1/b^2$  発散が生じない様理論計算を展開した。Bethe-Bloch の理論では  $b/a_0 \sim 2$  の程度で異常に大きな  $\Delta E$  を与えるが、Dettman 等の計算は  $b/a \rightarrow 0$  で  $\Delta E$  は有限な値を示す。(  $a$ : 束ばく電子の Bohr 半径)

次に Dettman 等の理論によって我々の実験結果を解析してみる。シリコンはダイヤモンド構造をもち、その格子定数は  $\sim 5.5 \text{ \AA}$  である。〈111〉軸チャンネル軸のチャンネル断面は、Fig. 8 に示す如き形状をもつ。最初にエネルギー損失に対する valence electrons の寄与を考える。シリコンにおける valence electrons の結合エネルギー  $\epsilon_v$  は  $\epsilon_v \simeq [(\text{valence band の幅})/2] + \text{energy gap}$  で表わされ、8 eV である。Valence electrons を近似的に水素様 model で記述すれば、その実効 Bohr 半径  $a_v$  は、 $\simeq 0.7 \text{ \AA}$  ( $\epsilon_v = \hbar^2/2ma_v$ ) となる。〈111〉軸の中心を直線運動するプロトンのエネルギーを 1 MeV とすると、その速度  $v$  は  $1.38 \times 10^9 \text{ cm/sec}$  で valence electrons の Bohr 速度  $v_0$  は、 $1.68 \times 10^8 \text{ cm/sec}$  となる。従って valence electrons の最大衝突係数  $b_v$  は  $5.74 \text{ \AA}$  となり、〈111〉軸のチャンネル半径  $1.1 \text{ \AA}$  に比べて十分大きい。これは、チャンネル軸を通過する粒子によってこの軸から十分離れた点に存在する原子の valence electron が励起される事を表わすもので、従って

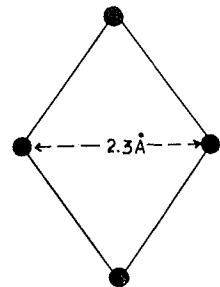


Fig. 8. Cross section of the 〈111〉 channel axis in silicon.

励起される原子の側から考えると、入射イオンがチャンネル軸を通過するという特定の運動条件が意味をもたない事になる。即ち valence electrons の効果は、チャンネルリングの条件に右左されないで、ランダム方向のエネルギー損失と等価なエネルギー損失を与えるものと考えらるべきである。Table 2 に valence electrons による阻止能の計算例のいくつかを示す。

Table 2. Stopping power due to valence electrons

proton energies (MeV)	velocities (cm/sec)	$b_v$ (Å)	$b_v/a_b$	$-(dE/dX)_v$ (KeV/ $\mu$ m)
1.0	$1.38 \times 10^9$	5.74	8.20	26.8
0.8	$1.23 \times 10^9$	5.13	7.33	32.5
0.6	$1.07 \times 10^9$	4.46	6.37	40.7
0.4	$8.72 \times 10^8$	3.63	5.19	56.6
0.2	$6.16 \times 10^8$	2.57	3.67	96.2

次に core electrons の寄与について考える。シリコンは L-shell に 8 個の core electrons を持ち、その結合エネルギーは  $\sim 100$  eV である。これに対応する電子の Bohr 半径は  $a_L = 0.2 \text{ \AA}$  であり、一方  $\langle 111 \rangle$  軸のチャンネル半径は  $r_{\langle 111 \rangle} \cong 1.1 \text{ \AA}$  であるので、 $a_L < r_{\langle 111 \rangle}$  となっている。L-shell の電子による電子阻止能を Dettman 等の理論によって求めると、Table 3 の如くなる。K-shell の励起確率は十分に小さいとしてこれを無視する。以上の結果を、実験と比較したものが Table 4 である。実験結果は、高エネルギー側で理論と比較的良好一致を示し、特にチャンネルリングにおけるエネルギー損失に関しては良好一致を示している。数百 KeV の領域に入ると、実験結果と理論の不一致は大きくなる。これは、主として理論が低エネルギーにおける valence electrons の寄与を異常に大きく見積る事に帰因している。Dettman 等の理論をランダムな場合の電子阻止能の計算に適用する事は、不可能ではないが、注意深い理論拡張が必要である。

Table 3. Stopping power due to core electrons

proton energies (MeV)	$V/V_{\text{core}}$	$-dE/dX)^{\text{eh}}$ (KeV/ $\mu$ m)	$-dE/dX)^{\text{rd}}$ (KeV/ $\mu$ m)
1.0	2.34	2.0	27.0
0.8	2.08	1.7	30.1
0.6	1.81	1.5	36.0
0.4	1.48	1.0	46.1
0.2	1.04	0.5	63.6

Table 4. Comparison of experimental results with theory

proton energies (MeV)	stopping power I		stopping power II	
	Theory	Exp.	Theory	Exp.
1.0	28.2	28	53.8	44
0.8	34.2	35	62.6	50
0.6	42.2	45	76.7	58
0.4	57.6		103	
0.2	96.7	71	106	82

以上の考察から、プロトンの中間エネルギー領域（数百 KeV～1 MeV）におけるチャンネルリング効果の実験から、valence electrons と core electrons の結晶内分布に関する情報を得る可能性が期待される。このためには、より詳細な実験と、valence electrons の波動関数の広がりを組み込んだ理論の進展が必要となろう。

#### 〔謝 辞〕

北大バンデグラフの改造に関して適切な御指導をいただいた電子技術総合研究所量子技術部放射能研究室、影山三佐夫技官に深く感謝いたします。又、シリコン単結晶の製作を特別に担当下さった信越半導体株式会社開発部の大本 隆氏に感謝いたします。

#### 参 考 文 献

- 1) Stark, J.: Phys. Z. **13** (1912), 973.
- 2) Ziegler, J. F. ed.: New Use of Ion Accelerators (1975), Plenum, New York.
- 3) Meek, R. L. *et al.*: Nuclear. Inst. and Meth., **94** (1971), 435.
- 4) Whitton, J. L.: Proc. Roy. Soc. A **311** (1969), 63.
- 5) Lindhard, J. K. *et al.*: Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd. **34** (1964), No. 4.
- 6) Brandt, W. and Ratkowski, A.: Phys. Rev. Letters **33** (1974), 1325.
- 7) Lindhard, J. K.: Dan. Vidensk. Selsk. Mat-Fys. Medd. **34** (1965), No. 14.
- 8) Brice, K. D.: Phys. Rev. **165** (1968), 475.
- 9) Bonsignoni, F. *et al.*: J. Phys. Chem. Solids **31** (1970), 2191.
- 10) Falk, D. S.: Phys. Rev. **118** (1960), 105.
- 11) Dettman, K. and Roblnson M. T.: Phys. Rev. **B 10** (1974), 1.