

博士論文

内部発光効率解析に基づく宇宙用 III-V 族太陽電池の  
高性能化に関する研究

中村 徹哉

## 要旨

宇宙機に欠かすことのできない宇宙用太陽電池は、主にロケットによる輸送制約から、小型かつ軽量であることが求められる。これらの性能要求は、寿命末期におけるエネルギー変換効率向上によって実現される。寿命末期の変換効率を高めるためには、初期の変換効率向上に加え、放射線耐性を高める必要がある。

初期効率を向上させる方法はいくつか考えられる。現在、宇宙用太陽電池は InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池が主流であるが、太陽電池の接合数を増やすことで変換効率向上が可能である。しかし、本論文では接合数を変えずに変換効率を向上させる方法、つまり理論限界に変換効率を近づける方法に焦点を当てる。この場合、変換効率を向上させることと、理論限界効率からの損失を低減させることは同義である。したがって、高効率化においては、理論限界効率からの損失量・損失発生要因・損失発生領域を定量的に評価し、それらの知見を太陽電池設計にフィードバックすることが最も重要となる。そのためには、第一に、太陽電池を対象とした損失の定量解析手法の開発が必要である。

損失の定量解析手法は放射線耐性向上に対しても有効である。放射線によって導入される欠陥は理論限界効率からの損失量を増やす働きをする。したがって、放射線欠陥による損失量・損失発生領域を解明することで、放射線耐性向上へフィードバックが可能となる。

本論文では、損失の大部分を占める非発光再結合損失に着目する。非発光再結合特性を直接測定が可能な発光再結合特性を介して定量的に解析することで、理論限界効率からの損失の定量化を目指す。更に、非発光再結合の解析手法を用いて、非発光再結合損失を低減させる太陽電池構造とその効果を定量的に明らかにし、寿命末期の変換効率向上実現に向けた有用な指針を得ることを目指す。

本論文は全 7 章と付録から成る。以下に各章の概要を述べる。

第 2 章では、ショックレー・クワイサー限界、外部発光限界、内部発光限界について、各モデルの理論と仮定を整理し、これらの理論限界値と現状の太陽電池の変換効率の差である損失を実験的かつ定量的に得るための方法を述べる。具体的にはエレクトロルミネッセ



ンス (EL) 強度および外部量子効率 (EQE) の定量計測の重要性について述べる。

第 3 章では、世界最高水準の宇宙用 3 接合太陽電池について、EL 強度および EQE の定量計測による、外部発光限界からの損失の定量化を行う。また、損失の要因を分離するため、内部発光限界からの損失と比較を行う。比較結果から、非発光再結合損失と光学的な損失をそれぞれ明らかにする。更に、実験的に得られた内部発光効率を再結合レート式から導出した AB モデルを用いて解析することで、非発光再結合損失が生じている領域の特定を行う。解析の結果、世界最高水準の宇宙用 3 接合太陽電池においては、非発光再結合損失は空乏領域の非発光再結合中心密度に大きく依存していることを明らかにした。

第 4 章では、非発光再結合寿命に関する放射線照射効果について述べる。第 2~3 章で検討した AB モデルを応用して、放射線照射前後の空乏領域と中性領域の非発光再結合寿命を求める。照射前後の寿命を比較することで、宇宙用 3 接合太陽電池における主要な出力低下要因である電圧劣化について領域別による影響を述べる。また先行研究で報告されている放射線欠陥種と比較を行い、領域別で非発光再結合中心として機能している欠陥種について議論する。

第 5 章では、空乏領域の非発光再結合損失の低減方法について議論する。具体的には、空乏領域に多重量子井戸 (MQW) 構造を挿入する方法と、pn 接合をヘテロ構造化する方法について述べる。MQW 構造では、局所領域におけるキャリアの閉じ込め効果により、非発光再結合レートに対する発光再結合レートを高め、実効的な非発光再結合損失を低減できることを示した。ヘテロ pn 接合構造では、空乏領域の一部を真性キャリア密度の低いワイドバンドギャップ材料内に形成することで、空乏領域における実効的な非発光再結合レートを低減できることを示した。

第 6 章では、第 3 章から第 5 章で得られた知見をまとめ、寿命末期の変換効率を向上させるための太陽電池構造について提言を行う。

第 7 章では、本研究の総括を行う。

# 目次

## 第1章 緒論

1.1 太陽電池の基礎	1
1.1.1 太陽光エネルギー	1
1.1.2 太陽電池の用途	2
1.1.3 太陽電池の原理	2
1.2 太陽電池の現状と課題	4
1.2.1 単一接合太陽電池の現状と課題	4
1.2.2 III-V族多接合太陽電池の現状と課題	6
1.3 太陽電池の宇宙用途	8
1.3.1 宇宙用太陽電池の背景	8
1.3.2 宇宙用多接合太陽電池の現状	9
1.3.3 宇宙用多接合太陽電池の課題	11
1.3.4 非発光再結合損失低減構造の候補	12
1.4 本論文の位置づけ	14
1.5 本論文の構成	15

## 第2章 限界効率からの損失解析手法

2.1 はじめに	17
2.2 理論限界効率	17
2.2.1 エネルギー効率 (熱力学限界)	18
2.2.2 黒体/黒体輻射	19
2.2.3 黒体モデルを用いた最もシンプルな理論限界効率	20
2.2.4 SQ 限界効率	22
2.2.5 太陽電池の吸収率を考慮した限界効率 (外部発光限界)	26
2.2.6 太陽電池の光学特性を考慮した限界効率 (内部発光限界)	31
2.3 損失の解析手法	34
2.3.1 外部発光限界からの電圧損失	34
2.3.2 裏面光学損失と内部非発光再結合損失	34
2.3.3 光学モデル	35

---

2.4	AB モデルを用いた非発光再結合損失の発生領域の特定	38
2.4.1	Shockley-Read-Hall 統計	38
2.4.2	2 ダイオードモデル	41
2.4.3	AB モデル	43
2.5	まとめ	45

### 第 3 章 世界最高水準の 3 接合太陽電池を用いた電圧損失解析

3.1	はじめに	47
3.2	測定方法	47
3.2.1	エレクトロルミネッセンス (EL) 強度	47
3.2.2	外部量子効率 (EQE)	49
3.3	EL と EQE の相反関係を用いた解析法の注意点	51
3.4	単一接合太陽電池を用いた解析	53
3.5	世界最高水準の 3 接合太陽電池の損失解析	54
3.5.1	不確かさ解析	54
3.5.2	定量損失解析	55
3.6	世界最高水準の 3 接合太陽電池の内部発光効率解析	62
3.6.1	AB モデルを用いた解析結果	62
3.6.2	更なる高効率化の指標	65
3.7	まとめ	67

### 第 4 章 非発光再結合寿命に関する放射線照射効果の解明

4.1	はじめに	69
4.2	実験・解析手法	70
4.3	AB モデルを用いた空乏領域の非発光再結合寿命の放射線照射による影響評価	71
4.4	空乏領域の非発光再結合寿命と変換効率の相関	76
4.5	拡張 AB モデルを用いた中性領域の非発光再結合寿命の放射線照射による影響評価	78
4.6	Cell A と Cell B の比較	82
4.7	まとめ	84

### 第 5 章 非発光再結合損失低減の検討

5.1	はじめに	85
5.2	多重量子井戸構造	86
5.2.1	井戸構造における Shockley-Read-Hall 再結合 (シミュレーション)	86

---

5.2.2	多重量子井戸構造における Shokley-Read-Hall 再結合 (実験) . . . . .	89
5.2.3	改良型多重量子井戸構造における Shokley-Read-Hall 再結合 (実験) . . . . .	95
5.2.4	多重量子井戸太陽電池の放射線耐性評価 . . . . .	98
5.3	ヘテロ pn 接合構造 . . . . .	100
5.3.1	ヘテロ pn 接合構造における Shokley-Read-Hall 再結合 (シミュレーション) . . . . .	100
5.3.2	ヘテロ pn 接合構造における Shokley-Read-Hall 再結合 (実験) . . . . .	103
5.3.3	ヘテロ pn 接合構造太陽電池の放射線耐性評価 . . . . .	113
5.4	まとめ . . . . .	115

## 第 6 章 初期変換効率および放射線耐性向上に向けた提言

6.1	はじめに . . . . .	117
6.2	空乏領域について . . . . .	118
6.3	中性領域について . . . . .	119
6.4	光学特性について . . . . .	120
6.5	まとめ . . . . .	122

## 第 7 章 結論

7.1	研究成果のまとめ . . . . .	123
7.2	今後の研究課題, 展望 . . . . .	125
7.3	結び . . . . .	125

## 付録 A 宇宙応用

A.1	はじめに . . . . .	127
A.2	熱暴走 . . . . .	127
A.3	真空光照射試験 . . . . .	129
A.3.1	真空低温光照射試験 (方法) . . . . .	129
A.3.2	真空低温ソーラー光・レーザー光照射試験 (方法) . . . . .	130
A.3.3	真空低温光照射試験 (結果) . . . . .	130
A.3.4	真空低温ソーラー光・レーザー光照射試験 (結果) . . . . .	131
A.4	解析モデル . . . . .	133
A.5	熱暴走耐性解析 . . . . .	135
A.6	まとめ . . . . .	137

参考文献	139
謝辭	148
研究業績	150



# 第 1 章

## 緒論

本章では，宇宙用太陽電池の研究課題を明確にし，本研究の位置づけについて述べる．

### 1.1 太陽電池の基礎

#### 1.1.1 太陽光エネルギー

太陽光は低炭素社会を実現するエネルギー源として<sup>[1,2]</sup>，または，空や宇宙といった他からのエネルギー供給が困難な場所でのエネルギー源として<sup>[3]</sup>注目されている．

太陽表面から放出される  $3.8 \times 10^{23} \text{kW}$  の電磁波のうち，1 億 5000 万 km 離れた地球へは  $1.77 \times 10^{14} \text{kW}$  が到達する<sup>[4]</sup>．太陽光は地球の大気圏内に進入すると，空気の分子による散乱や，水蒸気分子による吸収などによって，そのエネルギー密度を減衰させながら地表に到達する．地球の大気圏通過の空気量をエアマス (Air mass, AM) といい，大気圏外では AM0，地表で天頂から垂直に入射する場合は AM1 と呼ぶ．標準的な地表での太陽光は AM1 に比べ通過する空気の層が 1.5 倍である AM1.5 で定義される．AM0 と AM1.5G (Global, 直接光だけでなく散乱光も考慮) におけるエネルギースペクトルを図 1.1 に示す．太陽光は 500nm 付近 (緑色) に強度ピークを有しており，これは太陽表面温度 6000K の黒体放射に相当する．エネルギー密度は AM0 で約  $1.37 \text{kW/m}^2$ ，AM1.5G で  $1.0 \text{kW/m}^2$  である<sup>[5,6]</sup>．太陽電池の研究開発は，まずこのエネルギースペクトルによって大きく制約を受けることとなる．

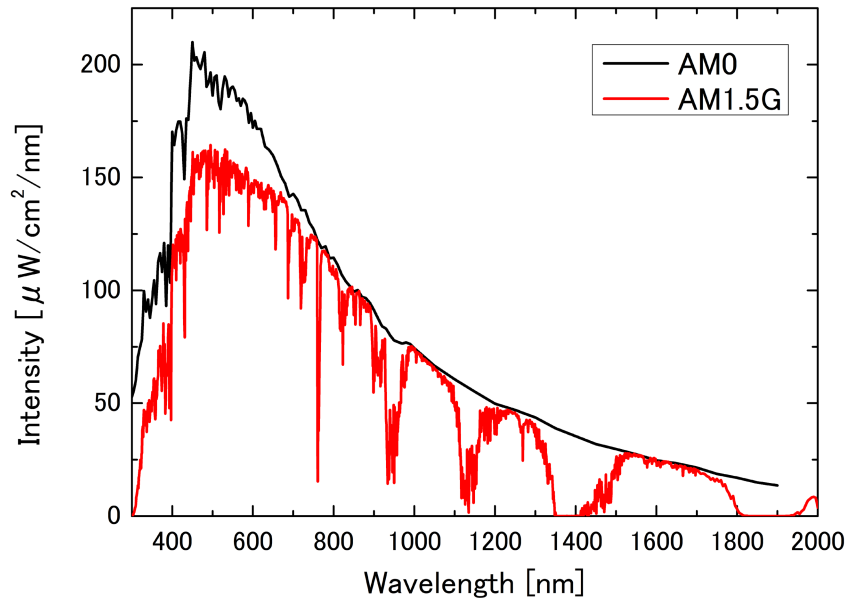


図 1.1：太陽光スペクトル

### 1.1.2 太陽電池の用途

太陽電池は太陽光エネルギーを電気エネルギーに直接変換する素子である。実用的なシリコン太陽電池は1954年にベル研究所から発表された。当初は変換効率も低く、用途は軍事目的等に限られていた<sup>[7]</sup>。一方、日本では、豊富な太陽光エネルギーを有効活用しようという試みが1970年代から本格的に始まった。エネルギーを石油に依存していた日本は、オイルショックにより大きな混乱が生じていた。石油だけに頼らないエネルギーの長期的安定確保という社会的需要から、枯渇しないクリーンなエネルギー（再生可能エネルギー）である太陽光エネルギーの活用技術に注目が集まった。現在では、太陽電池の高効率化や低価格化も後押しし、多くの用途で太陽電池が実用化されている。住宅用である屋根置き型は街中でも多く見受けられる。また郊外では、メガソーラーに代表される地上設置型が急速に設置数を伸ばしている<sup>[7,8]</sup>。そのほかにも、人工衛星<sup>[3,7,9,10]</sup>や、電動飛行機<sup>[3,11]</sup>など、他からのエネルギー供給が難しい場所では既に主電源として活用されている。

### 1.1.3 太陽電池の原理

一般的な太陽電池の原理について簡単に触れる。太陽電池材料である半導体結晶と電磁波の相互作用によって、半導体結晶は光エネルギーを吸収することができる。半導体結晶は、



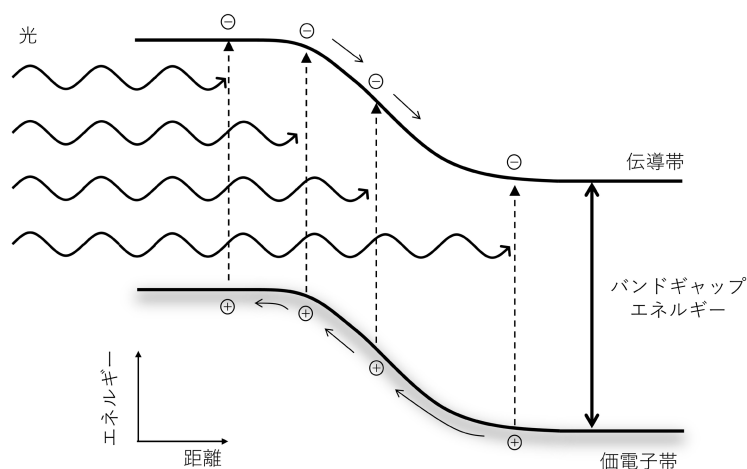


図 1.2：太陽電池の原理

構成原子の規則的な配列によって電子が存在できない禁制帯（バンドギャップ）を形成する。バンドギャップ以上のエネルギーを持った光子が半導体結晶に進入すると、価電子帯にある電子が光子エネルギーを吸収し、伝導帯へ励起される。これを内部光電効果と呼ぶ。光子エネルギーの吸収によって発生した電子正孔対が内蔵電場によって分離され、電極から外部に取り出すことで光電流が得られる。これは光起電力効果と呼ばれる現象で、太陽電池の基本原則である(図 1.2)。内蔵電場は正に帯電した p 型半導体と負に帯電した n 型半導体から成る pn 接合構造によって形成することが一般的である。上述の原理より、太陽電池は電流発生素子といえる。電圧は半導体のバンドギャップエネルギーに大きく依存する。

太陽電池の性能は、エネルギー変換効率 (=出力エネルギー/入力エネルギー) によって表すことができる。変換効率が高いほど小面積で大電力を発電できるため、高性能であると言える。しかし、変換効率を 100% にすることは理論上できない。太陽電池の変換効率は太陽光のエネルギースペクトル (図 1.1) と太陽電池材料のバンドギャップエネルギーによって大きく制限されるためである。このことは、運動会で行われる玉入れを例にすると直感的に理解できる。玉を光子、籠を太陽電池と見立てる。また、玉の上がる高さを光子のエネルギー、籠に入った玉を太陽電池の出力電流、籠の高さを太陽電池のバンドギャップエネルギーまたは出力電圧と考える。太陽光は図 1.1 に示す通り、様々な波長 (エネルギー) を有するため、玉は様々な高さまで上がる。籠に玉を入れるためには、玉は籠よりも高く上がらなければならない。ここで、籠の高さを変えて考える。まず籠の位置が低い (つまりバンドギャップエネルギーが小さい) 場合を考える。この場合、エネルギーの高い玉だけでなくエネルギーの低い玉も籠に入ることができ、多くの玉を集められる。しかし、高いエネルギーを

持っていた玉は最終的に籠の高さで安定するため、大きくエネルギーを失うことになる。これを、緩和熱損失という。このようにバンドギャップエネルギーが小さい太陽電池の特徴は、高電流・低電圧であることがわかる。次に、籠の位置が高い（つまりバンドギャップが大きい）場合を考える。この場合、エネルギーの高い玉はそのエネルギーを維持することができる。しかし、籠の高さまで届かないエネルギーの低い玉はそもそも籠に入ることができない。これを、透過損失という。したがって、バンドギャップエネルギーが大きい太陽電池の特徴は、低電流・高電圧である。このように太陽電池の理想的な特性は、太陽光スペクトルとバンドギャップエネルギーのみで議論することができ、また緩和熱損失と透過損失を双方ゼロにすることは理論上できず、変換効率 100% は実現不可能であることがわかる。太陽電池の理論限界変換効率を太陽光スペクトルとバンドギャップエネルギーのみで表したのが詳細平衡理論<sup>[12]</sup>である。太陽電池の研究開発は、理論限界効率に近づくことを目標としていくと言っても過言ではない。

## 1.2 太陽電池の現状と課題

### 1.2.1 単一接合太陽電池の現状と課題

太陽電池には様々な種類が存在する。理論限界効率を議論する際には、太陽電池の接合数で分類する必要がある。まず、接合数が一つである単一接合太陽電池の現状について述べる。

図 1.3 は詳細平衡理論から算出した、単一接合太陽電池のバンドギャップエネルギーと AM1.5G における理論限界効率の相関を示している。この理論限界効率は、詳細平衡理論を提唱した W. Shockley と H. Queisser の名から、Shockley-Queisser limit (SQ 限界効率) と呼ばれている<sup>[12]</sup> (詳細は第 2 章で述べる)。先述の通り、バンドギャップエネルギーが小さいと高電流・低電圧、バンドギャップエネルギーが大きいと低電流・高電圧となる。つまり高効率を実現するためのバンドギャップエネルギーには好適値が存在する。実際、図 1.3 の SQ 限界効率のバンドギャップエネルギー依存性から、1.0~1.5eV 程度のバンドギャップエネルギーを有する半導体が太陽電池材料として適していることがわかる。このバンドギャップエネルギー帯を持つ代表的な材料としては、結晶 Si (1.12eV), CIGS (1.13eV), GaAs (1.42eV), CdTe (1.43eV) が挙げられ、いずれも実用化している。一方、現在、SQ

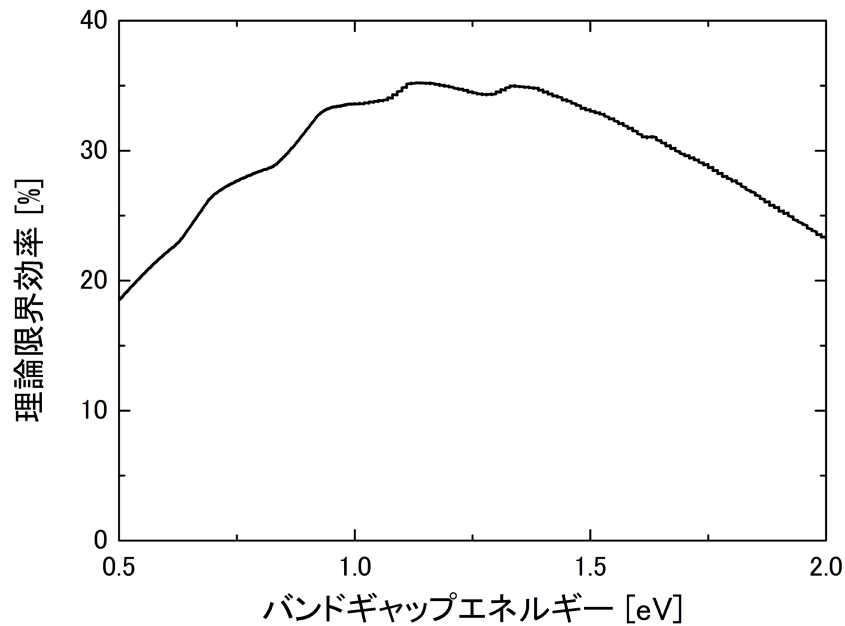


図 1.3 : SQ 限界効率 (太陽電池温度 300K, 入射光 AM1.5G · 1sun)

限界効率に対しその 75%以上の変換効率を達成しているのは、結晶 Si 太陽電池、GaAs 太陽電池、InGaP 太陽電池、ペロブスカイト太陽電池の 4 種類だけである<sup>[13,14]</sup>。実際の太陽電池では、SQ 限界効率から効率を低下させる損失が様々存在するためである。各種太陽電池において、損失を低減させ限界効率を目指した研究開発が行われている。

ここで、SQ 限界効率に近付きつつある結晶 Si 太陽電池と GaAs 太陽電池を例に、どのように高効率を実現しているかについて述べる。高効率化のキーとなるのが、欠陥準位を介した非発光再結合の低減である。非発光再結合は電圧の低下に直結するため、非発光再結合を減らすことで電圧ないし変換効率の向上が可能である。結晶 Si 太陽電池では、結晶 Si ウエハと薄膜アモルファス Si のヘテロ接合によって高効率化を実現している<sup>[15,16]</sup>。結晶 Si 太陽電池の材料である Si ウエハは非常に高品質であるため、バルクにおける欠陥準位を介した非発光再結合は比較的少なく、電圧低下を引き起こしているのは電界が存在する空乏領域や表面における非発光再結合の影響と考えられている。表面再結合については結晶 Si とアモルファス Si のヘテロ接合によって、これを抑制している<sup>[17-19]</sup>。しかし、結晶 Si は間接遷移型半導体であるため、バンド間の非発光再結合レートが比較的大きく、SQ 限界効率からの差分が大きい。一方、GaAs は直接遷移型半導体であるため、バンド間の非発光再結合はほとんどない。高品質なエピタキシャル GaAs 吸収層の実現やヘテロ構造<sup>[20-22]</sup>の採用などによって、GaAs 太陽電池は単一接合太陽電池では最も高い変換効率を実現している<sup>[23,24]</sup>。

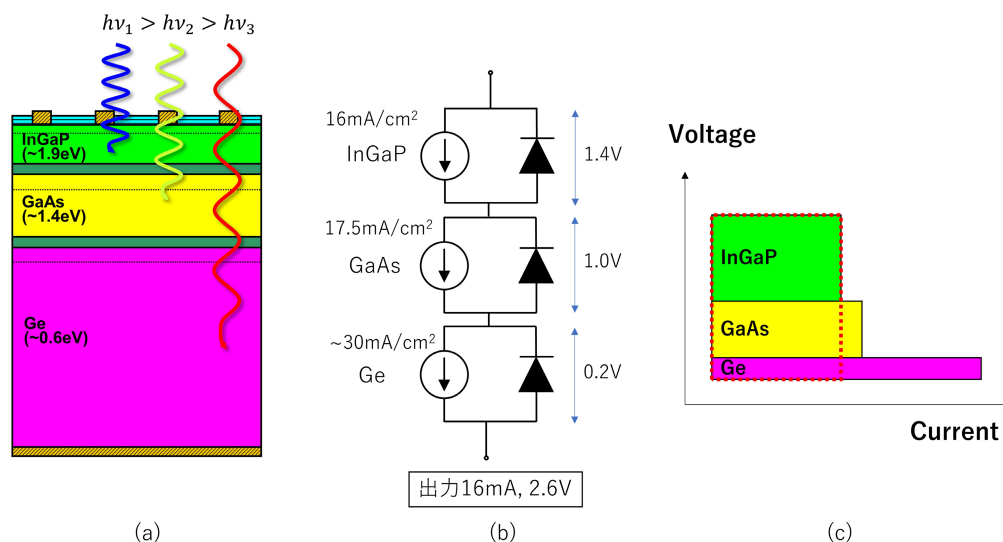


図 1.4 : 3 接合太陽電池の(a)断面模式図, (b)等価回路, (c)出力イメージ

ただし、GaAs ウエハは Si ウエハと比べ高コストであるため、現状 GaAs 太陽電池の用途は限られている。

ここまで結晶 Si 太陽電池、GaAs 太陽電池の高効率化について述べたが、両者に共通して採用されているのが、ヘテロ構造である。しかし、ヘテロ構造による非再結合損失低減効果のメカニズムの解明は十分ではなく、高効率化のメカニズムは定性的な議論に留まっている。今後変換効率が SQ 限界効率に近づけば近づくほど、非発光再結合損失の定量解析は必要不可欠になると考えられる。

### 1.2.2 III-V 族多接合太陽電池の現状と課題

単一接合太陽電池の SQ 限界効率を超える方法がある。それは太陽電池の多接合化である<sup>[25-28]</sup>。多接合太陽電池はバンドギャップエネルギーの異なる太陽電池を複数積層した太陽電池である。図 1.4 には例として InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池の断面模式図、等価回路、出力のイメージを示す。受光面から順に InGaP 太陽電池(~1.9eV)、(In)GaAs 太陽電池(~1.4eV)、Ge 太陽電池(~0.6eV)が積層されている。これらの材料が選ばれている理由は、格子定数が等しくエピタキシャル成長にて高品質な光吸収層の製造が可能なためである。各構成太陽電池(サブセル)の間にはトンネル接合が形成されており、サブセル間の低抵抗化を実現している<sup>[29]</sup>。受光面から進入した光はエネルギーの高い光から吸収される。InGaP 太陽電池で吸収できなかった 1.9eV 以下のエネルギーの光は次の GaAs 太陽電池に入射さ

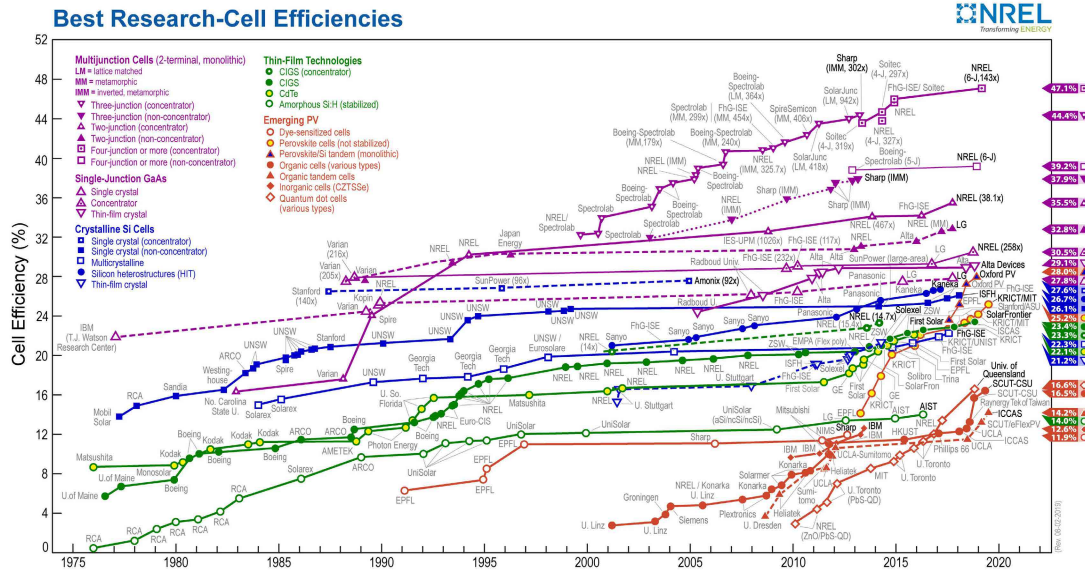


図 1.5：研究レベルの世界最高効率 (NREL chart)<sup>[14]</sup>

れ吸収される. 同様に 1.4eV 以下のエネルギーの光は下層の Ge 太陽電池に入射し吸収される. エネルギーが高い光はワイドバンドギャップ材料の太陽電池で, エネルギーの低い光はナローバンドギャップ材料の太陽電池でそれぞれ吸収させることで, 緩和熱損失と透過損失を抑制することができる. また, 多接合太陽電池の理論限界効率は接合数が増えるほど高くなる. 接合数が増えることで緩和熱損失と透過損失を減らすことができ, 理論限界効率が向上する. 接合数を増やすため, 格子不整合系太陽電池の研究開発<sup>[30-32]</sup>や, 異種材料の機械的結合 (メカニカルスタック) の研究<sup>[33-35]</sup>が多く行われている.

1.2.1 項で述べた単一接合太陽電池における課題 (非発光再結合) は, 当然多接合太陽電池においても共通であるが, 多接合太陽電池特有の課題も存在する. 3 接合太陽電池は図 1.4(b)に示す通り 3つのサブセルが直列に接続されている. よって, 電圧は3つのサブセルの電圧の和で表せ, 電流は3つのサブセルの中で最も低い電流値で律速される. 構成サブセルの電流が整合していない場合, 余剰電流は外部に電流として取り出されず損失となるため(図 1.4(c)参照), 多接合太陽電池の高効率化のためには電流整合技術が重要となる.

図 1.5 は単一接合太陽電池と多接合太陽電池の AM1.5G における世界最高効率の年次推移 (NREL chart) を示している<sup>[14]</sup>. 高効率を実現しているのは, 多接合太陽電池であることがわかる. しかし, 多接合太陽電池は結晶 Si 太陽電池等と比べ高コストであるため, 現状用途が限られている. 既存の市場としては後述の宇宙用が挙げられ高効率化の研究が多く行われているが, 市場規模が限られているため低コスト化の動きは鈍い. 一方で, 近年で

は多接合太陽電池の新しい市場開拓の動きも活発化している。多接合太陽電池は高効率であることが利点である。大電力が必要だが、太陽電池を搭載する面積が限られている場合にその利点が活かされる。例として、自動車のルーフの上や、無人電動飛行機（UAV）の翼の上が挙げられる。新エネルギー開発機構（NEDO）プロジェクトの一環として、高効率太陽電池を搭載した電気自動車の公道走行実証が 2019 年 7 月から開始され、多接合太陽電池用途拡大の大きな一歩を踏み出した<sup>[36]</sup>。ただ実用化のためには、性能、コスト、耐久性などの様々な課題を乗り越える必要がある。

## 1.3 太陽電池の宇宙用途

### 1.3.1 宇宙用太陽電池の背景

宇宙で活動する人工衛星、探査機などの宇宙機は、他からのエネルギー供給を受けることが困難であるため、搭載された太陽電池パネルで必要な電力を生み出す必要がある。太陽電池パネルは宇宙機にとって必要不可欠であるが、人工衛星や探査機が担うミッションそのものには関係がなく、いわゆるバス機器と呼ばれるコンポーネントである。現状人工衛星や探査機を宇宙に輸送する手段は高コストなロケットに限られており、制限させた打ち上げ質量や容積の中で可能な限りミッション価値を高めるため、高性能なバス機器（太陽電池パネルでは、小体積（面積）化、軽量化）が要求される。2000 年前半までは宇宙用太陽電池はシリコン太陽電池が主流であった。変換効率は約 17%（AM0, 初期値）であった。しかし、変換効率が 27%（AM0, 初期値）を超えるような高効率な 3 接合太陽電池が登場すると、次第に人工衛星に搭載される太陽電池はシリコン太陽電池から 3 接合太陽電池に変わっていった。図 1.6 は日本の代表的な人工衛星を示している。2000 年後半には日本の人工衛星において、搭載される太陽電池は全て 3 接合太陽電池に変わった。高効率な太陽電池を使用することで、太陽電池パネルの小型化が実現している。このように宇宙では打ち上げコストを含めたトータルコストや運用時の利点（姿勢制御など）など総合的な観点から、太陽電池単体では高コストな 3 接合太陽電池が積極的に採用される特殊な背景があると言える<sup>[37-39]</sup>。

このような特殊な性能要求や背景から、宇宙は高コスト・高効率の多接合太陽電池の研究

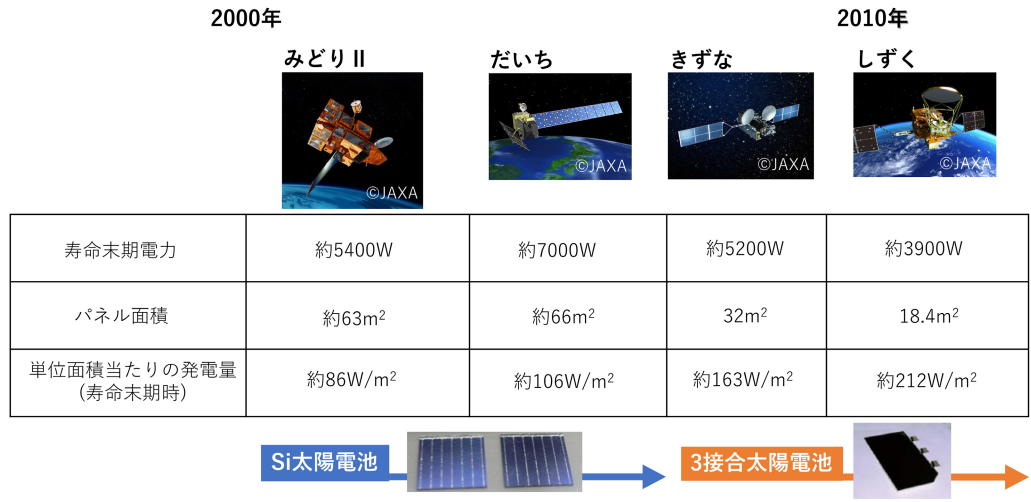


図 1.6：日本の代表的な人工衛星とその太陽電池パネルの性能

開発が活発な分野と言える。また宇宙用の高効率化技術は宇宙利用に限らず地上応用も可能であることから、高性能な宇宙用太陽電池の研究開発は、太陽電池の更なる発展においても重要な役割を担っている。

太陽電池の性能は変換効率で表すことができると先述した。宇宙用太陽電池も例外ではないが、宇宙用太陽電池は地上用とは異なり、宇宙放射線によってその特性が劣化する。したがって、宇宙用太陽電池の開発では、1.2.1 項、1.2.2 項で述べた初期 (Beginning-of-life : BOL) の変換効率向上だけでなく、寿命末期 (End-of-life : EOL) の変換効率、すなわち耐放射線性も重要視する<sup>[30,40]</sup>。

### 1.3.2 宇宙用多接合太陽電池の現状

現在宇宙用太陽電池は InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池が主流である。これまでの多くの研究開発によって高効率化が実現されている。研究開発の焦点のひとつとなっていたのが電流整合である。構成サブセルの電流が整合していないと、余剰電流は外部に電流として取り出されず損失となるからである。また、宇宙用太陽電池では、放射線劣化を考慮する必要がある。一般的には、構成サブセルの中でも最も耐放射線性の高い InGaP サブセル<sup>[40]</sup>の発生電流で寿命末期に電流整合させることで、出力の低下を抑えることができる<sup>[41]</sup>。すなわち GaAs サブセルと Ge サブセルの初期値には劣化マージンとしてあえて余剰電流を設ける。Ge サブセルの発生電流は InGaP サブセルに比べ大きく劣化マージンは十分であるが、GaAs サブセルの発生電流は InGaP サブセルと近しいため劣化マージンの確保が重要な課



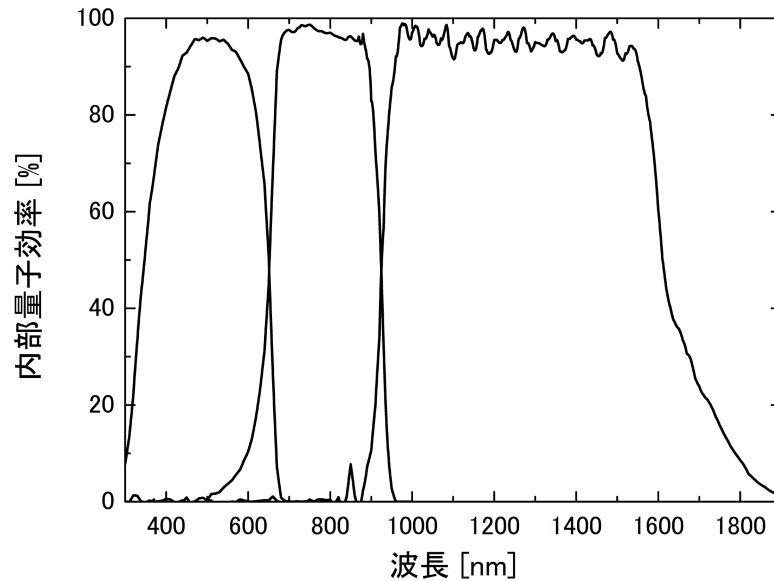


図 1.7：世界最高水準の InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池の内部量子効率

題であった。GaAs サブセルの劣化マージン確保の方法は大きく二つ挙げられる。一つは、InGaP サブセルを薄くして InGaP サブセルの光吸収量と発生電流を下げることで、GaAs サブセルの光吸収量と発生電流を上げ劣化マージンを設ける方法である。もう一つは、GaAs サブセルに多重量子井戸(multiple quantum wells, MQW)構造等を挿入し、その発生電流を増加させる方法である[42]。後者は InGaP サブセルの発生電流を大きく減らす必要がない。いずれの方式も、寿命末期で電流整合する技術としてすでに確立されており、寿命末期の高効率化を実現している。

図 1.7 には寿命末期に InGaP サブセルで電流律速となるように設計された世界最高水準の宇宙用 InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池 (変換効率 30.7%, AM0, 初期値) の内部量子効率 (internal quantum efficiency, IQE) を示す。各サブセルの内部量子効率は 100% に近く、発生電流の損失は非常に小さい。放射線照射による対策も十分に取られており、発生電流については既にほぼ理想的な状態に達していると言える。一方、このバンドギャップの組み合わせによる太陽電池の AM0 スペクトルにおける SQ 限界効率は約 39% であり、SQ 限界効率と実現値には約 8%pt の差が存在する。発生電流については損失はわずかであることから、この差は、単一接合太陽電池においても課題であった非発光再結合による電圧損失の影響が大きいと考えられる。

次に、放射線耐性の現状について述べる。図 1.8 には、放射線耐性の例として 3 接合太陽電池の 1MeV 電子線(フルエンス=  $3 \times 10^{14}/\text{cm}^2$ )照射前後の電流-電圧特性を示す。出力電流



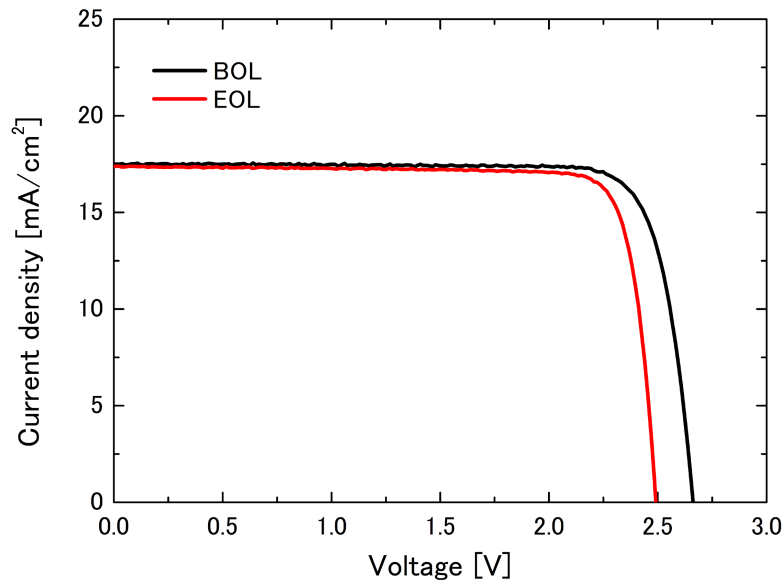


図 1.8：3 接合太陽電池の放射線劣化特性

はほぼ変わらず，出力電圧が大きく低下していることが分かる．放射線照射による出力電流の劣化量が少ないのは，先述の寿命末期に電流整合させる技術と，発生電流の劣化を決定する拡散長に関する放射線照射効果の知見<sup>[43-45]</sup>による．しかし，出力電圧の劣化を決定する非発光再結合寿命に関する放射線照射効果は明らかではなく，現状，電圧劣化は抑制できていない．

### 1.3.3 宇宙用多接合太陽電池の課題

ここまで述べた各種太陽電池の現状から，宇宙用多接合太陽電池の課題を明確にする．宇宙用太陽電池に求められる性能は，高い寿命末期変換効率である．これを実現するために初期変換効率と放射線耐性の向上が必要である．

まず，高い初期変換効率を実現するための方法について述べる．初期変換効率を高める方法は大きく二つ考えられる．一つは対象とする太陽電池の SQ 限界効率そのものを高める方法である．具体的には，透過損失と緩和熱損失を減らすため，接合数を増やすことが挙げられる．しかし，これは多接合太陽電池の更なる高コスト化につながる可能性が高い．もう一つは，変換効率の実現値を，対象とする太陽電池の SQ 限界効率に近づける方法である．

1.3.2 項で述べたように，現在の世界最高水準の 3 接合太陽電池の変換効率の実現値と SQ 限界効率には差がある．発生電流に関する損失は少ないことから，非発光再結合による電圧

損失が実現値を低下させる主因と考えられる。本研究では低コストで高効率を実現するため後者の方法に着眼する。

これまでの多接合太陽電池の性能向上の研究の多くは電流整合や発生電流損失に着目したもので、電圧損失の評価は十分ではなかった。電圧損失の評価がされてこなかった理由は二つ考えられる。一つは、多接合太陽電池の電圧が各サブセルの和であるため、各サブセルの電圧損失量の定量化が困難なためである。もう一つは、太陽電池構造を用いた非発光再結合寿命や非発光再結合損失を定量評価する手法がないためである。電界が存在しないバルクであれば、時間分解フォトルミネッセンス法等の解析手法が考えられるが、太陽電池構造では内蔵電場の影響によって評価が難しい。このような背景から、本研究では、多接合太陽電池の各サブセルの非発光再結合損失量やキャリア寿命、また損失発生領域を定量的に解析する手法の確立が、SQ 限界効率と実現値を埋める第一歩と考えた。

電圧損失を詳細に理解できたとして、次に想定される課題は、損失を低減させる現実的な方法の確立である。非発光再結合損失を低減させる方法としては、結晶品質の向上による欠陥密度の低減が最もシンプルな解決策であるが、実現は非常に困難である。また、宇宙用途では、仮に無欠陥の完全結晶ができたとしても、運用中に宇宙放射線によって欠陥が導入されるため効果的とは言い難い。現実的かつ効果的に非発光再結合損失を低減させるには、非発光再結合よりも発光再結合のレートを高める方法（発光再結合の促進）や、非発光再結合の原因である欠陥を「電氣的に不活性化」する方法などが考えられる。詳細は 1.3.4 項で述べる。

最後に、放射線耐性を高めるための課題について述べる。現状の宇宙用太陽電池では、発生電流の劣化は非常に小さく、電圧の劣化が支配的である。この電圧の劣化は、放射線照射によって生成した欠陥が非発光再結合中心として機能することに由来する<sup>[46]</sup>が、その損傷効果は明らかではなく、まずはその解明が必要である。前述の通り、放射線照射による欠陥生成は避けられないため、電圧の劣化を小さくする対策としては、初期変換効率向上の対策と同様に「発光再結合の促進」や「放射線欠陥の電氣的に不活性化」が考えられる。

### 1.3.4 非発光再結合損失低減構造の候補

ここでは空乏領域の非発光再結合損失を低減させる効果が期待できる太陽電池構造の候補として、MQW 構造とヘテロ pn 接合構造を挙げる（図 1.9）。これらの構造は、多接合太陽電池への適用が容易である。

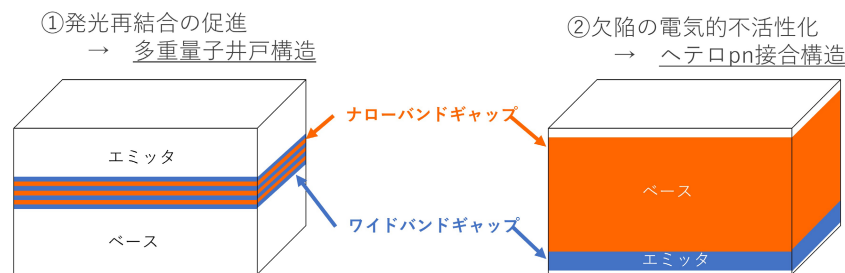


図 1.9：非発光再結合損失低減構造の候補

これまでに MQW 構造を挿入した太陽電池の研究開発は多く行われてきた<sup>[47-52]</sup>。その多くは多接合太陽電池の構成サブセルの電流整合を目的としたものであった。一方、MQW 構造は発光ダイオードでも採用されており<sup>[53,54]</sup>、バルクに比べよく発光することが知られている<sup>[55]</sup>。これは、井戸層にキャリアを閉じ込めることによって非発光再結合レートに対する発光再結合レートを高められるためである。この「発光再結合の促進」を太陽電池に応用することで、実効的に非発光再結合損失を減らすことが期待できる。しかし、前述の通り、太陽電池構造で定量的な非発光再結合損失や非発光再結合寿命を評価する手法がないため、このような観点での研究はほとんど行われていない。

ヘテロ pn 接合 は 1.2.1 項で述べた通り、既に結晶 Si 太陽電池と GaAs 太陽電池の高効率化に応用されている技術である。ヘテロ構造による高効率化のメカニズムに関しては、様々な考察がなされている。表面再結合の低減<sup>[18]</sup>や、ビルトインポテンシャルの増大<sup>[22]</sup>、暗電流の低下<sup>[20]</sup>などが高効率化に寄与していると考えられているが、解明には至っていない。一方で、ヘテロ構造は真性キャリア密度の異なる二つの材料を用いていることからキャリア密度分布を調整できる点も大きな特徴である。非発光再結合レートが最大となるのは、空乏領域の中でも電子密度と正孔密度が等しい箇所<sup>[56]</sup>であることから、ヘテロ構造でキャリア密度分布を調整することができれば、非発光再結合中心となりうる欠陥を電氣的に不活性化させることが可能と考えられる。「欠陥の電氣的不活性化」が可能になれば、欠陥の起源によらず損失低減を実現できるため、初期の変換効率だけでなく、放射線耐性の向上も期待できる。太陽電池構造で非発光再結合損失を定量化する手法があれば、これまで解明できなかったヘテロ接合の再結合メカニズムに関して、定量的な議論が可能となる。

また、上記の非発光再結合損失を低減する効果が期待できる 2 つの構造については、特に非発光再結合寿命に関する放射線照射効果は明らかではなく<sup>[42, 57, 58]</sup>、宇宙応用が可能であるか不明である。

## 1.4 本論文の位置づけ

第一章では、宇宙用太陽電池の性能要求に対する現状について以下の通り紹介した。

### ■初期変換効率の向上

- ✓ 世界最高水準の 3 接合太陽電池の変換効率と理論限界効率には 8%程度の差があり、向上の余地が残されている。発生電流に関しては損失が少ないことから、この差は非発光再結合による電圧損失によるものと考えられるが、損失の詳細（損失量・損失発生領域）は明らかでない。
- ✓ 非発光再結合損失低減が期待できる MQW 構造とヘテロ pn 接合構造の定量的な非発光再結合損失量や再結合メカニズムは明らかでない。

### ■放射線耐性の向上

- ✓ 3 接合太陽電池の電圧低下に影響する非発光再結合寿命に関する放射線照射効果は明らかでなく、電圧劣化を抑制できていない
- ✓ 非発光再結合損失低減が期待できる MQW 構造とヘテロ pn 構造の放射線照射効果は明らかでない

宇宙用太陽電池の更なる高性能化においては、電圧損失に大きく寄与すると考えられる非発光再結合損失や非発光再結合寿命の理解が共通の重要な課題と言える。しかし非発光再結合過程の直接観測は困難であることから、本研究では、もう一つの再結合過程である発光再結合に着目する。本研究ではまず、太陽電池の発光特性を用いた理論限界効率からの非発光再結合損失量と損失の発生領域の定量的な解析手法の確立を目指す。更に、確立した解析手法を用いて、世界最高水準の 3 接合太陽電池の放射線照射前後の損失解析を行い、更なる高性能化に向けた課題を整理する。また非発光再結合損失低減化が可能と考えられる MQW 構造を挿入した太陽電池とヘテロ pn 接合太陽電池に関しても損失解析を行い、構造による非発光再結合損失低減効果や電気特性への影響の定量的解明を目指す。得られた知

見から、現状の宇宙用太陽電池の課題に対する改善策を考案し、次世代宇宙用太陽電池の指針を示すことを目指す。

## 1.5 本論文の構成

本論文は全 7 章と付録からなる。以下に各章の概要を述べる。

### 第 2 章：限界効率からの損失解析手法

第 2 章ではまず限界効率の理論と仮定を整理する。限界効率の理論に基づき、非発光再結合損失量とその発生領域や寿命を定量的に解析するための方法を提案する。

### 第 3 章：世界最高水準の 3 接合太陽電池を用いた電圧損失解析

提案した解析手法を用いて世界最高水準の宇宙用 InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池の電圧損失の定量化を行う。エレクトロルミネッセンス (EL) 積分強度の再結合電流依存性と外部量子効率 (EQE) の結果を基に、3 接合太陽電池の各構成サブセルの非発光再結合損失について議論する。また各サブセルの内部発光効率を再結合レート方程式から導出される AB モデルを用いて解析することで、損失が生じている領域とその領域の非発光再結合係数 (寿命の逆数) の導出を試みる。得られた結果から、更なる高効率化への課題を抽出する。

### 第 4 章：非発光再結合寿命に関する放射線照射効果の解明

提案した解析法を応用し、非発光再結合寿命に関する放射線照射効果の定量化を行う。世界最高水準の 3 接合太陽電池に高エネルギー電子線を照射し、非発光再結合損失の変化を評価する。また 3 接合太陽電池の中でも特に劣化量が大きい GaAs サブセルに着目し、空乏領域と中性領域における放射線損傷について議論する。得られた各領域における放射線損傷の結果と、先行研究で明らかにされている放射線欠陥種の特徴を比較することで、各領域で再結合中心として機能している欠陥種の同定を行い、耐放射線性向上につながる放射線照射効果に関する知見を深める。

**第 5 章：非発光再結合損失低減の検討**

第 3 章で明らかにした高効率化への課題を解決するため、太陽電池構造に着目する。具体的には、多重量子井戸構造太陽電池とヘテロ pn 接合構造太陽電池における非発光再結合損失低減効果について、シミュレーションと実験の両面から検証する。また、両構造の放射線照射効果について議論する。

**第 6 章：初期変換効率および放射線耐性向上に向けた提言**

第 3～5 章で明らかにした高効率化に対する知見をまとめ、次世代宇宙用太陽電池の指針を示す。

**第 7 章：結論**

本研究の総括を示す。

## 第 2 章

### 限界効率からの損失解析手法

#### 2.1 はじめに

太陽電池の高効率化のためには、理論限界効率からの損失低減が重要となる。そのためには、まず理論限界効率導出の仮定を理解する必要がある。第 2 章では、太陽電池の限界効率がどのように算出されているか、その理論を述べる。また理論限界効率導出のための仮定を整理することで、限界効率からの損失を要因別に識別する。

更に識別された各要因の損失をそれぞれ実験的に得るための解析手法についてその概要を述べる。

#### 2.2 理論限界効率

太陽電池の理論限界効率と言うと、一般的には SQ 限界効率のことを指す。しかし、前提となる仮定を変えることで、様々な限界効率が考えられる。本項では、実際には実現困難な理想的な条件における理論限界効率から、より現実的な仮定に基づく理論限界効率の理論を整理する。

表 2.1 には、理論限界効率を算出する上での仮定を示している。太陽電池温度 $T_c$ と太陽電池吸収率 $a$ と内部発光の外部取り出し確率 $P_{esc}$ の条件を変えた 5 つの仮定の基、与えられる限界効率について述べる。

表 2.1：理論限界効率の仮定

	理想的 $\xrightarrow{\hspace{10em}}$ 現実的				
	①カルノーエンジン	②単一pn接合	③単一pn接合 SQ限界	④単一pn接合 発光限界	
太陽電池温度 $T_c$	$\neq 0\text{ K}$	$0\text{ K}$	$\neq 0\text{ K}$	外部発光限界 $\neq 0\text{ K}$	内部発光限界 $\neq 0\text{ K}$
太陽電池吸収率 $a$	-	$100\% @ hv > E_g$	$100\% @ hv > E_g$	$\neq 100\% @ hv > E_g$	$\neq 100\% @ hv > E_g$
光の取出し効率 $P_{esc}$	-	-	100%	100%	$\neq 100\%$
模式図					

### 2.2.1 エネルギー効率（熱力学限界）

最も基本的な理論限界は、カルノー効率として得られる[59]。ここでは太陽電池の材料特性は一切考慮していない。図 2.1 に示す通り、温度 $T_1$ の太陽から抽出する熱を $Q_1$ 、温度 $T_2$ の地球に蓄積する熱を $Q_2$ とする。生成された仕事を $W$ とすると、 $W$ は熱力学第一法則（エネルギー保存則）より

$$W = Q_1 - Q_2 \quad (2.1)$$

と表すことができる。また熱力学第二法則（エントロピー増大則）より、以下の関係式が得られる。

$$\frac{Q_1}{T_1} \leq \frac{Q_2}{T_2} \quad (2.2)$$

したがって、最大効率は



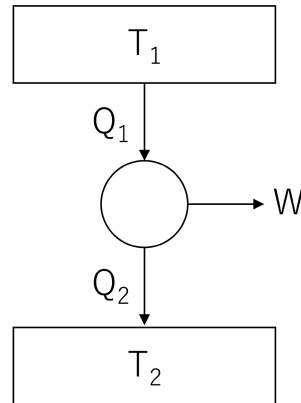


図 2.1：カルノーエンジン

$$\eta_{max} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (2.3)$$

と得られる。  $T_1=6000\text{K}$ 、  $T_2=300\text{K}$  を代入すると、最大効率は 95%となる。これはカルノー効率と呼ばれる。しかし、pn 接合を前提とした太陽電池ではこの変換効率は実現できない。詳細は後述する。

### 2.2.2 黒体/黒体輻射

pn 接合を前提とした太陽電池の理論限界効率の理論について述べる前に、黒体と黒体輻射について説明する。

光（電磁波）の吸収を考慮した場合、理想的な吸収体は黒体で表すことができる。黒体とは、外部から入射する電磁波を全ての波長にわたって完全吸収し、また熱輻射できる物体のことを指す。黒体輻射強度の波長依存性  $B_\lambda$  および振動数依存性  $B_\nu$  はそれぞれ

$$B_\lambda(T)d\lambda d\Omega = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left[\frac{hc}{\lambda kT}\right] - 1} d\lambda d\Omega \quad (2.4)$$

$$B_\nu(T)d\nu d\Omega = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left[\frac{h\nu}{kT}\right] - 1} d\nu d\Omega \quad (2.5)$$

と表すことができる<sup>[60]</sup>。ここで、  $h$  はプランク定数、  $c$  は光速、  $T$  は温度を示す。式(2.4)、(2.5)

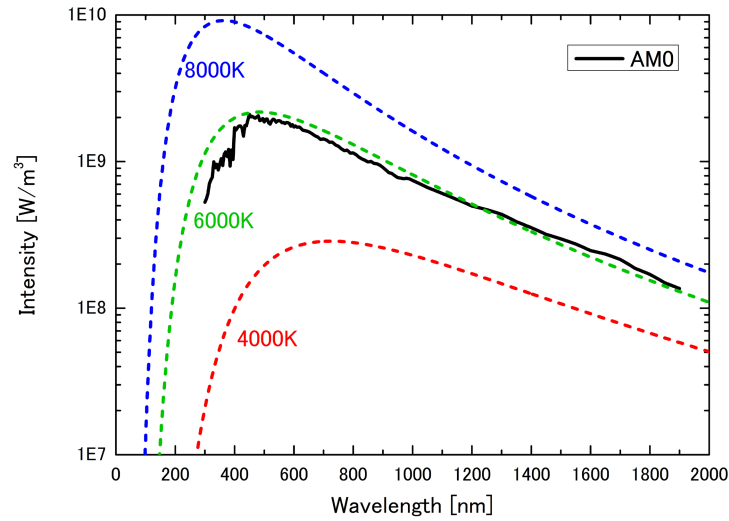


図 2.2：黒体輻射スペクトルと太陽光スペクトル (AM0)

をプランク分布という。図 2.2 は太陽を黒体とみなし算出した地球位置での各温度 $T_s$ の黒体輻射強度 $\phi_{bb\_}\Omega_s(T_s)$ を表している。 $\phi_{bb\_}\Omega_s(T_s)$ は太陽光の立体角 $\Omega_s$ を考慮して、

$$\phi_{bb\_}\Omega_s(T_s)d\lambda \approx \pi \frac{r^2}{L^2} B_\lambda(T_s)d\lambda \quad (2.6)$$

から算出した。 $r$ は太陽半径、 $L$ は地球太陽間距離を表している。黒の実線は AM0 スペクトルを示しているが、6000K の黒体輻射とほぼ一致する。

### 2.2.3 黒体モデルを用いた最もシンプルな理論限界効率

次に、単一 pn 接合という制約を与える。バンドギャップエネルギー $E_g (= h\nu_g)$  の材料を考える。太陽光スペクトルのうち $h\nu \geq h\nu_g$ の光子は全て吸収され(つまり吸収率 $a=1$ )、吸収された一光子につき一対の電子正孔対が生成すると仮定する。光子エネルギーのうちバンドギャップ以上のエネルギーは電子正孔対生成後の熱緩和過程で失われ(緩和熱損失)、生成される電子のエネルギーは $qV = h\nu_g = E_g$ となる。 $q$ は電気素量を表す。 $h\nu < h\nu_g$ の光子は吸収されない(つまり $a=0$ ) (透過損失)。また太陽電池温度 $T_c$ を 0K とし、太陽電池からの輻射損失は考慮しない。

太陽光スペクトルを太陽表面温度 $T_s$ の黒体輻射で近似すると、pn 接合に入射されるエネルギー $P$ は

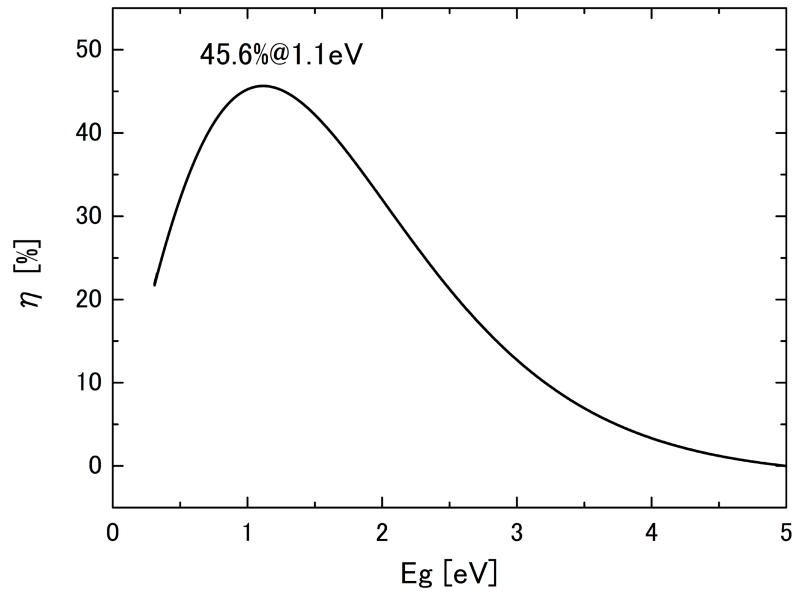


図 2.3：黒体を用いた最もシンプルな理論限界効率の  $E_g$  依存性 ( $T_c=0\text{K}$ ,  $T_s=6000\text{K}$ )

$$P \approx \int_0^{\infty} \pi \frac{r^2}{L^2} B_\nu(T_s) d\nu \quad (2.7)$$

と表すことができる。一方，pn 接合で生成される電子の数  $\phi$  は

$$\phi \approx \int_{\nu_g}^{\infty} \pi \frac{r^2}{L^2} B_\nu(T_s) \frac{1}{h\nu} d\nu \quad (2.8)$$

と表すことができるため，変換効率は

$$\eta = \frac{E_g \phi}{P} \quad (2.9)$$

と与えられる。  $T_s$  を 6000K として計算すると，図 2.3 に示す通り，最大効率は  $E_g=1.1\text{eV}$  のとき 45.6% と算出される。  $T_c=0\text{K}$  で与えられる理論限界効率は，  $E_g$  以上のエネルギーの光子を全て電流として収集でき，かつ，発光/非発光再結合による損失がいずれもゼロの場合の単一 pn 接合太陽電池における理論限界効率である。

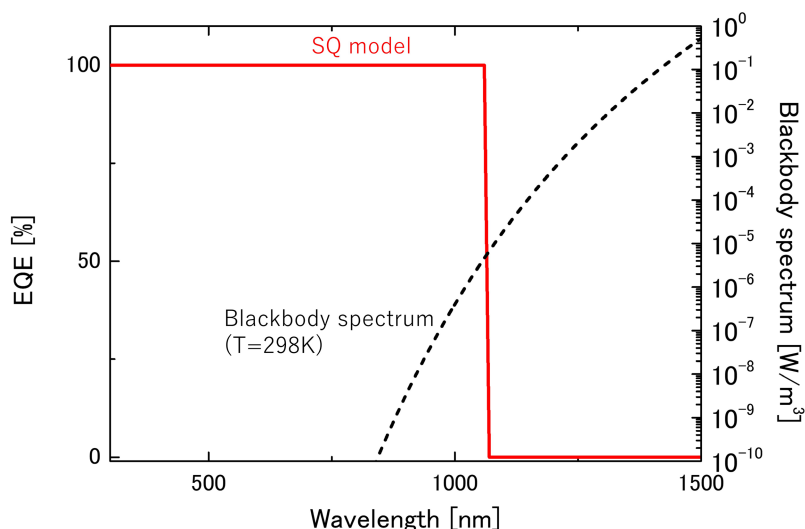


図 2.4 : SQ モデルにおける Si 太陽電池の吸収率と 298K の黒体放射スペクトル

### 2.2.4 SQ 限界効率

より現実に近づけるため、次に有限な太陽電池温度  $T_c$  ( $\neq 0\text{K}$ ) を考える。これは、前項から発光再結合損失ゼロの仮定を取り除いたものである。本モデルを以降は **SQ** モデルと呼ぶ。太陽電池が熱平衡状態にある場合について考える。前項の  $h\nu \geq h\nu_g$  の光子は完全に吸収するという仮定は継承する。例としてシリコン太陽電池を考えると、 $T_c=298\text{K}$  における吸収率は図 2.4 の赤色の実線の様に表せる。また  $T_c$  に相当する黒体放射を黒色の破線で表す。 $h\nu \geq h\nu_g$  の領域において光子は完全に吸収されることから、太陽電池はプランク則に従って黒体放射する。したがって、太陽電池からの放射強度の周波数依存性  $\phi_{bb,\nu}(T_c)$  は吸収率  $a$  を用いて

$$\phi_{bb,\nu}(T_c) d\nu d\Omega = a B_\nu(T_c) d\nu d\Omega \quad (2.10)$$

と表すことができる。図 2.5 には太陽電池の黒体放射スペクトルを表す。

太陽電池から放射される全光束の算出には、ランベルトの余弦則<sup>[61]</sup>を用いる。ランベルトの余弦則とは、理想的な拡散反射面や拡散放射体で観測される光強度が、入射光と面の法線との間の角度  $\theta$  の余弦と正比例することを示す法則である。図 2.6 のように放射体の面の

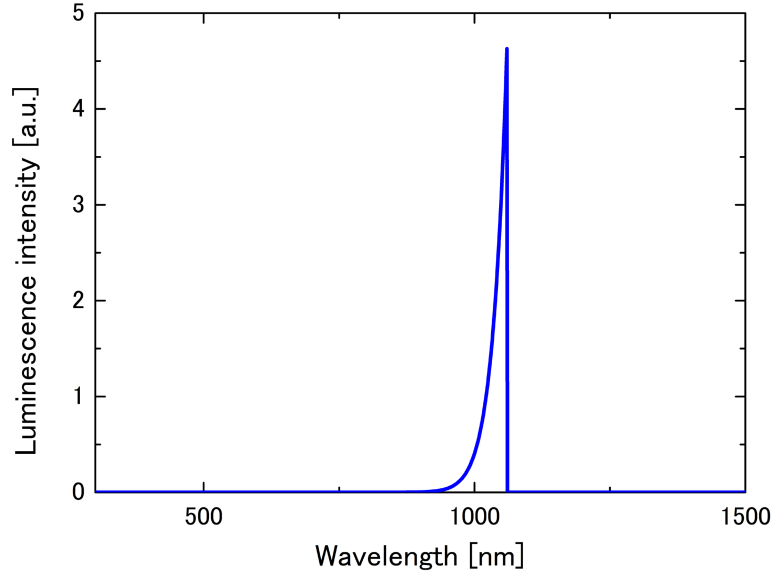


図 2.5 : SQ モデルにおける Si 太陽電池からの輻射スペクトル ( $T_c=298\text{K}$ )

法線方向で観測される単位面積単位立体角当たりの光強度が  $I d\Omega dA$  の場合、角度  $\theta$  で観測される光強度は  $I \cos\theta d\Omega dA$  となる。したがって、全光束  $\phi_{total}$  は、

$$\phi_{total} = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \sin\theta I \cos\theta d\Omega dA d\theta = \pi r I dA \quad (2.11)$$

である。

太陽電池表面をランベルトの余弦則を満たす理想的な拡散放射体と仮定すると、立体角  $\Omega_c$  の太陽電池表面から輻射される単位面積当たりの全光束  $\phi_{bb,\Omega_c}$  は

$$\phi_{bb,\Omega_c}(T_c) = \int_{\nu_g}^{\infty} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \sin\theta a B_\nu(T_c) \frac{1}{h\nu} \cos\theta d\Omega d\theta d\nu = \pi \int_{\nu_g}^{\infty} B_\nu(T_c) \frac{1}{h\nu} d\nu \quad (2.12)$$

と表すことができる。これに電気素量  $q$  を乗算した値が SQ モデルにおける理想的な逆方向飽和電流密度  $J_0^{SQ}$  となる。

$$J_0^{SQ} = q \phi_{bb,\Omega_c}(T_c) = \pi q \int_{\nu_g}^{\infty} B_\nu(T_c) \frac{1}{h\nu} d\nu \quad (2.13)$$

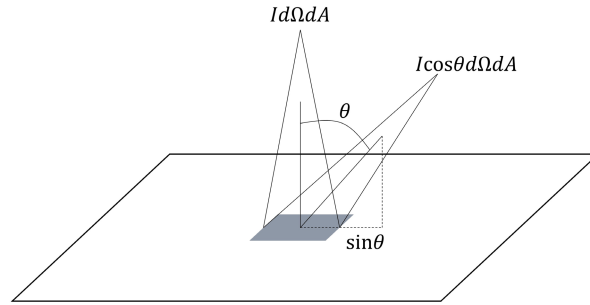


図 2.6：ランベルトの余弦則

また、Bimolecular レート式から輻射レートは発光再結合係数 $B$ と電子密度と正孔密度の積で表すことができるため、ゼロバイアス電圧において発光再結合係数 $B$ は真性キャリア密度 $n_i$ を用いて

$$B = \frac{\phi_{bb\_Ωc}}{n_i^2} \quad (2.14)$$

と表すことができる。また pn 接合に電圧 $V$ がかかった場合は、太陽電池表面から輻射される正味の全光束 $\phi^{SQ}(V)$ は

$$\phi^{SQ}(V) = B(np - n_i^2) = \frac{\phi_{bb\_Ωc}}{n_i^2} (np - n_i^2) \quad (2.15)$$

と記述できる。ここで、pn 接合の特性より $np = n_i^2 \exp(qV/kT)$ <sup>[56]</sup> ( $k$ はボルツマン定数)を用いると、式(2.15)は

$$\phi^{SQ}(V) = \phi_{bb\_Ωc} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.16)$$

と書き直せる。SQ モデルは注入した全てのキャリアが発光再結合として失われる状態を理想状態と仮定しているため、両辺に $q$ をかけると、SQ モデルにおけるダイオード方程式が得られる。

$$J = J_0^{SQ} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.17)$$

外部から注入されたキャリア数に対する発光確率を外部発光効率 ( $\eta_{ext}$ ) とすると, SQ モデルでは  $\eta_{ext}$  が 100% の時が理想的な状態となる<sup>[62]</sup>.

$\eta_{ext}$  と太陽電池の開放電圧の相関について示すため,  $J_{sc} = J_{sc}^{SQ}$ ,  $V_{oc} \neq V_{oc}^{SQ}$  の太陽電池について考える.  $J_{sc}$  と  $V_{oc}$  は短絡電流密度と開放電圧を,  $J_{sc}^{SQ}$  と  $V_{oc}^{SQ}$  は SQ モデルにおける理想的な  $J_{sc}$  と  $V_{oc}$  を表す.  $V_{oc}$  は逆方向飽和電流密度  $J_0$  を用いて以下の様に表すことができる.

$$V_{oc} = \frac{kT_c}{q} \ln \frac{J_{sc}^{SQ}}{J_0} = \frac{kT_c}{q} \ln \left( \frac{J_{sc}^{SQ}}{J_0^{SQ}} \times \frac{J_0^{SQ}}{J_0} \right) = V_{oc}^{SQ} + \frac{kT_c}{q} \ln \left( \frac{J_0^{SQ}}{J_0} \right) \quad (2.18)$$

ここで,  $J_0^{SQ}/J_0$  は

$$\frac{J_0^{SQ}}{J_0} = \frac{J_0^{SQ} \exp\left(\frac{qV}{kT_c}\right)}{J_0 \exp\left(\frac{qV}{kT_c}\right)} \approx \frac{q\phi^{rad}(V)}{J} = \eta_{ext} \quad (2.19)$$

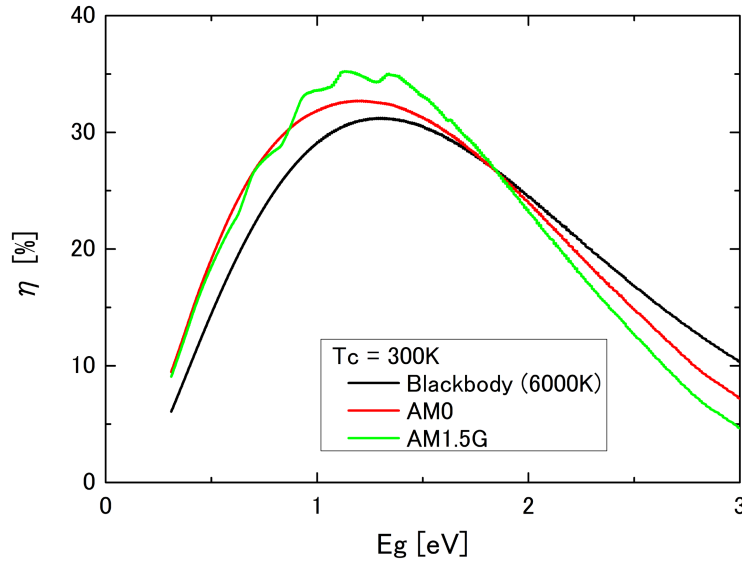
と表せる.  $\phi^{rad}(V)$  は電圧印加時の太陽電池から放出される光子数である. したがって  $V_{oc}$  は式(2.20)に示す様に, SQ モデルにおける理想的な電圧値  $V_{oc}^{SQ}$  と  $\eta_{ext}$  で表すことができる. 非発光損失 (右辺の第二項) の和であることが分かる.

$$V_{oc} = V_{oc}^{SQ} + \frac{kT_c}{q} \ln(\eta_{ext}) \quad (2.20)$$

損失は  $\eta_{ext}=100\%$  のときにゼロとなり,  $\eta_{ext}$  が 100% を下回ると損失も大きくなる. これは, 直感とは逆に「良く光る太陽電池の変換効率は高い」ことを意味している<sup>[62]</sup>. 更に,

$$J_{sc}^{SQ} = q \int_{\nu_g}^{\infty} B_\nu(T_s) \frac{1}{h\nu} d\nu d\Omega_s = q\Omega_s \int_{\nu_g}^{\infty} B_\nu(T_s) \frac{1}{h\nu} d\nu \quad (2.21)$$

であるので,  $V_{oc}^{SQ}$  は,

図 2.7 : SQ 限界効率の  $E_g$  依存性

$$V_{OC}^{SQ} \approx \frac{kT_c}{q} q \left( \frac{hv_g}{kT_c} - \frac{hv_g}{kT_s} \right) + \frac{kT_c}{q} \ln \frac{\Omega_s}{\Omega_c} = E_g \left( 1 - \frac{T_c}{T_s} \right) + \frac{kT_c}{q} \ln \frac{\Omega_s}{\Omega_c} \quad (2.22)$$

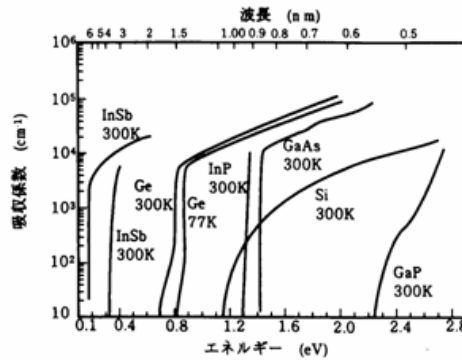
と表せる。これは Yablonovitch 式と呼ばれる<sup>[63]</sup>。第一項の係数 $(1 - T_c/T_s)$ は 2.2.1 項で述べたカルノー効率を表し、太陽と太陽電池温度の差異による損失となる。第二項は太陽の立体角 $\Omega_s$ と太陽電池の立体角 $\Omega_c$ の違いから生じるエントロピー損失を表す。ここで約 0.27V の損失が生じる。すなわち、 $\eta_{ext} = 100\%$ であったとしても、太陽電池の開放電圧はバンドギャップエネルギー相当に到達できない。

$T_c=300\text{K}$  の時の SQ モデルにおける理論限界効率のバンドギャップ依存性を図 2.7 に示す。太陽電池に入射する太陽光が 6000K の黒体輻射、AM0、AM1.5G の場合でそれぞれ計算した。Si や GaAs のバンドギャップにおいては、AM1.5G の方が AM0 よりも 2~3% 程度理論限界効率が高い。これは、総エネルギーに対する、 $hv_g$ 以上の光子の総エネルギーの割合が、AM0 と AM1.5G で異なるためである。このことから、一般的に、同一の太陽電池の場合、AM0 で測定した方が AM1.5G で測定するよりも変換効率は低くなる。

### 2.2.5 太陽電池の吸収率を考慮した限界効率（外部発光限界）

一般的な理論限界効率としてよく引用される SQ 限界効率であるが、実現は難しい。それ



図 2.8：各材料の吸収係数(参考文献<sup>[64]</sup>より引用)

は、常温において SQ モデルのような吸収率を持つ材料が得られていないためである。そこで、実際の太陽電池材料を用いて達成できる理論限界効率を考えるため、理論に半導体の吸収率を導入する。

図 2.8 には各半導体材料の吸収係数を示す<sup>[64]</sup>。SQ 限界効率は、バンドギャップエネルギー以上の光子は 100% 吸収し、それ以外は吸収しないというモデルから算出されるが、これは、バンドギャップエネルギー以上の吸収係数が無限大とみなすことと同義である。しかし、太陽電池材料である半導体の吸収係数はあるエネルギーで立ち上がり、エネルギーの増加とともに徐々に高くなる。また、一般的に光学的に求められるバンドギャップエネルギーよりもエネルギーの低い光に対しても吸収係数はゼロではない。これは、原子配列の乱れに基づく指数関数的な吸収係数の裾（アーバックテール）などによる。ここでは、実際の吸収率を考慮した理論限界効率について説明する。

2005 年に U. Rau によって太陽電池の EQE と EL の Reciprocity relation (相反関係) が提唱された<sup>[65]</sup>。これは、光吸収とキャリア収集を含む熱平衡状態の短絡電流相当と、熱平衡状態における注入電流相当が等しいという考え方である。太陽電池は外部の光を吸収し、pn 接合で電荷分離されることで電流が発生する。量子効率を太陽電池表面の座標  $r_s$ 、光の入射角  $\theta$ 、 $\varphi$  (それぞれの定義は図 2.9 の通り)、光子エネルギー  $E_\gamma$  を用いて  $Q(r_s, \theta, \varphi, E_\gamma)$  とすると、太陽電池の短絡電流は

$$J_{sc} = q \iiint Q(r_s, \theta, \varphi, E_\gamma) \phi_{sun}(\theta, \varphi, E_\gamma) d\Omega dE_\gamma dS \quad (2.23)$$

と表せる。 $\Omega$  と  $S$  は光の入射角と太陽電池表面積をそれぞれ表す。ここで、熱平衡状態について考える。暗状態かつ熱平衡状態では太陽電池は周囲の黒体輻射のみに晒されると考え

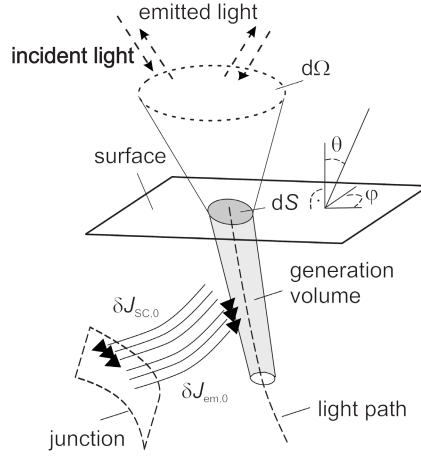


図 2.9：光吸収と発光の相反関係(参考文献<sup>[65]</sup>より引用)

られる．太陽電池に入射する光子は太陽光であろうと周囲の黒体輻射であろうと，太陽電池に吸収されて電荷分離されれば電流となる．したがって，“熱平衡状態”における短絡電流は

$$J_{sc,0} = q \iiint Q(r_s, \theta, \varphi, E_\gamma) \phi_{eq}(E_\gamma, \theta) d\Omega dE_\gamma dS \quad (2.24)$$

と表すことができる．ここで， $\phi_{eq}$ は太陽電池周囲からの黒体輻射を表す．実際は，熱平衡状態では正味の電流は流れないため，“熱平衡状態”における注入電流 $J_{em,0}$ によって相殺されると考える．よって，太陽電池表面における周囲の黒体輻射における $\delta J_{sc,0}$ と $\delta J_{em,0}$ は

$$\delta J_{em,0} = \delta J_{sc,0} = qQ(r_s, \theta, \varphi, E_\gamma) \phi_{eq}(E_\gamma, \theta) \quad (2.25)$$

と表せる．

次に，暗状態で，太陽電池に電圧を印加した時の外部に放出される光子密度 $\phi_{em}$ について考える． $\phi_{em}$ は Shockley のダイオード式<sup>[66]</sup>から，式(2.26)の様に表せる．

$$\phi_{em} = \frac{\delta J_{em,0}}{q} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - \frac{\delta J_{em,0}}{q} = Q(r_s, \theta, \varphi, E_\gamma) \phi_{eq}(E_\gamma, \theta) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.26)$$

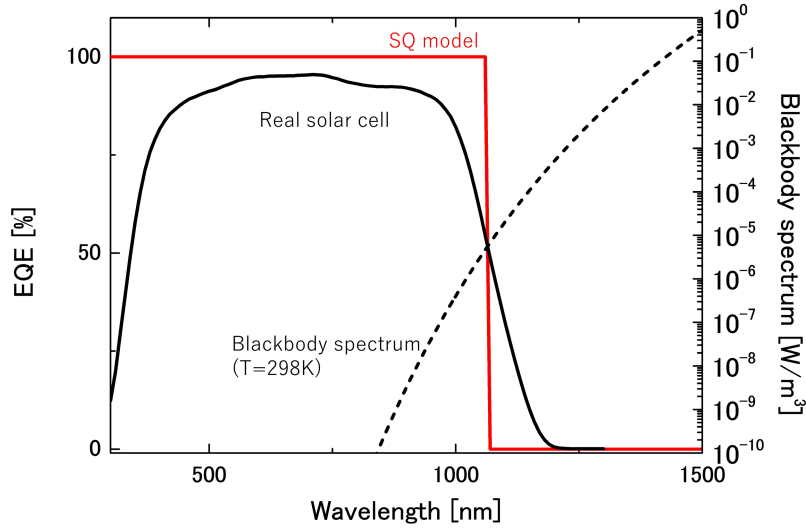


図 2.10：SQ モデルと実際の太陽電池の吸収率の違い

これは、太陽電池に電圧を印加した際の発光強度（つまりエレクトロルミネッセンス（EL）強度）と、太陽電池に光を照射した際の量子効率と、太陽電池の電圧（順方向電圧）の相関を表している。式(2.26)の量子効率 $Q$ は、位置依存性と入射角度依存性を含んでおり、実験的に得ることは難しい。しかし、太陽電池表面がランベルト面とみなせることが実験的に示されており<sup>[67]</sup>、簡略化が可能である。したがって、入射光を垂直入射した場合の太陽電池表面全体の平均的な外部量子効率（EQE）を用いると式(2.26)は

$$\phi_{em} = \pi EQE(E_\gamma) \phi_{eq}(E_\gamma) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (2.27)$$

と表せられる。また外部発光効率が 100%の時の理想的な逆方向飽和電流 ( $J_0^{rad}$ ) を式(2.13)と同じ形式で表すと、

$$J_0^{rad} = \pi q \int_{v_g}^{\infty} EQE B_v(T_c) \frac{1}{hv} dv \quad (2.28)$$

と記述できる。

本項におけるモデルは SQ モデルと酷似しているが、実際の外部量子効率を考慮している点が異なる。シリコン太陽電池を例に説明する。図 2.10 は、SQ モデルと実際のシリコン

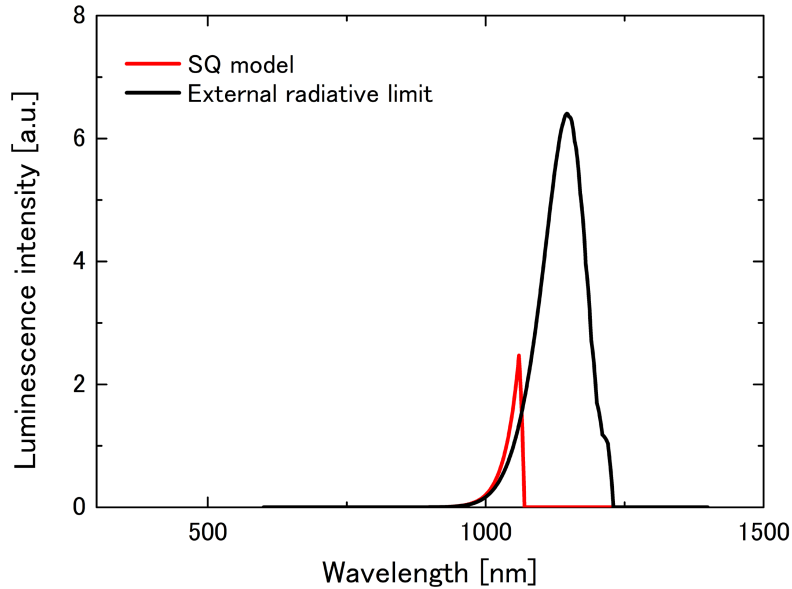


図 2.11：SQ モデルと外部発光限界モデルの理想的な輻射スペクトルの違い

太陽電池の吸収率を示している。バンド端に着目すると、SQ モデルはバンドギャップで吸収率が 100%から 0%へ急峻に変化するが、実際はそうはならず吸収率は徐々に変化する。また光学的に求められるバンドギャップエネルギーよりも長波長側の光の吸収が存在する。式 (2.27) に従って、太陽電池からの黒体輻射スペクトルを計算すると、図 2.11 のように SQ モデルから算出した発光スペクトルよりも実際の太陽電池の EQE を用いて算出した発光スペクトルの方がブロードになる。また積算フォトン数は、SQ モデルよりも実際の太陽電池の方が多くなり、これは理想的な逆方向飽和電流値が大きくなることを意味している。一般的には 298K の黒体輻射は図 2.10 のように長波長になるほど輻射強度は高くなるので、バンドギャップの狭い材料は本質的に輻射損失が大きいと言える。図 2.12 には図 2.10 の各モデルの吸収率を用いて、それぞれ非発光再結合損失がゼロであると仮定した場合の理想的な電流-電圧特性 (IV 特性) を示す。SQ モデルに比べ実際の太陽電池の EQE を用いたモデルにおける電流の低下は吸収率が低下したことを、電圧の低下は逆方向飽和電流値が増加したことを、それぞれ反映している。開放電圧を  $\eta_{ext}$  を用いて表すと、

$$V_{oc} = V_{oc}^{rad} + \frac{kT_c}{q} \ln(\eta_{ext}) \quad (2.29)$$

となる。ここで  $V_{oc}^{rad}$  は  $J_0^{rad}$  を用いて

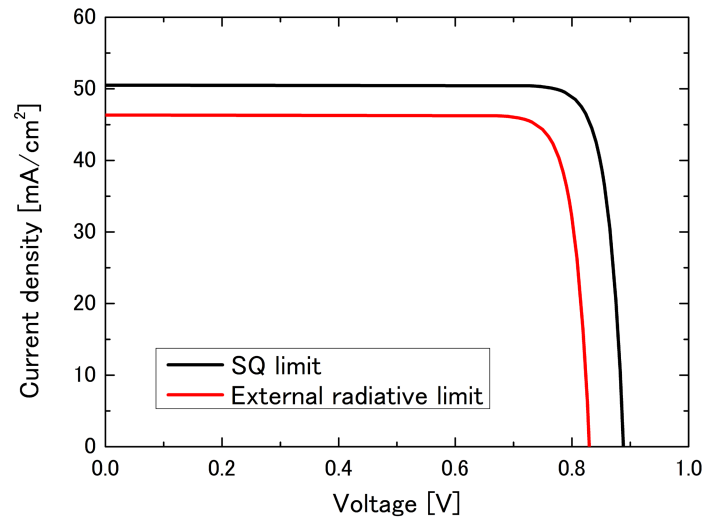


図 2.12：SQ モデルと外部発光限界の理想的な電流-電圧特性の違い

$$V_{OC}^{rad} = \frac{kT_c}{q} \ln \frac{J_{sc}}{J_0} \quad (2.30)$$

と表せる．式(2.28)と式(2.30)より $\eta_{ext}=100\%$ の理想的な $V_{OC}^{rad}$ は EQE で決定することが分かる．また，式(2.29)より実際の $V_{OC}$ は $V_{OC}^{rad}$ と $\eta_{ext}$ で表せられる外部非発光再結合損失の和で表せられる．

### 2.2.6 太陽電池の光学特性を考慮した限界効率（内部発光限界）

最後に，太陽電池の光学特性を考慮したモデル<sup>[68-71]</sup>を説明する．式(2.30)にて，太陽電池の吸収係数を考慮した限界効率時の $V_{OC}$ として，EQE から算出される $V_{OC}^{rad}$ を示した．また，これを実現するためには $\eta_{ext}$ が 100%である必要があることを述べた．しかし，太陽電池の光学特性を考慮すると実現は困難である．宇宙用太陽電池の材料の屈折率は 3.6~3.7 程度であり，真空の屈折率 1 とは大きくかけ離れている．屈折率 $n_1$ の材料から屈折率 $n_2$ の材料に光が進入する場合，臨界角 ( $\theta_c$ ) は

$$\theta_c = \arcsin \left( \frac{n_2}{n_1} \right) \quad (2.31)$$

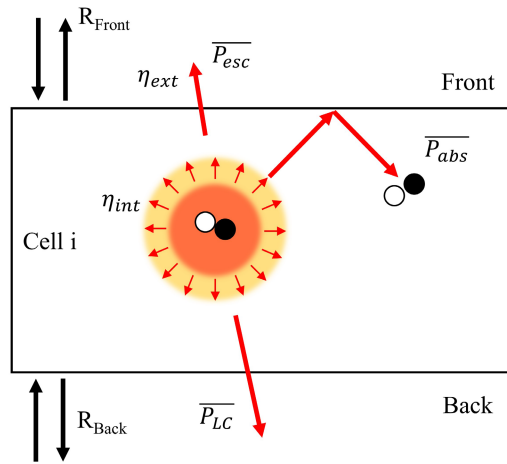


図 2.13：内部発光によるフォトンの振る舞い

と表せられる．式(2.31)から宇宙用太陽電池の $\theta_c$ を算出すると  $15^\circ$ 程度であり，太陽電池内部で発光した光が外部に取り出される確率 ( $\overline{P_{esc}}$ ) は低い．外部に取り出されない光は，太陽電池自身で再吸収されるか，太陽電池の裏面側へ進入する．太陽電池自身で再吸収された光は再度一定確率で再発光するが，裏面側へ進入した光は外部発光効率を下げる要因となる．裏面側の材料は，3 接合太陽電池であれば次の層の太陽電池か基板で，発光した太陽電池と比べ屈折率は同程度か大きい<sup>[71]</sup>．したがって裏面側に進入する確率 ( $\overline{P_{LC}}$ ) は比較的高い．

ここでは，太陽電池の光学特性を考慮した限界効率について述べる．これまでの仮定を全て踏襲しつつ，放出されるフォトンが理想的な状態であっても黒体輻射で表せない場合について考える．理想的な状態を定義するために，内部発光効率 ( $\eta_{int}$ ) を用いる． $\eta_{int}$  は，一電子正孔対が再結合する際の発光効率である．内部で発光した光は，太陽電池の光学特性に従い，外部に放出されるか，裏面に進入するか，あるいは，太陽電池自身に再吸収される (図 2.13)．太陽電池自身で再吸収される確率を  $\overline{P_{abs}}$  とすると，

$$\overline{P_{esc}} + \overline{P_{LC}} + \overline{P_{abs}} = 1 \quad (2.32)$$

となる．これらの光学パラメータを用いて  $\eta_{ext}$  と  $\eta_{int}$  を関連付ける．太陽電池内部で発光した光は，表面から放出されるか裏面に進入するまで，太陽電池内部で再吸収される．したが

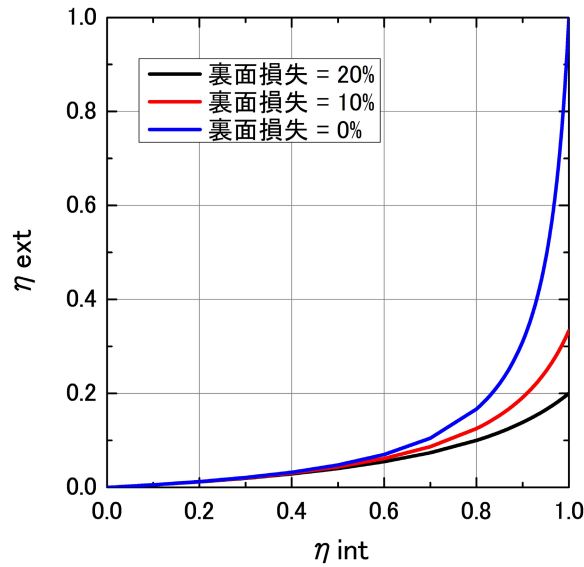


図 2.14：内部発光効率と外部発光効率の相関例

って、 $\eta_{ext}$ は式(2.33)の様に $\eta_{int}$ の無限等比級数の和で表すことができる。

$$\eta_{ext} = \eta_{int} \overline{P_{esc}} [1 + (\eta_{int} \overline{P_{abs}}) + (\eta_{int} \overline{P_{abs}})^2 + \dots] = \frac{\eta_{int} \overline{P_{esc}}}{1 - \eta_{int} \overline{P_{abs}}} \quad (2.33)$$

図 2.14 は GaAs 太陽電池の光学特性を考慮した $\eta_{ext}$ と $\eta_{int}$ の相関例を表している。裏面光学損失がゼロ（つまり、 $\overline{P_{LC}} = 0\%$ ）の場合、 $\eta_{int} = 100\%$ のとき、 $\eta_{ext} = 100\%$ である。しかし、わずかでも $\eta_{int}$ が低下すると $\eta_{ext}$ は大きく低下する。例えば $\eta_{int}$ が 90%では、 $\eta_{ext}$ は 30%である。これは、発光した太陽電池自身による再吸収の確率が高いため、たとえ一電子正孔対が再結合する際に 90%の確率で発光したとしても、それを何度も繰り返すことによって、外部に光を放出するまでに発光効率が低下してしまうことを意味している。裏面光学損失が 10%存在する場合（つまり、 $\overline{P_{LC}} = 10\%$ ）は、 $\eta_{int} = 100\%$ であったとしても、 $\eta_{ext}$ は 30%強である。裏面光学損失は、太陽電池構造によっては排除できないため、このモデルでは $\eta_{int}$ が 100%である場合を限界効率と考える。

## 2.3 損失の解析手法

本項では、理論限界効率からの損失解析手法についてその概要を述べる。実際の太陽電池を用いた測定および解析手法は第3章で述べる。

### 2.3.1 外部発光限界からの電圧損失

2.2.4 項の SQ 限界効率と 2.2.5 項の外部発光限界の差は、吸収率の仮定の違いによる。SQ モデルで仮定する吸収率を現実の半導体で完全に再現することはできないことから、本研究では外部発光限界を実現できる上限値と考え、そこからの損失を議論する。

外部発光限界からの電圧損失は式(2.29)右辺第二項で表すことができる。したがって、エレクトロルミネッセンス (EL) 強度の定量計測によって外部発光効率 $\eta_{ext}$ を得ることができれば、外部発光限界値 $V_{oc}^{rad}$ からの電圧損失を明らかにできる。また、式(2.29)右辺第一項で表されている $V_{oc}^{rad}$ は式(2.28)と式(2.30)より EQE を定量的に計測できれば導出することができる。

既に式(2.29)と相対的な EL 強度を利用した多接合太陽電池の各サブセルの電圧値推定は一般的な解析手法となりつつあるが<sup>[72-74]</sup>、損失の定量化に必要な絶対値計測は未だ課題である<sup>[67]</sup>。また、EQE は主に短絡電流を評価するために用いられており、 $V_{oc}^{rad}$ を解析するために必要な不確かさ評価は行われていない。これらの課題については、第3章で取り組む。

### 2.3.2 裏面光学損失と内部非発光再結合損失

外部発光限界からの電圧損失には、裏面光学損失と内部非発光再結合損失が含まれる。式 (2.33) より、 $\eta_{int}$ が 100%のとき $\eta_{ext}$ は

$$\eta_{ext} = \frac{\overline{P_{esc}}}{1 - \overline{P_{abs}}} = \frac{\overline{P_{esc}}}{\overline{P_{esc}} + \overline{P_{LC}}} \quad (2.34)$$

と表すことができる。太陽電池内部で発生したフォトンが表面・裏面問わず太陽電池の外部に放出する割合 ( $\overline{P_{esc}} + \overline{P_{LC}}$ ) に対する、表面から外部に放出する割合 ( $\overline{P_{esc}}$ ) の比が、



光学特性を考慮した時の最大の $\eta_{ext}$ である。表面から外部に取り出されなかった光子は太陽電池裏面側に入射する。これは発光した太陽電池から見れば損失となる。 $\eta_{int}$ が 100%のときの太陽電池裏面側の光学損失（裏面光学損失）は、

$$\frac{kT}{q} \ln \frac{\overline{P}_{esc}}{\overline{P}_{esc} + \overline{P}_{LC}} \quad (2.35)$$

と表すことができる。裏面光学損失は $\eta_{int}$ が 100%の時最大化する。

外部発光限界からの電圧損失のうち裏面光学損失を除いた残りが、内部非発光再結合損失である。以降、この内部非発光再結合損失のことを非発光再結合損失と呼ぶ。非発光再結合損失の指標として、本研究では内部発光効率 $\eta_{int}$ を用いる。 $\eta_{int}$ を算出するためには、 $\overline{P}_{esc}$ と $\overline{P}_{abs}$ が必要となるが、これらは次項の光学モデルから算出する。

### 2.3.3 光学モデル

$\overline{P}_{esc}$ と $\overline{P}_{LC}$ は光学モデルを用いて算出できる<sup>[67-71]</sup>。 $\overline{P}_{esc}$ と $\overline{P}_{LC}$ を内部発光レート $U_{int}$ と外部発光レート $U_{ext}$ の比から算出する。 $U_{int}$ は Roosbroeck-Shockley 式より

$$U_{int} = \int \frac{32\pi^2 \kappa n^3}{c^3} \frac{v^3}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1} dv \quad (2.36)$$

と記述できる<sup>[75]</sup>。 $n$ は屈折率を表す。 $\kappa$ は吸収指数で、吸収係数 $\alpha$ を用いて

$$\kappa = \frac{c\alpha}{4\pi n\nu} \quad (2.37)$$

と表せる。また、表面から見た $m$ 層の太陽電池の外部発光レート $U_{ext(m \rightarrow 0)}$ は式 (2.12) より求められる。表面から $m$ 層の太陽電池に光が入射した場合の吸収率を $a_{0 \rightarrow m}$ とすると、

$$U_{ext(m \rightarrow 0)} = \pi \int a_{0 \rightarrow m} B_\nu \frac{1}{h\nu} dv \quad (2.38)$$

と記述できる．同様に $m + 1$ 層の太陽電池から見た $m$ 層の太陽電池の外部発光レート  $U_{ext(m \rightarrow m+1)}$ は、 $m + 1$ 層の太陽電池から $m$ 層の太陽電池に光が照射した場合の吸収率を  $a_{m+1 \rightarrow m}$ とすると

$$U_{ext(m \rightarrow m+1)} = \pi n_{m+1}^2 \int a_{m+1 \rightarrow m} B_\nu \frac{1}{h\nu} d\nu \quad (2.39)$$

と表せる．ここで、 $n_{m+1}$ は $m + 1$ 層の太陽電池の屈折率を示している． $m + 1$ 層の太陽電池内では、光速が $c/n_{m+1}$ に減速することを考慮している．式(2.36)~式(2.39)より $\overline{P}_{esc}$ と $\overline{P}_{LC}$ は

$$\overline{P}_{esc} = \frac{U_{ext(m \rightarrow 0)}}{\int U_{int} dt} = \frac{a_{0 \rightarrow m}}{4\alpha l n_m^2} \quad (2.40)$$

$$\overline{P}_{LC} = \frac{U_{ext(m \rightarrow m+1)}}{\int U_{int} dt} = \frac{a_{m+1 \rightarrow m} n_{m+1}^2}{4\alpha l n_m^2} \quad (2.41)$$

と求められる．ここで、 $l$ は太陽電池の厚さである． $\overline{P}_{esc}$ と $\overline{P}_{LC}$ の光学パラメータは内部の発光波長（周波数）によって変化する．ここでは、太陽電池のEL発光スペクトルの重心波長 $\lambda_g$ を基準とする． $\lambda_g$ はELスペクトル $\phi_{EL}(\lambda)$ を用いて

$$\lambda_g = \frac{\int \lambda \phi_{EL}(\lambda) d\lambda}{\int \phi_{EL}(\lambda) d\lambda} \quad (2.42)$$

とする<sup>[76]</sup>．式(2.40)と式(2.41)の $\alpha l$ は $\lambda_g$ におけるEQEと表面反射率 $R_f$ を用いて

$$\alpha l = \ln \left( \frac{1 - EQE}{1 - R_f} \right) \quad (2.43)$$

から求められる．

次に $a_{0 \rightarrow m}$ と $a_{m+1 \rightarrow m}$ を算出するために、図の2.15のような光学モデルを用いる<sup>[71]</sup>．まず簡易的に考えるために、角度依存性は考慮していない．また $m$ 層の太陽電池と $m + 1$ 層の太陽電池の界面における反射率 $R_r$ はゼロと仮定した．このとき $a_{0 \rightarrow m}$ は

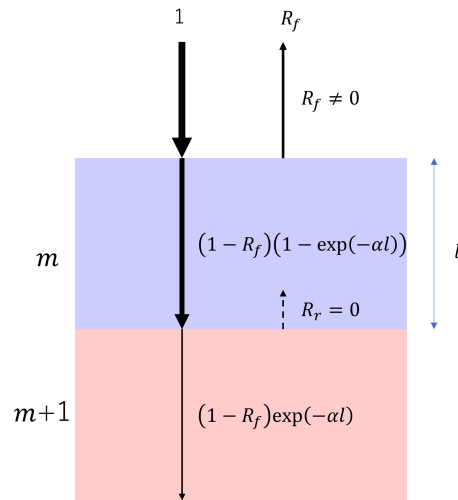


図 2.15：光学モデル（角度依存性なし）

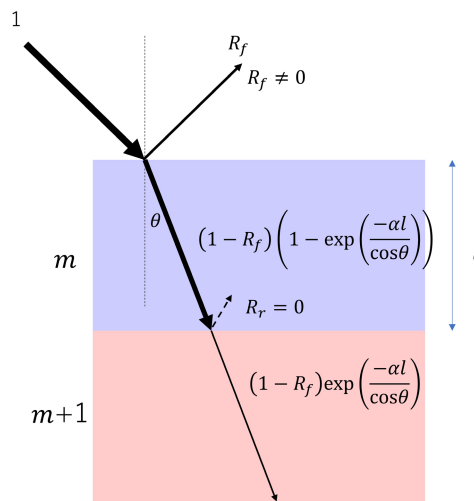


図 2.16：光学モデル（角度依存性あり）

$$a_{0 \rightarrow m} = \frac{(1 - R_f)[1 - \exp(-\alpha l)]}{1} \tag{2.44}$$

と表せる．また，表面側から光が入射する場合の表面の反射率と，裏面側から光が入射する場合の表面の反射率が等しいとすると， $a_{m+1 \rightarrow m}$ は

$$a_{m+1 \rightarrow m} = \frac{[1 + R_f \exp(-\alpha l)][1 - \exp(-\alpha l)]}{1} \quad (2.45)$$

と表せる．次に，入射角  $\theta$  とした場合について述べる．光学モデルは図 2.16 に示す．ランベルトの余弦則を用いると， $a_{0 \rightarrow m}$  と  $a_{m+1 \rightarrow m}$  はそれぞれ

$$a_{0 \rightarrow m} = \frac{\int_0^{\theta_c} (1 - R_f) \left[1 - \exp\left(\frac{-\alpha l}{\cos\theta}\right)\right] 2\pi \cos\theta \sin\theta d\theta}{\int_0^{\theta_c} 2\pi \cos\theta \sin\theta d\theta} \quad (2.46)$$

$$a_{m+1 \rightarrow m} = \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \left[1 + R_f \exp\left(\frac{-\alpha l}{\cos\theta}\right)\right] \left[1 - \exp\left(\frac{-\alpha l}{\cos\theta}\right)\right] 2\pi \cos\theta \sin\theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} 2\pi \cos\theta \sin\theta d\theta} \quad (2.47)$$

と表せる．InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池を考えた場合，3つのサブセルの屈折率は InGaP が最も小さく，Ge が最も大きいため<sup>[71]</sup>， $m$ 層から $m+1$ 層に光が進入する場合，全反射は起こさない．しかし， $m$ 層から空気に入射する場合は屈折率の違いから全反射を起こすため，式(2.46)と式(2.47)の積分範囲が異なる．

## 2.4 AB モデルを用いた非発光再結合損失の発生領域の特定

本項では，前項で述べた非発光再結合損失の発生領域を特定する解析手法について述べる．

### 2.4.1 Shockley-Read-Hall 統計

前項で述べた内部発光効率( $\eta_{int}$ )を低下させる主要因は深い欠陥準位を介した非発光再結合である．この欠陥準位を介した非発光再結合レートは Shockley-Read-Hall (SRH) 統計<sup>[77, 78]</sup>で表すことができる．本項では，欠陥準位を介した非発光再結合 (SRH 再結合) の

レート方程式について述べる。

図 2.17 の SRH モデルを用いて、伝導帯の電子が捕獲される割合  $r_c$  を求める<sup>[79]</sup>。エネルギー準位  $E_t$  にある  $N_t$  個のトラップうち、電子が占有している割合を  $f_t$  とすると、電子の捕獲割合  $r_c$  は、

$$r_c = v_n \sigma_n N_t (1 - f_t) n \quad (2.48)$$

と表せる。ここで、 $n$  は電子密度、 $v_n$  は電子の熱速度、 $\sigma_n$  は電子の捕獲断面積を表す。また、トラップからの放出割合  $r_e$  は、

$$r_e = e_n N_t f_t \quad (2.49)$$

と表せられる。 $e_n$  は放出確率を表している。 $r_c = r_e$  が成り立つ平衡状態から、 $e_n$  を求める。占有割合  $f_t$  はフェルミ・ディラックの分布  $f_{FD}$  で与えられ、 $n$  は価電子帯の実効状態密度  $N_c$  とエネルギー準位  $E_c$  で表すことができるため、放出確率  $e_n$  は、

$$e_n = v_n \sigma_n n \left( \frac{1 - f_{FD}}{f_{FD}} \right) = v_n \sigma_n n \exp\left(\frac{E_t - E_f}{kT}\right) = v_n \sigma_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) = v_n \sigma_n n_1 \quad (2.50)$$

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad (2.51)$$

と表せる。非平衡状態での電子の正味の捕獲の割合  $U_n$  は、

$$U_n = r_c - r_e = v_n \sigma_n N_t [(1 - f_t)n - n_1 f_t] \quad (2.52)$$

と表せる。同じトラップ準位を介しての正孔の捕獲割合  $U_p$  も同様にして、

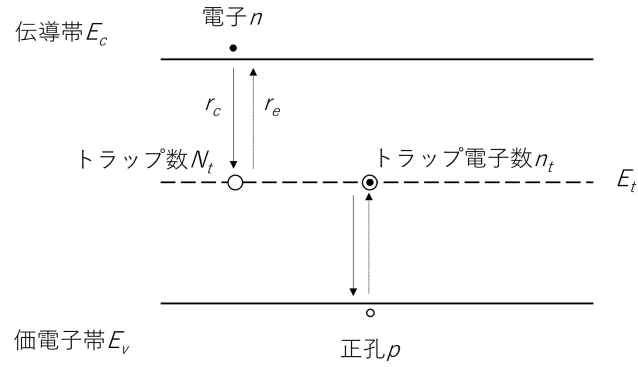


図 2.17 : Shockley-Read-Hall (SRH) モデル

$$U_p = v_p \sigma_p N_t [f_t p - p_1 (1 - f_t)] \quad (2.53)$$

$$p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_t - E_v}{kT}\right) \quad (2.54)$$

と記述できる． $v_p$ ， $\sigma_p$ は正孔の熱速度，捕獲断面積を表している．電子正孔対が一定の割合  $U$  で生成されていれば電子および正孔の捕獲割合  $U_n$  および  $U_p$  が等しくなり，

$$f_t = \frac{v_n \sigma_n n + v_p \sigma_p p}{v_n \sigma_n (n + n_1) + v_p \sigma_p (p + p_1)} \quad (2.55)$$

が得られる．したがって，トラップ準位を介した再結合レート  $U$  は

$$U = U_n = U_p = \frac{pn - n_i^2}{(n + n_1)\tau_{p0} + (p + p_1)\tau_{n0}} \quad (2.56)$$

と記述される．ここで  $\tau_{p0}$ ， $\tau_{n0}$  は

$$\tau_{p0} \equiv \frac{1}{v_n \sigma_n N_t} \quad (2.57)$$

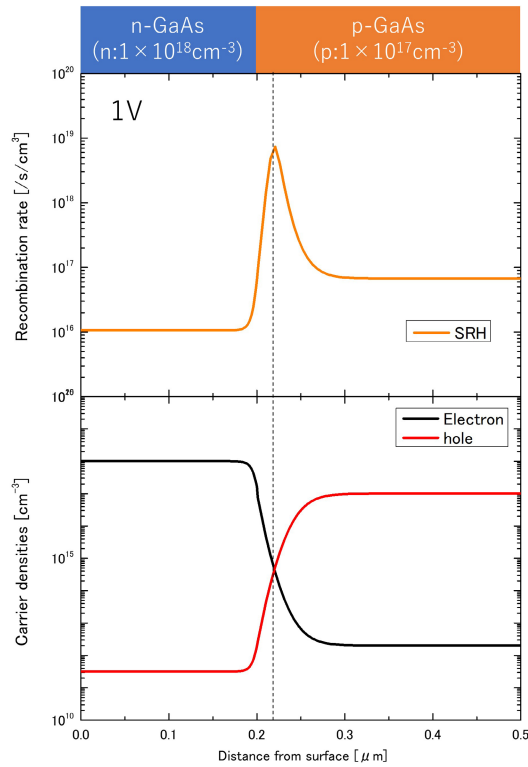


図 2.18 : GaAs 太陽電池の SRH 再結合レートとキャリア濃度の深さ依存性 (V=1.0V)

$$\tau_{n0} \equiv \frac{1}{v_p \sigma_p N_t} \quad (2.58)$$

で与えられる。

#### 2.4.2 2 ダイオードモデル

図 2.18 は、n-GaAs/p-GaAs 太陽電池 (n-GaAs: 200nm, キャリア密度  $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , p-GaAs: 300nm, キャリア密度  $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) を例としたキャリア密度と SRH 再結合レートの深さ依存性を示す。SRH 再結合レートは式(2.56)を用いて算出した。光は照射しておらず、外部電源から 1V を印加している。キャリア密度分布より、表面から 0.2~0.3 $\mu\text{m}$  付近に空乏領域が形成されている。また SRH 再結合レートは、空乏領域内の電子と正孔密度が等しい箇所でも最大化している。低電圧動作領域においては、中性領域の SRH 再結合レ

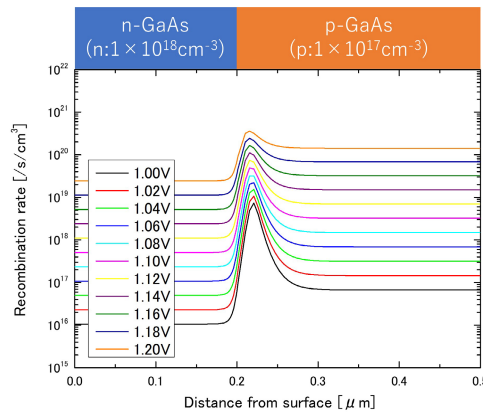


図 2.19 : GaAs 太陽電池の SRH 再結合レートの深さ依存性 ( $V=1.0\sim 1.2\text{V}$ )

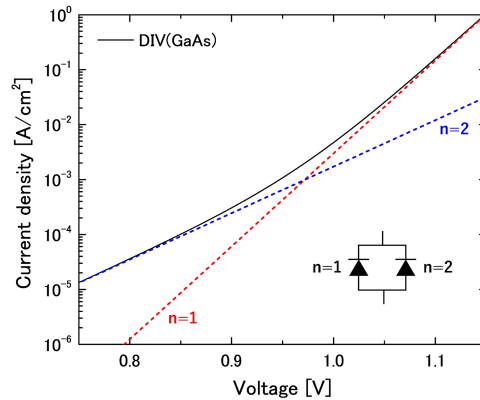


図 2.20 : 2 ダイオードモデルによる電流電圧特性

トに比べ空乏領域の SRH 再結合レートが高い。図 2.19 は印加電圧を変化させたときの SRH 再結合レートの変化を示している。電圧を高めていくと空乏領域の SRH 再結合レートに対する中性領域の SRH 再結合レートの割合が増加することがわかる。これは、空乏領域と中性領域における SRH 再結合レートの電圧依存性が異なることに由来する。これは 2 ダイオードモデル<sup>[80]</sup>でも同様の説明が可能である。空乏領域における SRH 再結合電流はダイオード因子=2 (再結合中心がバンドギャップの中心で、正孔と電子密度が等しいと仮定した場合) で、中性領域における SRH 再結合電流はダイオード因子=1 でそれぞれ表すことができる。発光再結合電流もダイオード因子は 1 である。したがって、ダイオード全体は、ダイオード因子が 1 と 2 のダイオードの並列接合で表すことができる。図 2.20 に示す通り、ダイオードの電流-電圧特性は、低電圧領域ではダイオード因子が 2 の曲線 (青の破線) に漸近し、高電圧領域ではダイオード因子が 1 の曲線 (赤の破線) に漸近する。これは、ダイオードの再結合電流が、低電流領域では空乏領域の SRH 再結合電流が支配的で、高電流領



域では中性領域の SRH 再結合電流（拡散電流）と発光再結合電流が支配的であるためである。

2 ダイオードモデルでは、ダイオード因子が 1 の電流を発光再結合成分と中性領域の非発光再結合成分に分けることはできない。しかし、低電流領域の再結合電流における空乏領域の非発光再結合成分が大きい特徴を利用することで、前項で課題であった内部発光効率を低減させている要因を領域別（中性領域か空乏領域か）に分離することが可能と考えられる。詳細は次項で述べる。

### 2.4.3 AB モデル

太陽電池の高効率化のためには、非発光再結合損失の発生領域の特定が重要と考えられる。2.4.2 項の 2 ダイオードモデルより、電界が存在する空乏領域と電界のない中性領域の  $\eta_{int}$  はそれぞれ異なる値で、またそれらが太陽電池全体の  $\eta_{int}$  に与える影響は太陽電池の動作状態によって大きく変化すると考えられる。そこで、理論限界からの電圧損失を詳細に調べるため、 $\eta_{int}$  を領域ごとに分離して解析することを目指す。ここでは特に空乏領域の  $\eta_{int}$  に着目した。本項では、太陽電池セル全体の平均的な  $\eta_{int}$  ( $\overline{\eta_{int}}$ ) の再結合電流依存性と、空乏領域の  $\eta_{int}$  ( $\eta_{int}^{dep}$ ) の再結合電流依存性を比較して、 $\eta_{int}^{dep}$  が非発光再結合損失に与える影響を調べる手法を提案する。

まず、中性領域と空乏領域の  $\eta_{int}$  を再結合レート式からそれぞれ導出する。 $\eta_{int}$  は、ゼロバイアス時とバイアス印可時の差分である正味の発光再結合レート ( $U_{rad}$ ) と正味の非発光再結合レート ( $U_{nr}$ ) を使って、

$$\eta_{int} = \frac{U_{rad}}{U_{rad} + U_{nr}} \quad (2.59)$$

と表すことができる<sup>[70]</sup>。 $U_{rad}$  は 2 分子再結合レート式より

$$U_{rad} = B(np - n_i^2) \quad (2.60)$$

と表すことができる。ここで、 $B$  は発光再結合係数、 $n$  は電子密度、 $p$  は正孔密度、 $n_i$  は真性キャリア密度を表している。直接遷移型半導体を用いた太陽電池の場合、Band-to-Band の

非発光再結合レートは、深い準位を介した SRH 再結合レート ( $U_{SRH}$ ) に比べて無視できるほど小さい。また 1sun 条件下で、過剰キャリア密度が  $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  程度の場合は、オージェ再結合レートも  $U_{SRH}$  に比べて無視できるほど小さい。したがって、表面再結合速度が無視できるほど十分に小さいと仮定すると、 $U_{nr}$  は以下の簡略化した  $U_{SRH}$  のみで表すことができる。

$$U_{nr} \approx U_{SRH} \approx \frac{pn - n_i^2}{(n + n_i)\tau_{SRH}^p + (p + n_i)\tau_{SRH}^n} \quad (2.61)$$

ここで、簡略化のため、捕獲中心のエネルギー準位  $E_t$  と真性半導体のフェルミ準位  $E_i$  が等しいと仮定した。  $\tau_{SRH}^p$ ,  $\tau_{SRH}^n$  はそれぞれ正孔と電子の SRH 再結合キャリア寿命である。 n 領域では多数キャリアである電子の密度  $n$  はドナー濃度 ( $N_d$ ) に等しく、少数キャリアである正孔の密度  $p^{neu(n)}$  や  $n_i$  よりも十分に大きいため、n 領域の  $\eta_{int}$  ( $\eta_{int}^{neu(n)}$ ) は以下の式で表すことができる。

$$\eta_{int}^{neu(n)} \approx \frac{BN_d p^{neu(n)}}{\frac{p^{neu(n)}}{\tau_{SRH}^p} + BN_d p^{neu(n)}} = \frac{BN_d}{A^{neu(p)} + BN_d} \quad (2.62)$$

ここで、正孔の SRH 再結合係数  $A^{neu(p)}$  は  $A^{neu(p)} \equiv \tau_{SRH}^p^{-1}$  と表せる。同様に、p 領域の  $\eta_{int}$  ( $\eta_{int}^{neu(p)}$ ) はアクセプタ濃度 ( $N_a$ ) と電子密度 ( $n^{neu(p)}$ ) を用いて以下の式で表せる。

$$\eta_{int}^{neu(p)} \approx \frac{BN_a n^{neu(p)}}{\frac{n^{neu(p)}}{\tau_{SRH}^n} + BN_a n^{neu(p)}} = \frac{BN_a}{A^{neu(n)} + BN_a} \quad (2.63)$$

ここで、電子の SRH 再結合係数  $A^{neu(n)}$  は  $A^{neu(n)} \equiv \tau_{SRH}^n^{-1}$  と表せる。式(2.62), (2.63)より中性領域の内部発光効率  $\eta_{int}^{neu}$  は再結合キャリア数、すなわち再結合電流によらず一定である。一方、空乏領域においては、電子密度と正孔密度 ( $n^{dep}$  と  $p^{dep}$ ) は等しく、また  $n_i$  よりも十分に大きいと仮定すると、 $\eta_{int}^{dep}$  は下記で表せる。

$$\eta_{int}^{dep} \approx \frac{Bn^{dep^2}}{\frac{n^{dep}}{\tau_{SRH}^p + \tau_{SRH}^n} + Bn^{dep^2}} = \frac{Bn^{dep}}{A^{dep} + Bn^{dep}} \quad (2.64)$$

ここで、空乏層の SRH 再結合係数  $A^{dep}$  は  $A^{dep} \equiv (\tau_{SRH}^p + \tau_{SRH}^n)^{-1}$  と表せる。  $n^{dep}$  は再結合電流によって変化するので、  $\eta_{int}^{dep}$  もそれによって変化する。直接遷移半導体の  $B$  は材料固有の値であることから、先行研究によって報告されている値を用いることができる<sup>[81,82]</sup>。したがって、  $\eta_{int}^{dep}$  は  $A^{dep}$  を唯一のフィッティングパラメータとして決定する。

太陽電池の  $\overline{\eta_{int}}$  は各領域の内部発光効率を反映して決定する。  $n^{dep} \gg p^{neu(n)}$ ,  $n^{dep} \gg n^{neu(p)}$  が成立する低再結合電流の場合、中性領域における再結合レートは空乏領域におけるそれに対して無視できる。したがって、この場合、太陽電池全体の  $\overline{\eta_{int}}$  は  $\eta_{int}^{dep}$  に強く依存すると考えられる。ここで、全てのキャリアが空乏層で再結合すると仮定すると、式(2.64)より太陽電池全体の  $\overline{\eta_{int}}$  は  $\eta_{int}^{dep}$  となるので、以下の式で表すことができる。

$$\overline{\eta_{int}} = \frac{Bn^{dep}}{A^{dep} + Bn^{dep}} \quad (2.65)$$

式 (2.65) は発光ダイオード(LED)を対象に良く用いられている、いわゆる AB モデル<sup>[83]</sup>と同じである。上記の様に、空乏領域での再結合が支配的であると仮定するならば太陽電池にも AB モデルを適用できると言える。再結合電流が増加すると、中性領域における少数キャリア数が増加し、中性領域における再結合レートが増加することから、  $\eta_{int}^{neu}$  が太陽電池全体の  $\overline{\eta_{int}}$  に与える影響が次第に大きくなると考えられる。第 3 章では、特に  $n^{dep} \gg p^{neu(n)}$ ,  $n^{dep} \gg n^{neu(p)}$  が成立する低再結合電流領域に焦点を当てて、実験的に得られる平均的な  $\overline{\eta_{int}}$  と、AB モデルを用いて計算した  $\eta_{int}^{dep}$  を比較して、  $\eta_{int}^{dep}$  が  $\overline{\eta_{int}}$  に与える影響を明らかにする。

## 2.5 まとめ

第 2 章では、太陽電池温度  $T_c$  と太陽電池吸収率  $a$  と内部発光の外部取り出し確率  $P_{esc}$  の条件を変えた 5 つの仮定における理論限界効率について議論した。その中で、外部発光限界と

内部発光限界が損失解析を行う上で重要となることを説明した。外部発光限界効率と、限界値からの損失を導出するためには、**EQE**と**EL**強度の定量計測が重要となることを述べた。また、外部発光限界と実現値の差には、裏面光学損失と非発光再結合損失が含まれることを整理し、これらを分離するためには光学モデルを用いた内部発光効率の解析が有効であることを述べた。更に、**LED**の分野で用いられている**AB**モデルが一定の条件下では太陽電池においても有効となり、空乏領域で生じる非発光再結合損失を解析する手法となりうることを示した。これらの一連の手法を用いた解析は、第3章で実証する。

## 第 3 章

# 世界最高水準の 3 接合太陽電池を用いた電圧損失解析

### 3.1 はじめに

第 2 章では、発光限界からの電圧損失の理論と解析手法について述べた。また外部発光限界からの電圧損失の定量化のためにエレクトロルミネッセンス (EL) 強度と外部量子効率 (EQE) の定量計測が課題であることを示した。本章では、EL と EQE の定量計測および、損失量への不確かさ伝播解析を行い、損失を定量化する手法を実証する。その手法を世界最高水準の宇宙用 3 接合太陽電池に応用し、現状の太陽電池の変換効率を更に高めるための課題を抽出する。また外部発光限界からの電圧損失のうち非発光再結合損失成分について、内部発光効率を用いた解析により、その損失の発生領域の特定を行う。

### 3.2 測定方法

#### 3.2.1 エレクトロルミネッセンス (EL) 強度

EL 強度の測定手法は複数提案されているが<sup>[67]</sup>、本研究では最も不確かさが小さい積分球による全光束測定法を採用した。測定の概略図を図 3.1 に示す。太陽電池は温度調整が可能なステージに真空吸着させ、太陽電池全体を積分球で覆った。微弱発光を得るため、積分球

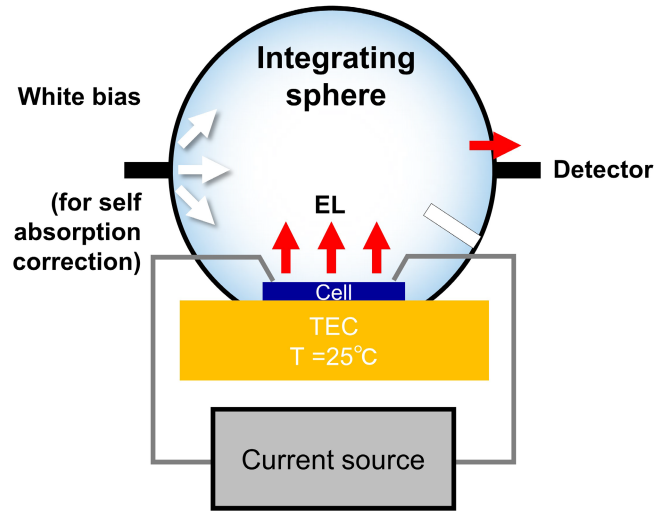


図 3.1：EL 計測法の概略図

表 3.1：EL 計測の不確かさ

	InGaP	GaAs	InGaAs	Ge
合成標準不確かさ (K=1)	1.46%	2.15%	7.05%	15.75%
拡張不確かさ (K=2)	2.91%	4.31%	14.09%	31.50%

は太陽電池の発光が均一化される最小限のサイズとし、セル面積に応じて 2 種類用意した。セルサイズが 2cm×2cm の場合は 6 インチ、1cm×1cm の場合は 2 インチの積分球を用いた。積分球内部の材料は、反射特性に優れるスペクトラロンを採用した。太陽電池から放出される光子は積分球で反射して太陽電池に再吸収される恐れがあるため、白色バイアス光による自己吸収補正を行った。波長域が 500～1000nm の EL 発光は液体窒素で冷却した Si の CCD センサを用いて、波長域が 1000～1400nm の EL 発光は液体窒素で冷却した InGaAs アレイを用いてそれぞれ測定した。なお、1400～2000nm の EL 発光 (Ge サブセルが該当) については、電子冷却をしたナローバンドギャップの InGaAs アレイを用いて測定を試みたが、積分球を介した発光強度は非常に弱く検出ができなかった。例外的にこの波長域の発光強度は積分球を用いずに、校正された InGaAs フォトダイオードをセルに密着させ測定した。発光強度の定量化は、標準光源を用いて行った。

EL 強度の測定不確かさを表 3.1 に示す。合成標準不確かさ (K=1) と拡張不確かさ (K=2)

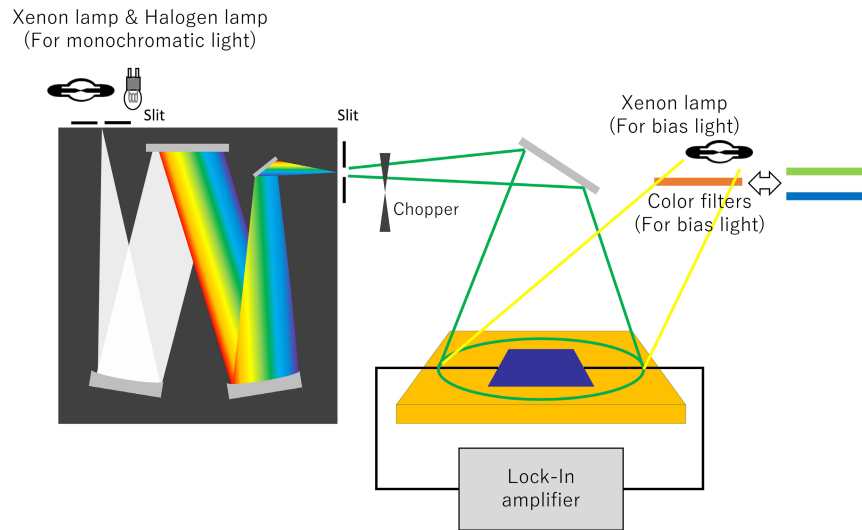


図 3.2 : EQE 計測法の概略図

[84]をそれぞれ示している。不確かさ要因としては、標準光源の不確かさ、太陽電池用の電流源の出力確度、太陽電池の取り付け再現性・繰り返し測定不確かさ、白色バイアス光の安定性・取付再現性・繰り返し測定不確かさなどを考慮した。EL 強度の測定不確かさの大半は標準光源の不確かさに起因する。標準光源の不確かさは波長域によって異なるため、3 接合太陽電池を構成する各サブセルごとの不確かさを算出した。

表 3.1 に示す通り、積分球を使用した測定では確度の高い測定結果が得られたが、InGaAs フォトダイオードで測定した Ge サブセルの発光強度の不確かさが 31.5%と比較的大きい。これは、フォトダイオードによる発光の収集効率や、InGaAs フォトダイオードの感度校正の不確かさに起因している。

### 3.2.2 外部量子効率 (EQE)

EQE の測定系の概略図を図 3.2 に示す。多接合太陽電池の EQE を測定するためには、太陽電池に単色光とカラーバイアス光を照射する必要がある。例えば、3 接合太陽電池のトップサブセルの EQE を計測する場合には、ミドルサブセルとボトムサブセルを励起させるためのカラーバイアス光を照射し、発生電流がトップサブセル律速となるような状態とする。この状態でトップサブセルが応答する単色光を照射すれば、トップサブセルの EQE を計測することができる。通常、EQE は短絡電流を解析するために用いる。その場合は EQE 信号そのものの不確かさが重要となる。しかし、式(2.30)の  $V_{OC}^{rad}$  を算出するためには、波長

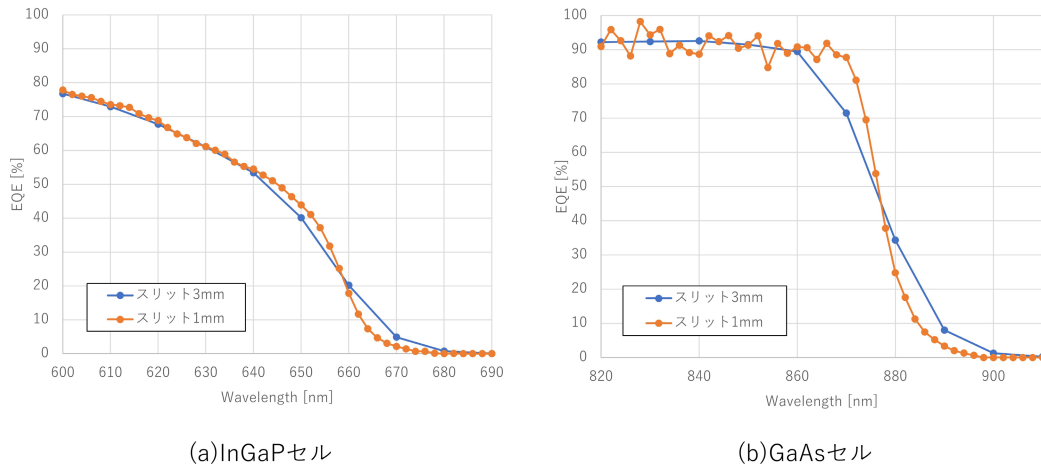


図 3.3 : スリット幅と EQE の相関

不確かさが重要となる．なぜなら，図 2.11 に示す通り，理想的な太陽電池の輻射スペクトルはバンド端の EQE の影響を強く受けるためである．したがって， $V_{oc}^{rad}$  を算出するための EQE は，特にバンド端の EQE の波長不確かさに注意を払う必要がある．EQE の波長不確かさは，単色光の波長不確かさに依存する．単色光の波長不確かさ  $\Delta\lambda$  は，以下の様に表せる．

$$\Delta\lambda = (d \cdot \cos \beta / m \cdot f) \cdot \Delta x \quad (3.1)$$

ここで， $d$  は回折格子の間隔， $\beta$  は回折格子の回折角， $m$  は回折次数， $f$  は焦点距離を表す．これらは分光器の固有値である．実験条件として変えることができるのは，スリット幅 ( $\Delta x$ ) である．スリット幅を狭くすることで単色光の波長不確かさは改善され，バンド端の EQE の変化が急峻になった (図 3.3)．一方で，スリット幅を狭くすると得られる単色光強度が低下することで，EQE 信号の不確かさそのものが増える．本研究では，最適な条件として，スリット幅を 1mm とした．EQE はバンド端付近では，長波長になるほど小さくなるため，バンド幅がある単色光で測定した EQE は真値よりも長波長側にシフトする．ここでは波長の標準不確かさを  $u(\lambda) = \Delta\lambda/2$  と定義した．EQE の不確かさ ( $K=2$ ) は  $\pm 6.1\%$ ，波長不確かさ ( $K=2$ ) は 8nm であった．



### 3.3 EL と EQE の相反関係を用いた解析法の注意点

第2章で述べたように、EL と EQE の相反関係から暗状態の動作電圧を求めることができる。これを光照射状態に適用する場合、注意が必要である。それは、光照射時に相反関係が成立しない場合が存在するからである。

まず式 (2.27) が成立する場合について述べる。EQE を測定する短絡状態であっても、空乏領域で電荷分離されなかったフォトキャリア（例えば、空乏領域から拡散長以上離れた領域に発生したフォトキャリア）が発光再結合する場合がある。この発光は EL では見られず、Photoluminescence (PL) でのみ観測される<sup>[85]</sup>。短絡状態の PL 発光フォトン数を $\phi_{PL}^{sc}$ 、開放状態の PL 発光フォトン数を $\phi_{PL}^{oc}$ 、短絡電流相当を暗状態で外部電源から注入した場合の EL 発光フォトン数を $\phi_{EL}$ とすると、

$$\phi_{em} = \phi_{EL} = \phi_{PL}^{oc} - \phi_{PL}^{sc} = \pi EQE(E_\gamma) \phi_{eq}(E_\gamma) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (3.2)$$

と表せる<sup>[86]</sup>。 $\phi_{PL}^{sc}$ 、 $\phi_{PL}^{oc}$ 、 $\phi_{EL}$  の相関関係の概略図を図 3.4 に示す。図では $\phi_{PL}^{sc}$ は太陽電池として機能していないバルクでの発光として示している。 $\phi_{PL}^{sc}$ は損失ではあるが、これは光照射状態では図 3.4 のように $\phi_{EL}$ に重畳されるもの<sup>[86]</sup>であるため、EL 強度を用いた電圧導出法には影響しない。この場合、注入キャリアが同じとなる暗状態と光照射状態の動作電圧は等しい。

図 3.5 は InGaAs 単一接合太陽電池の EL および PL スペクトルを示している。いずれも積分球で測定した結果である。PL の励起光は 447nm と 785nm のレーザー光を用いている。注入キャリア数（図 3.4 のダイオードに流れるキャリア数）が等しくなるように外部電源の電流値と励起光強度を調整した。いずれの励起波長においても、短絡状態で PL 発光を確認した。短絡状態の PL スペクトルは、447nm の励起光の場合、開放状態の PL スペクトルのピークよりも短波長側に、785nm の励起光の場合は長波長側にシフトした。これは、発光再結合をしているフォトキャリアの位置を反映した結果と考えられる<sup>[87]</sup>。447nm の励起光の場合は表面側、785nm の励起光の場合は裏面側で発光再結合していると考えられる。開放状態の PL スペクトルから短絡状態の PL スペクトルを差し引くと、EL スペクトルと合致した。この太陽電池の Voc は 0.515V であるが、EL と EQE から算出した Isc におけ

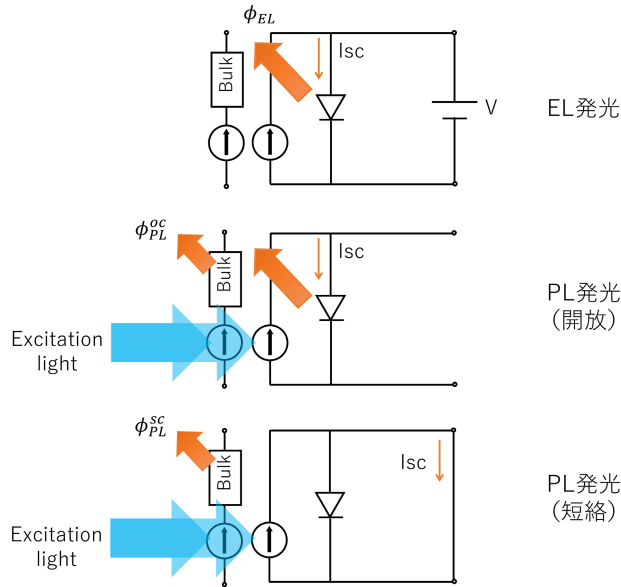


図 3.4 : EL 発光と PL 発光の相関 (概念図)

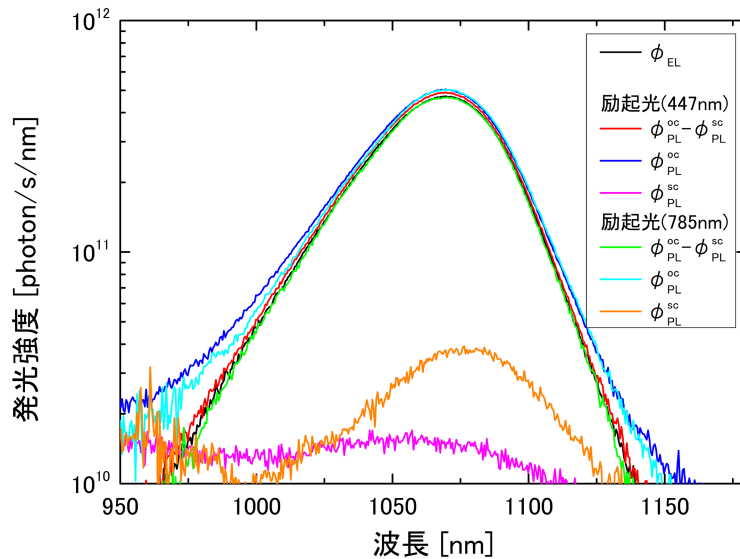


図 3.5 : EL 発光と PL 発光の相関 (実験結果)

る暗状態の動作電圧は  $0.513V$  であり、両者は合致した。このように式(3.2)を満たす太陽電池であれば式(2.27)に基づいて解析できるが、満たさない太陽電池の場合は注意が必要である。それは、バルクからの発光がバイアス電圧に依存する場合である。電圧を印加するにつれてキャリア収集効率が低下する<sup>[88,89]</sup>影響で、動作状態のバルクからの発光が変化する場合がある。この時、短絡電流相当を注入した時の EL 強度  $\phi_{EL}$  と  $\phi_{PL}^{oc} - \phi_{PL}^{sc}$  は等しくなくなり、式(3.2)が成立しない。この場合、EL と EQE から算出した  $V_{oc}$  と光照射時に測定した  $V_{oc}$

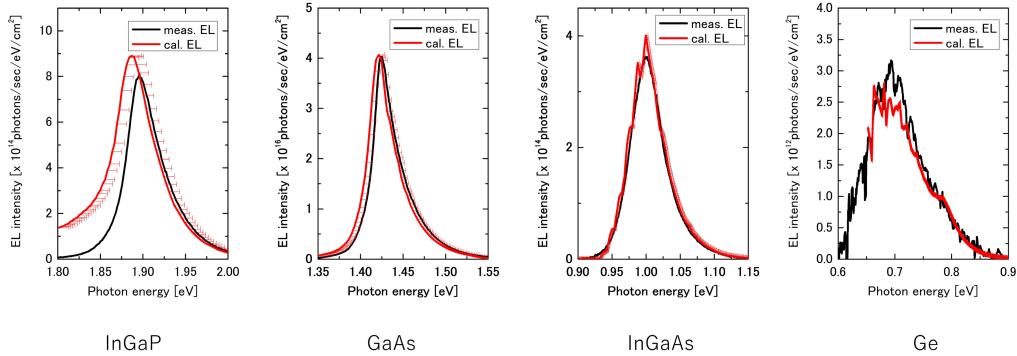


図 3.6：単一接合太陽電池の EL スペクトル

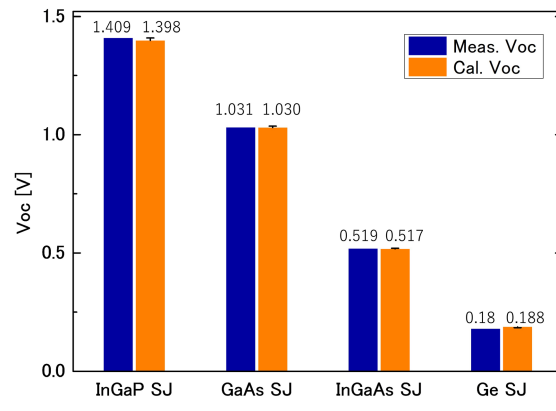


図 3.7：単一接合太陽電池の Voc 比較

は異なる．このような状態を判断するためには，PL 強度と EL 強度の比較を行うか，暗状態と光照射状態の動作電圧を比較すれば良い．本研究では後者の方法を用いる．

### 3.4 単一接合太陽電池を用いた解析

単一 pn 接合太陽電池を用いて，EL と EQE の相反関係の妥当性を検証した．サンプルは InGaP, GaAs, InGaAs, Ge 太陽電池を用いた．図 3.6 は電流注入時の実測の EL スペクトルと，式(2.27)を用いて EQE と EL 測定時に印加した電圧値から算出した発光スペクトルを示している．図 3.7 は光照射時の実測の Voc と，式(2.29)を用いて算出した Voc を示している．いずれも，実験結果と計算結果が良く合致した．これは，①バルクの発光に電圧依存性がなく EL と EQE の相反関係が成立していることと，②EL と EQE と電圧の定量計測が実現できていること，を示している．したがって，本定量解析手法を多接合太陽電池

に応用することで、通常評価が難しい各サブセルの電圧評価や損失解析が可能である。

### 3.5 世界最高水準の3接合太陽電池の損失解析

#### 3.5.1 不確かさ解析

まず、EL と EQE から算出する各サブセルの電圧値の不確かさについて述べる。多接合太陽電池中のサブセル $m$ の暗状態の順方向バイアス電圧 $V_{f,m}$ は式(2.28)、(2.29)より

$$V_{f,m}(J_{LED}) = V_{f,m}^{rad}(J_{LED}) + \frac{kT}{q} \ln[\eta_{ext,m}^{LED}(J_{LED})] \quad (3.3)$$

と表すことができる。 $J_{LED}$ は注入電流密度、 $V_{f,m}^{rad}$ は外部発光限界の時の理想的な $V_f$ 、 $\eta_{ext}^{LED}$ (= $\phi_{EL}/qJ_{LED}$ )は外部発光効率をそれぞれ表している。また外部発光限界のときの理想的な $J_{0,m}^{rad}$ は、黒体輻射強度 $B_\nu$ を用いて

$$J_{0,m}^{rad} = q \int_{\nu_g}^{\infty} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} EQE_m \cos\theta B_\nu(T_c) \frac{1}{h\nu} \sin\theta d\phi d\theta d\nu \quad (3.4)$$

と表すことができる。したがって、暗状態の注入電流 $J_{LED}$ に対する順バイアス電圧 $V_f(J_{LED})$ はEL強度とEQEのみによって求めることができる。また $V_{f,m}$ の不確かさ $u(V_{f,m})$ は、不確かさの伝播則に従うと式(3.5)で表すことができる。

$$u(V_{f,m}) = \sqrt{\left\{ \frac{\partial V_{f,m}}{\partial V_{f,m}^{rad}} \cdot u(V_{f,m}^{rad}) \right\}^2 + \left\{ \frac{\partial V_{f,m}}{\partial \eta_{ext,m}^{LED}} \cdot u(\eta_{ext,m}^{LED}) \right\}^2} \quad (3.5)$$

電圧決定の不確かさは、 $V_{f,m}^{rad}$ の不確かさ $u(V_{f,m}^{rad})$ と $\eta_{ext,m}^{LED}$ の不確かさ $u(\eta_{ext,m}^{LED})$ 、つまりEQEの測定不確かさ $u(EQE)$ とELの測定不確かさ $u(\phi_{EL})$ によることが分かる。

世界最高水準のリジッドセルを含む2種の3接合太陽電池 (Cell A, B) について、不確

表 3.2：電圧不確かさ (K=2)

		$u(\varphi_{EL})$ [%]	EQE( $\lambda$ )		$u(V_f)$ [%]	Cal. $V_f$ ( $J=2\text{mA}/\text{cm}^2$ ) (subcell)		Cal. $V_f$ ( $J=2\text{mA}/\text{cm}^2$ ) (total)		Maes. $V_f$ ( $J=2\text{mA}/\text{cm}^2$ ) (total)
			$u(\text{EQE})$ [%]	$u(\lambda)$ [nm]		$V_f$ [V]	$u(V_f)$ [V]	$V_f$ [V]	$u(V_f)$ [V]	
Cell A	Top	$\pm 2.9\%$	$\pm 6.1\%$	-8nm	Max:+1.9%	1.348	+0.024	2.424	+0.029	2.425
		Min:-0.1%			0.892					
	Middle	$\pm 4.3\%$				Max:+1.8%	0.184			
	Min:-0.2%	1.378			-0.002					
Bottom	$\pm 31.5\%$					Max:+13.6%	0.909			
	Min:-13.1%	0.212			+0.008					
Cell B	Top		$\pm 2.9\%$	$\pm 6.1\%$		-8nm	Max:+1.9%	1.378	+0.024	2.500
		Min:-0.1%	0.909		-0.002					
	Middle	+4.3%					Max:+1.6%	0.212	+0.008	
	-4.6%	0.212	-0.008							
Bottom	$\pm 31.5\%$				Max:+7.3%		0.212	-0.008		
	Min:-7.1%	0.212	-0.008							

かさ解析結果を表 3.2 に示す。セルの詳細の 3.5.2 項で述べる。EL 強度と EQE の不確かさを式(3.5)に代入することで、各サブセルの電圧不確かさを算出した。不確かさを比較すると、プラス側ではトップサブセルの電圧不確かさが最も大きいことがわかる。これは、EQE の波長不確かさ (-8nm) に起因する。波長不確かさは波長によらず一定だが、フォトンエネルギーは波長に依存するため、ワイドバンドギャップ材料ほど波長不確かさによる影響が大きく、ナローバンドギャップでは影響が小さい。一方、マイナス側ではボトムサブセルの電圧不確かさが最も大きい。これは、EL 強度の不確かさの影響による。以上より、3 接合太陽電池の電圧については約 30mV の不確かさがあり、これが本解析の分解能となる。よってこれより大きい電圧損失については十分に議論することができる。

### 3.5.2 定量損失解析

定量 EL, EQE 計測および不確かさの伝播解析を用いて、世界最高水準の宇宙用 3 接合太陽電池の損失解析を行う。リファレンスとして InGaP/GaAs/Ge 構造のリジッド型 3 接合太陽電池(Cell A, AM0 における変換効率=29.0%), リジッド型では世界最高水準のセル (Cell B, AM0 における変換効率=30.5%) をそれぞれ用意した。サンプルサイズは 2cm 角である。光照射時に IV 特性 (LIV) を図 3.8 に示す。また、図 3.9 には各セルの絶対 EL スペクトル, EQE スペクトル, 反射スペクトルを示している。EQE スペクトルから, Cell B のミドルサブセルは長波長領域の吸収が確認される。これによって電流不整合損失が低減されていると考えられる。EL スペクトルは注入電流  $15\text{mA}/\text{cm}^2$  で測定した。EL 強度の単位は  $\text{photon}/\text{s}/\text{cm}^2/\text{eV}$  である。EL スペクトルと式(2.42)より、ミドルサブセルのバンドギャップを求めると Cell A では 1.423eV, Cell B では 1.370eV であった。図 3.10 は、EL ス

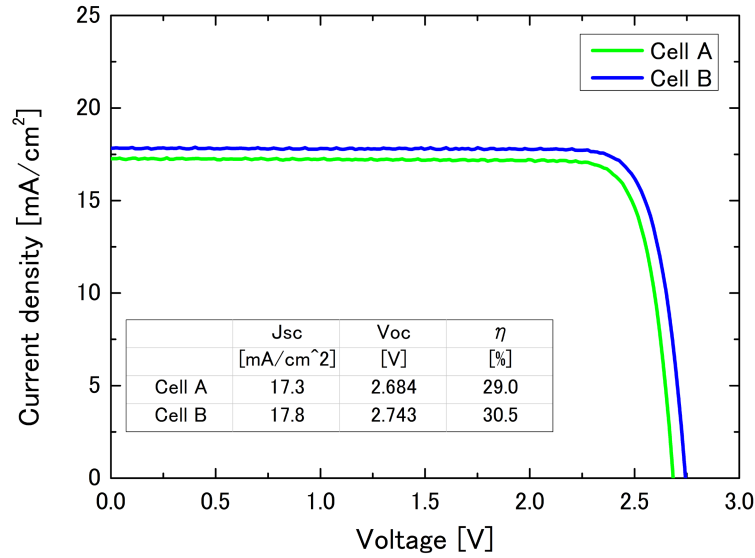


図 3.8：光照射状態の電流-電圧特性

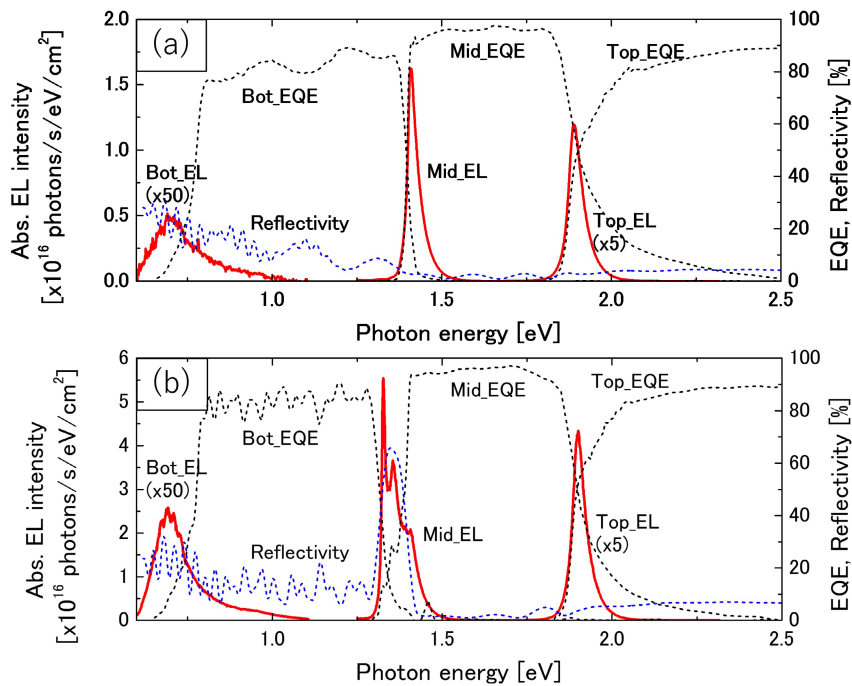


図 3.9：EL, EQE, 反射率 (a)Cell A, (b)Cell B

ペクトルを積分した EL 強度の注入電流依存性を表している。図 3.11 は EQE および EL から算出した暗状態における IV 特性 (DIV) と実測の DIV を表している。両者を比較すると、高電圧領域の直列抵抗の影響を除いて、各セルで不確かさの範囲内で合致していることがわかる。したがって、3.5.1 項で示した不確かさの範囲内で損失解析が可能である。

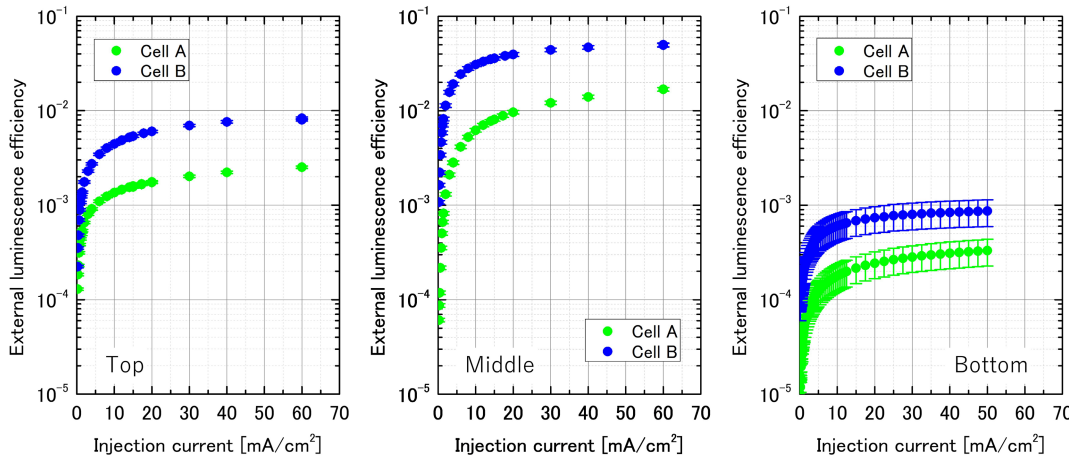


図 3.10：EL 強度の注入電流依存性

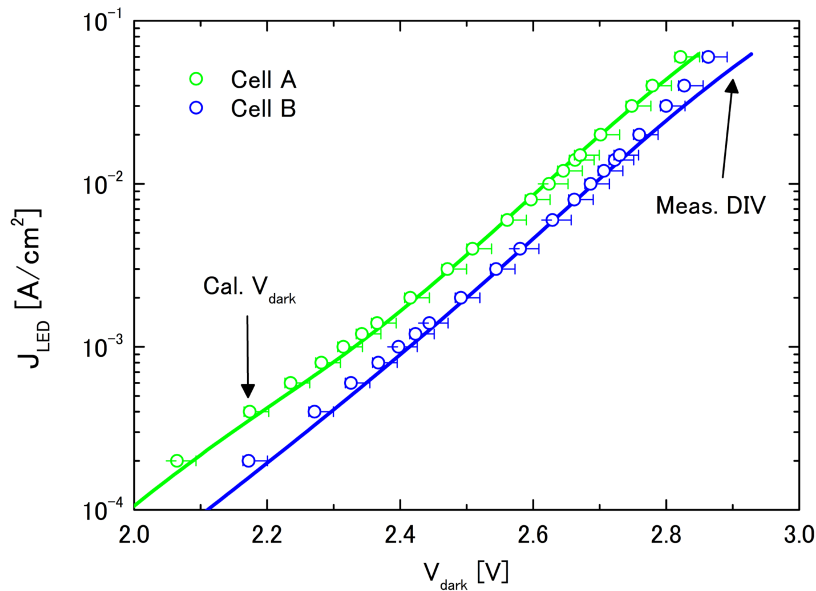


図 3.11：暗状態の電流-電圧特性（解析値と実測値の比較）

ここで内部発光効率 $\eta_{int}$ について議論する。 $\eta_{int}$ を用いる理由は二つある。一つ目は、先述の通り外部発光限界からの損失の内訳を明確にするためだが、二つ目は、多接合太陽電池中の各サブセルの照射時の電圧解析を行うためである。暗状態では、 $V_f$ の理論値からの損失量は $\eta_{ext,m}^{LED}(J_{LED})$ のみで決定するが、照射時は各サブセルの発生電流がそれぞれ異なるため、各サブセルの各動作状態におけるルミネッセンスカップリング（上層のサブセルの発光が下層のサブセルで吸収される現象）の影響を考慮した上で、セル内部の再結合電流に対する外部発光効率を算出する必要がある。 $\eta_{int}$ を用いることで、各動作状態における各サブ

セルの内部消費電流を解析できる．暗状態における再結合電流 $J_{rec}(=J_{LED}+J_{LC})$ に対する $\eta_{ext}$ は $\eta_{ext}^{LED}$ を用いると以下のように表すことができる<sup>[69]</sup>．

$$\eta_{ext,m}(J_{rec}) = \frac{J_{LED}}{J_{LED} + J_{LC}} \eta_{ext,m}^{LED}(J_{LED}) \quad (3.6)$$

$J_{LC}$ は $m-1$ 層の発光が $m$ 層で吸収・発生した電流（ルミネッセンスカップリング電流）を表している．また， $\eta_{ext}$ は $\eta_{int}$ を用いて式(3.7)のように表すことができる．

$$\eta_{ext,m} = \frac{\overline{\eta_{int,m} P_{esc}}}{1 - \overline{\eta_{int,m} P_{abs}}} \quad (3.7)$$

$\overline{P_{esc}}$ は内部で発生したフォトンが太陽電池の外に出てくる確率， $\overline{P_{abs}}$ は内部で発生したフォトンが同一サブセル内で再吸収する確率をそれぞれ表している．ここで， $m=1$ の場合は， $J_{LC}=0$ なので， $\eta_{ext}=\eta_{ext}^{LED}$ となり，式(3.7)から $\eta_{int}$ を算出できる．しかし $m \geq 2$ の場合は， $J_{LC}$ を明らかにしないと $\eta_{int}$ を求めることができない．そこで，セル内部の再結合電流に対するルミネッセンスカップリング効率 $\eta_{LC}$ を式(3.8)のように導入する<sup>[69]</sup>．

$$\eta_{LC} = \frac{\overline{\eta_{int,m} P_{LC}}}{1 - \overline{\eta_{int,m} P_{abs}}} \quad (3.8)$$

$\overline{P_{LC}}$ は $m$ 層からの発光が $m+1$ 層に進入し吸収・電流が生じる確率を表している．式(3.6)~(3.8)を用いて，上部層から順番に解析をすることで，各サブセルの内部発光効率が得られる．

図3.12には式(3.6)~(3.8)より算出した各サブセルの内部発光効率を示す．エラーバーは包含係数 $K=2$ のときの内部発光効率の不確かさを表している．ミドルサブセルに関してはいずれも内部発光効率が高く，品質が高いことが分かる．一方で，トップとボトムサブセルでは，各セルにおいて品質に大きな差が見られる．

光照射状態におけるIV特性(LIV)は，式(3.9)，(3.10)に示した通り，太陽電池内で消費される電流値に対する理想的な電圧値と外部発光効率から求めた．



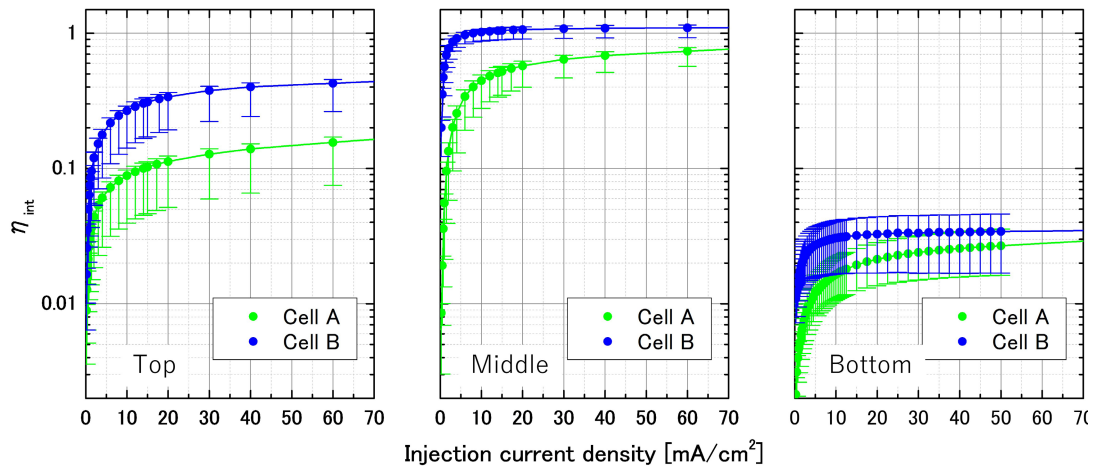


図 3.12：内部発光効率の注入電流依存性

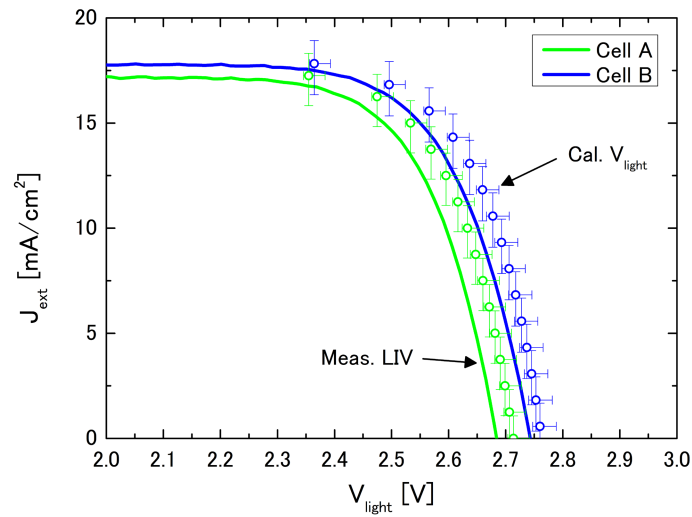


図 3.13：光照射状態の電流電圧特性（解析値と実測値の比較）

$$V_m^{cal.}(J_{rec,m}) = V_m^{rad}(J_{rec,m}) + \frac{kT}{q} \ln[\eta_{ext,m}(J_{rec,m})] \quad (3.9)$$

$$J_{rec,m} = \int EQE \cdot S_{AM0,1sun}(E) dE + J_{LC} + J_{ext} \quad (3.10)$$

$J_{ext}$  は出力電流を、 $S_{AM0,1sun}$  は AM0, 1sun の太陽光スペクトルを表している。

図 3.13 には解析から求めた電圧値と、測定から得られた LIV 曲線を示している。エラー

バーは包含係数  $K = 2$  の不確かさを表している。暗状態では、解析値と測定値が合致していたのに対して、光照射状態においては、 $V_{oc}$  は不確かさの範囲内で合致しなかった。開放状態においては、電流が外部に流れないためこの差は直列抵抗の影響ではない。この差は、暗状態では見られず光照射時のみ生じることから、3.3項で述べたキャリア収集効率の電圧依存性による影響と考えられる。ここでは、この差（損失）を

$$\Delta V_{oc}^{Irr} = \sum_m V_{oc,m}^{cal.} - V_{oc}^{meas.} \quad (3.11)$$

と定義する。 $V_{oc}^{meas.}$  は3接合太陽電池の  $V_{oc}$  の測定値である。

式 (3.11) の電圧損失を除いた各サブセルの電圧損失は再結合電流に対する外部発光効率で決定する。外部発光限界からの電圧損失における裏面光学損失  $\Delta V_m^{opt}$  と発光再結合損失  $\Delta V_m^{non-Rad}$  の影響を評価するため、それぞれを下式のように定義した。

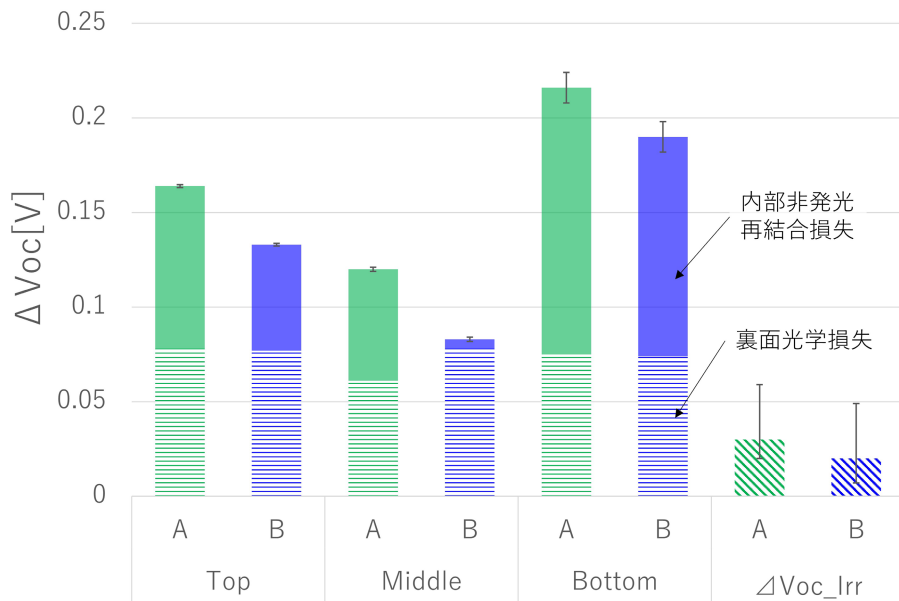
$$\Delta V_m^{opt} = V_m^{rad} - V_m^{\eta_{int}=1} \quad (3.12)$$

$$\Delta V_m^{non-Rad} = V_m^{\eta_{int}=1} - V_m^{cal} \quad (3.13)$$

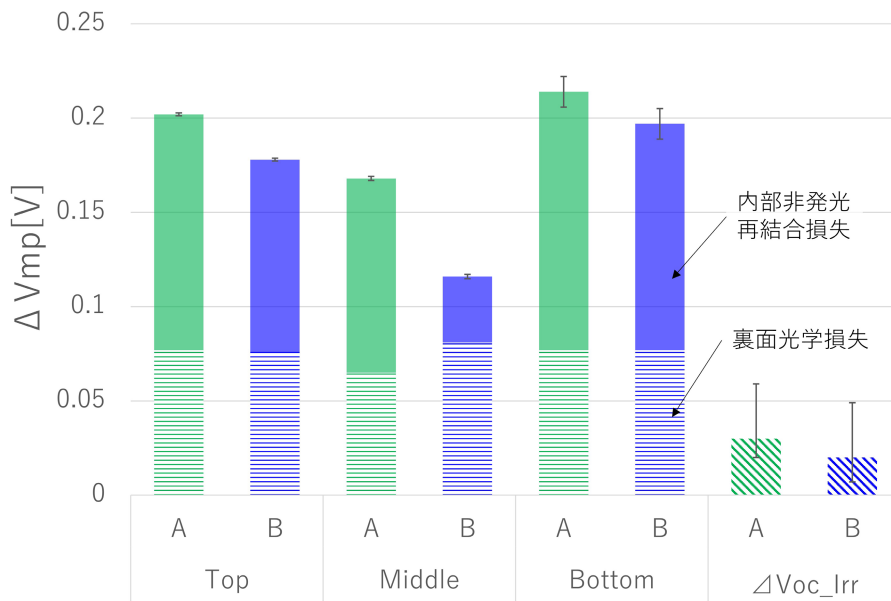
$\Delta V_m^{opt}$  は外部発光限界と内部発光効率 100%の時の電圧値の差分とした。この時、 $\Delta V_m^{opt}$  は最大化される。 $\Delta V_m^{non-Rad}$  は内部発光限界と実現値の差分とした。

図 3.14 には、(a)開放状態、(b)最大電力点における電圧損失をまとめている。外部発光効率は材料の屈折率によって制限されるので、たとえ内部発光効率が 100%だとしても外部発光効率は 100%にならない。また、発光が下層に吸収された場合も、それは発光セルから見れば光学的な損失となる。光の取り出し効率は、主に太陽電池材料の屈折率に支配されるため、全てのサブセルにおいて裏面光学損失に大きな差は見られない。

トップ・ミドルサブセルに関しては、バンドギャップより小さいエネルギーの光を下層に透過させる必要があるため裏面光学損失を低減することは難しい。一方、ボトムサブセルにおいては、下層にセルが存在しないので、裏面光学損失の低減が可能である。本解析においては、ボトムサブセルの下には同材料の吸収層があると仮定して解析したため下層の吸収による損失が生じたが、ボトムサブセルの下層に高い反射率の構造を設ければ、光学的な損



(a) 開放状態における電圧損失



(b) 最大電力点における電圧損失

図 3.14：世界最高水準の宇宙用 3 接合太陽電池の損失内訳

失を低減することができる。

次に、非発光再結合損失に関して考察する。世界最高水準の Cell B は、リファレンスである Cell A と比べ、すべてのサブセルにおいて非発光再結合損失が低下している。特に、開放状態におけるミドルサブセルにおいては、非発光再結合による損失はゼロに近い。ゆえ

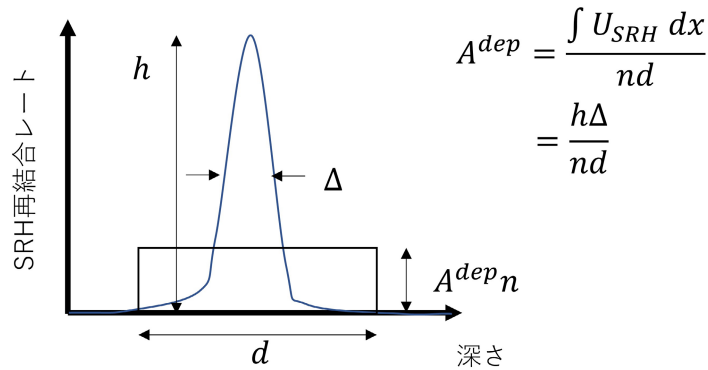


図 3.15：実効的な $A^{dep}$ と SRH 再結合レートの相関（概念図）

に、Cell A に比べ高い  $V_{oc}$ ，すなわち高効率を実現していると言える．しかし，変換効率に影響する最大電力点における損失は，他のサブセル同様にまだ改善の余地が残されていることが明らかになった．この改善可能な損失の発生領域については，次項で特定する．

### 3.6 世界最高水準の3接合太陽電池の内部発光効率解析

#### 3.6.1 AB モデルを用いた解析結果

最大電力点における非発光再結合損失の損失発生領域を調べるため，AB モデル（2.4.3 項参照）を用いた解析を行う．AB モデルを用いて，空乏領域における実効的な SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) を導出する．実際には空乏領域における SRH 再結合レートは深さ方向に対して一様ではないが，空乏近似（電子密度と正孔密度が等しい）が成立する領域における平均的な  $A^{dep}$  を解析的に求める（図 3.15）．

3.5 項で用いた InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池（Cell A, B）について解析を行った．発光再結合係数  $B$  は文献<sup>[81, 82]</sup>を参照した． $n^{dep}$  は， $n^{dep} = p^{dep}$  の仮定のもと，各サブセルの電圧と真性キャリア密度（ $n_i^{InGaP} = 1.2 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ， $n_i^{GaAs} = 1.79 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ， $n_i^{Ge} = 2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ）<sup>[90]</sup>を用いて以下の式から算出した．

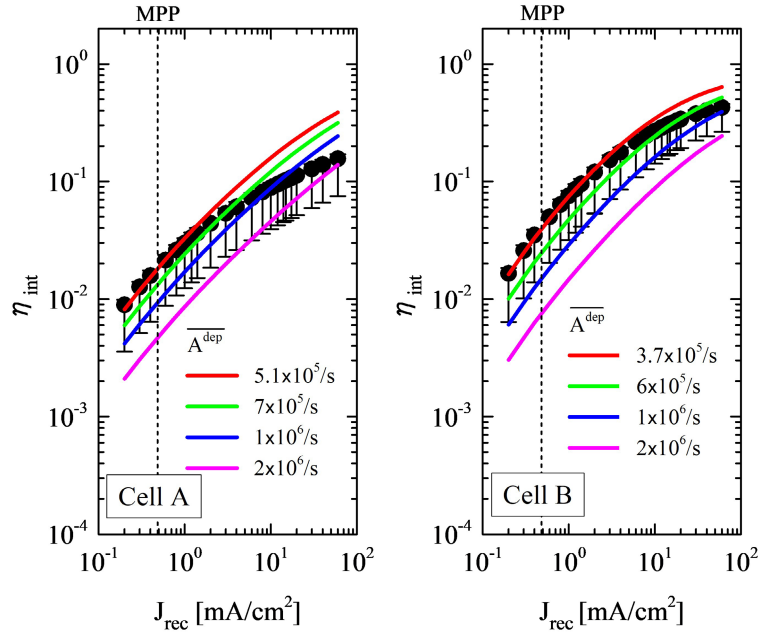


図 3.16：AB モデルを用いた内部発光効率解析 (InGaP サブセル) ( $B = 1 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  [81])

$$n^{dep} = n_i \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (3.14)$$

図 3.16~3.18 は、Cell A と Cell B の各サブセルの  $\eta_{int}$  の再結合電流依存性を示す。横軸は注入電流ではなく、ルミネッセンスカップリングを考慮した再結合電流である。実験的に得た  $\overline{\eta_{int}}$  は丸点、式(2.64)で表される AB モデルを使って算出した  $\eta_{int}^{dep}$  は実線で示している。エラーバーは拡張不確かさ ( $K=2$ ) を表している。また、 $\eta_{int}^{dep}$  を表す実線の各色は、異なる  $A^{dep}$  に基づいて計算した結果を示す。まず InGaP サブセルについて述べる (図 3.16)。  $\eta_{int}^{dep}$  の傾きは、最大電力点を含む低再結合電流領域 ( $J_{rec} < 2 \text{mA}$ ) で、実験的に得たセル全体の  $\overline{\eta_{int}}$  に良く一致した。一方、高再結合電流領域では、 $\overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  の傾きは合致しなかった。これは、低再結合電流領域では  $\overline{\eta_{int}}$  に対する  $\eta_{int}^{dep}$  の影響が支配的だが、高再結合電流領域では中性領域の非発光再結合レートが増大して、中性領域の影響が大きくなったためと考えられる。最大電力点を含む低再結合電流領域で  $\overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  が合致するようにフィッティングをすると、Cell A と Cell B の InGaP サブセルの  $A^{dep}$  の値として、それぞれ、 $5.1 \times 10^5/\text{s}$  と  $3.7 \times 10^5/\text{s}$  が得られた (図中の赤い曲線)。

次に GaAs サブセルについて述べる (図 3.17)。InGaP サブセルと同様に、実験的に得た

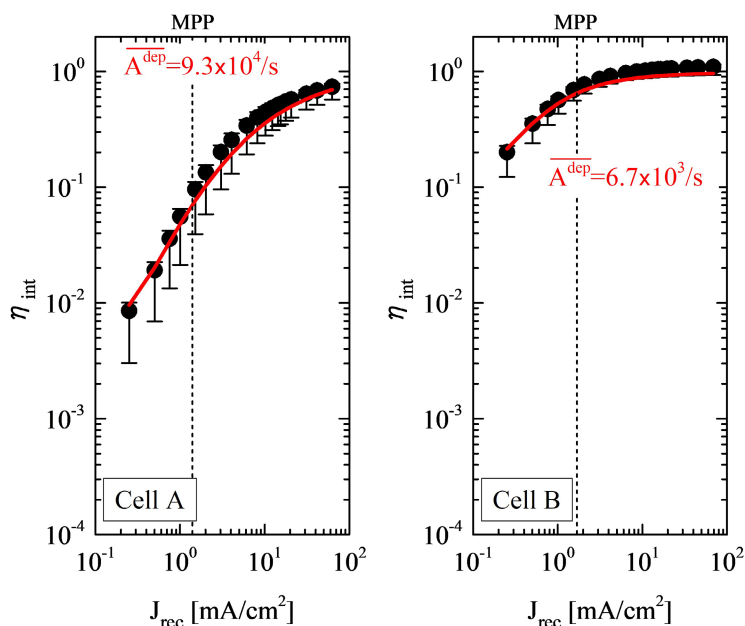


図 3.17：AB モデルを用いた内部発光効率解析（GaAs サブセル）（ $B = 1.7 \times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  [82]）

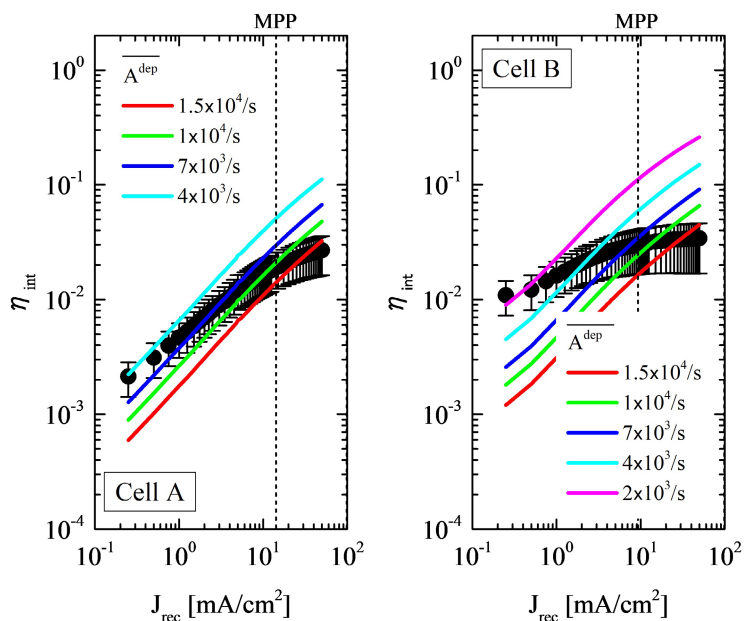


図 3.18：AB モデルを用いた内部発光効率解析（Ge サブセル）（ $B = 6.4 \times 10^{-14} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ）

$\bar{\eta}_{int}$  と AB モデルから計算した  $\eta_{int}^{dep}$  の傾きは、低電流領域でよく合致した。この実験結果は、低電流領域においては、“キャリアはすべて空乏層で再結合する”という仮定が Cell A と Cell B の GaAs サブセルでも成立していることを意味している。低再結合電流領域で  $\bar{\eta}_{int}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  が合致するようにフィッティングすると、Cell A と Cell B の GaAs サブセルの  $A^{dep}$  の

値はそれぞれ  $9.3 \times 10^4/\text{s}$ ,  $6.7 \times 10^3/\text{s}$  と得られた。

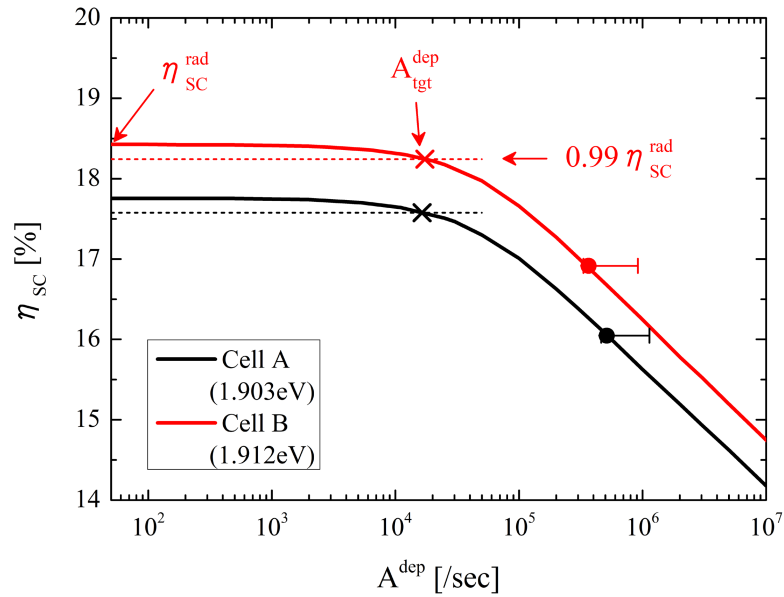
図 3.18 には Ge サブセルの結果を示す。Ge サブセルでは、全ての電流領域で  $\overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  の傾きは一致しなかった。したがって、Ge サブセルでは  $A^{dep}$  の値は同定できなかった。これは空乏領域だけでなく中性領域の再結合の影響が大きく、AB モデルを適用できなかったためと考えられる。

### 3.6.2 更なる高効率化の指標

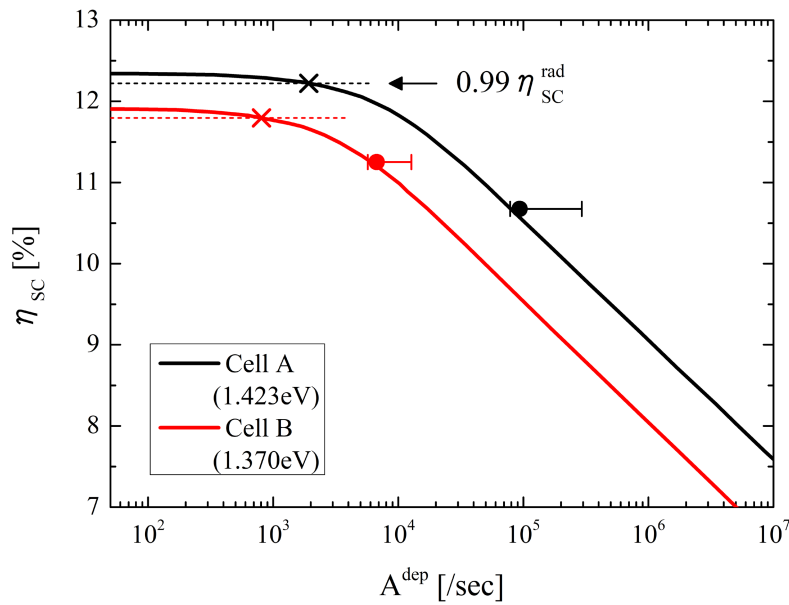
解析結果から、InGaP サブセルと GaAs サブセルの最大電力点を模擬する注入電流では、全てのキャリアが空乏領域で再結合していることが示唆された。そこで、AB モデルに基づいて、 $A^{dep}$  と各サブセルの変換効率 ( $\eta_{sc}$ ) の関係を求めた。図 3.19 にキャリアが空乏領域のみで再結合すると仮定した場合の InGaP サブセルと GaAs サブセルの  $A^{dep}$  と  $\eta_{sc}$  の関係を示す。 $\eta_{sc}$  は実験的に求めた EQE,  $\overline{P_{esc}}$ ,  $\overline{P_{abs}}$  を用いて算出した。図中の丸のシンボルと実線は、それぞれ実験的な結果と計算結果を表している。 $A^{dep}$  を小さくすれば、 $\eta_{sc}$  は内部発光限界に漸近する。ここで、実効的な内部発光限界到達のターゲットとして  $A_{tgt}^{dep}$  と定義する。本解析では、内部発光限界の 99% の変換効率を実現できる  $A^{dep}$  を  $A_{tgt}^{dep}$  とした。 $A_{tgt}^{dep}$  は Cell A と Cell B の InGaP サブセルではおよそ  $1.6 \times 10^4/\text{s}$ ,  $1.7 \times 10^4/\text{s}$ , Cell A と Cell B の GaAs サブセルではおよそ  $1.9 \times 10^3/\text{s}$ ,  $8.1 \times 10^2/\text{s}$  であった(図 3.19 の×のシンボル)。実験的に求めた  $A^{dep}$  と  $A_{tgt}^{dep}$  の比 ( $=A^{dep}/A_{tgt}^{dep}$ ) を求めると、Cell A と Cell B の InGaP サブセルの場合、 $A^{dep}/A_{tgt}^{dep}$  はおよそ 31 と 21 で、GaAs サブセルの場合、48 と 8 であった。この比率に基づいて  $A^{dep}$  を低減できれば、Cell A の InGaP・GaAs サブセルではそれぞれ 1.5%pt, 1.6%pt の  $\eta_{sc}$  向上が見込める。Cell B の InGaP・GaAs サブセルではそれぞれ 1.3%pt, 0.5%pt の  $\eta_{sc}$  向上が見込める。

次に、本解析結果を用いて、内部発光限界に近い値を実現するために必要な再結合中心密度について考察する。本解析の仮定より、エネルギー準位が  $E_t = E_g/2$  の再結合中心について議論する。 $A^{dep}$  は熱速度  $v$  と捕獲断面積  $\sigma$  と空乏領域の実効的な再結合中心密度  $N^{dep}$  の積で決定される。したがって  $A^{dep}/A_{tgt}^{dep}$  は以下の式で表すことができる。

$$\frac{A^{dep}}{A_{tgt}^{dep}} \approx \left( \frac{1}{v^p \sigma^p N^{dep}} + \frac{1}{v^n \sigma^n N^{dep}} \right)^{-1} \bigg/ \left( \frac{1}{v^p \sigma^p N_{tgt}^{dep}} + \frac{1}{v^n \sigma^n N_{tgt}^{dep}} \right)^{-1} = \frac{N^{dep}}{N_{tgt}^{dep}} \quad (3.15)$$



(a) InGaP サブセル



(b) GaAs サブセル

図 3.19 : 3 接合太陽電池におけるサブセル変換効率と SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) の相関

ここで、 $v^p$ と $v^n$ は正孔と電子の熱速度、 $\sigma^p$ と $\sigma^n$ は正孔と電子の捕獲断面積、 $N_{tgt}^{dep}$ は内部発光限界に近い値を実現するために必要な空乏領域における実効的な再結合中心密度を表している。式(3.15)より、Cell A と Cell B の InGaP サブセルの場合、空乏領域の実効的



な再結合中心密度を 31 分の 1, 21 分の 1 に, Cell A と Cell B の GaAs サブセルの場合, 48 分の 1, 8 分の 1 にすれば, 内部発光限界の 99%の変換効率を実現すると期待できる.

本解析によって, 空乏領域における SRH 再結合の変換効率への影響を定量化し, 限界効率を達成するための再結合中心密度の低減について, 指標を得た.

### 3.7 まとめ

第 3 章では, EL 強度と EQE の定量計測およびその不確かさ伝播解析を行い, 世界最高水準セルの定量的な外部発光効率と内部発光効率を算出した. また, 外部発光限界からの電圧損失量と, その要因 (非発光再結合損失と裏面光学損失) を明らかにした. 更に, 再結合レート式から導出した AB モデルを用いて内部発光効率を解析し, 世界最高水準セルの最大電力点における非発光再結合損失は空乏領域で生じていることを明らかにした. したがって, 更なる高効率化を実現するためには, 空乏領域における非発光再結合損失の低減が課題と言える. これらの課題解決の方法については, 第 5 章で述べる.



## 第 4 章

# 非発光再結合寿命に関する放射線照射効果の解明

### 4.1. はじめに

人工衛星の太陽電池パネルは、宇宙放射線環境に晒され、その出力は徐々に低下する。そのため、宇宙用太陽電池の性能向上を実現するためには寿命末期における変換効率を向上させる必要があり、特に放射線照射効果の理解が重要となる。

発生電流に大きく影響する拡散長の放射線照射効果については、先行研究によって明らかになっている。n 型半導体よりも p 型半導体の方が、拡散長に関する放射線損傷係数が小さいことから<sup>[43]</sup>、一般的な宇宙用太陽電池のベース層は p 型となっている。また、現在宇宙用として一般的に使われている InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池では、放射線による拡散長の低下が最も小さい InGaP が電流制限セルとなるように設計がされており、出力電流に関しては高い耐放射線性が実現されている<sup>[30]</sup>。

放射線による太陽電池の変換効率低下は、電圧の低下によるところが大きい。しかし、電圧低下を招く非発光再結合寿命の変化に関する放射線照射効果は、未だ明らかでない。寿命末期において高い変換効率の 3 接合太陽電池を実現するためには、放射線照射による非発光再結合寿命への影響を詳細に理解することが重要である。本章では、第 3 章と同様に非発光再結合の中でも欠陥準位を介した SRH 再結合の寿命に着目する。照射前後で、実効的な SRH 再結合寿命の変化が求められれば、放射線によって生成された欠陥数や欠陥のキャリア捕獲断面積に比例する寿命の損傷係数を得ることができ、定量的な損傷を評価することができる<sup>[43, 91]</sup>。しかし、電界の存在する空乏領域と電界のない中性領域では多数キャリア

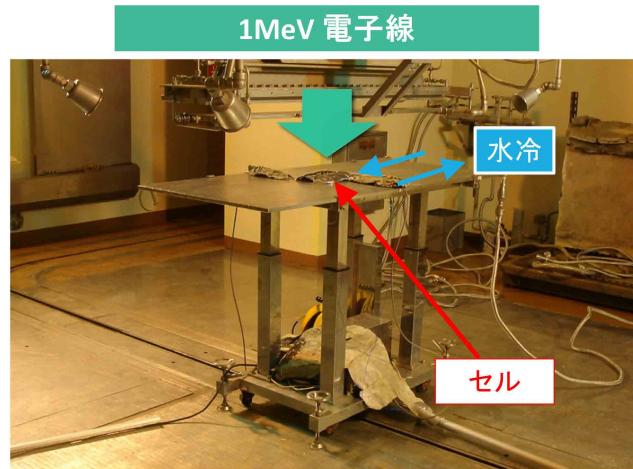


図 4.1：電子線照射実験の様子

アと少数キャリアの比が大きく異なるため、領域ごとで再結合中心として機能する欠陥種が異なると考えられ、その場合、SRH 再結合寿命も異なる可能性がある。したがって、時間分解フォトルミネッセンス法などの従来の手法では解析が困難であると考えられる。

第 4 章では、人工衛星の電力設計に直結する電子線照射効果に議論を絞る。実際に宇宙で使用されている 3 接合太陽電池の、各サブセルの空乏領域と中性領域の SRH 再結合寿命に対する放射線照射効果を調べるため、第 2~3 章で検討した AB モデルを拡張する。また、得られた放射線照射前後の SRH 再結合係数の比較から、電圧低下に関する放射線照射の影響について定量的に議論する。

## 4. 2. 実験・解析手法

世界最高水準セルを含む 2 種類の InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池 (Cell A と Cell B, 第 3 章参照) に、1MeV 電子線を  $3 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$  照射した。これはおおよそ静止軌道環境 5 年分に相当する。照射試験は高崎量子応用研究所のcockcroft・ワルトン型加速器を用いて実施した(図 4.1)。照射レートは  $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  で、照射中サンプルは水冷した。

照射前後で、LIV 測定、EQE 測定、絶対 EL 測定を行った。照射後の各測定は、光アニール<sup>[92]</sup>3 時間後に行った。

外部発光効率率は、第 3 章で述べた校正された Si-CCD を使って測定した絶対 EL 強度か

ら算出した．本章における EL 強度は，中性領域の影響を評価するため，高電流領域まで対象とした．ジュール熱の影響を小さくするため，外部電源から Duty 比 1%以下のパルス電流を注入して，EL 強度を測定した．低電流領域の注入電流値の範囲は，シャント電流の影響が出ない電流値以上とした．EL 強度は3接合太陽電池の出力への寄与度が大きい InGaP サブセルと GaAs サブセルについて測定した．

EL と EQE の相反関係から，各サブセルの電気特性は式(3.9)を用いて算出した．また，電子正孔対が再結合する際の発光確率である内部発光効率は，式(3.7)を用いて算出した．第3章と同様に，非発光再結合は SRH 再結合のみで表せると仮定し，外部に取り出されないキャリア（注入キャリア）は全て空乏領域で再結合する場合について考えた．この場合，内部発光効率は式(2.64)の AB モデルを用いて表すことができる．実験で得られた内部発光効率の電流依存性を AB モデルでフィッティングすることによって，空乏領域の SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) を得た（第3章参照）．これは，空乏領域における SRH 再結合寿命の逆数である．

非発光再結合寿命（ここでは SRH 再結合寿命と同義）に関する放射線損傷係数 ( $K_{\tau}$ ) は放射線照射前後の SRH 再結合係数 ( $A$ ) を用いて以下の様に表すことができる<sup>[9]</sup>．

$$K_{\tau} = \frac{A_{EOL} - A_{BOL}}{\phi} = \frac{\Delta A}{\phi} = v\sigma I \quad (4.1)$$

$A_{BOL}$  は放射線照射前の  $A$ ， $A_{EOL}$  は放射線照射後の  $A$ ， $\Delta A$  は  $A_{EOL}$  と  $A_{BOL}$  の差分， $\phi$  はフルエンス， $v$  はキャリアの熱速度， $\sigma$  は放射線によって生成された欠陥による捕獲断面積， $I$  は放射線による欠陥導入係数を表している． $K_{\tau}$  あるいは  $\Delta A$  は放射線欠陥の捕獲断面積と欠陥数に比例する非発光再結合寿命の損傷を表す指標である．本章では， $K_{\tau}$  あるいは  $\Delta A$  を用いて電圧低下について議論する．

### 4.3. AB モデルを用いた空乏領域の非発光再結合寿命の放射線照射による影響評価

図 4.2 には照射前後の Cell A の LIV (AM0, 1sun, 25°C) を示す．実線は 3 接合太陽電池の LIV を，破線は式(3.9)を用いて算出した InGaP サブセルと GaAs サブセルの LIV を表

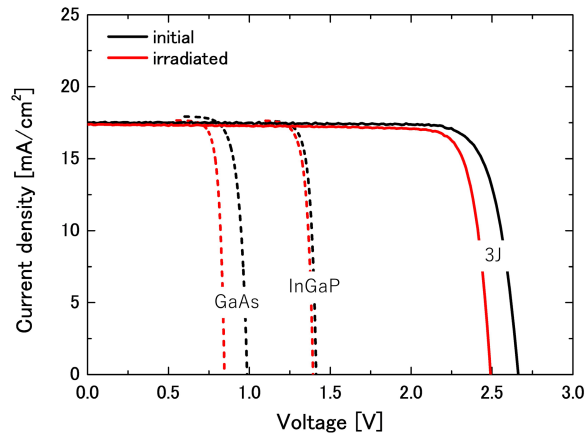


図 4.2：電子線照射前後の光照射時の電流電圧特性（Cell A）

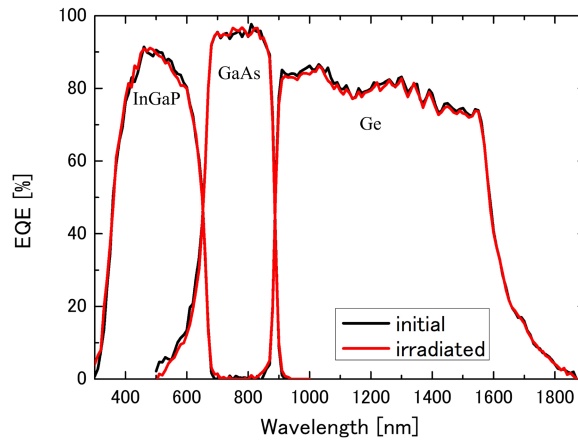
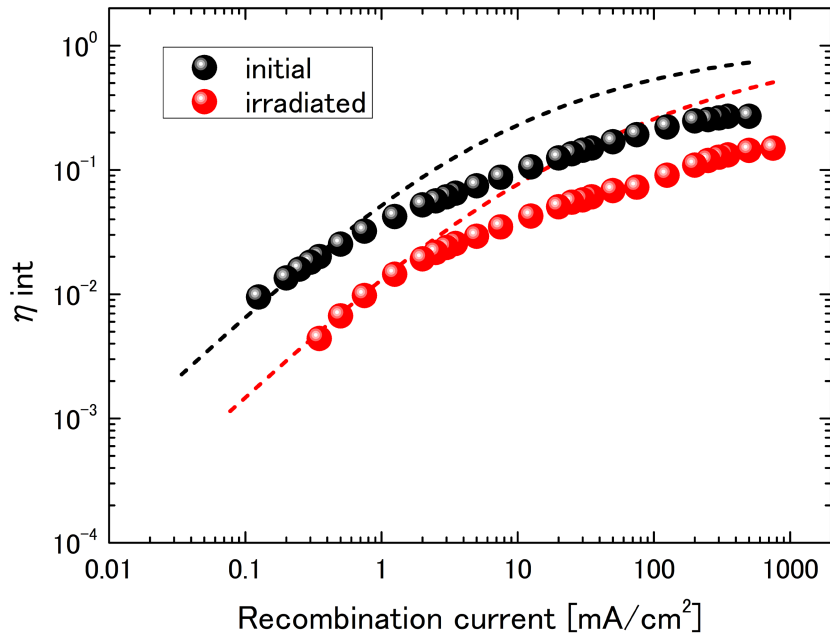


図 4.3：電子線照射前後の EQE (Cell A)

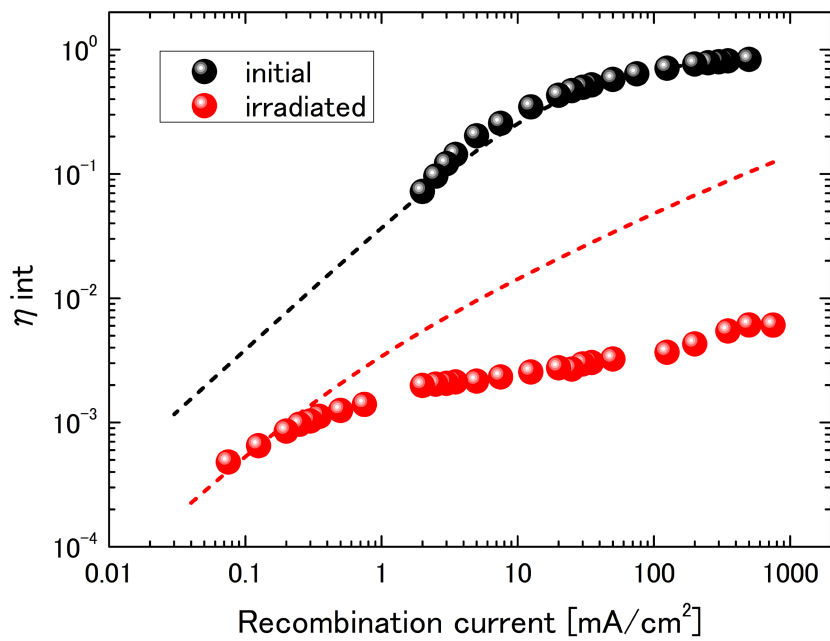
している．発生電流についてはほとんど変化しておらず，出力低下の主要因は電圧劣化であることが分かる．実測の LIV の変化より，3 接合太陽電池の  $V_{oc}$  の変化量は  $\Delta V_{oc3J}=171\text{mV}$  であった．一方，破線の LIV から算出したサブセルの  $V_{oc}$  の変化量は， $\Delta V_{ocInGaP}=20\text{mV}$ ， $\Delta V_{ocGaAs}=140\text{mV}$  であった．残りの  $11\text{mV}$  が Ge サブセルの  $V_{oc}$  の変化と考えられる．このことから，3 接合太陽電池の電圧変化の大半は GaAs サブセルによる．これはこれまでの報告と合致している [40, 46, 74]．

図 4.3 には照射前後の Cell A の EQE を示す．EQE について照射前後で変化が見られない．このことから，EQE で決定する式(3.9)中の  $V^{rad}$  と式(3.7)中の  $\overline{P_{esc}}$  と  $\overline{P_{abs}}$  はそれぞれ照射前後で変化していないと考えられる．内部発光効率だけが電子線照射によって変化したとみなし，以降解析をする．

電子線照射前後の内部発光効率の再結合電流依存性（Cell A）を図 4.4 に示す．丸のシン



(a) InGaP サブセル



(b) GaAs サブセル

図 4.4 : AB モデルを用いた内部発光効率解析 (Cell A)

ボルトは実験的に求めた  $\overline{\eta_{int}}$ ，破線は式(2.64)の AB モデルから求めた  $\eta_{int}^{dep}$  を表している．実験的に求めた  $\overline{\eta_{int}}$  より，光照射時の開放状態を模擬する  $J_{rec} \approx 17 \sim 18 \text{ mA/cm}^2$  の時の内部発光

表 4.1：電子線照射前後の空乏領域における SRH 再結合係数 (Cell A)

	$A_{BOL}^{dep}$ [s <sup>-1</sup> ]	$A_{EOL}^{dep}$ [s <sup>-1</sup> ]	$K_{\tau}^{dep}$ [cm <sup>2</sup> /s]
InGaP	$2.50 \times 10^5$	$6.00 \times 10^5$	$2.33 \times 10^{-9}$
GaAs	$1.36 \times 10^5$	$2.21 \times 10^5$	$5.67 \times 10^{-10}$

効率は、InGaP サブセルでは初期値に対して照射後は約 3 分の 1 に、GaAs サブセルでは約 150 分の 1 以下に低下した。また太陽電池の最大電力点を模擬する  $J_{rec} \approx 1 \sim 2 \text{ mA/cm}^2$  の時の内部発光効率率は、InGaP サブセルでは初期値に対して照射後は約 3 分の 1 に、GaAs サブセルでは約 35 分の 1 に低下した。いずれの動作状態においても GaAs サブセルの劣化が支配的であった。

放射線照射前後の InGaP・GaAs サブセルにおいて、低電流領域では実験的に求めた  $\overline{\eta_{int}}$  と AB モデルから求めた  $\eta_{int}^{dep}$  の再結合電流依存性の傾きが良く合致した。これは低電流領域において、AB モデルの仮定である「全てのキャリアが空乏領域で再結合する」、「非発光再結合は SRH 再結合のみで表せる」がそれぞれ成立していることを示唆している。低電流領域において、実験的に求めた  $\overline{\eta_{int}}$  と AB モデルから求めた  $\eta_{int}^{dep}$  が合致するように  $A^{dep}$  を求めた (第 3 章参照)。結果は表 4.1 の通りである。求めた  $A^{dep}$  と式(4.1)を用いて、空乏領域における非発光再結合 (=SRH 再結合) 寿命に関する放射線損傷係数 ( $K_{\tau}^{dep}$ ) を算出した。InGaP サブセルと GaAs サブセルの  $K_{\tau}^{dep}$  は、それぞれ  $2.33 \times 10^{-9}$ 、 $5.67 \times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{s}$  と推定された。InGaP サブセルの  $K_{\tau}^{dep}$  の方が GaAs サブセルよりも値が大きい。これは放射線による空乏領域の SRH 再結合寿命の変化 (損傷) が InGaP サブセルのほうが大きいことを意味する。しかし、 $V_{oc}$  や  $V_{mp}$  の劣化では GaAs サブセルの方が InGaP サブセルよりも大きく、一見矛盾するように思われる。この考察は次項にて行う。

一般的に放射線によって生成される欠陥種は複数存在する。各欠陥の非発光再結合中心としての特性は報告されている<sup>[93-97]</sup>が、生成された欠陥種のうち実際にどの欠陥が再結合中心として電氣的に活性化し、電気特性に影響を及ぼしているかは、十分には解明されていない。そこで、得られた  $K_{\tau}$  を電子と正孔の熱速度で除した値を求めた。ここでは再結合中心が電子捕獲型なのか正孔捕獲型なのか判別ができないため、電子と正孔の熱速度で割った値をそれぞれ算出した。結果を表 4.2 に示す。これは式(4.1)より放射線による欠陥導入係数  $I$  と放射線欠陥の捕獲断面積  $\sigma$  の積に等しい。各放射線欠陥における  $I$  と  $\sigma$  は Deep Level Transient Spectroscopy (DLTS) 法を用いた先行研究<sup>[93-97]</sup>によって特定されていることから、 $K_{\tau}^{dep}/v$  と  $I\sigma$  を比較することで、InGaP サブセルと GaAs サブセルの空乏領域において



表 4.2 :  $K_{\tau}^{dep}/v$  (Cell A)

	$K_{\tau}^{dep}/v_n$ [cm]	$K_{\tau}^{dep}/v_p$ [cm]
InGaP	$5.81 \times 10^{-17}$	$1.68 \times 10^{-16}$
GaAs	$1.23 \times 10^{-17}$	$3.90 \times 10^{-17}$

表 4.3 : 先行研究による放射線欠陥特性<sup>[93-97]</sup>

		Label	$E_f - E_i$ [eV]	$I$ [cm <sup>-1</sup> ]	$\sigma_{irr}$ [cm <sup>2</sup> ]	$I\sigma_{irr}$ [cm]
InGaP	M.A. Zaidi	IE1	0.82	$4 \times 10^{-3}$	$4.2 \times 10^{-14}$	$1.7 \times 10^{-16}$
		IE2	0.60	0.1	$1.9 \times 10^{-15}$	$1.9 \times 10^{-16}$
		IE3	0.29	0.13	$2.7 \times 10^{-13}$	$3.5 \times 10^{-14}$
		IE4	0.12	0.41	$2.5 \times 10^{-12}$	$1.0 \times 10^{-12}$
	J.C Bourgoïn	H2		$9.3 \times 10^{-2}$	$1.8 \times 10^{-12}$	$1.7 \times 10^{-13}$
GaAs	D. Pons	E2	0.57	1.5	$1.2 \times 10^{-13}$	$1.8 \times 10^{-13}$
		E3	0.41	0.4	$6.2 \times 10^{-15}$	$2.5 \times 10^{-15}$
		E4	0.05	0.08	$3.1 \times 10^{-14}$	$2.5 \times 10^{-15}$
		E5	0.25	0.1	$1.9 \times 10^{-12}$	$1.9 \times 10^{-13}$
	D. Stievenard	H2'	0.35	0.025~0.058	$2.5 \times 10^{-15}$	$6.3 \times 10^{-17} \sim 1.5 \times 10^{-16}$
		H2''	0.27	0.025~0.058	$6.9 \times 10^{-15}$	$1.7 \times 10^{-16} \sim 4.0 \times 10^{-16}$
		H3	0.17	0.14~0.2	$7.4 \times 10^{-16}$	$1.0 \times 10^{-16} \sim 1.5 \times 10^{-16}$
		H4	0.08	0.059~0.082	$6.8 \times 10^{-14}$	$4.0 \times 10^{-15} \sim 5.6 \times 10^{-15}$

再結合中心として支配的に機能している放射線欠陥種を推定した. 表 4.3 には先行研究で報告されている 1MeV 電子線照射によって生成される欠陥種の特徴をまとめている. 表 4.2 と 4.3 を比較した結果, InGaP サブセルの空乏領域では  $K_{\tau}^{dep}/v_n$  ( $= 5.81 \times 10^{-17}$  cm) と, IE1 と呼ばれている欠陥の  $I\sigma$  ( $= 1.7 \times 10^{-16}$  cm) と IE2 と呼ばれている欠陥の  $I\sigma$  ( $= 1.9 \times 10^{-16}$  cm) が比較的近い値であった. また, GaAs サブセルの空乏領域では  $K_{\tau}^{dep}/v_p$  ( $= 3.90 \times 10^{-17}$  cm) と H2' と呼ばれている欠陥の  $I\sigma$  ( $= 6.3 \times 10^{-17} \sim 1.5 \times 10^{-16}$  cm) が比較的近い値であった. GaAs 太陽電池の空乏領域では H2 欠陥の影響が大きいことは, DIV 解析からも報告されており<sup>[98]</sup>, 異なる解析手法で同様の結果が得られた.

#### 4.4. 空乏領域の非発光再結合寿命と変換効率の相関

前項で InGaP サブセルの方が GaAs サブセルよりも  $K_{\tau}^{dep}$  ないし  $\Delta A^{dep}$  が大きいにも関わらず、電圧（変換効率）の変化は GaAs サブセルの方が大きい結果を示した。この結果を説明するためには、 $A^{dep}$  と変換効率の相関を明らかにする必要がある。

まず着目したのは、 $A^{dep}$  と変換効率とバンドギャップエネルギーの相関である。図 4.5 はバンドギャップエネルギーと  $A^{dep}$  による内部発光限界効率と各条件における変換効率の差分（絶対値）の相関を表している。各条件における変換効率は、全てのキャリアが空乏領域で再結合すると仮定して計算をした。また、 $J_{sc}$  と  $J_0$  は SQ モデルを用い、 $P_{esc}$  と  $P_{abs}$  はそれぞれ 0.015, 0.7 として変換効率を算出した。真性キャリア密度  $n_i$  は  $n_i = \sqrt{N_c N_v} \exp(-E_g/2kT)$  ( $N_c, N_v$ : 伝導帯, 価電子帯の実効状態密度,  $\sqrt{N_c N_v}$  を  $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  とした) より近似的に算出した。図 4.5 よりバンドギャップエネルギーが小さいほど、変換効率の変化量を表す等高線の間隔が狭く、 $A^{dep}$  の変化に対する変換効率の絶対変化量が大きいたことが分かる。これは、空乏領域における逆方向飽和電流密度  $J_{02}$  に対する空乏領域の  $A^{dep}$  の寄与度がバンドギャップエネルギーによって異なるためと考えられる。 $J_{02}$  は  $A^{dep}$  と真性キャリア密度  $n_i$  に依存する<sup>[80]</sup>ため、 $n_i$  が InGaP よりも 3 桁以上大きい GaAs では、 $A^{dep}$  に対する  $J_{02}$  の変化量が大きく、電圧に大きな影響を及ぼすと考えられる。

他に  $A^{dep}$  と変換効率の相関に強く影響を及ぼすと考えられるのが、光学パラメータである  $P_{esc}$  と  $P_{abs}$  である。図 4.6 はバンドギャップエネルギーを固定して、 $P_{esc}$  と  $P_{abs}$  を変化させた場合の  $A^{dep}$  と変換効率の相関を表している。バンドギャップエネルギーは 1.4eV とした。図 4.6 から、特に  $A^{dep}$  が小さい領域において、 $P_{esc}$  が小さいほど、また  $P_{abs}$  が大きいほど変換効率は  $A^{dep}$  の変化に敏感となることが分かった。 $A^{dep}$  は式(2.64)に示す通り内部発光効率に強く影響する。しかし、外部発光効率は内部発光効率だけでなく光学パラメータにも大きく影響を受ける（式(3.7)参照）ため、 $A^{dep}$  が変換効率に及ぼす影響は光学パラメータによって左右される。

InGaP サブセルと GaAs サブセルのバンドギャップエネルギーと光学パラメータを比較する。バンドギャップエネルギーは GaAs の方が小さいため、GaAs サブセルの方が  $A^{dep}$  の変化に対して変換効率の絶対変化量大きい。また Cell A の InGaP サブセルの  $P_{esc}$  と  $P_{abs}$

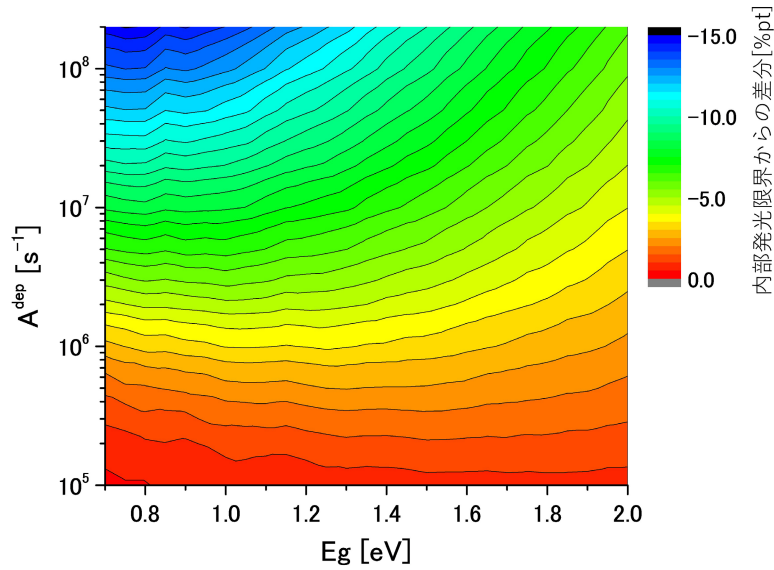


図 4.5：バンドギャップエネルギーと空乏領域の $A^{dep}$ と変換効率の相関

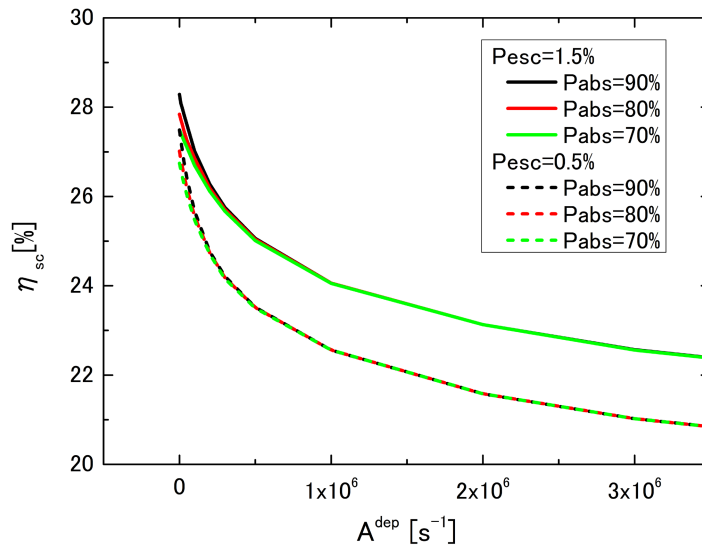


図 4.6：バンドギャップエネルギーと $A^{dep}$ と変換効率の相関

はそれぞれ 0.014 と 0.72 であるのに対して，Cell A の GaAs サブセルの $P_{esc}$ と $P_{abs}$ は 0.008 と 0.75 で，GaAs サブセルの方が， $A^{dep}$ の変化に対して変換効率は大きく変化する．図 4.7 は，Cell A の InGaP サブセルと GaAs サブセルの $A^{dep}$ と変換効率の相関を表している．丸のシンボルが実験結果，破線が上記のパラメータを用いた計算結果である．計算結果より GaAs サブセルの方が， $A^{dep}$ の変化に対して変換効率の絶対変化量が大きいことが分かる．

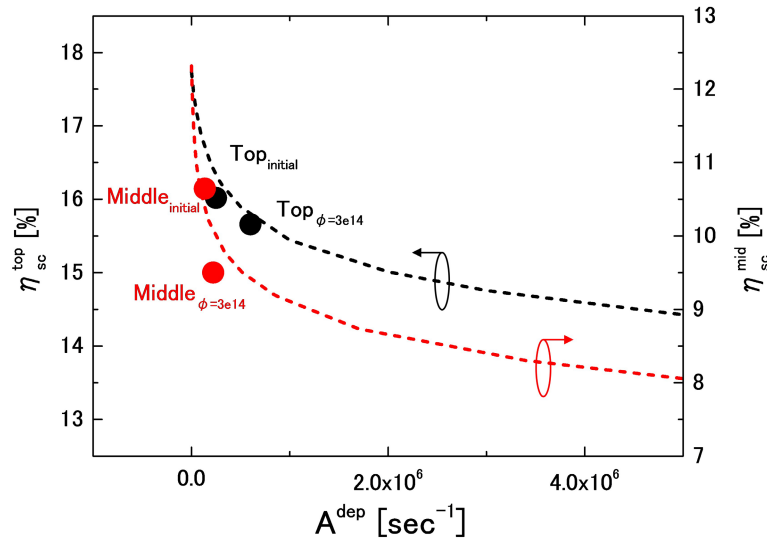


図 4.7：光学パラメータと $A^{dep}$ と変換効率の相関 (Cell A)

加えて、GaAs サブセルは初期の $A^{dep}$ が非常に小さく、特に変化が大きい領域に存在していることから、わずかな $A^{dep}$ の変化によって大きく変換効率が低下したと考えられる。

以上より、放射線照射による GaAs サブセルの電圧低下が InGaP サブセルよりも大きい理由は、非発光再結合寿命の変化そのものが大きいためではなく、バンドギャップエネルギーや光学パラメータ、初期値の影響のためと考えられる。この知見から、空乏領域の放射線耐性を高める方法が挙げられる。まず考えられる有効な対策は、実効的な $A^{dep}$ の変化を抑制する方法である。もし、放射線欠陥を電気的に不活性化することができれば、 $A^{dep}$ の変化を抑制することが可能である。また、光学パラメータによる放射線耐性向上も考えられる。 $P_{esc}$ を高める、あるいは $P_{abs}$ を低く抑えることで $A^{dep}$ の変化に対する変換効率への影響を小さくすることが可能である。詳細は第 6 章で述べる。

#### 4. 5. 拡張 AB モデルを用いた中性領域の非発光再結合寿命の放射線照射による影響評価

図 4.4 において高電流領域の $\overline{\eta_{int}}$ と $\eta_{int}^{dep}$ が合致しないのは、中性領域における再結合の影響と考えられる。特に GaAs サブセルにおいては照射後に中性領域の影響が大きくなっている。これまでは変換効率を決定する最大電力点においては、空乏領域の議論だけで十分で

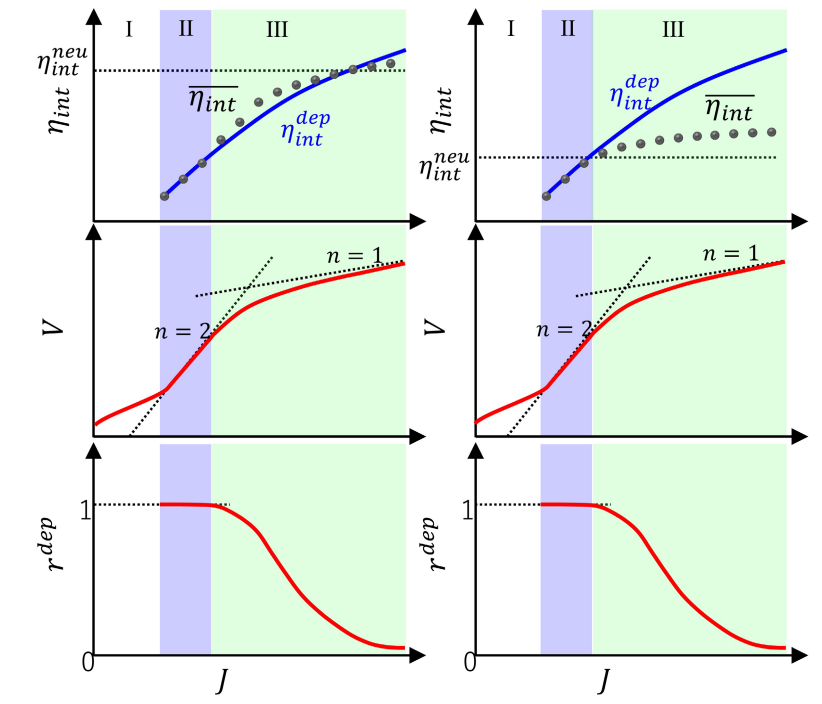


図 4.8：拡張 AB モデルのイメージ

あったが、放射線照射後については、空乏領域だけでなく、中性領域の議論も必要である。中性領域における放射線照射効果を調べるため、AB モデルに「拡散長がセル厚よりも十分に長く、フォトキャリアの収集効率が 100%である」という仮定を追加して解析を行う。

この仮定が成立する場合、光照射によって生成されたキャリアや内部発光の再吸収によって再生成されたキャリアは、空乏領域によって電荷分離された後再結合する。つまり、フォトキャリアの生成箇所による影響は考慮する必要がなく、外部電源から注入されたキャリアと同様の再結合プロセスを考えれば良い。注入キャリアは、バイアス電圧で決定するキャリア密度分布に従って再結合する。この時の空乏領域における再結合割合を  $r^{dep}$  とすると、中性領域の再結合割合は  $1 - r^{dep}$  と表せる。中性領域の内部発光効率を  $\eta_{int}^{neu}$  とすると、 $\overline{\eta_{int}}$  は以下の式で表すことができる。

$$\overline{\eta_{int}} = r^{dep} \eta_{int}^{dep} + (1 - r^{dep}) \eta_{int}^{neu} \tag{4.2}$$

図 4.8 には  $\overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  の電流依存性のイメージ図を示している。まず電流に応じて I, II,

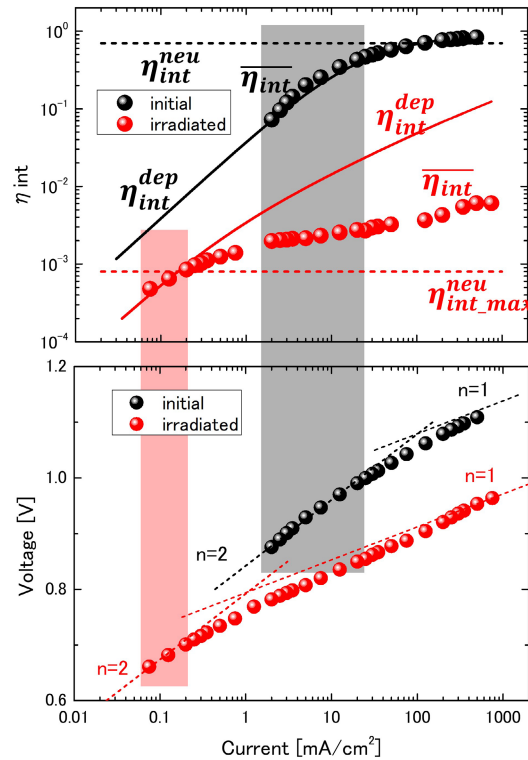


図 4.9：拡張 AB モデルを用いた内部発光効率の解析（Cell A の GaAs サブセル）

III の領域を設けた．領域 I はシャント抵抗の影響が支配的な領域であり，上記仮定を満たさないため解析には用いることができない．領域 II は  $\overline{\eta_{int}} = \eta_{int}^{dep}$  が成立する領域である．再結合中心のエネルギー準位がミッドギャップに存在する場合，この領域の DIV は  $n=2$  で近似することができる．また， $r^{dep} \approx 1$  が成立する．この領域で AB モデルを用いることで  $A^{dep}$  と領域 III における  $\eta_{int}^{dep}$  を求めることができる．領域 III は中性領域の再結合が増える領域で  $r^{dep} < 1$  となる．領域 III の  $\overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  の相関から  $\eta_{int}^{neu}$  を導出することができる． $\eta_{int}^{neu}$  は式(2.63)で示す通り電流に依存せず一定である．図 4.8 の左図の様に領域 III で  $\eta_{int}^{dep} < \overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep} > \overline{\eta_{int}}$  が成立する領域がそれぞれ存在すれば， $\eta_{int}^{neu}$  は式(4.2)から， $\overline{\eta_{int}}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  の交点として求められる．一方，右図の様に  $\eta_{int}^{dep} > \overline{\eta_{int}}$  しか成立しない場合，式(4.2)を満たす  $\eta_{int}^{neu}$  は領域 II から領域 III に変化する電流値における  $\overline{\eta_{int}}$  として求められる．ただし，後者の場合求められる値は  $\eta_{int}^{neu}$  の最大値であることに注意が必要である．

今回放射線を照射したサンプルは図 4.3 に示す通り，EQE は変化していないことから，拡散長はセル厚よりも十分に長いと考えることができる．したがって，解析の仮定を満たしていると判断できる．

図 4.9 は GaAs サブセルの内部発光効率と EL と EQE から算出した暗状態における順方

表 4.4 : 1MeV 電子線 ( $\phi = 3 \times 10^{14} / \text{cm}^2$ ) 照射前後の中性領域における SRH 再結合係数 (Cell A)

	$A_{BOL}^{neu} [\text{s}^{-1}]$	$A_{EOL}^{neu} [\text{s}^{-1}]$	$K_{\tau}^{neu} [\text{cm}^2/\text{s}]$
GaAs	$2.9 \times 10^5$	$> 8.5 \times 10^8$	$> 2.83 \times 10^{-6}$

表 4.5 :  $K_{\tau}^{neu} / \nu$  (Cell A)

	$K_{\tau}^{neu} / \nu_n [\text{cm}]$	$K_{\tau}^{neu} / \nu_p [\text{cm}]$
GaAs	$> 6.1 \times 10^{-14}$	$> 2.0 \times 10^{-13}$

向電圧の電流依存性を示している。黒のハッチング箇所は照射前の領域 II を、赤のハッチング箇所は照射後の領域 II を示している。照射前は領域 III に  $\eta_{int}^{dep} < \bar{\eta}_{int}$  と  $\eta_{int}^{dep} > \bar{\eta}_{int}$  が成立する領域がそれぞれ存在するため、 $\eta_{int}^{neu}$  は  $\bar{\eta}_{int}$  と  $\eta_{int}^{dep}$  の交点から 0.7 と求めた。照射後は領域 III に  $\eta_{int}^{dep} < \bar{\eta}_{int}$  が成立する領域が存在しないため、領域 II と III の境界における  $\bar{\eta}_{int}$  から  $\eta_{int}^{neu} < 8 \times 10^{-4}$  と求めた。式(2.63)を用いて算出した  $A^{neu}$  と式(4.1)を用いて算出した  $K_{\tau}^{neu}$  を表 4.4 に示す。なお、InGaP サブセルに関しては、照射前後のいずれも領域 III において  $\eta_{int}^{dep} < \bar{\eta}_{int}$  が成立しないため、 $K_{\tau}^{neu}$  の範囲を特定できなかった。

GaAs サブセルの中性領域の電子捕獲、正孔捕獲としての  $K_{\tau}^{neu} / \nu$  をそれぞれ算出した。結果を表 4.5 に示す。空乏領域と同様に、表 4.3 の先行研究との比較から、中性領域で再結合中心として活性化している放射線欠陥は E2 または E5 と呼ばれる欠陥と推定された。これは空乏領域の再結合中心と推定された H2' 欠陥とは異なる。1MeV 電子線は太陽電池を貫通するエネルギーを有していることから、太陽電池の深さ方向に対しては、表 4.3 に示す各放射線欠陥が一樣に生成されていると考えられる。したがって、本解析結果は、再結合中心として活性化する放射線欠陥は、電子と正孔のキャリア密度分布によって、つまり空乏領域と中性領域で異なることを示唆している。また、GaAs サブセルの空乏領域と中性領域の  $K_{\tau}$  を比較すると 3 桁以上異なる値であることが分かった。

空乏領域の内部発光効率は、式 (2.64) より、 $A^{dep}$  と少数キャリア密度に大きく依存する。一方、中性領域の内部発光効率は、式 (2.63) より、 $A^{neu}$  と多数キャリア密度に依存する。したがって、空乏領域と中性領域では放射線耐性を高めるためには、それぞれ異なる対策が必要と考えられる。詳細は第 5 章および第 6 章で述べる。

表 4.6 : 1MeV 電子線( $\phi=3\times 10^{14}/\text{cm}^2$ )照射前後の空乏領域における $K_{\tau}^{dep}$ 

	InGaP サブセル	GaAs サブセル
Cell A	$2.33\times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$	$5.67\times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{s}$
Cell B	$1.67\times 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{s}$	$5.33\times 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{s}$

表 4.7 : Cell A と Cell B の 1MeV 電子線( $\phi=3\times 10^{14}/\text{cm}^2$ )照射前後の電気特性

	Initial		Irradiated	
	Cell A	Cell B	Cell A	Cell B
短絡電流 $I_{sc}(\text{mA})$	69.92	72.11	69.52	71.81
開放電圧 $V_{oc}(\text{V})$	2.662	2.694	2.491	2.480
最大出力電力 $P_{max}(\text{mW})$	154.5	158.8	147.0	148.4
最大出力動作電圧 $V_{mp}(\text{mV})$	2.323	2.372	2.226	2.198
最大出力動作電流 $I_{mp}(\text{mA})$	66.50	66.97	66.02	67.52
曲線因子FF	0.830	0.818	0.849	0.833

## 4. 6. Cell A と Cell B の比較

ここまで Cell A の非発光再結合寿命に関する放射線照射効果について述べてきた。本項では初期の変換効率で世界最高水準の特性を持つ Cell B (第 3 章参照) との比較を行う。Cell A と Cell B の $K_{\tau}^{dep}$ の比較を表 4.6 に示す。InGaP サブセル、GaAs サブセルともに Cell A と Cell B に有意な違いは見られなかった。しかし、光照射時の電気特性を比較すると大きな違いが見られた。表 4.7 は Cell A と Cell B の光照射時の電気特性の変化を表す。Voc と Vmp に着目すると、照射前は Cell B の方が Cell A よりも高いが、照射後は逆転し Cell A の方が高い。図 4.10 は EL と EQE から求めた GaAs サブセルの LIV を示す。照射前後で Cell A と Cell B の電圧の大小関係が逆転していることから、Cell B の電圧劣化が Cell A よりも大きい原因は GaAs サブセルにあると考えられる。しかし、Cell A と Cell B の GaAs サブセルの $K_{\tau}^{dep}$ に違いが見られないことから、 $A^{dep}$ が変換効率に与える影響が Cell A と Cell B の GaAs サブセルで異なる可能性がある。

図 4.11 は Cell A と Cell B の GaAs サブセルの $A^{dep}$ と変換効率の相関を表している。実線は計算結果、丸のシンボルは実験結果である。Cell B の GaAs サブセルの方が Cell A に比べ実効的なバンドギャップエネルギーが小さく (第 3 章参照)、また $P_{esc}$ が低いため、 $A^{dep}$



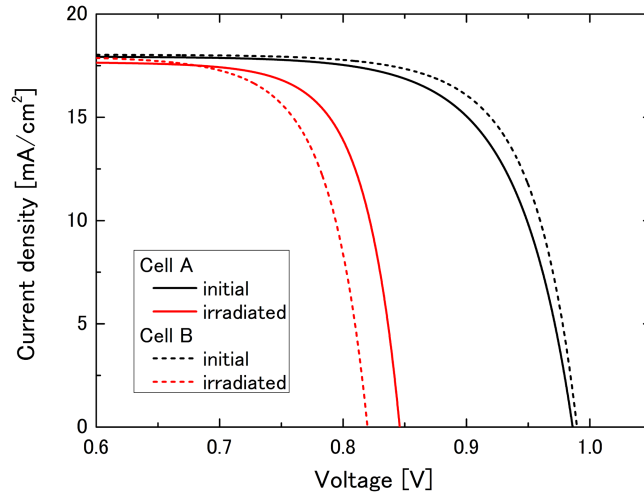


図 4.10 : Cell A と Cell B の電子線照射前後の電気特性 (GaAs サブセル LIV)

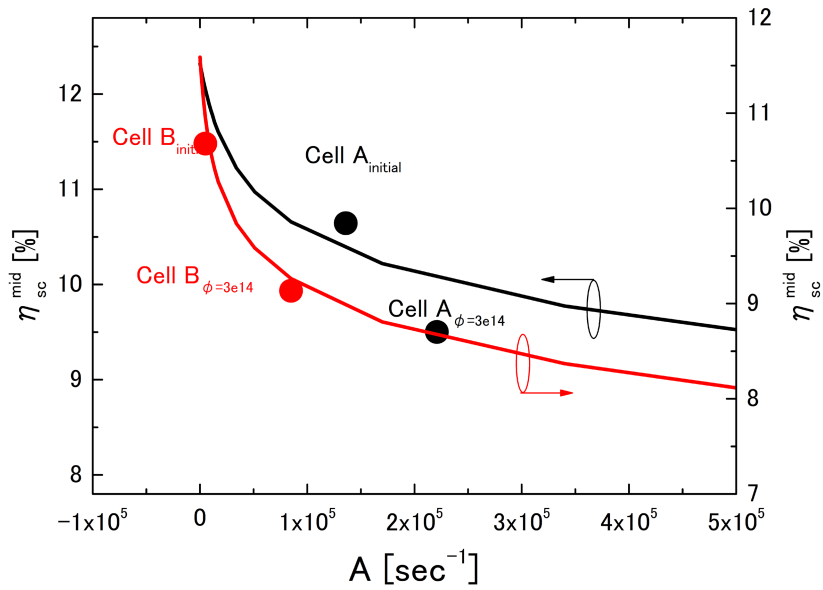


図 4.11 : Cell A と Cell B の  $A^{dep}$  と GaAs サブセル変換効率の相関

の変化に対する変換効率の絶対変化量が大きいことが分かった。加えて、Cell B は Cell A に比べて初期の  $A^{dep}$  が小さいため、同じ  $A^{dep}$  の変化に対して、変換効率の低下幅が大きい。以上より、発生電流を向上させるための GaAs サブセルの実質的なナローバンドギャップ化は、放射線による電圧劣化増大を引き起こしたと考えられる。ナローバンドギャップ化における発生電流増大の効果と、放射線による電圧劣化増大の効果はトレードオフの関係だが、表 4.7 より末期効率は Cell B の方が高いため、電流増大の効果が勝っていると考えら

える。

#### 4.7. まとめ

本研究では、中性領域と空乏領域における SRH 再結合係数（あるいは SRH 再結合寿命）をそれぞれ算出するための解析手法を提案した。また SRH 再結合係数が電気特性に及ぼす影響を定量的に評価した。

放射線照射前後の GaAs サブセルでは、空乏領域と中性領域において再結合中心として活性化している放射線欠陥種が異なることが示唆された。また、それぞれの放射線欠陥種の SRH 再結合寿命に関する損傷係数は 3 桁以上異なることが明らかになった。各領域の SRH 再結合係数が内部発光効率に与える影響はそれぞれ異なることから、領域ごとで異なる対策が必要となる。また、SRH 再結合係数が電気特性に及ぼす影響は、バンドギャップエネルギーや光学パラメータに大きく依存することを明らかにした。これらの知見は、宇宙用太陽電池の高耐放射線性の設計に資する。具体的な放射線耐性向上案については第 5 章、第 6 章で述べる。

## 第 5 章

### 非発光再結合損失低減の検討

#### 5.1. はじめに

第 3 章では、世界最高水準の 3 接合太陽電池の詳細な損失解析を行った。解析の結果、更なる高効率化を実現するためには、空乏領域における非発光再結合（SRH 再結合）損失の低減が課題であることが分かった。また第 4 章では、3 接合太陽電池の更なる放射線耐性向上のためには GaAs サブセルの空乏領域と中性領域の SRH 再結合寿命に関する放射線損傷の更なる低減化が必要であることを述べた。第 5 章では、空乏領域に焦点を絞り、これらの課題を解決の方法を検討する。

初期の SRH 再結合損失を低減させる最もシンプルな方法は、結晶品質を高めて再結合中心として機能する欠陥密度そのものを減らす方法である。しかし、実現は極めて困難である上に、運用中に放射線によって欠陥が導入されることを想定すると効果的ではない。そこで、現実的かつ効果的な SRH 再結合損失低減方法として、「発光再結合の促進」と「欠陥の電氣的不活性化」に着目する（図 5.1）。

「発光再結合の促進」とは非発光再結合レートに対する発光再結合レートを高める方法である。図 3.16~3.18 に示す様に一般的に再結合電流が増大すると内部発光効率は向上し、非発光再結合損失は低減する。空乏領域の非発光再結合レートはキャリア密度の 1 乗に比例するのに対し、発光再結合レートはキャリア密度の 2 乗に比例するためである。したがって、局所領域に電子と正孔を閉じ込めそれぞれの密度を高めることができれば、発光再結合割合を促進させることが可能である。これによって、実効的な SRH 再結合係数の低減が期待できる。この効果を実現できる構造として多重量子井戸（MQW）構造太陽電池が考え

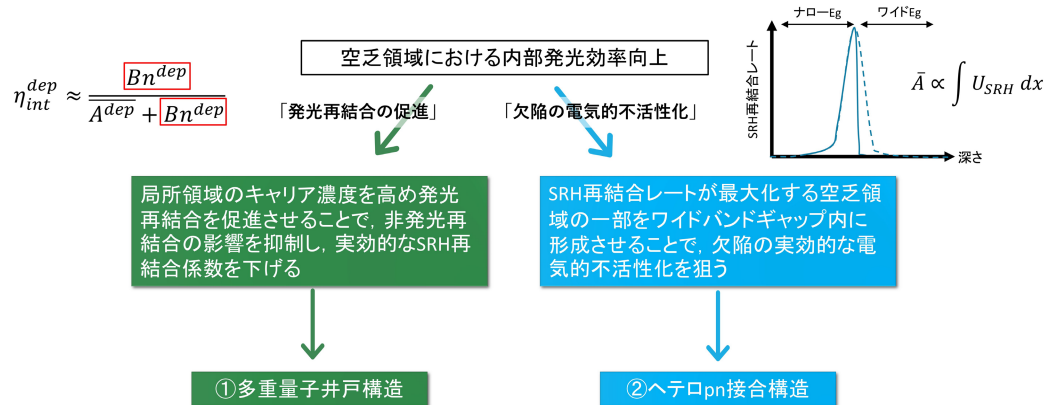


図 5.1：非発光再結合損失低減のための太陽電池構造

られる。

「欠陥の電氣的不活性化」とは、「発光再結合の促進」とは異なり、非発光再結合レートそのものを低減させる方法である。非発光再結合である SRH 再結合は空乏領域の中でも電子と正孔の密度が等しい箇所で最大化する<sup>[56]</sup>。これは、再結合中心を電氣的に活性化させるためには、電子と正孔両方が必要であることを示している。一般的にワイドバンドギャップ材料は真性キャリア密度が低いいため、同じ動作電圧に対する少数キャリア密度はナローバンドギャップ材料よりも低い。したがって、例えば、ヘテロ pn 接合構造<sup>[20-22, 99-102]</sup>のように空乏領域の一部をワイドバンドギャップ材料で構成することで、空乏領域のキャリア密度を低減させることができれば、再結合中心を電氣的に不活性化できると考えられる。当然、ヘテロ界面のエネルギー障壁の影響を考慮する必要があるが、このような構造によって実効的な SRH 再結合レートの低減が期待できる。

それぞれの構造について、シミュレーションと実験から、非発光再結合低減効果を検証する。また、宇宙応用が可能か、放射線照射効果を調べる。

## 5.2. 多重量子井戸構造

### 5.2.1 井戸構造における Shokley-Read-Hall 再結合 (シミュレーション)

電子および正孔の閉じ込めによって非発光再結合レートに対する発光再結合レートを向上させることができるか、シミュレーションによる検証を行った。シミュレーションは

表 5.1：シミュレーションにおける井戸構造太陽電池

材料	型	キャリア密度	厚さ
GaAs	N	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	200 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	425 nm
InGaAs	P	$1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	150 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	425 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	200 nm

表 5.2：シミュレーションにおける GaAs 太陽電池

材料	型	キャリア密度	厚さ
GaAs	N	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	200 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	1000 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	200 nm

PC1D<sup>[103]</sup>を用いた。発光再結合レートは式(2.60)を、非発光 (SRH) 再結合レートは式(2.61)を用いて算出した。

太陽電池構造を表 5.1, 5.2 に示す。井戸構造は単純化した GaAs/InGaAs/GaAs のダブルヘテロ構造とした。GaAs のホモ pn 接合を比較構造とした。シミュレーションで用いた各材料のパラメータは表 5.3 に示す通りである。シミュレーションは暗状態で再結合電流が  $1 \text{ mA/cm}^2$  となるような動作状態で実施した。これは、最大電力点を模擬するためである。

シミュレーションの結果を図 5.2 に示す。キャリア密度と発光/SRH 再結合レートの深さ依存性を表している。井戸構造の InGaAs では電子と正孔の密度が他の領域よりも高いため、InGaAs における発光および SRH 再結合レートは GaAs 領域よりも高い結果が得られた。発光再結合および SRH 再結合レートを深さ方向で積分し SRH 再結合レートに対する発光レートの比を算出すると、井戸無しの GaAs ホモ pn 接合に比べ、井戸構造では SRH 再結合レートに対する発光レートの比が 2 倍に向上することが分かった。このシミュレーションの結果より、井戸構造を空乏領域に挿入することで、最大電力点における内部発光効率を向上させることが可能であることを示した。

表 5.3：シミュレーションで用いた材料パラメータ

	GaAs	InGaAs
$E_g$ [eV]	1.424	1.28
移動度 $\mu_e$ [cm <sup>2</sup> /V/s]	961~8569	961~8569
移動度 $\mu_h$ [cm <sup>2</sup> /V/s]	7.5~408	7.5~408
$\tau_e$ [ $\mu$ s]	30	30
$\tau_h$ [ $\mu$ s]	30	30
$n_i$ [cm <sup>3</sup> ]	$1.79 \times 10^6$	$3.2 \times 10^6$
電子親和力 $\chi$ [eV]	4.07	4.07
Nc/Nv	0.034	0.034
$\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	1.424eV : $4.5 \times 10^4$ 2.77eV : $5.701 \times 10^5$	1.424eV : $4.5 \times 10^4$ 2.77eV : $5.701 \times 10^5$

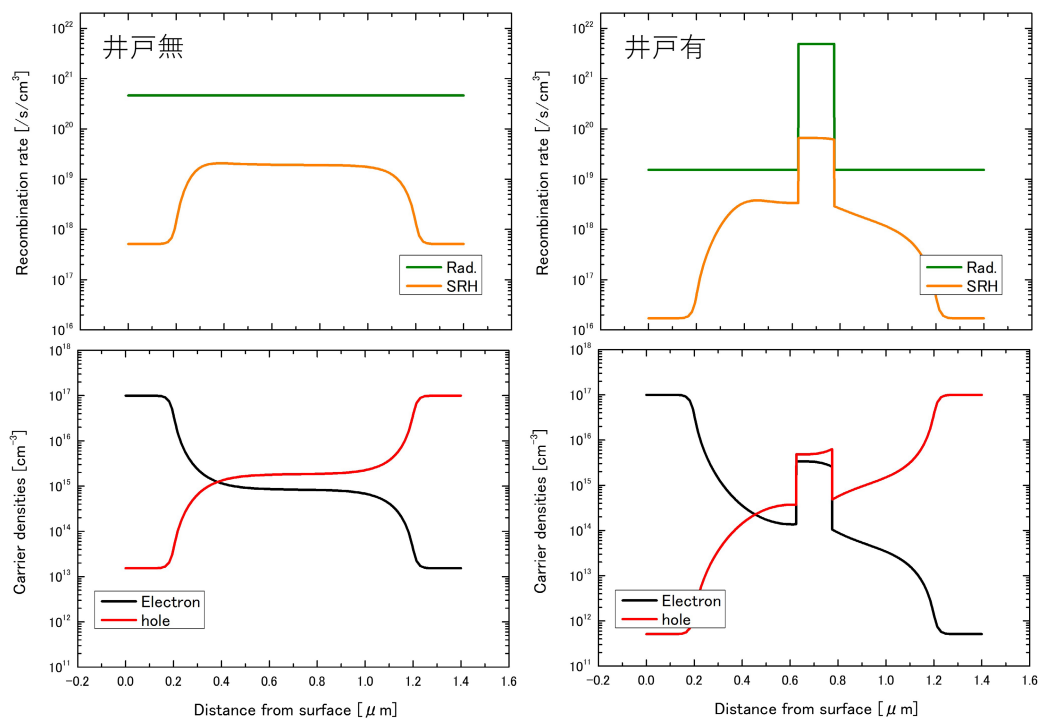


図 5.2：シミュレーションによるキャリア密度と再結合レートの深さ依存性

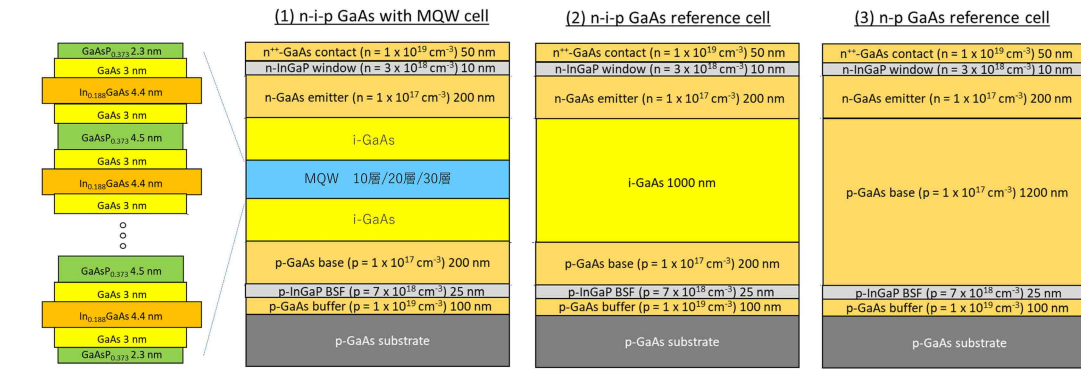


図 5.3：作製した太陽電池構造

### 5.2.2 多重量子井戸構造における Shokley-Read-Hall 再結合（実験）

実際に、井戸構造を挿入することで内部発光効率が向上するか確認するため、図 5.3 の構造の太陽電池を作製した。結晶成長は有機金属気相成長法（Metal organic chemical vapor deposition: MOCVD）にて行った。成長温度は 610°C とした。井戸層を In<sub>0.188</sub>GaAs、歪み補償層を GaAsP<sub>0.373</sub> とした多重量子井戸(MQW)層を nip 型 GaAs 太陽電池の i 層に挿入した。井戸層数を 10 層、20 層、30 層とした MQW 太陽電池と、比較用に i 層厚が同じ nip 型 GaAs 太陽電池と GaAs 吸収層厚が同じ np 型 GaAs 太陽電池を用意した。

図 5.4 には第 3 章で紹介した測定系を用いて測定した絶対 EL スペクトルを示す。注入電流は 80mA/cm<sup>2</sup> である。80mA/cm<sup>2</sup> は太陽電池の短絡電流に対しては過剰であるが、30 層の MQW 太陽電池の低電流における発光強度が低く測定できなかったため、高注入電流における EL スペクトルを比較している。10 層と 20 層の MQW 太陽電池と nip 型、np 型の GaAs 太陽電池の積分 EL 強度を比較すると、MQW 太陽電池の方が 2.5 倍高い結果が得られた。これはシミュレーションの結果と同じ傾向である。一方、30 層の MQW 太陽電池では MQW が無い GaAs 太陽電池よりも EL 強度が低下した。この考察については後述する。

図 5.5 には内部発光効率の電流依存性を示す。実線は低電流領域を AB モデル（第 2~3 章参照）でフィッティングした結果である。フィッティングパラメータとして求められた空乏領域の SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) を図 5.6 に示す。10 層、20 層、30 層の MQW 太陽電池において、比較用の GaAs 太陽電池よりも  $A^{dep}$  が低下した。井戸層のキャリア密度が増大したことによって発光再結合レートが促進され、空乏領域の平均的なキャリア密度  $\bar{n}^{dep}$  に対しては相対的に  $A^{dep}$  が低減したためと考えられる。10 層と 20 層の MQW 太陽電池では  $A^{dep}$  に違いはほとんど見られず、30 層の MQW 太陽電池だけが 10 層、20 層の

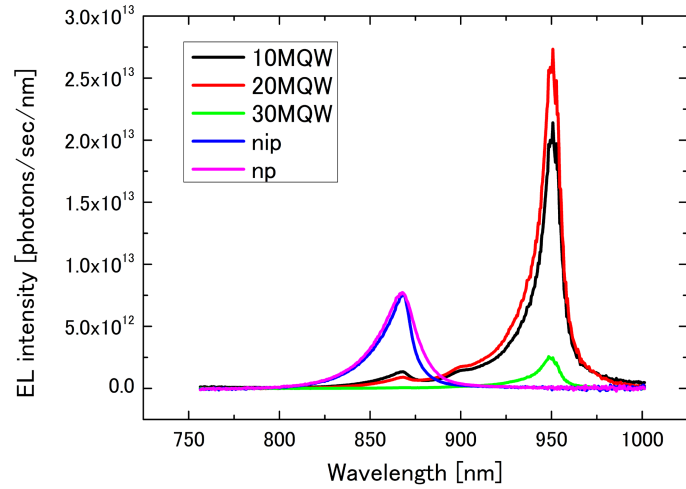


図 5.4 : MQW 太陽電池の EL スペクトル ( $I=80\text{mA}/\text{cm}^2$ )

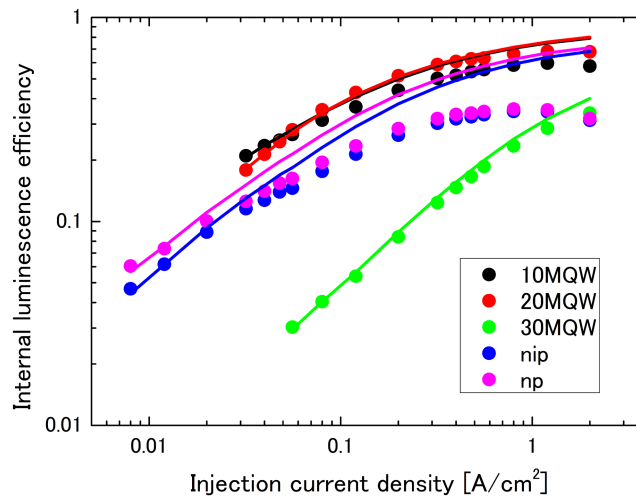


図 5.5 : MQW 太陽電池の内部発光効率電流依存性

MQW 太陽電池よりも  $A^{dep}$  が大きい結果となった。

図 5.7 には光照射時の電流電圧特性を示す。  $V_{oc}$  に着目すると、内部発光効率や  $A^{dep}$  の傾向とは異なり、井戸構造がない比較用の nip 型あるいは np 型の GaAs 太陽電池の  $V_{oc}$  が最も高く、MQW 太陽電池では層数が多くなるほど  $V_{oc}$  は低下した。これはこれまでの多くの先行研究と同じ結果である<sup>[例えば 48]</sup>。また MQW 層数が多いほど曲線因子 (FF) が低下する傾向となった。

MQW 構造挿入によって内部発光効率の向上と実効的な  $A^{dep}$  の低減を実現できたが、 $V_{oc}$  や FF が低下した。MQW 構造を挿入することによる特性向上を実現するため、 $V_{oc}$  や



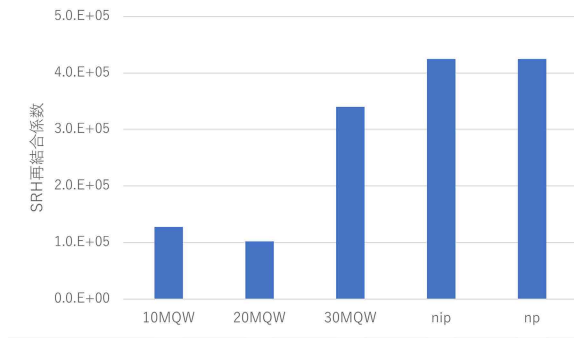


図 5.6：AB モデルから算出した空乏領域の SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ )

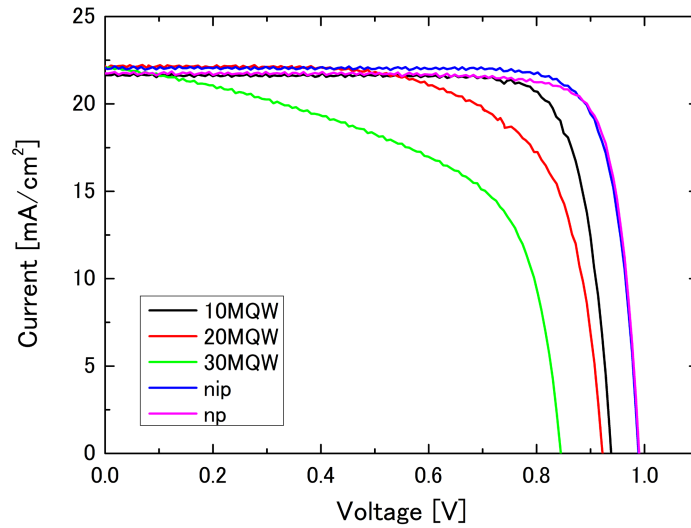


図 5.7：MQW 太陽電池の光照射時の電流電圧特性

FF 低下の原因を究明する。実験結果から、井戸層を挿入する際の課題として考えられる以下についてそれぞれ議論する。

- ①キャリア収集効率
- ②井戸層の総幅の影響
- ③井戸のエネルギー準位と吸収率の影響

①キャリア収集効率

FF が低下する現象は、電圧印加時の発生電流低下に起因すると考えられる。図 5.8 は EQE の電圧依存性を示している。10 層の MQW 太陽電池ではバイアス電圧を高くしても EQE に変化はないが、30 層の MQW 太陽電池ではバイアス電圧を高くすると EQE が低

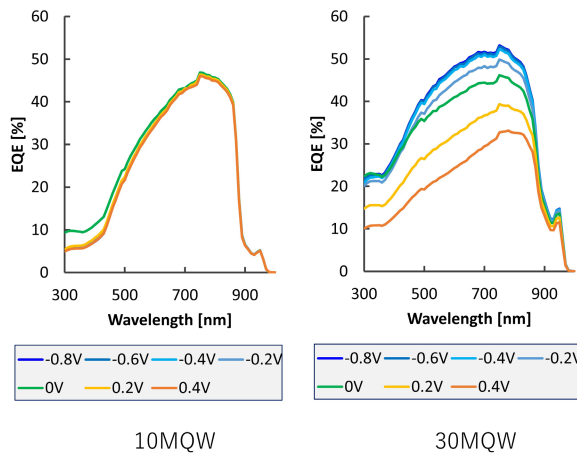


図 5.8 : EQE のバイアス電圧依存性 (左 : 10MQW, 右 : 30MQW)

下する傾向が確認された。したがって、FF が低下する現象は、シャント抵抗が低下したためではなく、動作状態におけるキャリアの収集効率が低下したことに起因する。量子井戸構造あるいは量子ドット構造ではキャリア収集効率が低下することは既に報告されており [104-105]、この現象は井戸層数を少なくすることで改善できる。一方、井戸層数を少なくすると、量子井戸構造による吸収率は低下する。

## ②井戸層の総厚の影響

実験では、10 層/20 層の MQW 太陽電池に比べ、30 層の MQW では FF が低下するだけでなく発光効率も低下した。その理由の一つとして、井戸層の総厚が厚いことが挙げられる。図 5.2 のシミュレーション結果から、井戸層を挿入することで発光再結合レートだけでなく非発光再結合レートも上昇する。井戸層の総厚が変わるとキャリアの閉じ込め効果が変わるため、非発光再結合レートに対する発光レート向上の効果が変わると考えられる。そこで、井戸層の総厚を 150nm, 300nm, 450nm と変化させてシミュレーションを行った。厚さ以外の条件は表 5.1, 5.3 と同じである。再結合レートを深さ方向に積分して非発光再結合レートに対する発光再結合レートの比を井戸幅で比較すると、井戸層の総厚が 450nm の場合、150nm の場合と比べると非発光再結合レートに対する発光再結合レートの比が半分程度になることが分かった。発光効率向上の観点からは、井戸層の総厚には閉じ込め効果を最大化させる好適値が存在することが分かった。これは井戸層の総数を増やして発生電流を増加させるこれまでの研究の方向性とは大きく異なる。

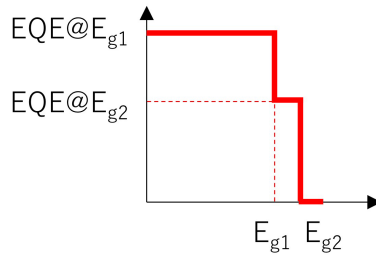


図 5.9：MQW の EQE モデル

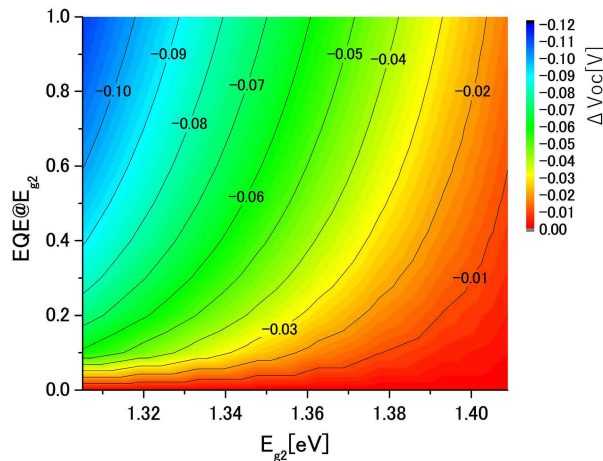


図 5.10：MQW のバンドギャップエネルギーと EQE と理想的な電圧値の相関

③井戸のエネルギー準位と吸収率の影響

図 5.5 では 10 層と 20 層の MQW 太陽電池の内部発光効率がほぼ等しいことが示された。それにも関わらず図 5.7 では 20 層の MQW 太陽電池の方が 10 層の MQW 太陽電池よりも Voc が低い結果となった。これは井戸層の吸収率が変化し、外部発光効率 100%の時の理想的な開放電圧値  $V_{oc}^{rad}$  が変化したためと考えられる。

図 5.9 のような EQE モデルを考える。  $E_{g1}$  は GaAs を想定し 1.42eV、  $EQE@E_{g1}$  は 1 と仮定する。この井戸層がない場合の  $V_{oc}^{rad}$  を基準として、井戸層の  $E_{g2}$  や  $EQE@E_{g2}$  が変化した際の  $V_{oc}^{rad}$  との差分を  $\Delta V_{oc}$  とする。  $V_{oc}^{rad}$  は式(2.30)より算出した。図 5.10 は GaAs 太陽電池と比べて、MQW 構造を挿入することで  $V_{oc}^{rad}$  がどの程度低下するかを表している。MQW 構造挿入によって GaAs 太陽電池よりも長波長側の吸収が生じ輻射損失が大きくなるため、MQW 構造を挿入すると理想的な電圧値は必ず低下する。先述の実験で用いた MQW 太陽電池の場合、  $E_{g2}=1.32\text{eV}$ 、  $EQE@E_{g2}\approx 0.2$  程度であるので、GaAs 太陽電池よりも理想的な Voc が 60mV 低いことになる。

図 5.11 には発光効率による利得を示している。X 軸は GaAs 太陽電池に比べて MQW

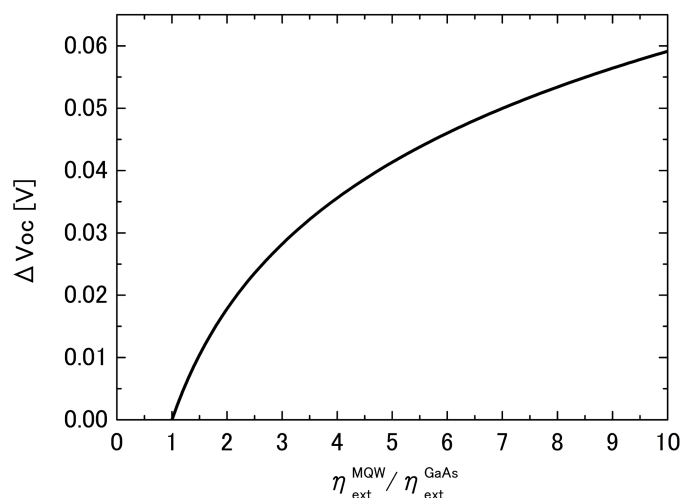


図 5.11：外部発光効率比と電圧利得の相関

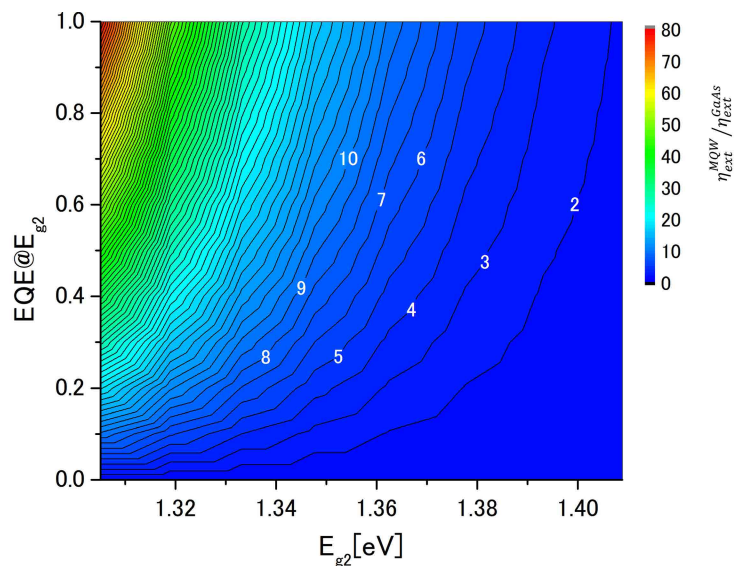


図 5.12：MQW 太陽電池が GaAs 太陽電池よりも高い電圧値を得るために必要な外部発光効率

太陽電池の外部発光効率は何倍かを表し、Y 軸は Voc の利得を表している。実験結果からは MQW 構造を挿入することで発光効率は 2~3 倍となったので、Voc の利得は 20~30mV である。

MQW 構造を挿入することで外部発光効率が向上し電圧の損失は低減するが、限界電圧の低下の影響が大きくトータルで太陽電池の性能は低下したと考えられる。そこで、図 5.10 と 5.11 から、MQW 構造導入による電圧向上について指標となる図 5.12 を得た。カラスケールは、MQW 太陽電池と GaAs 太陽電池の外部発光効率の比を表している。カラスケールが“2”の場合、MQW 太陽電池の発光効率が GaAs 太陽電池のその 2 倍以上

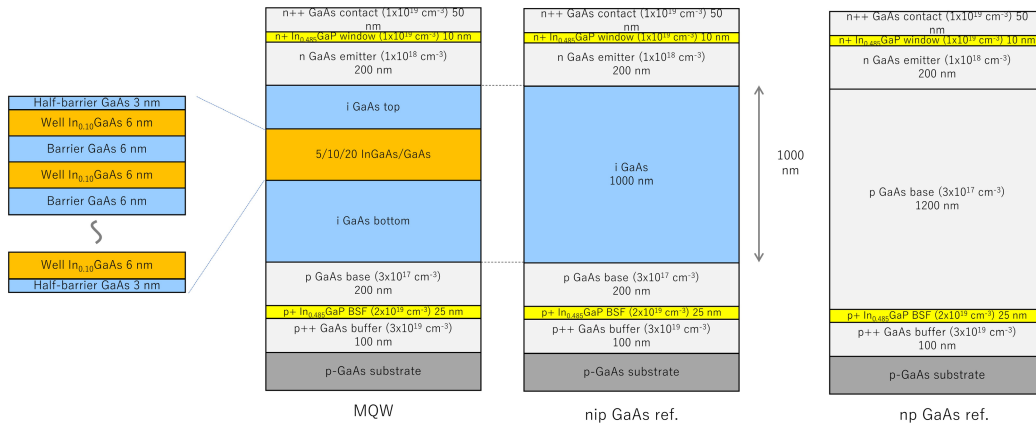


図 5.13：作製した改良型 MQW 太陽電池

であれば、GaAs 太陽電池よりも高い電圧値を実現できること、すなわち MQW 構造導入のメリットがあることを意味している。この図から、MQW 構造で発光効率を向上させて特性を上げるためには、 $Eg_2$  は大きく、 $EQE@Eg_2$  は小さくする必要がある。図中では、値の小さい右下の領域ほど MQW 構造を挿入する上で MQW 太陽電池に求められる外部発光効率が小さくできる。言い換えると、浅く薄い井戸層で発光効率を高める方法が有効であることを示唆している。ただし、MQW 構造導入の効果は、 $V_{oc}^{rad}$  を犠牲にして内部発光効率を高めることで得られるため、MQW 構造導入前の太陽電池の内部発光効率が十分に高い場合には、電圧向上のメリットは得られない可能性がある。

### 5.2.3 改良型多重量子井戸構造における Shokley-Read-Hall 再結合（実験）

前項で提言した浅く薄い井戸層を有した MQW 太陽電池が、MQW 層のない GaAs 太陽電池よりも高い電圧を実現できるのか確認をするため、図 5.13 に示す構造の太陽電池を作製した。 $Eg_2$  は 1.37eV とし、井戸層数は 5 層、10 層、20 層とした。歪み補償層は設けていない。比較用に、i 層厚が等しい nip 型 GaAs 太陽電池と、GaAs の吸収層厚が等しい np 型 GaAs 太陽電池を用意した。セルサイズは 1cm×1cm である。

図 5.14 はバンド端の EQE 特性を示す。MQW の総数が多くなるほど長波長領域の吸収が増大する傾向が得られた。この EQE の値から、式(2.30)を用いて  $V_{oc}^{rad}$  を算出した。結果を図 5.15 に示す。長波長領域の吸収量が増大するほど  $V_{oc}^{rad}$  の低下が大きくなる結果が得られた。5 層の MQW 太陽電池では、nip 型 GaAs 太陽電池からの  $V_{oc}^{rad}$  の低下が 23mV に抑制された。図 5.12 より、この  $V_{oc}^{rad}$  の低下分は、外部発光効率を 2.5 倍以上にすることで補うことができる。

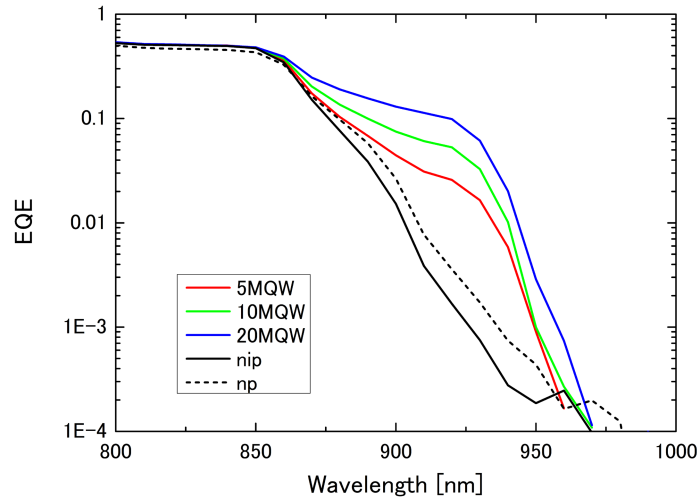


図 5.14：改良型 MQW 太陽電池の EQE

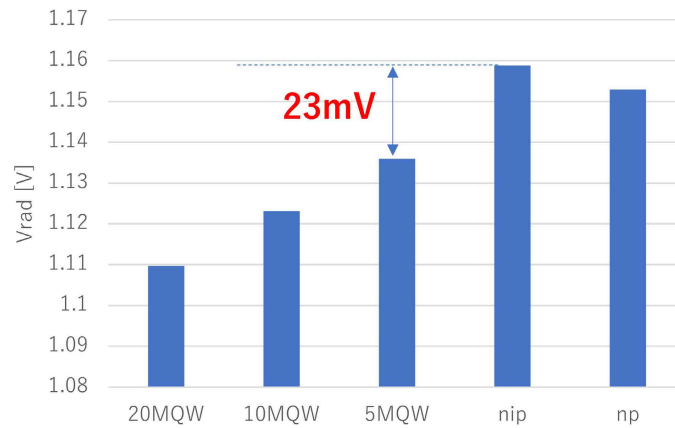


図 5.15：改良型 MQW 太陽電池の Vrad

図 5.16 は EL スペクトルを示す。測定は、第 3 章に示した積分球を用いた測定系で行った。注入電流は  $100\text{mA}/\text{cm}^2$  である。これは短絡電流に対して過剰であるが、nip 型 GaAs 太陽電池と np 型 GaAs 太陽電池にシャント特性が見られたため、影響の出ない領域で比較を行った。また、20 層の MQW 太陽電池は発光強度が低く、検出できなかった。図 5.17 は外部発光効率の注入電流依存性を示している。nip 型 GaAs 太陽電池と np 型 GaAs 太陽電池はシャント特性を有しているが、20mA 以上であればシャントの影響は小さく、MQW 太陽電池と比較ができる。まず、nip 型と np 型の GaAs 太陽電池を比較すると、nip 型の外部発光効率が np 型と比べ著しく低い。これは i 層の品質が低いことを示唆している。MQW 太陽電池では、層数が多いほど外部発光効率は低下する結果となった。これは歪み補償層がないことによる影響と考えられる。本研究では、5 層の MQW 太陽電池の比較対象を、同じ

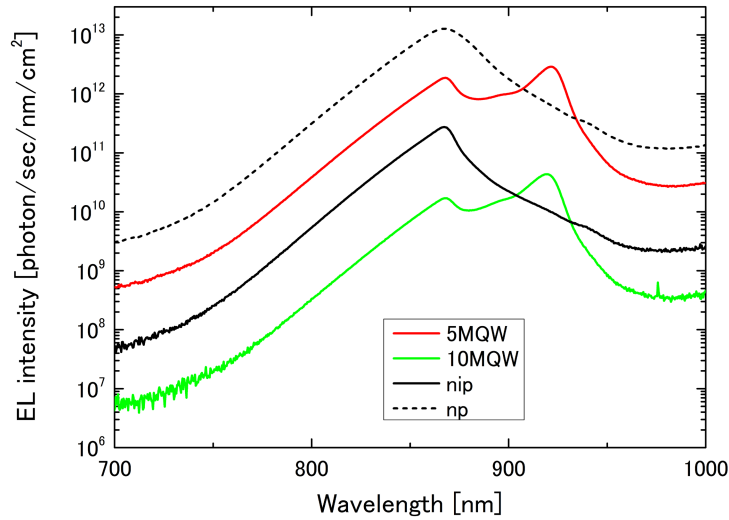


図 5.16：改良型 MQW 太陽電池の EL スペクトル (100mA/cm<sup>2</sup>)

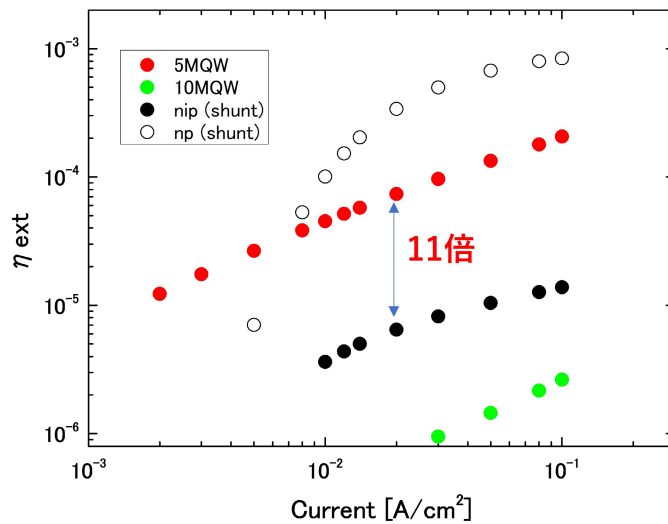


図 5.17：改良型 MQW 太陽電池の外部発光効率の電流依存性

i 層を持つ nip 型 GaAs 太陽電池とした。両者を比較すると、MQW 構造挿入によって発光強度は 11 倍に増大した。これは、図 5.11 より +61mV の電圧向上効果に相当する。

図 5.18 は LIV (AM0, 25deg, 1sun) を示す。nip 型 GaAs 太陽電池よりも 5 層の MQW 太陽電池の方が Isc も Voc も高い結果が得られた。Voc は 5 層の MQW 太陽電池の方が 38mV 高く、これは  $V_{oc}^{rad}$  の低下(-23mV)と外部発光効率向上による増加 (+61mV) の合計と合致する。本実験結果から、MQW 構造挿入による  $V_{oc}^{rad}$  低下を補うだけの発光効率増大が得られれば、MQW 構造挿入によって高い電圧を実現できることを実証した。i 層の品質が p 層並みに高い場合でも同様の効果が得られるか、今後の課題である。



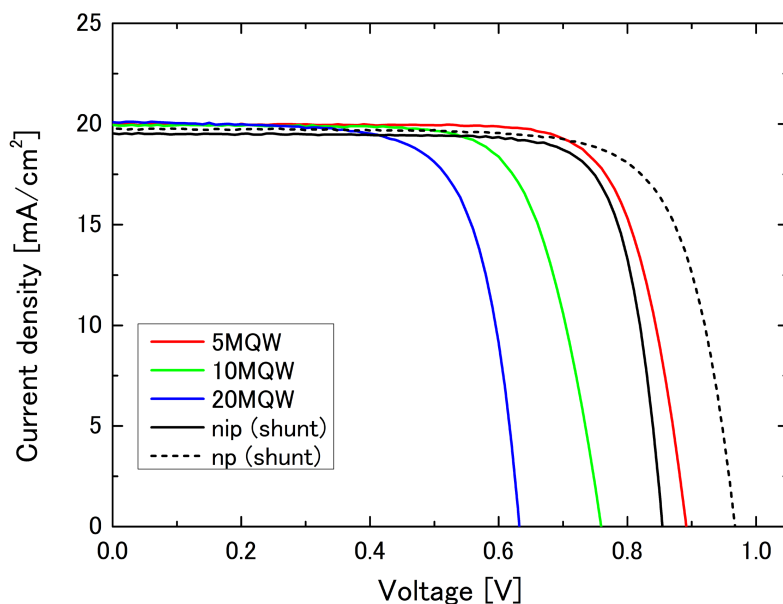


図 5.18 : 改良型 MQW 太陽電池の LIV 特性

#### 5.2.4 多重量子井戸太陽電池の放射線耐性評価

図 5.3 に示す 10 層の MQW 太陽電池と nip 型 GaAs 太陽電池に 1MeV 電子線 ( $\phi=3 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ ) を照射し、MQW 構造挿入による放射線照射効果を調べた。

図 5.19 には照射前後の LIV を、表 5.4 には各パラメータの変化をそれぞれ示す。短絡電流に関する劣化は小さく、出力低下は電圧低下の影響が支配的であった。Voc を比較すると、MQW 太陽電池の方が初期値が nip 型 GaAs 太陽電池よりも低いにも関わらず、Voc の劣化量 ( $\Delta \text{Voc}$ ) は MQW 太陽電池の方が大きい。これは先行研究の結果と同じである<sup>[42]</sup>。一般的には、初期の電圧が低い場合、もともと欠陥の影響を強く受けていることから、放射線欠陥が追加導入されてもその影響を受けにくく、劣化量は小さくなる。しかし、実験結果はその例には当てはまらない。

図 5.20 は照射前後の外部発光効率の電流依存性を示している。初期では MQW 太陽電池の方が外部発光効率は高いが、末期では逆転して nip 型 GaAs 太陽電池の方が高い。この外部発光効率の変化は、式(2.29)より Voc の変化にそのものを表している。

更に、MQW 太陽電池の方が nip 型 GaAs 太陽電池よりも外部発光効率の変化が大きい理由を調べるため、AB モデルを用いた内部発光効率解析を試みた。図 5.21 には内部発光効率と暗状態の順方向電圧の電流依存性を示す。しかし、照射後に関しては、MQW 太陽電



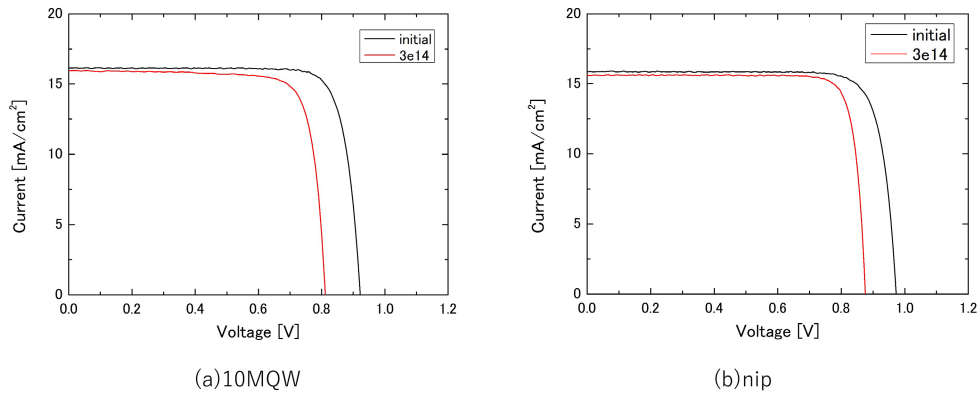


図 5.19：放射線照射前後の LIV (a)10 層の MQW 太陽電池, (b)nip 型 GaAs 太陽電池

表 5.4：MQW 太陽電池の放射線による電気特性変化

	BOL		3.00E+14		$\Delta$	
	nip	10MQW	nip	10MQW	nip	10MQW
短絡電流 $I_{sc}$ (mA)	1.43	1.45	1.41	1.43	0.02	0.02
開放電圧 $V_{oc}$ (V)	0.973	0.922	0.876	0.812	0.097	0.110
最大出力電力 $P_{max}$ (mW)	1.144	1.102	1.047	0.935	0.097	0.166
最大出力動作電圧 $V_{mp}$ (V)	0.849	0.796	0.780	0.707	0.069	0.089
最大出力動作電流 $I_{mp}$ (mA)	1.35	1.38	1.34	1.32	0.00	0.06
曲線因子 FF	0.824	0.823	0.851	0.803	-0.026	0.020

池, nip 型 GaAs 太陽電池ともに空乏領域が支配的な領域 (ダイオード因子  $n=2$  の成分が支配的な領域) が得られず, AB モデルを用いたフィッティングができなかった. これは中性領域の影響が大きいためである.

本実験では, MQW 構造挿入による電圧の劣化量の増大が確認された. その理由は, AB モデルを用いた解析ができなかったため不明であるが, 定性的には以下の様に考えられる. MQW 太陽電池は, 発生電流の増加だけでなく, 外部発光効率の増大 (非発光再結合損失の低減) を実現している. しかしそのトレードオフとして, 外部発光限界時の理想的な電圧  $V^{rad}$  を下げている. 放射線による非発光再結合損失の増大分が, 初期の非発光再結合損失に比べ十分に大きいと, 放射線照射後においては MQW 構造挿入による外部発光効率増大効果はなくなる. 外部発光効率増大効果がなくなると MQW 太陽電池は  $V^{rad}$  が低い分, MQW 構造がない太陽電池に比べ電圧が低下する.

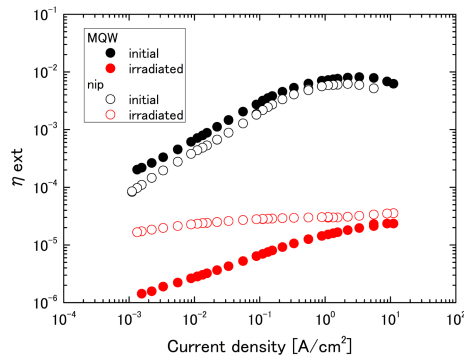


図 5.20：放射線照射前後の外部発光効率の電流依存性

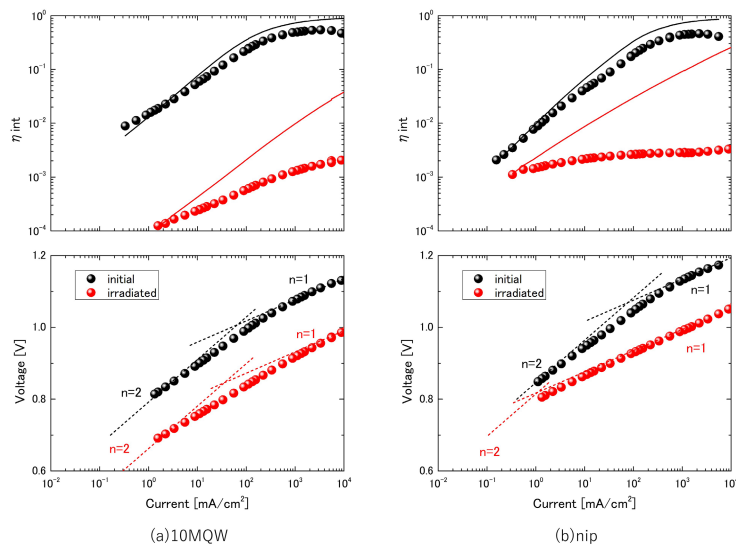


図 5.21：放射線照射前後の内部発光効率と順方向電圧の電流依存性

MQW 構造を挿入することで非発光再結合寿命に関する放射線損傷がどのように変化するかは、今後の研究課題である。

### 5.3. ヘテロ pn 接合構造

#### 5.3.1 ヘテロ pn 接合構造における Shockley-Read-Hall 再結合 (シミュレーション)

表 5.5：シミュレーションにおけるヘテロ pn 接合太陽電池

材料	型	キャリア密度	厚さ
InGaP	N	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	20 nm
InGaP	N	$x=2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	1000 nm
InGaP	P	$7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	25 nm

表 5.6：シミュレーションにおける GaAs 太陽電池

材料	型	キャリア密度	厚さ
InGaP	N	$3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	20 nm
InGaP	N	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 nm
GaAs	N	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	50 nm
GaAs	P	$1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	950 nm
InGaP	P	$7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	25 nm

空乏領域のキャリア密度をヘテロ pn 接合構造によって制御し、非発光再結合レートを低減できるか、シミュレーションで確認を行った。シミュレーションは PC1D<sup>[103]</sup>を用いた。発光再結合レートは式(2.60)を、非発光 (SRH) 再結合レートは式(2.61)を用いて算出した。

太陽電池構造を表 5.5, 5.6 に示す。ベース層を p 型 GaAs, エミッタ層を n 型 InGaP とし、InGaP/GaAs のヘテロ pn 接合太陽電池とした。また InGaP エミッタ層のキャリア密度を変化させた。GaAs のホモ pn 接合太陽電池を比較対象とした。シミュレーションで用いた各材料のパラメータは表 5.7 に示す通りである。シミュレーションは最大電力点を模擬するため、暗状態で再結合電流が  $1 \text{ mA/cm}^2$  となるような電圧を印加した。

シミュレーションの結果を図 5.22 に示す。下段はバンド図, 中段はキャリア密度分布, 上段は発光/非発光再結合レートを示している。まず GaAs ホモ pn 接合太陽電池の結果を見ると、空乏領域の中でも電子と正孔の密度が等しい箇所では SRH 再結合レートが最大化していることが確認できる。これは InGaP ( $n=2e18, 5e17$ ) /GaAs ヘテロ pn 接合太陽電池

表 5.7：シミュレーションで用いた材料パラメータ

	InGaP	GaAs
$E_g$ [eV]	1.86	1.424
移動度 $\mu_e$ [cm <sup>2</sup> /V/s]	2500~3000	961~8569
移動度 $\mu_h$ [cm <sup>2</sup> /V/s]	80	7.5~408
$\tau_e$ [ $\mu$ s]	30	30
$\tau_h$ [ $\mu$ s]	30	30
$n_i$ [cm <sup>3</sup> ]	$1.2 \times 10^3$	$1.79 \times 10^6$
電子親和力 $\chi$ [eV]	4.1	4.07
$N_c/N_v$	0.0083	0.034
$\alpha$ [cm <sup>-1</sup> ]	1.9eV : $1.5 \times 10^4$	1.424eV : $4.5 \times 10^4$
	3eV : $2 \times 10^5$	2.77eV : $5.701 \times 10^5$

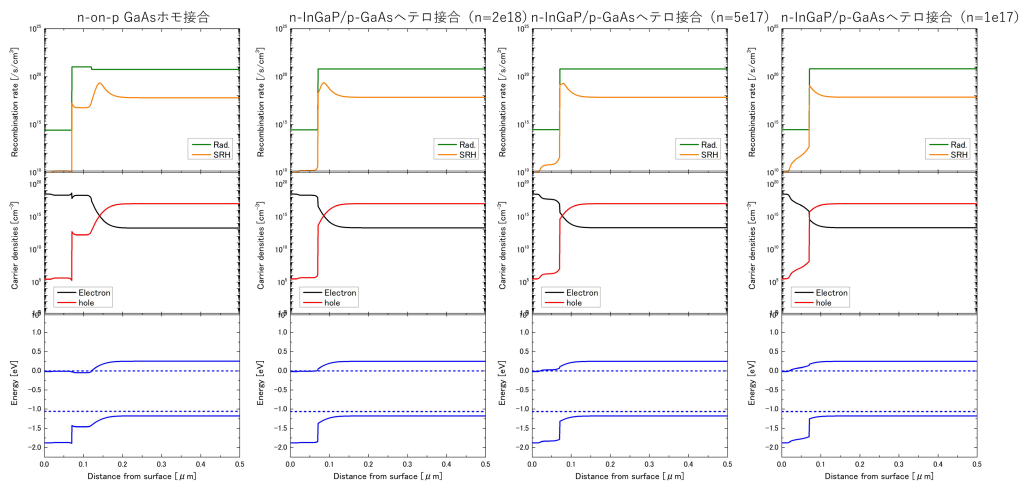


図 5.22：ヘテロ pn 接合太陽電池のバンド構造，キャリア密度分布，再結合レートのシミュレーション結果

でも同じである。一方で，InGaP/GaAs ヘテロ pn 接合太陽電池のキャリア密度依存性に着目すると，InGaP エミッタ層のキャリア密度が低くなるほど，空乏領域が InGaP エミッタ側（表面側）にシフトしている様子が確認できる。それに伴い，SRH 再結合レートのピーク位置も InGaP エミッタ側（表面側）にシフトしている。InGaP エミッタ層のキャリア密

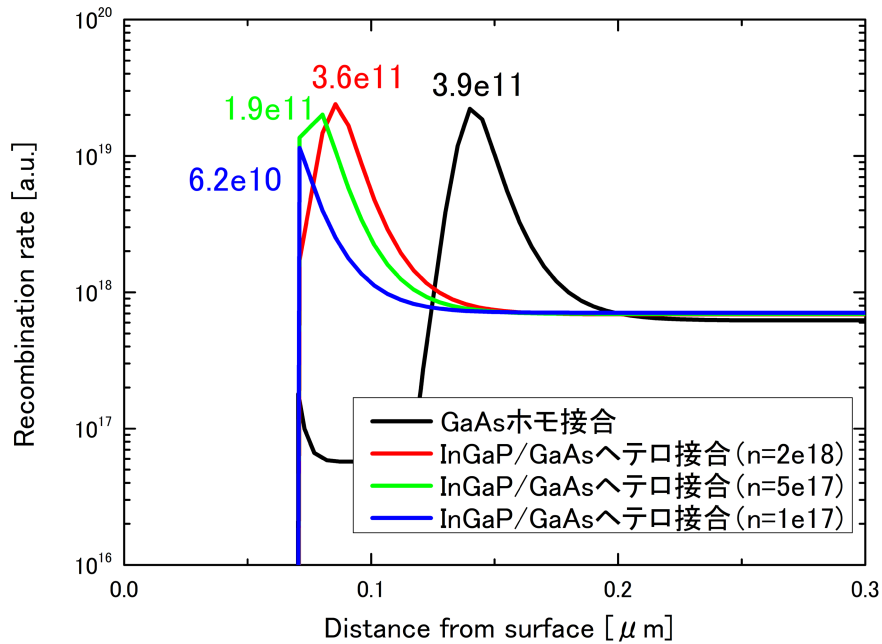


図 5.23 : ヘテロ pn 接合の SRH 再結合レートのシミュレーション結果

度が  $n=1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  の時では電子と正孔の密度が等しい箇所が InGaP/GaAs の界面となり、SRH 再結合レートのピークは消滅した。これは、同じ電圧を印加した際の InGaP の正孔密度が GaAs に比べて少なく、GaAs の SRH 再結合レートに比べ InGaP の SRH 再結合レートは無視できるほど小さいためである。また、バンド図を見ると、InGaP/GaAs 界面に擬フェルミ準位の障壁は発生していないため、キャリア収集にも影響がないと考えられる。図 5.23 は SRH 再結合レートのみを抜粋した図である。図中の数値は、SRH 再結合レートの積分値で、ヘテロ pn 接合によって SRH 再結合レートが低減することが示された。

### 5.3.2 ヘテロ pn 接合構造における Shockley-Read-Hall 再結合（実験）

シミュレーションで用いた構造の太陽電池を実際に作製し、ヘテロ pn 接合構造に SRH 再結合レート低減効果があるか実験的に確認した。太陽電池構造を図 5.24 に示す。n 型 InGaP エミッタ層のドーピング濃度を  $2 \times 10^{18}$ ,  $5 \times 10^{17}$ ,  $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  とした。n 型ドーパントは硫黄 (S) を、p 型ドーパントは亜鉛 (Zn) をそれぞれ用いた。また比較用に、GaAs ホモ pn 接合を用意した。それぞれの材料による吸収率が等しくなるよう各材料の厚さを揃えた。

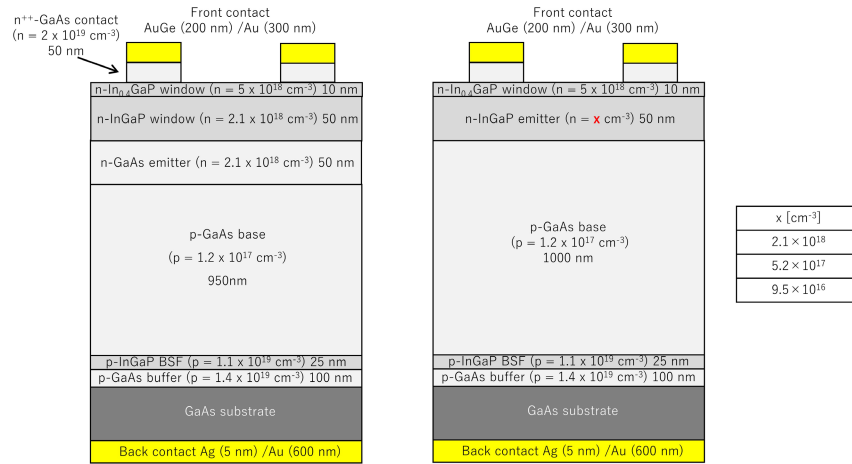


図 5.24：作製したヘテロ pn 接合太陽電池の構造

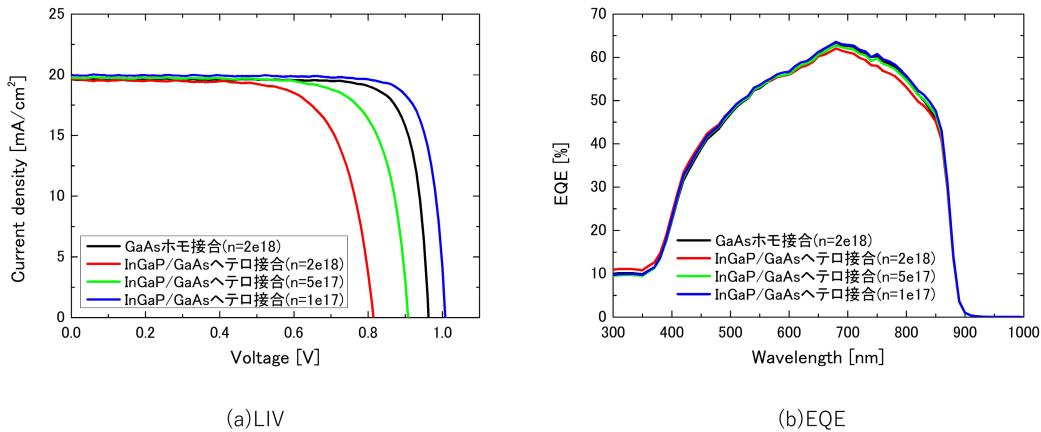


図 5.25：作製したヘテロ pn 接合太陽電池の(a)LIV と(b)EQE

図 5.25(a)は LIV (AM0, 25deg, 1sun) の測定結果である。まず GaAs ホモ接合太陽電池と InGaP/GaAs ヘテロ接合太陽電池 ( $n=1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) を比較すると、ヘテロ接合太陽電池の方が高い電圧値を実現した。また、ドーピング濃度の異なるヘテロ接合太陽電池を比較すると  $V_{oc}$  の大小関係は、シミュレーションの SRH 再結合レートの大小関係と合致した。しかし、シミュレーションでは GaAs ホモ接合太陽電池と InGaP/GaAs ヘテロ接合太陽電池 ( $n=2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) の SRH 再結合レートは同程度であったのに対して、実験で得られた  $V_{oc}$  は GaAs ホモ接合太陽電池よりも InGaP/GaAs ヘテロ接合太陽電池 ( $n=2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ ) の方が低かった。この結果の考察は後述する。

図 5.25(b)は EQE を示している。構造の違いによる EQE の有意な差異はなかった。

図 5.26 は EL スペクトルを表している。EL は第 3 章で述べた測定系を用いて絶対値計測をした。EL 強度の大小関係は  $V_{oc}$  の大小関係と合致した。また EL スペクトルでは、

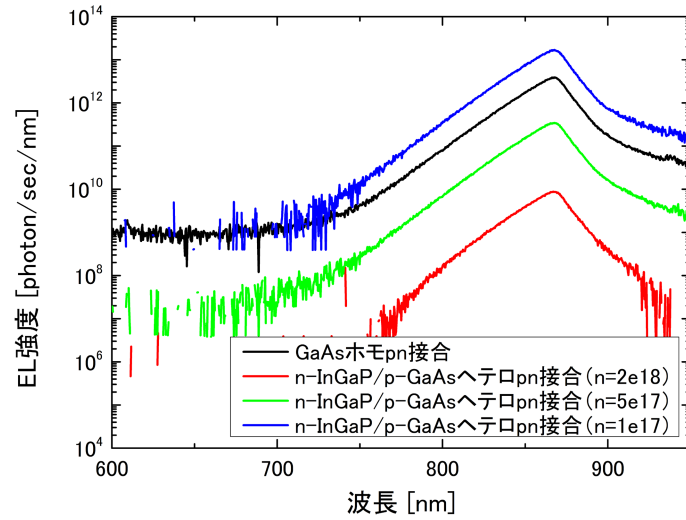


図 5.26：ヘテロ pn 接合の EL スペクトル

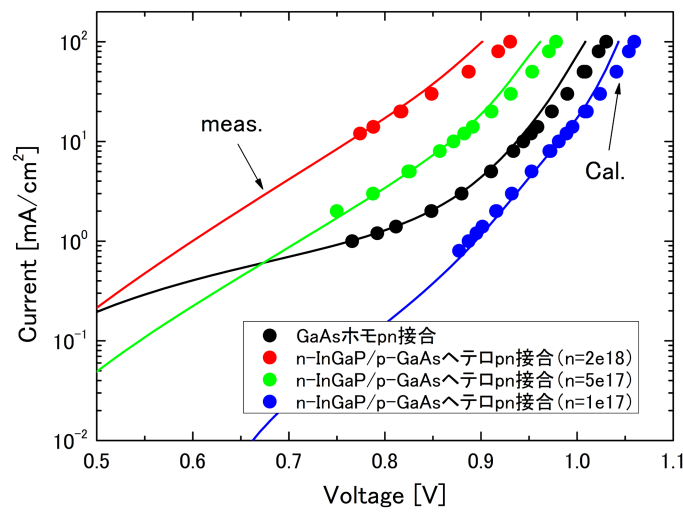


図 5.27：ヘテロ pn 接合の DIV 特性

GaAs の発光のみが観測されており、InGaP の発光はない。これは前項のシミュレーションの結果と合致している。図 5.22 の発光再結合レートのシミュレーション結果に着目すると、InGaP は正孔密度が低いため、同じ電圧を印加した際の GaAs の発光再結合レートに比べ InGaP の発光再結合レートは無視できるほど小さい。

図 5.27 は DIV 特性を示している。実線は電圧計による測定結果を、丸のシンボルは EL と EQE から式(2.29)を用いて計算した順方向電圧を示している。測定結果と計算結果は直

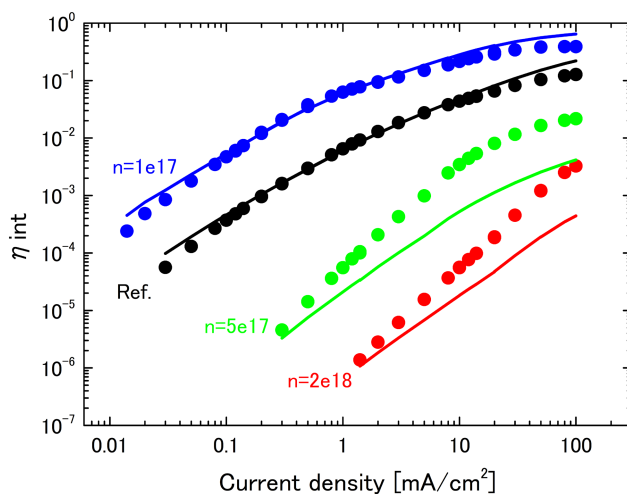
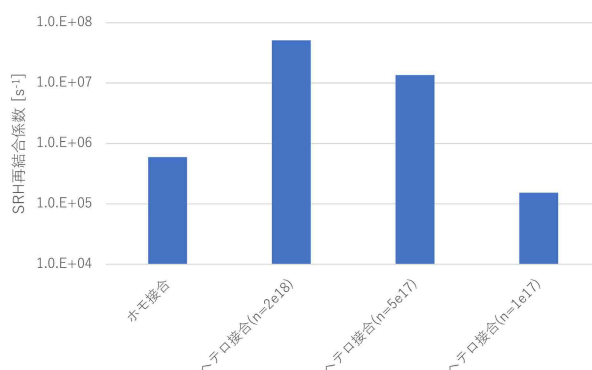


図 5.28：ヘテロ pn 接合の内部発光効率

図 5.29：ヘテロ pn 接合の空乏領域における SRH 再結合係数( $A^{dep}$ )

列抵抗の影響を除いてよく合致した。この結果から、ヘテロ pn 接合太陽電池による電圧向上メカニズムに関する重要な知見が得られる。EQE は図 5.25(b)より GaAs ベース層の吸収を反映したもので、EL も図 5.26 より GaAs ベース層の発光のみが観測されている。この GaAs ベース層の特徴のみを反映した EL と EQE から求めたヘテロ pn 接合太陽電池の電圧は GaAs ホモ pn 接合太陽電池と同様に GaAs の擬フェルミ準位のスプリットにのみ起因することになる。この EL と EQE から計算した順方向電圧と測定した DIV が合致したということは、測定した DIV (電圧) に InGaP のバンドギャップエネルギーそのものは寄与しておらず、InGaP/GaAs ヘテロ pn 接合太陽電池は、GaAs の  $V^{rad}$  と GaAs の発光効率のみで特性が決定していることを示唆している。図 5.25(b)より EQE はいずれのサンプルも変わらないことから、全てのサンプルで  $V^{rad}$  は同じである。つまり特性の差は GaAs ベース層の発光効率の差のみで表せることになる。



図 5.28 は内部発光効率の電流依存性と示している。実線は AB モデルによるフィッティングの結果を表している。フィッティングによって求められた空乏領域の SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) を図 5.29 に示す。ドーピング濃度が  $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  のヘテロ pn 接合太陽電池では、ホモ pn 接合太陽電池よりも  $A^{dep}$  が低下したことが確認した。

実験結果から、InGaP/GaAs ヘテロ pn 接合太陽電池 ( $n=1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) は GaAs の空乏領域における実効的な  $A^{dep}$  が低下したことによって、GaAs ホモ接合太陽電池よりも高い  $V_{oc}$  を実現したと言える。またシミュレーションの結果と合わせると、 $A^{dep}$  が低下した理由は、空乏領域の一部が InGaP エミッタ層内に形成され、GaAs ベース層の少数キャリア密度が低下し、GaAs ベース層内に形成された空乏領域における欠陥が電氣的に不活性化されたためと考えられる。しかし、エミッタ層のドーピング濃度が  $2 \times 10^{18}$ ,  $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  では実験結果とシミュレーション結果が合致していなかったため、更なる詳細解析が必要である。

InGaP エミッタ層のドーピング濃度が  $2 \times 10^{18}$ ,  $5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$  のときのヘテロ接合太陽電池の電圧が、GaAs ホモ接合太陽電池よりも低下した理由を明らかにするため、多角的な解析を行った。考えられる要因は以下の通りである。

1. GaAs ベース層の品質の違い
2. InGaP エミッタ層の品質の違い
3. ドーパントの拡散による影響
4. ヘテロ界面による影響

まず、GaAs ベース層の品質の違いについて議論する。GaAs ベース層の設計は全てのサンプルで同じであるが、仮に品質に違いが生じていれば、ここまでのヘテロ pn 接合太陽電池による高効率化の議論が意味をなさなくなる。検証は、太陽電池断面の電子線誘起電流 (EBIC) にて行った。EBIC は、走査型電子顕微鏡を用いて、電子線による発生電流の深さ依存性を計測することで、ベース層の拡散長について評価することができる手法<sup>[106]</sup>である。結果を図 5.30 に示す。加速電圧は 15kV とした。EBIC 信号が立ち上がる 200nm 付近が太陽電池表面である。図 5.24 に示す太陽電池構造より、GaAs ベース層は 300nm 付近から 1300nm 付近と考えられる。表面から深い箇所ほど EBIC 信号が減衰しているが、これが拡散長による影響である。サンプル間で EBIC 信号の減衰に違いが見られないことから、拡散長に有意な差はなく、全てのサンプルにおいて GaAs ベース層の品質は同程度と考えられる。なお、GaAs ホモ接合太陽電池のみ EBIC 信号がシフトしているが、これは空乏領

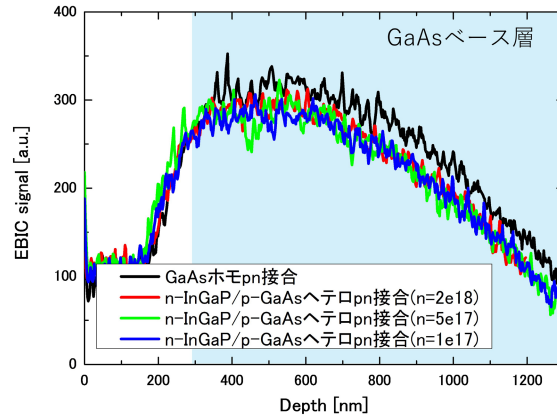


図 5.30 : ヘテロ pn 接合の断面 EBIC

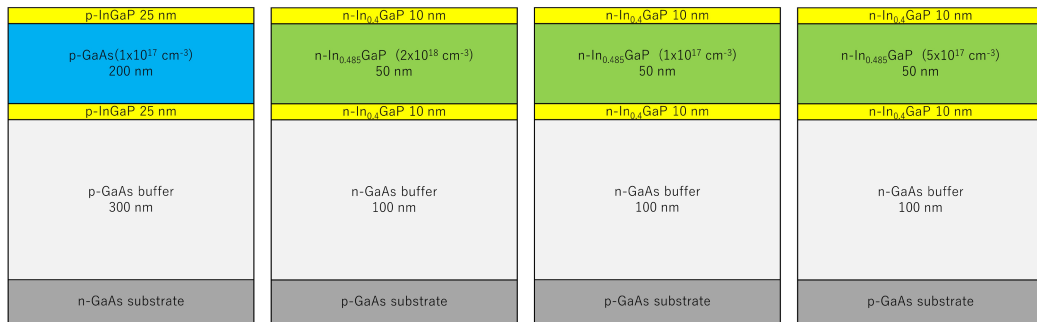


図 5.31 : TRPL 評価サンプル

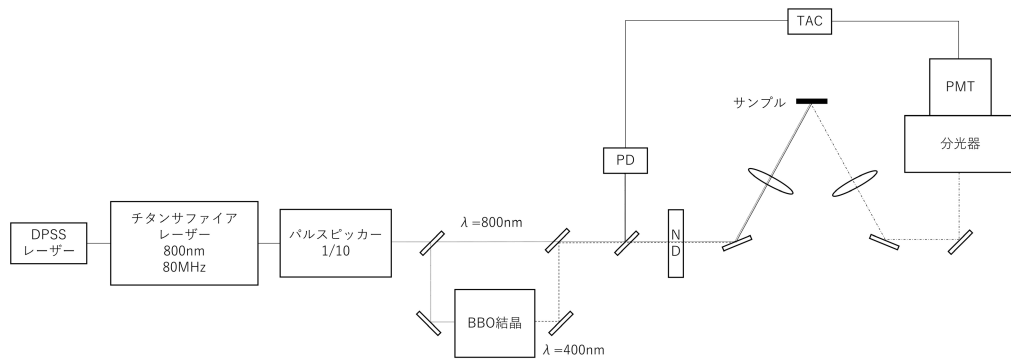


図 5.32 : Time-to-Amplitude Converter (T. A. C)

域の位置が GaAs ホモ接合太陽電池だけ 50nm 深い位置にあることを反映している。

次に InGaP エミッタ層の品質について議論する。InGaP エミッタ層の品質の評価を太陽電池構造で行うのは困難であるため、InGaP を  $\text{In}_{0.4}\text{GaP}$  でサンドイッチしたダブルヘテロ構造を作製し、時間分解 PL (TRPL) を評価した。図 5.31 にサンプル構造を示す。測定は Time-to-Amplitude Converter (TAC) を用いた。測定系を図 5.32 に示す。InGaP 測定時

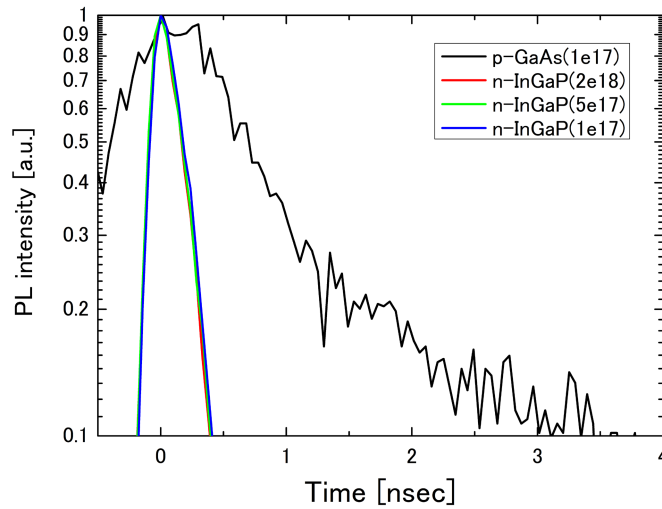


図 5.33 : TRPL 結果

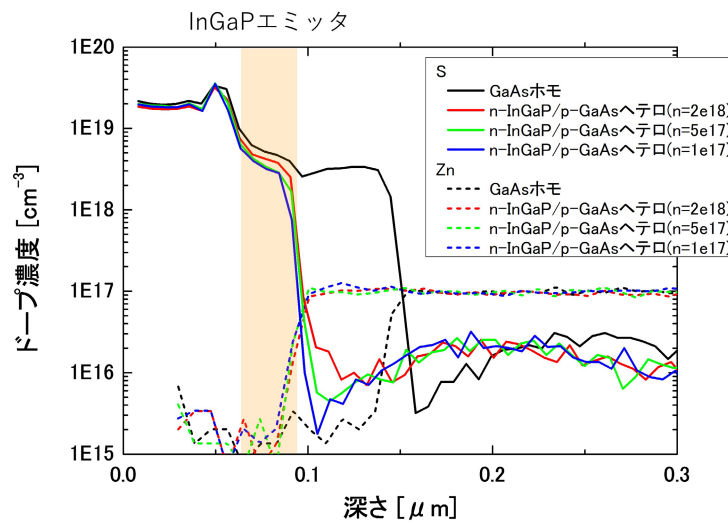


図 5.34 : SIMS 分析 (S, Zn 濃度の深さ依存性)

は 400nm の励起波長を、GaAs 測定時は 800nm の励起波長をそれぞれ用いた。結果を図 5.33 に示す。ドーピング濃度によらず InGaP の実効的なキャリア寿命は全てのサンプルで同じであった。また、GaAs と比較しても InGaP のキャリア寿命は 5 分の 1 程度であることを考慮すると、InGaP の SRH 再結合レートは GaAs の SHR 再結合レートに比べ十分に低く (シミュレーションで確認)、InGaP エミッタ層の品質が GaAs 太陽電池の電気特性に影響を及ぼすことはないと考えられる。

ドーパントの拡散については、2 次イオン質量分析 (SIMS) 法で解析を行った。n 型ドーパントである S と p 型ドーパントである Zn について、標準サンプルを用いて定量解析

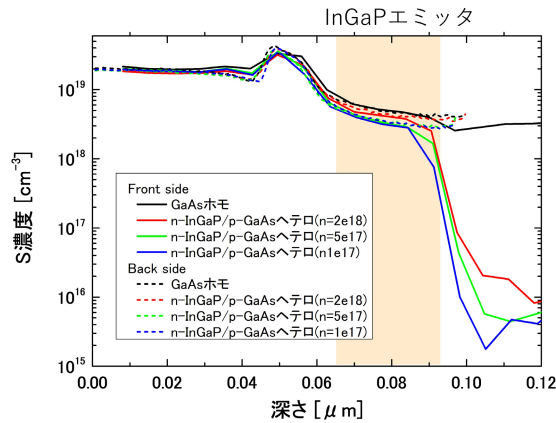


図 5.35 : SIMS 分析 (S 濃度の深さ依存性, フロントサイドとバックサイドの比較)

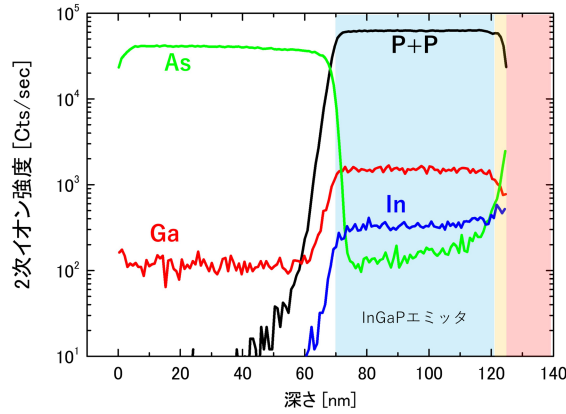


図 5.36 : SIMS 分析 (In, Ga, As, P+P の 2 次イオン強度, バックサイド)

を行った。また、高濃度領域から低濃度領域を測定する場合、ノックオン効果やミキシング効果の影響が含まれる可能性があることから、表面側からのイオン照射だけでなく、裏面側から（機械研磨+ウェットエッチングで GaAs ベース層までを取り除いた状態から）イオン照射を行った。図 5.34 は表面側からイオン照射した場合の S と Zn 濃度の深さ依存性を示している。ほとんどの領域で設計値通りのドーパント濃度となっているが、InGaP エミッタ層のドーパント濃度が設計値から大きく外れた結果となった。図 5.35 は表面/裏面側からの測定結果を重ねた図であるが、低濃度側から高濃度側に計測した場合も同じ結果であったことから、ノックオンやミキシングの影響ではなく、ウィンドウ層から S が拡散して設計値よりも高いドーパント濃度になったと考えられる。この結果はシミュレーションに反映すべき事項である。

最後に InGaP/GaAs 界面の影響についてである。同じく裏面側からイオン照射したとき

表 5.8：シミュレーション条件

#1(GaAsホモpn接合を再現)				
GaAs	N	2e18	50nm	1000ns
GaAs	P	1e17	950nm	1000ns

#2(InGaP/GaAsヘテロpn接合(n=2e18)を再現)				
InGaP	N	2e18	43nm	200ns
InGaAsP	N	1e17	14nm	20ns
GaAs	P	1e17	3nm	300ns
GaAs	P	1e17	990nm	1000ns

#3(InGaP/GaAsヘテロpn接合(n=5e17)を再現)				
InGaP	N	1.5e18	43nm	200ns
InGaAsP	N	1e16	14nm	20ns
GaAs	P	1e17	3nm	300ns
GaAs	P	1e17	990nm	1000ns

#4(InGaP/GaAsヘテロpn接合(n=1e17)を再現)				
InGaP	N	1.5e18	43nm	200ns
InGaAsP	P	2e16	14nm	20ns
GaAs	P	1e17	3nm	300ns
GaAs	P	1e17	990nm	1000ns

の構成原子の 2 次イオン強度を図 5.36 に示す。図中の 120nm 付近から 0nm に向かって測定をした。アンモニア過水によって GaAs ベース層を除去したにも関わらず、InGaP/GaAs 界面に As の信号が強く確認された。As の信号は GaAs から離れるにしたがって減衰した。表面付着物の影響の可能性も考えられ、それを排除することはできない。しかし、V 族の As 信号が高いとき、V 像の P 信号が低く、また III 族の In 信号が高いとき、III 族の Ga 信号が低いことから、InGaP/GaAs 界面に  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  混晶が存在している可能性もある。先行研究でも結晶成長中の残留 As によって、InGaP/GaAs 界面に InGaAsP 混晶が形成されることが報告されている<sup>[107]</sup>。InGaAsP 混晶が形成されていた場合、InGaAsP/GaAs 界面では格子不整合による欠陥が GaAs ベース層の再結合に影響している可能性が考えられる。

以上の検証結果をシミュレーションに反映させる。シミュレーション条件を表 5.8 に示す。#1~4 はそれぞれ、GaAs ホモ pn 接合太陽電池、InGaP/GaAs ヘテロ pn 接合太陽電池 ( $n=2 \times 10^{18}$ ,  $5 \times 10^{17}$ ,  $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) を再現したものである。InGaP エミッタ層はウィンドウ層からの S の拡散によってドーパント濃度が設計値よりも高かったため、SIMS の測定値をシミュレーションに反映した。また InGaP/GaAs 界面には InGaAsP 混晶が形成されている可能性が示唆されたため、界面に InGaAsP を挿入した。SIMS の結果から、InGaP/GaAs 界面付近のドーパント濃度に違いが見られたため、この違いを InGaAsP のキャリア密度として反映した。InGaAsP と接している GaAs は格子不整合によって SRH 再結合寿命が短くなったと仮定した。

図 5.37 にシミュレーションの結果を示す。また図 5.38 に SRH 再結合レートの積分値を示す。InGaP/GaAs ヘテロ接合太陽電池( $n=2 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ )を再現した#2 では界面の GaAs の低寿命領域と SRH 再結合レートのピークが重なることで、GaAs ホモ接合太陽電池よりも

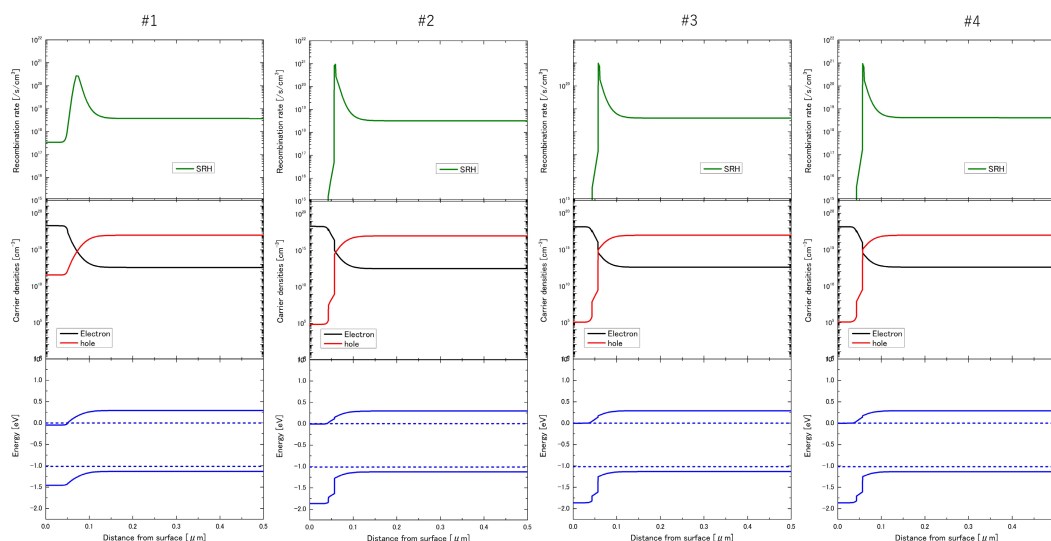


図 5.37：ヘテロ pn 接合のバンド構造，キャリア濃度分布，再結合レートのシミュレーション結果

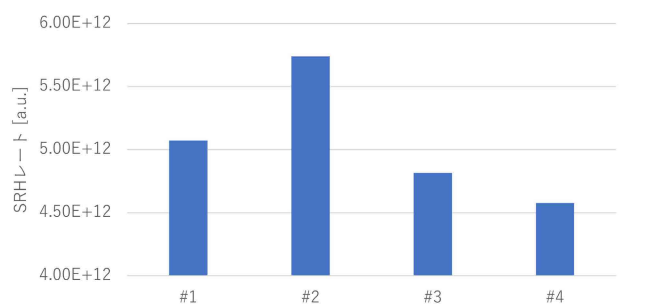


図 5.38：SRH 再結合レートのシミュレーション結果

SRH 再結合レートが高くなる結果が得られた。また，InGaP/GaAs ヘテロ接合太陽電池 ( $n=5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) を再現した#3 と，InGaP/GaAs ヘテロ接合太陽電池 ( $n=1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) を再現した#4 は，SRH 再結合レートのピーク位置が InGaP エミッタ層側にシフトすることで，SRH 再結合レートは低下し，GaAs ホモ pn 接合太陽電池を下回る結果が得られた。これは実験結果の傾向と類似している。

InGaP/GaAs ヘテロ pn 接合太陽電池で GaAs ホモ pn 接合太陽電池よりも特性が高くなったのは，空乏領域の実効的な SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) が低下し，空乏領域の内部発光効率が向上したことによる。これは実験事実である。ベース層の GaAs 品質に違いが見られなかったことから，高効率化は『ヘテロ pn 接合構造によって空乏領域のキャリア密度を低下し，「欠陥の電気的不活性化」を実現した』ためと考えている。それを実現していたのは，InGaP/GaAs ヘテロ pn 接合ではなく，InGaAsP/GaAs ヘテロ pn 接合であった可能性があ

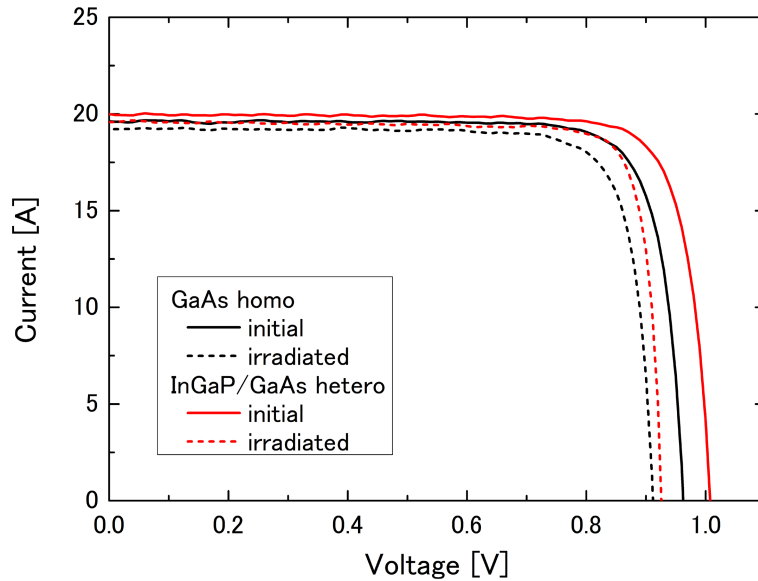


図 5.39：ヘテロ pn 接合太陽電池の放射線照射前後の LIV

表 5.9：ヘテロ pn 接合太陽電池の放射線による電気特性変化

	BOL		3.00E+14		$\Delta$	
	homo	hetero	homo	hetero	homo	hetero
短絡電流Isc(mA)	19.6	20.0	19.2	19.6	0.4	0.4
開放電圧Voc(V)	0.962	1.008	0.912	0.926	0.051	0.082
最大出力電力Pmax(mW)	15.5	16.6	14.4	15.5	1.1	1.1
最大出力動作電圧Vmp(V)	0.848	0.879	0.800	0.836	0.048	0.043
最大出力動作電流Imp(mA)	18.3	18.9	18.0	18.6	0.3	0.3
曲線因子FF	0.823	0.824	0.822	0.857	0.001	-0.033

るが、高効率化のメカニズムに違いはないと考えている。残留 As による影響評価，S の拡散による影響評価，界面品質の影響評価は今後の課題である。

### 5.3.3 ヘテロ pn 接合構造太陽電池の放射線耐性評価

ヘテロ pn 接合構造による欠陥の電気的不活性化が実現できたと考えられる InGaP/GaAs ヘテロ接合 ( $n=1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ ) 太陽電池と GaAs ホモ接合太陽電池に 1MeV 電子線を  $3 \times 10^{14}$  個/cm<sup>2</sup> 照射し、劣化特性を比較した。LIV (AM0, 25deg, 1sun) の結果を図 5.39 に示す。また、各パラメータの変化を表 5.9 に示す。

第 4 章で示した通り、一般的に初期の電圧値が高いと劣化量が多い。Voc の劣化特性は

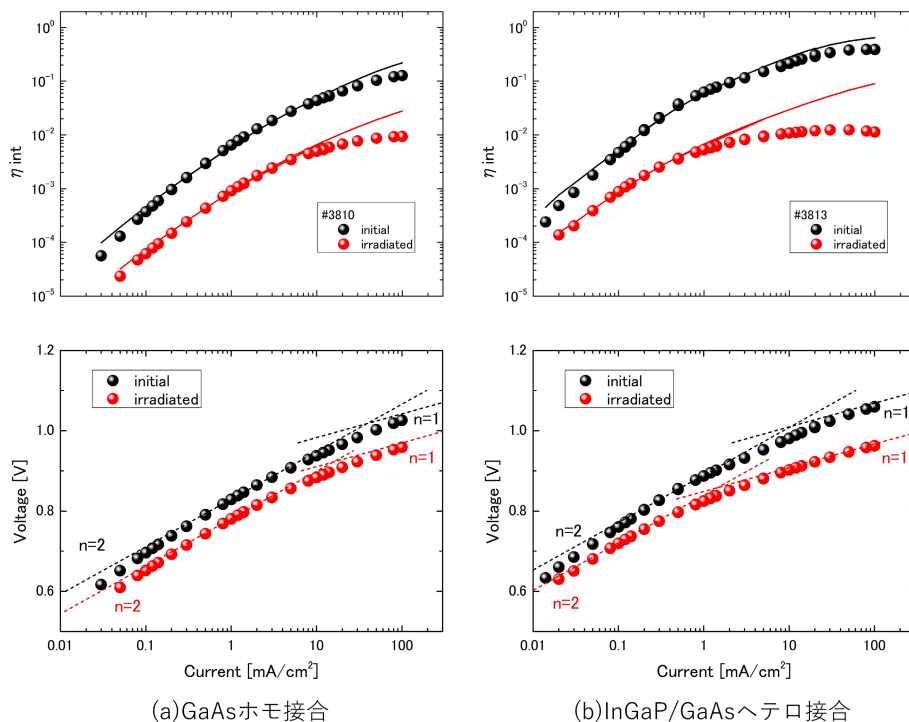


図 5.40：ヘテロ pn 接合太陽電池の放射線耐性（上段：内部発光効率，下段：DIV）

正にその通りになっており、ヘテロ pn 接合太陽電池の方が  $V_{oc}$  の劣化が大きく、照射後の両者の電圧値は近づいた。一方、 $V_{mp}$  に着目するとヘテロ pn 接合太陽電池の方がホモ pn 接合太陽電池に比べ、 $V_{mp}$  の劣化量が小さい結果が得られた。これにより、FF が照射によって改善した。図 5.40 は、照射前後の内部発光効率と EL と EQE から算出した暗状態の順方向電圧の電流依存性を表す。低電流領域の内部発光効率を AB モデルでフィッティングし、フィッティングパラメータとして空乏領域の SRH 再結合係数 ( $A^{dep}$ ) を得た。照射前後の  $A^{dep}$  を式(4.1)に代入し、空乏領域の SRH 再結合寿命に関する損傷係数 ( $K_{\tau}^{dep}$ ) を算出したところ、ホモ pn 接合太陽電池では  $K_{\tau}^{dep}=8.4 \times 10^{-9} \text{ cm}$ 、ヘテロ pn 接合太陽電池では  $K_{\tau}^{dep}=3.0 \times 10^{-9} \text{ cm}$  と求まった。ヘテロ pn 接合太陽電池の方がホモ pn 接合太陽電池よりも空乏領域における SRH 再結合寿命に関する損傷係数が小さく、それによって  $V_{mp}$  の劣化が抑制されたと考えられる。これは、初期の欠陥だけでなく、放射線欠陥についてもヘテロ pn 接合構造によって電氣的に活性化されにくいキャリア密度分布が形成されているためと考えられる。今後、ヘテロ pn 接合構造の放射線損傷効果について更に詳細に調べるため、フルエンス依存性等の追加実験を行う必要がある。



#### 5.4. まとめ

本章では、空乏領域の内部発光効率を向上させる太陽電池構造について検討した。具体的には多重量子井戸 (MQW) 構造とヘテロ pn 接合構造について、シミュレーションと実験から、実効的な SRH 再結合係数低減効果について評価を行った。

従来の研究では、MQW 構造太陽電池は短絡電流を増強する目的が主流であった。したがって、MQW 層数を増やす研究が盛んであった。しかし、内部発光効率や電圧向上に着眼すると層数には好適値が存在することを明らかにした。適切な MQW 層厚の場合、キャリアの閉じ込め効果によって非発光再結合レートに対する発光再結合レートが高まり、発光効率向上が期待できる。また井戸層数を少なくすることで、キャリア収集効率の低下や理想的な電圧値の低下も抑制できる。実際、薄く浅い MQW 層を挿入した太陽電池で、MQW 層無しの太陽電池の  $V_{oc}$  よりも高い値を実現できることを示した。

ヘテロ pn 接合構造では、空乏領域の位置やキャリア密度分布を制御することによって、空乏領域の内部発光効率を向上させることに成功した。これは「欠陥の電気的不活性化」による影響と考えている。これによって、初期の変換効率の向上だけでなく、放射線耐性の向上を示唆する結果を得た。ヘテロ pn 接合構造は次世代宇宙用太陽電池の有力な候補と考えられる。



## 第 6 章

### 初期変換効率および放射線耐性向上に向けた提言

#### 6.1. はじめに

本章では以下の 4 つの重要な式に基づいて初期の変換効率および寿命末期の変換効率を向上させるための構造について議論する。第 3 章から第 5 章まで、SRH 再結合レート  $U_{SRH}$  に比例する実効的な SRH 再結合係数 ( $\bar{A}$ ) を中心に議論を進めてきた。 $\bar{A}$  は内部発光効率  $\eta_{int}$  を決定する重要なパラメータである。更に  $\eta_{int}$ 、光の取出し確率  $\overline{P_{esc}}$ 、再吸収確率  $\overline{P_{abs}}$  から求められる外部発光効率  $\eta_{ext}$  は太陽電池の電圧に直接影響する。

$$\bar{A} = \frac{\int U_{SRH} dx}{nd} \quad (6.1)$$

$$\eta_{int} = \frac{U_{rad}}{U_{rad} + U_{SRH}} = \frac{Bn^2}{\bar{A}n + Bn^2} \quad (6.2)$$

$$\eta_{ext}(J_{rec}) = \frac{\eta_{int}(J_{rec})\overline{P_{esc}}}{1 - \eta_{int}(J_{rec})\overline{P_{abs}}} \quad (6.3)$$

$$V(J) = V^{rad}(J) + \frac{kT}{q} \ln[\eta_{ext}(J)] \quad (6.4)$$

これらの式をベースに、①空乏領域、②中性領域、③光学特性に着目し、初期の変換効率

と末期の変換効率を高める構造について提言を行う。

## 6.2. 空乏領域について

まず空乏領域に着目する。現在世界最高水準の3接合太陽電池のInGaPサブセルとGaAsサブセルでは、最大電力点における非発光再結合損失は空乏領域の内部発光効率のみで決定していることを述べた(第3章参照)。

初期の空乏領域の内部発光効率 $\eta_{int\_BOL}^{dep}$ は式(6.2)から以下の通り表すことができる。

$$\eta_{int\_BOL}^{dep} = \frac{B\overline{n^{dep}}}{A^{dep} + B\overline{n^{dep}}} \quad (6.5)$$

ここで $\overline{A^{dep}}$ は空乏領域の実効的SRH再結合係数、 $B$ は発光再結合係数、 $\overline{n^{dep}}$ は実効的な空乏領域の電子密度(=正孔密度)を表している。 $\eta_{int\_BOL}^{dep}$ を高める方法は第5章で述べたMQW構造挿入とpn接合のヘテロ構造化が挙げられる。MQW構造を挿入することで、局所的なキャリア密度を高めることができ、実効的な $\overline{A^{dep}}$ を低減させることができる。しかし、トレードオフの関係としてMQW構造を挿入することで式(6.4)の外部発光効率100%のときの理想的な電圧 $V^{rad}$ が低下する。一方、pn接合のヘテロ構造化は、空乏領域における少数キャリア密度を低減させることによって欠陥の電気的不活性化が可能と考えられる。発光再結合レートは変わらずSRH再結合レートのみが減るため、実効的な $\overline{A^{dep}}$ の低減が可能である。

寿命末期の空乏領域の内部発光効率 $\eta_{int\_EOL}^{dep}$ は式(6.6)で表すことができる。

$$\eta_{int\_EOL}^{dep} = \frac{B\overline{A^{dep}}}{\overline{A^{dep}} + K_{\tau}^{dep}\phi + B\overline{n^{dep}}} \quad (6.6)$$

ここで、 $K_{\tau}^{dep}$ は空乏領域におけるキャリア寿命に関する放射線損傷係数、 $\phi$ は放射線のフルエンスを表している。MQW構造挿入によって初期で $\overline{A^{dep}}$ をゼロに近づけたとしても、放射線によって生じた $K_{\tau}^{dep}\phi$ が $\overline{A^{dep}}$ に対して非常に大きければ、初期におけるメリットは失われてしまう。MQW太陽電池の場合、MQW構造を挿入したことによって $V^{rad}$ が低下してい

ることから、放射線照射前では MQW 構造を挿入した方が挿入しない場合に比べて電圧が高い場合でも、放射線照射後に大小関係が逆転することも考えられる。一方、pn 接合のヘテロ構造化では、空乏領域における欠陥の電氣的不活性化が期待できるため、放射線によって生成された欠陥も再結合中心として活性化されにくいと考えられる。実際、実験結果としてヘテロ構造化することによって  $K_{\tau}^{dep}$  の低減が確認された。したがって、pn 接合のヘテロ構造化は  $\overline{A_{dep}}$  と  $K_{\tau}^{dep}$  の低減効果によって寿命末期の内部発光効率を向上させることが期待できる。

### 6.3. 中性領域について

次に中性領域に着目する。GaAs 太陽電池では  $K_{\tau}^{dep}$  よりも中性領域のキャリア寿命に関する放射線損傷係数  $K_{\tau}^{neu}$  の方が 3 桁以上大きい結果となった（第 4 章参照）。初期の中性領域における内部発光効率  $\eta_{int\_BOL}^{neu}$  は十分に大きいため損失として考慮する必要がなかったが、寿命末期では考慮が必要である。寿命末期の中性領域における内部発光効率  $\eta_{int\_EOL}^{neu}$  は

$$\eta_{int\_EOL}^{neu} \approx \frac{BN_d}{\overline{A^{neu}} + K_{\tau}^{neu}\phi + BN_d} \quad (6.7)$$

と表せる。ここで、 $\overline{A^{neu}}$  は中性領域における初期の実効的な SRH 係数、 $N_d$  はドープ濃度を表している。空乏領域における SRH 再結合レートは少数キャリア密度  $\overline{n^{dep}}$  に依存するため、空乏領域内の局所的なキャリア密度を制御することによって  $\overline{A^{dep}}$  や  $K_{\tau}^{dep}$  の値を実効的に変化させることができた。しかし中性領域における SRH 再結合レートは多数キャリア密度で決定するため、空乏領域と同じ手法を用いることは難しいと考えられる。 $\overline{A^{neu}}$  は結晶品質のもので、 $K_{\tau}^{neu}$  は材料に依存するため、変えることができるのは  $N_d$  のみである。式(6.7)より  $N_d$  を高めることで寿命末期の内部発光効率を高めることが期待できる。しかし、 $N_d$  を高めることで空乏領域が狭くなるためキャリア収集効率が低下する可能性や、欠陥密度の増加が懸念されるため、最適化が必要である。

## 6.4. 光学特性について

最後に、光学特性に着目する。ここで扱う光学特性とは太陽電池内部で発生したフォトン  
の振る舞いを決定する特性のことを指す。図 6.1 は $\eta_{int}$ と $\eta_{ext}$ の相関を示している。太陽電  
池内部で発生したフォトンが太陽電池の裏面側（基板側）に進入する確率を $\overline{P_{LC}} (= 1 - \overline{P_{esc}} -$   
 $\overline{P_{abs}})$ とし、この確率が $\eta_{int}$ と $\eta_{ext}$ の相関にどのように影響するのか、式(6.3)に基づいて計算  
を行った。 $\overline{P_{LC}} = 0\%$ かつ $\eta_{int} = 100\%$ のとき初めて $\eta_{ext} = 100\%$ となる。しかし $\eta_{int}$ がわずかに  
低下するだけで、 $\eta_{ext}$ は大幅に低下する。これは、 $\overline{P_{esc}}$ が低く、 $\overline{P_{abs}}$ が高いことに由来する。  
太陽電池材料と空気では屈折率に大きな違いがあるため、太陽電池内部で発生したフォトン  
は高い確率で太陽電池表面で全反射される。太陽電池裏面側に進入するか、太陽電池表面  
から外部に取り出されるまで、再吸収と再結合を無限等比級数的に繰り返すため、 $\eta_{int}$ が  
100%出ない限り、最終的に非発光再結合となる確率が高まる。また $\overline{P_{LC}}$ が0%でない場合は、  
 $\eta_{int}$ に対する $\eta_{ext}$ は更に低下する。高効率化を目指すためには、高い $\overline{P_{esc}}$ 、低い $\overline{P_{abs}}$ と $\overline{P_{LC}}$ が求  
められる。

図 6.2 では、 $\overline{A_{dep}}$ と太陽電池の変換効率の相関を表している。式(6.3)と式(6.4)に基づいて  
計算を行った。また $\overline{P_{esc}}$ と $\overline{P_{abs}}$ を変化させ、その影響を求めた。ここではキャリアは全て空  
乏領域で再結合していると仮定した。放射線照射によって $\overline{A_{dep}}$ が増加する場合を考える。二  
つのケースを考える。一つは $\overline{P_{esc}} = 1.5\%$ 、もう一方は $\overline{P_{esc}} = 0.5\%$ とする。初期の $\overline{A_{dep}}$ がいず  
れも $50 \text{ s}^{-1}$ であるとする。 $\overline{P_{esc}} = 1.5\%$ の場合、初期の変換効率は28.3%、 $\overline{P_{esc}} = 0.5\%$ の場  
合は27.5%である。放射線照射によって $\overline{A_{dep}}$ が $1 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ に増加したとすると、 $\overline{P_{esc}} = 1.5\%$   
の場合、寿命末期の変換効率は24.5%、 $\overline{P_{esc}} = 0.5\%$ の場合22.6%に低下する。初期の変換効率  
が低い $\overline{P_{esc}} = 0.5\%$ の方が劣化量も大きい結果となった。このように $\overline{A_{dep}}$ が太陽電池の特性  
に及ぼす影響は光学パラメータによって大きく変化する。したがって、光学パラメータを変  
えることで初期の変換効率だけでなく放射線耐性を変えることも可能である。

具体的な太陽電池構造としては三つ考えることができる。一つは太陽電池の薄膜化であ  
る。薄膜化によって $\overline{P_{abs}}$ が下がり、 $\overline{P_{esc}}$ の増加するため、初期および寿命末期の変換効率向  
上が期待できる。しかし、薄膜化によって光の吸収量が減るため、光閉じ込め構造等が必須  
となる。二つ目は裏面反射構造である。裏面反射構造によって $\overline{P_{LC}}$ が低下するため、初期お

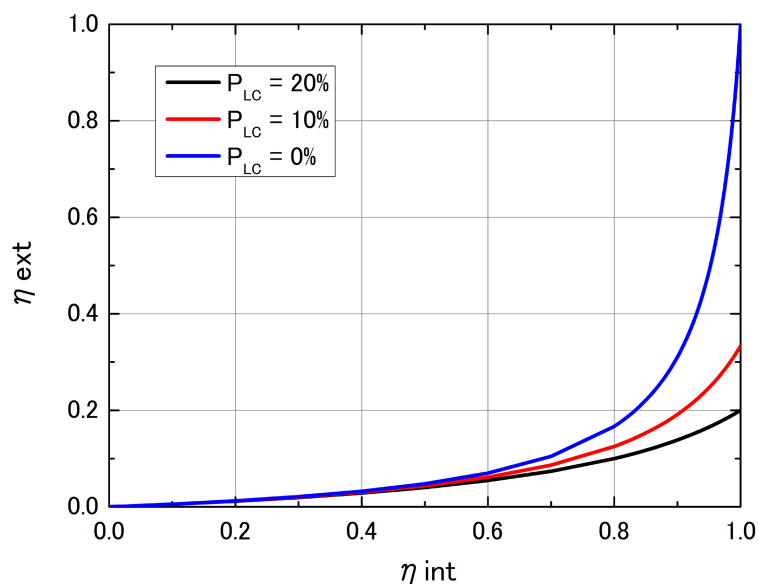


図 6.1：内部発光効率と外部発光効率の相関

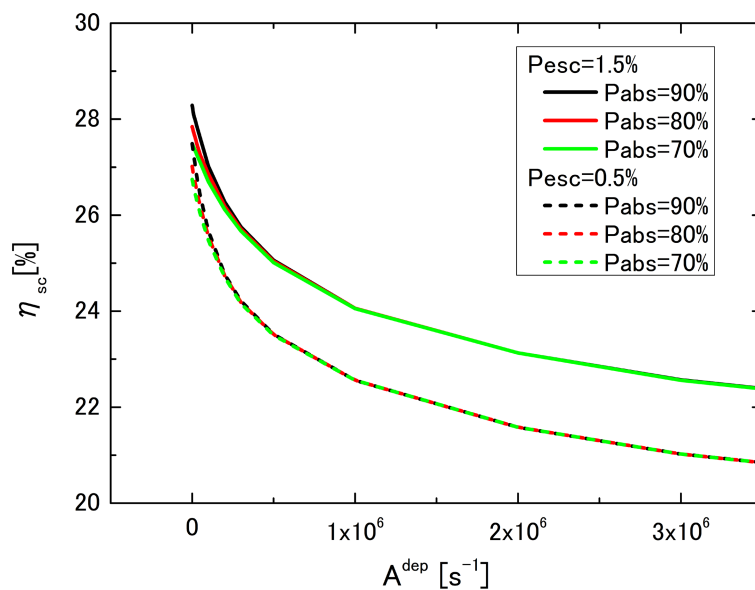


図 6.2：SRH 再結合係数と変換効率の相関

よび寿命末期の変換効率向上が期待できる。三つ目は（具体的な案はまだないが）表面における光の取出し確率向上構造である。 $\overline{P_{esc}}$ を増加させることで、初期および寿命末期の変換効率向上が期待できる。

## 6.5. まとめ

第 6 章では、宇宙用太陽電池の初期変換効率と放射線耐性向上に向けた提言として、空乏領域および中性領域の設計指針と、光学的な特性の観点から性能向上に必要な構造について述べた。



## 第 7 章

### 結論

#### 7.1. 研究成果のまとめ

本研究では、内部発光効率解析手法を確立することによって、宇宙用 III-V 族多接合太陽電池の損失と、更なる高効率化に向けた損失低減化構造をそれぞれ明らかにした。章ごとにその過程で得られた成果を述べる。

#### 第 2 章

非発光再結合による損失量と損失発生領域を特定するための、内部発光効率解析手法を提案した。

#### 第 3 章

第 2 章で提案した解析手法を実現するため、EL 強度と EQE の定量計測およびその不確かさ伝播解析を行った。それらを世界最高水準の宇宙用 3 接合太陽電池に応用し、定量的な外部発光効率と内部発光効率を算出した。また、電圧損失量と、その要因（非発光再結合損失、光学損失）をそれぞれ明らかにした。

再結合レート式から導出した AB モデルを用いて内部発光効率を解析し、世界最高水準セルの最大電力点における非発光再結合損失は空乏領域で生じていることを明らかにした。また AB モデルによる解析から空乏領域における SRH 再結合係数（SRH 再結合寿命の逆数）を明らかにし、内部発光限界を実現するための再結合中心密度低減の指標の導出に成功した。

## 第4章

第2～3章で検討した解析手法を応用し、照射前後の宇宙用3接合太陽電池の内部発光効率の電流依存性を解析することで、空乏領域と中性領域のSRH再結合係数（SRH再結合寿命の逆数）を導出した。先行研究で報告されている欠陥導入係数および欠陥の捕獲断面積と比較することで、GaAsミドルセルの空乏領域ではH<sup>2</sup>欠陥が、中性領域ではE2とE5欠陥が再結合中心として振る舞っている可能性を示した。また空乏領域よりも中性領域におけるキャリア寿命損傷係数が3桁以上大きいことを示した。これらの結果から、領域ごと異なる放射線耐性向上策の必要性が示唆された。

## 第5章

第5章では空乏領域における内部発光効率を向上させる太陽電池構造について議論した。

MQW構造挿入によって正孔と電子密度が局所領域で高まることで、発光再結合が促進、実効的なSRH再結合係数が低減、また内部発光効率が向上することを明らかにした。MQW構造挿入によってVocの絶対値を向上させるためには、外部発光効率100%の時の理想的な電圧値低下を抑制するため、キャリア閉じ込めに必要な最低限の井戸層数に留めることが重要であることを示した。

ワイドバンドギャップ材料を用いてpn接合をヘテロ構造とすることで、SRH再結合係数が低下することを示した。シミュレーションによる解析では、ワイドバンドギャップ材料によって空乏領域の少数キャリア密度が低下し、「欠陥の電氣的不活性化」効果によって実効的なSRH再結合レートが低下する可能性を示した。

## 第6章

初期及び寿命末期の変換効率を向上させる構造について提言した。pn接合のヘテロ構造化によって空乏領域の欠陥の電氣的不活性化が可能と考えられ、初期の変換効率の向上だけでなく、キャリア寿命に関する放射線損傷係数の低減が期待できる。また中性領域の高ドープ化や太陽電池の薄膜化なども高性能化において重要となりうることを示した。

## 7.2. 今後の研究課題・展望

上記の成果より、今後は以下に示す研究課題に取り組みたい。一つ目は、ヘテロ pn 接合による「欠陥の電氣的不活性化」効果の実証である。本研究では、効果の可能性を示したが、実証には至っていない。実証するためには、ドーパントの拡散やヘテロ界面の影響の解明が求められる。また、放射線導入欠陥に対しても不活性化の効果を得られるかが、次世代宇宙用太陽電池の開発において重要と考えられる。二つ目は、太陽電池の内部発光に関する光学設計である。内部発光効率は、結晶品質の向上や、ヘテロ pn 接合構造などによって、100% に近づきつつある。しかし、太陽電池の内部発光に関する光学特性が初期効率向上あるいは放射線耐性向上の大きな制約となっている。既に、光閉じ込め技術による薄膜化や、裏面反射構造の研究は行われ始めているが、特に重要と考えられるが光の取出し技術である。これは、太陽電池に限らず発光ダイオードにも共通した重要な研究課題と認識している。これら二つの研究課題を解決することで、高性能な次世代宇宙用太陽電池の実現を目指す。

## 7.3. 結び

本研究において確立した内部発光効率解析法や高性能化への知見は、例えば結晶シリコンやペロブスカイトなど他の材料の太陽電池に対しても応用が可能である。

本研究が、宇宙用に限らず太陽電池技術の更なる発展の一助となれば幸いである。



## 付録 A

### 宇宙応用

#### A.1 はじめに

本論では、非発光再結合損失の定量解析や低減方法について述べた。しかし、内部発光効率が 100%でない限り非発光再結合電流をゼロにすることはできない。したがって、非発光再結合電流は減らすことはできても必ず存在すると考えるべきである。一方、第 6 章で述べた通り、次世代宇宙用太陽電池は薄膜化が進むと考えられる。この薄膜太陽電池の宇宙利用を考えた場合、非発光再結合電流による発熱の影響は無視できないと考えられる。付録では、非発光再結合の発熱の影響について述べる。

#### A.2 熱暴走

非発光再結合による発熱の影響の研究はほとんど行われていない。しかし、真空中で利用する宇宙用太陽電池においては、発熱の影響は無視できない。

非発光再結合電流が太陽電池面内で均一に生じ、太陽電池全体の温度を均一に上昇させるだけであれば、発熱は温度係数に従って太陽電池出力に影響を及ぼすのみであり、大きな問題ではない。元々高温環境で使用する宇宙用太陽電池にとって、その影響は軽微である。しかし、太陽電池に局所的なシャントスポットが内在する場合、太陽電池へのキャリア注入は、シャントスポットに集中する可能性がある。温度が上昇することで半導体の抵抗が低下

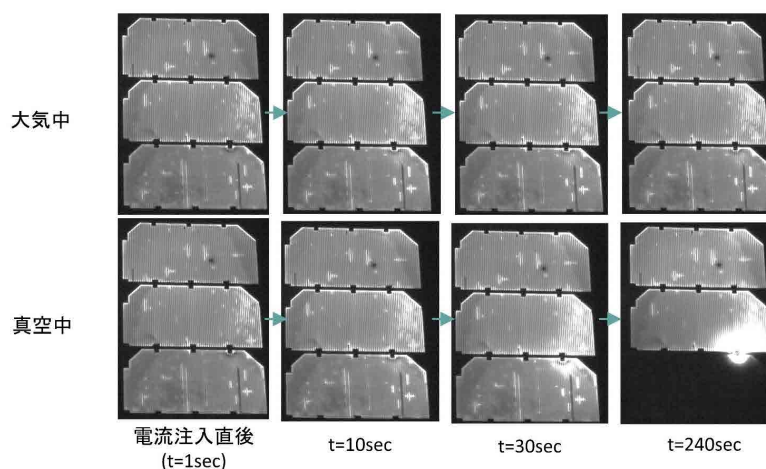


図 A.1 : EL 発光パターンの時間変化

するため、シャントスポットにおけるキャリア注入による熱の入力が熱の出力を上回るとシャント電流は増え続け、最終的には全てのキャリアがシャントスポットに集中する状態に至る。この正帰還プロセスを熱暴走<sup>[108-110]</sup>という。最悪の場合、シャントスポットがセル破壊の閾温度に達し、セルの特性が劣化する。

宇宙環境では地上環境に比べ大気による放熱がなく、正帰還がかかりやすい。したがって宇宙環境では熱暴走が起こりやすいと言える。熱暴走の例を図 A.1 に示す。図 A.1 は外部電源から太陽電池アレイ (3 直列) に電流を印可した時のエレクトロルミネッセンス (EL) 像を示している。同じ太陽電池アレイについて、大気中と真空中で電流を注入した。注入電流は短絡電流相当 (1sun) とした。まず大気中では、電流注入後時間が経過しても EL 発光に変化は表れなかった。しかし、同様の実験を真空中で実施すると、徐々に電流がシャントスポットに集中して、最終的には電流が太陽電池の一点にのみ流れる状態に変化した。この時シャントスポットの温度は数 100°C まで上昇し、順方向電圧も低下した。

修理や交換が難しい宇宙用太陽電池においては、熱暴走を防ぐためのセルあるいはパドルの熱設計が必要である。他のストリングなど、外部電源からのキャリア注入による熱暴走はブロッキングダイオードを搭載することで防ぐことができる。一方、開放状態においては光生成キャリアは電極を介して同じセル内にあるシャントスポットに移動し、非発光再結合をする。これは熱暴走発生の要因となる。この自己生成キャリアによる熱暴走はブロッキングダイオードでは防ぐことができないため、セル自身の熱暴走耐性で防ぐしかない。

従来の宇宙用 InGaP/GaAs/Ge 3 接合太陽電池においては、地球近傍の熱環境 (1sun) では、Ge 基板による熱伝導が大きく、熱暴走耐性は十分に高かったため、問題視されてこな

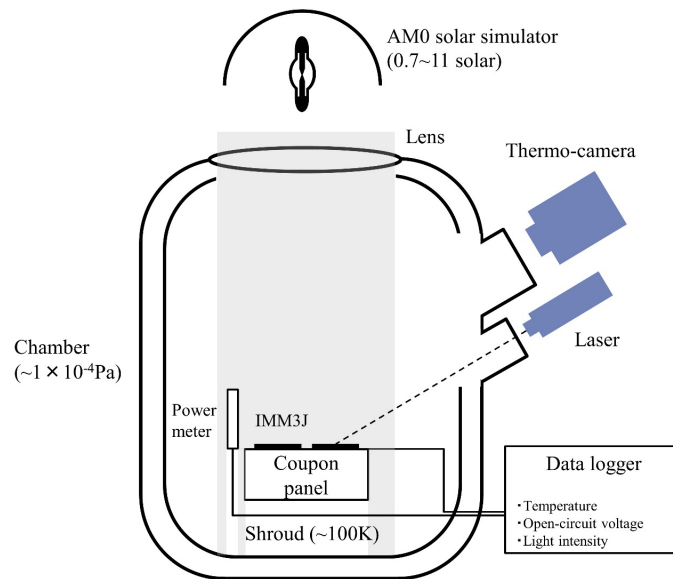


図 A.2 : 真空光照射試験コンフィギュレーションの概略図

かった。例外として、高温高照度環境下といった特殊環境下で熱暴走が起こりうることが報告されている<sup>[109, 110]</sup>。一方、高効率化が期待される薄膜太陽電池<sup>[28, 30]</sup>は、面内方向に対して熱伝導特性が低いため、従来型の厚い宇宙用太陽電池と比べると、熱暴走耐性が低いと考えられる。したがって、任意の軌道環境下で薄膜構造の太陽電池の熱暴走耐性を定量的に評価することが重要である。しかし、熱暴走耐性は、試験環境はもちろんのこと、シャントスポットのサイズ、数、箇所が大きく影響を受けるため、定量化が困難である。そこで、本研究では、セルやパドルの熱設計に資する熱暴走耐性の定量評価のため、任意の環境で、任意に生成した疑似的なシャントスポットを用いた試験法とその解析法を提案する。シャントスポットはレーザーをセルに照射することで再現し、シャント電流量や温度はレーザー強度によって制御する。また、解析では、電気的な等価回路と、熱回路網を用いて、定量的な熱暴走発生メカニズムと耐性の解明を目指す。

## A.3 真空光照射試験

### A.3.1 真空低温光照射試験（方法）

最初に、軌道上における太陽電池パネルの熱暴走の様子を明らかにするため、真空低温ソーラー光照射試験を実施した。InGaP/GaAs/InGaAs IMM3 接合太陽電池<sup>[28, 30]</sup>を搭載したクーポンパネルを用意した。アレイは 3 直列 1 並列構成である。試験コンフィギュレーションを図 A.2 に示す。チャンバーは-270°Cのクールドシュラウドと AM0 ソーラーシミュレータを有している<sup>[111, 112]</sup>。このチャンバーを使用することで、セル面内に最も温度分布が生じやすい日陰明けや、内惑星環境を模擬することができる<sup>[111, 112]</sup>。クーポンパネルは軌道上の環境を模擬するため、チャンバーと熱的に絶縁し、輻射のみで冷却した。温度分布は赤外透過窓越しにサーモカメラで観測し、またセル温度の絶対値はクーポンパネルに貼り付けた熱電対で測定した。アレイは開放状態で、常時開放電圧をデータロガーでモニタした。

ソーラーシミュレータの光量は 0.7sun, 1.0sun, 1.3sun, 1.6sun とした。光量はチャンバー内のパワーメータでモニタした。

光照射前のセル温度は-80°C, 光の照射時間は温度がほぼ飽和する 10 分とした。

### A.3.2 真空低温ソーラー光・レーザー光照射試験（方法）

次に、任意に熱暴走を起こしその評価をするために、低温真空環境でソーラー光とレーザー光を照射する試験を実施した。チャンバーにレーザー導入窓を設置し、セルにチャンバーの外から 532nm のレーザー光を照射し、疑似シャントスポットを生成した。レーザー照射箇所は、チャンバーのレンズ越しにレーザー光で励起した PL 発光をカメラで観察しながら調整した。測定や試験条件は A.3.1 項と同じで、レーザー光はソーラー光と同時に照射した。ソーラー光強度は 1sun で固定した。

### A.3.3 真空低温光照射試験（結果）

図 A.3 は低温真空環境でソーラー光のみを照射した試験の結果として、3 直列 1 並列のストリングの開放電圧の時間推移を表している。光を照射する前パネルは-80°Cであるため、光入射によってセルが急速に温められ、それに伴い開放電圧は低下し、約 10 分で電圧が飽和する様子が見られた。光の強度を高めるに従って、セルが高温になり、その分開放電圧も低下した。光強度が 1.6sun の場合、セルの温度が上昇することによる電圧低下以外の急激な電圧低下（熱暴走）が観測された。光照射後 30 秒後から 40 秒後の間に開放電圧が 1.5V 低下した。光照射後 30,32,40 秒後の温度分布の変化を図中のサーモグラフィ像に示す。な



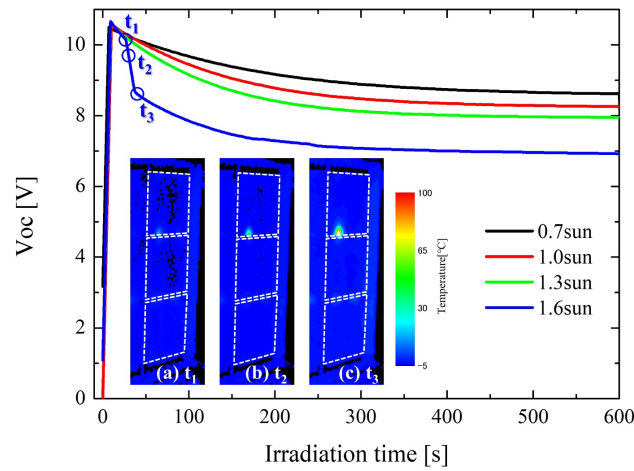


図 A.3 : 真空光試験中の Voc の時間推移 (図中のカラーマップは  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  秒における太陽電池アレイのサーモグラフィ像)

おサーモグラフィ像中の破線はセルの位置を表している。サーモグラフィ像から、温度上昇を起こしているのは n 電極パッドであり、温度変化は  $200^{\circ}\text{C}$  にも達した。発生した熱暴走はソーラー光照射中は安定して継続した。Ge 基板を有するリジッドの 3 接合太陽電池 (ベアセル) では、大気雰囲気、室温環境ではあるが、 $6\text{sun}$  以上で熱暴走が発生しており<sup>[109,110]</sup>、それに対して、今回の試験では真空、低温環境で  $1.6\text{sun}$  で熱暴走が起こっていることから、やはり薄膜太陽電池は熱暴走耐性が低いと考えられる。

熱暴走の定量評価をするうえでは、シャントスポットの熱解析が必要となる。しかし、熱暴走がどこで起こるのかを事前に予測することは非常に難しい。実際、試験前にクーポンパネルの EL 像をチェックしたが、熱暴走発生箇所にも異常は見られなかった。またシャントスポットのサイズの見積もりも困難であることから、レーザー照射による疑似シャントスポットを用いた評価を行った。

#### A.3.4 真空低温ソーラー光・レーザー光照射試験 (結果)

図 A.4 はチャンバー内でのクーポンパネルの EL 像を示している。赤の破線で囲まれている箇所がレーザー照射箇所、PL 発光している。レーザーの照射面積は A.3.3 項で熱暴走が起こった電極を模擬するため、約  $6\text{mm}^2$  とした。レーザー照射箇所は、特に熱が逃げにくいセルの角部とした。図 A.5 には真空低温環境でソーラー光とレーザー光を照射した試験の結果として、アレイの開放電圧の時間変化を示す。

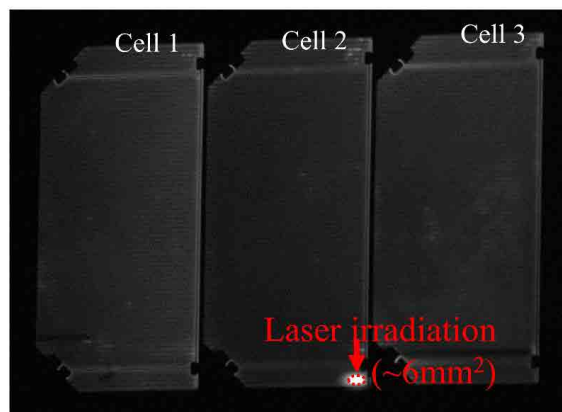


図 A.4 : 真空チャンバー内のアレイの EL 発光像 (赤枠はレーザー照射箇所)

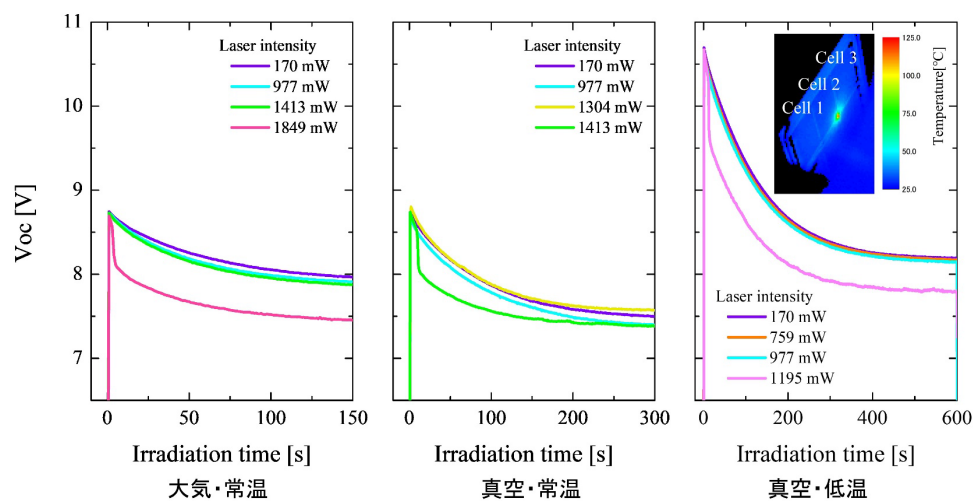


図 A.5 : レーザー光を用いた真空光試験中の Voc の時間推移

A.3.3 項の実験と同様に、セル温度が $-80^{\circ}\text{C}$ になったらソーラーシミュレータの光とレーザー光を同時に照射した。照射時間は 10 分である。熱暴走の閾温度を調べるため、レーザー強度を徐々に高めた。なお、セルが吸収するレーザー強度はレーザーの出力値とセルの反射率から算出した。真空低温環境における試験ではレーザー強度が  $1195\text{mW}$  のとき、光照射後 12 秒後に電圧が大幅に低下した。図 A.5 中のサーモグラフィ像は電圧が大幅に低下した直後のアレイの温度分布を示しているが、レーザー照射箇所が特に高温になっている。このことから、レーザー照射によって生成した疑似シャントスポットで熱暴走を誘発することに成功したと言える。なお、 $532\text{nm}$  レーザーを吸収する InGaP の外部発光効率率は 1%程度であることから、入力したレーザーのエネルギーはほとんどが熱になっていると考えられる。

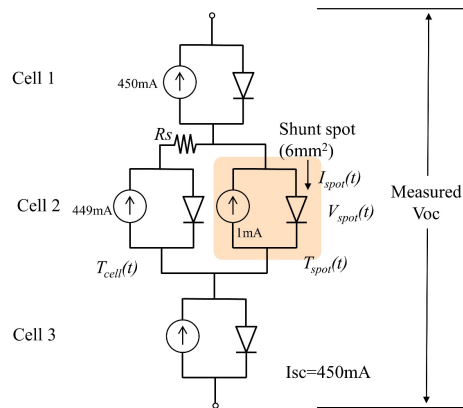


図 A.6 : 3 直列 1 並列の電気等価回路

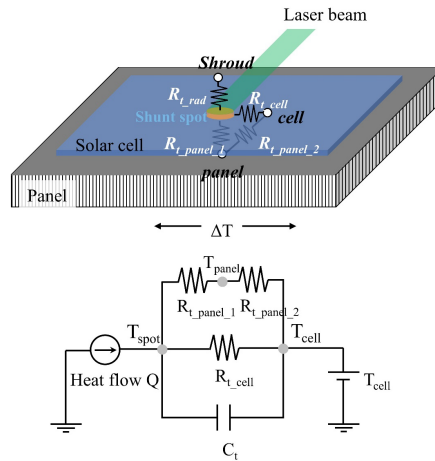


図 A.7 : 太陽電池セルの熱回路網

### A.4 解析モデル

熱解析のためにはシャントスポットの温度変化の取得が必要だが、直接的な測定は困難である。レーザー照射箇所には熱電対を付けると熱電対自身が熱パスとなり、セルの熱特性を評価することができなくなる。またサーモグラフィでは $-80^{\circ}\text{C}$ における輻射を感知することができないため、熱暴走が起こる前のスポット温度の評価ができない。そこで、本評価ではレーザー照射によるわずかな電圧変化から、レーザー照射箇所の温度を SPICEシミュレーション<sup>[113]</sup>から算出した。

図 A.6 に 3 直列 1 並列の等価回路を示す。レーザーを照射したセル 2 はレーザー照射箇

所とそれ以外のセルを並列接続させた。またセル2にシャントスポットへの電流流入の妨げる抵抗を設けた。抵抗値にはセルの直列抵抗成分の典型値である  $0.5\Omega$  を用いた。レーザーを照射していないエリアのダイオードの逆方向飽和電流値の温度依存性  $I_0(T)$  はレーザーの影響がほとんど無視できるレーザー強度  $170\text{mW}$  のときの開放電圧の推移データから求めた。電流源は温度の影響をほとんど受けないため、 $450\text{mA}$  一定とした。シャントスポットの発生電流は面積比から  $1\text{mA}$  とした。

この等価回路を用いて、3直列の実測の電圧値と一致するようにシャントスポットの逆方向飽和電流をフィッティングして、シャントスポット温度とスポットに流入する電流値と電圧をそれぞれ求めた。

また、熱解析に向けて熱モデルを構築した。図 A.7 には疑似シャントスポットとその周囲の熱パスを模擬的に示している。疑似シャントスポットからの熱パスは三つ考えられる。一つ目が輻射による熱パス、二つ目が接着剤を介したアルミハニカムパネルへの熱パス、三つ目がセル面内方向への熱パスである。輻射による熱抵抗 ( $R_{t\_rad}$ ) について、輻射量はレーザーによる熱入力に対して無視できるほど小さいので  $R_{t\_rad}$  は考慮しない。セル直下のパネル温度は不明であるので、レーザーによる熱入力の影響を受けていないセルの温度を基準とし、パネルとセル温度の間の熱抵抗を  $R_{t\_panel\_2}$  とし、熱回路網を定義した。パネル温度は求められないので合成抵抗  $R_t$  を考える。シャントスポットとレーザーの影響を受けないセルの間の熱抵抗  $R_t$  は以下の式に従って、合成熱抵抗として考える。

$$R_t = \frac{R_{t\_cell}(R_{t\_panel\_1} + R_{t\_panel\_2})}{R_{t\_cell} + R_{t\_panel\_1} + R_{t\_panel\_2}} \quad (\text{A.1})$$

また、主にパネルによる熱容量として、シャントスポットとレーザーの影響を受けていないセルの間に熱容量  $C_t$  を考慮した。

このモデルに従うと、スポット温度とセル温度の差  $\Delta T$  は以下の式で表すことができる。

$$\Delta T(t) = T_{spot}(t) - T_{cell}(t) = R_t(Q_{laser} + Q_{cell}(t)) \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{R_t C_t}\right) \right] \quad (\text{A.2})$$

$$Q_{cell}(t) = I_{spot}(t) \cdot V_{spot}(t) \quad (\text{A.3})$$

$Q_{laser}$ ,  $Q_{cell}$ はレーザーによる熱流量と、セルで発生した電流がシャントスポットに流入することによる熱流量をそれぞれ表している。 $Q_{cell}$ はシャントスポットに流入する電流と電圧の積となる。十分時間が経過すると、 $\Delta T$ は式(A.4)に示す様に飽和する。

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta T = R_t [Q_{laser} + Q_{cell}(t)] \quad (\text{A.4})$$

## A.5 熱暴走耐性解析

図 A.8 には、図 A.6 の等価回路から求めたセル 2 のシャントスポットに流入する電流とシャントスポットの電圧を示している。レーザー強度が 759mW と 977mW の時は、レーザー照射による電圧低下量が小さく、そのためスポットに流入する電流も少なく、飽和した。一方、1195mW の時は、レーザー光とソーラー光を照射した 7 秒後あたりから、電圧の低下が次第に大きくなり、それに従って、スポットに流入する電流も指数関数的に上昇した。13 秒後には全ての電流がシャントスポットに集中することで流入電流は飽和した。

図 A.9 は熱モデルから算出したシャントスポットとレーザーが当たっていないセルの温度差の時間変化を表している。曲線は式(A.2)に基づいたフィッティング曲線である。なお  $R_t$  は 22°C/W,  $C$  は 0.2J/°C とした。 $Q_{cell}$  は図 A.7 と式(A.3)から算出した。レーザー強度が 759mW と 977mW の時は、熱モデルで温度変化を良く再現できている。レーザー強度が 1195mW のときは、熱暴走が起こる直前の 12 秒まではよく再現しているが、熱暴走が起こった照射後 13 秒後以降の温度が急激に上昇するモードは再現できなかった。これは図 A.8 に示したようにシャントスポットに流入する電流が 13 秒後に飽和したためである。したがって、この時  $Q_{cell}$  は最大化している。実験で見られたように  $\Delta T$  が更に上昇するためには式(A.4)より  $R_t$  が変化する必要がある。そこで、熱暴走発生後の、 $\Delta T$  を以下の式で表した。

$$\Delta T = R_t Q_{laser} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{R_t C_t}\right) \right] + R_{t,TR} Q_{cell,TR} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t - t_{TR}}{R_{t,TR} C_{t,TR}}\right) \right] \quad (\text{A.5})$$

$R_{t,TR}$ ,  $C_{t,TR}$  は熱暴走後の熱抵抗と熱容量を示している。

図 A.9 の破線は  $R_{t,TR} = 120^\circ\text{C/W}$ ,  $C_{t,TR} = 0.01\text{J}/^\circ\text{C}$  のとき、温度変化を表しており、スポ

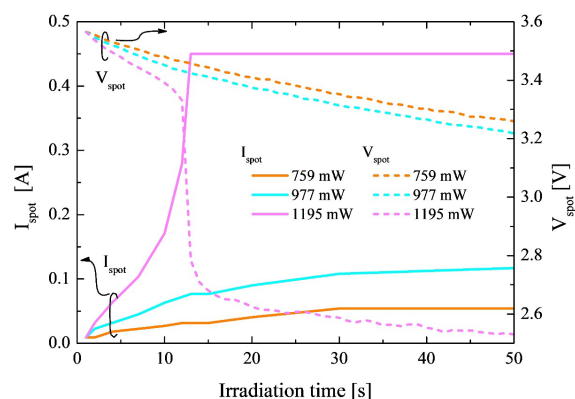


図 A.8 : 電気モデルより算出したシャントスポットの電圧と電流の時間推移

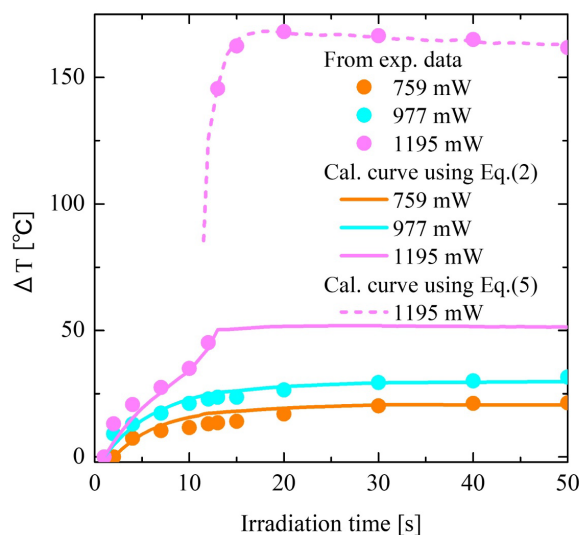


図 A.9 : 熱モデルより算出したシャントスポット温度推移

ット温度を再現した。なお、熱抵抗が  $22^{\circ}\text{C}/\text{W}$  から  $120^{\circ}\text{C}/\text{W}$  に変化するためにはシャントスポットの径が半分程度に変化する必要がある。このことから、熱暴走が起こる前までは式(A.2)の定常解析でモデル化できるが、電流注入と電流による加熱の過渡反応が発生すると式(A.2)から式(A.5)にモードが変わり、電流が集中するスポットの熱抵抗が増大すると考えられる。つまり、熱暴走とは、電流注入と電流による加熱の過渡状態の中で、スポットの熱抵抗が増大する現象であると考えられる。

熱暴走を防ぐためには、このモード変化を抑制すればよい。その温度閾値は、本実験では  $\Delta T$  は約  $50$  度で、またこの値から、シャントスポットに必要な熱抵抗も式(A.2)から算出することができる。

## A. 6. まとめ

非発光再結合電流が引き起こす熱暴走現象の定量的な耐性評価法を提案した。また，熱暴走の発生メカニズムを解明し，抑制するための方法を述べた。しかし，現状は，熱暴走を抑制するためには太陽電池の熱抵抗を低くする方法しか提案できていない。今後は，熱抵抗の低減が難しい薄膜太陽電池の熱暴走耐性を高める方法の開発が求められる。





## 参考文献

- [1] 経済産業省資源エネルギー庁, 『平成 30 年度エネルギーに関する年次報告 (エネルギー白書 2019)』, <https://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/>
- [2] 新エネルギー・産業技術総合開発機構, 『NEDO 再生可能エネルギー技術白書 (第 2 版)』, 森北出版株式会社, 2014 年
- [3] 三宅常之, 松元則雄, 「シャープ, 衛星用太陽電池を EV やドローンに展開」, 日経 xTECH, 2018 年 11 月 28 日, <https://tech.nikkeibp.co.jp/atcl/nxt/column/18/00487/00005/>
- [4] 浜川圭弘, 『フォトニクスシリーズ 3 太陽電池』, コロナ社, 2004 年
- [5] ASTM インターナショナル, “Solar Spectrum: Air Mass Zero”, <https://rredc.nrel.gov/solar//spectra/am0/>
- [6] 国立天文台, 『理科年表 平成 9 年』, 丸善株式会社, 1996 年
- [7] 太和田義久監修, 『プロが教える太陽電池のすべてがわかる本』, ナツメ社, 2011 年
- [8] 加藤伸一, 「鹿児島・七ツ島, 桜島を前に 29 万枚のパネルが並ぶ, 国内最大のメガソーラー」, 日経 xTECH, 2013 年 11 月 26 日, <https://tech.nikkeibp.co.jp/dm/article/FEATURE/20131121/317720/?ST=msb&P=1>
- [9] 上村邦夫, 佐賀達男, 松谷壽信, 「宇宙用単結晶シリコン太陽電池」, シャープ技報 第 70 号, p. 59, 1998 年 4 月
- [10] 川崎治, 市川千秋, 植松洋彦, 日高貴幸, 清川丈, 小坪秀明, 「HTV の電力系及び太陽電池パネル系の開発」, 日本航空宇宙学会誌, 59 巻, 684 号, p. 15, 2011 年
- [11] NASA, “Past Projects: Helios Prototype Solar-Powered Aircraft”, 2009.11.4, <https://www.nasa.gov/centers/dryden/history/pastprojects/Helios/index.html>
- [12] W. Shockley, H. J. Queisser, “Detailed Balance Limit of Efficiency of p-n Junction Solar Cells”, J. Appl. Phys. 32, 510 (1961).
- [13] A. Polman, M. Knight, E. C. Garnett, B. Ehrler, and W. C. Sinke, “Photovoltaic materials: Present efficiencies and future challenges”, Science 352, 6283 (2016).
- [14] NREL, “Best Research-Cell Efficiency Chart”, 2019.8.2,

<https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html>

- [15] K. Yoshikawa, W. Yoshida, T. Irie, H. Kawasaki, K. Konishi, H. Ishibashi, T. Asatani, D. Adachi, M. Kanematsu, H. Uzu, and K. Yamamoto, "Exceeding conversion efficiency of 26% by heterojunction interdigitated back contact solar cell with thin film Si technology", *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 173, 37 (2017).
- [16] K. Yoshikawa, H. Kawasaki, W. Yoshida, T. Irie, K. Konishi, K. Nakano, T. Uto, D. Adachi, M. Kanematsu, H. Uzu, and K. Yamamoto, "Silicon heterojunction solar cell with interdigitated back contacts for a photoconversion efficiency over 26%", *Nature Energy* 2, 17032 (2017).
- [17] 宮島晋介, 「結晶シリコン太陽電池における界面不活性化膜」, *J. Plasma Fusion Res.* 85, 12, 820 (2009).
- [18] M. Schaper, J. Schmidt, H. Plagwitz, and R. Brendel, "20.1%-efficient crystalline silicon solar cell with amorphous silicon rear-surface passivation", *Prog. Photovolt.: Res. Appl.* 13, 381 (2005).
- [19] M. Taguchi, Y. Tsunomura, H. Inoue, S. Taira, T. Nakashima, T. Baba, H. Sakata and E. Maruyama, "High-Efficiency HIT Solar Cell on Thin (<100 μm) Silicon Wafer", 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, Germany 2CV.2.78 (2009).
- [20] F. W. Ragay, E. W. M. Ruigrok, and J. H. Wolter, "GaAs-AlGaAs Heterojunction solar cells with increased open-circuit voltage", *Proceedings of 1994 IEEE 1st WCPEC* (1994).
- [21] X. Wang, M. R. Khan, J. L. Gray, M. A. Alam, and M. S. Lundstrom, "Design of GaAs Solar Cells Operating Close to the Shockley-Queisser Limit", *J. Photovolt.* 3, 2, 737 (2013).
- [22] S.-T. Hwang, S. Kim, H. Cheun, H. Lee, B. Lee, T. Hwang, S. Lee, W. Yoon, H.-M. Lee, and B. Park, "Bandgap grading and Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As heterojunction emitter for highly efficient GaAs-based solar cells", *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 155, 264 (2016).
- [23] B. M. Kayes, H. Nie, R. Twist, S. G. Spruytte, F. Reinhardt, I. C. Kiziyalli, and G. S. Hignashi, "27.6% Conversion efficiency, a new record for single-junction solar cells under 1sun illumination", *Proceedings of the 37th IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (2011).
- [24] M. A. Green, Y. Hishikawa, E. D. Dunlop, D. H. Levi, J. Hohl-Ebinger, M. Yoshita, and A. W. Y. Ho-Baillie, "Solar cell efficiency tables (Version 53)", *Prog. Photovolt. Res. Appl.* 27, 3 (2019).
- [25] 高本達也, 博士学位論文 (豊田工大), 1999年

- 
- [26] D. C. Law, P. T. Chiu, C. M. Fetzer, M. Haddad, S. Mesropian, R. Cravens, P. H. Hebert, J. H. Ermer, and J. P. Krogen, "Development of XTJ Targeted Environment (XTE) Solar Cells for Specific Space Applications", Proceedings of 7th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 3360 (2018).
- [27] N. Fatemi, J. Lyons, M. Eskenaz, "Qualification and Production of Emcore ZTJ Solar Panels for Space Missions", Proceedings of 39th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 2793 (2013).
- [28] T. Takamoto, T. Agui, A. Yoshida, K. Nakaido, H. Juso, K. Sasaki, K. Nakamura, H. Yamaguchi, T. Kodama, H. Washio, M. Imaizumi, and M. Takahashi, "World's highest efficiency triple-junction solar cells fabricated by inverted layers transfer process", Proceedings of 35th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, 412-417. (2010).
- [29] H. Sugiura, C. Amano, A. Yamamoto, and M. Yamaguchi, "Double heterostructure GaAs tunnel junction for a AlGaAs/GaAs tandem solar-cell", Jpn. J. Appl. Phys. Part 1-Regular Papers Brief Communications & Rev. papers 27, 2, 269 (1988).
- [30] H. Yamaguchi, R. Ijichi, Y. Suzuki, S. Ooka, K. Shimada, N. Takahashi, H. Washio, K. Nakamura, T. Takamoto, M. Imaizumi, T. Sumita, K. Shimazaki, T. Nakamura, and T. Ohshima, "Development of Space Solar Sheet with Inverted Triple-junction Cells", Proceedings of 42nd IEEE Photovoltaic Specialist Conference (2015).
- [31] A. Haas, C. McPheeters, Z. Bittner, B. Cho, S. Cruz, D. Derkacs, J. Hart, C. Kerestes, N. Miller, P. Patel, M. Riley, P. Sharps, A. Stavrides, J. Steinfeldt, C. Struempel, and S. Whipple, "Progress in the Development, Qualification, and Productization of IMM- $\alpha$ ", Proceedings of 7th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 3347 (2018).
- [32] J. F. Geisz, M. A. Steiner, K. L. Schulte, M. Young, R. M. France, and D. J. Friedman, "Six-junction concentrator solar cells", AIP Conference Proceedings, 2012, 040004 (2018).
- [33] T. Sugaya, T. Tayagaki, T. Aihara, K. Makita, R. Oshima, H. Mizuno, T. Nakamoto, and Y. Okano, "Smart stacked InGaP/GaAs/GaAs//Si quadruple-junction solar cells", Proceedings of 7th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 0257 (2018).
- [34] F. Dimroth, T. N. D. Tibbits, M. Niemeyer, F. Predan, P. Beutel, C. Karcher, E. Oliva, G. Siefert, D. Lackner, P. Fuß-Kailuweit, A. W. Bett, R. Krause, C. Drazek, E. Guiot, J. Wasselin, A. Tauzin, and T. Signamarcheix, "Four-Junction Wafer Bonded Concentrator Solar Cells", J. Photovolt. 6, 1, 343 (2016).

- [35] M. Imaizumi, T. Takamoto, H. Sugimoto, T. Ohshima, and S. Kawakita, "Preliminary study on super radiation-resistant mechanical-stack triple-junction solar cell: PHOENIX", proceedings of 46th IEEE Photovoltaic Specialist Conference (2019).
- [36] 新エネルギー・産業技術総合開発機構, 「世界最高水準の高効率太陽電池を搭載した電動車の公道走行実証を開始」, ニュースリリース, 2019年7月4日,  
[https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5\\_101150.html](https://www.nedo.go.jp/news/press/AA5_101150.html)
- [37] 中村徹哉, 第59回宇宙科学技術連合講演会, 2G05 (2015).
- [38] 中村徹哉, 第60回宇宙科学技術連合講演会, 2D06 (2016).
- [39] T. Sumita, T. Nakamura, Y. Shibata, Y. Hiomi, H. Uchida, A. Okamoto, M. Imaizumi, N. Kaneko, T. Kobayashi, T. Ose, Y. Nozaki, and T. Takamoto, "In-Orbit Demonstration of New 150W/kg Solar Paddle System", 12th European Space Power Conference, 270 (2019).
- [40] M. Imaizumi, T. Nakamura, T. Takamoto, T. Ohshima, and M. Tajima, "Radiation degradation characteristics of component subcell in inverted metamorphic triple-junction solar cells irradiated with electrons and protons", *Prog. Photovolt.* 25, 2, 161 (2017).
- [41] 和田隆博監修, 『化合物薄膜太陽電池の最新技術』, シーエムシー出版, 2007年
- [42] R. Kellenbenz, R. Hoheisel, P. Kailuweit, W. Guter, F. Dimroth, and A. W. Bett, "Development of radiation hard  $\text{Ga}_{0.50}\text{In}_{0.50}\text{P}/\text{Ga}_{0.99}\text{In}_{0.01}\text{As}/\text{Ge}$  space solar cells with multi quantum wells", Proceedings of 35th IEEE Photovoltaic Specialist Conference, 000117 (2010).
- [43] M. Yamaguchi, and C. Amano, "Numerical analysis for radiation-resistant GaAs heteroface solar cell structures", *J. Appl. Phys.*, 57, 537 (1985).
- [44] D. Elfiky, M. Yamaguchi, T. Sasaki, M. Elnawawy, T. Eldesouky, and A. Ghitas, "Numerical Analysis for Radiation Resistant InGaP Solar Cell", *Jap. J. Appl. Phys.*, 50, 072301 (2011).
- [45] M. Yamaguchi, "Radiation resistance of compound semiconductor solar cells", *J. Appl. Phys.*, 78, 3 (1995).
- [46] R. Hoheisel, F. Mimroth, A. W. Bett, S. R. Messenger, P. P. Jenlins, R. J. Walters, "Electroluminescence analysis of irradiated  $\text{GaInP}/\text{GaInAs}/\text{Ge}$  space solar cells", *Sol. Energy Mater. Sol. Cells* 108, 235 (2013).
- [47] R. E. Welser, S. J. Polly, M. Kacharia, A. Fedorenko, A. K. Sood, and S. M. Hubbard, "Design and Demonstration of High-Efficiency Quantum Well Solar Cells Employing Thin Strained Superlattices", *Scientific Reports* 9, 13955 (2019).

- 
- [48] M. Sugiyama, Y. Wang, H. Fujii, H. Sodabanlu, K. Watanabe, and Y. Nakano, "A quantum-well superlattice solar cell for enhanced current output and minimized drop in open-circuit voltage under sunlight concentration", *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 024001 (2013).
- [49] R. E. Welser, O. A. Laboutin, M. Chaplin, and V. Un, "Reducing non-radiative and radiative recombination in InGaAs Quantum Well Solar Cells", *Proceedings of 37th IEEE Photovoltaic Specialist Conference* (2012).
- [50] K. Watanabe, Y. Wang, H. Sodabanlu, M. Sugiyama, and Y. Nakano, "Strain effect for different phosphorus content of InGaAs/GaAsP super-lattice in GaAs p-i-n single junction solar cell", *J. Crystal Growth* 401, 712 (2014).
- [51] D. B. Bushnell, T. N. D. Tibbits, K. W. J. Barnham, J. P. Connolly, M. Mazzer, N. J. E-Daukes, J. S. Roberts, G. Hill, and R. Airey, "Effect of well number on the performance of quantum-well solar cells", *J. Appl. Phys.* 97, 124908 (2005).
- [52] H. Fujii, K. Toprasertpong, Y. Wang, K. Watanabe, M. Sugiyama, and Y. Nakano, "100-period, 1.23-eV bandgap InGaAs/GaAsP quantum wells for high-efficiency GaAs solar cells: toward current-matched Ge-based tandem cells" *Prog. Photovolt. Res. Appl.* 22, 784 (2014).
- [53] A. キタイ, 『太陽電池とLEDの原理』, 丸善出版, 2013年
- [54] E. フレッドシューベルト, 『発光ダイオード』, 朝倉書店, 2010年
- [55] L. Zhu, M. Yoshita, J. L. Tsai, Y. Wang, C. Y. Hong, G. C. Chi, C. Kim, P. Yu, H. Akiyama, "Diagnosis of GaInAs/GaAsP multiple quantum well solar cells with Bragg reflectors via absolute electroluminescence", *J. Photovolt.* 7, 781 (2017).
- [56] J. Nelson, "The Physics of Solar Cells", World Scientific Pub Co Inc (2003).
- [57] R. Hoheisel, M. González, M. P. Lumb, D. A. Schiman, S. R. Messenger, C. G. Bailey, J. Lorentzen, T. N. D. Tibbits, M. Imaizumi, T. Ohshima, S. Sato, P. P. Jenkins, and R. J. Walters, "Quantum-Well Solar Cells for Space: The Impact of Carrier Removal on End-of-Life Device Performance", *J. Photovolt.* 4, 1, 253 (2014).
- [58] M. A. Steiner, M. P. Lumb, R. Hoheisel, J. F. Geisz, R. M. France, D. Scheiman, R. J. Walters, P. P. Jenkins, "Radiation effects on luminescent coupling in III-V solar cells", *Proceedings of 42nd Photovoltaic Specialist Conference* (2015).
- [59] A. Bejan, and E. Mamut, "Thermodynamic Optimization of Complex Energy Systems", Springer Netherlands (1999).
- [60] G. B. Rybicki, and A. P. Lightman, "Radiative Processes in Astrophysics", Wiley-VCH (1985).
- [61] R. W. Waynant, and M. N. Ediger, "Electro-Optics Handbook", McGraw-Hill

Professional (2000).

- [62] 秋山英文, “太陽電池の詳細平衡理論と応用”, 日本物理学会第 70 回年次大会概要集, 22aAA-1 (2015).
- [63] R. T. Ross, and M. Calvin "Some Thermodynamics of Photochemical Systems", *J. Chem. Phys.* 46, 4590 (1967).
- [64] 山口真史, M.A.グリーン, 大下祥雄, 小島信晃, 『太陽電池の基礎と応用』, 丸善株式会社, 2010 年
- [65] U. Rau, “Reciprocity relation between photovoltaic quantum efficiency and electroluminescent emission of solar cells”, *Phys. Rev. B* 76, 085303, 1 (2007).
- [66] W. Shockley, “The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors”, *The Bell System Technical Journal* 28, 3, 435 (1949).
- [67] M. Yoshita, L. Zhu, C. Kim, T. Mochizuki, T. Nakamura, M. Imaizumi, S. Chen, H. Kubota, Y. Kanemitsu, H. Akiyama, “Calibration standards and measurement accuracy of absolute electroluminescence and internal properties in multi-junction and arrayed solar cells”, *Proceedings of SPIE 2016, 9743, Physics, Simulation, and Photonic Engineering of Photovoltaic Devices V*, 97430D (2016).
- [68] O. Miller, “Photonic Design: From Fundamental Solar Cell Physics to Computational Inverse Design”, *Doctoral thesis*, (2012).
- [69] M. A. Steiner, J. F. Geisz, I. Garcia, D. J. Friedman, S. R. Kurtz, “Experimental and modeling analysis of internal luminescence in III-V solar cells”, *AIP Conference Proceedings 2013; 1556: 57-61* (2013).
- [70] M. A. Steriner, J. F. Geisz, I. Garcia, D. J. Friedman, A. Duda, and S. R. Kurtz, “Optical enhancement of the open-circuit voltage in high quality GaAs solar cells”, *J. Appl. Phys.* 113, 123109 (2013).
- [71] 朱琳, 「多接合タンデム太陽電池における非輻射再結合損失の効果」, 博士論文, 2015 年
- [72] T. Kirchartz, U. Rau, M. Hermle, A. W. Bett, A. Helbig, J. H. Werner, “Subcell I-V characteristic analysis of the GaInP/GaInAs/Ge solar cells using electroluminescence measurements”, *Appl. Phys. Lett.* 98, 251113, 1 (2011).
- [73] S. Roensch, R. Hoheisel, F. Dimroth, A. W. Bett, “Determination of the subcell photovoltage in multijunction solar cells via voltage-dependent capacitance analysis”, *Appl. Phys. Lett.* 98, 251106, 1 (2011).
- [74] T. Nakamura, M. Imaizumi, S. Sato, T. Ohshima, “Change in I-V Characteristics of Subcells in a Multi-junction Solar Cell due to Radiation Irradiation”, *Proceedings of 38th IEEE Photovoltaic Specialist Conference*, 2846 (2012).

- 
- [75] W. V. Roosbroeck, and W. Shockley, "Photon-Radiative Recombination of Electrons and Photons in Germanium", *Phys. Rev.* 94, 6, 1558, (1954).
- [76] U. Rau, B. Blank, T. C. M. Muller, and T. Kirchartz, "Efficiency Potential of Photovoltaic materials and Devices Unveiled by Detailed-Balance Analysis", *Phys. Rev. Appl.* 7, 044016 (2017).
- [77] W. Shockley, W. T. Read, "Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons", *Phys. Rev.* 87, 5, 835 (1952).
- [78] R. N. Hall, "Germanium rectifier characteristics", *Phys. Rev.* 83, 1, 228(1951).
- [79] 松波弘之, 『半導体工学 (第2版)』, 昭晃堂, 1999年
- [80] C.T. Sah, R. N. Noyce, W. Shockley, "Carrier Generation and Recombination in P-N Junctions and P-N Junction Characteristics", *Proceedings of the IRE*, 1228 (1957).
- [81] U. Strauss, W. W. Ruhle, and H. J. Queisser, "Band-to-band recombination in Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P", *J. Appl. Phys.* 75, 8204 (1994).
- [82] U. Strauss, W. W. Ruhle, and K. Kohler, "Auger recombination in intrinsic GaAs", *Appl. Phys. Lett.* 62, 55 (1993).
- [83] J. I. Shim, D. P. Han, C. H. Oh, H. Jung, D. S. Shin, "Measuring the Internal Quantum Efficiency of Light-Emitting Diodes at an Arbitrary Temperature", *IEEE Journal of quantum electronics* 54, 2, 8000106 (2018).
- [84] 今井秀孝, 『測定 不確かさ評価の最前線』, 日本規格協会(2013).
- [85] 杉本広紀, 博士学位論文 (東京大学) (2007).
- [86] U. Rau, "Superposition and Reciprocity in the Electroluminescence and Photoluminescence of Solar Cells", *J. Photovolt.* 2, 2, 169 (2012).
- [87] A. Ogura, T. Nakamura, M. Imaizumi, S.-i. Sato, and T. Ohshima, "Deriving external quantum efficiency of solar cells from photoluminescence measurement", 27th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, 3TuPo.125 (2017).
- [88] K. Toprasertpong, A. Delamarre, K. Watanabe, Y. Nakano, J.-F. Guillemoles, and M. Sugiyama, "Electroluminescence and reciprocity relation in multiple quantum well solar cells", 27th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, 6TuO9.6 (2017).
- [89] T. Kirchartz, and U. Rau, "Detailed balance and reciprocity in solar cells", *Phys. Stat. Sol. (a)* 205, 12, 2737-2751 (2008).
- [90] T. Oka, K. Ouchi, K. Mochizuki, "Characterization of InGaP/GaAs Heterojunction Bipolar Transistors with a Heavily Doped Base", *Jpn. J. Appl. Phys.* 40, 5221 (2001).
- [91] H. Y. Tada, J. R. Carter, B. E. Anspaugh, and R. G. Downing, "Solar Cell Radiation Handbook Third Edition", NASA JPL (1982).

- [92] Y. Shibata, M. Imaizumi, S.-I. Sato, T. Ohshima, M. Akiyoshi, and S. Okuda, "Recovery from radiation-induced degradation in InGaP solar cells by light soaking", *Appl. Phys. Exp.* 11, 12, 122301(2018).
- [93] D. Stievenard, X. Boddaert, and J. C. Bourgoin, "Irradiation-induced defects in p-type GaAs", *Phys. Rev. B* 34, 4048 (1986).
- [94] D. Stievenard, X. Boddaert, J. C. Bourgoin, and H. J. von Bardeleben, "Behavior of electron-irradiation-induced defects in GaAs", *Phys. Rev. B* 41, 5271 (1990).
- [95] D. Pons, and J. C. Bourgoin, "Irradiation-induced defects in GaAs", *J. Phys. C: Solid State Phys.* 18 3839 (1985)
- [96] M. A. Zaidi, M. Zazoui, and J.C. Bourgoin, "Defects in electron irradiated GaInP", *J. Appl. Phys.* 73, 7229 (1993).
- [97] J. C. Bourgoin and M. Zazoui, "Irradiation-induced degradation in solar cell: characterization of recombination centers", *Semicond. Sci. Technol.* 17, 453 (2002).
- [98] C. Pellegrino, A. Gagliardi, and C. G. Zimmermann, "Difference in space-charge recombination of proton and electron irradiated GaAs solar cells", *Prog. Photovolt. Res. Appl.* 27 379-390 (2019).
- [99] N. Jensen, U. Rau, R. M. Hausner, S. Uppal, L. Oberbeck, R. B. Bergmann, and J. H. Werner, "Recombination mechanisms in amorphous silicon/crystalline silicon heterojunction solar cells", *J. Appl. Phys.* 87, 2639 (2000).
- [100] X. Wang, M. R. Khan, J. L. Gray, M. A. Alam, and M. S. Lundstrom, "Design of GaAs Solar Cells Operating Close to the Shockley-Queisser Limit", *J. Photovolt* 3, 2, 737 (2013).
- [101] U. Aeberhard, "Impact of built-in fields and contact configuration on the characteristics of ultra-thin GaAs solar cells", *Appl. Phys. Lett.* 109, 033906 (2016).
- [102] F. D. Silva, and D. N. Micha, "High-Efficiency GaAs Solar Cell Optimization by Theoretical Simulation", 34th Symposium on Microelectronics Technology and Devices (2019).
- [103] <http://www.pv.unsw.edu.au/links/products/pc1d.asp>
- [104] H. Fujii, K. Toprasertpong, K. Watanabe, M. Sugiyama, Y. Nakano, "Carrier collection efficiency in multiple quantum well solar cells",
- [105] H. Fujii, K. Toprasertpong, K. Watanabe, M. Sugiyama, Y. Nakano, "Evaluation of Carrier Collection Efficiency in Multiple Quantum Well.", *J. Photovolt.* 4, 1, 237-243 (2014).
- [106] T. Nakamura, T. Sumita, M. Imaizumi, T. Sugaya, K. Matsubara, S. Niki, T. Mochizuki, A. Takeda, Y. Okano, S.-I. Sato, and T. Ohshima, "Radiation Response of



- 
- the Fill-Factor for GaAs Solar Cells with InGaAs Quantum Dot Layers”, Proceedings of 40th IEEE Photovoltaic Specialists Conference (2014).
- [107] H. Fujikura, A. Hirama, F. Ishikawa, H. Sai, and H. Hasegawa, "Identification and removal of deep levels in InGaP/GaAs Heterostructures grown by TBP-Based GSMBE", Conference Proceedings, International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Cat. No.00CH37107 (2000).
- [108] K.Araki, O. A. Taher, H. Nagai, P. Hebert, and J. Valles, “Are Electroluminescence defects in concentrator III-V cells responsible to thermal runaway and sudden death?”, AIP Conference Proc. 1407, 303 (2011).
- [109] C. G. Zimmermann, “Thermal runaway in multijunction solar cells”, Appl. Phys. Lett. 102, 233506 (2013).
- [110] C. G. Zimmermann, “Thermal runaway in multijunction solar cells”, Proceedings of IEEE 40th Photovoltaic Specialist Conference, 3612, (2014).
- [111] H. Toyota, T. Iwai, T. Shimada, M. Imaizumi, K. Tanaka, and M. Tajima, Proceedings of IEEE 35th Photovoltaic Specialists Conference, 2642 (2010).
- [112] P. Blumenfeld, A. Boca, P. Sharps, D. Russell, H. Ogawa, and H. Toyota, Proceedings of IEEE 39th Photovoltaic Specialists Conference, 647 (2013)
- [113] <http://bwrc.eecs.berkeley.edu/Classes/IcBook/SPICE/>

## 謝辞

本研究は、多くの方々の支えによって成し遂げることができました。ここに感謝の意を表します。

本研究は、東京大学大学院工学研究科先端学際工学専攻の岡田至崇教授のご指導の下に遂行致しました。岡田至崇教授には本研究を行う機会を与えて頂き、あらゆる面でご支援とご指導を頂きました。なかなか成果が出ない場面でも最後まで暖かく見守って頂き、またご助言を賜りましたこと、心から感謝申し上げます。

東京大学物性研究所の秋山英文教授には、本研究の中核を成す発光効率の測定・解析に対するご指導をはじめ、幅広い視点で研究の方向性についてご鞭撻を頂きました。また、発表資料や投稿論文に対しても長時間にわたりご指導いただき、質の高い内容にまとめることができました。謹んで深く感謝致します。

同じく東京大学物性研究所の挟間優治助教、吉田正裕博士（現：AIST）、Lin Zhu 博士（現：中国 中山大）は、本研究に先駆け、光学測定と解析の基礎を築かれました。諸氏の光学測定および解析に関する様々のご指導・ご助言に、心から感謝申し上げます。

東京大学先端科学技術研究センターの杉山正和教授には、太陽電池作製を行う機会を与えて頂き、また博士論文を充実したものにするための極めて重要なご助言を頂きました。厚く御礼を申し上げます。

同じく東京大学先端科学技術研究センターのヤンワチラーケン ワラーコン博士には、様々な条件の太陽電池試料を作製頂き、筆者の研究の根底を支えて頂きました。謹んで感謝致します。

同じく東京大学先端科学技術研究センターの玉置亮助教、岡田研究室のメンバーには、研究内容だけでなく、研究室生活を送るための様々のご助言とご支援を頂きました。深く感謝致します。

京都大学化学研究所の金光義彦教授、テックス ディビッド博士（現：tex translations）には、研究の初期段階から多くの議論をさせて頂きました。本研究テーマの創出は両氏のこ

指導・ご助言なしには実現し得ませんでした。またテックス ディビッド博士には、研究の議論だけではなく、論文の英文校正で大変お世話になりました。謹んで感謝致します。

シャープ株式会社の高本達也博士、安居院高明氏、山口洋司氏らには、世界最先端の太陽電池を作製されている立場から、様々な研究課題や情報をご提供頂き、常に高いモチベーションで研究を行うことができました。心から感謝致します。

量子科学技術研究開発機構の大島武博士、佐藤真一郎博士には、放射線照射試験の際に大変お世話になりました。また両氏のご助言なしに放射線照射効果の解明は成し得ませんでした。深く感謝致します。

宇宙航空研究開発機構の山中浩二氏、艸分宏昌氏には、博士課程への入学を快諾していただいたこと、また在学中も多方面でご配慮いただいたことに心より感謝致します。

宇宙航空研究開発機構の今泉充博士、住田泰史博士、小倉暁雄博士、奥村哲平博士、柴田優一氏には、在学中様々なご迷惑をおかけしたにも関わらず、最後まで暖かいご助言やサポートを頂きました。深く感謝致します。

株式会社エイ・イー・エスの原田次郎氏、菅井光信氏、高坂桃子氏には、太陽電池の各測定の技術的支援を頂きました。本研究の定量評価は諸氏のサポートなしには実現できませんでした。また、菅井光信氏には本論文に対する数多くのご助言を頂きました。ここに感謝の意を表します。

最後に、博士後期課程への入学に理解を示し快諾してくれ、筆者を精神的に支えてくれた妻 智恵にこの上無い感謝の意を表し、本論文の締めとする。

## 業績一覧

### 学術論文

1. T. Nakamura, T. Sumita, and M. Imaizumi, “Quantitative evaluation of thermal runaway tolerance in space solar cells”, Jpn. J. Appl. Phys. 57 08RD03 (2018).
2. T. Nakamura, M. Imaizumi, H. Akiyama, and Y. Okada, “Practical target values of Shockley-Read-Hall recombination rates in state-of-the-art triple-junction solar cells for realizing conversion efficiencies within 1% of the internal radiative limit”, Prog. in Photovoltaics (accepted).
3. T. Nakamura, M. Imaizumi, H. Akiyama, T. Ohshima, and Y. Okada, “Radiation damage constant for carrier lifetime in neutral and depletion region of GaAs subcell in triple-junction solar cell”, (in preparation).
4. T. Nakamura, W. Yanwachirakul, M. Imaizumi, H. Akiyama, M. Sugiyama, and Y. Okada, “Reduction of effective SRH recombination coefficient by hetero PN junction solar cells”, (in preparation).

### 国際会議

1. T. Nakamura, T. Sumita, M. Imaizumi, “Quantitative evaluation of thermal runaway tolerance in space solar cells”, The 27th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, 3ThPo.121 (2017).
2. T. Nakamura, L. Zhu, M. Yoshita, M. Imaizumi, H. Akiyama, and Y. Okada, “Quantitative loss analysis of voltage output characteristics on multi-junction solar cells”, 7th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 921-926 (2018).
3. T. Nakamura, M. Imaizumi, H. Akiyama, and Y. Okada, “Effect of SRH recombination rate coefficient on internal luminescence efficiency and conversion

---

efficiency of space solar cells” 46th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, H18 (2019).

#### 関連論文

1. M. Imaizumi, T. Nakamura, T. Takamoto, T. Ohshima, and M. Tajima, “Radiation degradation characteristics of component subcell in inverted metamorphic triple-junction solar cells irradiated with electrons and protons”, *Prog. Photovolt.* 25, 2, 161 (2017).
2. D. M. Tex, T. Nakamura, M. Imaizumi, T. Ohshima, and Y. Kanemitsu, “Direct evaluation of influence of electron damage on the subcell performance in triple-junction solar cells using photoluminescence decays”, *Scientific Reports* 7, 1985 (2018).
3. D. M. Tex, T. Ihara, T. Nakamura, M. Imaizumi, T. Ohshima, and Y. Kanemitsu, “Evaluation of subcell power conversion efficiencies of radiation - damaged triple - junction solar cells using photoluminescence decays”, *Prog. Photovolt.* 25, 12, 1005 (2017).
4. T. Sumita, Y. Shibata, T. Nakamura, K. Shimazaki, A. Kukita, M. Imaizumi, S. Sato, T. Ohshima, and T. Takamoto, “Flight demonstration of inverted metamorphic triple-junction solar cells in space”, *Jpn. J. Appl. Phys.* 57, 8S3 (2018).

#### 関連発表

1. S. Sato, T. Sugaya, T. Nakamura, and T. Ohshima, “Defect Characterization of III-V Quantum Structure Solar Cells Photo-Induced Current Transient Spectroscopy”, *IEEE 44th Photovoltaic Specialist Conference*, 0562 (2017).
2. T. Takamoto, H. Juso, K. Ueda, H. Washio, H. Yamaguchi, M. Imaizumi, T. Sumita, T. Nakamura, “IMM Triple-junction Solar Cells and Modules optimized for Space and Terrestrial Conditions”, *IEEE 44th Photovoltaic Specialist Conference*, 3506 (2017).
3. H. Yamaguchi, H. Juso, K. Ueda, H. Washio, T. Takamoto, T. Sumita, T. Nakamura, M. Imaizumi, “III-V THIN-FILM SOLAR CELL MODULES DEVELOPED FOR SPACE AND TERRESTRIAL ENVIRONMENT”, *The 27th International*

- Photovoltaic Science and Engineering Conference, 3TuO5.2 (2017).
4. T. Sumita, Y. Shibata, T. Nakamura, K. Shimazaki, A. Kukita, M. Imaizumi, T. Ohshima, S. Sato, and T. Takamoto, "FLIGHT DEMONSTRATION OF IMM3J SPACE SOLAR CELL FILM IN SPACE", The 27th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, 3TuO5.7 (2017).
  5. Ogura, T. Nakamura, M. Imaizumi, S. Sato, and T. Ohshima, "DERIVING EXTERNAL QUANTUM EFFICIENCY OF SOLAR CELLS FROM PHOTOLUMINESCENCE MEASUREMENT", The 27th International Photovoltaic Science and Engineering Conference, 3TuPo.125 (2017).
  6. M. F. Y. Jeco, R. Tamaki, T. Nakamura, M. Imaizumi, N. Ahsan, and Y. Okada, "Spatial evaluation of luminescent coupling effect in a current-limiting subcell of InGaP/GaAs/Ge triple junction solar cells" 7th IEEE World Conference on Photovoltaic Energy Conversion, 969 (2018).
  7. Y. Shibata, T. Nakamura, M. Imaizumi, H. Yamaguchi, and T. Takamoto, "Carrier Recombination-Induced Degradation in High Temperature Environment on Triple-Junction Space Solar Cells ", 12th European Space Power Conference, 65 (2019).
  8. T. Sumita, T. Nakamura, Y. Shibata, Y. Hiomi, H. Uchida, A. Okamoto, M. Imaizumi, N. Kaneko, T. Kobayashi, T. Ose, Y. Nozaki, and T. Takamoto, "In-Orbit Demonstration of New 150W/kg Solar Paddle System", 12th European Space Power Conference, 270 (2019).