

## 第4章 Si 結晶における粒子線誘起伝導と欠陥蓄積の影響

## 第4章 Si 結晶における粒子線誘起伝導と欠陥蓄積の影響

### 4. 1. 背景

半導体中に注入された高エネルギーイオンは半導体中の電子をイオン化・励起し、エネルギー緩和の後に禁制帯近傍に多数の電子・正孔対を生成させる。同時にイオンは半導体を構成する原子との弾性衝突により、弾き出し欠陥を生成する。一般に電子励起は電気伝導度を増加させ、欠陥生成は多くの場合、電気伝導度を減少させる。

“Single event”と呼ばれ、既に多くの研究が行われている宇宙放射線による半導体メモリーのラッチアップ現象[1]は、原因となる放射線が極めて低線量率だが高エネルギーのため、前者の過程、すなわち電子正孔生成が主問題となる。また RBS に応用される 1 MeV 程度の He イオンビームでは、電子励起率が陽子線等に比べて低く、後者の過程、すなわち原子弾き出しが主な問題となる [2]。しかし本論文の対象である高線量率・高線量の陽子線照射では、両者の過程の競合は避けられない。すなわち、電子励起および欠陥生成は電気伝導度に逆方向の影響を与えるので、粒子線照射下での電気伝導度は不安定になることが予想される。この不安定性は放射線環境下での半導体素子の正常な動作を妨げるかもしれない。耐放射線性の高い素子を開発するためには、照射下での半導体の欠陥生成・電子励起・エネルギー緩和・電気伝導過程などの素過程を明らかにすることが必要である。

前章では照射直後の光伝導測定を通して、欠陥生成および蓄積に伴う物性量変化を測定し、その機構解明を行ってきた。本章ではその知見をもとに、粒子線誘起伝導 (RIC) の挙動に注目する。

### 4. 2. 実験結果

#### (1) 光伝導と粒子線誘起伝導の線量依存性

光および陽子線照射により引き起こされる電気伝導度  $\sigma$  の変化を図 4-1(a)、(b) に示す。(a) が低線量域、(b) が高線量域に対応する。 $t=0$  (未照射) での伝導度は  $0.04 \text{ S/cm}$  であるが、陽子線照射により  $0.08 \text{ S/cm}$  程度まで増加する。また光照射により  $0.043 \text{ S/cm}$  程度まで増加する。光および陽子線照射による伝導度変化をそれぞれ  $\Delta\sigma_L$ 、 $\Delta\sigma_B$  と記す。光照射の場合、伝導度の増加  $\Delta\sigma_L$  は照射中ほぼ一定の値を示す。

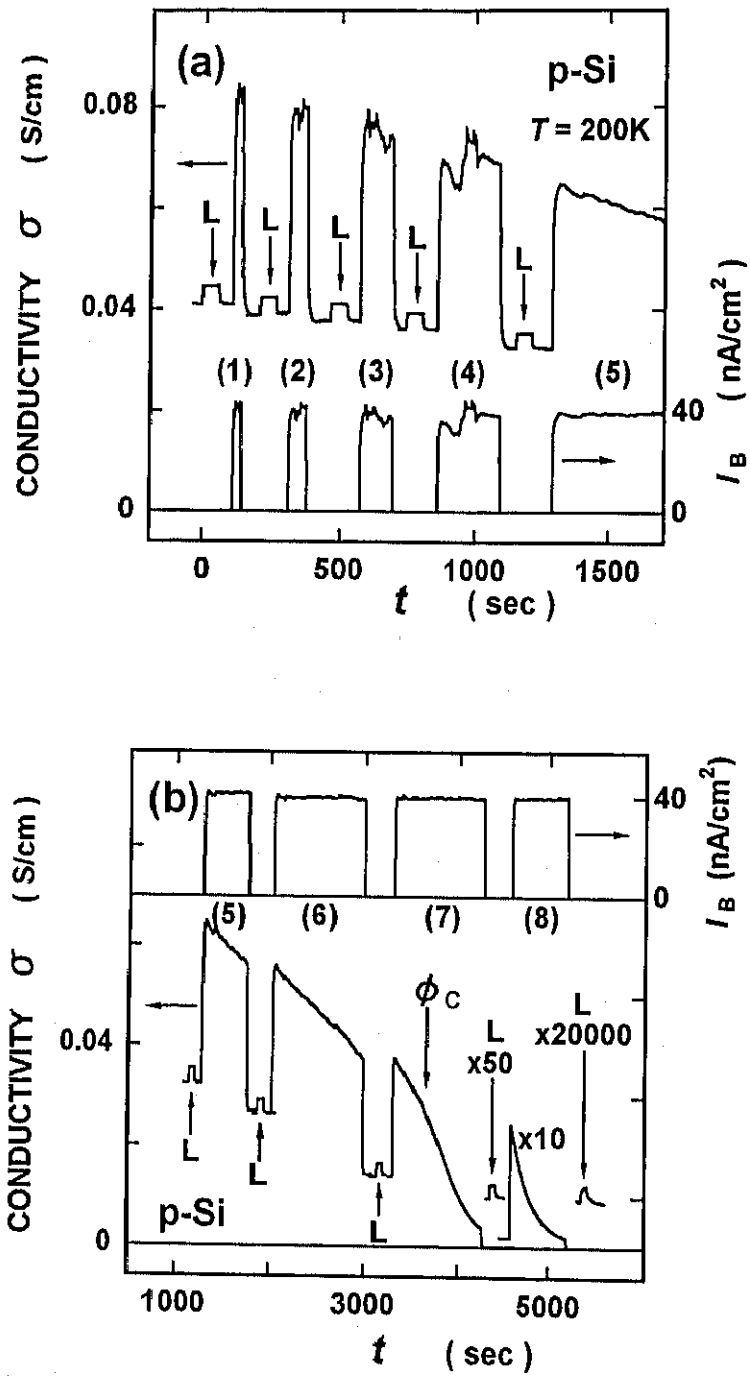


図4-1. 光および陽子線照射による電気伝導度の変化。(a)低線量側、(b)高線量側。両者の横軸の刻みが違うことに注意。ラベルLおよび(1)–(8)はそれぞれ光(1.4 eV)、陽子線(17 MeV)の照射を表す。陽子線のビーム電流(ビーム束)は図に示されている。

しかし陽子線の場合、伝導度は照射中に徐々に減少していく。図から明らかかなよう

に、これは主に暗伝導度の減少によるものである。前章で議論したように、暗伝導度の減少は、陽子線照射により生成された欠陥の多数キャリア捕獲に起因する。(図4-1(a)に示された陽子線照射下での伝導度のランダムな揺れは、不安定な陽子線強度によるもので本質的なものではない。)

光照射による伝導度の増加は照射(1)から(6)の間はあまり減少しないが、照射(7)と(8)で急激に減少する。また、時間(=照射線量)に対する伝導度の傾きが照射(7)の途中からそれ以前とは異なった挙動を示すので、線量域を領域(1)–(6)と領域(7)&(8)の二つに分けて考える。前半領域(1)–(6)では暗伝導度 $\sigma_D$ が線量とともに徐々に減少するものの、 $\Delta\sigma_L$ 、 $\Delta\sigma_B$ はあまり減少しない。後半領域(7)&(8)では、 $\Delta\sigma_L$ 、 $\Delta\sigma_B$ の両者とも線量とともに急激に減少する。

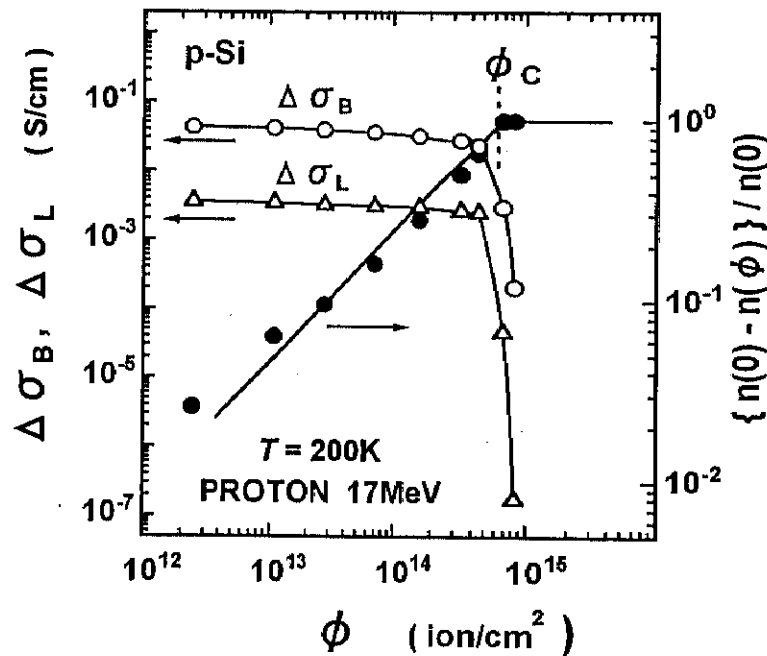


図4-2. 陽子線誘起伝導度 $\Delta\sigma_B$ と光伝導度 $\Delta\sigma_L$ の照射線量 $\phi$ 依存性。照射前の自由キャリア密度に対する捕獲キャリア密度の比率 $\{n(0)-n(\phi)\}/n(0)$ の線量依存性も合わせて示す。

$\Delta\sigma_L$ 、 $\Delta\sigma_B$ の線量依存性を図4-2に示す。両者とも $6 \times 10^{14}$  ion/cm<sup>2</sup>まではあまり変化しないが、それ以上で急激に減少する。照射前の全自由キャリア数に対する照射により欠陥に捕獲されたキャリア数の比[3]、即ち $\{n(0)-n(\phi)\}/n(0)$ も図4-2に示され

ている。 $n(0)$ 、 $n(\phi)$ はそれぞれ照射前および線量 $\phi$ の時の自由キャリア密度を表す。その差 $n(0)-n(\phi)$ は照射 $\phi$ により欠陥に捕獲されたキャリア密度にあたる。照射前の自由キャリア密度に対する捕獲キャリア密度の比率 $\{n(0)-n(\phi)\}/n(0)$ は線量 $\phi$ に比例して増加する。つまり、

$$n(\phi) = n(0) - n_d(\phi) \sim n(0) - R\phi \quad (\phi < \phi_c) \quad (4.1)$$

ただし、 $n_d$ と $R$ はそれぞれ、捕獲キャリア密度と有効欠陥導入率である。式(4.1)より、多数キャリア捕獲に関連する欠陥は照射線量に比例して増加していると考えられる。これについては既に第3章で述べた。比率 $\{n(0)-n(\phi)\}/n(0)$ が1になるということは、全てのキャリアが欠陥に捕獲されたこと（キャリアの枯渇）を意味する。図4-2によると、 $\Delta\sigma_L$ および $\Delta\sigma_B$ の急激な減少が起こり始める線量と、このキャリア枯渇が起こる線量が一致することがわかる。キャリアの枯渇が起こる線量で光伝導度 $\Delta\sigma_L$ の急激な減少が始まることは第3章で既に述べた。この章で強調したい点は、粒子線誘起伝導 $\Delta\sigma_B$ についても同様な急激な減少がキャリア枯渇とともに起こる点である。

図4-1(b)に示すように、照射(7)により $\Delta\sigma_B$ は1/10になり、 $\Delta\sigma_L$ は1/50に減少する。照射(8)は $\Delta\sigma_B$ を1/100に、 $\Delta\sigma_L$ を1/20,000に減少させる。このように $\Delta\sigma_L$ の減少は $\Delta\sigma_B$ の減少より急である。図4-3に $\Delta\sigma_B$ と $\Delta\sigma_L$ の比を照射線量に対してプロットした。 $\Delta\sigma_B/\Delta\sigma_L$ は臨界線量 $\phi_c$ より低線量側ではほぼ一定であるが、 $\phi_c$ 以上で急激に増加する。

照射(6)と(7)に対する伝導度の時間変化を拡大して図4-4に再び示す。伝導度の時間(=線量)に対する変化の数値微分も同じ図に示す。照射(6)と(7)では照射した陽子線の線量率も照射時間もほぼ同じであるが、伝導度の時間変化はまったく異なる。これは積算照射線量 $\phi$ が違うこと、つまり照射(6)は $\phi < \phi_c$ であるが、照射(7)では $\phi \sim \phi_c$ であることに起因する。再び述べるが、 $\phi < \phi_c$ で $\Delta\sigma_B$ はあまり減少せず、伝導度の変化は主に暗伝導度 $\sigma_D$ に起因する。第3章より、この線量域ではキャリア移動度 $\mu$ がほとんど減少しないので、原因は主に照射による暗キャリア密度 $n$ の減少による。

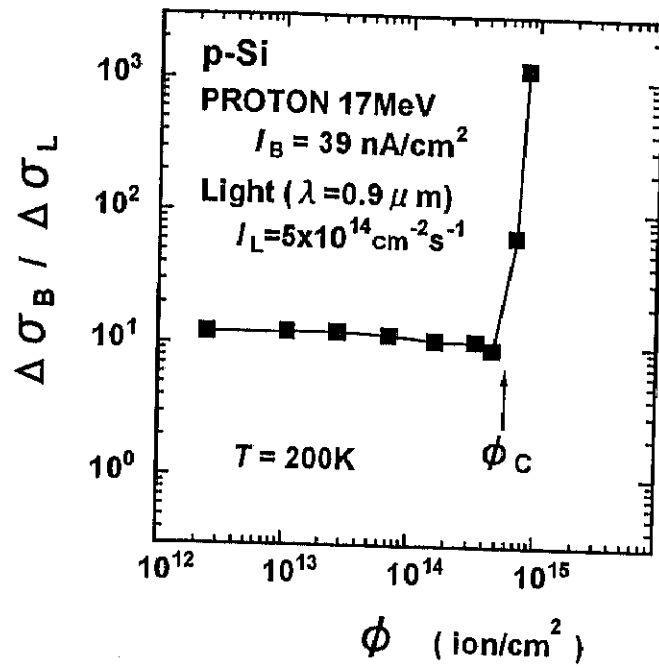


図4-3. 陽子線誘起伝導度  $\Delta \sigma_B$  と光伝導度  $\Delta \sigma_L$  の強度比の照射線量依存性。

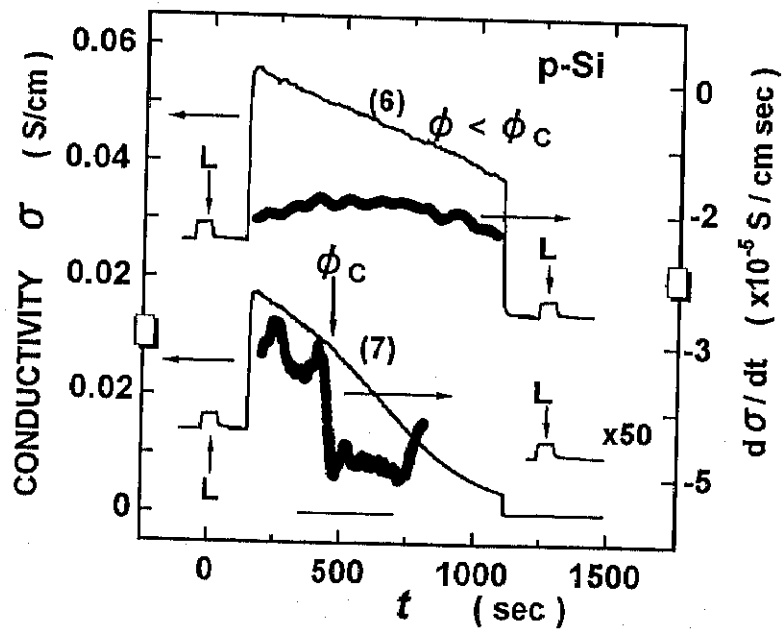


図4-4. 照射(6)  $\phi < \phi_c$  と照射(7)  $\phi \sim \phi_c$  での伝導度およびその数値微分の時間変化。  
照射(7)において臨界線量  $\phi_c$  に達した時の転移は矢印で示されている。

式(4.1)から、

$$\sigma(\phi) = \sigma_0 - R'\phi \quad (4.1')$$

という形の減少が予想される。実際、照射(6)での伝導度の微分はほぼ一定の負の値を示す。それに対して照射(7)の伝導度の微分は図 4-4 に矢印で示した線量で不連続な跳びを示す。この線量以上で $\Delta\sigma_B$ は急激な減少を示す。この線量は、第3章で議論した臨界線量 $\phi_c$ である。

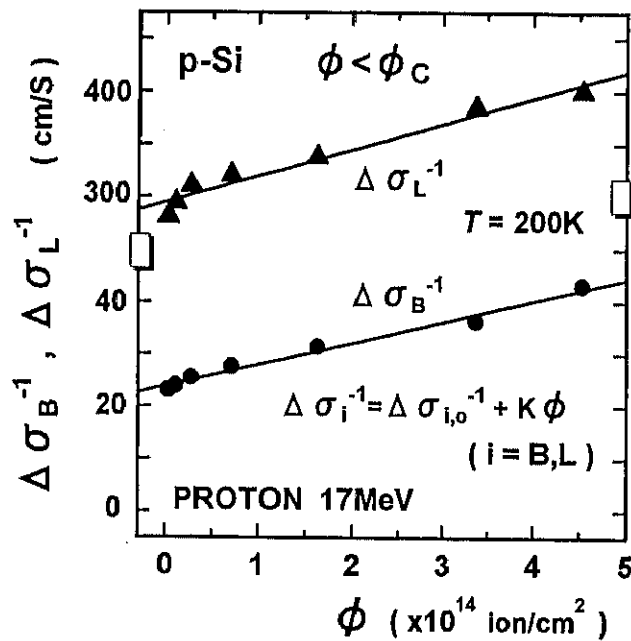


図 4-5. 臨界線量 $\phi_c$ より低線量側での粒子線誘起伝導度および光伝導度の逆数 $\Delta\sigma_B^{-1}$ 、 $\Delta\sigma_L^{-1}$ を照射線量 $\phi$ に対してプロットしたもの。実験結果は、 $\Delta\sigma_i^{-1} = \Delta\sigma_{i,0}^{-1} + K_i\phi$  ( $i = L$  or  $B$ ) という関係でよく再現される。

臨界線量 $\phi_c$ より高線量での急激な変化とは対照的に、 $\Delta\sigma_B$ や $\Delta\sigma_L$ には $\phi_c$ 以下でも弱いながら線量依存性が観測された。図 4-5 は $\Delta\sigma_B$ や $\Delta\sigma_L$ の逆数を照射線量 $\phi$ に対してプロットしたものである。 $\Delta\sigma_B$ と $\Delta\sigma_L$ の両データとも

$$\Delta\sigma_i^{-1} = \Delta\sigma_{i,0}^{-1} + K_i\phi \quad (\phi < \phi_c) \quad (4.2)$$

という依存性でよくフィットされる。ただし、 $K_i$ は損傷係数で、 $i = L, B$ でそれぞれ光と陽子線の場合に対応する。

## (2) 励起強度依存性

光および陽子線照射に対する励起強度依存性をそれぞれ図 4-6(a)、(b)に示す。陽子線照射の測定においては測定を極力すばやく行い、欠陥の堆積が影響しないように努めた。

本研究で光伝導の励起光として用いたハロゲンランプを分光したものは、励起強度が小さく、伝導度増加  $\Delta \sigma$  は励起強度  $I_L$  依の 1 乗に比例する。次に光源として半導体レーザー（波長 670 nm）を用いて、弱い光から強い光までの広い励起強度範囲にわたる依存性を調べた。ハロゲンランプを分光した場合でもレーザー光の場合でも、弱い励起強度においては、 $I_L$  の 1 乗に比例する依存性が観測された。しかし、レーザーによる強い励起強度ではほぼ  $I_L$  の 1/2 乗に比例する依存性が確認された。弱い励起強度域で、ハロゲンランプと半導体レーザー励起による  $\Delta \sigma$  の結果が一致しない理由は、励起波長が異なることによる吸収係数の違いによる。この違いを考慮して励起光束  $I_L$  をキャリア生成率  $G$  (ehp/cm<sup>3</sup>sec) に変換すると、後で図 5-8 に示すように同じ曲線上にのる。

対照的に陽子線照射では測定に用いた陽子線強度域では、陽子線強度  $I_B$  のほぼ 0.5 乗に比例する依存性が観測された。この陽子線強度が実験に用いた加速器で発生可能な最低の強度なので、さらに強度を減らせば  $I_B$  の 1 乗に比例するようになるかは確かめられなかった。表 4-1 に各励起源の励起強度依存性と条件をまとめて示す。



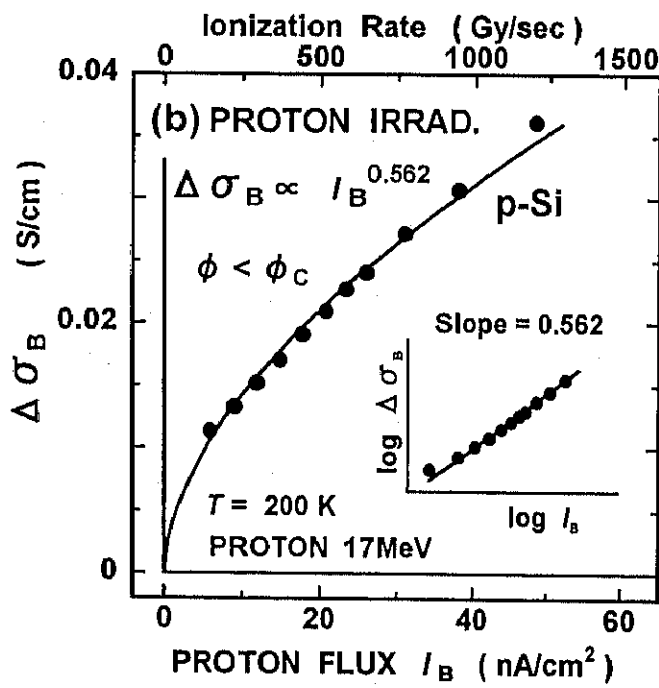
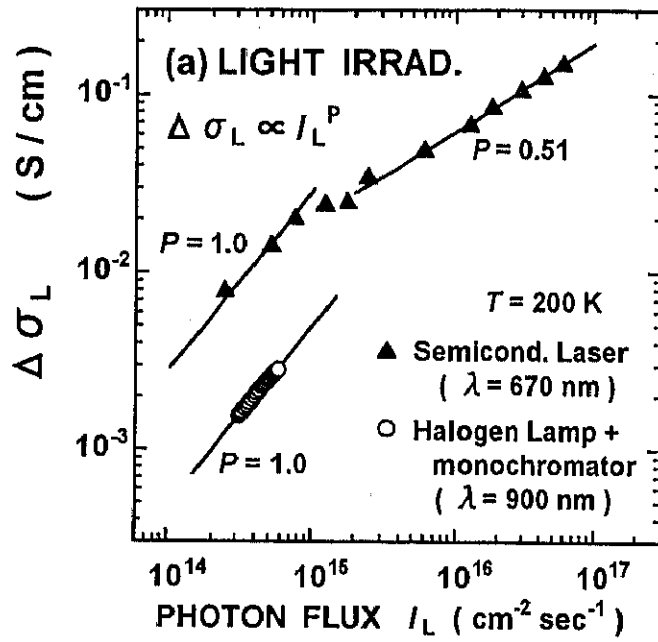


図4-6. 光伝導度(a)および陽子線誘起伝導度(b)の励起粒束依存性。

表 4-1 光および陽子線励起の比較。弱および強励起の条件、 $G < G_0$  または  $G > G_0$  も示す。

	Light A	Light B	Proton
Energy	1.4 eV (900 nm)	1.85 eV (670 nm)	17 MeV
Source	Halogen lamp + monochromator	Semiconductor laser	Cyclotron accelerator
Flux $I$ ( $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ )	$5 \times 10^{14}$ photons	$6 \times 10^{16}$ photons	$2.5 \times 10^{11}$ protons
Absorption coeff. $\alpha$	$400 \text{ cm}^{-1}$	$3000 \text{ cm}^{-1}$	—
Mean energy loss $S_e$	—	—	$6.0 \text{ keV} / \text{H}^+ \mu \text{m}$
$G$ (ehp/ $\text{cm}^3 \text{s}$ )	$1 \times 10^{17}$	$9 \times 10^{19}$	$3.9 \times 10^{18}$
$G / G_0$	0.2	140	6.2
Excitation	weak ( $G < G_0$ )	strong ( $G > G_0$ )	strong ( $G > G_0$ )
$\Delta \sigma \propto G^P$	$P = 1.0$	$P = 0.51$	$P = 0.56$
where	$G_0 = C(n_0 + p_0)^2 / 4 = 6.3 \times 10^{17} \text{ ehp/cm}^3 \text{s}$ $C = (p_0 \tau_0)^{-1} = 2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^3/\text{s}$ from eq.(4.6). $p_0 = p_0(\phi=0)/2 = 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ considering carrier removal $n_0 + p_0 = p_0$ $p_0 \gg n_0$ $e-h$ pair generation energy $E_{e,h} = 3.88 \text{ eV}$ ref.[4].		

### 4. 3. 考察

#### (1) イオン伝導の可能性

$\text{Al}_2\text{O}_3$  などの酸化物の粒子線誘起伝導が、照射により多量に導入された原子空孔(V)や格子間原子(I)の存在のために動きやすくなった Al イオンの伝導によるという提案[5]がなされている。しかし現在の多数派の見解は、この可能性について否定的であり、主な寄与は電子・正孔伝導によるとされている。本節では、観測された結晶 Si の陽子線誘起伝導がイオン伝導で説明可能かを、まず検討する。

非照射下での室温付近での拡散係数として、I と V それぞれについて

$$D_I = 1.5 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{s} \quad D_V = 3 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{s}$$

が報告されている[2]。この値は最近の第一原理計算の結果[6]ともおおよそ一致する。一方、低温での粒子線照射下では

$$D_I = 3.2 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s} \quad D_V = 4.2 \times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$$

という高い値[7]が報告されている。特に高い I の拡散挙動は、2つの荷電状態のエネルギー極小配置がそれぞれ互いの極大配置になっており、その間を粒子線照射の電子励起により非熱的に拡散する機構 (Bougoin-Corbett 機構[8]) が提案されている。しかし BC 機構は低温において重要であり、この機構による拡散係数は昇温とともに減少する。

上限値をおさえるために、照射下で増強された上記の拡散定数を用いて、アインシュタインの関係

$$\mu = q D / kT$$

により移動度の評価を試みる。ただし、 $q$  は電荷、 $k$  はボルツマン定数、 $T$  は絶対温度である。ここで  $T = 200 \text{ K}$  を代入した。また、非照射の値を用いた結果も併せて示す。イオンとして1価を仮定して、I について

$$\mu = 1.2 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad (\text{照射下})$$

$$5.8 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{Vs} \quad (\text{非照射})$$

という値を得る。照射により弾き出された原子とほぼ同じ数だけ伝導に関与するイオンが生成されると考えて、 $n_1 = 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、よってイオン伝導度  $\sigma_1$  は、

$$\sigma_1 = q n_1 \mu = 1.9 \times 10^{-6} \text{ S/cm} \quad (\text{照射下})$$

$$9.3 \times 10^{-18} \text{ S/cm} \quad (\text{非照射})$$

という値を得る。本測定で観測されている粒子線誘起伝導度  $\Delta \sigma_B$  は  $\sim 4 \times 10^{-2} \text{ S/cm}$  なので、イオン伝導によりこれを説明することはできない。

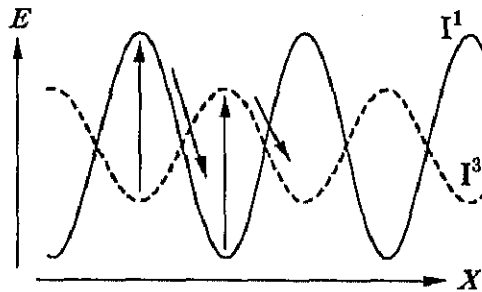


図 4-7. Bourgoin-Corbett 機構による原子拡散を説明するための断熱ポテンシャルの模式図。

横軸は原子の位置、縦軸はエネルギー。異なる荷電状態  $I^1$  と  $I^3$  の安定配置がそれぞれ他の不安定配置に対応。照射による電子励起を繰り返し受けて原子移動が非熱的に起こる。

また、後で図 5-8 に示されるように光伝導と粒子線誘起伝導の励起強度依存性は、横軸をキャリア生成率  $G$  に換算しなおすとほぼ一致する。このことは、結晶 Si の粒子線誘起伝導の主成分が、光伝導と同じ電子励起によっていることを示しており、イオン伝導の可能性を否定する。

以下、結晶 Si の粒子線誘起伝導のキャリアは電子・正孔であるとして議論を進める。以下の節では実験結果を説明するためにいくつかの数式を導出する。励起強度依存性は基本的な理論 (式(4.3)–(4.12)) で説明できるが、臨界線量の前後の線量依存性を説明する理論が存在しない。そこで現存の理論を拡張して式(4.13)–(4.19)を導出し、線量依存性を説明した。

(2) 励起強度依存性

光伝導  $\Delta \sigma_L$  の励起強度  $I_L$  依存性は、 $I_L$  が増加すると 1 乗から 1/2 乗に変化する。対照的に粒子線誘起伝導  $\Delta \sigma_B$  は陽子線流束の 1/2 乗に比例する。この違いは励起源の違いというよりは、主に励起強度の差に依存すると考えて以下議論を展開する。結論を先に述べると、実験結果はそれで矛盾無く説明できる。

光および粒子線励起による電子および正孔濃度の変化は一般化された Shockley-Read 方程式[9]

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \left( F + \frac{JH}{J(n+n_1)+H(p+p_1)} N_t \right) (np - n_0 p_0) \quad (4.3)$$

$$= G - C (np - n_0 p_0) \quad (4.4)$$

で与えられる。ただし、 $n_1 = n_t \exp[(E_t - E_i)/kT]$ 、 $p_1 = n_t \exp[-(E_t - E_i)/kT]$ 。  $G$ 、 $N_t$ 、 $E_t$ 、 $E_i$  は、それぞれバンド間励起キャリア生成率、トラップ濃度、トラップの有効エネルギー、真性フェルミエネルギーである。 $n$  と  $n_0$  ( $p$  と  $p_0$ ) はそれぞれ励起ある場合の無い場合の電子 (正孔) 濃度である。即ち、 $n = n_0 + \Delta n$  ( $p = p_0 + \Delta p$ ) である。 $F$ 、 $J$ 、 $H$  は係数で  $n$  と  $p$  に依存する。この方程式はバンド間の再結合と欠陥準位を介した再結合の両方を含んでいる。以下、式(4.3)の大括弧内の値を有効再結合係数  $C$  として表す。 $C$  は  $n$ 、 $p$ 、 $N_t$  やキャリア捕獲断面積などに依存する。

弱励起 ( $n$  型では  $n_0 \gg \Delta n \sim \Delta p \gg p_0$ ) の極限で  $C$  は定数と見なせる。式(4.4)の括弧内は  $np - n_0 p_0 \sim n_0 \Delta p$  と近似できるので、式(4.4)は

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - \frac{\Delta n}{\tau} \quad (\text{weak excitation}) \quad (4.5)$$

となる。ここで、

$$\tau = \frac{1}{C n_0} \quad (\text{weak excitation}) \quad (4.6)$$

定常状態で式(4.5)の解は、

$$\Delta n = G \tau = \frac{G}{C n_0} \quad (\text{weak excitation}) \quad (4.7)$$

弱励起におけるキャリアの増加量  $\Delta n$  は励起  $G$  に比例する。

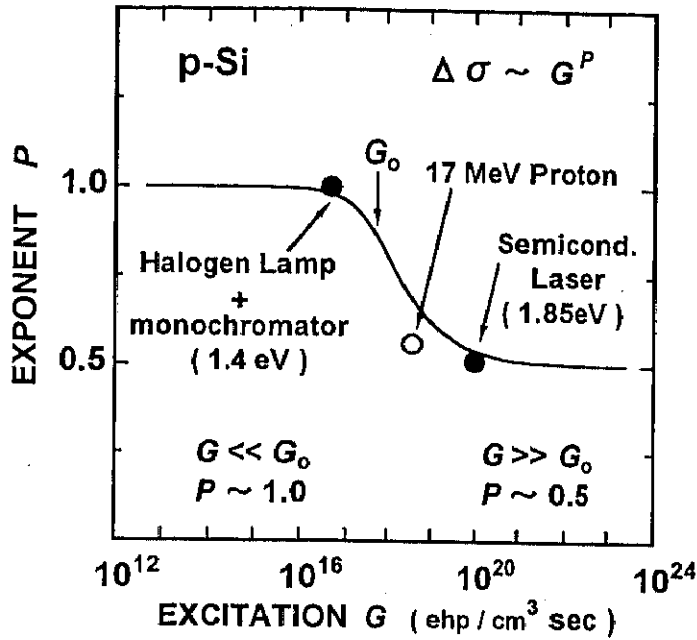


図4-7. 励起強度依存性の冪指数  $P$  の励起強度  $G$  依存性。ただし、 $\Delta\sigma \propto G^P$ 。実験結果は黒丸と白丸で書かれている。式(4.10)から計算された依存性は実線で示されている。

強励起 ( $\Delta n \sim \Delta p \gg n_0, \gg p_0$ ) でも  $C$  は定数と見なせる。式(4.4)の括弧内  $np - n_0 p_0 \sim \Delta n \Delta p$  と近似できるので、式(4.4)は

$$\frac{d\Delta n}{dt} = G - C(\Delta n)^2 \quad (\text{strong excitation}) \quad (4.8)$$

となる。定常条件で式(4.8)は、

$$\Delta n = \sqrt{\frac{G}{C}} \quad (\text{strong excitation}) \quad (4.9)$$

となる。キャリアの増加量  $\Delta\sigma$  は励起  $G$  の  $1/2$  乗に比例する。式(4.8)は指数関数的減衰を示さないので、寿命  $\tau$  は定義できない。式(4.4)の定常状態解は、 $C$  を定数と仮定すると、

$$\Delta n = \frac{n_0 + p_0}{2} \left( \sqrt{1 + \frac{G}{G_0}} - 1 \right) \quad (4.10)$$

で与えられる。ただし

$$G_0 = \frac{C(n_0 + p_0)^2}{4} \quad (4.11)$$

である。 $\Delta n$ は $G \ll G_0$ と $G \gg G_0$ の極限で、それぞれ $G$ の1乗と1/2乗に比例する。つまり表 4.1 に示すように励起強度の冪乗依存性は強度で決定され、 $G_0$ は励起強度依存性が1乗か1/2乗に比例するかを区別する指標となる。

励起強度依存性のべき指数 $P$ 、 $\Delta \sigma \propto G^P$ を励起強度 $G$ に対してプロットしたのが、図 4-7 である。実験結果を丸で、式(4.10)から計算された依存性を実線で示す。実験結果は計算により大よそ再現されている。

$G > G_0$ での実験結果が計算より若干下側にくる理由は以下のように考えられる。ここで測定しているのは $\Delta n$ でなく $\Delta \sigma$ であることに注意が必要である。ただし、 $\Delta \sigma = e\mu \Delta n$ である。この線量域では欠陥の堆積によるキャリア移動度 $\mu$ の減少は無視できる[9]が、強励起による $\mu$ の減少の可能性は否定できない。

### (3) 粒子線誘起伝導の臨界線量

陽子線照射下での伝導度の変化は模式的に図 4-8 のように書くことができる。照射欠陥によりほぼ全てのキャリアが捕獲される線量を臨界線量 $\phi_0$ と呼んでいるが、光伝導 $\Delta \sigma_L$ 、粒子線誘起伝導 $\Delta \sigma_B$ の両方に劇的な変化が $\phi_0$ で起こる。

$\phi_0$ 以下では $\Delta \sigma_L$ 、 $\Delta \sigma_B$ ともに $\Delta \sigma_i^{-1} = \Delta \sigma_{i,0}^{-1} + K_i \phi$  ( $i=L,B$ ) という弱い依存性は示すものの、大きな変化は示さない。暗伝導度は式(4.1)に示したように照射線量 $\phi$ に比例して減少する。しかし、 $\phi_0$ 以上では $\Delta \sigma_L$ 、 $\Delta \sigma_B$ ともに急激に減少する。 $\phi_0$ の値は、浅い不純物添加濃度と良い相関を持つ[10]。

励起キャリア寿命 $\tau$ を観測すると、 $\phi_0$ 以下での弱い減少と $\phi_0$ 以上での急激な劣化が観測される[11]。この $\tau$ の2段階劣化が $\Delta \sigma_L$ と $\Delta \sigma_B$ の2段階劣化の原因である。この $\tau$ の2段階劣化の機構については既に第3章で述べた。

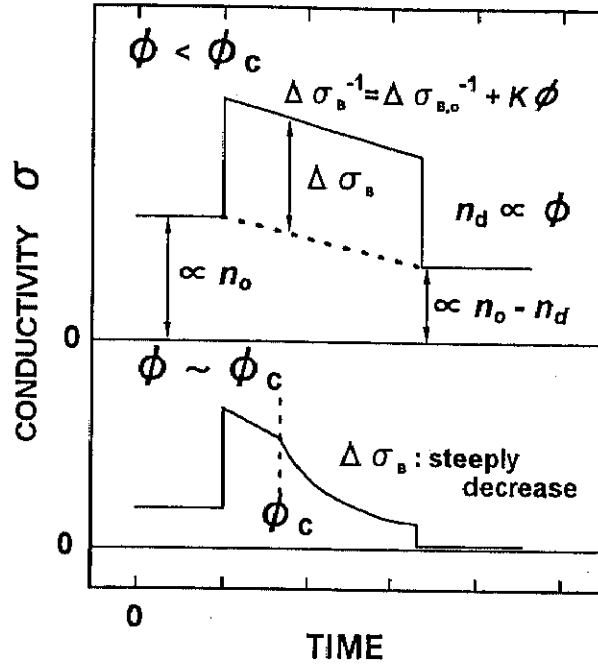


図4-8. 模式的に書いた陽子線照射下での電気伝導度の変化。

(4) 臨界線量  $\phi_c$  以下での線量依存性

$\phi_c$  以下では  $\Delta\sigma_L$  と  $\Delta\sigma_B$  の両方とも式(4.2)で示される似た依存性を示す。光伝導度  $\Delta\sigma_L$  の依存性に関しては良く知られた励起キャリア寿命の線量依存性[12]

$$\tau^{-1} = \tau_0^{-1} + K\phi \quad (4.12)$$

と弱励起で成立する式  $\Delta\sigma_L \propto \Delta n = G_L\tau$  から説明される。ただし、 $G_L$  と  $\tau$  は光キャリアの生成率と寿命である。

$\Delta\sigma_B$  の場合、強励起のため指数関数型減衰の寿命  $\tau$  が定義できない。そのため、以上の線量依存性の説明はそのまま適用できない。一般の場合には  $\tau$  の代わりに式(4.4)の再結合係数  $C$  を検討すべきである。 $C$  と  $\tau$  は、弱励起の場合に式(4.6)で結ばれる。 $C$  の定義(4.3)の中の捕獲中心密度  $N_t$  は線量  $\phi$  に比例することが予想される。



$$N_t = N_{t_0} + B\phi \quad (4.13)$$

ただし  $N_{t_0}$  および  $B$  はそれぞれ照射前の捕獲中心密度と比例係数である。式(4.4.)と(4.13)から、再結合係数  $C$  の線量依存性が

$$C = C_0 + A\phi \quad (4.14)$$

と推定される。ここで  $C_0$  と  $A$  はそれぞれ照射前の再結合係数と比例係数である。式(4.9)から(強励起での)  $\Delta\sigma_B$  の線量依存性が決定される。

$$\Delta\sigma_B^{-1} \propto \Delta n^{-1} = \sqrt{\frac{C_0 + A\phi}{G}} \quad (4.15)$$

もし  $C$  の線量依存性が小さければ、つまり  $C_0 \gg A\phi$  であれば、式(4.15)は、

$$\Delta\sigma_B^{-1} \propto \Delta n^{-1} \sim \Delta n_0^{-1} \left( 1 + \frac{A}{2C_0} \phi \right) = \Delta n_0^{-1} + K''\phi \quad (4.16)$$

となる。ただし  $\Delta n_0^{-1} = (C_0/G)^{1/2}$ 、 $K'' = \Delta n_0^{-1} (A/2C_0)$  である。 $C_0 \gg A\phi$  という条件は  $\phi < \phi_0$  で成立する。式(4.2)の依存性は、強励起かつ  $\phi < \phi_0$  という条件でも導出された。

つまり、 $\phi < \phi_0$  において、光伝導と粒子線誘起伝導の両方が式(4.2)の線量依存性を示すことが、実験的・理論的に示された。

#### (5) 臨界線量 $\phi_0$ における $\Delta\sigma_L$ と $\Delta\sigma_B$ の急減少量の比較

以上の節で議論したように  $\Delta\sigma_L$  と  $\Delta\sigma_B$  は定性的に同じ線量依存性を示す。しかし図 4-2 と 4-3 に示したように、 $\phi_0$  をはさんだ減少の割合が  $\Delta\sigma_L$  と  $\Delta\sigma_B$  では大きく異なり、 $\Delta\sigma_L$  は  $\Delta\sigma_B$  よりも急激に減少する。

これは  $\Delta\sigma_B$  が飽和領域にあることにより説明される。式(4-7)と(4-9)から、

$$\Delta\sigma_L = e\mu\Delta n_L = \frac{e\mu G}{Cn_0} \quad (4.17)$$

$$\Delta \sigma_B = e\mu\Delta n_B = e\mu\sqrt{\frac{G}{C}} \quad (4.18)$$

であり、 $\Delta \sigma_L$ と $\Delta \sigma_B$ はそれぞれ $1/C$ と $(1/C)^{1/2}$ に比例する。ただし、 $C$ は再結合係数である。 $\phi_0$ をはさんで $\Delta \sigma_L$ は $10^{-4}$ 倍に減少する。式(4.17)から分かるように、これは $C$ が $10^4$ に増加したことによる。 $\Delta \sigma_B$ は $1/C^{1/2}$ に比例するので、 $10^2$ しか減少しない。伝導度増加分の比

$$\frac{\Delta \sigma_B}{\Delta \sigma_L} = \frac{1}{n_0} \sqrt{\frac{C}{G}} \quad (4.19)$$

は $C^{1/2}$ に比例するので、 $\phi_0$ をはさんで100倍になる。実際、この結果は図4-3の結果を再現する。

#### (6) $\Delta \sigma_L$ と $\Delta \sigma_B$ の類似点と相違点

$\Delta \sigma_L$ と $\Delta \sigma_B$ の類似性は、(i)両者は同じ臨界線量を持ち、(ii)その低および高線量域の両方で、類似した線量依存性を示す。相違点は(i)励起強度依存性と(ii) $\phi_0$ での減少量である。従来、励起伝導(光伝導および粒子線誘起伝導)は弱励起近似 $\Delta n = G\tau$ を用いて解釈されてきたが、それは必ずしも正しくない。より一般的な式(4.4)を用いれば弱励起と強励起が連続的に扱うことができ、また励起強度と物質定数が分かれば定量的に励起伝導度の大きさ・挙動が予想できる。実際、上記の二つの相違点は光と粒子線励起の励起強度の違いとして、式(4.4)により再現される。

粒子線励起伝導は弱励起近似を超えた一般化された式を用いることにより、光伝導と同様に取り扱うことができる。この点は応用上からも大変重要な結論である。

原子炉などの強放射線環境下での電気絶縁材料の信頼性確認のために、絶縁体、例えば $Al_2O_3$ や $SiO_2$ などの粒子線誘起伝導(RIC)は精力的に研究されている[13]。しかし、RICの挙動は多彩で、材料の種類、照射線量率や線量、温度に強く依存し、現在までにその統一的な理解は得られていない。これはRICが高エネルギー照射と、絶縁体の電気伝導(チャージアップ、非オーミック伝導など)の複雑な複合過程であることに

電気伝導（チャージアップ、非オーミック伝導など）の複雑な複合過程であることにもよる。絶縁体ではないが、例えば本論第 8 章で取り上げる非晶質 Si の永続的粒子線誘起伝導のような現象も起こりうる。

極めて安定化された照射条件下で行われた本研究より、粒子線誘起伝導という複雑な現象が、少なくとも結晶 Si においては、バンド間励起と欠陥生成という二つの過程の単純な重ね合わせ現象として見なせることが明らかになった。この Si での知見が、絶縁体の RIC という難問を解明するための、ひとつの道標となることが期待される。

#### 4. 4. まとめ

17 MeV 陽子線による結晶 Si の粒子線誘起伝導(RIC)を、バンド間励起(1.4 eV)の光伝導(PC)と同一の試料・照射線量に対して比較して調べた。RIC は、第 3 章で議論した PC と同様の線量依存性を示した。すなわち、臨界線量  $\phi_c$  より低線量側ではあまり減少しないが、それ以上で急激に減少する。RIC の臨界線量  $\phi_c$  は、PC のそれと一致した。

PC は弱励起で励起強度の 1 乗に、強励起で 1/2 乗に比例するが、RIC は測定した強度域で励起強度の 1/2 乗に比例した。この違いは、単純に励起強度の違いにより説明される。励起強度をキャリア生成率  $G$  で記述し、通常の光伝導の解析に用いられる弱励起近似を越えた一般的な取り扱いをすることにより、RIC は PC と類似の現象として取り扱え、統一的に記述できることが明らかにされた。

粒子線誘起伝導という複雑な現象が、少なくとも結晶 Si においては、バンド間励起と欠陥生成という 2 つの過程の単純な重ね合わせ現象として見なせることが明らかになった。これは応用上、極めて重要な知見である。

【参考文献】

- [1] 例えば、J.F. Ziegler, <http://www.research.ibm.com/ionbeams/>.
- [2] S. Libertino and S. Coffa, Nucl. Instr. & Meth. **B147**, 23 (1999).
- [3] G. W. Wertheim, Phys. Rev. **105**, 1730 (1957).
- [4] E. Baldinger, W. Czaja and A. Z. Farooqi, Helv. Phys. Acta. **33**, 551 (1960).
- [5] K. Kitazawa, J. Am. Ceramic Soc. **57**, 245 (1974).
- [6] G. H. Gilmer, T. Diaz de la Rubia, D. M. Stock and M. Jaraiz, Nucl. Instr. & Meth. **B102**, 247 (1995).
- [7] G.S. Oerlein, I. Krafcsik, J.L. Lindstroem, A.E. Jaworowski and J.W. Corbett, J. Appl. Phys. **54**, 179 (1983).
- [8] J. C. Bourgoin and J. W. Corbett, Phys. Lett. **38A**, 135 (1972).
- [9] D. A. Evans, *Solid State Theory —Methods and Applications*, edited by P. T. Landsberg (J. Wiley, New York, 1969), p.287.
- [10] H. Amekura, N. Kishimoto and T. Saito, J. Appl. Phys. **77**, 4984 (1995). または本論文第3章。
- [11] H. Amekura, N. Kishimoto and K. Kono, IEEE Trans. Nucl. Sci., **45**, 1508 (1998).
- [12] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd ed. (J. Wiley, New York, 1981), p.810.
- [13] G. P. Pells, MRS Bull. **22**, 22 (1997), and references therein.