

# 結晶へ注入されたイオンの横拡がり分布の入射面依存性

波田恭宏、中川幸子

Yasuhiro HADA, Sachiko T. NAKAGAWA

岡山理科大学大学院 理学研究科 材質理学専攻

Graduate School of Science, Okayama University of Science

Abstract これまで、我々は結晶中に打ち込まれたイオンの分布の横分散( $\Delta R_L$ )について研究を行ってきた。その結果、イオン分布の分散比( $\Delta R_L / \Delta R_p$ )に現われる入射イオンの速度( $v$ )・衝突系の質量比( $\mu = m_2 / m_1$ ;  $m_2$ : ターゲット原子の質量、 $m_1$ : 入射イオンの質量)依存性に注目して関数化を試み、(100)面への入射の場合において  $\Delta R_L / \Delta R_p$  を 1 つの試行関数として得ることが出来ている。本報告は、(110)面の入射へと計算を拡張した結果と、前回報告の (100)面のデータの解析のその後についての報告である。(110)面への入射の場合、 $\Delta R_L / \Delta R_p$  を(100)面で得られた関数形におさめることが出来なかったが、一方ランダム入射の条件で、(100)面へ入射した場合、 $\Delta R_L$  の関数表現を得ることが出来た。これにより、結晶ターゲットの場合に、様々な衝突系における  $\Delta R_L$  の値を見積もることが可能となった。

## 1. はじめに

普通、3次元のイオン分布は分布の拡がりを与える 2 種の 2 次モーメントで調べられる。つまり、縦方向( $\Delta R_p$ )と横方向( $\Delta R_L$ )のレンジパラメーターである。縦方向のレンジパラメーター(分散)の決定は信頼できる手法がすでに確定している[1-3]。しかし、横方向のレンジパラメーターの概算にいたっては、わずかしか測定を行ったものがない[4,5]。半導体”結晶”については誰も研究対象としてこなかった。しかし、最近の電子デバイス技術の焦点は、より浅い接合の作製にあり、結晶ターゲットに打ち込まれたイオンの横拡がりのより正確な概算が望まれている。そこで、まず、我々は、結晶ターゲットに注入されたイオン分布の分散比( $\Delta R_L / \Delta R_p$ )について研究を行った。

まずは、少なくともアモルファスタargetの場合に分散比に相関関係があるかが疑問となる。それについては Fink ら[6]や石原ら[7,8]が研究を行っている。石原らによる LSS 理論をもとにした数値解析によると、軽いイオン ( $\mu > 1$  e.g.  $m_2 \gg m_1$ ) の場合、イオン分布は横に長い分布 ( $\Delta R_L / \Delta R_p > 1$ ) を持ち、重いイオン ( $\mu < 1$  e.g.  $m_2 \ll m_1$ ) の場合は縦に長い分布 ( $\Delta R_L / \Delta R_p < 1$ ) を持つという結果を得ている。Fink らと違いは、石原らの結果には  $\Delta R_L / \Delta R_p$  の質量比依存性が更に明確に現れていることである。ここで、注目すべき点は、両者とも、 $\mu > 1$ ,  $\mu < 1$  で  $\Delta R_L / \Delta R_p > 1$ ,  $\Delta R_L / \Delta R_p < 1$  が決定している点である。PRAL[9]を参考にもっと広いエネルギーもしくは速度領域でどうなっている調べた。PRAL の予測では、 $\Delta R_L / \Delta R_p$  はエネルギー領域もしくは速度領域を分割することによって、3つのパターンに分かれる[10]。つまり、領域をI, II, III と区分して、 $\Delta R_L / \Delta R_p$  を議論することによって、以後、速度スケールによって、この領域 II の  $\Delta R_L / \Delta R_p$  を議論していくことにする。領域 II において核的

阻止能は最大値から最小値へと向かって減少していき、電子の阻止能は最小値から最大値へと増加していく。

イオンが入射する結晶表面の違いは、注入時における衝突径数の分布の違いであり、それは、結果として異なった電子の阻止能を与える。つまり、異なった表面から注入されたイオンの進入の度合いがちがう。したがって、レンジパラメーターの値は異なった値を示す。

## 2. シミュレーション条件

シミュレーションでは、ターゲットはダイヤモンド構造で、C(ダイヤモンド), Si と Ge を用い。それらの (100), (110)面へのイオン注入である。本研究では、応用的観点よりランダム入射(我々は (100)面入射において、 $\phi=23.5^\circ$ ,  $\theta=7^\circ$  をランダム条件と考えている[11]。  $\phi$  は結晶表面からの法線ベクトル回りの角で、 $\theta$  は法線ベクトルからの傾きの角である。)の場合のみとした。ここでは、(110)面の場合もランダム条件を同様と仮定している。入射イオンは  $\mu$  が 0.1~10 になるように選んだ。ここで、イオンビームの angular divergence は  $0.01^\circ$  とし、ターゲットの温度は室温であると仮定している。シミュレーションの詳細は別に述べた[12,13]。

## 3. 結晶へランダム入射したときの $\Delta R_L / \Delta R_p$

### 3-1. 結晶ターゲットによる(100)面への注入

我々は、結晶ターゲットの場合における  $\Delta R_L / \Delta R_p$  の一般的な表現を得た。実際に、ダイヤモンド構造を持つターゲットの(100)面への入射とし、入射イオンは  $\mu$  が 0.1~10 の様々な物質を用いシミュレーションを行った結果、 $\Delta R_L / \Delta R_p$  を  $v$  のべき関数に纏めることが出来た。その係数は  $\mu$  の関数として表現できる[12]。

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R_L}{\Delta R_p} &= A(\mu)v^{s(\mu)}, \\ A(\mu) &= 1.39\mu^{0.201}, \\ s(\mu) &= 0.275\mu^{-0.339}. \end{aligned} \quad (1)$$

### 3-2. $\Delta R_L / \Delta R_p$ の (100)面と (110)面の違い

(110)面のシミュレーションの際に、ランダム入射の条件は、(100)面の入射のときと同じと仮定した。しかし、 $R_p$  に現われる  $Z_1$  振動の可能性を考慮に入れ速度領域を  $0.2 < v < 3$  とした。図1. を見ると 2 つのことに気が付く。1). (100)面に比べ(110)面のほうが、 $\Delta R_L / \Delta R_p$  の絶対値が小さいこと、2). とくに、(110)面で軽イオンのとき、(100)面で得られたような単なるべき関数ではなく、ボーア速度付近で上に凸の折れ曲がりが見られることである。つまり、(110)面の場合、(100)面のように、 $\Delta R_L$  は  $\Delta R_p$  でスケール出来ないことがわかった。1). については、チャンネル成分の混ざり具合で説明することができる。例えば、Mo(100keV) を Si 結晶に入射したときの平均飛程、 $R_p$  は (100)面の場合 532Å に対し (110)面の場合 1170Å である。これは、阻止能の値が 2-3 倍違うことを意味し、チャンネルングが起っていることを示

している。つまり、(110)面のほうが(100)面の場合より、チャネリングが起りやすいために[14]、 $R_p$ が大きくなり結果として $\Delta R_p$ も大きくなるので、(110)面の場合、 $\Delta R_L/\Delta R_p$ の値が小さいと考えられる。実際、図2. で見ると、入射面が(100)から(110)に変わっても $\Delta R_L$ はほとんど変わらないのに $\Delta R_p$ の値は約2倍大きくなっている。2). 原因は $\Delta R_L$ と $\Delta R_p$ それぞれの $v$ -依存性をみることでもっと端的に説明ができる。図2. に示すように、入射面が違ってても、 $\Delta R_L$ の $v$ -依存性は同じであるが、 $\Delta R_p$ の $v$ -依存性には変化がみられる。特に、 $v > 1$ で軽イオンほど顕著に現われる。この入射する面に対しての $\Delta R_p$ の $v$ -依存性の違いが、(110)面の場合において $\Delta R_L/\Delta R_p$ の値が頭落ちを示す原因である。つまり、 $\Delta R_L/\Delta R_p(100)$ と $\Delta R_L/\Delta R_p(110)$ の違いは、チャネリング成分の混成度の違いからくる $\Delta R_p$ の $v$ -依存性の違いが原因である。

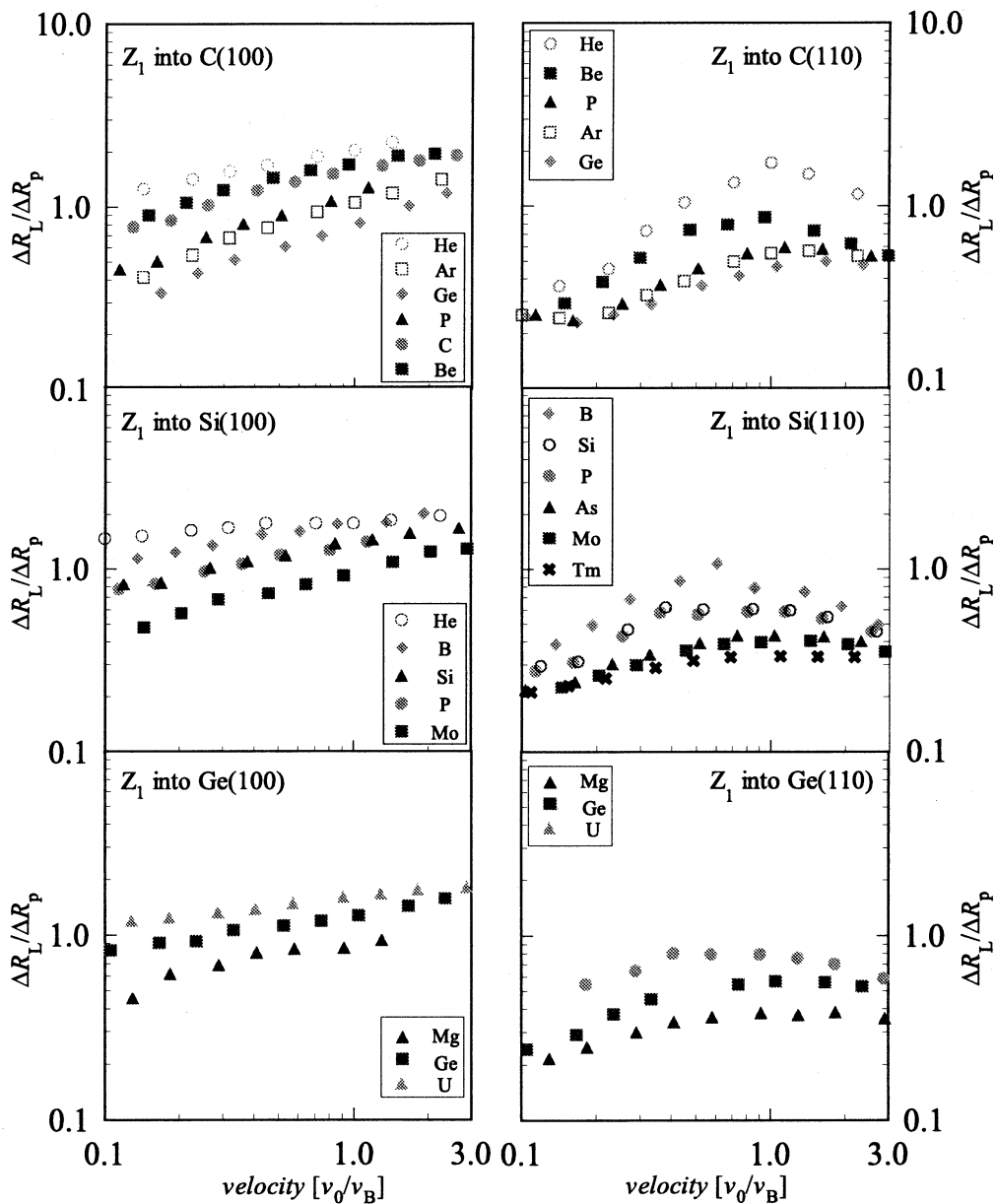


Fig.1 入射面による  $\Delta R_L/\Delta R_p$  の違い (ランダム入射)

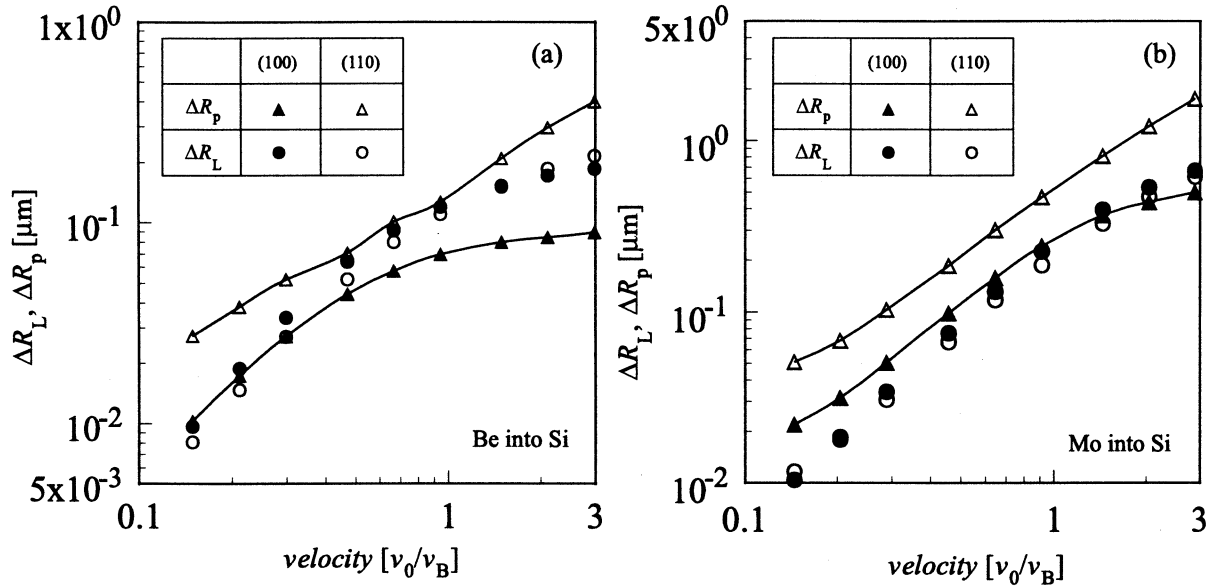


Fig.2  $\Delta R_L$  と  $\Delta R_p$  の速度依存性の違い

#### 4. $\Delta R_L$ の関数表現

$\Delta R_L / \Delta R_p$  は次元なしの量であり、実際の分散値のサイズを与えるものではない。つまり、 $\Delta R_L$  と  $\Delta R_p$  の相対的大きさしか与えない。そこで、 $\Delta R_L$  の関数化をしようとした。(100)面のときにランダム入射されたときの  $\Delta R_L$  は  $\Delta R_L / \Delta R_p$  同様に  $v$  によってスケール出来た。

$\epsilon < 0.1$  ( $\epsilon$ : 換算エネルギー[1])では、 $R_p$  によく知られた  $Z_T$ -振動が起こって、衝突系の個々の特徴が顕わに現われるため、イオン速度のみでスケールすることには無理が生じてしまう[13]。 $\Delta R_L / \Delta R_p$  でなく  $\Delta R_L$  の表現をするために、このことを考慮にいれなければならない。 $Z_T$ -振動を除外するために、適切なイオン速度の最下限は  $v=0.2$  であった。そのために  $0.1 < v < 0.2$  のケースのデータを除外することにした。我々は、(100)面のランダム条件下での  $\Delta R_L$  を( $\mu\text{m}$ )の単位で次のように表現することにした[15]。

$$\Delta R_L = \alpha(\mu) \log(1 + v^{\beta(\mu)}). \quad (2)$$

ここで、 $\alpha(\mu)$ 、 $\beta(\mu)$  は  $\mu$  の関数である。

$$\alpha(\mu) = 0.6204 \mu^{0.07563},$$

$$\beta(\mu) = 1.606 \mu^{-0.1003}.$$

## 5. 結論

結晶に“ランダム方向”から注入されたイオンの横拡がりを予測するために、我々は、レンジの分散値について研究をしてきた。速度領域は中間領域を選んだ。ここでは、電子的阻止能は増加し始め、核的阻止能は減少していく。ターゲットは、ダイヤモンド構造のC(ダイヤモンド)、Si と Ge であり、その (100)、(110)面への入射についてである。入射イオンは  $\mu$  が 0.1~10 になるように選んだ。(100)面については、 $\Delta R_L / \Delta R_p$  を速度に関してのべき関数に表すことが出来た[12]。べき関数の係数は  $\mu$  の関数で表すことができる。(110)面の場合、(100)面のように、 $\Delta R_L$  は  $\Delta R_p$  でスケール出来ないことがわかった。これは、同じ入射角条件で (110)面へ注入したとき、チャンネルフラクションが大きいことが、 $\Delta R_p$  の値に大きく反映すると思われる。

ここでは、(100)面へのランダム入射で得た  $\Delta R_L$  を速度についての対数の関数形で纏めた[15]。それらの係数は、 $\mu$  に依存している。これで、結晶ターゲットにおける様々な衝突系について  $\Delta R_L$  の値を予測することができる。

## 6. 参考文献

- [1] J. Lindhard, M. Scharff and H.E. Schiøtt,  
Kgl. Danske. Videnskab. Selskab. Mat-Fys.Medd. **33**, no.14 (1963).
- [2] M.T. Robinson and I.M. Torrens, Phys. Rev. **B9**, 5008-5024 (1974).
- [3] J.P. Biersack and L.G. Haggmark, Nucl. Instr. Meth. **174**, 257-269 (1980).
- [4] M. Takai, Y. Katayama, A. Kinomura, T. Lohner, S. Namba and H. Ryssel,  
Nucl.Instr.Meth. **B64**, 277-281 (1992).
- [5] E. Rimini,  
" Adv.Mat '93, IV, Laser and Ion Beam Modification of Materials ",  
I.Yamada et al. eds., pp. 41- 46.(Elsevier, Amsterdam, 1994).
- [6] D. Fink and M. Müller, Surface and Coating Technology **51**, (1992), 352-357.
- [7] 石原宏、古川静二郎、応用物理**44**, (1975), 700-712.
- [8] S. Furukawa, H. Matsumura and H. Ishiwara, Jap. J. Appl. Phys. **11**, 134 (1972).
- [9] J. Biersack, Z. Phys. **A305**, 95-101 (1982).
- [10] S.T. Nakagawa, Y. Hada and L. Thomé,  
"1998 International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings",  
J. Matsuo, G. Takaoka and I. Yamada eds., pp.767-770, (IEEE, Piscataway, 1999).
- [11] S.T. Nakagawa, L. Thomé, H. Saito and C.Clerc,  
Nucl. Inst. Meth. **B121**, 36-39 (1997).
- [12] S.T. Nakagawa, Nucl. Instr. Meth. **B153**, 466 (1999).
- [13] S.T. Nakagawa, "Effect of Disorder and Defects in Ion-Implanted Semiconductors",  
Chaper 3 (Academic Press, Boston, 1997).

[14] D.S. Gemmel, Rev. Mod. Phys. **46**, 127 (1974).

[15] S.T. Nakagawa, Y. Hada and L. Thomé, Rad. Eff. & Def. in Sol., in press (2000).