

平成24年度博士学位論文

4H-SiC 中の転位のフォトルミネッセンス解析

平野梨伊

指導教員 教授 伊藤公平

2013年 3月

慶応義塾大学大学院理工学研究科
基礎理工学専攻

論文要旨

現在、電力の変換や制御を行っているパワーデバイスには、主にシリコン (Si) が材料として使われている。パワーデバイスの耐圧と低損失化にはトレードオフの関係があり、その性能は材料固有の物性値によって限界が決まる。Si パワーデバイスはその性能限界に近付きつつあり、さらなる性能向上のためには新規材料の開拓が必要不可欠である。4H-シリコンカーバイド (4H-SiC) は高い絶縁破壊電圧、広いバンドギャップ、高い熱伝導率などの Si よりも優れた物性値を有するため、高耐圧かつ高効率な次世代パワーデバイス半導体材料として期待されている。しかし、4H-SiC バイポーラ型パワーデバイスに順方向バイアスを印加すると、積層欠陥の拡大により電流特性が劣化し、その実用化を阻んでいる。この積層欠陥の拡大は、その縁に存在する 30° -Si(g) 部分転位がすべり運動することによって起こる。このような転位のすべり運動現象は、順方向バイアス下だけでなく、光照射や電子線照射等の電子的な励起下によっても観測され、radiation-enhanced dislocation glide (REDG) と呼ばれている。REDG は 4H-SiC 以外にも Si やガリウム砒素等の様々な半導体結晶で観測されているが、その詳細な機構は未解明である。そこで本研究では、フォトルミネッセンス法を用いて光照射によって促進される転位すべり運動機構の解明を目的とした。

本論文の第 1 章は導入で、パワーデバイスの動作原理から 4H-SiC を用いることによって高耐圧かつ高効率なパワーデバイスが作製できる理由について説明し、実用化への課題である転位すべり運動による積層欠陥の拡大について述べる。第 2 章では 4H-SiC の特徴と転位すべり運動現象について概観する。第 3 章ではフォトルミネッセンス法の原理とその実験系について説明する。第 4 章では 4H-SiC 中の 30° -Si(g) 部分転位すべり運動の速度は光照射強度の 2 乗に比例することを明らかにし、転位すべり運動の駆動力モデルを示す。4H-SiC 以外の物質中で転位すべり運動速度は励起強度に対して線形に比例する。この線形特性は励起強度に依存しないせん断応力が駆動力として働き、励起強度に依存する電子-正孔対の再結合が REDG 効果として働くためであると推測されてきた。さらに試料の温度上昇によっても転位がすべり運動を起こすことが知られているが、自由励起子の発光ピークのフィッティングより試料温度を見積もり、今回の実験では光照射による温度上昇によって転位がすべり運動を起こす効果は無視できることを確認した。今回観測された 4H-SiC 中転位すべり運動速度の 2 乗特性は、4H-SiC 中では積層欠陥が電子を捕獲することによる実効的な積層欠陥形成エネルギーの低下がせん断応力の代わりとして働くモデルによって説明できることを示す。第 5 章では異なる深さの転位すべり運動に対して光照射の効果を検証した。十分に長いキャリア拡散長を利用して深さ方向のキャリア濃度を実質

的に一定に保ちながら，光吸収によって深さ方向に急激に減衰する光照射強度が転位すべり運動に及ぼす効果を調べた．ここから REDG は光励起されたキャリア密度ではなく光照射強度によって支配されていることを明らかにした．この事は，これまで定説であった電子-正孔対の非放射再結合による転位すべり運動の促進では 4H-SiC 中のすべり運動促進を説明できないことを意味する．さらに転位の光イオン化によってすべり運動障壁が下がることがすべり運動の促進につながったことを示唆する．第 6 章では光照射によってすべり運動を起こす 30° -Si(g) 部分転位と，バーガースベクトルに対して 6° 傾いた (6° -) 部分転位と，動かない 30° -C(g) 部分転位に対してその転位上発光の偏光特性を明らかにする．すべり運動を起こす 30° -Si(g) と 6° -部分転位からの発光は転位線に対して垂直に偏光しているのに対し，動かない 30° -C(g) 部分転位からの発光は偏光していないことを明らかにした．ここから 30° -Si(g) と 6° -部分転位に束縛されたキャリアは異方的な波動関数を持ち， 30° -C(g) 部分転位に束縛されたキャリアは等方的な波動関数を持つことが分かる．よって， 30° -C(g) 部分転位上の発光は転位上に析出した不純物からの発光である可能性が高い．第 7 章では結論と展望についてまとめる．

4H-SiC を用いたバイポーラパワーデバイスの実用化のためには転位すべり運動を抑制し積層欠陥の拡大を防ぐ必要がある．本研究によって 4H-SiC すべり運動の促進は積層欠陥が電子を捕獲することによる実効的な積層欠陥形成エネルギーの低下と転位のイオン化が要因であることが明らかにされた．さらに転位周辺に束縛された電子の波動関数の対称性に関する情報が偏光特性から得られた．このような知見は転位すべり運動を抑制する技術の構築に寄与することが期待される．

謝辞

本研究は多くの方々に支えられて進めることができました。この場をかりて感謝の意を述べさせていただきます。

最初に慶應義塾大学の指導教員である伊藤公平教授に感謝を述べさせていただきます。私は学部の4年生から現在まで伊藤研究室でお世話になりました。常に高い意識を持って研究に取り組む伊藤研究室のメンバーと一緒に研究を行えたことは私の誇りであり、今後の大きな財産だと感じています。それも伊藤先生の研究に対する熱い情熱と行動力が原動力となっていると思います。私が至らず時に叱咤して頂いたことは今になってみると私の成長のきっかけにほかなりません。本当にありがとうございました。

私は修士1年生から現在まで宇宙科学研究所の田島道夫教授の指導の下、研究を行ってきました。これまでの田島先生の試行錯誤と技術の結集である実験装置を私の研究では思う存分使用させていただきました。それ無しでこの研究を行うことはできず、世界でも先端的である研究環境で実験を行えたことに深く感謝致します。さらに、田島先生には私の研究にも多くの御助言を頂き誠にありがとうございました。

私の博士課程の研究は東京大学の前田康二教授と共同研究をさせていただきました。前田先生の物性に対する深い知識と実験データに対する誠実な観察眼には常に感服させられておりました。また、私の稚拙な質問にも非常に親切に答えて頂きありがとうございました。

私のこれまでの研究生活で非常に恵まれていたことは上記3名の世界的にも著名な先生方に多角的に御指導を受けたことと考えています。それぞれの先生の研究分野は異なるものの共通していたのは研究に対するこだわりです。プロフェッショナルとしての研究姿勢を肌で感じる事ができたことは私のかけがいのない経験となりました。ここに再度、感謝の意を表させていただきます。

東京大学前田研究室の佐藤勇樹君と宮尾幸太郎君には共同研究者として大変お世話になりました。実験解析など学ぶところが多くあり、一緒に研究できたことをありがたく思っています。

電力中央研究所の土田秀一様には貴重な試料をご提供頂きました。この場をかりて心より感謝申し上げます。

学部4年生の頃より研究について様々ことを教えて頂いた伊藤研究室の先輩である宮本聡さんには大変お世話になりました。至らないことばかりでしたが、宮本さんには教えて頂いたことは全て私の研究の基盤となっています。今後も宮本さんを模範として、頑張っていきたいと思っています。

これまでに伊藤研究室と田島研究室の諸先輩方には非常に多くのことを学びました。生

意気な私の言動に懲りずに接して頂き本当にありがとうございました。

伊藤研究室の同期である土屋豪，手塚宙之，内藤克彦君には同じ環境で切磋琢磨できたことを誇りに思います。その研究に対する姿勢は今でも尊敬しています。どうもありがとう。今後ともよろしく。

伊藤研究室と田島研究室の後輩達には楽しく研究を行う仲間であり，年下ながら学ぶところも多い存在でした。良い仲間と出会えたことをうれしく思っています。

写真サークル「HITb」のメンバーには私的面でとても助けられました。共通の趣味を通して笑い合った日々によって研究生生活をより充実して過ごすことができました。

最後になりましたが，私の長い学生生活をあたたかく見守ってくれた両親に感謝致します。

なお，本研究の一部は，文部科学省研究拠点形成費等補助金グローバル COE プログラム「アクセス空間支援基盤技術の高度国際連携」（慶應義塾大学情報・電気・電子分野）の研究費支援のもとに実施されたものです。

2013年3月

平野梨伊

目次

論文要旨	i
謝辞	iii
基本定数表	1
記号表	1
第1章 導入	3
1.1 パワーデバイスへの要求	3
1.2 4H-SiC の有用性	5
1.3 4H-SiC の課題	8
参考文献	9
第2章 4H-SiC の特徴と欠陥	11
2.1 SiC の構造と特徴	11
2.2 4H-SiC 中の転位と積層欠陥	14
2.2.1 半導体中転位の種類とバーガースベクトルの定義	14
2.2.2 4H-SiC 中の転位と積層欠陥の種類	16
2.3 転位の運動	19
2.3.1 転位の上昇とすべり運動	19
2.3.2 Radiation-enhanced dislocation glide (REDG)	21
2.4 転位からの発光	24
参考文献	26
第3章 フォトルミネッセンス法	29
3.1 フォトルミネッセンスの原理	29
3.1.1 発光再結合過程	30
3.1.2 非発光再結合	34
3.2 測定方法	34
3.2.1 PL マッピング	34
3.2.2 PL スペクトル	36
3.2.3 スペクトルの補正	38
3.2.4 PL イメージング	39

参考文献	40
第 4 章 4H-SiC 中の転位すべり運動における駆動力	42
4.1 序論	42
4.2 実験方法	42
4.3 実験結果と考察	43
4.4 本章のまとめ	52
参考文献	52
第 5 章 4H-SiC 中の照射促進転位すべり効果	55
5.1 序論	55
5.2 実験方法	56
5.3 実験結果と考察	57
5.4 本章のまとめ	63
参考文献	63
第 6 章 4H-SiC 中の転位上発光の偏光特性	65
6.1 序論	65
6.2 実験方法	66
6.3 実験結果と考察	66
6.4 本章のまとめ	72
参考文献	72
第 7 章 結論と展望	75
参考文献	76
発表文献	78

基本定数表

定数	記号	数値
電気素量	q (電子に関しては $-q$)	$1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$
電子の静止質量	m	$9.109 \times 10^{-31} \text{ kg}$
プランク定数	h	$6.626 \times 10^{-34} \text{ Js}$
換算プランク定数	$\hbar = h/2\pi$	$1.055 \times 10^{-34} \text{ Js}$
光速度	c	$2.997928 \times 10^8 \text{ ms}^{-1}$
ボルツマン定数	k_B	$1.3804 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
真空の誘電率	ϵ_0	$8.85416 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$

記号表

<p>a 原子間距離</p> <p>B グレーティングの回折角</p> <p>b バーガスベクトルの大きさ</p> <p>d グレーティングの溝間隔</p> <p>D キャリアの拡散係数</p> <p>e_{\perp} 垂直方向の偏光ベクトル</p> <p>e_{\parallel} 平行方向の偏光ベクトル</p> <p>E 光子エネルギー</p> <p>ΔE 照射によって減少した活性化エネルギー</p> <p>E_0 フォトルミネッセンスピークの閾値エネルギー</p> <p>E' フォトルミネッセンスピークのエネルギー</p> <p>E_V 電源電圧</p> <p>E_B 絶縁破壊電界</p> <p>E_G バンドギャップ</p> <p>E_{PL} フォトルミネッセンスのフォトンエネルギー</p> <p>E_x 励起子の形成エネルギー</p> <p>E_b 励起子と中性不純物間働く束縛エネルギー</p>	<p>E_t 暗黒下での転位すべりの活性化エネルギー</p> <p>f 分光器の焦点距離</p> <p>i 電流</p> <p>I 照射強度</p> <p>I_0 照射強度の次元を持った定数</p> <p>I_S 試料面上の照射光強度</p> <p>I_{PL} フォトルミネッセンス強度</p> <p>$I_{PL}(E)$ フォトルミネッセンス強度</p> <p>$I_E(E)$ 単位光子エネルギーあたりの分光強度</p> <p>$I_{\lambda}(\lambda)$ 単位波長あたりの分光強度</p> <p>i_C コレクタ電流</p> <p>i_b ベース電流</p> <p>i_L 負荷抵抗に流れる電流</p> <p>k 回折次数</p> <p>K 電子と正孔のエンベロープの重なり</p> <p>m_r^* 換算質量</p>
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

m_e^*	電子の有効質量	t_{OFF}	スイッチが OFF 状態の期間の長さ
m_h^*	正孔の有効質量	$U(\lambda)$	既知のスペクトル
Δn	電子-正孔対密度	V	転位すべり速度
n	励起子の量子数	V_0	速度の次元を持った定数
N	放射光子数	V_B	ダイオードの逆方向電圧
N_D	ドーピング濃度	V_L	負荷抵抗間の電圧
L	キャリアの拡散長	V_R	可変抵抗間の電圧
\hat{p}	運動量演算子	$V_t(\tau)$	せん断応力に依存した速度の次元を持つ関数
P	放射エネルギー	$V_e(\tau, I)$	せん断応力と照射強度に依存した速度の次元を持つ関数
P_{loss}	回路における電力損失	V_{SW}	理想スイッチ間の電圧
Q	試料表面で電子-正孔対の生成される割合	W_M	空乏層幅
$R(\Delta n(I))$	光励起された電子-正孔対密度 $\Delta n(I)$ に依存する転位すべり運動が光照射によって促進される大きさ (REDG 因子)	Δx	分光器のスリット幅
$R(I)$	照射光強度 I に依存する転位すべり運動が光照射によって促進される大きさ (REDG 因子)	z	試料表面からの深さ
$R(I_S)$	試料表面での照射光強度 I_S に依存する転位すべり運動が光照射によって促進される大きさ (REDG 因子)	α	光吸収係数
R_{ON}	デバイスの ON 抵抗	β	効率因子
R_L	負荷抵抗値	γ_{SF}	熱平衡状態での積層欠陥の形成エネルギー
R_V	可変抵抗の抵抗値	γ_{SF}^*	実効的な積層欠陥の形成エネルギー
$R(\lambda)$	補正関数	ε	半導体の誘電率
$S(\lambda)$	実験により得られたスペクトル	λ	波長
S	表面再結合速度	$\Delta\lambda$	分光器の波長分解能
t	時間	μ_n	電子の移動度
T	温度	σ	ガウス分布の線幅
t_{ON}	スイッチが ON 状態の期間の長さ	τ	せん断応力
		τ_0	応力の次元を持った定数
		τ_c	キャリア寿命
		τ_S	表面でのキャリア寿命
		ω	フォノンの角周波数
		Ψ_f	キャリアの波動関数の終状態
		Ψ_i	キャリアの波動関数の始状態

第1章 導入

1.1 パワーデバイスへの要求

近年、人口増加に伴いエネルギー需要が増加する一方で、化石燃料の枯渇や原子力エネルギーの安全性が問題となっている。これらの問題解決のためにはエネルギーの有効利用が必要である。その一翼を担う技術として、電力の変換や制御を高効率に行うパワーエレクトロニクス技術がある。

パワーエレクトロニクスは、半導体デバイスを用いて電力の調整、交流-直流変換（コンバータ）、直流-交流変換（インバータ）等を行う。例えば、商用周波数（50 Hz/60 Hz）をコンバータを用いて直流に変換し、インバータを使って任意の周波数の交流を作り出すことができる。この任意の周波数によってコンプレッサの回転数を変化させ、優れた温度コントロールと省エネルギーを実現しているのがインバータエアコンである。他にも、洗濯機や、照明器具、調理器など様々な家電の制御にパワーエレクトロニクスが使われている。家電以外にも、周波数変換所や太陽電池などの電力系、電車や自動車などの輸送系等パワーデバイスの用途は多岐にわたる。

パワーエレクトロニクスによる電力制御の原理を負荷抵抗 R_L の電力制御を例にとって説明する [1, 2]。図 1.1(a)(b)(c) に可変抵抗、理想スイッチ、トランジスタを用いた電力制御の回路図をそれぞれ示す。負荷抵抗 R_L の電力を連続的に変化させる場合、最も単純な方法は図 1.1(a) に示した可変抵抗による電力降下を利用して直流電圧 E_V をそれより小さい電圧に変換するものである。この場合、可変抵抗の抵抗値を変化させることによって連

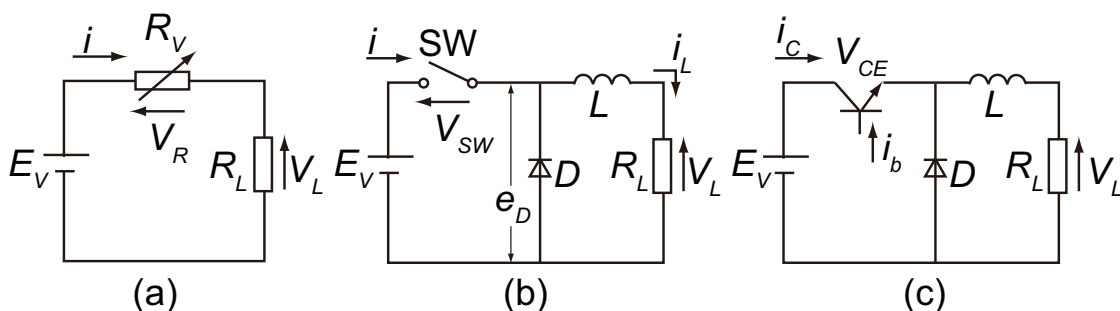


図 1.1: (a) 可変抵抗, (b) 理想スイッチ, (c) 半導体トランジスタを用いた電力制御の回路図.

続的に負荷抵抗 R_L の電力を変えることができる。この回路における電力損失 P_{loss} は

$$P_{loss} = \left(\frac{E_V}{R_V + R_L} \right)^2 R_V \quad (1.1)$$

によって表される。ここで、 E_V は電源電圧、 R_V は可変抵抗の抵抗値である。この電力損失は可変抵抗の内部で消費される電力で、熱エネルギーとして放出される。この回路では R_V に比例して電力損失が増加するだけでなく、放熱器も必要となる。

そこで、図 1.1(b) に示すようにスイッチを用いた電力の制御を考える。この回路では、スイッチの ON と OFF を周期的に繰り返すことによって負荷抵抗の電力を制御する。図 1.2(a) に示すようにスイッチの 1 周期の平均電圧は ON の期間の長さ t_{ON} を変化させることによって連続的に変化させることができる。負荷抵抗に流れる電流 i_L は、図 1.2(b) に示すように ON と OFF に応じて脈動するが、図 1.1(b) の回路中に示したダイオードやコイルによって実用上問題ない程度に平坦化される。このような理想スイッチを用いた回路ではスイッチング周波数を高くすることにより、小さなインダクタンスのコイルで電流を平坦化でき、細かい電流の変化に追従できる。このような理想スイッチを機械スイッチを用いて実現する場合は、100 万回程度がスイッチの寿命となる。一般的に電力変換器の周波数は数 kHz から数百 kHz なので、数時間で寿命を向かえてしまい実用的ではない。

そこで、図 1.1(c) に示すように理想スイッチを半導体トランジスタによるスイッチに置き換えた回路を考える。この回路では閾値よりも大きいベース電流を流すことによりコレクタ・エミッタ間の電流を制御することができる。従って、図 1.1(b) のスイッチを等価的に置き換えることができる。この回路ではベース電流を制御信号として ON と OFF を繰り返す。この周期を十分に速くすれば低損失で負荷抵抗の電力を調整することが可能となる。このような回路を用いてその電力を調整する装置を直流チョップと呼び、図 1.1(c) 中の半導体トランジスタやダイオードをパワーデバイスと呼ぶ。

次に、理想スイッチとパワーデバイスを用いた時の電力損失について考える。理想スイッチとトランジスタを用いた時のスイッチングによる電力損失を図 1.3(a)(b) に示す。理想スイッチでは ON と OFF の切り替えでスイッチ間の電圧は瞬時に切り替わり、ON 時の

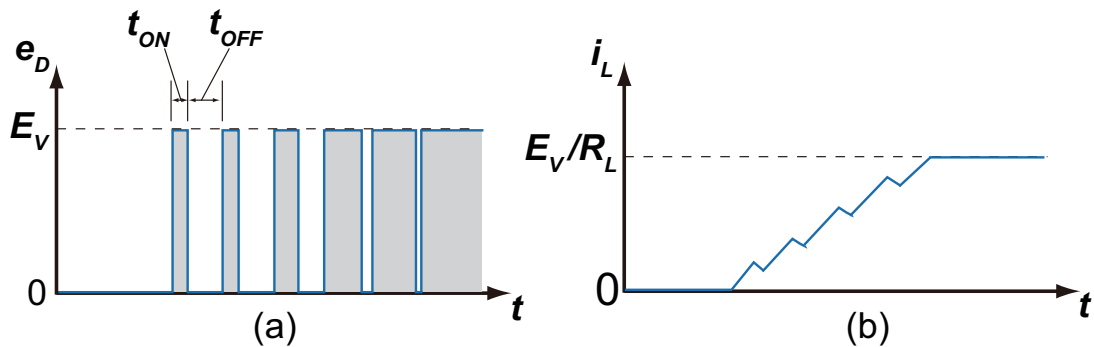


図 1.2: 理想スイッチにおいて ON 期間の長さ t_{ON} を変化させた時の (a) e_D の波形と (b) i_L の変化パターン

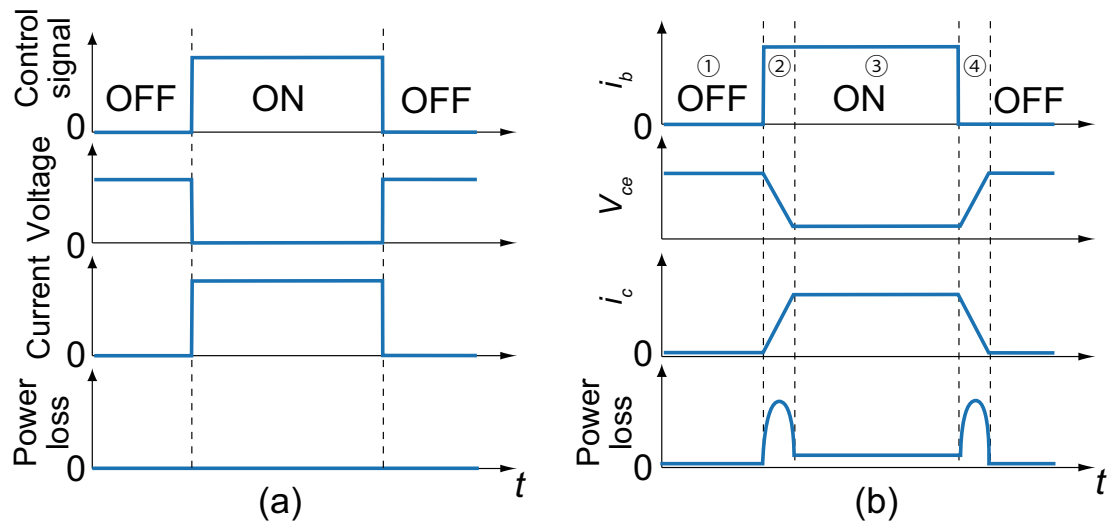


図 1.3: (a) 理想スイッチと (b) 半導体トランジスタの電力損失. ここで i_b はベース電流, V_{ce} はコレクタ-エミッタ間電圧, i_c はコレクタ電流である.

スイッチ抵抗は 0 である. また, 電流も OFF 時は流れず, ON 時に瞬時に流れる. この時の電力損失は電圧と電流の積で表され, 図 1.3(a) に示すように理想スイッチでは電力損失は 0 である.

一方で, トランジスタによるスイッチングでは図 1.3(b) に示すように電力損失は 0 にならない. ここで ON・OFF の周期は 4 つの期間に分けられる. OFF 時①は理想スイッチであれば抵抗無限大となり, 電流は流れないが実際のトランジスタでは漏れ電流が発生してしまう. ON 時③も, 実際のトランジスタでは内部抵抗によって電圧が完全に 0 にはならない. さらに, ON から OFF への移行時②や OFF から ON の移行時④には電圧と電流は瞬時には切り替わらず一定の時間を要する. これらがパワーデバイスの電力損失の要因となるため, 高効率なパワーデバイスのためには漏れ電流と ON 時の抵抗 (ON 抵抗) が小さく, 速いスイッチング時間が必要となる. このようなパワーデバイスの性能は, それを構成する物質の物性値によって制限される. 次節では, パワーデバイスの性能と半導体材料の物性値の関係について詳しく説明する.

1.2 4H-SiC の有用性

ここではこのパワーデバイス材料として現在広く使われている Si と次世代パワーデバイス材料として期待されるワイドギャップ半導体の SiC, GaN, ダイヤモンドを例にとって物性値とパワーデバイスの性能の関係を説明する. Si, SiC, GaN, ダイヤモンドの主な物性値を表 1.1 に示す. 2 章で後述するように SiC には同一の組成で積層構造が異なる結晶多形 (ポリタイプ) が存在する. SiC のポリタイプは 200 種類以上が確認されているが, 六方晶で単位格子が 4 層の Si-C 層からなる 4H 型の SiC (4H-SiC) が最もデバイス応用に適している. この理由は表 1.1 に挙げたような物性値が他のポリタイプよりもパワー

表 1.1: Si, 4H-SiC, GaN, ダイヤモンドの主な物性値 [3]

	Si	4H-SiC	GaN	ダイヤモンド
バンドギャップ (eV)	1.12	3.26	3.42	5.47
電子移動度 (cm ² /Vs)	1350	1000	1500	2000
絶縁破壊電界 (MV/cm)	0.3	2.8	3	8
飽和ドリフト速度 (cm/s)	1.0×10^7	2.2×10^7	2.4×10^7	2.5×10^7
熱伝導率 (W/cmK)	1.5	4.9	1.3	20

デバイスに適していることや良質の単結晶ウェハが作製できるためである。そこでここでは SiC のポリタイプとして 4H-SiC について論じる。

パワーデバイスの効率を決めるものとして大きな要因となるのは物質の絶縁破壊電界である。絶縁破壊電界が大きい物質はパワーデバイスの ON 抵抗を小さくできる理由を図 1.4(a)(b) を用いて説明する。理想的なダイオードでは逆方向降伏電圧 V_B は無限だが、現実的なダイオードは図 1.4(a) に示すようにこの値は有限となる。この V_B よりも大きな逆方向電圧を印加した時になだれ降伏が起きる。pin ダイオードに V_B を印加した時の空乏層内部の電界分布は図 1.4(b) のようになる。ここで、接合界面の最大電界が絶縁破壊電界 E_B に達した時に接合は破壊され、空乏層幅 W_M も最大になる。この時、耐圧は電界分布を示す直線を辺にもつ直角三角形で表され $V_B = E_B W_M / 2$ となる。表 1.1 に示すように SiC の絶縁破壊電界は Si のそれよりも約 10 倍高いため、同じ耐圧のデバイスを作製する際に図 1.4 に示すように空乏層幅を 1/10 に短くできる。さらに電界分布の傾きに比例するドーピング濃度 N_D は $N_D = \epsilon E_B / q W_M = \epsilon E_B^2 / 2q V_B$ で表される。ここで、 ϵ は半導体の誘電率、 q は素電荷である。従って、SiC は Si よりもドーピング濃度を 100 倍にする

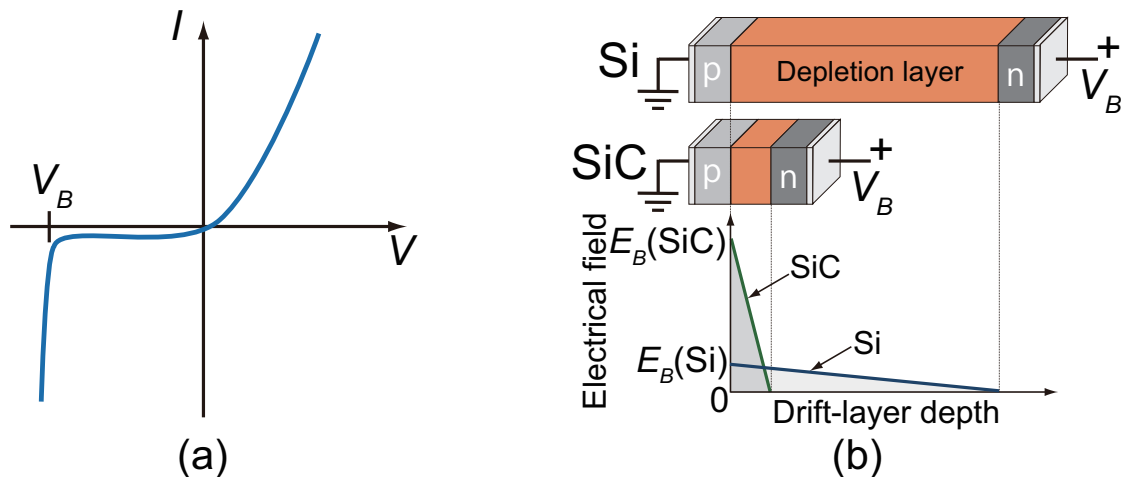


図 1.4: (a) 一般的な pin ダイオードの電流電圧特性と (b) Si と SiC の pin ダイオードに逆方向バイアスを加えた時の空乏層内の電界分布

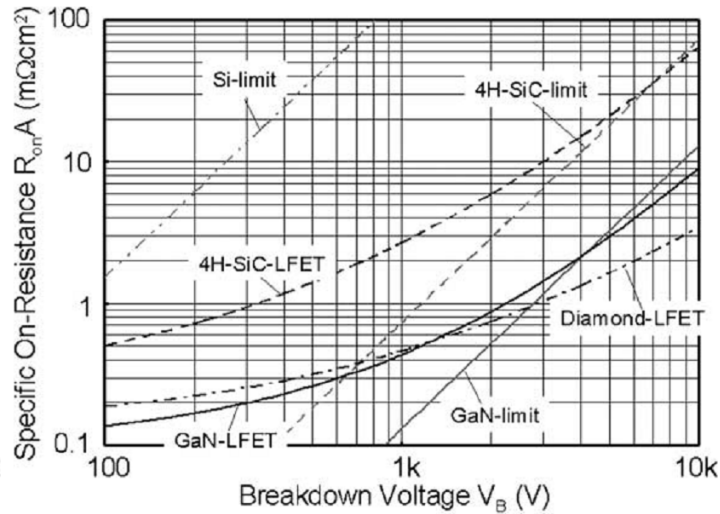


図 1.5: Si, 4H-SiC, GaN, ダイヤモンドの理論限界. LFET は縦型電界効果トランジスタの場合. [4]

ことができる. また, デバイスの ON 抵抗 R_{ON} は

$$R_{ON} = \frac{W_M}{q\mu_n N_D} = \frac{4V_B^2}{\varepsilon\mu_n E_B^3} \quad (1.2)$$

で表される. ここで μ_n は電子移動度である. ここからデバイスの ON 抵抗は E_B の 3 乗に反比例することが分かる. 従って, 同耐圧下では絶縁破壊電界の高い物質はパワーデバイスの ON 抵抗を低くできる. また, (1.2) 式より同じ絶縁破壊電界の物質を用いて高い耐圧のパワーデバイスを得ようとするとき ON 抵抗が増加してしまうことが分かる. 図 1.5 に耐圧を横軸にとった Si, 4H-SiC, GaN, ダイヤモンドの ON 抵抗の理論限界を示す. ここから絶縁破壊電界の高いワイドギャップ半導体の 4H-SiC, GaN, ダイヤモンドを用いれば Si よりも大幅に ON 抵抗を小さくできることが分かる. さらに, ワイドギャップ半導体では Si よりもドリフト領域を薄くできるので, オン時に蓄積されるキャリア量が少なくてもよい. 従って, pin ダイオードのターンオフ時には, ワイドギャップ半導体の方が蓄積時間が短く, 逆回復電流が小さくなる. このようにワイドギャップ半導体は Si よりも高速なスイッチングが可能となる. 耐圧 1200 V の 4H-SiC ショットキーダイオードと Si pin ダイオードのターンオフ波形を図 1.6 に示す. 4H-SiC は Si に比べて逆回復電流が小さく, 高速にスイッチングできている. また, ワイドギャップ半導体は飽和ドリフト速度も Si と比べて高いため, ターンオン時間も短くできることが期待されている.

表 1.1 の通り, ワイドギャップ半導体は Si よりも数倍大きいバンドギャップを有する. この大きいバンドギャップにより, 価電子帯から電子が熱的に励起されるのを防ぎ, 高温下でもリーク電流を抑えることができる. 通常, Si を用いたパワーデバイスの最高動作温度は 150~200°C に制限されるが, SiC では 500°C の高温においても真性キャリア密度は約 10^{10} cm^{-3}

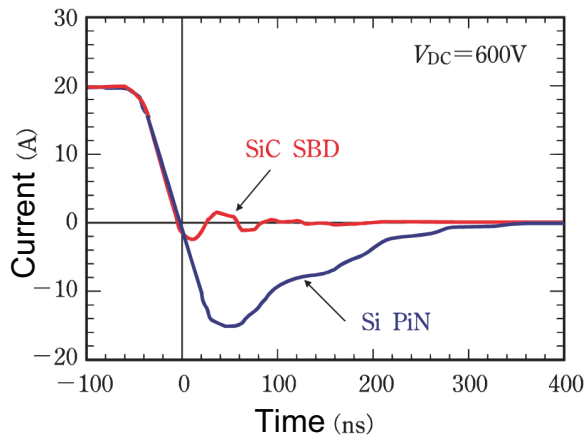


図 1.6: 耐圧 1200 V の 4H-SiC ショットキーバリアダイオードと Si pin ダイオードのターンオフ波形 [5]

と、熱酸化により良質の絶縁膜が形成できること、良質のウエハーが作製できるという利点がある。GaN パワーデバイスも 4H-SiC パワーデバイスと同等のポテンシャルを有していると考えられており、今後は応用分野に応じた棲み分けが進むと予想されている。材料固有の違いとしては SiC は、間接遷移型半導体であるためキャリア寿命が長く、伝導度変調の効果がデバイス性能を決める高耐圧バイポーラデバイスにおいて優位と考えられている。

1.3 4H-SiC の課題

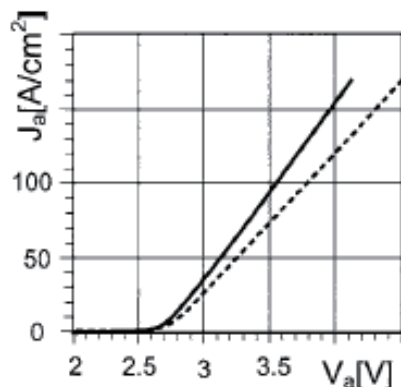


図 1.7: 4H-SiC pin ダイオードの順方向電流特性の劣化. 実線が電流注入前, 破線が電流注入後の特性. [6]

と低く、理論的には 800°C 度以上の温度でもデバイス動作は可能である [3]. さらに、ワイドギャップ半導体は Si よりも熱伝導率が高い。従って、Si を用いたパワーデバイスよりも冷却システムを簡略化することができ、さらなる省エネルギー化が期待できる。

すなわち、Si に比べワイドギャップ半導体の 4H-SiC, GaN, ダイヤモンドがパワーデバイス材料として優れた物性値を有し、低い ON 抵抗とリーク電流、高速なスイッチングを可能とすることが分かる。さらに 4H-SiC は GaN やダイヤモンドと比べ、p, n 両伝導型の広範囲価電子制御が容易であること

前節では、4H-SiC が既存の Si パワーデバイスにとって代わるポテンシャルを有していることを述べた。そして実際に、4H-SiC を用いたショットキーバリアダイオードや MOSFET 等のユニポーラデバイスが市販されるようになった。しかし、ユニポーラデバイスよりも高耐圧領域での応用が期待されているバイポーラデバイスでは順方向バイアスによる特性の劣化がその応用を阻んでいる。図 1.7 に 4H-SiC pin ダイオードに電流注入する前と後の順方向電流特性を示す。電流注入後では電圧降下が増大してしまっていることが分かる。これによりデバイスの ON 抵抗が増加することになる。このような劣化の原因は積層欠陥 (Stacking Fault; SF) が拡大するためである。このような

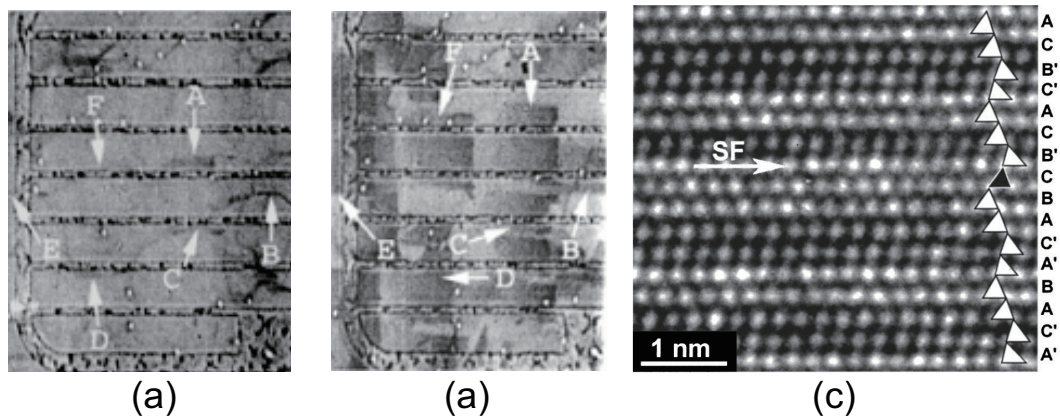


図 1.8: 4H-SiC pin ダイオードの (a) 劣化前と (b) 劣化後の white beam x-ray topography[7]. 白い矢印は基底面転位を示す. (c) 劣化後の断面透過型電子線顕微鏡像 [8].

順方向電流特性の劣化前後の white beam x-ray topography を図 1.8(a)(b) に示す. 図 1.8(a)(b) の白い矢印で示す基底面転位の位置から暗いパターンが観測されている. この暗いパターンの領域が面欠陥の積層欠陥である. 図 1.8(c) に示す劣化後の断面透過型電子線顕微鏡像によってこの SF が一層のすべり運動による Shockley 型の SF(Shockley Stacking Fault; SSF) であることが判明した [8]. このような SSF の拡大は SSF の端に存在する部分転位 (Partial Dislocation; PD) が順方向バイアスによってすべり運動することによって起こる. 同様の現象は光照射下でも観測されており [9], 転位すべり運動が光照射によって促進されるため照射促進転位すべり (Radiation-Enhanced Dislocation Glide; REDG) 効果と呼ばれている. REDG は 4H-SiC 以外の様々物質 (Si, GaN 等) で観測されているが [10], その詳細な機構は未解明な部分が多い. 4H-SiC ではすべり運動を起こす転位の種類やその構造が分かっているため [11], 個々転位の特定が可能である. そこで, 4H-SiC 中の劣化原因である SSF 拡大の機構解明を目的として本研究を行った.

参考文献

- [1] 河村篤男, 横山智紀, 船渡寛人, 星伸一, 吉野輝雄, パワーエレクトロニクス学入門 (コロナ社, 2009).
- [2] 正田英介, 深尾正, 嶋田隆一, 河村篤男, パワーエレクトロニクスのすべて (オーム社, 1995).
- [3] 松波弘之, 大谷昇, 木本恒暢, 中村孝, 半導体 SiC 技術と応用 第 2 版 (日刊工業新聞社, 2011).
- [4] W. Saito, I. Omura, T. Ogura, and H. Ohashi, Solid-State Electronics **48**, 1555 (2004).

- [5] 木本恒暢, 応用物理 **80**, 673 (2011).
- [6] H. Lendenmann, F. Dahlquist, N. Johansson, R. Söderholm, P. A. k. Nilsson, J. P. Bergman, and P. Skytt, Materials Science Forum **353-356**, 727 (2001).
- [7] H. Jacobson, J. P. Bergman, C. Hallin, E. Janzén, T. Tuomi, and H. Lendenmann, Journal of Applied Physics **95**, 1485 (2004).
- [8] J. Q. Liu, M. Skowronski, C. Hallin, R. Söderholm, and H. Lendenmann, Applied Physics Letters **80**, 749 (2002).
- [9] N. Hoshino, M. Tajima, M. Naitoh, E. Okuno, and S. Onda, Materials Science Forum **600-603**, 349 (2009).
- [10] K. Maeda and S. Takeuchi, *Dislocations in Solids.*, vol. 10 (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [11] M. Skowronski and S. Ha, Journal of Applied Physics **99**, 011101 (2006).

第2章 4H-SiCの特徴と欠陥

本章ではSiCのポリタイプについて説明し、4H-SiCの構造と特徴について述べる。さらに、転位の分解によって積層欠陥が形成される機構について既知の事項をまとめる。

2.1 SiCの構造と特徴

SiCはSi, C共にIV族の原子からなる半導体である。その結合は基本的には共有結合であるが、SiがCよりも電気陰性度が高く約18%のイオン性を持つ。そのためSiCはSiとCが1対1の定比化合物であり、同じIV-IV族化合物の組み合わせであるSiGeが共有結合性で全ての組成域で混晶を作ることとは大きな違いを有する。その構造は図2.1に示すような四面体配置構造となる。一層のみであれば図2.1のような構造をとるが、SiCには同一の組成でc軸方向に対して多様な積層構造をとるポリタイプが存在する。SiCには200種類以上のポリタイプが知られている。このように多くのポリタイプが存在するのは部分的に積層配列を変えるのに必要なエネルギー（積層欠陥の形成エネルギー γ_{SF} ）が非常に低いことに起因している。他の半導体ではGaAsが $\gamma_{SF} = 55 \pm 5 \text{ mJ/m}^2$ 、ZnOが $\gamma_{SF} > 43 \text{ mJ/m}^2$ [1]なのに対して4H-, 6H-SiCはそれぞれ $\gamma_{SF} = 14.7 \pm 2.5 \text{ mJ/m}^2$ 、 $\gamma_{SF} = 2.9 \pm 0.6 \text{ mJ/m}^2$ [2]である。このように小さいエネルギーで積層構造が変化することは本研究のテーマである積層欠陥(Shockley Stacking Fault; SSF)拡大の根本的原因である。SiC中で代表的なポリタイプを構造を図2.2(a)(b)(c)に示す。Si-C四面体の位置をA, B, C, とそ

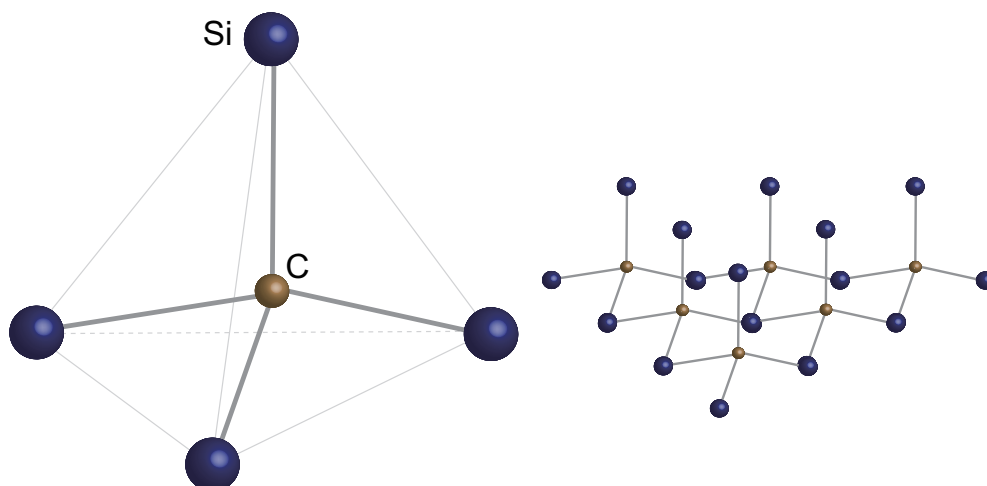


図 2.1: Si-C 分子の四面体配置構造

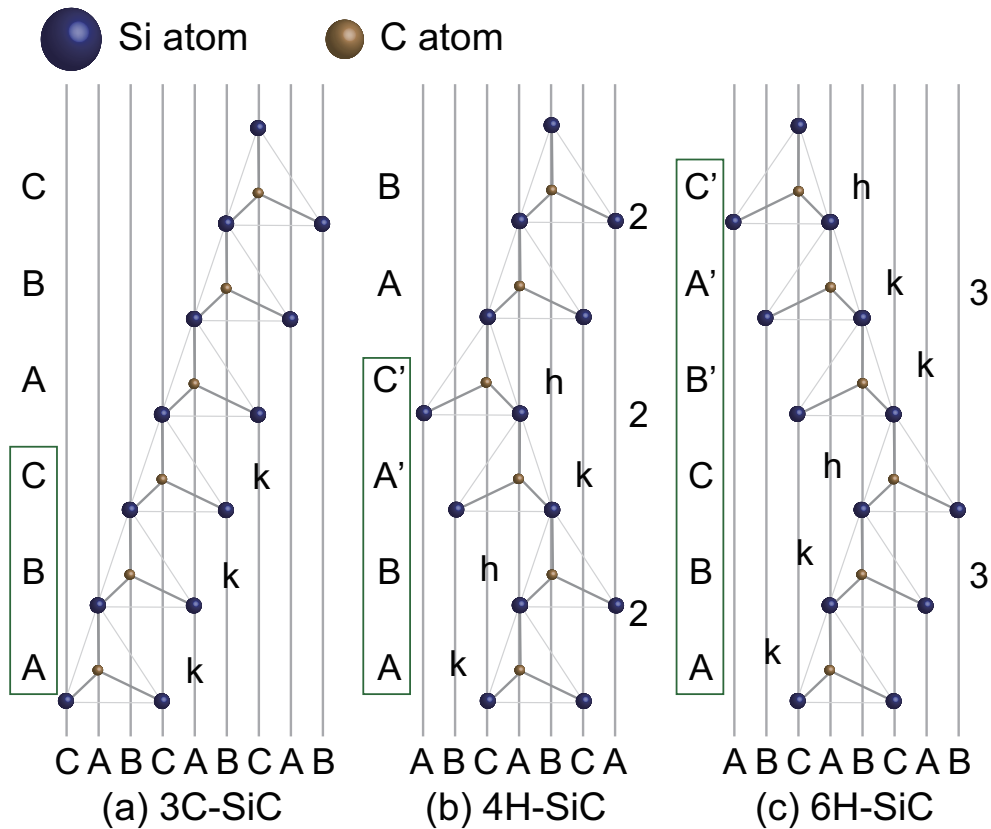


図 2.2: (a)3C-, (b)4H-, (a)6H-SiC の $(11\bar{2}0)$ 断面構造.

の折り返しの A', B', C' と割り振り積層構造を示すと図 2.2(a) は $\underline{ABCABC}\cdots$ と 3 分子周期積層の立方晶 (Cubic structure) であるため, Ramsdell 標記法によって 3C-SiC と標記される. 同様に図 2.2(b) に示すように $\underline{ABA'C'ABA'C'}\cdots$ と 4 分子周期構造の六方晶 (Hexagonal structure) を 4H-SiC, 図 2.2(c) に示すように $\underline{ABCB'A'C'ABCB'A'C'}\cdots$ と 6 分子周期構造の六方晶を 6H-SiC と呼ぶ. これら, 3C-, 4H-, 6H-SiC は SiC の中で比較的安定に形成されるため, デバイス用に多く用いられる構造である. また, 図 2.2 に示すように Si-C 分子が折り返す位置を h-site, 折り返さない位置を k-site と呼ぶ. それぞれのポリタイプの 1 周期における h-site の割合を hexagonality と呼び, ポリタイプの性質を記述する重要なパラメータである. この hexagonality は 2H-SiC(1.0 hexagonality) で最も高く, 3C-SiC(0 hexagonality) で最も低い. バンドギャップと hexagonality の関係を図 2.3 に示す.

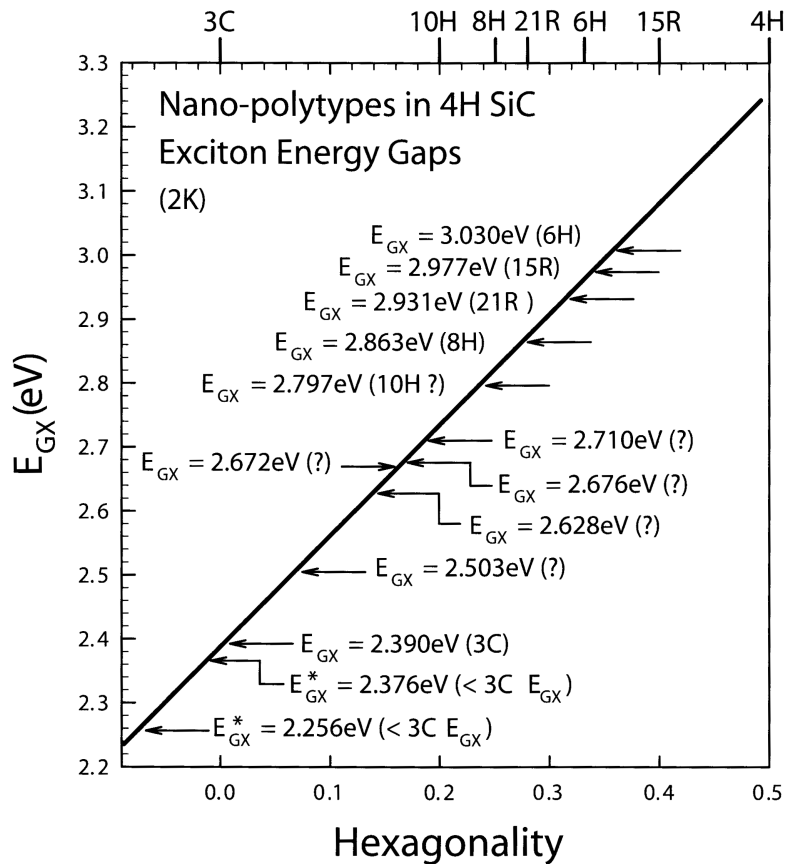


図 2.3: バンドギャップと hexagonality の関係 [3, 4].

図 2.3 からバンドギャップと hexagonality には線形の関係があることが分かる. このように SiC はポリタイプによってその物性値が異なる. 3C-, 4H-, 6H-SiC の主な物性値を表 2.1 に示す. パワーデバイスには表 2.1 に示すバンドギャップ, 絶縁破壊電界, 熱伝導率等が高い方が適した材料である. 従って様々なポリタイプの中で上記物性値の高い 4H-SiC が最もパワーデバイス応用に適していると考えられている.

表 2.1: 3C-, 4H-, 6H-SiC の主な物性値 [5]

	3C-SiC	4H-SiC	6H-SiC
バンドギャップ (eV)	2.23	3.26	3.02
電子移動度 (cm^2/Vs)	1000	1000(\perp c) 1200(// c)	450(\perp c) 100(// c)
絶縁破壊電界 (MV/cm)	1.5	2.8	3.0
飽和ドリフト速度 (cm/s)	2.7×10^7	2.2×10^7	1.9×10^7
熱伝導率 (W/cmK)	4.9	4.9	4.9

2.2 4H-SiC 中の転位と積層欠陥

4H-SiC 中 SSF 拡大の機構解明のためには SSF やその端に存在する転位構造を理解する必要がある。よって本節では 4H-SiC 中の転位と積層欠陥の構造を概観する。

2.2.1 半導体中転位の種類とバーガースベクトルの定義

まず、一般的な結晶における転位の種類とバーガースベクトルの定義について説明する [6, 7, 8]。一般に結晶のすべり運動はすべり面にそって一様に起こるのではなく、すべり面の一部から始まり、次第に全体に及ぶ。図 2.4(a)(b) に結晶のすべり運動によって発生する刃状転位とらせん転位を示す。図中の緑色の領域はすべり面を示し、すべり運動の起きた領域と起きていない領域の境界が転位である。すべり運動の方向と大きさはバーガースベクトルによって表される。転位の方向とバーガースベクトルが垂直なのが図 2.4(a) の刃状転位、平行なのが図 2.4(b) のらせん転位である。刃状転位とらせん転位周辺の原子配列を図 2.4(c)(d) に示す。刃状転位では上側の結晶は下側の結晶よりも一層多く原子面 (過剰半平面) が入っている。らせん転位では周辺の格子がらせん状に並んでいることがその名前の由来となっている。どちらの転位も、すべり面によって分けられた上下の結晶は完全結晶である。従って、転位のバーガースベクトルは格子の並進ベクトルと等しい。このような転位を完全転位 (Perfect dislocation) と呼ぶ。これに対し、バーガースベクトルが並進ベクトルと等しくない転位を不完全転位 (Imperfect dislocation) または Shockley の部分転位 (Partial Dislocation; PD) と呼ぶ。このような場合は、すべり面によって分けられ

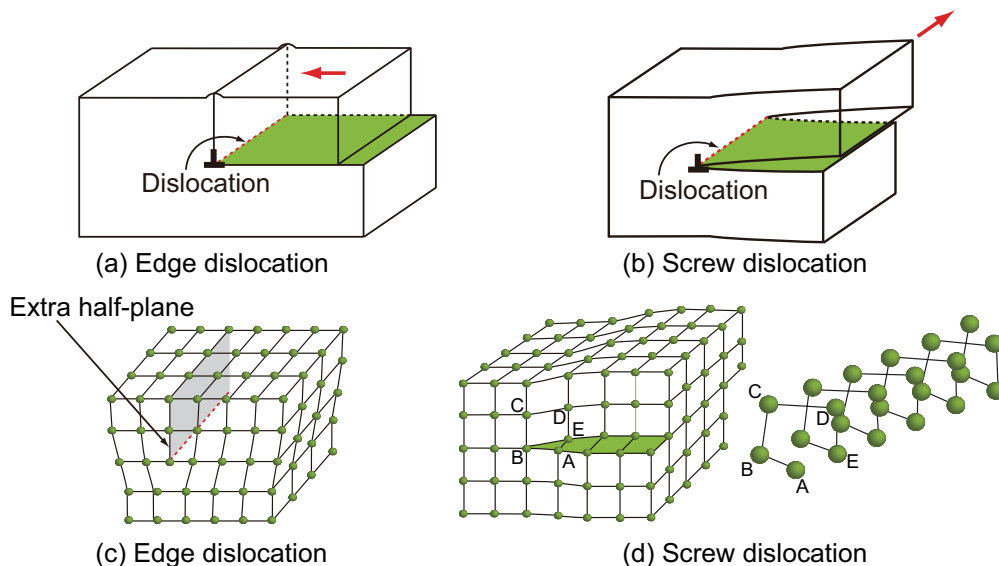


図 2.4: (a) 刃状転位と (b) らせん転位。赤い矢印はバーガースベクトルを、緑色の領域はすべり面を示す。(c) 刃状転位と (d) らせん転位周辺の原子配列。

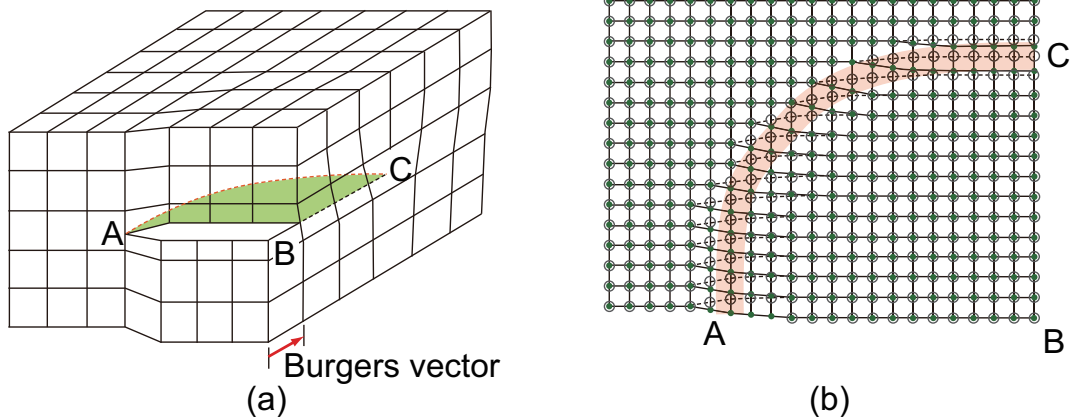


図 2.5: (a) 転位ループ (混合転位) と (b) その周辺の原子配置. 黒い丸はすべり面のすぐ上の原子を, 緑の丸はすべり面のすぐ下の原子を表す.

た上下の結晶の周期性が乱れることになる. この周期性の乱れたすべり面上の欠陥が SSF である.

上記の刃状転位やらせん転位は単純な転位の例であるが, 実際の結晶中には刃状転位とらせん転位が混合した転位ループ (混合転位) が多く存在する. 図 2.5(a) に転位ループと (b) その周辺の原子配置を示す. 転位線はカーブした配置になっているがバーガースベク

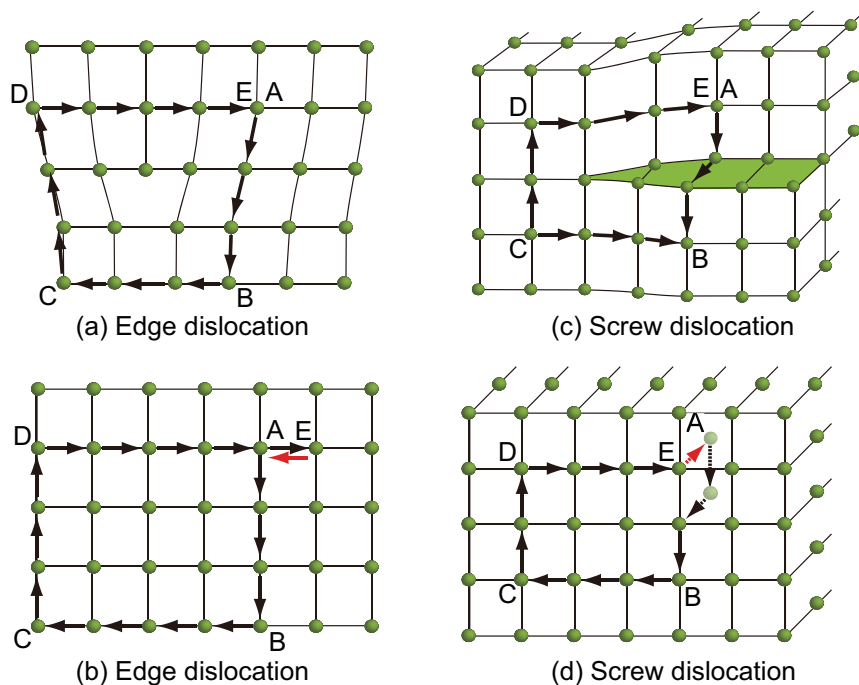


図 2.6: (a) 刃状転位周辺のバーガース回路と (b) 完全結晶中での対応回路. (c) らせん転位周辺のバーガース回路と (d) 完全結晶中での対応回路. 赤い矢印はバーガースベクトルを示す.

トルは転位上のどこでも同じである。A に近い部分はらせん転位になっており、C の近くは刃状転位になっていることが分かる。

このように転位はすべり面上の縁に作られるので、結晶内で切れることはない。従って、転位は結晶内での曲線は閉じた形になるか、表面に抜ける以外にないという重要な性質を持つ。

次にバーガス回路を用いたバーガスベクトルの定義について説明する。バーガス回路では転位を内包した閉回路によって原子と原子を結ぶ。図 2.6(a) に刃状転位のバーガス回路を示す。A の位置にある原子から $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$ と結んだバーガス回路を考える。ここで、図 2.6(b) に示すように完全結晶で同様の原子から原子までの順序を結んだ対応回路は閉じない。この完全結晶中でバーガスベクトルを閉じるために、最後の原子 E から開始した原子 A までのベクトルがバーガスベクトルとなる。

らせん転位でも同様にバーガスベクトルを定義できる。図 2.6(c)(d) にらせん転位周辺のバーガス回路と完全結晶中での対応回路を示す。原子 A から $A \rightarrow B \rightarrow C \rightarrow D \rightarrow E$ と結び、らせん転位を内包したバーガス回路を考える。完全結晶で同様の経路をたどると刃状転位と同様に対応回路は閉じない。ここでも原子 E から原子 A までのベクトルがバーガスベクトルとなる。

2.2.2 4H-SiC 中の転位と積層欠陥の種類

4H-SiC 中転位の分裂とそれに伴う SSF の形成について説明する。一般に SF には原子(分子)層の挿入または欠如による Frank 型 SF とすべり面上をすべり運動を起こすことによって発生する SSF がある。本論文ではすべり運動によって拡大する SSF について議論する。

通常、すべり面は原子が一番密に詰まっている面(最密原子面)となり、転位が伝搬しやすい方向はすべり面内で最も原子が密に並んでいる方向(最密原子列方向)となる。例えば、面心立方構造の場合は $\{111\}$ 面がすべり面となり、 $\langle 110 \rangle$ 方向に転位線が伝搬しやすい。六方晶である 4H-SiC のすべり面は (0001) 面となり、転位線は $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に伝搬しやすい。

図 2.7(a) に示す B_1 原子がすべり運動によって B_2 原子まで移動する場合を考える。この時に B_1 原子にとっては $B_1 \rightarrow B_2$ で A 原子の山を越える経路よりも $B_1 \rightarrow C_1 \rightarrow B_2$ で A 原子の谷間を通る経路の方が少ないエネルギーで移動できる。これは格子の並進ベクトルの整数倍に等しいバーガスベクトルを持つ完全転位が、すべり運動により 2 つの PD に分解されることにより系のエネルギーが低下できることを意味する [9]。分解された 2 つの PD のバーガスベクトルは格子の並進ベクトルと等しくないため、2 つの PD の間の面はすべり面上によって分けられた上下の結晶格子の周期性が乱れることになる。この面上の欠陥が図 2.7(b) に示すように SSF となる。単位長さあたりの転位エネルギーはバーガスベクトルの 2 乗 ($|\mathbf{b}|^2$) に比例し、完全転位は SSF 形成エネルギーを損してでも PD に分かれることでエネルギー的に安定となる。4H-SiC の $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ のバーガスベクトル

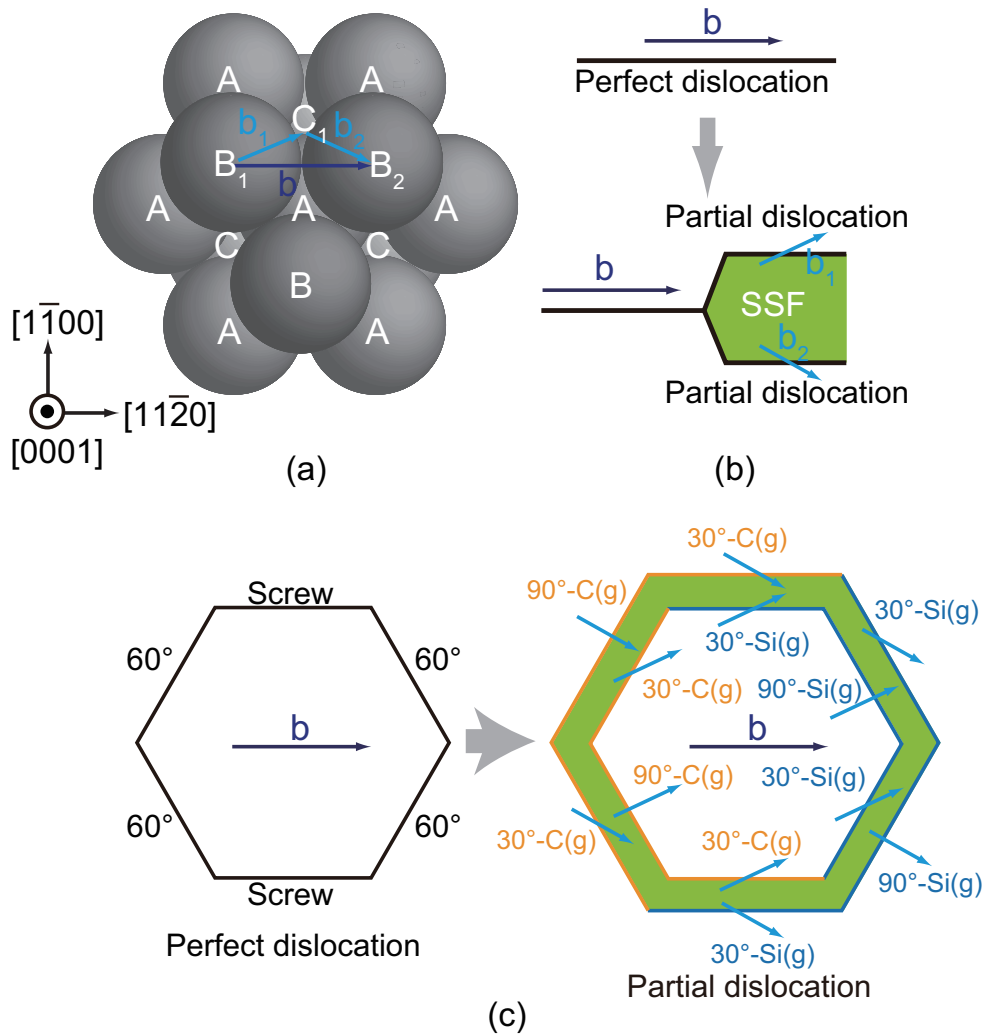


図 2.7: (a)(0001) 面の C, A, B 原子層の積み重ね. (b) 完全転位から PD への分解. (c)4H-SiC 中の完全転位から分解した PD の種類. 図中の Screw は完全らせん転位を, 60° は 60° 完全転位を示す. 青い線が Si(g)PD を, 橙色の線が C(g)PD を, 緑色の領域は SSF を示す.

ルを持つ 完全転位では以下のように分解される.

$$\frac{1}{3}\langle 11\bar{2}0 \rangle \rightarrow \frac{1}{3}\langle 10\bar{1}0 \rangle + \frac{1}{3}\langle 01\bar{1}0 \rangle \quad (2.1)$$

4H-SiC 中の完全転位の転位線は $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に伝搬しやすいため, 等価な 6 方向に完全転位が存在する. 従って, 図 2.7(c) に示すように完全らせん転位と 60° 完全転位が存在する. この角度はバーガスベクトルと転位線との角度である. これらの完全転位が図 2.7(c) のように PD へ分解する. ここで, 4H-SiC では Si の過剰半平面の端 (転位芯) [Si(g)] を持つ PD と, C の転位芯 [C(g)] を持つ PD が存在する. 完全らせん転位は異なる転位芯 (Si(g), C(g)) の 30° -PD に分解し, 60° 完全転位は同じ転位芯の 30° -と 90° -PD に分解する [10]. ここで, Si(g)PD がすべり運動現象を起こし, C(g)PD は動かないことが分かって

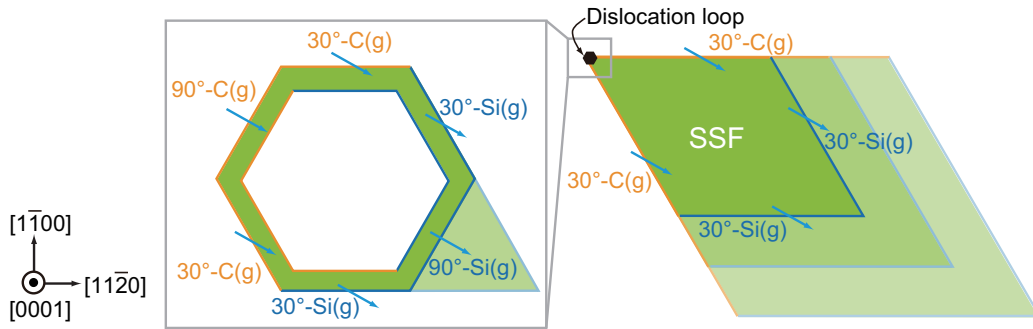


図 2.8: 転位ループから拡大する SSF

いる [11, 12]. さらに, 分解した PD(図 2.7(c) 右図) のうち外側の PD を先行 (leading) PD, 内側の PD を後続 (trailing) PD と呼び, 先行 PD の方が後続 PD よりも速く動くことが知られている [10].

4H-SiC では基底面内における $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向にバーガースベクトルを持つ転位ループや, 基板からエピタキシャル成長膜へ伝搬した基底面転位が SSF の発生源となる. 転位ループから拡大する SSF は図 2.8 に示すように菱形状に拡大していく. これは先行 PD のうち 90°-Si(g) PD の方が 30°-Si(g) よりも速く動くためである.

エピタキシャル成長膜に存在する基底面転位は, バーガースベクトル $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ と転位線方向 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ が平行な完全らせん転位であることが分かっている [13]. この基底面転位が 30°-C と 30°-Si(g) PD に分解される. 30°-Si(g) PD がすべり運動を起こすことによって, 図 2.9 に示すように台形状の SSF に拡大し, さらに拡大が進行すると直角三角形形状の SSF になる.

転位すべり運動によって拡大した SSF の積層順序を図 2.10 に示す. ここで, その積層順序は Zhdanov 表記法によって表される. 図 2.10(a) の 4H-SiC の積層順序は $\underline{ABA'C'}AB\dots$ で, 一周期の積層順序 $\underline{ABA'C'}$ は最初の 2 つ (AB) と折り返した 2 つ ($A'B'$) で構成される. Zhdanov 表記法では折り返す前の積層数と折り返した後の積層数で表記し, 4H-SiC

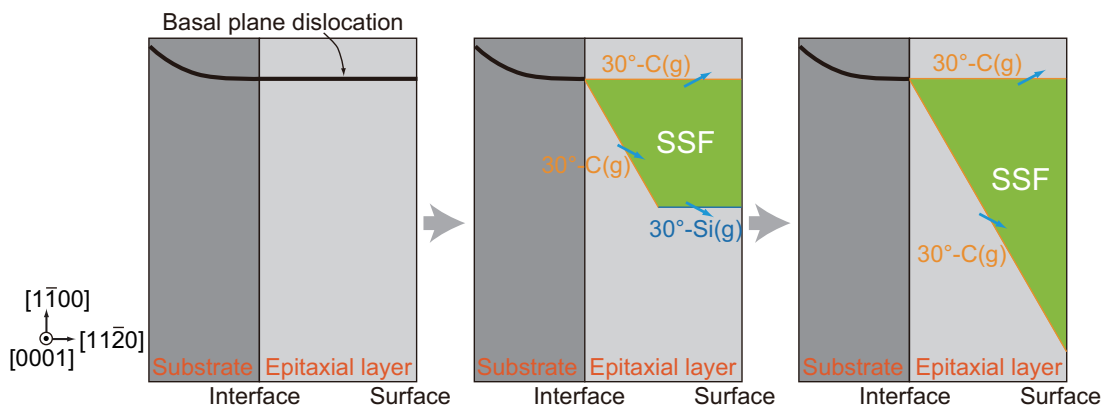


図 2.9: 基底面転位から拡大する SSF

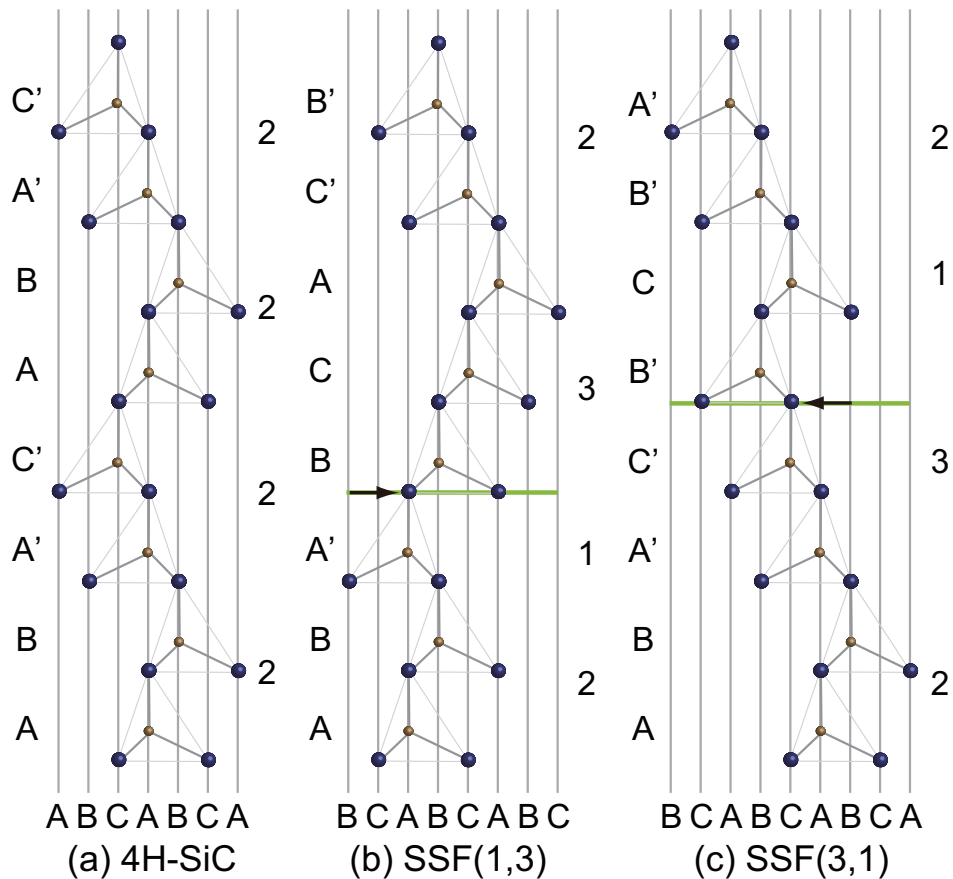


図 2.10: (a)4H-SiC, (b)SSF(1,3), (c)SSF(3,1) の積層順序. 緑色の線はすべり面, 矢印はすべり運動の方向を表す.

は(2,2)である. 4H-SiC 中の SSF は図 2.10(b)(c) に示すように, すべり面の異なる (b) の SSF(1,3) と (c) の SSF(3,1) が考えられる. SSF(1,3) の形成エネルギーは $\gamma_{SSF(1,3)} = 18.1 \text{ mJ/m}^2$, SSF(3,1) の形成エネルギーは $\gamma_{SSF(3,1)} = 17.7 \text{ mJ/m}^2$ と密度汎関数理論を用いて計算された [14]. ここから SSF(3,1) の方が SSF(1,3) よりも形成されやすいことが分かる. 実際に図 1.8(c) で示した SSF の構造も (3,1) であり, 多くの SSF が透過型電子顕微鏡で観察されたが, SSF(3,1) のみが観測された [15].

2.3 転位の運動

2.3.1 転位の上昇とすべり運動

原子の拡散が難しい低温下では点欠陥が少なく, 転位の運動はすべり運動に制限される. しかし, 高温下ではすべり面から外れて転位が動く. これを転位上昇と呼び, 図 2.11(a)(b)(c) に刃状転位における転位上昇の原子配置を示す. 図 2.11(a) に示す刃状転位の原子 A の位置に図 2.11(b) のように空孔が拡散するか, 原子 A が格子間原子となって拡散する場合,

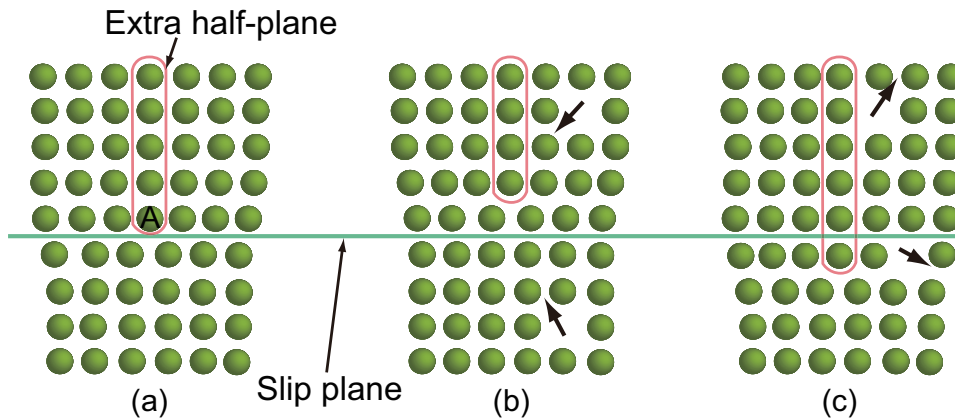


図 2.11: (a) 刃状転位の原子配置. (a) の原子 A の位置に空孔が拡散することによる (b) 正の転位上昇. 転位線上にできた空孔の拡散による (c) 負の転位上昇.

転位線は本来のすべり面から上に動く. これを正の転位上昇と呼ぶ. 反対に図 2.11(c) に示すように図 2.11(a) の原子 A の位置に格子間原子が拡散するか, 原子 A の位置にできた空孔が拡散する場合, 転位線は本来のすべり面の下に動く. これを負の転位上昇と呼ぶ. このような転位上昇の場合は転位はすべり面に対して垂直に動く.

これに対してすべり面上を転位が移動することをすべり運動と呼び, 本研究の対象である REDG は転位のすべり運動によって起こる. 刃状転位のすべり運動を図 2.12 に示す. すべり面全体の原子が一度に移動するよりも, 極めて低いせん断応力下で転位は移動する. ここで転位移動に要する応力は結晶格子の周期性を反映して局所的に変化する. この転位移動に要する応力のことをパイエルス応力と呼ぶ. 図 2.13 に示すように結晶格子の周期性より転位のポテンシャルエネルギーは周期的に変化する. この周期的なポテンシャルをパイエルスポテンシャル (Peierls Potential) と呼ぶ. 転位は周辺の歪みエネルギーが低くなる位置に横たわりやすい. 転位周辺の歪みは転位線から距離の 2 乗に反比例し, 最密原子列方向に平行に転位の安定位置が存在する. 転位のすべり運動はパイエルスポテンシャルを乗り越えて起こり, 転位線がパイエルスポテンシャルをまたいだ部分をキンクと呼ぶ. 転位すべり運動はキンク対の形成 (kink pair formation) とキンクの移動 (kink migration) の二つの素過程によって成り立ち, これをパイエルス機構と呼ぶ [16].

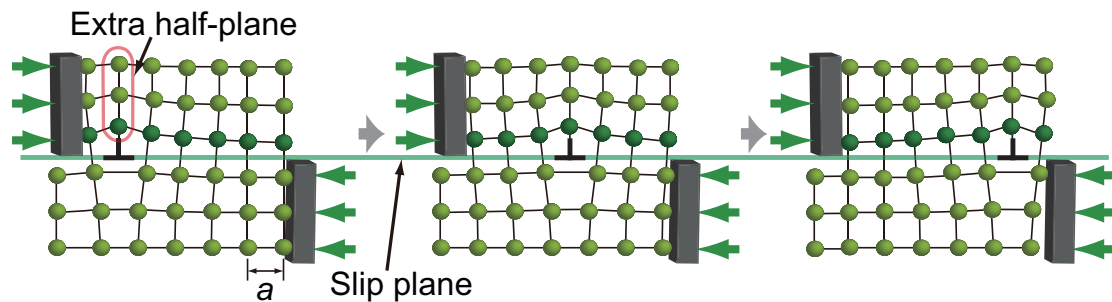


図 2.12: 刃状転位のすべり運動.

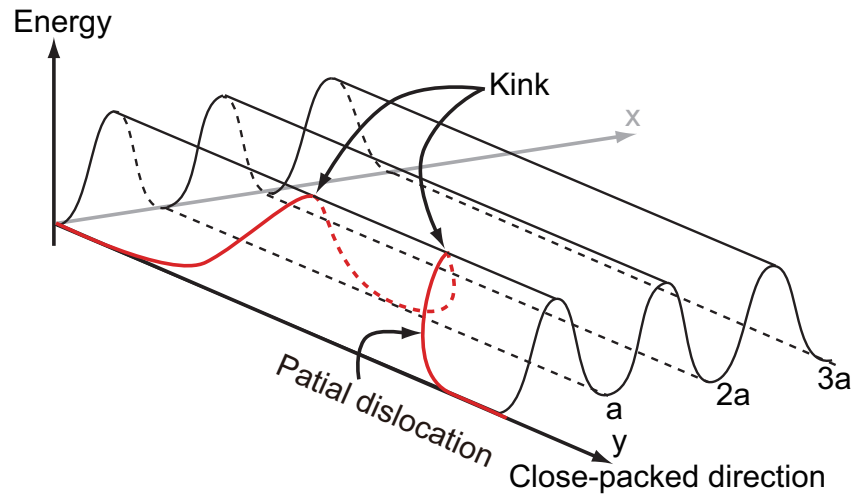


図 2.13: パイエルスポテンシャルの乗り越えによるキンク対生成. xy 平面は (0001) 面を表し, a は図 2.12 の原子間距離 a と対応する.

2.3.2 Radiation-enhanced dislocation glide (REDG)

4H-SiC pin ダイオードに順方向電圧を印加することにより転位がすべり運動を起こすことが報告された [17]. そのエレクトロルミネッセンス像を図 2.14 に示す. 図 2.14 の明

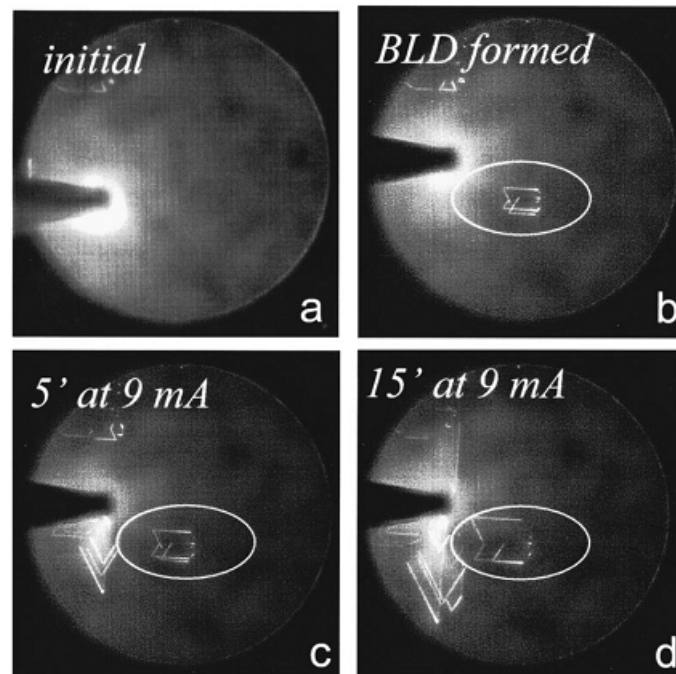


図 2.14: (a) 初期状態, (b) 9 mA の電流を 30 秒流した後, (c) 9 mA の電流を 5 分流した後, (d) 9 mA の電流を 15 分流した後に 0.2 mA の電流によって記録した 4H-SiC pin ダイオードのエレクトロルミネッセンス像 [17].

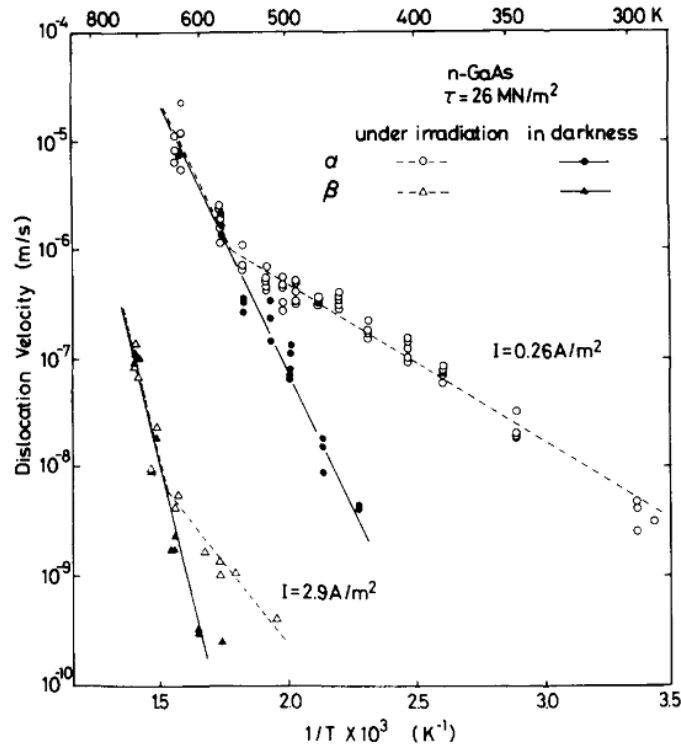


図 2.15: 電子線照射下と暗黒下での GaAs 中 α -と β -転位すべり運動速度の温度依存性 [18].

るい線状の発光が転位上の発光である．ここでは高い電流 (9 mA) により転位すべり運動を起こし，低い電流 (0.2 mA) により観察を行っている．そして線状の発光が順方向電圧の印加によって移動していることが分かる．

このような転位すべり運動は順方向電圧を印加した時だけではなく，光や電子線の照射によっても観測され REDG として知られている．REDG は 4H-SiC 以外にも 6H-SiC, Si, Ge, GaAs, GaN, InP, GaP, ZnSe, ZnO, ZnS, CdS 等の多くの半導体で観測されている [16]．ここで，GaAs を例にとり電子線照射下と暗黒下での GaAs 中転位すべり運動速度の温度依存性を図 2.15 に示す．ここで α -転位は As 原子が， β -転位は Ga 原子が転位芯となる転位である．図 2.15 より，転位すべり運動速度は照射下，暗黒下共に温度に対してアレニウス型の依存性を示していることが分かる．さらに照射下では暗黒下と比べて傾きが小さくなっていることから照射によって活性化エネルギーが小さくなっていることが分かる．また，転位すべり運動速度のせん断応力依存性と照射強度依存性を図 2.16(a)(b) にそれぞれ示す．ここから，転位すべり運動速度がせん断応力と照射強度に依存していることが分かる．同様の現象が Si, InP, GaP 等でも観測され，一般的に REDG 効果による転位すべり運動速度 V は，温度 T ，照射強度 I ，せん断応力 τ の関数によって以下の実験式で表される．

$$V = V_t(\tau) \exp\left(-\frac{E_t}{k_B T}\right) + V_e(\tau, I) \exp\left(-\frac{E_t - \Delta E}{k_B T}\right) \quad (2.2)$$

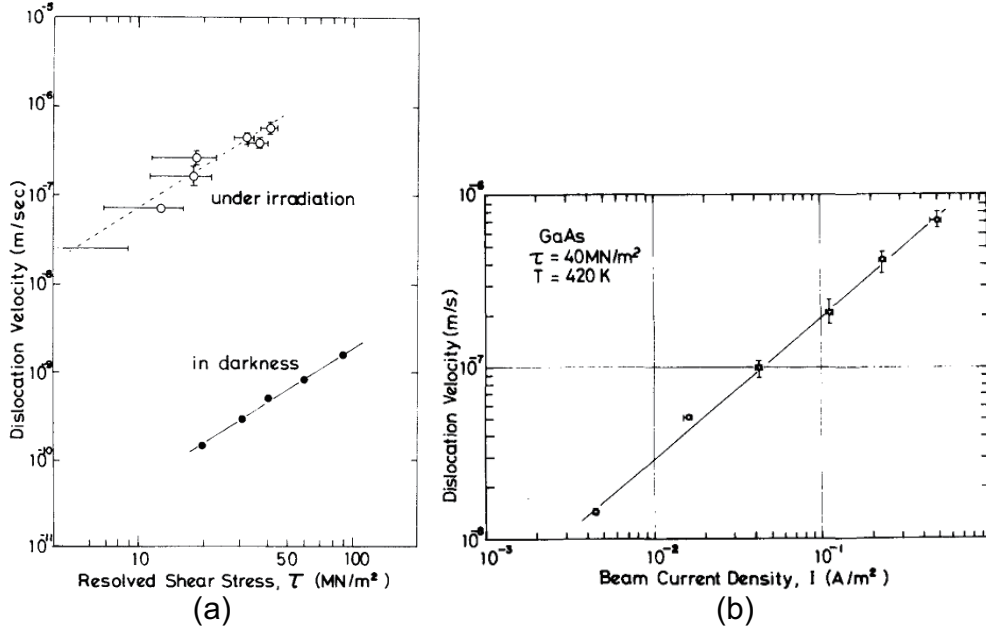


図 2.16: (a) 電子線照射下と暗黒下での GaAs 中 α -転位すべり運動速度のせん断応力依存性と (b) α -転位すべり運動速度の照射強度依存性 [18].

ここで、 $V_t(\tau)$ は τ に依存した速度の次元を持つ関数、 $V_e(\tau, I)$ は τ と I に依存した速度の次元を持つ関数、 E_t は暗黒下での活性化エネルギー、 k_B はボルツマン定数である。右辺第 1 項は非照射時 (暗黒下) の転位速度を表し、照射によって第 2 項が加わる。 ΔE は照射によって減少した活性化エネルギーを示し、照射強度 I に依存しない。 $V_t(\tau) > V_e(\tau, I)$ であるため、REDG 効果は第 2 項が支配的となる低温側で観測される。従来、REDG 効果の主要因は、その実験的特徴が類似していることから転位準位を介した電子と正孔の非輻射再結合によって放出されたエネルギーが誘起する recombination-enhanced defect reaction (REDR) と考えられてきた [19, 20]。ここで光励起された電子-正孔対の密度 $\Delta n(I)$ は照射強度に比例する。従って、REDG が REDR と同じ機構を有するのであれば、転位すべり運動が光照射によって促進される大きさ (REDG 因子) $R(\Delta n(I))$ は $R(\Delta n(I)) \propto (I/I_0)^\gamma$ となる。ここで、 $R(\Delta n(I))$ は無次元の関数であり、 I_0 は照射強度の次元を持った定数である。図 2.16(a)(b) より、 $V_e(\tau, I) \propto (\tau/\tau_0)^m \times R(\Delta n(I))$ で、 $\gamma \approx 1$ 、 $m \approx 1$ となることが分かっている [18, 21]。ここで、 τ_0 は応力の次元を持つ定数である。従って、一定温度の低温下で (2.2) 式は

$$V \approx V_e(\tau, I) = V_0 \frac{\tau}{\tau_0} \times R(\Delta n(I)) \quad (2.3)$$

と簡略化される。ここで、 V_0 は速度の次元を持った定数である。(2.3) 式で、 τ が転位すべり運動の駆動力として働き、通常は基板との格子不整合や意図的に加えた外因性応力によって与えられる。

4H-SiC でも図 2.17 に示すように光照射下 [22] と暗黒下 [23] における 30° -Si(g)PD すべ

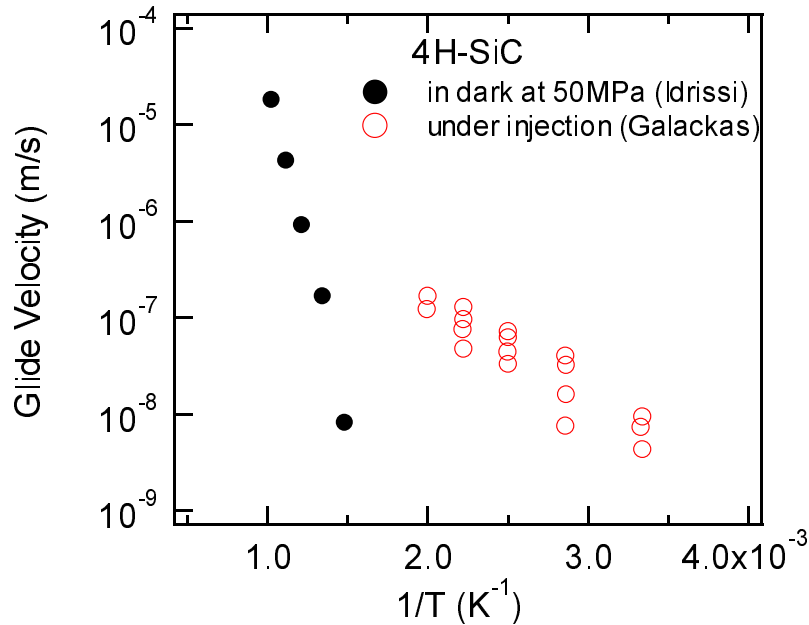


図 2.17: 光照射下 [22] と暗黒下 [23] における 4H-SiC 中 30° -Si(g)PD すべり運動速度の温度依存性.

り運動速度の温度依存性が観測されている. 図 2.17 の傾きから $E_t = 1.35$ eV, $\Delta E = 1.1$ eV となる.

転位がすべり運動を起こすためには駆動力を必要とし, 通常はせん断応力が駆動力の役割を果たす. しかし, 4H-SiC の場合はせん断応力が無くても 30° -Si(g)PD がすべり運動を起こすことが報告されている [24]. 従って, 4H-SiC の転位すべり運動ではせん断応力以外の要因が駆動力として働いていることを示唆する. 本論文の第 4 章ではこの 4H-SiC 中転位すべり運動の駆動力について, 5 章では REDG 効果の要因について言及する.

2.4 転位からの発光

Si[25], GaAs[26], ダイヤモンド [27, 28] 等の半導体からは転位からの偏光した発光が観測されている. 図 2.18 に Si 中転位からの発光の偏光特性を示す. この発光の異方的な偏光特性から, 発光が転位固有の発光であることを示唆している.

4H-SiC でも転位上の発光が観測されている. 4H-SiC では 30° -Si(g)PD 上と 30° -C(g)PD 上の発光で波長が異なる. 30° -Si(g)PD 上の発光が 1.8 eV 付近で観測され [22, 29, 17], 30° -C(g)PD 上の発光が 1.46 eV 付近で観測されている [30]. 図 2.19 に 4H-SiC 中転位上発光の PL 及びエレクトロルミネッセンスイメージング像を, 図 2.20 にそのスペクトルを示す. 図 2.20 に示すように 30° -Si(g)PD では 1 W/cm² の照射光強度での PL と 1 A/cm² の電流密度のエレクトロルミネッセンスピークはほぼ等しい. 一方で, 30° -C(g)PD では 1 W/cm² の照射光強度での PL と 0.1 A/cm² の電流密度のエレクトロルミネッセンスピーク

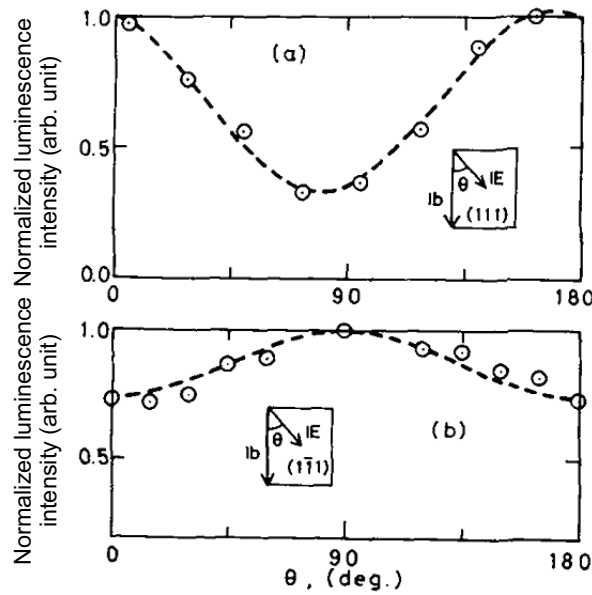


図 2.18: Si の (a)(111) 面と (b)($\bar{1}\bar{1}1$) 面での転位起因発光の偏光特性 [25].

クはほぼ等しいが、 1 A/cm^2 の電流密度のエレクトロルミネッセンスピークは高エネルギー側 (700 nm 付近) に観測される。

しかし、これらの発光の偏光特性はこれまでに報告されていない。第 6 章ではこれら 30°-Si(g) と 30°-C(g)PD 上発光の偏光特性について調べ、転位が束縛したキャリアの波動関数について議論する。

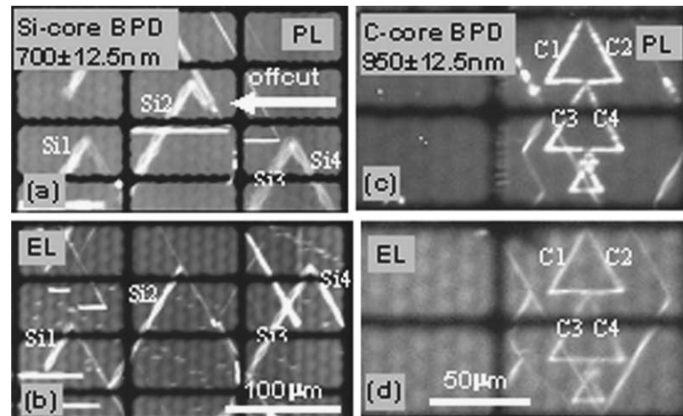


図 2.19: 30°-Si(g) と 30°-C(g)PD 上の PL とエレクトロルミネッセンスイメージング像. 30°-Si(g)PD 上の (a)PL と (b)エレクトロルミネッセンスイメージング像. 30°-C(g)PD 上の (c)PL と (d)エレクトロルミネッセンスイメージング像 [30].

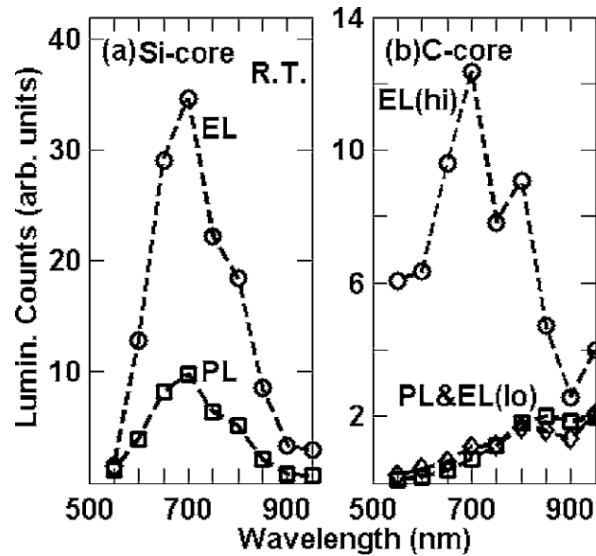


図 2.20: (a)30°-Si(g) と (b)30°-C(g)PD 上の PL とエレクトロルミネッセンス (EL) スペクトル [30]. (b) 中の hi は高電流注入 (1 A/cm^2) 下, lo は低電流注入 (0.1 A/cm^2) 下の EL スペクトル.

参考文献

- [1] S. Takeuchi, K. Suzuki, K. Maeda, and H. Iwanaga, *Philosophical Magazine A* **50**, 171 (1985).
- [2] M. H. Hong, A. V. Samant, and P. Pirouz, *Philosophical Magazine A* **80**, 919 (2000).
- [3] S. Bai, G. Wagner, E. Shishkin, W. Choyke, R. P. Devaty, M. Zhang, P. Pirouz, and T. Kimoto, *Materials Science Forum* **389-393**, 589 (2002).
- [4] W. J. Choyke, H. Matsunami, and G. Pensl, *Silicon Carbide* (Springer, 2003).
- [5] 松波弘之, 大谷昇, 木本恒暢, 中村孝, 半導体 SiC 技術と応用 第2版 (日刊工業新聞社, 2011).
- [6] 鈴木秀次, 転位論入門 (アグネ, 1967).
- [7] D. Hull and D. J. Bacon, *Introduction to dislocation* (Pergamon press, 1984).
- [8] 加藤雅治, 入門転位論 (裳華房, 1999).
- [9] 志村史夫, したしむ固体構造論 (朝倉書店, 2000).
- [10] P. Pirouz and J. L. Demenet, *Philosophical Magazine A* **81**, 1207 (2001).

-
- [11] S. Ha, M. Benamara, M. Skowronski, and H. Lendenmann, *Applied Physics Letters* **83**, 4957 (2003).
- [12] M. Skowronski, J. Q. Liu, W. M. Vetter, M. Dudley, C. Hallin, and H. Lendenmann, *Journal of Applied Physics* **92**, 4699 (2002).
- [13] I. Kamata, M. Nagano, H. Tsuchida, Y. Chen, and M. Dudley, *Journal of Crystal Growth* **311**, 1416 (2009).
- [14] H. Iwata, U. Lindelfelt, S. Öberg, and P. R. Briddon, *Materials Science Forum* **389-393**, 439 (2002).
- [15] S. Ha, K. Hu, M. Skowronski, J. J. Sumakeris, M. J. Paisley, and M. K. Das, *Applied Physics Letters* **84**, 5267 (2004).
- [16] K. Maeda and S. Takeuchi, *Dislocations in Solids.*, vol. 10 (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [17] A. O. Konstantinov and H. Bleichner, *Applied Physics Letters* **71**, 3700 (1997).
- [18] K. Maeda, M. Sato, A. Kubo, and S. Takeuchi, *Journal of Applied Physics* **54**, 161 (1983).
- [19] J. D. Weeks, J. C. Tully, and L. C. Kimerling, *Physical Review B* **12**, 3286 (1975).
- [20] H. Sumi, *Physical Review B* **29**, 4616 (1984).
- [21] N. Maeda and S. Takeuchi, *Japanese journal of applied physics* **29**, 1151 (1990).
- [22] A. Galeckas, J. Linnros, and P. Pirouz, *Physical Review Letters* **96**, 025502 (2006).
- [23] H. Idrissi, G. Regula, M. Lancin, J. Douin, and B. Pichaud, *Physica Status Solidi (C)* **2**, 1998 (2005).
- [24] S. Ha, M. Skowronski, J. Sumakeris, M. Paisley, and M. Das, *Physical Review Letters* **92**, 1 (2004).
- [25] M. Suezawa and K. Sumino, *Le Journal de Physique Colloques* **44**, C4 (1983).
- [26] E. Depraetere, D. Vignaud, and J. Farvacque, *Solid State Communications* **64**, 1465 (1987).
- [27] I. Kiflawi and A. R. Lang, *Philosophical Magazine* **30**, 219 (1974).
- [28] N. Yamamoto, J. C. H. Spence, and D. Fathy, *Philosophical Magazine B* **49**, 609 (1984).

- [29] A. Galeckas, J. Linnros, and P. Pirouz, Applied Physics Letters **81**, 883 (2002).
- [30] K. X. Liu, R. E. Stahlbush, S. I. Maximenko, and J. D. Caldwell, Applied Physics Letters **90**, 153503 (2007).

第3章 フォトルミネッセンス法

フォトルミネッセンス法を用いることによって積層欠陥の拡大と観察を同時に行うことができる。さらにフォトルミネッセンススペクトルによる局所的な試料温度の推定やフォトルミネッセンスイメージングによる転位発光を検出することができる。本章ではフォトルミネッセンスの原理とその測定方法について説明する。

3.1 フォトルミネッセンスの原理

半導体に光を照射すると、熱平衡状態よりも過剰の電子・正孔が生成される。この電子・正孔が様々な電子状態を経由して再結合する際に、その再結合過程におけるエネルギーを光として結晶から放出する。この現象をフォトルミネッセンス (Photoluminescence; PL) という。PL法ではレーザーやLED等の光源を半導体に照射し、半導体から放出されたPLを検出する。この時に試料面内のPL強度の分布を見ることにより欠陥の分布を決定し、PLを分光することにより結晶内のエネルギー準位等の情報を得ることができる。PL法の長所と短所を以下にまとめる。

<長所>

- 不純物や欠陥に対して高感度に検出できる。
- 非破壊・非接触で測定できる。
- 測定試料に電極を付けるなどの特別な前処理を必要としない。
- 空間分解能が高い。
- 正確な同定が可能である。
- 実験室規模の装置で測定できる。
- 高速な評価が可能である。

<短所>

- 非発光再結合に対して適応できない。
- 一般に定量性がない。
- 深い準位からの発光の解釈が困難。

励起された電子と正孔が再結合する際には様々な過程が存在する。その中で本研究で重要となる代表的な過程の模式図を図3.1に示す。PL法によって検出できる(a-d)の発光再結合過程と(e, f)の非発光再結合過程を以下で説明する。

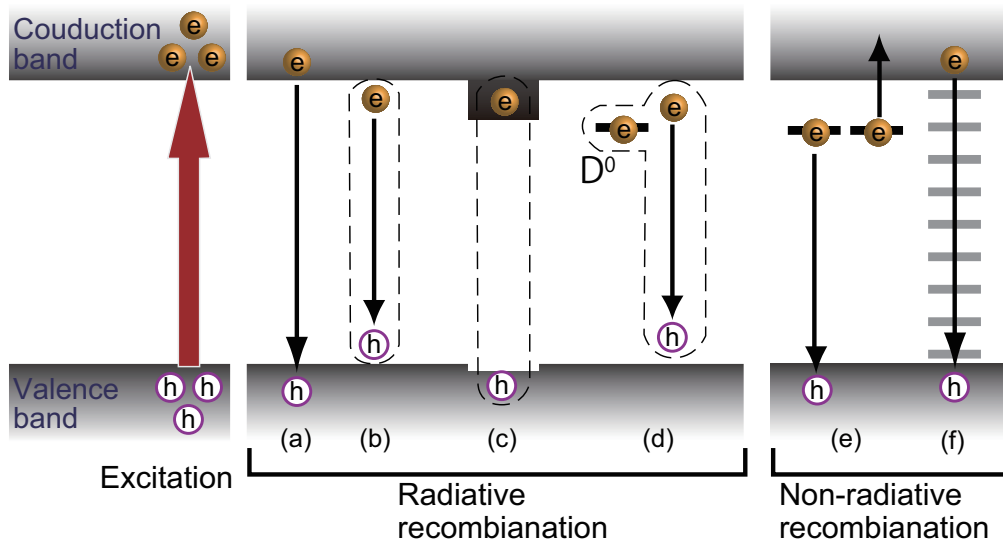


図 3.1: 半導体中の代表的な発光及び非発光再結合. 光によって励起された電子とホールは発光再結合である (a) 帯間発光, (b) 自由励起子発光, (c)SF 起因発光, (d) 束縛励起子発光と非発光再結合である (e)Auger 過程, (f) 表面再結合過程等によって再結合する.

3.1.1 発光再結合過程

(a) 帯間発光

励起された伝導体の電子及び価電子帯の正孔の再結合による発光. ここで, 半導体には直接遷移型半導体と間接遷移型半導体がある. 代表的な直接遷移型半導体の GaAs と間接遷移型半導体の 4H-SiC のバンド構造を図 3.2 に示す.

GaAs のバンド構造では伝導体の極小点と価電子帯の極大点が波数空間において同様の Γ 点に存在する. このような直接遷移型半導体では励起された自由電子と自由正孔は PL を放出して直接再結合できる.

一方, 4H-SiC のバンド構造 (図 3.2(b)) では伝導体の極小点が M 点にあり, 価電子帯の極大点が Γ 点にある. このような伝導体の極小点と価電子帯の極大点が波数空間において離れた場所にある半導体を間接半導体と呼ぶ. 間接半導体では自由電子と自由正孔が再結合する際に PL の放出だけでは運動量保存の法則を満たさないため, フォノンの放出を伴う. 従って, その発光エネルギー E_{PL} は次式で表される.

$$E_{PL} = E_G - \hbar\omega \tag{3.1}$$

ここで, E_G は半導体のバンドギャップエネルギーである. 発光のエネルギーはフォノンのエネルギー $\hbar\omega$ 分減少し, この時に観測されるフォノンの放出を伴った発光のことをフォノンレプリカと呼ぶ.

一般的な半導体では結晶中の隣り合った原子が同じ方向に振動する音響フォノンと, 異なった方向に振動する光学フォノンが存在する. さらにそれぞれのフォノンに対して縦方

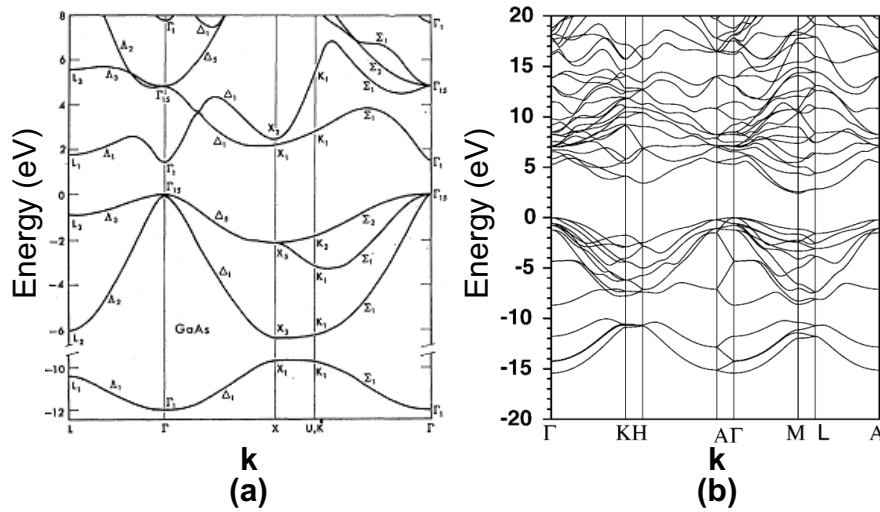


図 3.2: (a)GaAs[1] と (b)4H-SiC[2] のバンド構造.

向のモードと横方向のモードが存在するため合計4つの異なったモードのフォノンが存在する. それらのフォノンはそれぞれ縦型音響 (Longitudinal Acoustic; LA) フォノン, 横型音響 (Transversal Acoustic; TA) フォノン, 縦型光学 (Longitudinal Optical; LO) フォノン, 横型光学 (Transversal Optical; TO) フォノンと呼ばれている. 図 3.3(a) に SiC のポリ

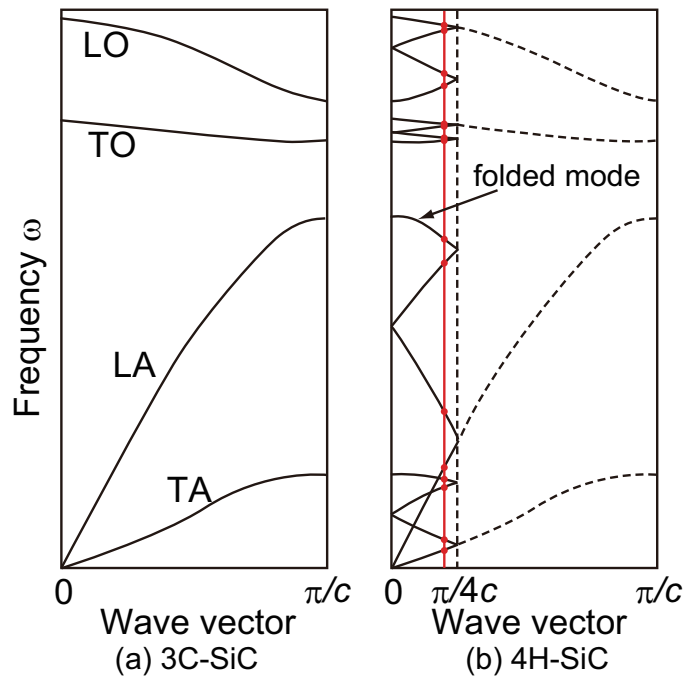


図 3.3: (a)3C-SiC と (b)4H-SiC のフォノンの分散曲線と折り返しモード. $\langle 0001 \rangle$ 方向の単位胞の長さを c と表記した. 赤い直線とフォノンの分散曲線との交点の振動数を持ったフォノンが放出される.

タイプの中で最も単純で短周期な構造を持つ 3C-SiC の 4 つのフォノンの分散関係を示す。高次ポリタイプの周期は 3C-SiC の整数倍 (n 倍) になっている (4H-SiC は $n=4$, 6H-SiC は $n=6$)。従って, そのブリュアンゾーン (Brillouin zone; BZ) の大きさは 3C-SiC の BZ の $1/n$ になり, 図 3.3(b) フォノンの分散曲線は n 重に折り返したもので近似される [3]。この折り返しによって新たに BZ 内に現れたモードを折り返しモード (folded mode) と呼ぶ。電子とホールの再結合では M 点のフォノンの放出を伴うため, 4H-SiC では折り返しモードにより多数のフォノンレプリカが異なる波長で観測される。

(b) 自由励起子発光

低温において, 自由電子と自由正孔がクーロン力によって対となった自由励起子 (Free Exciton; FE) の再結合による発光。この発光エネルギーは帯間発光より励起子の形成エネルギー分だけ小さくなる。従ってその発光エネルギーは次式で表される。

$$E_{PL} = E_G - E_x - \hbar\omega \quad (3.2)$$

ここで, E_x は励起子形成エネルギーで以下のように表される [4]。

$$E_x = \frac{m_r^* q^4}{2h^2 \epsilon^2} \frac{1}{n^2} \quad (3.3)$$

$$\frac{1}{m_r^*} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad (3.4)$$

ここで, n は励起子状態を表す整数で $n \geq 1$ である。また, m_r^* は換算質量であり, m_e^* , m_h^* はそれぞれ電子と正孔の有効質量である。

また, 発光スペクトルの形状は励起子の運動エネルギーによって高エネルギー側に広がるマックスウェル-ボルツマン分布 [5, 6] とフォノン衝突によるガウス分布 [7] との積によって

$$I_{PL}(E) \propto \sqrt{E - E_0} \exp\left(\frac{E - E_0}{k_B T}\right) \times \exp\left\{-\frac{(E - E')^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (3.5)$$

と表される。ここで, $I_{PL}(E)$ は光エネルギー E の PL 光強度, E_0 はピークの閾値エネルギー, T は試料温度, E' はピークエネルギー, σ はガウス分布の線幅である。従って自由励起子発光の PL スペクトルを上式でフィッティングすることにより光照射下の試料温度を見積もることができる。

帯間発光と自由励起子発光をバンド端発光と呼ぶ。

(c) SF 起因発光

4H-SiC 中の SSF は伝導帯の底が SSF を含まない場合よりも 0.22 eV 低くなるのがバンド計算の結果から分かっている [8]。図 3.4 にそのバンド計算の結果を示す。このよ

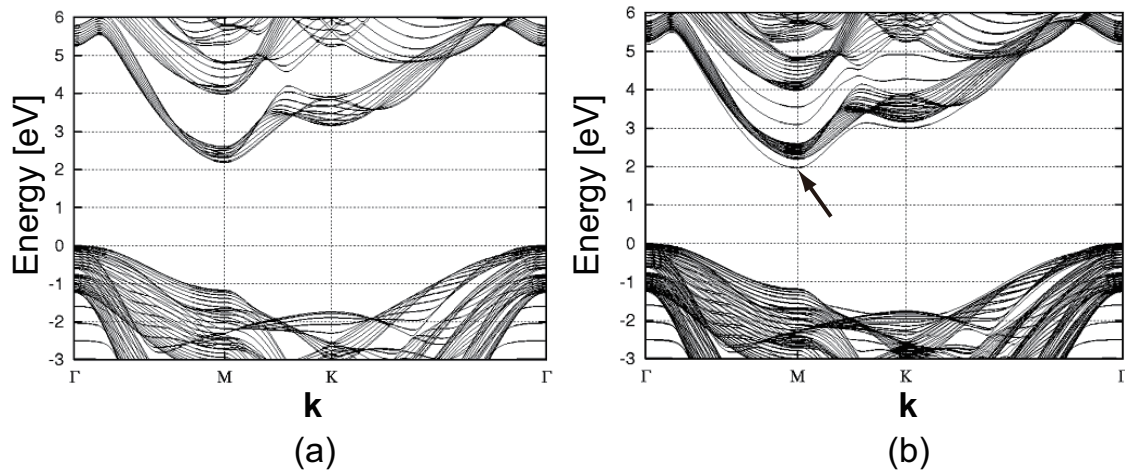


図 3.4: 4H-SiC における (a)SSF を含まない場合と (b)SSF を含む場合のバンド計算の結果 [8]. 図中の矢印は SSF の M 点における伝導体の底を示す.

うに局所的に小さくなったバンドギャップは量子井戸的なポテンシャルを形成し、電子を捕獲する. 実際に, 図 3.5(a) に示すように劣化後の pin ダイオードの室温エレクトロルミネッセンススペクトルから 2.9 eV (425 nm) 付近に発光が観測された [10]. さらに, 図 3.5(c) に示すように 2.9 eV のイメージング像では SSF が存在する場所から発光している. 図 3.5(b) で自由励起子発光が 2.9 eV の発光と相補的になっているのは SSF が存在する場所でキャリアが奪われるためと考えられる. 室温の 4H-SiC のバンド端発光が 3.2 eV 付近であり, 2.9 eV 付近の発光とのエネルギー差は 0.3 eV とバンド計算の結果 (0.22 eV) と近い値である. ここから, 実験的に 2.9 eV 発光が SSF 起因の発光ということが証明され

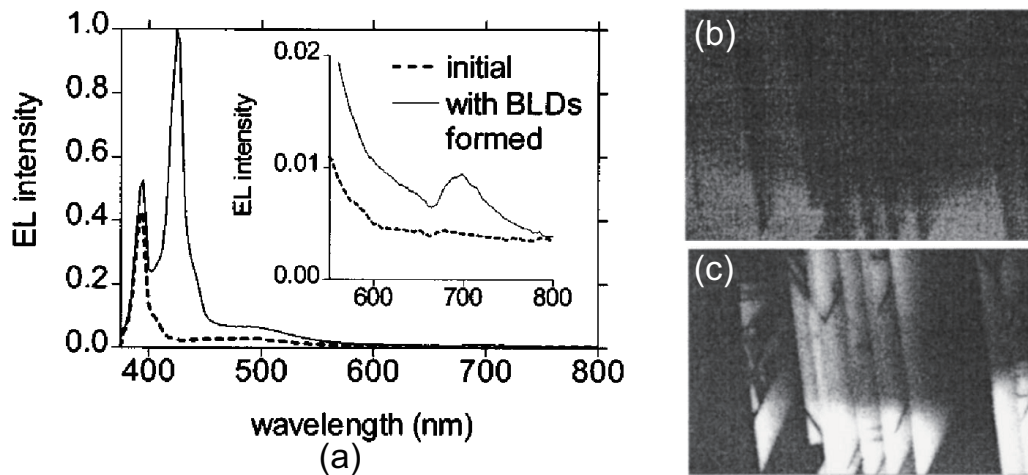


図 3.5: (a) 室温エレクトロルミネッセンススペクトル [9]. 点線が順方向電圧印加前, 実線が順方向電圧印加後のスペクトル. 順方向電圧印加後の (b) 自由励起子発光 (3.2 eV) と (c)SSF 起因発光 (2.9 eV) の 80 K におけるエレクトロルミネッセンスイメージング像 [10]

ている. このような SSF のキャリアの捕獲が第一章で説明した pin ダイオードの電流特性劣化の原因と考えられている [8].

(d) 束縛励起子発光

自由励起子が不純物や欠陥準位に捕えられた束縛励起子 (Bound Excitation ; BE) の再結合による発光. この発光エネルギーは自由励起子の発光エネルギーよりも, 準位の束縛エネルギー (イオン化エネルギー) 分だけ小さくなり, 以下のように表される.

$$E_{PL} = E_G - E_x - E_b - \hbar\omega \quad (3.6)$$

ここで E_b は励起子と中性不純物との間に働くファンデルワールス力などを考慮した束縛エネルギーであり, 通常はドナーやアクセプターのイオン化エネルギーの 1/10 程度の大きさである (Haynes 則)[11]. 発光スペクトルの形状は励起子が束縛されているため, 運動エネルギーを持たないのでスペクトル形状に広がりをもたない鋭いスペクトルになる.

3.1.2 非発光再結合

(e) Auger 過程

再結合によって放出されたエネルギーが他の電子に直接吸収され, 励起されることに使われてしまうため発光が起こらない. 不純物濃度が高い場合, 隣接した不純物の電子の波動関数が重なり, 局在性をもたなくなるのでこの過程が増加する.

(f) 表面再結合過程

半導体の表面や界面においてダングリングボンドが連続的な準位を作り出すために, 自由電子と自由正孔はこの連続的な準位を介して再結合し, 発光が起こらない. また, このモデルは欠陥などにおいても適用される.

3.2 測定方法

3.2.1 PL マッピング

PL マッピング測定ではサンプルステージを X-Y 方向に走査させることによって PL 強度の面内分布を得ることができる [12]. PL マッピング測定装置の概略を図 3.6 に示す. 励起レーザーには Nd:YVO₄ の第四高調波 (266 nm) と Ar イオンレーザー (364 nm) を使用した. 4H-SiC の 266 nm と 364 nm に対する励起光の侵入長を図 3.7 に示す. 266 nm では 1.2 μm と侵入長が短く, 364 nm では 100 μm と長いことが分かる. この侵入長の違

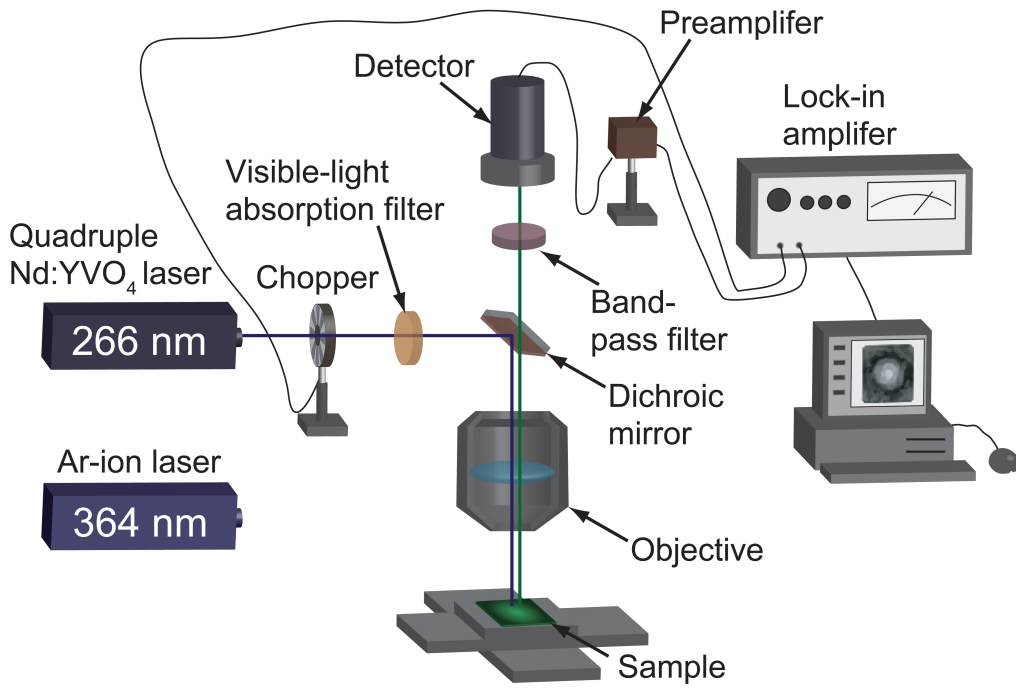


図 3.6: PL マッピング装置の概略図

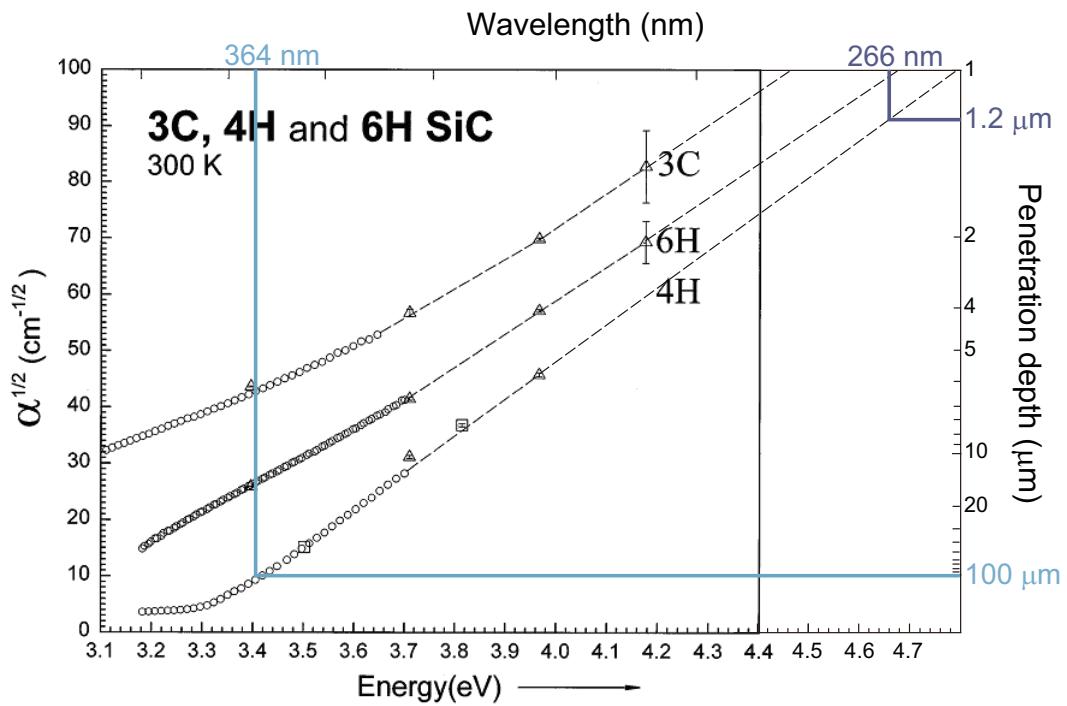


図 3.7: 室温での 3C, 4H, 6H-SiC の励起光の侵入長 [13].

いによって観察する深さ領域を変えることができる。励起レーザーはチョッパーによって断続的な光に変換され、対物レンズによってレーザー径を絞られる。サンプル表面でのレーザー径は約 $2\ \mu\text{m}$ 、照射光強度は $10^4\sim 10^7\ \text{W}/\text{cm}^2$ である。サンプルからの PL は同じ対物レンズを通り、ダイクロイックミラーを透過することによってレーザー光がカットされる。さらにバンドパスフィルターを通り検出器によって検出される。このときにバンドパスフィルターを選択することによって所望の発光ピークの光を検出することができる。本実験では、SSF 起因発光を検出するために $2.95\pm 0.10\ \text{eV}$ の透過領域を有するバンドパスフィルターを使用した。通常の PL マッピングでは試料表面を2次元的に走査することによってマッピング像を取得するが、本論文の第4章及び第5章では試料表面を1次元的に繰り返し走査することによる PL 強度プロファイルを取得した。この PL 強度プロファイルでは積層欠陥の拡大方向にレーザーを走査させることによって積層欠陥の拡大と観察を同時に行うことができる。表 3.1 にそれぞれの測定条件を示す。

表 3.1: PL マッピングと PL 強度プロファイルの測定条件

	PL マッピング	PL 強度プロファイル
ステップ間隔	$5\ \mu\text{m}$ (低分解能測定時) $2\ \mu\text{m}$ (高分解能測定時)	$1\ \mu\text{m}$
走査速度	$1\ \text{mm}/\text{sec}$	$100\ \mu\text{m}/\text{sec}$

可視光領域の検出にはマルチアルカリ光電面を持つ光電子増倍管(浜松ホトニクス製 R374)を使用した。検出器で検出された信号はロックインアンプ(Stanford Research System 製 SR830)によって周波数同調、位相検波してノイズを除去した。また、サンプルステージのモーター制御を空気圧浮上のリニアモーターにすることによって、高精度かつ高速に移動させた。サンプルステージの架台には残留歪や熱歪の少ないグラナイトを用いることで位置の再現性を向上させた。その位置再現性は $\pm 0.3\ \mu\text{m}$ である。

3.2.2 PL スペクトル

レーザー径を対物レンズを使って $2\ \mu\text{m}$ 程度に絞ることによって高空間分解能な PL スペクトル測定ができる [14]。PL スペクトル測定装置の概略を図 3.8 に示す。本装置は PL マッピング測定に用いた測定系を用いて試料にレーザー光を導いている。サンプルからの PL はコア径 $400\ \mu\text{m}$ の光ファイバーを用いて分光器に導かれる。また、PL マッピング測定に用いているサンプルステージをそのまま使用しているため、PL マッピング像の所望の試料位置で PL スペクトルを測定することができる。励起レーザーは PL マッピング測定と同様に $266\ \text{nm}$ を使用した。分光器の測定条件は以下の通りである。

PL は回折格子を用いた分光器によって分光されるが、回折格子を用いた分光器には高次回折光も検出される。そのため、測定領域内にレーザー等の高次回折光が入る可能性のある場合はロングパスフィルターによってその光をカットする必要がある。また、回折格

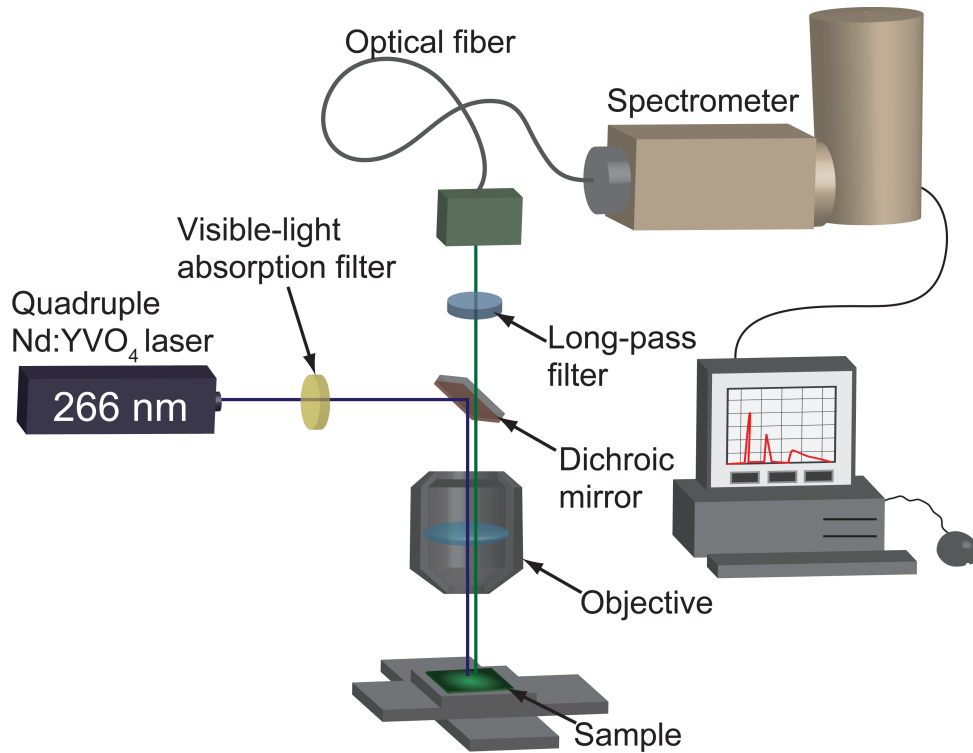


図 3.8: PL スペクトル装置の概略図

表 3.2: PL 測定分光器の測定条件.

	スリット幅 [μm]	回折格子の刻線数 [本/mm]	測定領域 [eV]	エネルギー分解能 [meV]
低分解能測定	80	150	1.5~3.5	7
高分解能測定	80	600	2.9~3.5	3

子の波長分解能 $\Delta\lambda$ は以下の式によって与えられる.

$$\begin{aligned} \Delta\lambda &= \frac{d \cos B}{kf} \cdot \Delta x \\ &\approx \frac{d}{kf} \cdot \Delta x \end{aligned} \tag{3.7}$$

ここで、 f は分光器の焦点距離、 k は回折次数、 d はグレーティングの溝間隔、 B はグレーティングの回折角、 Δx はスリット幅を表す. 例えば、600 本/mm の回折格子 ($d=1.67 \mu\text{m}$) で、 $f=32 \text{ cm}$ の分光器を用いて、スリット幅を 0.02 mm にした時の波長分解能は約 0.1 nm の分解能となる. 本実験では $f = 32 \text{ cm}$ の分光器を用いて測定を行った.

3.2.3 スペクトルの補正

補正関数

PL スペクトル測定によって得られた出力は、光学系の反射、吸収特性の影響や、波長に依存する分光器と検出器の測定感度を含むため、これらを補正する必要がある。この補正を行うために、スペクトルが既知の標準光源 (Ocean Optics 製 LS-1-CAL) を用いて補正関数を作成した。まず、標準光源の光を今回使用する PL スペクトル装置で測定した。この時、得られたスペクトル $S(\lambda)$ とし、標準光源の既知スペクトル $U(\lambda)$ との間には以下の関係がある。

$$U(\lambda) = S(\lambda) \times R(\lambda) \quad (3.8)$$

ここで $R(\lambda)$ が補正関数であり、PL 測定によって得られたデータとこの補正関数をかけることによって、光学系や検出器の感度を補正した真のスペクトルを得ることができる。

縦軸及び横軸の変換

回折格子型分光器を使用して光を分光する場合、得られるスペクトルの横軸は波長 (nm) である。しかし、一般的にスペクトルは横軸をエネルギー (eV) で表示した方が物性的考察が行いやすい。そこで得られたスペクトルの横軸を波長からエネルギーに変換する必要がある [15]。波長 (λ) と光子エネルギー (E) との間には以下の関係がある。

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (3.9)$$

ここで、波長と光子エネルギーが線形関係にないため、その変換には注意が必要である。単位光子エネルギーあたりの分光強度を $I_E(E)$ 、単位波長あたりの分光強度を $I_\lambda(\lambda)$ とすると、光子エネルギーを横軸とするスペクトルは

$$I_E(E) = I_\lambda(\lambda) \frac{\Delta\lambda}{\Delta E} = -\frac{\lambda^2}{hc} I_\lambda(\lambda) \quad (3.10)$$

となる。つまり、横軸を波長から光子エネルギーに変換する場合、単位波長あたりの分光強度 $I_\lambda(\lambda)$ に λ^2 をかける必要がある。

一方、従来の検出器を使用する場合、縦軸は放射エネルギーで出力される。しかし、スペクトルの理論解析には縦軸は光の光子数に比例した放射光子数で表示した方が便利である。そこで、放射エネルギーを P 、放射光子数を N とすると、

$$N = \frac{P}{\frac{hc}{\lambda}} = \frac{\lambda}{hc} P \quad (3.11)$$

となる。つまり、縦軸を放射エネルギーから放射光子数に変換する場合は分光強度に λ をかける必要がある。しかし、今回使用した PL スペクトル測定用の検出器はフォトンカウ

ンティング (電流値を読み取る) であるためこの変換は不要である。以上のような変換は広波長領域におよぶ PL ピークの場合、有意な差となって現れる。

3.2.4 PL イメージング

PL イメージングでは励起光を試料の広範囲に照射し、PL 強度の面内分布を 2 次元 CCD カメラで検出する。PL イメージング測定装置の概略を図 3.9 に示す。励起光には 365 nm にピーク波長を持つ LED と、PL マッピング、PL スペクトルと同様の 364 nm を使用した。励起光は斜入射で照射され、PL はバンドパスフィルターを通り冷却 2 次元 CCD (Princeton Instruments PIXIS:1024BR) で検出される。PL マッピングと同様に、バンドパスフィルターを選択することにより所望の発光ピークの光を検出することができる。また、PL の偏光特性を測定する際にはサンプルとバンドパスフィルターの間に偏光板を挿入することによって特定の偏光方向の PL 強度を測定することができる。

PL イメージングでは PL マッピングと同様に試料面内の強度分布を得ることができるが、PL マッピングと異なる特徴として照射光強度が $0.1 \sim 10 \text{ W/cm}^2$ と弱いことが挙げら

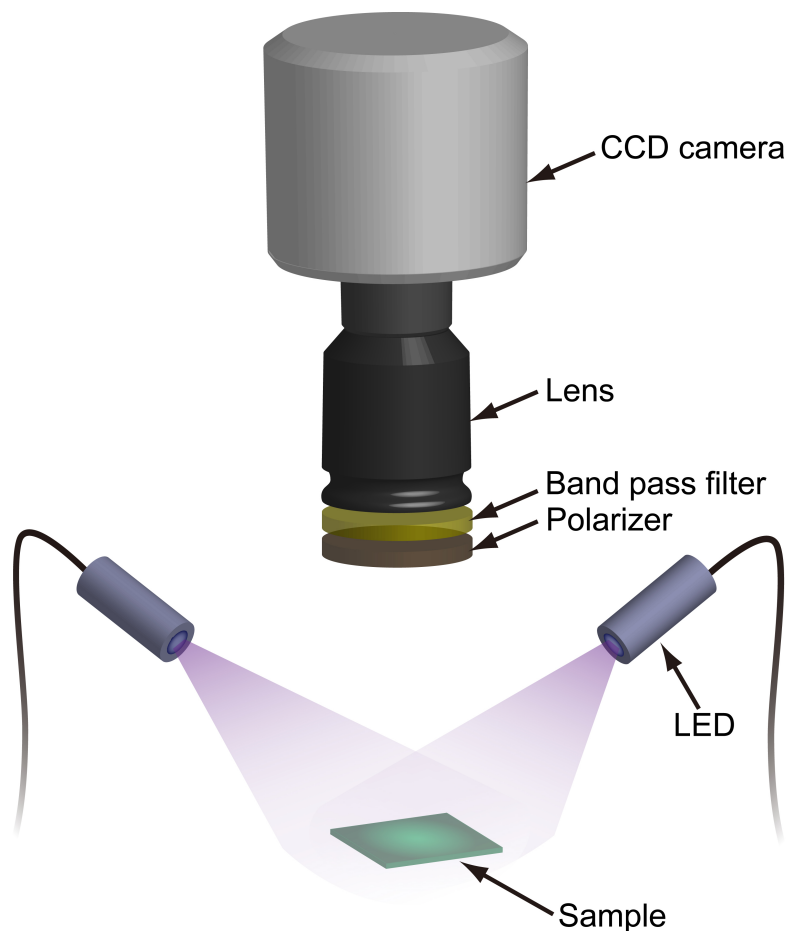


図 3.9: PL イメージング装置の概略図

れる。例えば、4H-SiC 中の PD は PL イメージングのような低照射光強度下でしか観測できないため、有用な測定方法となる。また、2次元 CCD を使用するため測定時間が PL マッピングより早いという特徴がある。そこで本研究では高照射光強度で SSF を拡大させる時には PL マッピングを用い(第4章-第6章)、PD 上発光の観察には PL イメージングを用いた(第6章)。

参考文献

- [1] J. Walter and M. Cohen, *Physical Review* **183**, 763 (1969).
- [2] W. Ching, Y.-N. Xu, P. Rulis, and L. Ouyang, *Materials Science and Engineering: A* **422**, 147 (2006).
- [3] S. Nakashima and H. Harima, *physica status solidi (a)* **162**, 39 (1997).
- [4] J. I. Pankove, *Optical Processes in Semiconductors* (Dover, 1971).
- [5] R. K. Willardson and A. C. Beer, *Semiconductors and Semimetals, Vol. 8* (Academic Press, New York, 1972), ISBN 0127521089.
- [6] A. Itoh, T. Kimoto, and H. Matsunami, *Japanese Journal of Applied Physics* **35**, 4373 (1996).
- [7] I. Pelant, J. Dian, J. Matoušková, J. Valenta, J. Hála, M. Ambrož1, M. Vácha, V. Kohlová, K. Vojtěchovský, and K. Kašlík, *Journal of Applied Physics* **73**, 3477 (1993).
- [8] H. Iwata, U. Lindefelt, S. Öberg, and P. Briddon, *Physical Review B* **65**, 033203 (2001).
- [9] S. G. Sridhara, F. H. C. Carlsson, J. P. Bergman, and E. Janzén, *Applied Physics Letters* **79**, 3944 (2001).
- [10] A. O. Konstantinov and H. Bleichner, *Applied Physics Letters* **71**, 3700 (1997).
- [11] J. Haynes, *Physical Review Letters* **4**, 361 (1960).
- [12] M. Tajima, Z. Li, and R. Shimidzu, *Japanese Journal of Applied Physics* **41**, L1505 (2002).
- [13] S. G. Sridhara, T. J. Eperjesi, R. P. Devaty, and W. J. Choyke, *Materials Science and Engineering: B* **61**, 229 (1999).

- [14] H. Isono, M. Tajima, N. Hoshino, and H. Sugimoto, *Materials Science Forum* **600-603**, 545 (2009).
- [15] 国府田隆夫, 佟元宏, 光物性測定技術 (東京大学出版会, 1983).

第4章 4H-SiC 中の転位すべり運動における 駆動力

本章ではバイポーラー型の 4H-SiC パワーダイオードでデバイス特性の劣化原因とされる積層欠陥拡大に対して、フォトルミネッセンス法を用いてその拡大速度の照射光強度依存性を測定した。実験結果から、積層欠陥の端に存在する 30° -Si(g) 部分転位の移動速度は照射光強度に対して 2 乗特性を示すことを明らかにした。この時の試料温度を自由励起子発光ピークの広がりから見積もり、励起光照射による温度上昇がこの 2 乗特性の原因ではないことを確認した。このような 2 乗特性は、励起子捕獲による積層欠陥の実効的な形成エネルギーの低下が、積層欠陥の拡大をもたらす部分転位すべり運動の駆動力となっているモデルによって説明できる。

4.1 序論

第 1 章で説明した通り 4H-SiC バイポーラデバイスに順方向バイアスをかけることによって引き起こされる SSF の拡大が、その電流特性を劣化させ実用化への大きな問題となっている。このような SSF の拡大は SSF の端に存在する 30° -Si(g) PD のすべり運動が促進されることによって起こり、順方向バイアスだけでなく、光照射でも促進されることが観測されている [1, 2]。この効果は REDG と呼ばれ、4H-SiC 以外にも Si, Ge, GaAs, GaN 等の様々な半導体で観測されている [3]。REDG の詳細な機構解明には、その転位の構成やエネルギーレベル等の実験事実が不足することが多いが、4H-SiC の場合は 30° -Si(g) PD がすべり運動を起こすことわかっており、その微細構造も良く議論されている [4]。

そこで本研究では、 30° -Si(g) PD の移動速度の照射光強度依存性を PL マッピングを用いて測定した。4H-SiC 以外の物質では PD の移動速度は照射光強度に比例するのに対し、4H-SiC では照射光強度に対して 2 乗特性を示すことを明らかにした。このような 2 乗特性の説明のため、4H-SiC 特有の PD すべり運動における駆動力について議論する。

4.2 実験方法

測定試料としては、 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に 8° オフした 4H-SiC(0001) 基板の上に、窒素を添加した厚さ 5 μm のエピタキシャル成長膜を形成したものを使用した。低温で {0001} 基板の上にエピタキシャル成長を行うと 3C-SiC が 2 次核形成することが問題であったが、今回の測定

試料のように $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に 8° オフした 4H-SiC(0001) 基板上にエピタキシャル成長をすることによって低温で単一ポリタイプの制御が可能である [5, 6]. ここで SSF は (0001) 面である基底面上を拡大するため, SSF は試料表面と 8° の角度をなして拡大する. エピタキシャル成長膜の窒素濃度は $5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ である. 転位源はダイヤモンドスクライバーによって意図的に試料表面にキズ (スクラッチ) をつけることによって導入した.

SSF の拡大速度の測定は, 励起光源に波長 266 nm のレーザーを用いた室温 PL マッピングにより行った. 励起レーザーはカセグレン式対物鏡によってスポット径を約 $2 \mu\text{m}$ に絞り, 試料表面に照射され, SSF 由来とされる 2.9 eV の発光をバンドパスフィルターを用いて選択的に検出した. 最初に $3.5 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ の照射強度のレーザービームをサンプル表面で 2 次的に走査し, SSF の拡大と PL マッピング像の取得を同時に行った. 次に, 拡大させた SSF の中の一つに対して励起レーザースポットを SSF の拡大方向に沿って 1 次的に繰り返し走査し, SSF の拡大に伴う PL 強度プロファイルの変化から, 一回の走査によって 30°-Si(g) PD が移動する距離を測定した. キャリアの実効的な拡散長を実験的に見積もり, その拡散長をレーザーの走査速度である $100 \mu\text{m/s}$ との商をとることによって光励起キャリア注入時間を見積もった. PL 強度プロファイルから得られた 30°-Si(g) PD の移動距離を光励起キャリア注入時間との商をとることによって 30°-Si(g) PD の移動速度を算出し, その照射光強度依存性を測定した.

さらに試料面内の特定のスポットからの PL を光ファイバーを用いて分光器に導くことによって PL スペクトル測定を行い, SSF の PL スペクトルを確認した. また, 自由励起子発光の PL スペクトルを測定し, そのスペクトル形状を理論的形状にフィッティングすることによりレーザー照射下での温度上昇を見積もった.

4.3 実験結果と考察

ダイヤモンドスクライバーを用いて $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向にスクラッチをつけた. 図 4.1(a)(b)(c) にスクラッチ周辺の PL マッピング像を示す. PL マッピングによるレーザー走査を繰り返すことによって, SSF 起因とされる線状の発光が右側の $\langle 1\bar{1}00 \rangle$ 方向に伸びていることが分かる. これはダイヤモンドスクライバーによるスクラッチで表面に導入された転位ループから SSF が図 2.8 のように拡大したためである. 今回の場合は表面に転位ループがあるため, 図 2.8 の菱形状の SSF の対角線から半分が基底面上を拡大し図 4.2 のように拡大していく. 図 4.2 の SSF が図 4.1(b)(c) の一つの SSF と対応する. このような SSF の拡大は SSF の境界となる 30°-Si(g) PD が光照射によって移動するためである. この線状発光が存在しない場所と, 線状発光の上にレーザースポット ($2 \mu\text{m}$) を合わせて測定した室温 PL スペクトルを図 4.3(a)(b) に示す. 図 4.3(a)(b) 共に 1.8 eV 付近にブロードな発光を観測した. 1.8 eV 付近に 4H-SiC 中の転位起因の発光が報告されているが [1, 7, 8, 9], 今回観測された 1.8 eV 付近の発光はどの試料表面のどの場所で測定しても, PL 強度と転位分布に相関が無かったため転位起因である可能性は低いと考えられる. 3.2 eV 付近に観測された発光は, 自由励起子発光である. 以上の他, 線状の発光上のスペクトルである図 4.3(b)

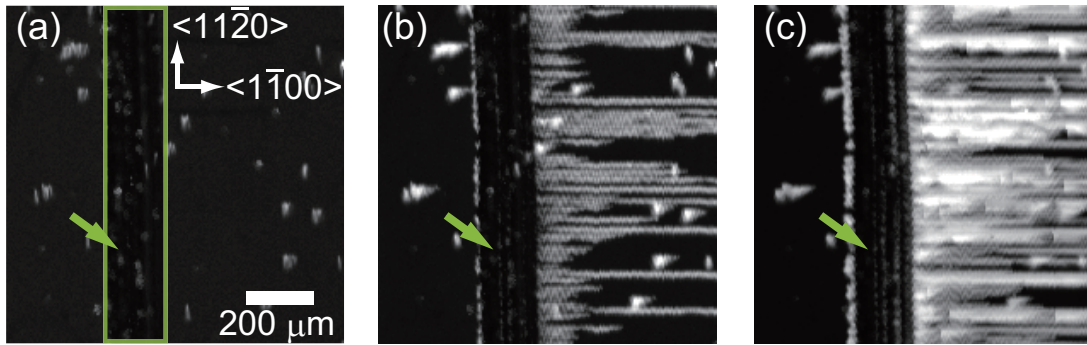


図 4.1: $3.5 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$ の照射強度でレーザーを (a)1 回目, (b)2 回目, (c)3 回目と走査した後のスクラッチから拡大した SSF の PL マッピング像. (a) の緑色の枠で囲った領域はスクラッチした領域を示し, 緑色の矢印は (a)(b)(c) のスクラッチの場所を示す. レーザースポットは PL マッピング像の下から上へ, 左から右へ走査した.

からは, 2.9 eV にピークを持つ発光が観測された. これは過去の研究における SSF の発光 [10, 2] と同様であることから, PL マッピングで観測された線状の発光が SSF 起因であることが確認された.

図 4.1(b)(c) で拡大した SSF の一つを選択し, 励起レーザースポットを SSF の拡大方向に沿って繰り返し走査して拡大させた SSF の概念図と得られた PL 強度プロファイルを図 4.4(a)(b) に示す. 図 4.4(a) に示すようにレーザーを SSF の拡大方向に走査しその拡大と同時に SSF 起因の PL 強度を検出している. 一定の照射光強度下 ($7.6 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$) では図 4.4(b) に示すように一回の走査により 30°-Si(g) PD はほぼ一定の距離移動している. この 30°-Si(g) PD 平均移動距離を光励起キャリア注入時間 0.35 s で割ることによってその速度を求めた. 光励起キャリア注入時間は図 4.4(b) から見積もった実効的なキャリアの拡散長をレーザーの走査速度 100 μm/s で割ることによって求めた. 図 4.4(b) において, レーザースポットが青い両矢印で示した長さだけ SSF から外れた位置でも SSF 由来の PL 強度が検出されている. これはレーザー照射によって励起されたキャリアが SSF まで拡散し, SSF に捕獲されたキャリアの再結合による PL が検出されているのと考えられ

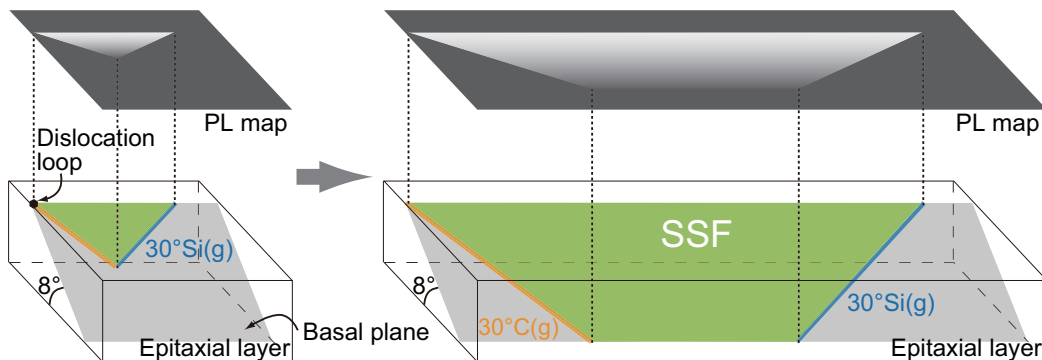


図 4.2: エピタキシャル成長膜中の SSF の拡大とその PL マッピング像.

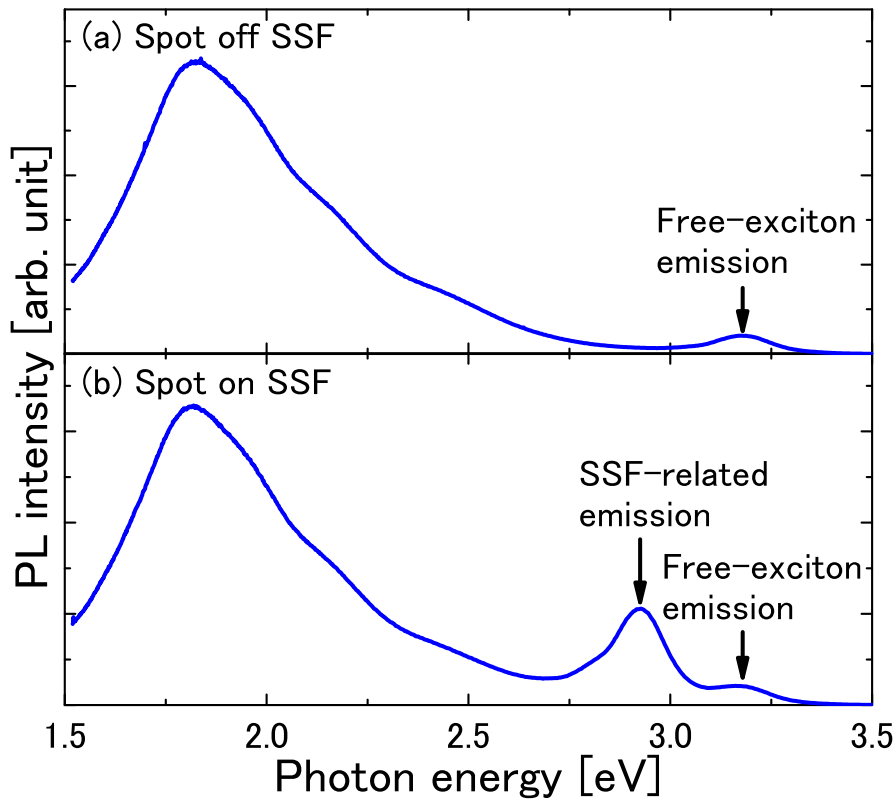


図 4.3: (a)SSF の無い場所と (b)SSF の上にレーザースポット ($2 \mu\text{m}$) を合わせて測定した室温 PL スペクトル. この時の照射強度は $4.1 \times 10^5 \text{ W/cm}^2$, エネルギー分解能は 7 meV .

る. そこで, 図 4.4(b) の青い両矢印の長さを実効的なキャリアの拡散長とした. 照射光強度を変えて図 4.4(b) と同様の PL プロファイルから 30°-Si(g) PD の移動速度を求めた. 30°-Si(g) PD の移動速度の照射光強度依存性を図 4.5 に示す. 4H-SiC 以外の半導体で観測されている REDG において転位の移動速度は励起強度にほぼ線形に比例する [3] のに対して, 4H-SiC では図 4.5 より 30°-Si(g) PD の移動速度は照射強度に対して顕著な 2 乗特性を示すことが分かる. この 2 乗特性の原因について議論したい.

まず, 光照射による温度上昇の効果について考える. 図 4.6(a)(b)(c) に示すように試料の温度を上げることにより, SSF が縮小する方向に PD が動くことが報告されている [11, 12]. 図中の線状発光は PD からの発光を示している. 順方向バイアスをかけることによって移動した PD が 700°C アニールすることによって元の位置に戻っていることが分かる. そこで本研究では自由励起子の発光スペクトルを観測し, その形状を理論的形状でフィッティングすることによって光照射された試料の温度を見積もった. 図 4.7 に低温 (74 K) で観測された自由励起子の PL スペクトルを示す. 3.1.1 で説明したように 4H-SiC では折り返しモードが存在するため, LA, TA, LO, TO それぞれのフォノンで 4 つのモードが存在する. 従って, 図 4.7 に示すように低温では多くのフォノンレプリカが観測されている. TA フォノン以外では 4 つ全てのモードが観測されていないが, これは多数のフォノンが

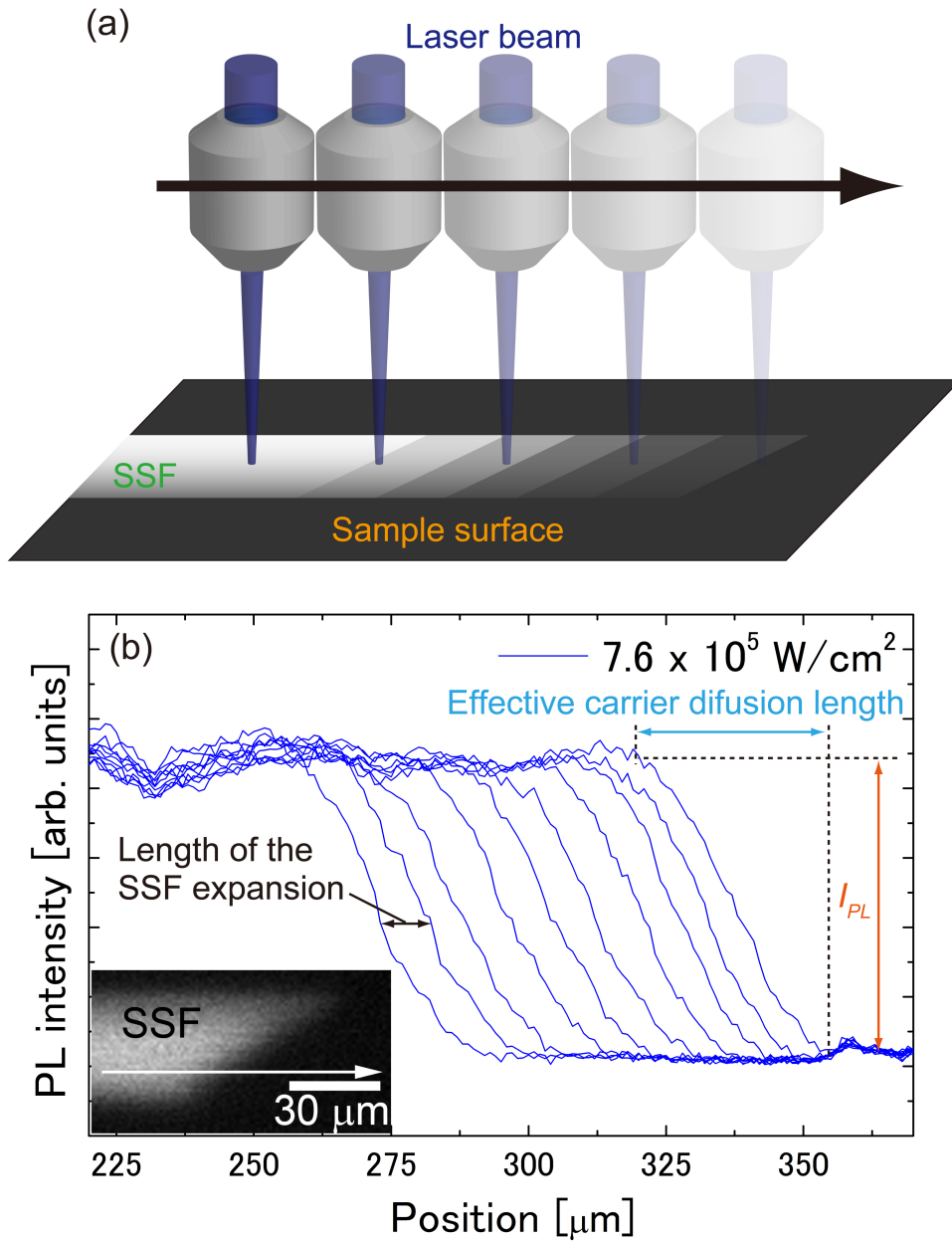


図 4.4: (a) 励起レーザー走査による SSF 拡大の略図と (b) PL 強度プロファイル. (b) の挿入図は拡大させた SSF の PL マッピング像. 白い矢印の方向に励起レーザーを走査させた. 黒い両矢印は一回の走査により 30°-Si(g) PD が進んだ距離, 青い両矢印はキャリアの実効的な拡散長, 橙色の両矢印は SSF 由来の PL 強度を示す.

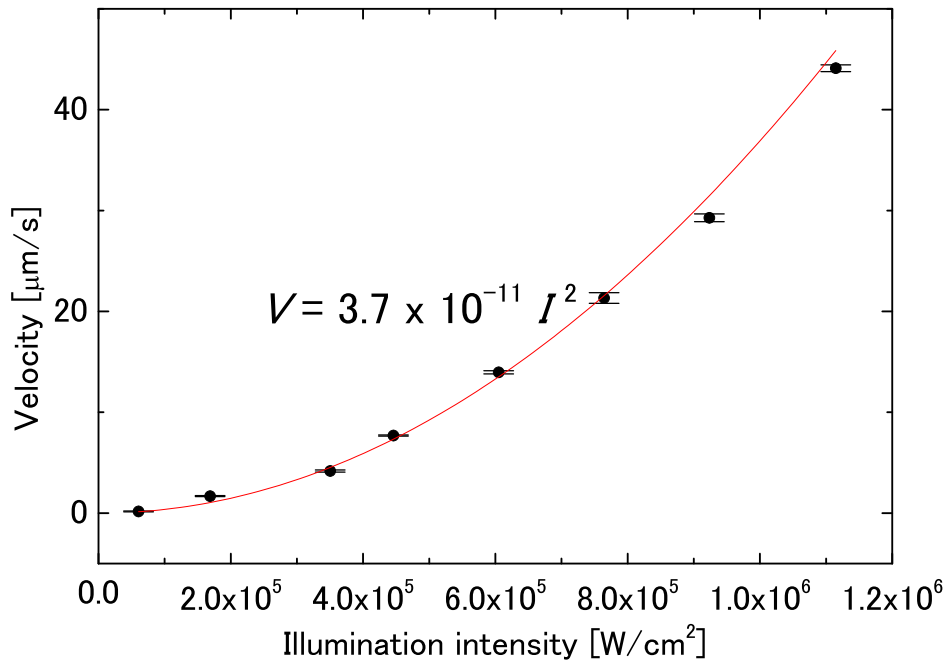


図 4.5: 30°-Si(g) PD の移動速度の照射光強度依存性. プロット点と赤い曲線は実験データと 2 次関数によるフィッティング曲線をそれぞれ示す.

重畳しているために他のピークに埋もれてしまっているためと考えられる. 図 4.8(a) に転位すべり速度を測定した時と同じ環境下で測定した自由励起子 PL スペクトルを示す. 図 4.8(a) では, 低温で観測された多数のフォノンレプリカはそれぞれの線幅が大きくなり, 複数種のフォノンレプリカが重畳している. それぞれのフォノンレプリカのスペクトル形状

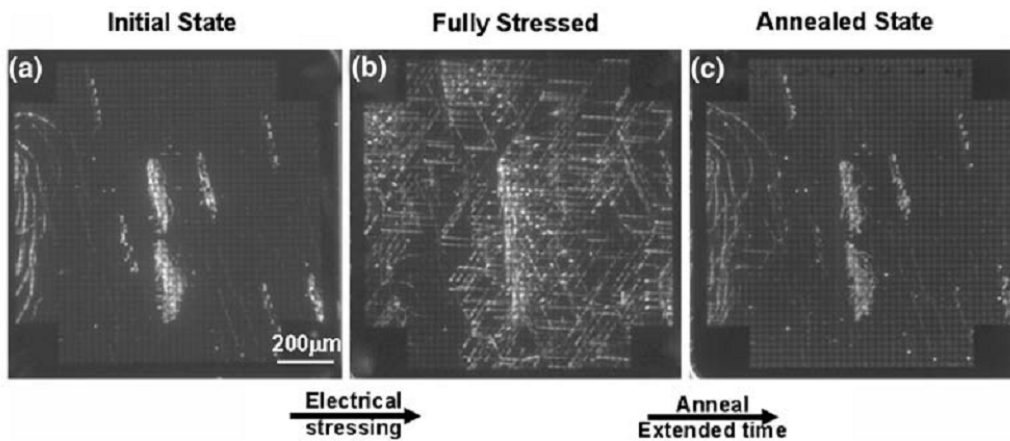


図 4.6: (a) 高電流を流す前, (b) 高電流 (13.9 A/cm²) の順方向電流を 1 時間流した後, (c) 続いて窒素雰囲気下で 5 時間 700°C アニールした後の EL イメージング像. 1 A/cm² の順方向電流を流して EL イメージングを取得した [12].

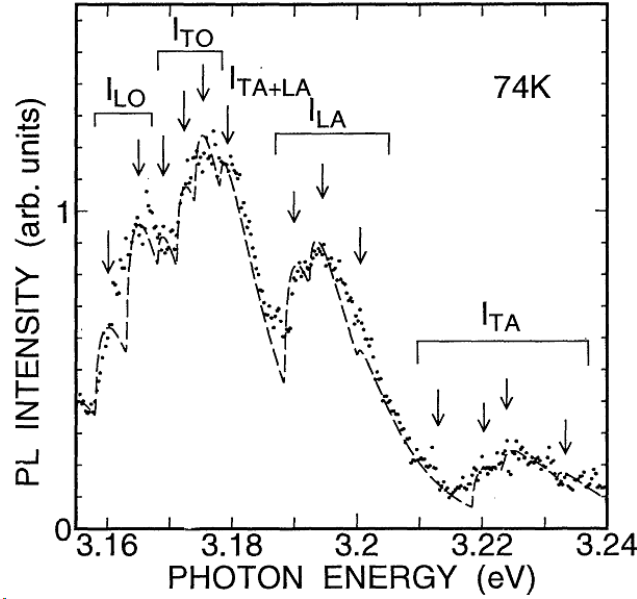


図 4.7: 74 K での自由励起子発光の PL スペクトル. プロットは実験値, 破線は Maxwell-Boltzmann 分布によるフィッティング曲線 [13]. I は自由励起子発光を示し, 添え字はフォノンレプリカの種類を示す.

は Maxwell-Boltzmann 分布 [14, 13] とフォノン衝突によるガウス分布 [15] との積によって

$$I_{PL}(E) \propto \sqrt{E - E_0} \exp\left(\frac{E - E_0}{k_B T}\right) \times \exp\left\{-\frac{(E - E')^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (4.1)$$

と表される. $I_{PL}(E)$ は光エネルギー E に依存する PL 強度, E_0 はピークの閾値エネルギー, T は試料温度, E' はピークエネルギー, σ はガウス分布の線幅である. そこで, 自由励起子発光の PL スペクトルを上式でフィッティングすることにより光照射下の試料温度を見積もることができる. ここで, 図 4.7 で観測されたそれぞれのフォノンレプリカの強度比とフォノンエネルギーを用いて, 重畳した自由励起子発光スペクトル全体の強度, そのピークエネルギー, 温度をフィッティングパラメータとした. 図 4.8(a) から実験で得られた PL スペクトルが理論的形状で良くフィッティングできていることが分かる. 図 4.8(b) に見積もった試料温度の照射光強度依存性を示す. 図 4.8(b) から試料温度は照射光強度の増加に伴い上昇するものの 375 K は超えていない. *Idrissi* らの 30°-Si(g) PD の速度の報告 [16] と *Caldwell* らの温度上昇による効果の報告 [12] から, 30°-Si(g) PD 移動の暗黒下での活性化エネルギーは 1.35 ± 0.2 eV と考えられる. ここから, 375 K での 30°-Si(g) PD の移動速度は約 1×10^{-15} m/s と見積もられる. これは今回の実験で観測した 30°-Si(g) PD 速度よりも十分に小さいため, 光照射による温度上昇の効果は無視できる.

次に図 4.5 で観測された 2 乗特性の原因として 4H-SiC 特有の駆動力について考えた. 4H-SiC 以外の物質で REDG 効果はせん断応力が転位運動の駆動力として働く [3] のに対して, 4H-SiC の場合はせん断応力が無くても転位が動くことが報告されている [17]. 図

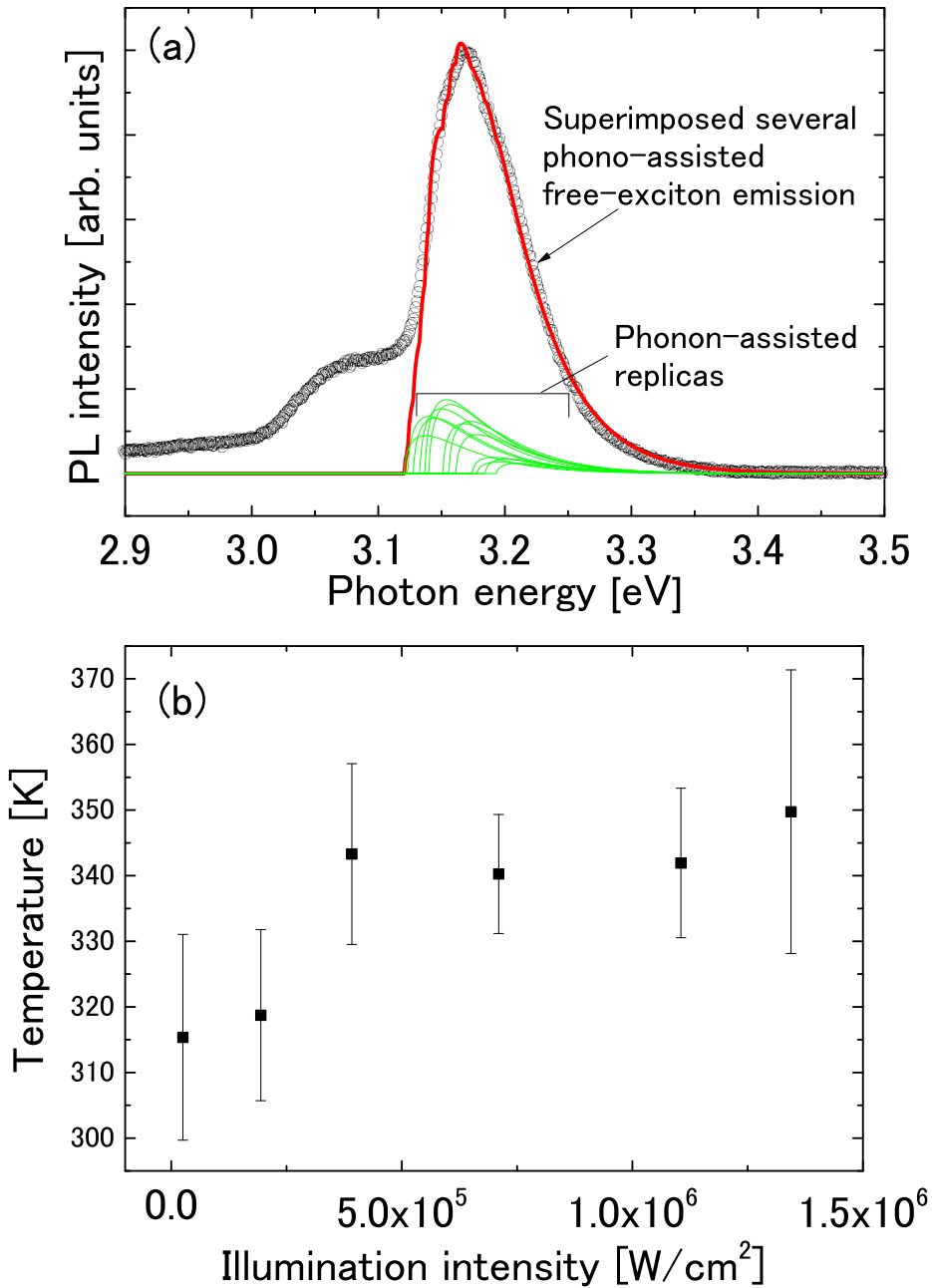


図 4.8: (a) 照射光強度が $1.3 \times 10^6 \text{ W}/\text{cm}^2$ の 4H-SiC の複数種 of フォノンレプリカが重畳した自由励起子発光スペクトルと (b) 自由励起子発光形状からフィッティングによって見積もった試料温度の照射光強度依存性. プロット点と赤い曲線は実験結果と緑色の曲線で示すフィッティング曲線の総和をそれぞれ示す.

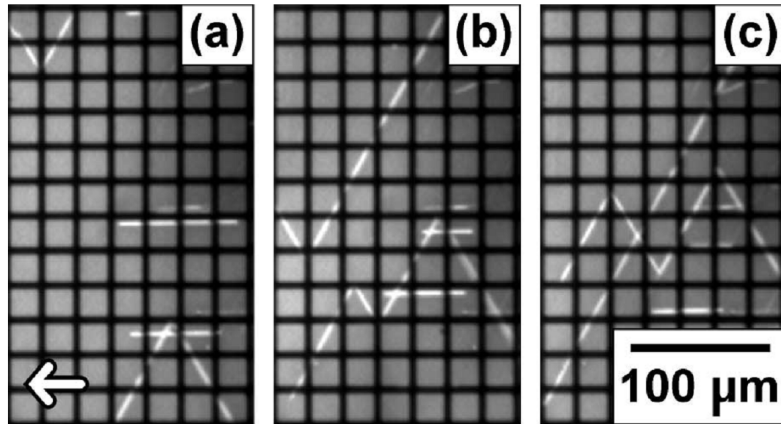


図 4.9: 4H-SiC pin ダイオードに順方向バイアスをかけて同じ領域内の転位を移動させた時の EL イメージング. (a)(b)(c) 測定の間 50 A/cm² の電流を 1 分間流している. 線状の発光は PD を示す. (a) の白い矢印は [11 $\bar{2}$ 0] 方向を示す [17].

4.9(a)(b)(c) にせん断応力の無い状態で 4H-SiC pin ダイオードに順方向バイアスをかけて転位を移動させた時の EL イメージングを示す. 図 4.9(a) の右下と左上にくさび状の形をした PD 発光が図 4.9(b)(c) で反対方向に移動していることが分かる. ここで, 局所的なせん断応力の違いによって PD が反対方向に進んでいるのであれば, 交差したときにそのせん断応力は打ち消しあうはずである. しかし PD は交差後もさらに移動していることから 4H-SiC 中の 30°-Si(g) PD はせん断応力以外の力が駆動力となっていることが分かる. また, このような電気励起下では SSF が拡大する方向に PD がすべり運動を起こす. 一方で, 図 4.6(a)(b)(c) に示すように暗黒下で試料温度を上げると SSF が縮小する方向に PD がすべり運動を起こす. これらの実験事実から, 暗黒下では正の符号を持つ実効的な SSF の形成エネルギーが, 光照射下では負に転ずると考えられる. この実効的な SSF の形成エネルギーが負に転じ, 照射光強度の増加に伴い減少することが 4H-SiC 中 30°-Si(g) PD すべりの熱力学的な駆動力として働くと考えられる. 図 4.10(a) に示すように光励起された電子が SSF の量子井戸型ポテンシャルに捕捉されることによる実効的な SSF の形成エネルギーの減少が *Miao* らによって示唆されている [18]. ここでは, SSF が伝導体の底よりも 0.3 eV 深い量子井戸型ポテンシャルを形成し, SSF の形成に必要なエネルギー (9 meV/pair) よりも大きいことが第一原理計算によって示され, 光励起された電子が SSF の量子井戸型ポテンシャルに補足される際のエネルギーが SSF 形成に必要なエネルギーを与える. このモデルでは図 4.10(b) に示すように電子捕獲による帯電がさらなる電子捕獲を阻害することが懸念される [19]. しかし, 我々は図 4.10(c) に示すように正孔も一緒に捕獲されることによってこの懸念は回避されると考えている. せん断応力 τ と SSF の形成エネルギーには以下の関係がある.

$$\tau = \frac{\gamma_{SF}}{b} \quad (4.2)$$

ここで、 b は PD のバーガーズベクトルの大きさ、 γ_{SF} は熱平衡状態における SSF の形成エネルギーを示す。従って、 30°-Si(g) PD に働く実効的駆動力は以下のように考えられる。

$$-\frac{\gamma_{SF}^*}{b} = \frac{\{\beta\Delta n(I) - \gamma_{SF}\}}{b}, \quad (4.3)$$

ここで、 γ_{SF}^* は実効的な SSF の形成エネルギー、 $\Delta n(I)$ は照射光強度 I に依存する SSF に捕獲された電子-正孔対密度、 β は SSF に捕獲された電子-正孔対あたりの SSF エネルギーの減少を示す効率因子である。 $\beta\Delta n(I)$ によって励起子捕獲による SSF 形成エネルギーの変化量を表す。(2.3) 式に示すように、照射下にある通常物質の転位のすべり運動速度は、駆動力であるせん断応力と照射光強度に依存する REDG 因子 $R(\Delta n(I))$ にほぼ比例する。従って、4H-SiC 中の PD の移動速度 V は以下の式で表されると考えた。

$$V = V_0 \times \frac{\{\beta\Delta n(I) - \gamma_{SF}\}}{\tau_0 b} \times R(\Delta n(I)) \quad (4.4)$$

ここで、 $R(\Delta n(I))$ は、照射光強度に対してほぼ比例することが他の物質で確認されている [3]。図 4.5(b) の 2 乗特性 ($V \propto I^2$) は (4.4) 式において $\gamma_{SF} \ll \beta\Delta n(I)$ 、かつ $\beta\Delta n(I)$ が照射強度に比例することを示唆する。そこで、 $\Delta n(I)$ に比例することが期待される SSF 由来の PL 強度の照射強度依存性を調べた。SSF 由来の PL 強度は図 4.4(b) 中の橙色の両矢印の大きさから測定した。図 4.11 に示すように SSF 由来の PL 強度は照射強度に比例することが実験的に観測された。この事実は、実効的な SSF の形成エネルギーが励起子捕獲によって符合反転を起こし、 30°-Si(g) PD の REDG 効果発現の駆動力として働いているモデルを支持する。

さらに (4.4) 式から、SSF に捕獲された電子-正孔対密度が低く、 $\beta\Delta n(I) < \gamma_{SF}$ を満た

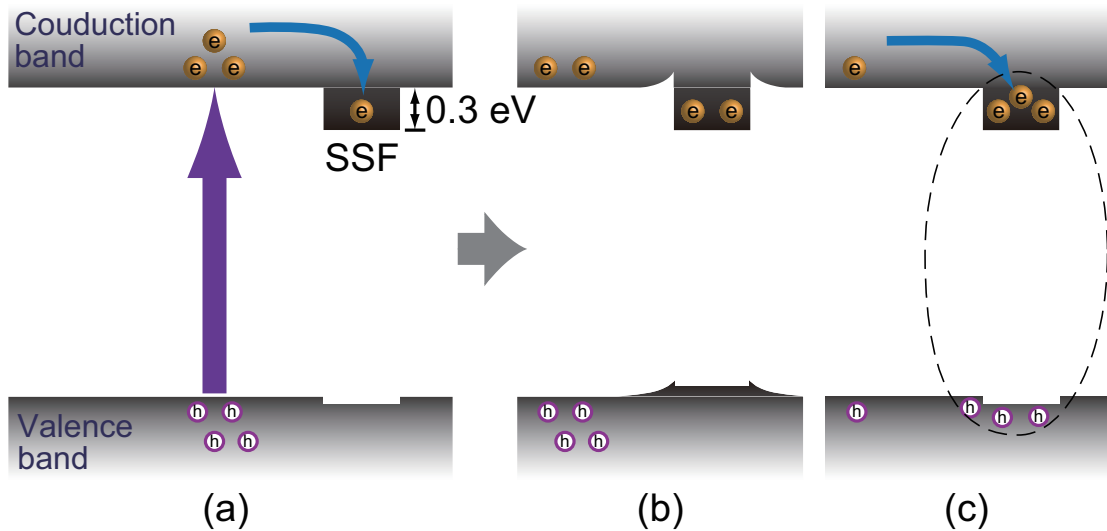


図 4.10: (a)SSF の量子井戸的なポテンシャルに励起された電子が捕獲され、(b)SSF が帯電し、(c) 正孔も SSF に捕獲された時の模式図。

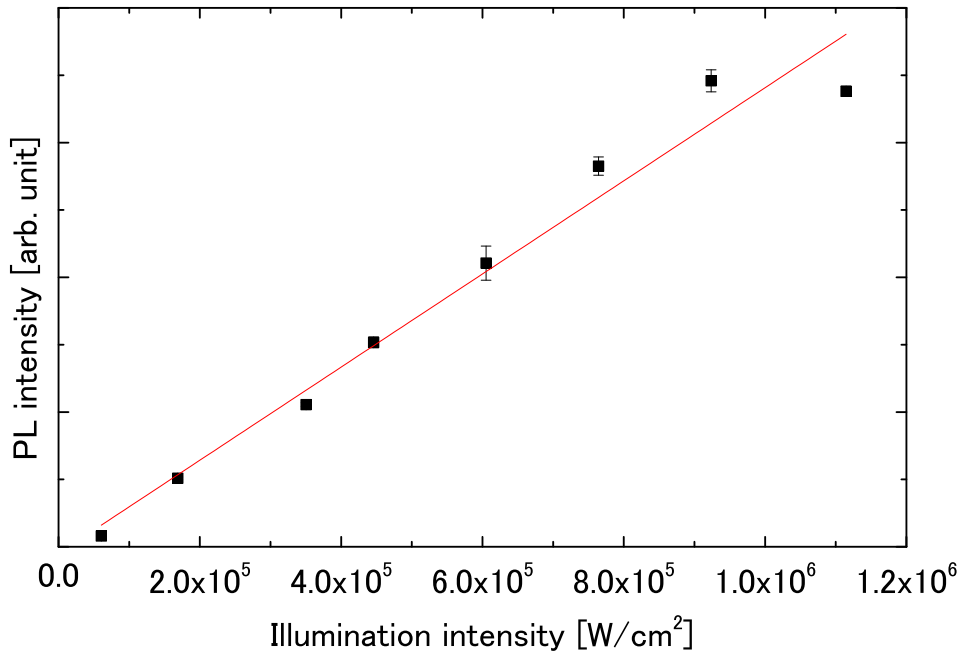


図 4.11: SSF 起因発光強度の照射光強度依存性. プロット点と赤い直線は実験データと線形フィッティングをそれぞれ示す.

す弱励起の場合は V が負となり, SSF が縮小する方向に 30°-Si(g) PD が移動することが予想される. 実際に弱い紫外線励起 [20] や電子線励起 [21] によって SSF が縮小する方向に 30°-Si(g) PD に移動することが観測されている. これらの実験事実からも今回提案したモデルが妥当であると考えられる.

4.4 本章のまとめ

本章ではレーザーを SSF の拡大方向に繰り返し走査させることによって得られる PL 強度プロファイルを異なる照射光強度で測定した. ここから, 30°-Si(g) PD 移動速度の照射光強度依存性を測定したところ, 他の物質では線形な特性を示す [3] のに対して, 4H-SiC では 2 乗特性を示した. 自由励起子発光スペクトルの形状から, 試料の光照射による温度上昇の効果は無視できることを確認した. この 2 乗特性は実効的な SSF の形成エネルギーが励起子捕獲によって符合反転を起こし, 30°-Si(g) PD の REDG 効果発現の駆動力として働いているモデルによって説明できる.

参考文献

- [1] A. Galeckas, J. Linnros, and P. Pirouz, Physical Review Letters **96**, 025502 (2006).

- [2] N. Hoshino, M. Tajima, M. Naitoh, E. Okuno, and S. Onda, *Materials Science Forum* **600-603**, 349 (2009).
- [3] K. Maeda and S. Takeuchi, *Dislocations in Solids.*, vol. 10 (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [4] M. Skowronski and S. Ha, *Journal of Applied Physics* **99**, 011101 (2006).
- [5] N. Kuroda, K. Shibahara, W. S. Yoo, S. Nishino, and H. Matsunami, *Extended Abstracts of the 19th Conference on Solid State Devices and Materials*, Tokyo p. 227 (1987).
- [6] H. S. Kong, J. T. Glass, and R. F. Davis, *Journal of Applied Physics* **64**, 2672 (1988).
- [7] A. Galeckas, A. Hallén, S. Majdi, J. Linnros, and P. Pirouz, *Physical Review B* **74**, 233203 (2006).
- [8] K. X. Liu, R. E. Stahlbush, S. I. Maximenko, and J. D. Caldwell, *Applied Physics Letters* **90**, 153503 (2007).
- [9] K. X. Liu, X. Zhang, R. E. Stahlbush, M. Skowronski, and J. D. Caldwell, *Materials Science Forum* **600-603**, 345 (2009).
- [10] S. G. Sridhara, F. H. C. Carlsson, J. P. Bergman, and E. Janzén, *Applied Physics Letters* **79**, 3944 (2001).
- [11] T. Miyanagi, H. Tsuchida, I. Kamata, T. Nakamura, K. Nakayama, R. Ishii, and Y. Sugawara, *Applied Physics Letters* **89**, 062104 (2006).
- [12] J. D. Caldwell, O. J. Glembocki, R. E. Stahlbush, and K. D. Hobart, *Journal of Electronic Materials* **37**, 699 (2007).
- [13] A. Itoh, T. Kimoto, and H. Matsunami, *Japanese Journal of Applied Physics* **35**, 4373 (1996).
- [14] R. K. Willardson and A. C. Beer, *Semiconductors and Semimetals, Vol. 8* (Academic Press, New York, 1972), ISBN 0127521089.
- [15] I. Pelant, J. Dian, J. Matoušková, J. Valenta, J. Hála, M. Ambrož1, M. Vácha, V. Kohlová, K. Vojtěchovský, and K. Kašlík, *Journal of Applied Physics* **73**, 3477 (1993).
- [16] H. Idrissi, G. Regula, M. Lancin, J. Douin, and B. Pichaud, *Physica Status Solidi (C)* **2**, 1998 (2005).

- [17] S. Ha, M. Skowronski, J. Sumakeris, M. Paisley, and M. Das, *Physical Review Letters* **92**, 1 (2004).
- [18] W. Lambrecht and M. Miao, *Physical Review B* **73**, 155312 (2006).
- [19] T. a. Kuhr, J. Liu, H. J. Chung, M. Skowronski, and F. Szmulowicz, *Journal of Applied Physics* **92**, 5863 (2002).
- [20] N. A. Mahadik, R. E. Stahlbush, J. D. Caldwell, and K. D. Hobart, *Materials Science Forum* **717-720**, 391 (2012).
- [21] Y. Ohno, I. Yonenaga, K. Miyao, K. Maeda, and H. Tsuchida, *Applied Physics Letters* **101**, 042102 (2012).

第5章 4H-SiC 中の照射促進転位すべり効果

本章では 30°-Si(g) 部分転位すべり運動における光照射による促進についてフォトルミネッセンス法を用いて調査した。部分転位すべり運動が促進される割合は光励起されたキャリアではなく、直接光強度によって決定されることを明らかにした。この実験事実は、4H-SiC 中の部分転位すべり運動促進は、これまでの広く推測されていた「光励起された電子-正孔対が再結合する際に伴う電氣的なエネルギー放出が部分転位すべり運動を促進する」という機構では説明できないことを示唆する。そこで、部分転位の光イオン化がそのすべり運動を促進することを示唆する実験結果を示す。

5.1 序論

前章で 30°-Si(g) PD の光照射下の移動速度 V は (4.4) 式によって表され、その駆動力は SSF の量子井戸的なポテンシャルに電子が捕獲されることによる SSF の実効的な形成エネルギーの減少で説明されるという実験結果を示した。本章では (4.4) 式における照射促進転位すべり (Radiation-Enhanced Dislocation Glide; REDG) 効果の大きさ (REDG 因子) $R(\Delta n(I))$ について考える。従来、REDG 効果の主要因は、その実験的特徴が類似していることから転位準位を介した電子と正孔の非輻射再結合によって放出されたエネルギーが誘起する Recombination-Enhanced Defect Reaction (REDR) と考えられてきた [1, 2]。一方、SiC 中の PD 準位が帯電することによって PD の移動に対する障壁を下げるものが理論的に示され [3]、電流注入による PD の帯電がすべり運動を促進する可能性が議論されるようになった。SSF 拡大の抑制のためには上記 2 つの機構の検証が不可欠であるが、これら機構の実験的な検証はこれまでに報告されていない。

そこで本研究では、30°-Si(g) PD すべり運動を光照射により促進させ、光励起されたキャリア密度と励起光強度依存性を定量的に解析した。この実験により PD がある荷電状態に励起される効果が転位すべり運動促進に寄与していることを示し、今までに広く推測されてきた REDR 機構が 4H-SiC 中のすべり運動促進を説明できないことを明らかにした。(4.4) 式において、 $\beta\Delta n(I) \gg \gamma_{SF}$ と仮定すると $\{\beta\Delta n(I) - \gamma_{SF}\} \approx \beta\Delta n(I)$ となる。ここで、SSF 起因の PL 強度 I_{PL} は SSF に捕獲された電子-正孔対密度 $\Delta n(I)$ に比例して

増加するため, (4.4) 式は以下のように近似できる.

$$V = V_0 \times \frac{\{\beta\Delta n(I) - \gamma_{SF}\}}{\tau_0 b} \times R(\Delta n(I)) \approx V_0 \times \frac{\beta\tau_c I_{PL}}{\tau_0 b} \times R(\Delta n(I)) \quad (5.1)$$

ここで, τ_c はキャリア寿命である. V_0 , τ_0 , b , τ_c は定数であるため, (5.1) 式は

$$R(\Delta n(I)) \propto \frac{V}{I_{PL}} \quad (5.2)$$

となる. 従って, PL マッピングで測定した SSF の拡張速度 V を SSF 起因の PL 強度 I_{PL} で規格化することによって REDG 因子の大きさが検証できる [4]. ここで, 従来考えられているように REDG が REDR と同じ機構を有する場合, REDG 因子 ($R(\Delta n(I))$) は光励起された電子-正孔対の密度に支配される. 一方, REDG 因子 ($R(I)$) が直接光励起強度に支配される場合は, 転位を他の帯電状態に直接励起する効果が存在することが分かる. 本研究では, REDG 因子が光励起された電子-正孔対密度に支配されるのか, 直接光励起強度に支配されるのかを検証した.

光励起表面から異なる深さに位置する転位の REDG 因子を測定した. キャリア濃度は励起光強度によって変化させたが, 電子-正孔対の拡散長 (15.5 μm) が測定した深さ範囲 (< 4 μm) より十分に長いために, 一定の励起光強度に対しては深さの異なる転位でもほぼ一定のキャリア濃度に囲まれている. 一方, 励起光強度は表面から深さ方向に急激に減衰するため, それぞれの転位が異なる帯電状態に直接励起される光強度は深さによって変化する. すなわち, PD すべり運動促進の電子-正孔対の密度依存性と励起光強度依存性を実質的に分離することに成功した. 結果として得られた REDG 因子は電子-正孔対の密度ではなく, 深さによって変化する励起光強度に依存した. よって, 4H-SiC 中の REDG では, 30°-Si(g) PD の直接光励起効果によって誘起されることが示された.

5.2 実験方法

測定試料は (11 $\bar{2}$ 0) 方向に 8° オフした 4H-SiC(0001) 基板上に厚さ 70 μm エピタキシャル成長膜を形成したサンプルを使用した. エピタキシャル成長膜の窒素濃度は $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ である. 微小硬度計で試料にインデントをつけることによって, 意図的に転位源を注入した.

REDG 因子の測定では, SSF の拡張速度をその PL 強度で割ることによって決定した. SSF の拡張速度の測定は, 励起光源に 266 nm を用いた室温 PL マッピングによって行った. 励起レーザーはカセグレン式対物鏡によってスポット径を約 2 μm に絞り, 試料表面に照射され, SSF 由来とされる 2.9 eV の発光をバンドパスフィルターによって選択的に検出した. ここで, 第 4 章で説明した自由励起子発光のmaksウェル-ボルツマン関数のフィッティングにより算出した試料温度から, 光照射による温度上昇が 30°-Si(g) PD 移動にあたる影響は無視できる. 図 4.4 と同様に励起レーザースポットを SSF の拡張方向に沿っ

て繰り返し走査し、SSF の拡張に伴い拡大する PL 強度プロファイルから 30°-Si(g) PD が 1 回のスキャンで動く距離と SSF の PL 強度を同時に測定した。この 30°-Si(g) PD の移動距離を 100 $\mu\text{m/s}$ で移動する励起レーザースポットが実効的なキャリアの拡散長を横切る時間で割ることによって速度を算出した。異なる深さの 30°-Si(g) PD 上で励起レーザースポットを走査し、REDG 因子の照射光強度依存性を測定した。

5.3 実験結果と考察

図 5.1(a) に REDG 因子の測定を行った SSF の PL マッピング像を示す。30°-Si(g) PD の深さ z は図 5.1(a) に示すように SSF の試料表面位置とレーザーを走査させた位置 x から $z = x \tan 8^\circ$ の関係式によって求めた。深さ $z = 1.0 \mu\text{m}$, $z = 1.7 \mu\text{m}$, $z = 3.9 \mu\text{m}$ の 30°-Si(g) PD における $R(I_S)$ の試料表面での照射光強度 I_S 依存性を図 5.1(b) に示す。異なる深さの 30°-Si(g) PDs では異なる $R(I_S)$ が観測された。

この実験結果は、①光励起されたキャリアの再結合か、②直接的な光イオン化かのいずれかが PD のすべり運動を促進すると仮定したモデルによって解析された。

①最初のモデルでは、PD 準位を介した電子と正孔の非放射再結合によるエネルギーの放出が PD すべりの運動エネルギーに変換されることを仮定している [1, 2]。ここで、光励起された電子-正孔対密度 $\Delta n(I_S, z)$ が PD すべり運動の促進因子 $R(\Delta n(I_S, z))$ を支配し、以下のキャリアの拡散方程式によって求められる。

$$\frac{\partial \Delta n}{\partial t} = D \nabla^2(\Delta n) - \frac{\Delta n}{\tau_c} + Q e^{-\alpha z} \quad (5.3)$$

ここで、 D はキャリアの拡散係数、 τ_c はキャリア寿命、 Q は試料表面での電子-正孔対の生成される割合、 α は光吸収係数を表す。定常状態では $\partial \Delta n / \partial t = 0$ となり、円筒座標系に変換すると

$$D \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Delta n}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Delta n}{\partial \theta} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(r \frac{\partial \Delta n}{\partial z} \right) \right] - \frac{\Delta n}{\tau_c} + Q e^{-\alpha z} = 0 \quad (5.4)$$

となる。 θ に対しては一様であり、 r に対しても局所的に一様であるため

$$D \frac{d^2 \Delta n}{dz^2} - \frac{\Delta n}{\tau_c} + Q e^{-\alpha z} = 0 \quad (5.5)$$

となり、境界条件は

$$\Delta n(z \rightarrow \infty) = 0 \quad (5.6)$$

$$D \left. \frac{d\Delta n}{dz} \right|_{z=0} = S \Delta n(z=0) \quad (5.7)$$

となる。ここで (5.7) 式は表面再結合を考慮しており、 S は表面再結合速度である。これ

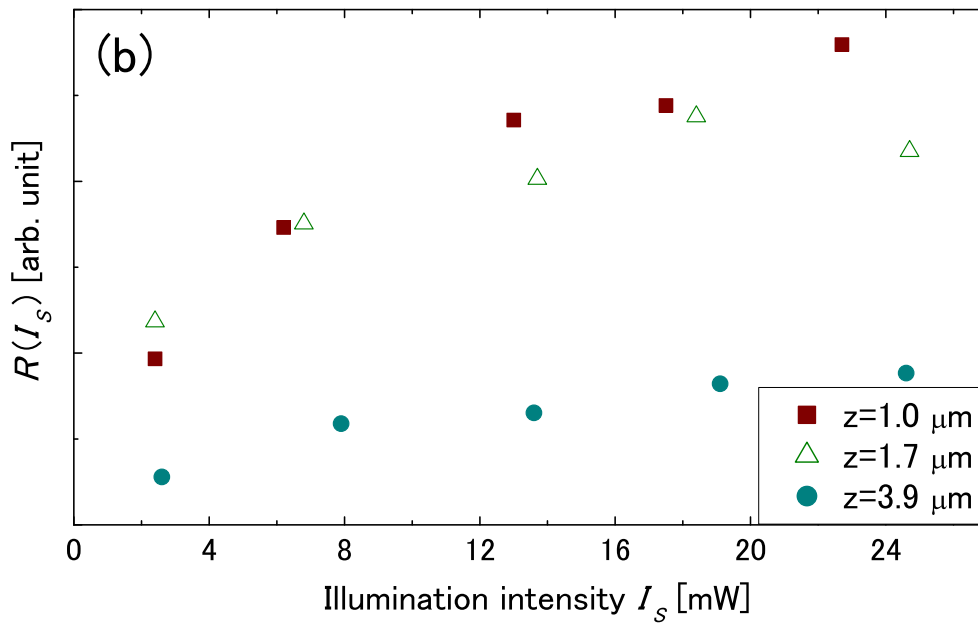
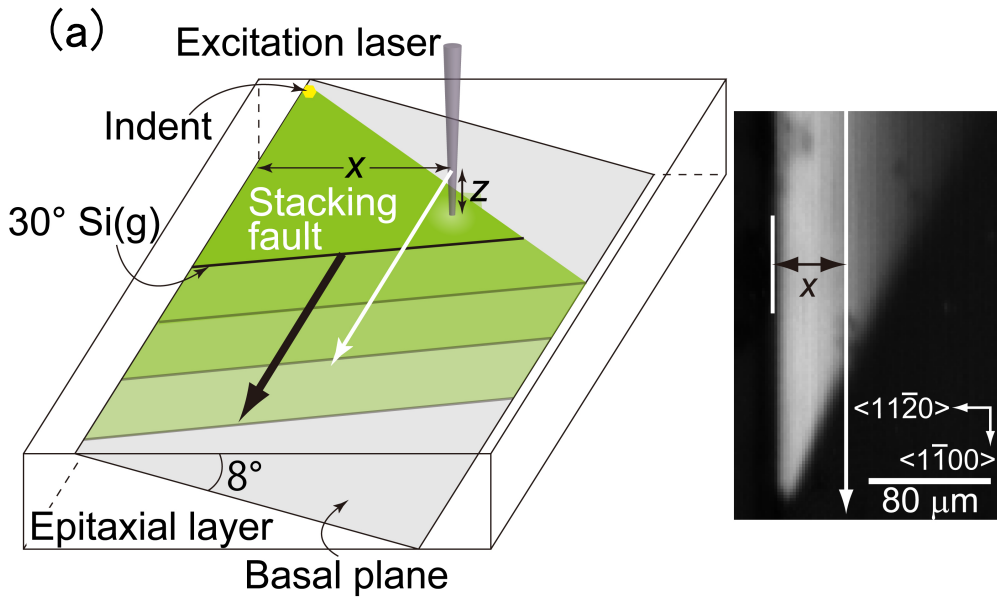


図 5.1: (a)SSF の端に位置する 30°-Si(g) PD にレーザーを繰り返し走査して PL プロファイルを得た時の概略図. レーザーは白い矢印の方向に繰り返し走査する. 30°-Si(g) PD の深さ z は概略図と挿入された PL マッピング像中の x から求めた. PL マッピング像の明るい部分は SSF を示す. (b)REDG 因子 $R(I_s)$ の試料表面での照射光強度 I_s 依存性. 試料表面からの異なる深さ $z = 1.0 \mu\text{m}$, $z = 1.7 \mu\text{m}$, $z = 3.9 \mu\text{m}$ の PD に対して測定した.

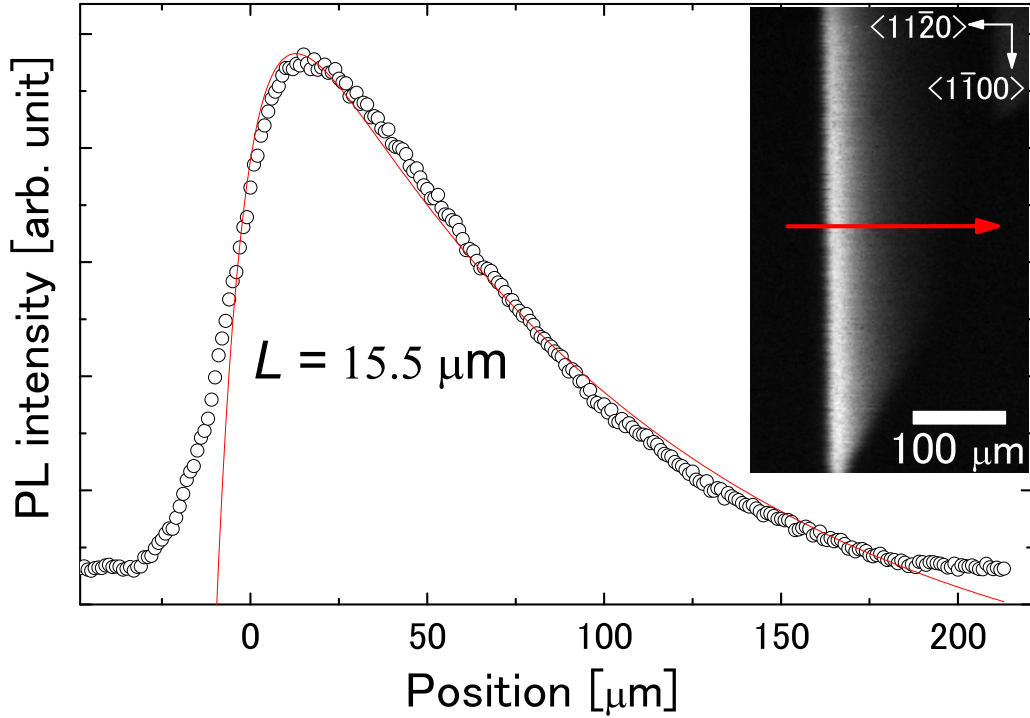


図 5.2: SSF 起因の PL 強度プロファイル. 挿入図は PL マッピング像を示し, 明るい領域は SSF を示す. 図中の矢印の方向にレーザーを走査させた. プロット点と赤い曲線は実験データとフィッティング曲線をそれぞれ示す.

らの境界条件を用いて一般解を解くと

$$\Delta n = \frac{Q\tau_c}{1 - (\alpha L)^2} \left[e^{-\alpha z} - \left(\frac{\tau_c/\tau_S + \alpha L}{\tau_c/\tau_S + 1} \right) e^{-z/L} \right] \quad (5.8)$$

$$\frac{1}{\sqrt{D\tau_c}} \equiv \frac{1}{L} \quad (5.9)$$

$$\tau_S \equiv \frac{L}{S} \quad (5.10)$$

となる. ここで, L はキャリアの拡散長, τ_S は表面でのキャリア寿命を表す. さらに, すでに報告されている値の $\alpha(\lambda = 266 \text{ nm}) = 0.833 \text{ } \mu\text{m}^{-1}$ [5], $\tau_c = 2 \text{ } \mu\text{s}$ [6], $S = 5 \times 10^3 \text{ cm/s}$ を使った. 図 5.2 に示すように, 図中の矢印の方向にレーザーを走査させて PL 強度プロファイルをとることによって, 矢印の方向に進むにつれて深い領域に位置する SSF の PL 強度を得ることができる. この PL 強度プロファイルを (5.8) 式で L をフィッティングパラメータとしてフィッティングすることにより L の値を見積もった. ここで, (5.8) 式の z は $x = z \tan^{-1} 8^\circ$ によってレーザー走査方向 x に変換した. 図 5.2 のフィッティングから見積もった L は $15.5 \text{ } \mu\text{m}$ であった. これは過去に報告されている値 $L = 26 \text{ } \mu\text{m}$ [7] よりも小さい値である. 今回の実験では集光されたレーザー照射によって高密度なキャリアが励

起されることが考えられる。キャリア密度が増大するにつれて Auger 過程が増大し、実効的なキャリア寿命が低下することが示唆されており [8]、今回得られた比較的短いキャリアの拡散長は実効的なキャリア寿命の低下によるものと考えられる。得られたキャリアの拡散長を使って、 $I_S = 22.7 \text{ mW}$ の時の (5.8) 式を用いて計算した光励起されたキャリア濃度の深さ依存性を図 5.3(a) に示す。光励起されたキャリア濃度が表面近傍 ($z = 0 - 2 \text{ }\mu\text{m}$) で下がっているのは表面再結合による影響であり、さらに深い領域 ($z > 3 \text{ }\mu\text{m}$) で下がっているのは光吸収によって照射光強度が減少したためである。

②次のモデルでは、直接的な光イオン化が PD のキンク移動に対する障壁を下げることを仮定している。このモデルでは、光吸収によって試料表面から深さ方向に進むにつれて照射光強度 $I(I_S, z)$ が弱くなる。照射光強度 $I(I_S, z)$ は

$$I(I_S, z) = I_S \exp(-\alpha z) \quad (5.11)$$

によって表される。(5.11) 式を使って計算した照射光強度の深さ依存性を図 5.3(b) に示す。図 5.3(a) 中 $4 \text{ }\mu\text{m}$ 以上の深さ領域内では光励起されたキャリア濃度がほとんど変化しないが、図 5.3(b) で照射光強度は深くなるにつれて急激に強度が弱くなっていることが分かる。前者は長いキャリアの拡散長 $L = 15.5 \text{ }\mu\text{m}$ 、後者は高い光吸収係数 $\alpha = 0.833 \text{ }\mu\text{m}^{-1}$ によるものである。これによって図 5.1(b) の実験は、実質的に光励起されたキャリア濃度をほぼ一定に保ちながら、照射光強度を変化させて行ったことになる。

図 5.1(b) の深さ $z = 1.0 \text{ }\mu\text{m}$, $z = 1.7 \text{ }\mu\text{m}$, $z = 3.9 \text{ }\mu\text{m}$ の PD に対して照射光強度 I_S を (5.8) 式を使って光励起されたキャリア濃度 $\Delta n(I_S, z)$ と、(5.11) 式を使って照射光強度 $I(I_S, z)$ に変換したものを図 5.4(a)(b) に示す。図 5.4(a) の $R(\Delta n(I_S, z))$ 対 $\Delta n(I_S, z)$ では図 5.1(b) と大きな変化は見られない。これは光励起されたキャリア濃度がこの深さ領域でほぼ一定であるためで、図 5.4(a) 中で異なる深さの PD では異なる $R(\Delta n(I_S, z))$ を示す。従って、REDG 因子の大きさはキャリア濃度に支配されず、PD 準位を介した電子-正孔対の非放射再結合による転位すべり運動の促進モデルでは 4H-SiC 中の転位すべり促進を説明できない。一方で、図 5.4(b) の $R(I(I_S, z))$ 対 $I(I_S, z)$ では全てのプロット点がおおよそ一つの曲線上にのる。これは直接光励起によって誘起された異なる荷電状態が PD すべり運動を促進されることによって説明される。Eberlein らは第一原理計算によって 3C-SiC 中 90°-Si(g) PD が正孔を捕獲することによって、その移動障壁が顕著に減少することを明らかにした [3]。そのモデルによると、PD のキンク準位が PD よりもバンドギャップ内の深くに準位を持ち、2つの電子を占有している。ここで、PD が正孔を捕獲するとこれらキンクの準位が空となり、キンクの移動に対する障壁が減少するというものである。同様の効果が 30°-Si(g) PD でも起こりうるなら、光照射による PD の光イオン化がキンクの移動障壁を減少させることが考えられる。しかし、キンクの移動障壁が減少しなくても一定のエネルギーがあれば PD はすべり運動を起こすことが考えられる。実際に図 5.4(b) では縦軸に有限の切片があるように見える。つまり、光イオン化が起きていなくても駆動力があれば転位はすべり運動を起こす可能性がある。このような現象が pin ダイオード等

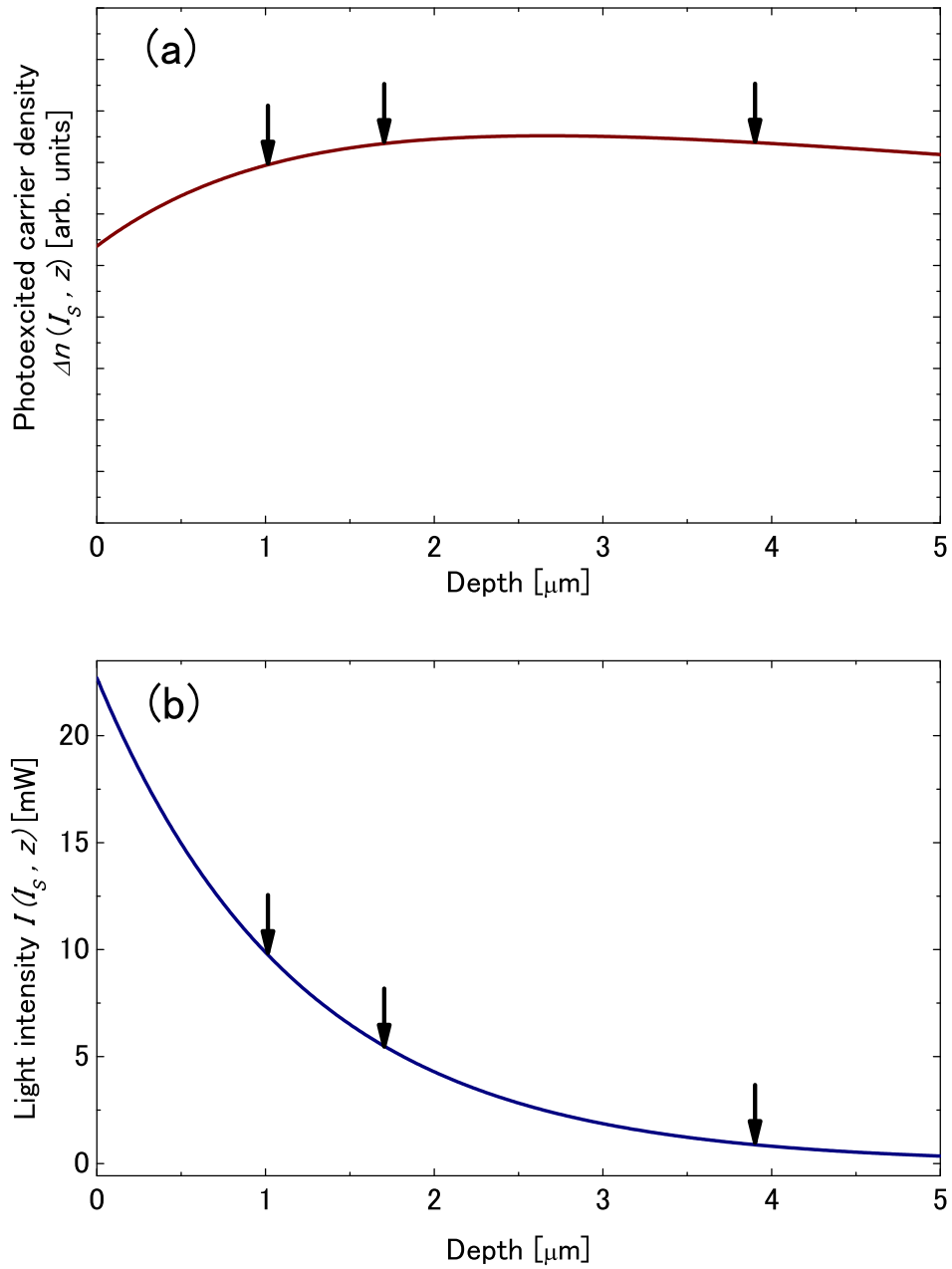


図 5.3: 計算による (a) 光励起されたキャリア濃度 $\Delta n(I_S, z)$ と (b) 照射光強度 $I(I_S, z)$ の深さ z 依存性. 矢印は図 5.1(b) で測定した PD の深さ $z = 1.0 \mu\text{m}$, $z = 1.7 \mu\text{m}$, $z = 3.9 \mu\text{m}$ を示す.

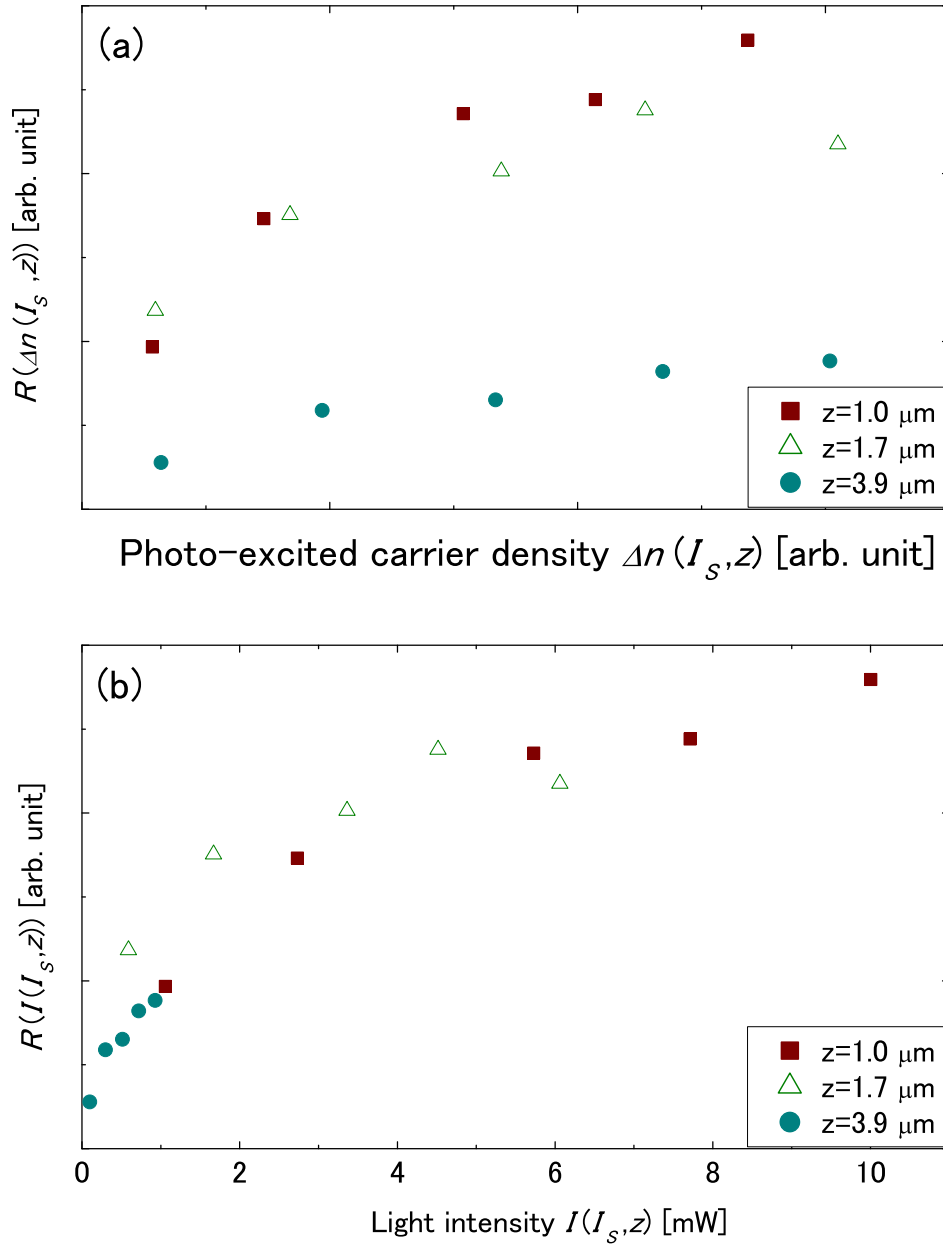


図 5.4: 深さ $z = 1.0 \mu\text{m}$, $z = 1.7 \mu\text{m}$, $z = 3.9 \mu\text{m}$ における PD すべり運動促進 $R(f(I_S, z))$ 対 (a) 光励起されたキャリア密度 $\Delta n(I_S, z)$ と (b) 照射光強度 $I(I_S, z)$.

のバイポーラデバイスに順方向バイアスを印加した場合で起こりうるかは今後のデバイスを用いた実験が必要になってくる。

さらに図 5.4(b) で照射光強度 $I(I_S, z)$ が弱い領域では $R(I(I_S, z))$ は線形に増加し、強い領域ではほぼ一定の値に飽和していることが分かる。この現象も光イオン化のモデルによって説明することができる。照射光強度が弱い領域ではキンクが光イオン化する割合はその強度に比例するが、一定以上強度が上がると光照射下のキンクがほとんどイオン化されてしまい飽和することが考えられる。このように、4H-SiC 中の PD すべり運動は電子-正孔対の非放射再結合によるモデルよりも直接的な光イオン化のモデルによって良く説明される。このようなイオン化による PD すべり運動現象が 4H-SiC 以外の Si, GaAs, GaN 等の他の物質で今後観測されるかは興味深い。

5.4 本章のまとめ

PL 実験によって光照射が 4H-SiC 中の PD すべり運動に与える影響を調べた。実験結果から 30°-Si(g) PD すべり運動は光励起されたキャリア密度ではなく、照射光強度によって促進されていることを明らかにした。この事実は従来から推測されてきた PD 準位を介した電子-正孔対の非放射再結合によって放出されたエネルギーがすべり運動を誘起する機構では 4H-SiC 中の転位すべり促進を説明できず、PD の光イオン化によってすべり運動が促進されていることを示唆している。

参考文献

- [1] J. D. Weeks, J. C. Tully, and L. C. Kimerling, *Physical Review B* **12**, 3286 (1975).
- [2] H. Sumi, *Physical Review B* **29**, 4616 (1984).
- [3] T. A. G. Eberlein, R. Jones, A. T. Blumenau, S. Öberg, and P. R. Briddon, *Applied Physics Letters* **88**, 082113 (2006).
- [4] K. Maeda, *Handbook of Reliability and Materials Issues of Semiconductor Optical and Electronic Devices* (Springer, 2012).
- [5] S. G. Sridhara, T. J. Eperjesi, R. P. Devaty, and W. J. Choyke, *Materials Science and Engineering: B* **61**, 229 (1999).
- [6] A. Galeckas, J. Linnros, M. Frischholz, and V. Grivickas, *Applied Physics Letters* **79**, 365 (2001).
- [7] Y. Shishkin, R. P. Devaty, and W. Choyke, *Materials Science Forum* **338-342**, 679 (2000).

- [8] A. Galeckas, J. Linnros, V. Grivickas, U. Lindefelt, and C. Hallin, Applied Physics Letters **71**, 3269 (1997).

第6章 4H-SiC 中の転位上発光の偏光特性

本章では室温フォトルミネッセンスイメージングを用いて 4H-SiC 中の部分転位上の線状発光に対して偏光特性を測定した。電流注入や光照射下ですべり運動を起こす転位である 30° -Si(g) 部分転位及びバーガースベクトルに対して 6° 傾いた転位線 (6° -部分転位) 上発光の電場成分は転位線に対して垂直方向に偏光していることを明らかにした。一方ですべり運動を起こさない 30° -C(g) 部分転位上の発光は偏光していないことが分かった。ここから 30° -Si(g), 6° -部分転位は異方的な波動関数のキャリアを束縛するのにに対し, 30° -C(g) 部分転位は等方的な波動関数のキャリアを束縛することを明らかにした。この 30° -C(g) 部分転位上の発光は転位上の析出現象に由来する可能性がある。

6.1 序論

SSF の拡大はその端に存在する PD のすべり運動によって起こる。この時に $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle$ なるバーガースベクトルを持つ完全転位が $1/3\langle 11\bar{2}0 \rangle \rightarrow 1/3\langle 10\bar{1}0 \rangle + 1/3\langle 01\bar{1}0 \rangle$ のように二つの PD に分離し [1], 二つの PD 間の領域が SSF となる。分離した二つの PD のうち一方が Si の core[Si(g)] を持ち, 順方向バイアスにより SSF が拡大する方向にすべり運動を起こす [2]。しかし, もう一方の PD は C の core[C(g)] を持ち, 電流注入してもすべり運動を起こさない [2, 3]。前章で 4H-SiC 中の 30° -Si(g) PD すべり促進は, バンドギャップ内にある PD のエネルギーレベルがイオン化することによって説明される実験事実を報告した。この 30° -Si(g) PD 上の発光が 1.8 eV 付近で観測され [4, 5, 6], 30° -C(g) PD 上の発光が 1.46 eV 付近で観測されている [7]。しかし, これらの発光が PD のエネルギーレベルに起因した発光であるのかどうかは今までに確認されていない。

これらの発光の起因解明にはその発光の対称性が重要な情報となる。Si[8], GaAs[9], ダイヤモンド [10, 11] から偏光した転位発光が観測されている。近年では空間分解能が高い PL イメージングが可能となった [7, 12, 13]。特に 4H-SiC では SSF を拡大させることによって 30° -Si(g) PD と 30° -C(g) PD を空間的に離すことができ, 個別の PD 上発光に対して偏光特性を調べるができる。

そこで, 本研究では PL マッピングによる強い光照射によって SSF を意図的に拡大させ, PL イメージングによる弱い光照射下でその縁に存在する PD 上発光の偏光特性を測定した。 30° -Si(g) PD や 30° -C(g) PD 上の発光だけでなく, バーガースベクトルに対して 6° 傾いた転位線 (6° -PD) も観察され, この 6° -PD 上の発光の偏光特性も観測した。 30° -Si(g) PD や 6° -PD 上発光の電場成分は転位線の方向に対して垂直に偏光していた。一

方で 30°-C(g) PD 上の発光は偏光していないことを明らかにした。

6.2 実験方法

試料としては、 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向に 8° オフした基板上に窒素ドーブした厚さ $70\ \mu\text{m}$ のエピタキシャル膜を成長したものを使用した。エピタキシャル成長膜の窒素濃度は $\sim 10^{14}\ \text{cm}^{-3}$ である。微小硬度計のインデントによって意図的に導入した転位源からと基底面転位から SSF を拡大させ、その縁にある転位を観察した。

$364\ \text{nm}$ の波長を光源として用いた室温 PL マッピングで SSF を拡大させ、その観察を同時に行った。すなわち、対物レンズ ($18\times$) によってサンプル表面でのレーザー径を $\sim 2\ \mu\text{m}$ に集光することにより、強励起光強度 ($5.4 \times 10^4\ \text{W/cm}^2$) で照射し、SSF を人為的に拡大した。SSF 起因の発光は $2.95 \pm 0.10\ \text{eV}$ のバンドパスフィルターによって選択され、光電子増倍管によって検出された。試料表面での PL 強度マッピングから、強励起光強度の照射によって拡大した SSF を観察した。転位の観察には、室温 PL イメージングを用いた。 30°-Si(g) と 6°-PD の観測には $365\ \text{nm}$ の波長をもつ 4 つの LED を光源として用い、4 方向より斜入射で試料に照射した。この時の励起光強度は $0.1\ \text{W/cm}^2$ である。LED を光源として用いた弱励起強度下では 30°-C(g) PD 上と SSF の発光は検出限界以下だった。そこで PL マッピング測定時と同じ Ar-ion レーザーを光源として用い、 $4.7\ \text{W/cm}^2$ の励起光強度で観測した。 $1.64 \pm 0.05\ \text{eV}$ のバンドパスフィルターで 30°-Si(g) と 6°-PD 、 $1.34 \pm 0.03\ \text{eV}$ のバンドパスフィルターで 30°-C(g) PD、 $2.95 \pm 0.10\ \text{eV}$ のバンドパスフィルターで SSF の発光を選択し冷却型 CCD カメラによって検出した。さらに数種類のバンドパスフィルターで 30°-Si(g) と 6°-PD の発光強度を測定することによりそのスペクトル形状を測定した。また PL の偏光特性を調べる際には、偏光板を試料とバンドパスフィルターの間に挿入することにより、一定方向の偏光成分のみを検出した。

6.3 実験結果と考察

照射によって拡大させた SSF に対して光強度 $5.4 \times 10^4\ \text{W/cm}^2$ で励起した時の 1 回目と 2 回目の PL マッピング像を図 6.1(a)(b) に示す。右側の 2 つの SSF は結晶成長中に発生した基底面転位から、左側の SSF は微小硬度計のインデントによって導入された基底面転位ループから拡大した SSF である。SSF の拡大の様子と 30°-Si(g) PD のバーガスベクトルの方向を図 6.1(c) に示す。基底面転位から分離した 30°-Si(g) PD がすべり運動を起こすことにより SSF が拡大し直角三角形形状になることが報告されており [14]、今回も同様の拡大が観測された。インデントから拡大した SSF は、表面近傍に存在する転位ループやハーフループから拡大した SSF [15, 16] と同様に、 $\langle 11\bar{2}0 \rangle$ 方向と平行な方向に 30°-Si(g) PD である SSF の縁が観測されたが、 $[1\bar{1}00]$ 方向に対して 6° 傾いた縁も観測された。この縁にはバーガスベクトルに対して 6° 傾いた 6°-PD が存在していると考えられる。図

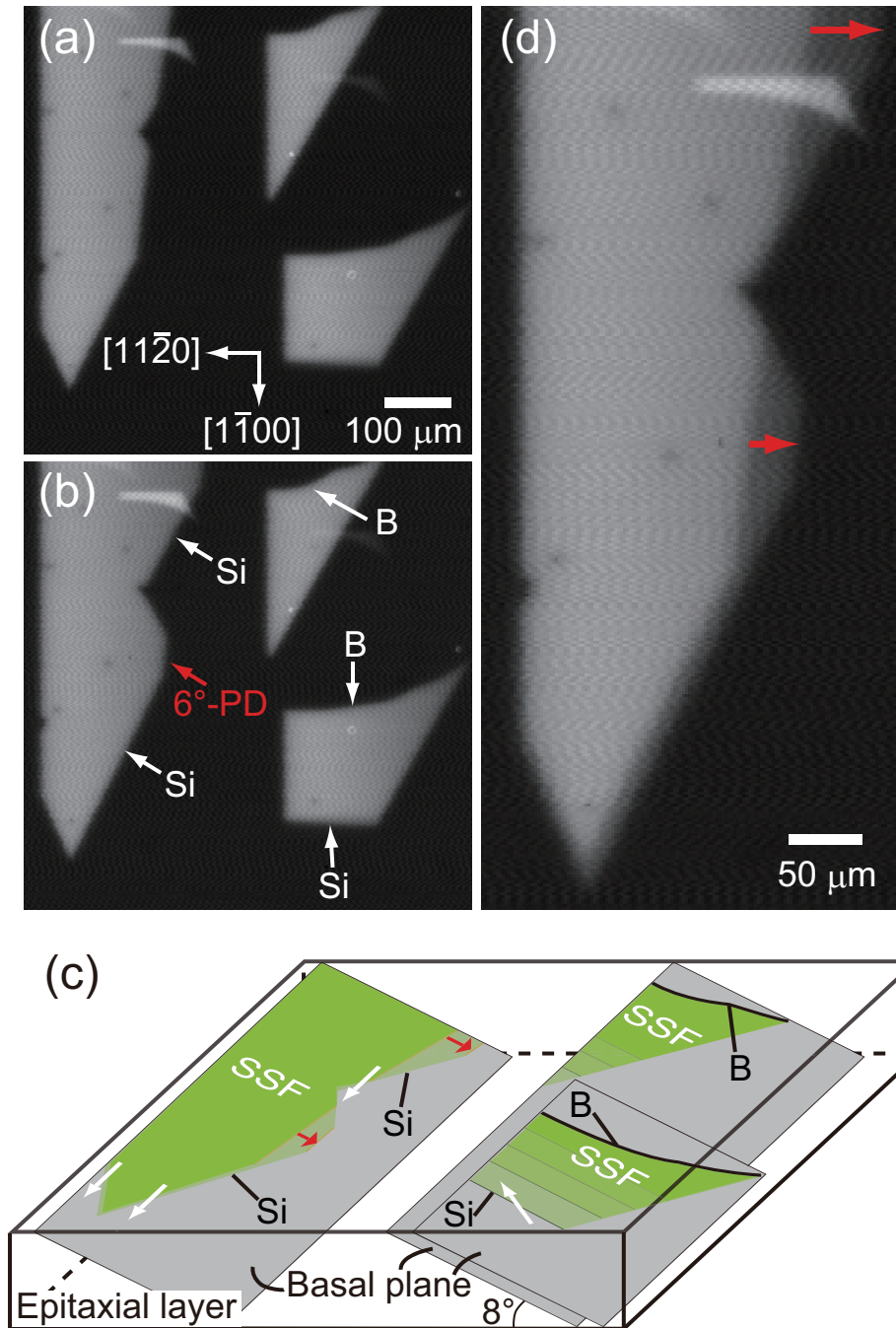


図 6.1: 励起光強度 $5.4 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ 時の (a) 1 回目と (b) 2 回目の PL マッピング像. (c) は (a) と (b) の SSF 拡大の概略図. レーザースポットは PL マッピング像の左から右へ, 上から下へ走査した. 白い矢印はそれぞれの SSF の 30° -Si(g) PD のバーガースベクトルを示す. (d) は (a) と (b) を重ね, 拡大した図. (c) と (d) の赤い矢印は 2 回目の PL マッピングによって SSF が $[\bar{1}\bar{1}20]$ 方向に拡大した距離を示す. 矢印で示した Si は 30° -Si(g) PD を, B は結晶成長中に発生した基底面転位を示す. (a)(b) で左側に位置する SSF は画像外のインデントによって導入された基底面転位ループから拡大したものの.

6.2(a)(b) に示すようにこのような 6° -PD は弱強度励起下で SSF を縮小した際 [17] や電子線照射によって SSF を拡大した際 [18] にも観測されている。図 6.2(a) から 6° -PD 上発光

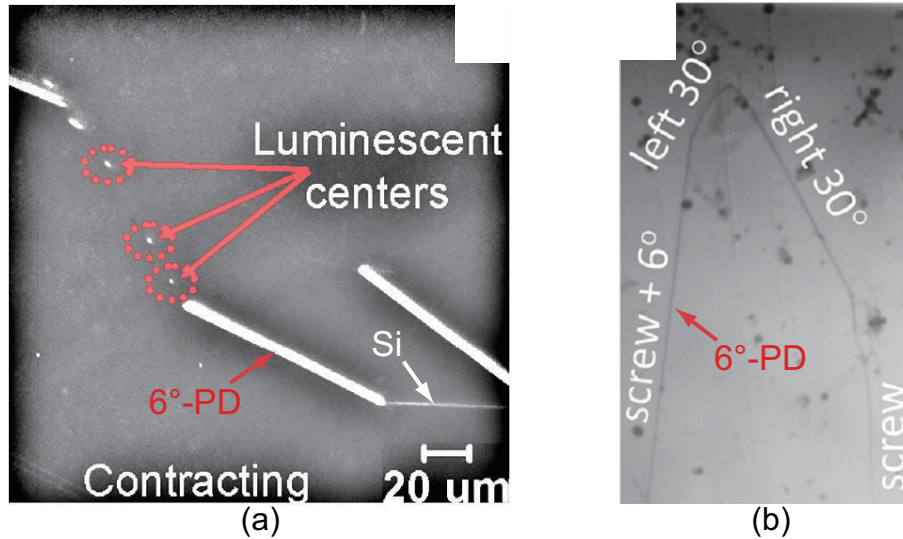


図 6.2: (a) 弱励起強度下で SSF を縮小した際の PL イメージング像 [17] と (b) 電子線照射によって SSF を拡大した際の透過型電子線顕微鏡像 [18]. 矢印で示した Si は 30° -Si(g) PD を示す.

の方が 30° Si(g) PD 上発光よりも強く発光していることが分かる。図 6.1(d) より、2 回目の PL マッピングで 30° -Si(g) PD 部分はわずかしこ拡大していないにもかかわらず、 6° -PD のセグメントがより顕著に拡大している。ここで、 30° -Si(g) と 6° -PD は同一の SSF の縁に存在しているため、2 つの PD に対する SSF の形成エネルギーの低下による駆動力は等しいと考えられる [19]。ここから 6° -PD のすべり運動は 30° -Si(g) PD のそれよりも光照射によって促進される効果 ($R(I_0)$) が大きいことが分かった。

この事実の解釈は 2 通りある。一つは (a) から (b) の変化を 30° Si(g) PD 上のキンクの移動 (Kink Migration : KM) で説明しようとするもので、もうひとつは 6° -PD 上の KM で説明しようとするものである。パイエルスポテンシャルの谷に沿った転位がすべり運動を起こす際には、キンクの形成 (Kink Pair Formation : KPF) と KM の 2 つの過程を要するが、転位線がパイエルスポテンシャルの谷から傾いていて同符号のキンク (geometrical kinks) が傾斜角に比例した密度存在する場合は、KPF が起こらなくても KM だけで転位線はすべり運動を起こすことができる。すなわち、図 6.1(b) で動いた部分は、 30° Si(g) PD 上もしくは 6° -PD 上の geometrical kinks の KM が光照射で促進され、光照射によって SSF を拡大する駆動力が働いているため SSF の拡大が起こる、と説明できる。

図 6.1(a)(b) と同じ領域の転位を観測した PL イメージを図 6.3(a)(b)(c) に示し、図 6.3(b) の赤枠で囲った領域を拡大した図を図 6.3(d) に示す。図 6.3(a) より 1.64 ± 0.05 eV の光エネルギー領域で 30° -Si(g) PD だけでなく 6° -PD 上の線状発光も観測され、その発光強度は 30° -Si(g) PD よりも約 5 倍強い。これは図 6.2(a) と矛盾の無い結果である。さらに数

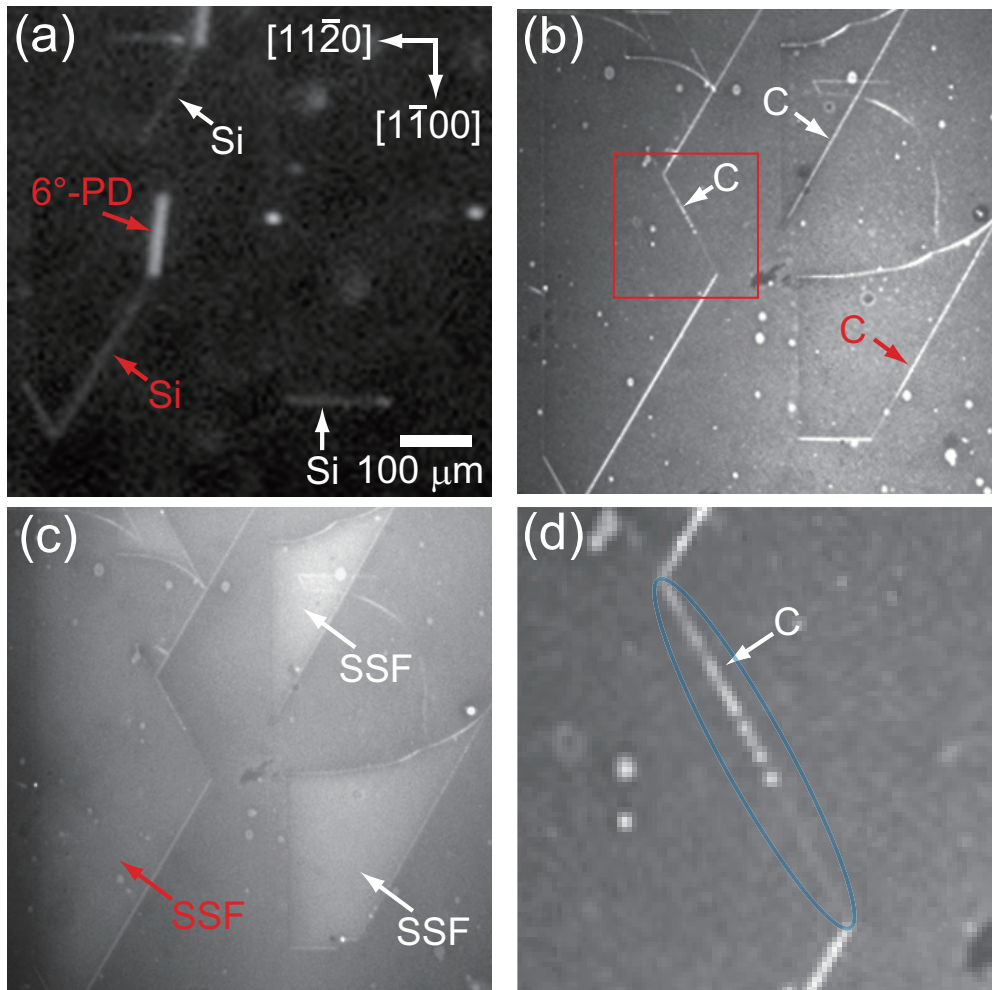


図 6.3: (a) 1.64 ± 0.05 eV, (b) 1.34 ± 0.03 eV, (c) 2.95 ± 0.10 eV のバンドパスフィルターを用いて観察した 30° -Si(g) PD, 6° -PD, 30° -C(g) PD, SSF の PL イメージ. (d) は (b) の赤枠で囲った領域を拡大した図. 青い丸で囲った 0° -C(g) PD は転位上の PL 強度の途切れを示す. 矢印で示した Si は 30° -Si(g) PD を, C は 30° -C(g) PD を示す.

種類のバンドパスフィルターで 30° -Si(g) と 6° -PD の発光強度を測定することにより得たスペクトルを図 6.4 に示す. 図 6.4 から 30° -Si(g) と 6° -PD がほぼ同様の発光ピークであることが分かる. ここから 6° -PD 上の発光は 6° -PD 線上に並んだ geometrical kinks からの発光と考えるより, 30° -Si(g) PD 上により高密度に並んだ geometrical kinks からの発光と仮定することにより説明できる. この 6° -PD 上発光の理解にはさらに検証が必要だが, 今回の実験では転位上発光の偏光特性を測定することを主目的としているため, これ以上の議論は今後の報告にゆだねる. 次に励起光強度を上げて 30° -C(g) PD 上の線上発光を観測した. 図 6.3(b) の測定時には図 6.3(a) の測定時よりも励起光強度が高いため, 6° -PD がすべり運動を起こして 30° -C(g) PD となり, 30° -Si(g) PD もすべり運動している. 図 6.3(c) より, SSF が PL イメージングでも観測された.

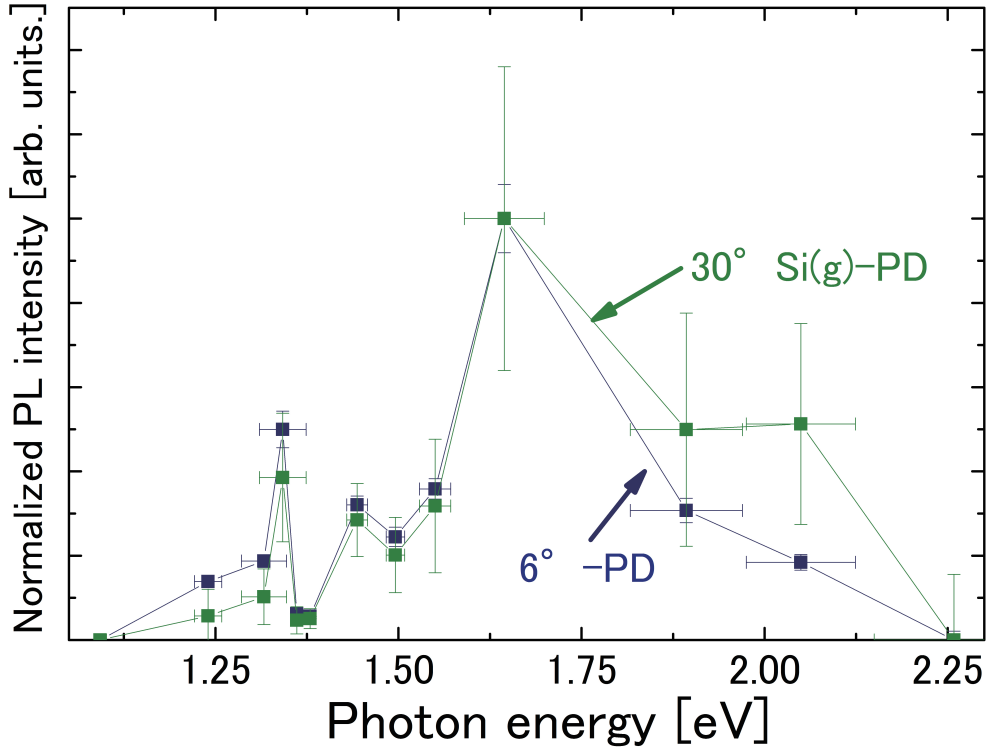


図 6.4: 30°-Si(g) と 6°-PD の発光強度を測定することにより得たスペクトル. 横軸方向のエラーバーはバンドパスフィルターの透過領域を示す.

これら 30°-Si(g) PD, 30°-C(g) PD, 6°-PD 上発光の起因解明のため, 図 6.3(a)(b) の赤い矢印で示した PD 上及び SSF における PL 強度の偏光特性を図 6.5 に示す. ここで, 30°-Si(g) PD, 6°-PD の偏光特性は図 6.3(b)(c) 測定前に測定した. 他の場所においても, これらの偏光特性は各々の転位の種類に対応した偏光特性を示すことを確認した. 図 6.5 より, 面欠陥である SSF からの発光は偏光していないが, 30°-Si(g) PD と 6°-PD 上の発光は共に偏光していることが分かった. 30°-Si(g) PD は LED 励起だけでなく, 364 nm 励起時でも同様の偏光特性があることを確認した. ダイヤモンド [10, 11] や Si [8] 中転位の偏光した発光が観測されているが, 今回の 4H-SiC 中転位と異なりこれらは転位線に対して平行に偏光している. 異方的な有効質量による転位の偏光特性が過去に報告されているが [20], この場合は偏光がパーガスベクトルに平行となるのに対して 4H-SiC 中の 30°-Si(g) PD と 6°-PD は偏光の電場成分がそれぞれの転位線と垂直である. ここから, 今回の偏光特性は有効質量の異方性では説明できない.

転位に束縛されたキャリアの波動関数の始状態と終状態をそれぞれ $|\Psi_i\rangle$, $|\Psi_f\rangle$ とし, 偏光ベクトル e_{\perp} , e_{\parallel} の重ね合わせによって $\vec{e} = e_{\perp} + e_{\parallel}$ とすると発光強度 I_{PL} は

$$I_{PL} \propto K |\langle \Psi_f | \vec{e} \cdot \hat{p} | \Psi_i \rangle|^2 \quad (6.1)$$

と表せる [21, 22]. ここで $\hat{p} = -i\hbar\nabla$, K は電子と正孔のエンベロープの重なりを表す. 今

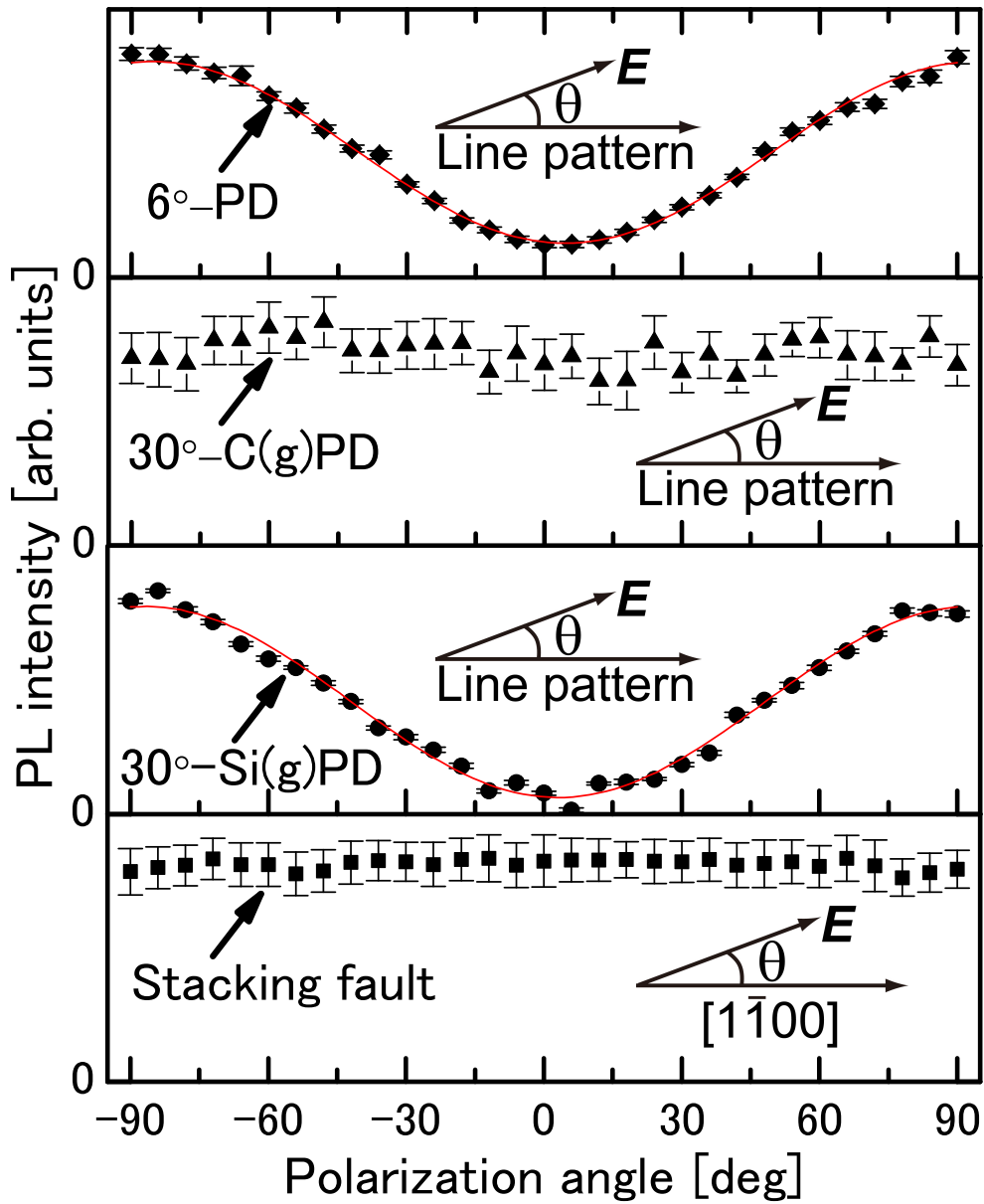


図 6.5: SSF, 30°-Si(g) PD, 30°-C(g) PD, 6°-PD 上の発光の偏光特性. SSF はその拡大方向である $[1\bar{1}00]$ 方向と, 30°-Si(g) PD, 30°-C(g) PD, 6°-PD はそれぞれの線状発光と電場方向の角度を横軸に示す. 赤い曲線は 30°-Si(g) PD と 6°-PD の正弦波によるフィッティング曲線.

回観測された 30°-Si(g) , 6°-PD の偏光依存性は $I_{PL\perp} \neq I_{PL\parallel}$ であることを示す. 従って, $|\langle \Psi_f | e_{\perp} \cdot \hat{p} | \Psi_i \rangle|^2 \neq |\langle \Psi_f | e_{\parallel} \cdot \hat{p} | \Psi_i \rangle|^2$ となり, 転位に束縛されたキャリアの波動関数が異方的であることを示す. ここから 30°-Si(g) PD , 6°-PD の発光が異方性を持つ線欠陥由来であることを支持する. さらに 30°-Si(g) PD の内因的な発光起源として転位上のダングリングボンド [4, 23] や転位の再構成 [24] が考えられているが, これら起源の特定に, 異方性という情報が寄与すると期待される.

対照的に 30°C(g) PD 上の発光は偏光していないことを明らかにした. さらに図 6.3(d) に示すように 30°C(g) PD 上の発光は不均一な強度分布になっており, 転位線上で発光が途切れている. これら 2 つの事実の説明として, 30°C(g) PD 上の発光が SSF 拡大後に転位線上に析出した不純物からのものと考えられる. *Briddon* らによって, 30°C(g) PD の core が窒素に置換されることによってそのすべり運動が止められるという計算結果が報告されている [25]. しかし窒素の析出を考えた場合, SSF 拡大時に偶然転位芯に位置する窒素の密度は低い. バーガースベクトルの長さ (1 Å) の半径を持つ円柱を転位芯の大きさと考え, エピタキシャル成長膜の窒素濃度 (10^{14} cm^{-3}) から転位芯に偶然位置する窒素原子の線密度は 0.3 cm^{-1} である. ここから, 転位線上で窒素原子間の平均距離は約 3 cm と計算される. これは 4H-SiC 中のキャリアの拡散長 $26 \mu\text{m}$ [26] よりもはるかに長いため, その発光は不連続になることが予想される. しかし, 図 6.3(d) ではある程度連続的な発光が観測されている. もし, 30°C(g) PD の発光が窒素原子に由来すると考えると, 今までに報告の無い室温で窒素原子が転位に拡散する必要がある. 他の 30°C(g) PD 上の発光起因の説明として, 転位起因の欠陥に束縛されたキャリアの波動関数が等方的であると考えられる. この場合, 30°C(g) PD 上の不均一な発光は転位線上に分布した非発光再結合中心によって説明できる.

6.4 本章のまとめ

本研究では PL マッピングと PL イメージングにより SSF を拡大させ, その縁に存在する転位上発光の偏光特性を調査した. 30°-Si(g) PD や 30°C(g) PD 上の線状発光に加えてらせん転位のパイエルスポテンシャルの谷と 6° の角度をなす 6°-PD 上の発光が 30°-Si(g) PD 上の発光と同じ波長領域で観測された. これらの PD 上発光の偏光特性を測定し, 光照射下ですべり運動を起こす転位である 30°-Si(g) PD と 6°-PD 上の発光はその電場成分が転位線に対して垂直に偏光していることを明らかにした. 一方ですべり運動しない 30°-C(g) PD 上の発光は偏光していなかった. これらの偏光特性の差は 30°-Si(g) , 6°-PD によって束縛されたキャリアの波動関数は異方的であるのに対して, 30°-C(g) PD によって束縛されたキャリアの波動関数は等方的であることを示唆する. この 30°-C(g) 部分転位上の発光は転位上の析出現象に由来する可能性がある.

参考文献

- [1] H. Jacobson, J. Birch, R. Yakimova, M. Syväjärvi, J. P. Bergman, A. Ellison, T. Tuomi, and E. Janzén, *Journal of Applied Physics* **91**, 6354 (2002).
- [2] S. Ha, M. Benamara, M. Skowronski, and H. Lendenmann, *Applied Physics Letters* **83**, 4957 (2003).
- [3] M. Skowronski, J. Q. Liu, W. M. Vetter, M. Dudley, C. Hallin, and H. Lendenmann, *Journal of Applied Physics* **92**, 4699 (2002).
- [4] A. Galeckas, J. Linnros, and P. Pirouz, *Physical Review Letters* **96**, 025502 (2006).
- [5] A. Galeckas, J. Linnros, and P. Pirouz, *Applied Physics Letters* **81**, 883 (2002).
- [6] A. O. Konstantinov and H. Bleichner, *Applied Physics Letters* **71**, 3700 (1997).
- [7] K. X. Liu, R. E. Stahlbush, S. I. Maximenko, and J. D. Caldwell, *Applied Physics Letters* **90**, 153503 (2007).
- [8] M. Suezawa and K. Sumino, *Le Journal de Physique Colloques* **44**, C4 (1983).
- [9] E. Depraetere, D. Vignaud, and J. Farvacque, *Solid State Communications* **64**, 1465 (1987).
- [10] I. Kiflawi and A. R. Lang, *Philosophical Magazine* **30**, 219 (1974).
- [11] N. Yamamoto, J. C. H. Spence, and D. Fathy, *Philosophical Magazine B* **49**, 609 (1984).
- [12] H. Sugimoto and M. Tajima, *Japanese Journal of Applied Physics* **46**, L339 (2007).
- [13] M. P. Peloso, B. Hoex, and A. G. Aberle, *Applied Physics Letters* **98**, 171914 (2011).
- [14] H. Jacobson, J. P. Bergman, C. Hallin, E. Janzén, T. Tuomi, and H. Lendenmann, *Journal of Applied Physics* **95**, 1485 (2004).
- [15] P. Pirouz and J. L. Demenet, *Philosophical Magazine A* **81**, 1207 (2001).
- [16] S. I. Maximenko, P. Pirouz, and T. S. Sudarshan, *Applied Physics Letters* **87**, 033503 (2005).
- [17] N. A. Mahadik, R. E. Stahlbush, J. D. Caldwell, and K. D. Hobart, *Materials Science Forum* **717-720**, 391 (2012).
- [18] Y. Ohno, I. Yonenaga, K. Miyao, K. Maeda, and H. Tsuchida, *Applied Physics Letters* **101**, 042102 (2012).

- [19] R. Hirano, Y. Sato, H. Tsuchida, M. Tajima, K. M. Itoh, and K. Maeda, *Applied Physics Express* **5**, 091302 (2012).
- [20] M. A. Razumova and V. N. Khotyaintsev, *physica status solidi (b)* **174**, 165 (1992).
- [21] M. Chamarro, C. Gourdon, and P. Lavallard, *Journal of luminescence* **13** (1996).
- [22] A. Efros, *Physical Review B* **46**, 7448 (1992).
- [23] G. Savini, M. I. Heggie, and S. Öberg, *Faraday Discussions* **134**, 353 (2007).
- [24] A. T. Blumenau, C. Fall, R. Jones, S. Öberg, T. Frauenheim, and P. Briddon, *Physical Review B* **68**, 1 (2003).
- [25] T. A. G. Eberlein, R. Jones, A. T. Blumenau, S. Öberg, and P. R. Briddon, *Physica Status Solidi (C)* **4**, 2923 (2007).
- [26] Y. Shishkin, R. P. Devaty, and W. Choyke, *Materials Science Forum* **338-342**, 679 (2000).

第7章 結論と展望

本研究では 4H-SiC バイポーラパワーデバイスの電流特性を劣化させる原因である転位すべり運動による SSF 拡大の機構についてフォトルミネッセンス (PL) 法を用いて調べた。

第4章においてはレーザー照射によって積層欠陥を拡大させ、その積層欠陥起因の PL を観測した。レーザーを積層欠陥の拡大方向に繰り返し走査することによって PL 強度プロファイルを得た。この PL 強度プロファイルから積層欠陥の縁に存在する 30° -Si(g) 部分転位の移動距離を見積もり、光励起キャリア注入時間で割ることによってそのすべり運動速度を得た。 30° -Si(g) 部分転位すべり運動の速度は照射光強度の 2 乗に比例することを明らかにした。ここで試料の温度上昇によって転位がすべり運動を起こすことが知られているが [1, 2], 自由励起子の発光ピークのフィッティングより試料温度を見積もり、今回の実験では光照射による温度上昇の転位すべり運動は無視できることを確認した。4H-SiC 以外の物質中では、転位すべり運動速度は励起強度に対して線形に比例することが先行研究によって報告されている [3]。この線形特性は照射光強度に依存しないせん断応力が駆動力として働き、励起強度に依存する電子-正孔対の再結合が radiation-enhanced dislocation glide (REDG) 効果として働くためと推測されてきた。しかし、4H-SiC はせん断応力がなくても 30° -Si(g) 部分転位が動くことが報告されている [4]。そこで、4H-SiC 中では積層欠陥が電子-正孔対を捕獲することによる実効的な積層欠陥形成エネルギーの低下が駆動力として働いていると考えた。このモデルにより、今回観測された 4H-SiC 中転位すべり運動速度の 2 乗特性は 4H-SiC 中では実効的な積層欠陥形成エネルギーの低下と REDG 効果の 2 つの照射光強度に依存する因子に比例することによって説明される。

第5章では、第4章のモデルを基に異なる深さの 30° -Si(g) 部分転位に対して REDG 効果を検証した。異なる深さの転位では同じ試料面上の照射光強度でも転位すべり運動が光照射によって促進される大きさ (REDG 因子) が異なった。この原因は、キャリア密度、あるいは光吸収による照射光強度が深さによって異なるためと考えた。キャリア密度の深さ依存性を光励起されたキャリアの拡散方程式を用いて計算したところ測定した深さ領域内ではほぼ一定であった。一方、照射光強度は深さ方向に対して急激に減衰することが分かった。よって異なる深さの転位に対して観測された異なる REDG 因子の大きさは照射光強度の違いによって説明される。ここから REDG は光励起されたキャリア密度ではなく照射光強度によって支配されていることを明らかにした。これは従来から推測されてきた電子-正孔対の非放射再結合による余剰エネルギーが転位すべり運動を促進させるという考え方では 4H-SiC 中の転位すべり運動を説明できず、転位の光イオン化によってすべり運動の障壁が下がることが示唆された。

第 6 章で、いくつかの転位に対してその転位上発光の偏光特性を測定した。強い光照射によって積層欠陥を拡大させ、弱い光照射によって 30° -Si(g) 部分転位とバーガースベクトルに対して 6° 傾いた特異な (6° -) 部分転位上の発光を観測した。さらにこの 6° -部分転位は 30° -Si(g) 部分転位よりも速く移動することを明らかにした。これら、光照射下ですべり運動を起こす 30° -Si(g) と 6° -部分転位上の発光は、転位線に対して垂直に偏光していることを明らかにした。一方で、すべり運動を起こさない 30° -C(g) 部分転位は偏光していないことが分かった。ここから 30° -Si(g), 6° -PD によって束縛されたキャリアの波動関数は異方的であるのに対して、 30° -C(g) PD によって束縛されたキャリアの波動関数は等方的であることが分かる。ここで、 30° -C(g) 部分転位上の発光は転位上に析出した不純物からの発光である可能性がある。

本研究から光照射下での 4H-SiC 中の転位すべり運動が、積層欠陥が電子-正孔対を捕獲することによる駆動力と、部分転位のイオン化による REDG 効果によって起きることが示された。このような 2 つの現象が実際のデバイスで起こるかという検証が今後必要になる。実際のデバイスにおいて積層欠陥が電子-正孔対を捕獲することは十分に考えられるが、電流注入によって部分転位がイオン化するかは現在ところ不明である。もし、電流注入によって部分転位のイオン化が起これば順方向電圧印加によって転位すべり速度は電流密度の 2 乗に比例し、部分転位のイオン化が起これなければ転位すべり速度は電流密度に対して線形に比例すると考えられる。

さらに 4H-SiC を用いたバイポーラパワーデバイスの実用化のためには転位すべり運動を抑制し積層欠陥の拡大を防ぐ必要がある。4H-SiC 基板に存在する基底面転位から拡大した積層欠陥を温度上昇によって縮小させることにより、エピタキシャル成長膜で無害な貫通刃状転位に変換されたことが報告されている [5]。積層欠陥が拡大する基底面転位をさらに効率的に貫通刃状転位に変換することによって高品質な 4H-SiC パワーデバイスの作製が期待できる。本研究の成果は、積層欠陥形成エネルギーを正に保ったまま転位をイオン化することによって積層欠陥を意図的に縮小できる可能性を示唆する。さらに転位上発光の偏光特性からその電子状態の異方性に関する知見を得ることができ、今後の転位の電氣的性質理解に役立つことが期待される。このような知見は転位すべり運動を抑制する技術の開発のために重要になることが考えられ、今後の高効率な 4H-SiC バイポーラデバイス作製に大きく役立つことが期待される。

参考文献

- [1] T. Miyanagi, H. Tsuchida, I. Kamata, T. Nakamura, K. Nakayama, R. Ishii, and Y. Sugawara, *Applied Physics Letters* **89**, 062104 (2006).
- [2] J. D. Caldwell, O. J. Glembocki, R. E. Stahlbush, and K. D. Hobart, *Journal of Electronic Materials* **37**, 699 (2007).

- [3] K. Maeda and S. Takeuchi, *Dislocations in Solids.*, vol. 10 (North-Holland, Amsterdam, 1996).
- [4] S. Ha, M. Skowronski, J. Sumakeris, M. Paisley, and M. Das, *Physical Review Letters* **92**, 1 (2004).
- [5] X. Zhang and H. Tsuchida, *Journal of Applied Physics* **111**, 123512 (2012).

発表文献

<論文>

1. Rii Hirano, Hidekazu Tsuchida, Michio Tajima, Kohei M. Itoh, and Koji Maeda
”*Polarization of Photoluminescence from Partial Dislocations in 4H-SiC*,” Applied Physics Express **6**, 011301 (2013).
2. Rii Hirano, Yuki Sato, Hidekazu Tsuchida, Michio Tajima, Kohei M. Itoh, and Koji Maeda
”*Photoluminescence Study of Radiation-Enhanced Dislocation Glide in 4H-SiC*,” Applied Physics Express **5**, 091302 (2012).
3. Rii Hirano, Satoru Miyamoto, Masahiro Yonemoto, Seiji Samukawa, Kentarou Sawano, Yasuhiro Shiraki, and Kohei M. Itoh
”*Room-Temperature Observation of Size Effects in Photoluminescence of $Si_{0.8}Ge_{0.2}/Si$ Nanocolumns Prepared by Neutral Beam Etching*,” Applied Physics Express **5**, 082004 (2012).
4. Koji Maeda, Rii Hirano, Yuki Sato, and Michio Tajima
”*Separation of the Driving Force and Radiation-Enhanced Dislocation Glide in 4H-SiC*,” Materials Science Forum **725**, 35 (2012).
5. Rii Hirano, Yuki Sato, Michio Tajima, Kohei M. Itoh, and Koji Maeda
”*Photoluminescence Study of the Driving Force for Stacking Fault Expansion in 4H-SiC*,” Materials Science Forum **717-720**, 395 (2012).
6. Rii Hirano, Michio Tajima and Kohei M. Itoh
”*Room-temperature photoluminescence observation of stacking faults in 3C-SiC*,” Materials Science Forum **645-648**, 355 (2010).

<国際学会発表>

1. Koji Maeda, Rii Hirano, Yuki Sato, and Michio Tajima
”*Separation of the Driving Force and Radiation-Enhanced Dislocation Glide in 4H-SiC*,” 14th International Conference on Defects-Recognition, Imaging and Physics in Semiconductors, No. H1, p. 65 (2011).

2. Rii Hirano, Yuki Sato, Michio Tajima, Kohei M. Itoh, and Koji Maeda
”*Photoluminescence study of the driving force for stacking faults expansion in 4H-SiC*,” International Conference on Silicon Carbide and Related Materials 2011, No. Tu-2B-2, p. 165 (2011).
3. Hideyuki Watanabe, Rii Hirano, Kohei M. Itoh, Michio Tajima and Shinichi Shikata
”*Luminescence behavior of nitrogen-doped homoepitaxial single crystal diamond by microwave plasma-assisted chemical vapor deposition*,” International Conference on New Diamond and Nano Carbons 2011, (2011).
4. Rii Hirano, Satoru Miyamoto, Masahiro Yonemoto, Seiji Samukawa, Kentarou Sawano, Yasuhiro Shiraki, and Kohei M. Itoh
”*Observation of quantum size effects in photoluminescence of $Si_{0.8}Ge_{0.2}/Si$ nanocolumns prepared by neutral beam etching*,” International Conference on the Physics of Semiconductors 2010, No. P1-152, p. 450 (2010).
5. Rii Hirano, Satoru Miyamoto, Masahiro Yonemoto, Seiji Samukawa, Kentarou Sawano, Yasuhiro Shiraki, and Kohei M. Itoh
”*Room-temperature observation of quantum size effects in photoluminescence of $Si_{0.8}Ge_{0.2}/Si$ nanocolumns prepared by neutral beam etching*,” International Symposium on Quantum Nanophotonics and Nanoelectronics 2009, No. ThP-18, p. 90 (2009).
6. Rii Hirano, Michio Tajima and Kohei M. Itoh
”*Room-temperature photoluminescence observation of stacking faults in 3C-SiC*,” International Conference on Silicon Carbide and Related Materials 2009, No. Fr1B5, p. II-196 (2009).

<国内学会発表>

1. 平野梨伊, 土田秀一, 田島道夫, 伊藤公平, 前田康二
「4H-SiC 中の転位におけるフォトルミネッセンスの偏光特性」 第 60 回応用物理学会春季学術講演会 (2013) (発表予定).
2. 岡山太, 宮崎直人, 平野梨伊, 田島道夫, 豊田裕之, 小椋厚志
「多結晶 Si ウエハー中の小角粒界の顕微フォトルミネッセンス解析」 第 60 回応用物理学会春季学術講演会 (2013) (発表予定).
3. 平野梨伊, 佐藤勇樹, 田島道夫, 伊藤公平, 前田康二
「フォトルミネッセンス法を用いた 4H-SiC 中積層欠陥拡張における駆動力の研究」 第 20 回シリコンカーバイド (SiC) 及び関連ワイドギャップ半導体研究会, No. P-41, p. 105 (2011).

4. 平野梨伊, 田島道夫, 伊藤公平
「室温フォトルミネッセンス法を用いた 3C-SiC の積層欠陥の検出」 第 70 回 応用物理学関係連合講演会 Vol. 1, No. 11aM7, p. 391 (2009).
5. 米元雅浩, 宮本聡, 平野梨伊, 澤野憲太郎, 伊藤公平, 白木靖寛, 寒川誠二
「無損傷中性粒子ビームエッチングを用いた SiGe 量子ナノディスク積層構造の作製」 第 68 回 応用物理学関係連合講演会 p. 1416 (2007).

<受賞>

1. "Outstanding Paper Award", 4th Keio University Ph.D Student Paper Contest sponsored by Keio Univ. Global COE and IEEE Tokyo Section (February, 2012).
2. 「奨励賞」, 第一回 TIA パワーエレクトロニクス・サマースクール (2012 年 8 月).