

博士學位論文

パワーデバイスにおける宇宙線破壊の
電界依存メカニズムに関する研究

令和4年3月

茨城大学大学院理工学研究科
量子線科学専攻

織田 哲男

パワーデバイスにおける宇宙線破壊の電界依存メカニズム に関する研究

織田 哲男

学位論文要旨

近年、低炭素社会の実現に向けた省エネルギー化が求められている。電力用半導体は電気機器の制御や電力の変換に広く利用されており、エネルギーの変換効率の向上による省エネルギーへの貢献が期待され、これらに用いられる電力変換器に内蔵される電力用半導体の高性能・高信頼化も必須技術となっている。本研究では、最新の電力用半導体デバイスの長寿命化を目的に、特に劣化起因とは異なり偶発故障を引き起こす宇宙線破壊現象について、電界依存メカニズムの解明に取り組んだ。本実験では J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) での中性子照射による加速実験から宇宙線耐量を見積もり、得られたデバイス構造や試験仕様の依存性から、破壊メカニズムを解析した。

(1) 白色中性子を用いた加速試験

J-PARC のビームラインを用いてワイブルプロットで $m=1$ を示す偶発故障を各耐圧クラスの IGBT (Insulated-Gate Bipolar Transistor) 及びダイオードで再現させ、想定した故障率カーブが得られることを確認した。実験に用いた白色中性子スペクトルは自然放射に比べて 100 MeV 以上の高エネ

ルギー側で強度が下がるが、実測とのフィッティングを併せることで所定電圧での故障率を推定可能であることを確認した。

(2) 宇宙線破壊主要因の調査

宇宙線による破壊としてはこれまで大きく2つのモードが報告されている。一つは裏面からのキャリア注入によるバイポーラトランジスタ動作での破壊、もう一つは高電界下でのアバランシェ電流によるジュール熱による破壊である。低耐圧 IGBT クラスの IGBT では n^- ドリフト層厚さが薄いため、裏面からのキャリア注入によるバイポーラトランジスタ動作モードでの破壊が支配的との報告があるが、破壊が高電界下でのジュール熱モードからバイポーラモードに変わる耐圧クラスの境界については様々な見解がある。本研究では 1700 V 耐圧 IGBT で n^- ドリフト層厚さ、抵抗率、裏面 p^+ コレクタ層の有無を変えたサンプルを用いて、破壊モードが変わる境界を含めて、どちらの破壊モードが支配的かを調査した。結果、通常は 750 V クラスの低耐圧 IGBT で用いられる、 n^- ドリフト層厚さが最も薄い 90 μm 以下においても故障率は裏面 p^+ コレクタ層の有無には影響されず、 n^- ドリフト層厚さ及び抵抗率に影響されることを確認した。また、低耐圧 IGBT を含めて、バイポーラ動作による破壊モードが生じないことを明らかにした。

(3) デバイスシミュレーションによる破壊メカニズム解析

TCAD (Technology Computer Aided Design)を用いたシミュレーションにより中性子照射後のデバイス内部に2回の電流ピークが存在することを確認した。1回目のピークは裏面 p^+ コレクタ層の有無によらず同等の強度であるが、2回目のピークでは裏面 p^+ コレクタ層を有する構造でのホール電流増加が大きいことが分かった。裏面 p^+ コレクタ層の有無にかかわらず、ともに1

回目のピーク直後にゲート電極下電界が増加して、その後、裏面 p⁺コレクタ層を有する構造においては、コレクタ電極側からのホール注入が開始されている。実験データでは裏面 p⁺コレクタ層の有無で故障率に差がないことから、裏面からホール注入が開始される前の1回目のピーク電流時の内部状態が破壊に影響している可能性が高いと結論できた。

(4) 広範囲な耐圧クラスの故障率評価による電界影響解析

宇宙線による破壊に対する電界の影響について、これまでにクリティカルな要因として、最大電界強度、またはある閾値を超えた電界強度などが報告されている。本研究ではクリティカルな要因を明らかにするために、750 V から 6500 V 耐圧の IGBT 及びダイオードを用いて故障率の電界強度依存性を調査した。結果は、低耐圧 IGBT では最大電界強度が高いにも関わらず、高耐圧 IGBT に比べて故障率の増加は見られなかった。ダイオードは IGBT と違い裏面 p⁺コレクタ層が無い構造であるが、印加電圧を空乏層幅で割った平均電界強度を横軸にした場合に、IGBT、ダイオード及び耐圧クラスによらず、ユニバーサルな関係を示すことが分かり、平均電界強度がクリティカル要因であることを確認した。また 750 V 耐圧の IGBT はドリフト層厚さが 90 μm 以下であり且つ最大電界強度が高く、他の IGBT に比べて裏面からのキャリア注入の影響を最も受けやすい構造であるにも関わらず、故障率の増加は無かった。この結果からもバイポーラ動作による破壊モードが発生していないことが結論できた。

(5) デバイスシミュレーションによる電界影響メカニズム解析

TCAD を用いたシミュレーションにて、平均電界一定で最大電界を変えた場合、及び最大電界と平均電界をともに変えた場合で照射後のデバイス内

で生じる電流の時間依存性を調査した。平均電界一定で最大電界を変えた場合は1回目のピークに差は生じず、最大電界と平均電界を変えた場合に1回目のピークに差が生じたことから、平均電界と1回目のピーク電流に関連があることを確認した。これは実験で得た平均電界がクリティカルであるという結果と、前述の1回目のピーク電流時の内部状態が破壊に影響する可能性が高いという結果と一致する。

(6) SiC デバイスの宇宙線破壊耐量

SiC デバイスにおける宇宙線破壊耐量を調査し、故障率が同じになる平均電界は Si デバイスの 10 倍程度大きいことを確認した。これは Si に対して、SiC の絶縁破壊電界強度が約 10 倍高いこととほぼ一致する。Si との最大電界強度比 9.3 と完全に一致しない点については、SiC と Si の耐熱性が影響していると考えられる。

(7) まとめ

宇宙線破壊の電界依存メカニズムの解析に取り組み、これまで報告されている主な破壊モードである、1) n^-/n^+ 境界でのインパクトイオン化から生じたキャリアによるバイポーラトランジスタ動作破壊、2) 高電界下でのアバランシェ電流によるジュール熱破壊のうち、バイポーラトランジスタ動作破壊モードについては、本事象が発生しやすいとされている、通常は 750 V クラスの低耐圧 IGBT で用いられるような n^- ドリフト層厚さが最も薄い 90 μm 以下の場合においても発生しないことを明らかにした。また、750 V から 6500 V 耐圧の IGBT、ダイオードにおいて、印加電圧を空乏層幅で割った平均電界と故障率がユニバーサルな関係であることを確認し、クリティカルな破壊要因が最大電界強度ではなく、空乏層幅で平均した電界強度であることを明らかにした。

本研究の成果はパワーデバイスの更なる信頼性向上とロバスト性の高いデバイス設計に貢献できる。

Abstract

Currently, energy-saving technologies are required for a low-carbon society. Power devices are used in various power electric systems for power conversion and control. Higher performance and reliability are required for power devices built in power converter systems because the improvement of these systems leads to energy conservation.

In this dissertation, the electric-field-dependence mechanism for cosmic ray failure was investigated to achieve high reliability of the latest power devices. Notably, cosmic rays cause random failure, not wear-out failure.

The failure rate was measured by accelerated testing using the NOBORU (NeutrOn Beam-line for Observation and Research Use) of J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex), and then the failure mechanism was analyzed based on the device structure and test condition dependence.

(1) Accelerated Test with a white neutron beam

A random failure mode, which can be represented by a Weibull plot with $m = 1$, was observed with the beam line of J-PARC in each voltage class of IGBTs (Insulated-Gate Bipolar Transistors) and diodes, and the expected failure rate curves were obtained. Comparing the beam spectrum with the spectrum of a natural neutron beam, the simulated intensity was lower in the range of

approximately 100 MeV and above; however, the failure rate could be calculated from the correlation of the failure rate to the natural terrestrial irradiation calculated at a higher applied voltage.

(2) Dominant failure mode

Two major failure modes have been reported. One is bipolar transistor activation caused by carrier generation from impact ionization at the n^-/n^+ boundary. The other is Joule heating generated by an avalanche current in high electric fields. In lower-voltage-class IGBTs, such as EVs, there have been reports that the bipolar transistor activation mode is dominant because the thinner drift layer is more affected to turn ON the NPN transistor by carrier injection from the back side. However, there are various explanations for where the boundary of the IGBT voltage classes changes the failure mode. In this research, the dominant failure mode was investigated, including the boundary of the failure mode change from Joule heating to bipolar transistor activation, by evaluating its dependence on the drift layer thickness from the non-punch-through status, where the depletion layer does not reach the n^+ buffer, to the punch-through status, where the depletion layer reaches the n^+ buffer, with and without a p^+ collector layer.

The results showed that there were no differences in the failure rate between the IGBTs with and without a p^+ collector layer, even for drift layer thicknesses of less than 90 μm , which are usually

used for 750 V class IGBTs, and the failure rate was affected by only the n^- drift layer thickness and resistivity. It was clarified that failure through the bipolar transistor activation mode did not occur, even under high electric field conditions for a drift layer width typically used in lower-voltage-class IGBTs.

(3) Simulation analysis of the failure mechanism

According to the TCAD (Technology Computer Aided Design) simulations, two current peaks arose from irradiation. No difference was found in the first peak between the cases with and without a p^+ collector structure. The second peak was higher with a p^+ collector structure. The electric field below the gate of the device increased just after the first current peak in both the with- and without- p^+ collector structures, and then holes were injected from the collector side with a p^+ collector structure. A smaller peak current was found in the structure without the p^+ collector. Considering the measurement results that no clear difference was found in the failure rate between the cases with and without a p^+ collector layer, it was concluded that the internal states at the first peak (before the second peak) strongly affected the failure mechanism.

(4) Electric field dependence analysis for a wide range of voltage classes of IGBTs and diodes

There are various explanations for which electric field is critical for destruction, such as the maximum electric field and an electric

field above a certain threshold. However, which field affects the likelihood of failure is still unclear. The failure rates of IGBTs and of diodes without a p^+ collector layer were investigated for a wide range of voltage classes, from 750 V to 6500 V, to clarify which electric field is critical for failure: the maximum electric field or another electric field. The experimental results showed that the FIT of lower-blocking-voltage IGBTs did not increase even though the maximum electric field was higher. On the other hand, the relationship between the failure rate and electric field averaged over the depletion layer width (voltage divided by the depletion layer width) could be fitted by a universal function regardless of the voltage class of the IGBT or diode. Therefore, it was concluded that the electric field averaged over the depletion layer width was a critical factor, rather than the maximum electric field. It was also found that the bipolar transistor activation mode of destruction did not occur because the failure rate did not increase for the 750 V IGBT, which had a thinner drift layer than the other samples, meaning that the gain should be higher than that of the other samples.

(5) Simulation analysis of the electric field dependence mechanism

The time dependences of the collector current were investigated in cases where the maximum electric field was changed while keeping the electric field averaged over the depletion layer width constant and with both the maximum electric field and electric

field averaged over the depletion layer width being changed. There was no difference in the first peak in the case of changing only the maximum electric field. However, there was a difference in the first peak in the case of changing both electric fields, so it was confirmed that there was a relationship between the first peak and the electric field averaged over the depletion layer width. These results were consistent with the experimental results that the electric field averaged over the depletion layer width was critical and with the previous simulation results that the internal states at the first peak (before the second peak) were strongly involved in the failure.

(6) Cosmic ray failure in SiC devices

The failure rate of SiC device was investigated. It was confirmed that the electric field averaged over the depletion layer width with the same failure rate as SiC devices was approximately 10 times larger than that of Si devices. This value was approximately equal to the ratio of the dielectric breakdown electric field strength between SiC and Si. The reason why it did not completely match this ratio, which was 9.3, was considered to be due to the difference in heat resistance between SiC and Si.

In summary, the electric-field-dependence mechanism for cosmic ray failure was investigated. In the two major modes for failure, 1) bipolar transistor activation caused by carrier

generation from impact ionization at the n^-/n^+ boundary and 2) Joule heating generated by an avalanche current in high electric fields, it was clarified that a bipolar transistor activation mode did not occur even under high electric field conditions for the drift layer widths under 90 μm , which are used in lower-voltage-class IGBTs such as the 750 V voltage class. It was also clarified, for the first time, that the electric field averaged over the depletion layer width (applied voltage divided by the depletion layer width) was the critical factor for failure, rather than the maximum electric field, by observing a universal curve of the average electric field dependence of FIT in 750 V to 6500 V IGBTs and diodes. This research will contribute to furthering the design of robust devices for higher reliability.

目次

第 1 章 緒論.....	1
1.1 本研究の背景	1
1.2 パワーデバイスの応用分野とデバイスの変遷	2
1.3 パワーデバイスの動作とデバイス構造	4
1.3.1 IGBT 及びダイオードの動作回路と発生損失	4
1.3.2 IGBT 及びダイオード動作時の内部状態	7
1.3.3 ターミネーション	11
1.4 SiC デバイス	13
1.5 パワーデバイスの宇宙線による破壊現象	19
1.6 他者による解析状況と課題	22
1.7 求められる宇宙線耐量	26
1.8 本研究の目的と構成	27
参考文献	29
第 2 章 白色中性子を用いた加速試験	36
2.1 緒言	36
2.2 試験環境	38
2.3 偶発故障検証	43
2.4 故障率の印加電圧依存性	46
2.5 本章のまとめ	49
参考文献	50

第 3 章	宇宙線破壊の主要因調査	52
3.1	緒言	52
3.2	1700 V 耐圧の IGBT 構造を用いた実験	52
3.2.1	評価サンプル仕様	52
3.2.2	破壊箇所解析	55
3.2.3	故障率の n^- ドリフト層厚さ依存性	61
3.2.4	故障率の電界強度依存性	65
3.2.5	故障率の n^- ドリフト層抵抗率依存性	67
3.3	本章のまとめ	69
	参考文献	70
第 4 章	シミュレーションを用いたメカニズム解析	72
4.1	緒言	72
4.2	シミュレーションモデル	72
4.2.1	デバイスシミュレーション	72
4.2.2	重イオンモデル	79
4.3	内部キャリア状態	87
4.4	本章のまとめ	95
	参考文献	96
第 5 章	広範囲な耐圧クラスの故障率評価による電界影響解析	100
5.1	緒言	100
5.2	評価サンプル仕様	100
5.3	破壊箇所観察	101

5.4	最大電界依存性	104
5.5	平均電界と故障率の相関	106
5.6	シミュレーションによる解析	108
5.6.1	最大電界変化時のコレクタ電流状態	108
5.6.2	平均電界変化時のコレクタ電流状態	112
5.7	本章のまとめ	116
	参考文献	117
第6章	SiC デバイスの宇宙線破壊耐量	119
6.1	緒言	119
6.2	評価サンプル仕様	121
6.3	空乏層幅で平均化した電界と故障率の相関	122
6.4	本章のまとめ	122
	参考文献	124
第7章	総括	126
	謝辞	128

第1章 緒論

1.1 本研究の背景

2015年に採択されたパリ協定の元、温室効果ガス排出削減に向けた技術開発の加速が期待されている。環境庁が公開している「パリ協定に基づく成長戦略としての長期戦略」の中に、最終到達点としての「脱炭素社会」をビジョンとして掲げ、2050年までに80%の温室効果ガス排出削減への取り組み、ビジネス主導の非連続的なイノベーションを通じた「環境と成長の近循環」が挙げられており、再生可能エネルギーを加えた電力スマートグリッド化やクリーンエネルギーを用いた公共輸送機関、EVなどの普及が期待されている[1]。

資源エネルギー庁が公開している日本の部門毎の最終エネルギー消費の動向を見ると、自動車、航空、船舶等の化石燃料を直接利用する運輸部門が1/4を占め、残りの3/4は、間接利用である電気エネルギーを用いる家庭部門、業務他部門、産業部門である。2000年代半ば以降は原油価格が上昇したこともあり、最終エネルギー消費は減少傾向にあるものの、2019年は1973年比で全部門では1.2倍、運輸部門では1.7倍の増加となっている。また石油、天然ガス、原子力、太陽光、風力などの1次エネルギー供給から、石油製品(ガソリン、灯油など)、都市ガス、電力等の最終エネルギー消費までには、発電、輸送、転換部門などでロスが生じるため、1次エネルギー供給100に対して、最終エネルギー消費は68程度となっている。二酸化炭素濃度抑制の観点から、電気エネルギーの利用拡大と効率向上が重要と考えられている[2]。

電気エネルギーを活用するためには、電圧や周波数の変換が必要である。例えばモーターを回転させる場合、モーター回転数を電流の周波数で制御する。商用電源50 Hz、60 Hzの交流を直流に変換し、さらにモーター回転数である数Hzから数kHzの交流電力に変換する。情報端末機器では100 V

の交流電圧を数Vから15 Vの直流に変換している。電気エネルギーの利用効率向上のためには、これら変換器(コンバータ)の変換効率向上が求められる。変換時のエネルギー損失は、変換器を構成する部品で熱エネルギーとなって消費されたり、無効電力となって活用されずに消費されたりすることで生じる。変換器はコンデンサ、コイル、半導体パワーデバイス等で構成される。パワーデバイスは電圧、電流を制御する役割であり、変換器の効率を向上させるためには、発生損失の少ないパワーデバイスが求められる[3]。またパワーデバイスには発生損失の少ない高性能化だけでなく、高信頼化も必要である。

1.2 パワーデバイスの応用分野とデバイスの変遷

Fig.1.1はパワーデバイス応用分野を周波数及び変換容量の関係から示したものである。エアコン等の変換容量が小さい領域ではパワーICが用いられ、ハイブリッド自動車や新幹線等の鉄道車両のように容量が大きい領域ではIGBT (Insulate Gate Bipolar Transistor)、更に大きい送配電領域では光サイリスタ等が用いられる[3][4][5]。本研究で取り上げるIGBTはSiを用いたバイポーラ素子のため高周波化においてスイッチング時の損失低減が変換効率向上に向けての課題である。不純物分布の改善、新構造の提案などがこれまで行われてきたが[6]–[9]、近年はSiCを用いたユニポーラデバイスの実用化が始まっている。SiCデバイスは高速化、高温動作、高耐圧化などの特徴がある[10][11]。一方でSiCデバイスについては動作が速いため、電流変化率 dI/dt が大きく、回路内部のインダクタンスとの積で生じる電圧が重畳され、振動現象等を誘起する、またウェハのコスト、品質はSiのレベルに達していないなどの課題がある。

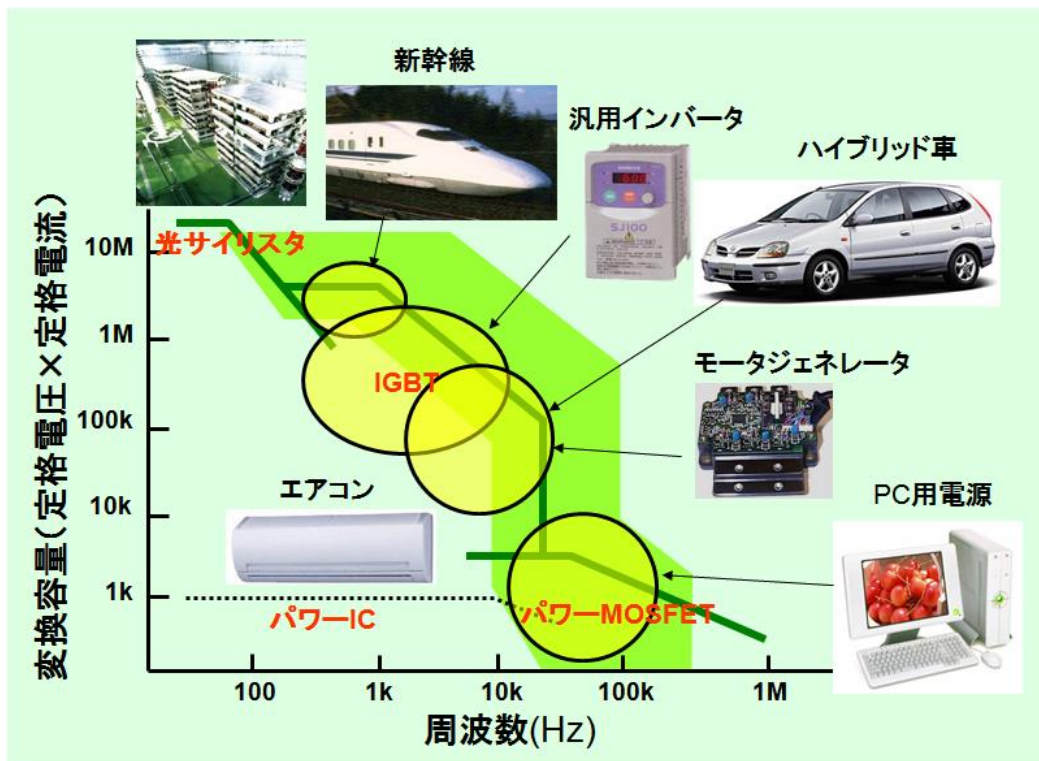


Fig.1.1 パワーデバイス応用分野の周波数及び変換容量との関係 [3]

1.3 パワーデバイスの動作とデバイス構造

1.3.1 IGBT 及びダイオードの動作回路と発生損失

Fig.1.2にコンバータ、インバータを用いた変換回路の例を示す。各3相、上下アームのIGBTをオン、オフさせることにより、直流及びモーター回転数である交流周波数に変換する。

Fig.1.3にIGBTのオン状態(導通状態)、オフ状態(ブロッキング状態)及び切り替わり時のターンオフ、ターンオン状態での電圧、電流、損失の模式図を示す。上アームのIGBTがオフの時は対アームのダイオードに電流が流れる。各々の素子の電圧と電流の積、オフ状態ではブロッキング時の電圧とIGBTの漏れ電流の積が損失となる。

ターンオフ時は、電流変化 dI/dt に伴い重畳される電圧及び内部キャリアが消滅するまでのテール電流が加わるため、短時間ではあるが大きな損失となる。またターンオン時は対アームのダイオードに蓄積されたキャリアが放出される際の電流が加わるため、短時間ではあるが同様に損失は大きくなる。対アームのダイオードにおいても、ブロッキング時は漏れ電流と印加電圧との積が、導通時は電流が流れた際の電圧降下分(順方向電圧)と順方向電流との積が損失となる。ターンオン、オフ時は電流、電圧変化に伴い損失は増えるが、ターンオン時はダイオード内部のキャリア放出時の電流が重畳されるため、損失は大きくなる。

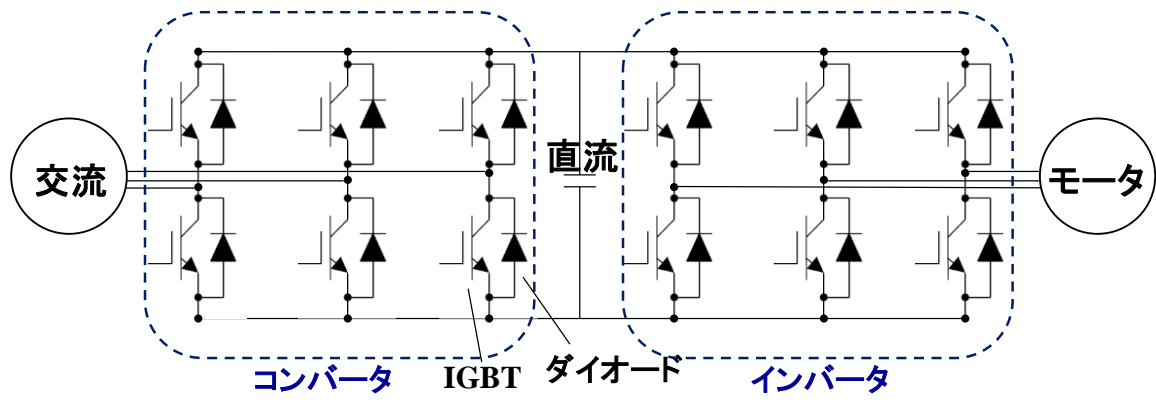


Fig.1.2 パワーデバイスを用いた変換器構成例

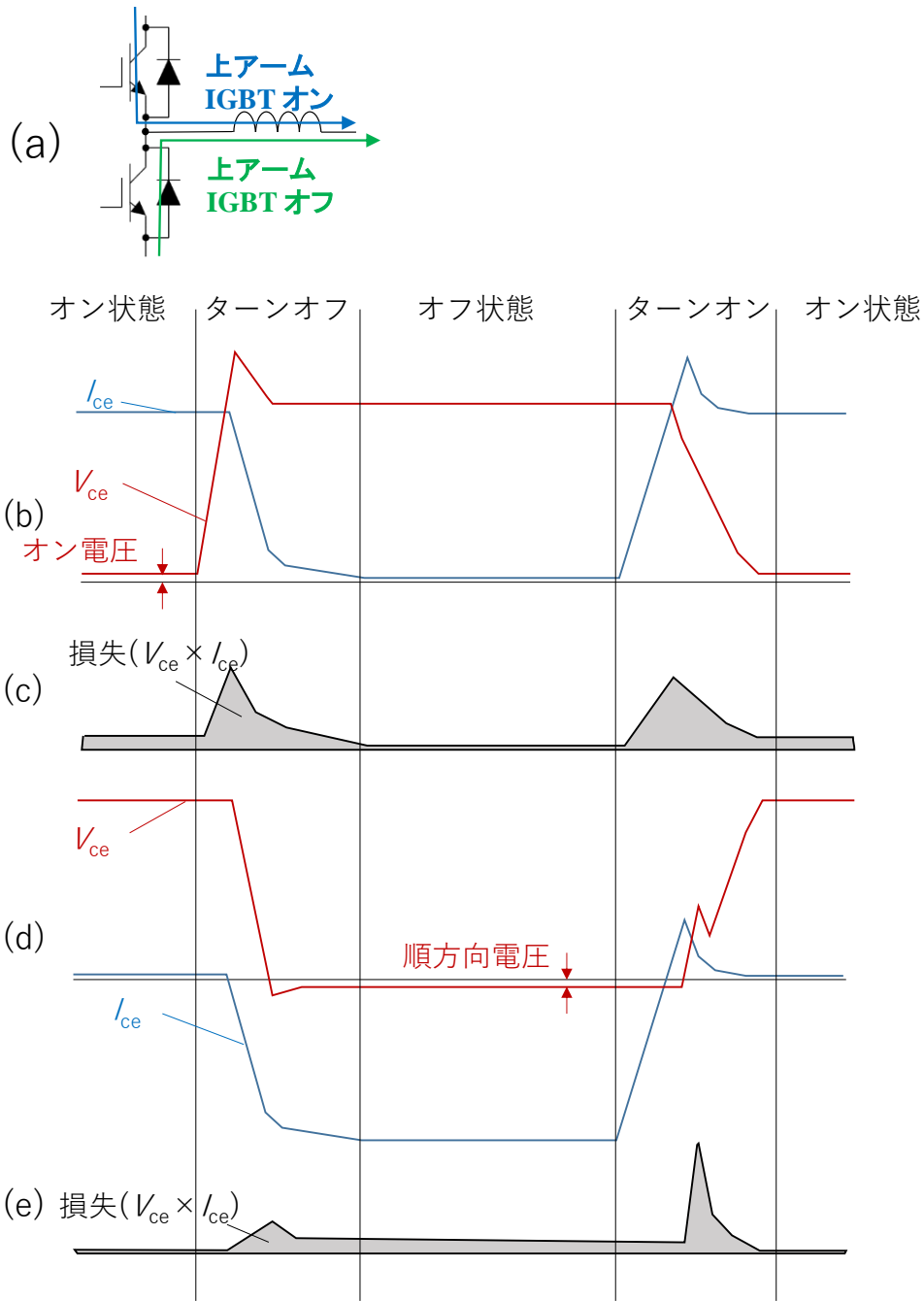


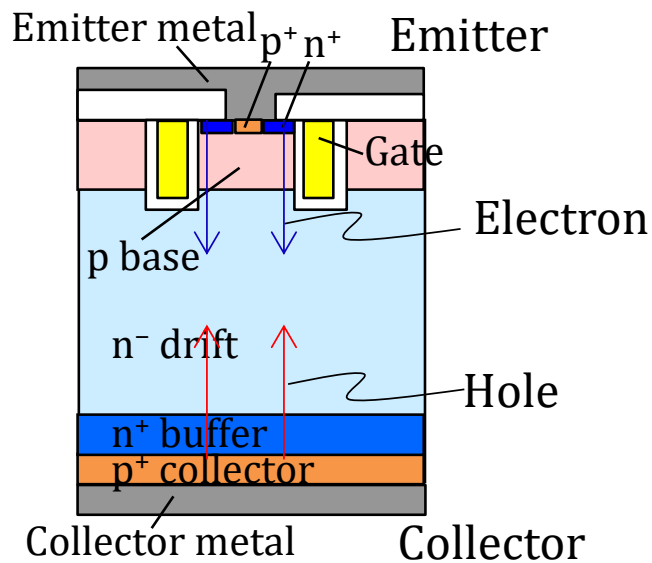
Fig.1.3 スwitching動作におけるIGBT、ダイオードの電流、電圧、損失波形模式図。(a)オン及びオフ時の電流経路 (b)IGBTの電圧、電流波形 (c)IGBTの損失波形 (d)対アームダイオードの電圧、電流波形 (e)対アームダイオードの損失波形

1.3.2 IGBT 及びダイオード動作時の内部状態

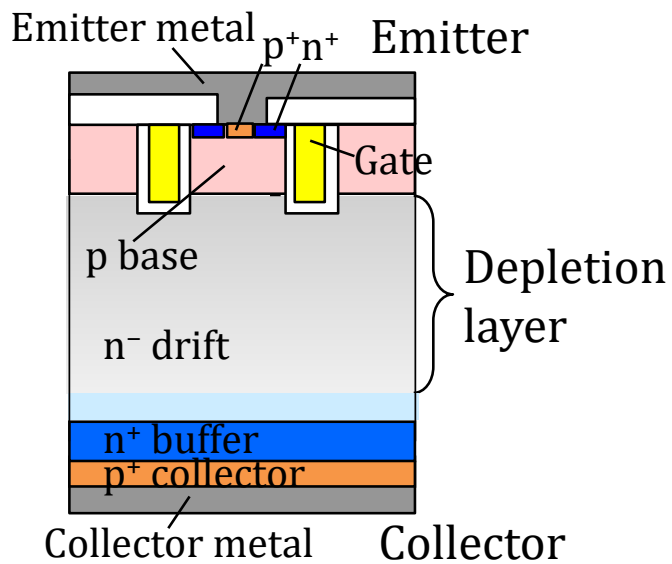
Fig.1.4にオン状態及びオフ状態でのIGBT断面模式図を示す。通常のパワーMOSは裏面のコレクタ側に n^+ 層を形成するが、IGBTは p^+ 層を形成する。オン状態では、エミッタ側のゲートが閾値電圧を超えるとゲート側壁の p ベースに反転層が生じて電子電流が流れ、この電子がベース電流となりコレクタ側 p^+ とドリフト層 n^- 及びエミッタ側 p ベースで形成する pnp トランジスタを動作させ、コレクタからホール注入が生じる。ホール注入により n^- ドリフト層の抵抗は著しく低下して(伝導度変調)、ホール、電子電流により大電流密度での通電が可能となる。IGBTは pnp バイポーラによる大電流特性とMOSゲートによる制御性を兼ね備えている。一方、IGBTではエミッタ側 n^+ とベース p 及びドリフト層 n^- からなる npn と、前述の pnp から形成される寄生サイリスタが存在する。通常はこのサイリスタは異常時の大電流が流れた場合でも動作しない設計となっているが、仮に動作してしまうとゲートでの制御ができなくなり破壊に至る危険性がある。オフ状態においては、 p ベースと n^- ドリフト層にコレクタ電圧に相当する空乏層が広がる。通常 p ベース濃度は n^- ドリフト層濃度に比べて十分高いため、空乏層は n^- ドリフト層側に広がる。このとき空乏層がコレクタ側 n^+ バッファ層に届かないものをNPT (Non-Punch Through)、届くものをPT (Punch Through)という。

Fig.1.5に対アームダイオードの導通状態及びブロッキング状態での断面模式図を示す。アノード側に p^+ 層、アノード側に n^+ 層を形成する。 n^- ドリフト層の厚さは同じ耐圧クラスのIGBTと同程度となる。導通状態ではカソード側から電子、アノードからホールが注入され、 n^- ドリフト層の抵抗は著しく低下され(伝導度変調)、大電流での通電が可能となる。蓄積されたキャリアは、対アームIGBTのターンオン時に放出され、リカバリ電流となり、電圧との積に相当する損失が発生する。ブロッキング状態ではアノードとカソード間に逆バイア

スがかかり、 p^+ アノードと n^- ドリフト層にアノードとカソード間電圧に相当する空乏層が広がる。通常 p^+ アノード層濃度は n^- ドリフト層濃度に比べて十分高いため、空乏層は n^- ドリフト層側に広がる。IGBT及びダイオードともに高耐圧、低損失、低ノイズ、高い破壊耐量、長期信頼性が要求される。



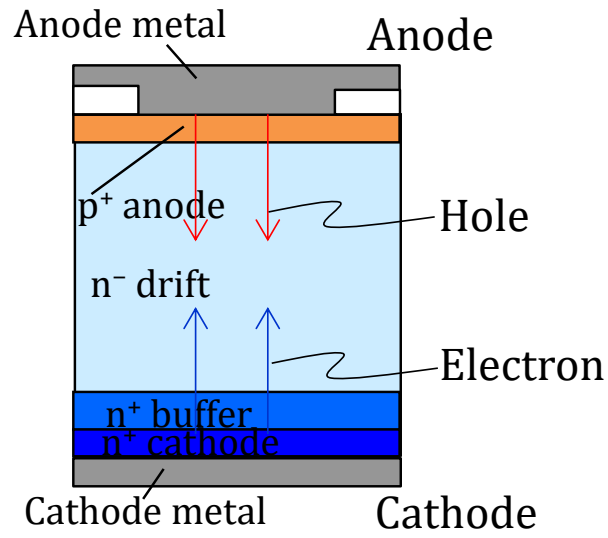
(a)



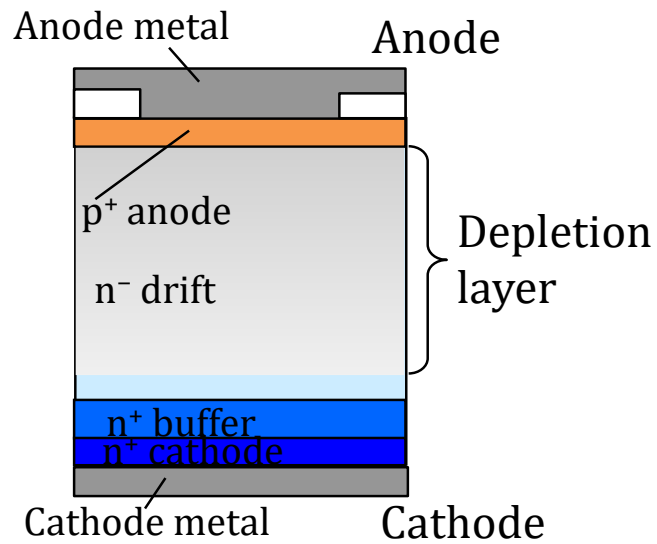
(b)

Fig.1.4 IGBTの断面模式図

(a)導通状態 (b)ブロッキング状態



(a)



(b)

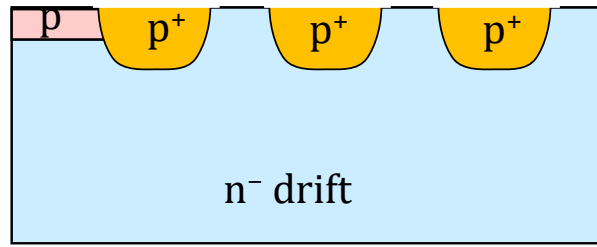
Fig.1.5 ダイオードの断面模式図

(a)導通状態(対アームIGBTオフ状態)

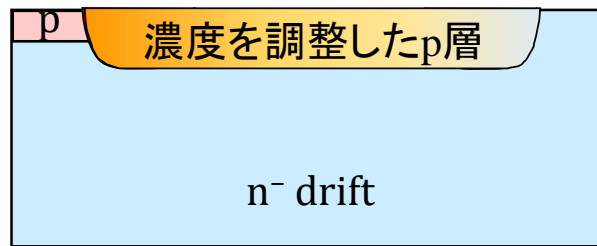
(b)ブロッキング状態(対アームIGBTオン状態)

1.3.3 ターミネーション

ブロッキング時の空乏層はFig.1.4(b)及びFig.1.5(b)で示したとおり、表面pベースからn⁻ドリフト層側に均一に広がる。パワーデバイスは有限の大きさのチップであるため、チップ端部が存在する。チップ端部は裏面側(IGBTのコレクタ、ダイオードのカソード)の電位と等しくなるため、チップ表面の内側から外側に向けて空乏層を伸ばし、所望の耐圧を確保する必要がある。チップ内部の電流を流す部分をアクティブ領域と言う。アクティブ部のみを外周に配置、もしくは同濃度のp層を単独で配置した場合、p層からの空乏層は裏面側と外側の両方に向かって曲率を持って広がることになる。この場合、チップ中央部のように表面p層から裏面側に空乏層を均一に伸ばす場合に比べて、p層と外周へ向かうn⁻層との接合部の電界強度が高くなり、所望耐圧を得られない。電界集中を抑制して空乏層を伸ばし、所望の耐圧を得るための終端構造をターミネーションと言う。ターミネーション構造としてはp⁺層を複数個設けたFLR(Field Limiting Ring)、濃度を調整したp層で形成されるJTE(Junction Termination Extension)等がある。いずれの構造にしても、空乏層を伸ばす際に、局所的な電界集中を防ぐことが重要である[12]。Fig.1.6にFLR構造、JTE構造の断面模式図を示す。



(a)



(b)

Fig.1.6 ターミネーション断面模式図

(a)FLR (b)JTE

1.4 SiC デバイス

Siを用いたIGBTの性能改善はこれまで継続的に行われてきた[6]–[9]。しかしながら、IGBTはバイポーラデバイスであるため、キャリアの放出、ライフタイムに伴う、ターンオン、ターンオフ時の損失低減には限界がある。更なる低損失に向けて、研究、開発、実用化が開始された材料が炭化ケイ素 (SiC) である。SiCはSiに比べてバンドギャップが広く、破壊電界強度が高いため、 n^- ドリフト層を薄くすることができる。薄くすることで導通損失の低減が可能になれば、ユニポーラデバイス化してスイッチング損失を大幅に低減して、全体損失を低減することが可能になる。

Table.1.1はSiとSiCの物性を比較したものである[12]。大きな特徴としては、SiCは絶縁破壊強度 E_{\max} がSiの約9倍大きいことである。 E_{\max} が大きいことで得られる損失低減効果をCoulombの法則を用いて評価した結果を以下に示す。

Fig.1.7は表面に高電圧が印加された場合のSi及びSiC内部における電界強度分布の1次元的な広がりを示したものである。不純物濃度の電界強度が E_{\max} となった電圧がSi及びSiC表面に印加できる最大電圧であり、耐圧 BV となる。電圧は電界強度と半導体厚さ(接合からの距離) W を直交する2辺とする三角形の面積に等しいため、

$$BV = E_{\max} \times \frac{W}{2} \quad (1.1)$$

となり、これを用いて厚さ W を表すと次式となる。

$$W = 2 \cdot \frac{BV}{E_{\max}} \quad (1.2)$$

式(1.2)から、所定の耐圧 BV を確保するための厚さをSiCの半導体厚さ W_{SiC} とSiの半導体厚さ W_{Si} で比較すると、

$$\frac{W_{\text{SiC}}}{W_{\text{Si}}} = \frac{2 \times BV \div E_{\text{max}}(\text{SiC})}{2 \times BV \div E_{\text{max}}(\text{Si})} = \frac{1}{9.3} \quad (1.3)$$

となる。 E_{max} が大きいことにより、SiCの必要最低限の厚さを1/9.3に薄くできることになる。さらに電界強度の勾配は電界強度/厚さであるため、 E_{max} と厚さ W を用いて、

$$\frac{dE}{dx} = \frac{E_{\text{max}}}{W} \quad (1.4)$$

と記述できる。一方、Coulombの法則により電界強度の勾配は電荷密度、すなわち不純物濃度 N に比例することから、比誘電率を ϵ として電界強度の勾配は次式となる。

$$\frac{dE}{dx} = \frac{N}{\epsilon \epsilon_0} \quad (1.5)$$

式(1.2)、式(1.4)、式(1.5)を組み合わせることにより、濃度 N と E_{max} 及び BV の関係が得られる。

$$N = \epsilon \epsilon_0 \cdot \frac{dE}{dx} = \frac{E_{\text{max}}}{W} = \frac{E_{\text{max}}^2}{2 \cdot BV} \quad (1.6)$$

式(1.6)からSiC及びSiの不純物濃度 N_{SiC} 、 N_{Si} を比較すると、

$$\frac{N_{\text{SiC}}}{N_{\text{Si}}} = \frac{\varepsilon_{\text{SiC}} \varepsilon_0 \cdot \frac{dE(\text{SiC})}{dx}}{\varepsilon_{\text{Si}} \varepsilon_0 \cdot \frac{dE(\text{Si})}{dx}} = \frac{\varepsilon_{\text{SiC}} \cdot E_{\text{max}}(\text{SiC})^2}{\varepsilon_{\text{Si}} \cdot E_{\text{max}}(\text{Si})^2} = 71.6 \quad (1.7)$$

が得られる。すなわち、 E_{max} が大きいことにより、厚さを1/9.3に薄くできるだけでなく、SiCのn⁻ドリフト層の濃度はSiの71.6倍まで高められることになる (Fig.1.8)。

以上の検討によりn⁻ドリフト層を薄くかつ高濃度にできることが示された。これが導通損失で見た場合、どの程度の効果があるか見積もってみる。

導電率 σ は、電子の電荷量を q 、移動度 μ_e として、次式で記述される。

$$\sigma = q \cdot \mu_e \cdot N \quad (1.8)$$

面積によらないデバイスの抵抗を表す指標は特定オン抵抗 $R_{\text{on,sp}}$ と呼ばれ、導電率 σ と厚さ W を用いて次式で定義される。

$$R_{\text{on,sp}} = \frac{W}{\sigma} = \frac{W}{[q \cdot \mu_e \cdot N]} \quad (1.9)$$

$W_{\text{SiC}}/W_{\text{Si}}=1/9.3$ 、 $N_{\text{SiC}}/N_{\text{Si}}=71.6$ であるから、 $R_{\text{on,sp}}$ の比は

$$\frac{R_{\text{on,sp}}(\text{SiC})}{R_{\text{on,sp}}(\text{Si})} = \frac{\frac{W_{\text{SiC}}}{[q \cdot \mu_e(\text{SiC}) \cdot N_{\text{SiC}}]}}{\frac{W_{\text{Si}}}{[q \cdot \mu_e(\text{Si}) \cdot N_{\text{Si}}]}} = \frac{1}{9.3} \times \frac{\mu_e(\text{Si})}{\mu_e(\text{SiC})} \times \frac{1}{71.6} = \frac{1}{495} \quad (1.10)$$

となる。 $R_{on,sp}$ で比較すると、1/495にまで大幅に低減できることになる。これがSiに代わってSiCを用いようとする根拠である。 $R_{on,sp}$ は式(1.1)、式(1.6)、式(1.9)を用いることで、耐圧 BV と絶縁破壊電界 E_{max} の関係式として記述できる。

$$R_{on,sp} = \frac{W}{q \cdot \mu_e \cdot N} = \frac{2 \cdot \frac{BV}{E_{max}}}{q \cdot \mu_e \cdot \frac{E_{max}^2}{2 \cdot BV}} = \frac{4 \cdot BV^2}{q \cdot \mu_e \cdot E_{max}^3} \quad (1.11)$$

Fig.1.9は、式(1.11)を耐圧と特定オン抵抗の関係として図示したものである。SiCの場合、耐圧が1000 Vを下回った領域で特定オン抵抗が耐圧に依存しない一定値となっているのは、n⁺コレクタとして用いているウェハの抵抗が原因である。SiCでは高耐圧を保持するための低濃度層が薄いことが関係している。例えば600 Vを例にとると、Siデバイスにおける低濃度層の厚さが50-60 μmであるのに対して、SiCでは6-7 μmでよい。このような薄い膜ではデバイスを安定的に作製することが困難であるため、単結晶のインゴットから切り出したウェハを高濃度層に用いることで、ハンドリングの問題を回避している。これが特定オン抵抗に下限値が存在している理由である。

Fig.1.9から明らかなように、Siと比べて、特定オン抵抗を大幅に低減できることから、SiCを用いることで、高耐圧分野にもスイッチング損失が少ないユニポーラデバイスを用いることが可能となり、導通損失を含めた全体の損失を低減することができる。本SiCデバイスの研究については、本学博士論文の文献[3]に詳細な研究成果が示されている。

Table. 1.1 SiとSiCの物性比較[12][13]

	Si	SiC
バンドギャップ E_g (eV)	1.12	3.26
絶縁破壊電界強度 E_{max} (MV/cm)	0.3	2.8
電子移動度 μ_e (cm ² /Vs)	1350	1000
飽和ドリフト速度 v_s (cm/s)	1.0×10^7	2.2×10^7
熱伝導率 κ (W/cm)	1.5	4.9
比誘電率 ϵ	11.8	9.7
Baligaの性能指数比 $\epsilon \cdot \mu_e \cdot E_{max}^3$	1	495

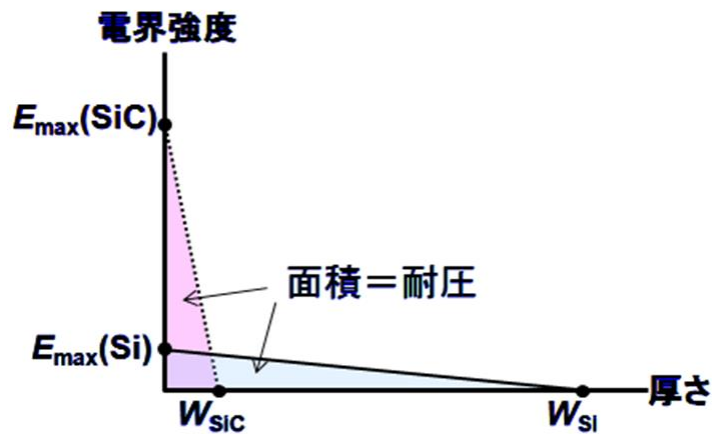


Fig.1.7 SiとSiCの最大電界強度と耐压の関係

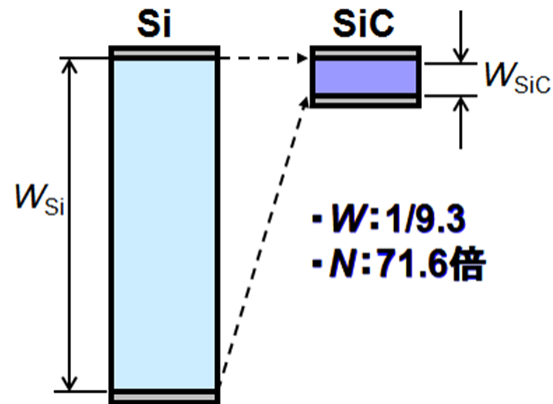


Fig.1.8 最大電界強度が高いことによる効果

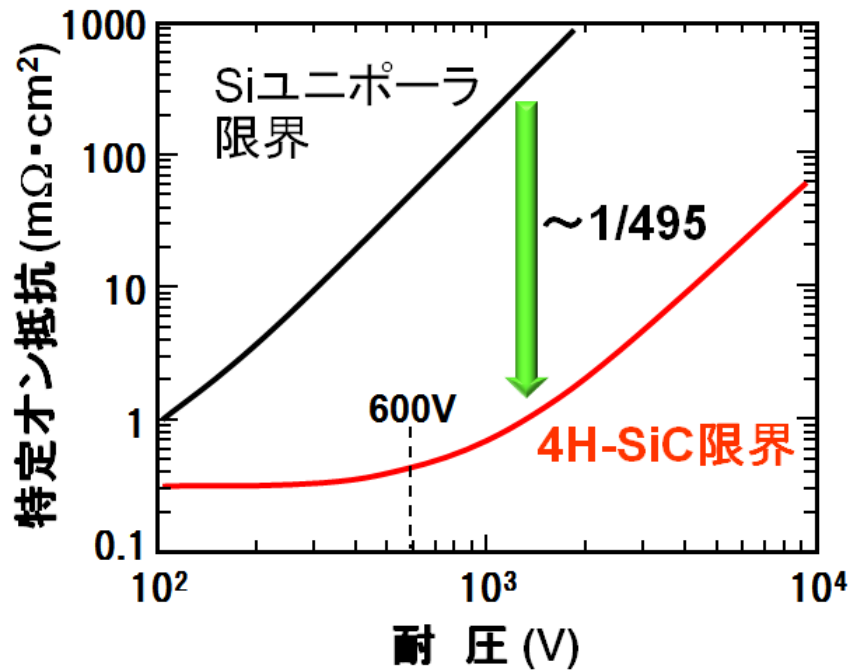


Fig.1.9 SiCとSiにおける耐圧と特定オン抵抗の関係

1.5 パワーデバイスの宇宙線による破壊現象

宇宙線による半導体デバイスへの影響としては、メモリデバイスでのソフトウェアがよく知られている。宇宙線が大気中で衝突することで生じた高エネルギーの中性子が半導体メモリデバイスに入射されると、ある確率で核反応が起きる。その核反応が誘起する電荷が原因となり、メモリ情報の”1”と”0”が書き換わってしまう現象である。放射線起因によるソフトウェアについては1970年代から指摘があったが、1990年代に二次宇宙線が引き起こすソフトウェアについて認識が高まった。メモリデバイスでのソフトウェアは素子の破壊を伴わない誤動作である[14]。

Fig.1.10に二次宇宙線発生イメージ図を示す。大気に入射される前の一次宇宙線の約90%はプロトン(p)である。一次宇宙線が大気に入射されると、中性子、 π 中間子、プロトン、電子線(e)、ミュオン(μ)、ガンマ線(γ)等の二次宇宙線を発生させる。電荷を持たない中性子は大気中での原子核との衝突以外では減速されず、10 MeV以上の高エネルギー中性子となって、毎時間、1 cm²あたり10個程度、地表に到達する[14]–[16]。半導体メモリデバイスの場合はある確率でソフトウェアとなるが、パワーデバイスの場合は不可逆的な破壊となることが特徴である。Fig.1.11に宇宙線被照射デバイスのイメージ図を示す。宇宙線破壊は電圧印加中のブロッキング時に宇宙線が入射することで偶発的に生じる。破壊チップはブロッキング能力が無くなり、デバイス動作は不可となる。パワーデバイスの高信頼化には、初期故障、摩耗故障の他に宇宙線破壊のような偶発故障への対策も不可欠であり、ロバストなデバイス設計が求められる。

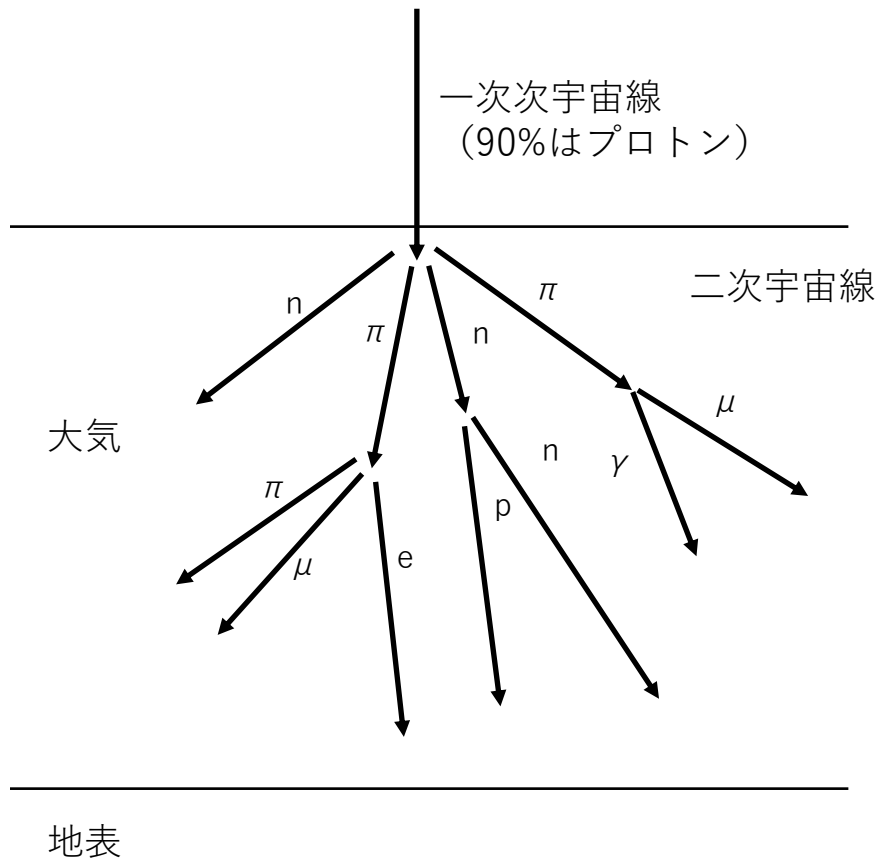


Fig.1.10 二次宇宙線発生イメージ

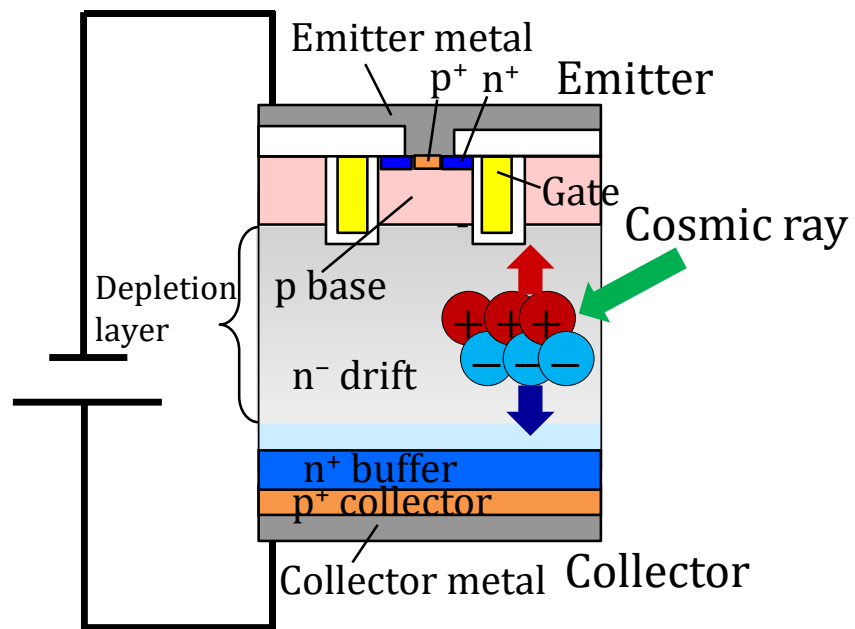


Fig.1.11 宇宙線被照射時のデバイス内部イメージ

1.6 他者による解析状況と課題

パワーデバイスにおける宇宙線破壊の研究報告は1990年代から現在まで継続的に行われているが、十分に解明できていない[16]–[27]。また近年ではSiCデバイスでの解析も進められている[28]–[30]。宇宙線による破壊のメカニズムとして大きく二つのモデルが報告されている。一つ目がバイポーラ動作によるラッチアップ破壊であり、もう一つはアバランシェ電流によるジュール熱破壊である[19][31]–[37]。

Fig1.12に中性子が照射されたときのデバイス内部状態と電界のイメージ図を示す。デバイスへ中性子が照射されると、軽イオンが発生して軽イオンの軌道に沿って電子とホールペアが発生し、これが高密度のプラズマを形成する。プラズマ内では高密度の電子とホールにより中和化され、電界は下がる。するとプラズマ領域と空乏層の境界では大きな電荷が発生して局所的な高電界となり、高電界中のインパクトイオン化により更に電荷が発生する。電界のピークはエミッタ側のpベースとn⁻ドリフト層の境界及びコレクタ側のn⁺バッファとn⁻ドリフト層の境界に移動してストリーマーを形成する[10][20][26][31][32]。

Fig1.13に破壊モデルのイメージ図を示す。最初にバイポーラ動作モードについて説明する。1.3.2で述べた通り、IGBTでは内部にエミッタ側n⁺、pベース及びn⁻ドリフト層のnpnと、コレクタ側のp⁺、n⁻ドリフト層、pベースのpnpからなる寄生サイリスタが存在している。中性子照射後に電界のピークが移動してn⁺バッファとn⁻ドリフト層境界の電界が高くなると、インパクトイオン化が生じてキャリアがn⁻ドリフト層に注入される。これらキャリアは寄生npnバイポーラトランジスタをオンさせて、デバイスをラッチアップさせ、サイリスタ動作により破壊に至る[32]–[35]。

このバイポーラ動作による破壊モードにおいては、n⁻ドリフト層の空乏化さ

れない中性領域が広いほど、 pnp のゲインが小さくなりコレクタ側からのキャリア注入が少なくなるため、破壊はしづらくなる。即ちこれは n^- ドリフト層厚が厚いほど、またはブロッキングの際の印加電圧が低いほど、破壊を防ぐには有利であるということの意味する。

二つ目のアバランシェ電流による熱破壊は、高電界下で中性子照射によって生じた電子とホールがトリガーとなって流れるアバランシェ電流により、ジュール熱破壊するモードである[19][31]–[33][36][37]。

EV等に用いられる低耐圧IGBTは n^- ドリフト層が薄いため、バイポーラ動作モードによる破壊が支配的であり、電鉄等に用いられる高耐圧IGBTは n^- ドリフト層が厚いため、ジュール熱モードが支配的とされているが、破壊モードが変わる耐圧クラスの境界については研究報告により様々であり、その機構の解明が課題である。また、電界の影響についても、破壊に対してのクリティカルな要因として、 n^- ドリフト層の最大電界強度、または、ある閾値を超えた電界強度などで報告が分かれており、詳しい機構の解明が課題となっている[19][31][33][36][37]。

バイポーラ動作モードの場合の対策としては、 n^- ドリフト層を厚くすることが有効であるが、 n^- ドリフト層の厚化はオン電圧の増加及びターンオフ損失の増加に繋がるため、特性とのトレードオフとなる。また電界の影響について、クリティカルな要因が最大電界の場合、 p ベースと n^- ドリフト層の接合部の電界を下げるのが対策となるが、閾値電界が存在する場合は、 n^- ドリフト層内の電界分布を考慮する必要がある。よって宇宙線にロバストな設計をするために、これら破壊モードや、クリティカルな電界を明確にすることは重要である。

近年SiCデバイスに対する宇宙線耐量の研究がされているが、Siデバイスに対して同等という報告、または優位であるという報告など錯綜しており、更なる解析が必要である[10][29][30][33]。

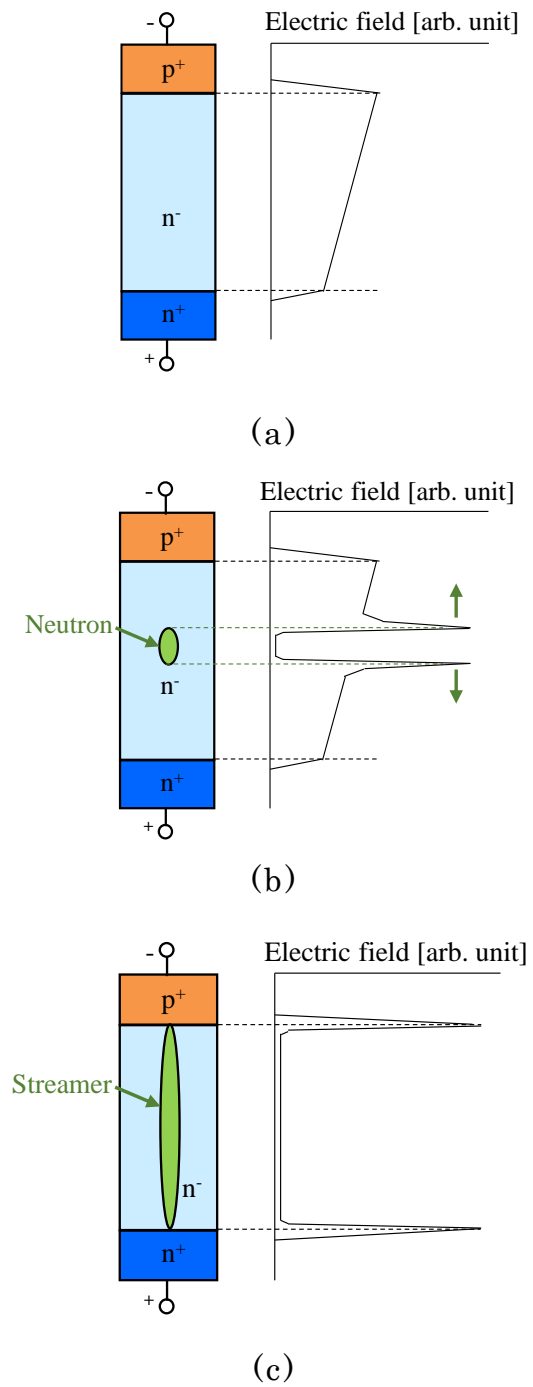
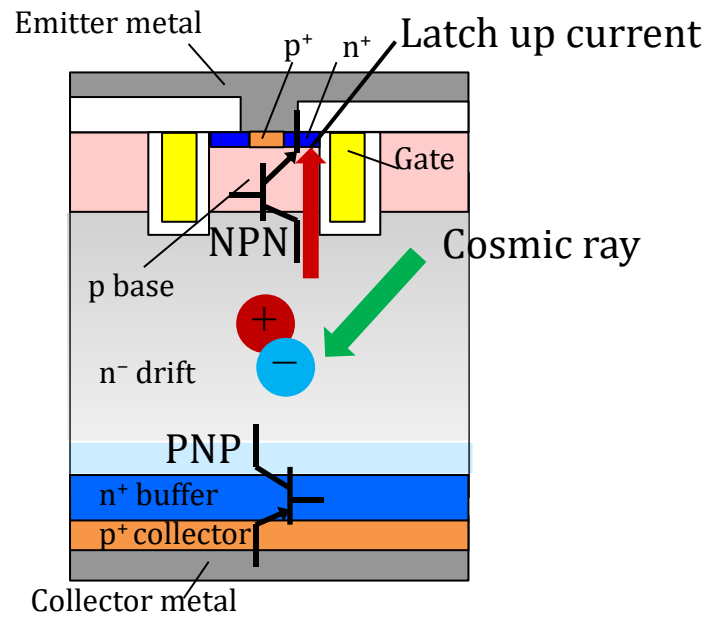
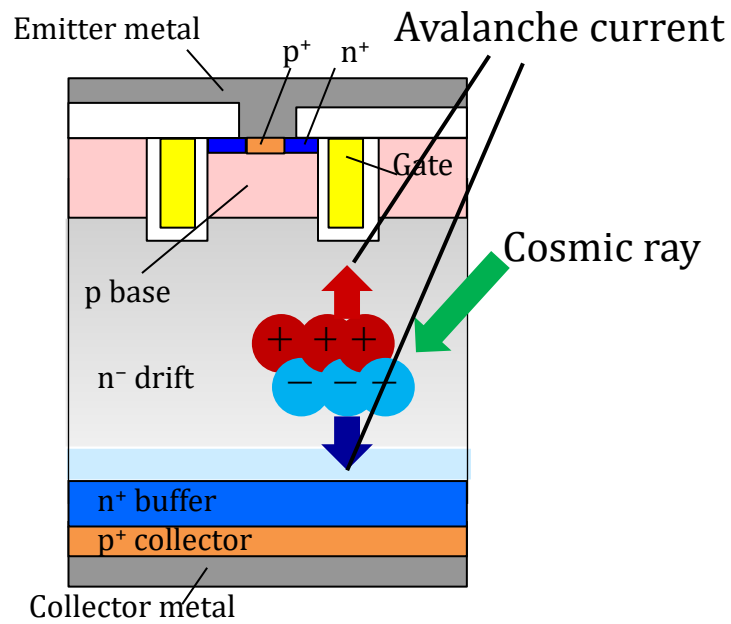


Fig.1.12 中性子照射後の内部状態と電界分布模式図 [10]
 (a)中性子照射前 (b)中性子照射直後
 (c)ストリーマー形成後



(a)



(b)

Fig.1.13 宇宙線による破壊モデル

(a)ラッチアップ (b)アバランシェ電流による熱破壊

1.7 求められる宇宙線耐量

パワーデバイスにおける宇宙線破壊は偶発故障であるため、耐量としてはFIT (Failure In Time) という考えが用いられる。FITの定義は以下である。

$$1 \text{ FIT} = 1 \text{ 回の故障} / 10^9 \text{ デバイス時間} \quad (1.12)$$

IGBTとダイオードを合わせたモジュールとしての要求は100 FIT以下と言われるが、ユーザーの仕様環境(電圧、標高)を考慮して、より低いFITが求められる場合がある[22]。使用電圧が高い場合は空乏層の広がりが大きくなるため、1.6で述べた、n⁻ドリフト層内の中性領域が狭くなり、バイポーラ動作モードが生じやすくなり、また最大電界を含めた電界も高くなるため、アバランシェ電流によるジュール熱破壊モードも同様に生じやすくなる。標高の影響について、二次宇宙線は地表面まで届き空気を電離するが、海面レベルでの電離量を基準とした場合、高度2000 mでは約2倍、5000 mでは約10倍、10000 mでは約100倍との報告があり、標高が高い程、宇宙線による破壊確率が上がる。よって各ユーザーの使用環境を考慮した宇宙線耐量設計が重要となる[16][38]。

1.8 本研究の目的と構成

前項までにパワーデバイスの応用分野、デバイス構造と動作の内部状態について述べ、高信頼化のために偶発故障である宇宙線による破壊の解析、解明が必要であることを記した。また宇宙線による破壊現象で十分に解明できていない点として、

- ・これまで報告されている破壊モデルであるバイポーラ動作によるラッチアップとアバランシェ電流によるジュール熱破壊のどちらが支配的であるか。
- ・破壊モードが変わる耐圧クラスの境界が明確でない。
- ・破壊に対するクリティカルな電界が、最大電界なのか閾値以上の電界なのか。

が挙げられる。十分な宇宙線耐量を備えたデバイス設計ルール構築のため、本研究では、これら3つの解明を目的とした。2章以降で具体的な取り組みを示す。

第2章では白色中性子を用いた加速実験について記す。これまで大阪大学核物理学センタRCNP(Research Center for Nuclear Physics)やLANSC(Los Alamos Neutron Science Center)などでパワーデバイスを用いた中性子破壊の加速試験は多く報告されている[29][32]。今回実験に用いたJ-PARC(Japan Proton Accelerator Research Complex)の中性子スペクトルは高エネルギー側の強度が下がるため、宇宙線で生じる偶発故障が得られるかが課題となる[39]–[41]。

第3章では宇宙線破壊主要因の特定とて、前述のバイポーラ動作モード、アバランシェ電流によるジュール熱破壊モードのどちらが支配的か及び破壊モードが変わる境界を調査するために、裏面p⁺コレクタ有無以外は同じ構造の1700 V耐圧のIGBTデバイスを用いて、故障率のn⁻ドリフト層厚さ依存性を実験解析した。

第4章では第3章で得られた実験結果をシミュレーションを用いて解析、検証を行った。

第5章では750 Vから6500 Vまでの広範囲な耐圧クラスのIGBTとダイオードを用いて電界依存性評価を行い、破壊に影響するクリティカルな電界（最大電界、もしくはそれ以外で定義された電界）を調査した。また本結果をシミュレーションを用いて解析、検証を行った。

第1章から第5章までのSiデバイスの宇宙線耐量に関する研究の成果については、IEEE Transactions on Electron Devicesに掲載されている[42]。

第6章ではSiCデバイスの宇宙線耐量を調査。Siに対する電界依存性を比較した。

第7章において本研究で得られた内容を総括する。

参考文献

- 1) <https://www.env.go.jp/press/106869.html>, 環境省, “パリ協定に基づく成長戦略としての長期戦略(令和元年6月11日閣議決定)
- 2) <https://www.enecho.meti.go.jp/about/whitepaper/2021/pdf/>, 経済産業省資源エネルギー庁, “令和2年度エネルギーに関する年次報告(エネルギー白書2021)”
- 3) 小野瀬秀勝, “SiC デバイスの高性能化・高信頼化技術に関する研究” 茨城大学工学研究科博士論文, 2017年
- 4) T. Hasegawa, K. Yamaji, H. Irokawa, H. Sirakawa, C. Tanaka, and K. Akabane, “Development of a Thyristor Valve for Next Generation 500kV HVDC Transmission System,” IEEE Trans. On Power Delivery, Vol. 11, No. 4, pp. 1783-1788 Oct., 1996.
- 5) K. Saito, H. Kamijo, Y. Yamaguchi, Y. Sato, J. Choi, T. Yokota, Y. Ishikawa, K. Ishikawa, “An 8kV 3.5kA 6-inch Light-Activated Thyristor for HVDC Transmission,” Proc. IPEC'95, pp. 1250, 1995.
- 6) K. Suzuki and F. Masuoka, “Technologies for Seventh Generation High Performance, High Ruggedness Power Chips,” Mitsubishi Electric ADVANCE, 149, pp. 10-13, 2015.
- 7) 森睦宏, “パワー半導体がつくる快適な低炭素社会,” 日立評論, Vol. 90, No. 12, pp. 88-96, 2008.
- 8) Y. Toyota, S. Watanabe, T. Arai, M. Wakagi and M. Mori, “Novel 3.3-kV Advanced Trench HiGT with Low Loss and Low dv/dt Noise,” Proc. Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs

- (ISPSD), pp. 29-32, 2013.
- 9) M. Shiraishi, T. Furukawa, S. Watanabe, T. Arai and M. Mori, "Side Gate HiGT with Low dv/dt Noise and Low Loss," Proc. Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), pp. 199-202, 2016.
 - 10) J. Lutz, H. Schlangenotto, U. Scheuermann, and R. De Doncker, "Semiconductor Power Devices – Physics, Characteristics, Reliability," Springer, 2018.
 - 11) B. J. Baliga, "Fundamentals of Power Semiconductor Devices," Springer, 2008.
 - 12) 松波弘之・大谷昇・木本恒暢・中村孝編, "半導体SiC 技術と応用," 日刊工業新聞社, 2011年
 - 13) B. J. Baliga, "Gallium Nitride and Silicon Carbide Power Semiconductor Devices," World Scientific, 2017.
 - 14) J. F. Ziegler, "Terrestrial cosmic rays," IBM J. RES. DEVELOP, vol. 40, No. 1, January, 1996.
 - 15) Y. Tosaka and S. Sato, "Neutron-induced soft error simulator (NISES) for improvement of LSI reliability," FUJITSU, vol. 51, no. 5, pp. 303–307, Sep. 2000.
 - 16) N. Kaminski, "Failure Rates of HiPak Modules due to Cosmic Rays," Application Note 5SYA 2042-04. Zurich, Switzerland: ABB Switzerland Ltd, 2004.
 - 17) H. R. Zeller, "Cosmic ray induced breakdown in high voltage semiconductor devices, microscopic model and phenomenological lifetime prediction," Proc. 6th Int. Symp.

- Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), Davos, Switzerland, pp. 339–340, 1994.
- 18) H. R. Zeller, "Cosmic ray induced failures in high power semiconductor devices," *Solid-State Electron.*, vol. 38, no. 12, pp. 2041–2046, Dec. 1995, doi: 10.1016/0038-1101(95)00082-5.
 - 19) H. Kabza, H-J. Schulze, Y. Gerstenmaier, P. Voss, J. Wilhelmi, W. Schmid, F. Pfirsch, and K. Platzöder, "Cosmic radiation as a cause for power device failure and possible countermeasures," in *Proc. 6th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, Davos, Switzerland, pp. 9–12, 1994.
 - 20) F. Pfirsch and G. Soelkner, "Simulation of cosmic ray failures rates using semiempirical models," *Proc. 22nd Int. Symp. Power Semiconductor. Devices and ICs (ISPSD)*, Hiroshima, Japan, pp. 125–128, 2010.
 - 21) C. Findeisen, E. Herr, M. Schenkel, R. Schlegel, and H. R. Zeller, "Extrapolation of cosmic ray induced failures from test to field conditions for IGBT modules," *Microelectronics Rel.*, vol. 38, no. 6, pp. 1335–1339, Jun.-Aug. 1998, doi: 10.1016/S0026-2714(98)00151-6.
 - 22) P. Voss, K. H. Maier, W. Meczynski, H. W. Becker, E. Normand, J. L. Wert, D. I. Oberg, and P. P. Majewski, "Irradiation experiments with high-voltage power devices as a possible means to predict failure rates due to cosmic rays," *Proc. 9th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs*,

- Weimar, Germany, pp. 169–172, 1997.
- 23) W. Kaindl, G. Solkner, H.-W. Becker, J. Meijer, H.-J. Schulze, and G. Wachutka, "Physically based simulation of strong charge multiplication events in power devices triggered by incident ions," Proc. 16th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs, Kitakyushu, Japan, pp. 257–260, 2004.
- 24) A. D. Touboul, L. Foro, F. Wrobel, and F. Saigné, "On the reliability assessment of trench fieldstop IGBT under atmospheric neutron spectrum," *Microelectronics Rel.*, vol. 52, no. 1, pp. 124–129, Jan. 2012, doi: 10.1016/j.microrel.2011.08.023.
- 25) R. Sheehy, J. Dekter, and N. Machin, "Sea level failures of power MOSFETs displaying characteristics of cosmic radiation effects," 2002 IEEE 33rd Ann. IEEE Power Electron. Specialists Conf. Proc. (Cat. No.02CH37289), Cairns, QLD, Australia, pp. 1741–1746, 2002.
- 26) R. A. Prado and C. N. L. Gajo, "Power semiconductor failures due to cosmic rays," in 2017 Brazilian Power Electron. Conf. (COBEP), Juiz de Fora, Brazil, 2017, pp. 1–6.
- 27) G. Busatto, F. Iannuzzo, F. Velardi, and J. Wyss, "Non-destructive tester for single event burnout of power diodes," *Microelectronics Rel.*, vol. 41, no. 9, pp. 1725–1729, Sep. 2001, doi: 10.1016/S0026-2714(01)00211-6.
- 28) A. Akturk, J. M. McGarrity, N. Goldsman, D. Lichtenwalner, B. Hull, D. Grider, and R. Wilkins, "Terrestrial neutron-

- induced failures in silicon carbide power MOSFETs and diodes," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 65, no. 6, pp. 1248–1254, May 2018, doi: 10.1109/TNS.2018.2833741.
- 29) C. Felgemacher, S. V. Araújo, P. Zacharias, K. Neemann, and A. Gruber, "Cosmic radiation ruggedness of Si and SiC power semiconductors," in 2016 28th Int. Symp. Power Semiconductor. Devices and ICs (ISPSD), Prague, Czech Republic, pp. 51–54, 2016.
- 30) C. Felgemacher, S. V. Araujo, C. Noeding, and P. Zacharias, "Benefits of increased cosmic radiation robustness of SiC semiconductors in large power-converters," in PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 573–580, 2016.
- 31) C. Weiß, G. Wachutka, A. Härtl, F. Hille and F. Pfirsch, "Predictive physical model of cosmic-radiation-induced failures of power devices," 2012 15th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC), pp. LS2e.3-1-LS2e.3-5, 2012, doi: 10.1109/EPEPEMC.2012.6397423.
- 32) G. Soelkner, "Ensuring the reliability of power electronic devices with regard to terrestrial cosmic radiation," *Microelectronics Rel.*, vol. 58, pp. 39–50, Mar. 2016, doi: 10.1016/j.microrel.2015.12.019.
- 33) T. Nitta, Y. Sakiyama, R. Kotani, T. Inoue, R. Ohara, K. Sano, M. Yamaguchi, and G. Tchouangue, "Cosmic ray failure

- mechanism and critical factors for 3.3kV hybrid SiC modules," in PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electrons, Intell. Motion, Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 566–572, 2016.
- 34) S. Nishida, T. Shoji, T. Ohnishi, T. Fujikawa, N. Nose, M. Ishiko, and K. Hamada, "Cosmic ray ruggedness of IGBTs for hybrid vehicles," 2010 22nd Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), Hiroshima, Japan, pp. 129–132, 2010.
- 35) T. Shoji, S. Nishida, and K. Hamada, "Triggering mechanism for neutron induced single-event burnout in power devices," Japanese J. Appl. Phys., vol. 52, no. 4S, p. 04CP06, Apr. 2013, doi: 10.7567/jjap.52.04cp06.
- 36) K. Suzuki, Y. Yoshiura, K. Uryu, T. Minato, M. Tarutani, Y. Miyazaki, H. Uemura, T. Hagihara, S. Momii, Y. Kusakabe, M. Nakamura, Y. Fujita, and K. Takakura, "Tight relationship among field failure rate, single event burn-out (SEB) and cold bias stability (CBS) as a cosmic ray endurance for IGBT and diode," 2018 IEEE 30th Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), Chicago, IL, USA, pp. 184–187, 2018.
- 37) W. Kaendl, G. Soelkner, H. J. Schulze, and G. Wachutka, "Cosmic radiation-induced failure mechanism of high voltage IGBT," Proc. 17th Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), 2005, Santa Barbara, CA, USA, pp. 199–202, 2005.
- 38) https://atomica.jaea.go.jp/data/detail/dat_detail_09-01-01-01.html, “自然放射線(能)“, 国立研究開発法人日本原子力研究開

発機構, (参照2020年8月12日).

- 39) F. Maekawa, K. Oikawa, M. Harada, T. Kai, S. Meigo, Y. Kasugai, M. Ooi, K. Sakai, M. Teshigawara, S. Hasegawa, Y. Ikeda, and N. Watanabe, "NOBORU: J-PARC BL10 for facility diagnostics and its possible extension to innovative instruments," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers Detect. Associated Equip.*, vol. 600, no. 1, pp. 335–337, Feb. 2009, doi: 10.1016/j.nima.2008.11.086.
- 40) Y. Iwamoto, M. Fukuda, Y. Sakamoto, A. Tamii, K. Hatanaka, K. Takahisa, K. Nagayama, H. Asai, K. Sugimoto, and I. Nashiyama, "Evaluation of the white neutron beam spectrum for single-event effects testing at the RCNP cyclotron facility," *Nucl. Technol.*, vol. 173, no. 2, pp. 210–217, Feb. 2011, doi: 10.13182/NT11-A11550.
- 41) M. Harada, F. Maekawa, K. Oikawa, S.-i. Meigo, H. Takada, and M. Futakawa, "Application and validation of particle transport code PHITS in design of J-PARC 1 MW spallation neutron source," *Prog. Nucl. Sci. Technol.*, vol. 2, pp. 872–878, Oct. 2011, doi: 10.15669/pnst.2.872.
- 42) T. Oda, T. Arai, T. Furukawa, M. Shiraishi and Y. Sasajima, "Electric-Field-Dependence Mechanism for Cosmic Ray Failure in Power Semiconductor Devices," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, no. 7, pp. 3505-3512, July 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3077208

第2章 白色中性子を用いた加速試験

2.1 緒言

宇宙線による偶発故障率の目標値はIGBTとダイオードを複数個搭載したモジュールとして一般に100 FITであり、ユーザーにより更に低い故障率が求められる場合がある[1]。100 FITとはデバイスの個数と動作時間の積が10億時間あたり100個の故障が起きる確率である。地表レベルでの中性子で宇宙線破壊の実験をする場合、非常に長い時間もしくは非常に多くのデバイスが必要となる。よって中性子の加速設備を用いた実験が多く行われる。今回は茨城県にあるJ-PARCのNOBORU (NeutrOn Beam line for Observation and Research Use)のBL10での白色中性子ビームを用いて加速試験を行った。

Fig.2.1にNOBORU、RCNP及び自然界における、中性子線スペクトルを示す[2]–[4]。RCNPはパワーデバイスの宇宙線破壊実験に度々用いられる。RCNPの中性子線スペクトルは自然界の中性子線スペクトルの 1.5×10^8 倍とよく一致している。これが加速率となるが、実験に用いたBL10の中性子線スペクトルは高エネルギーの強度が下がっている。本章ではBL10を用いた偶発故障試験の検証と、加速率の見積もり方法について述べる。

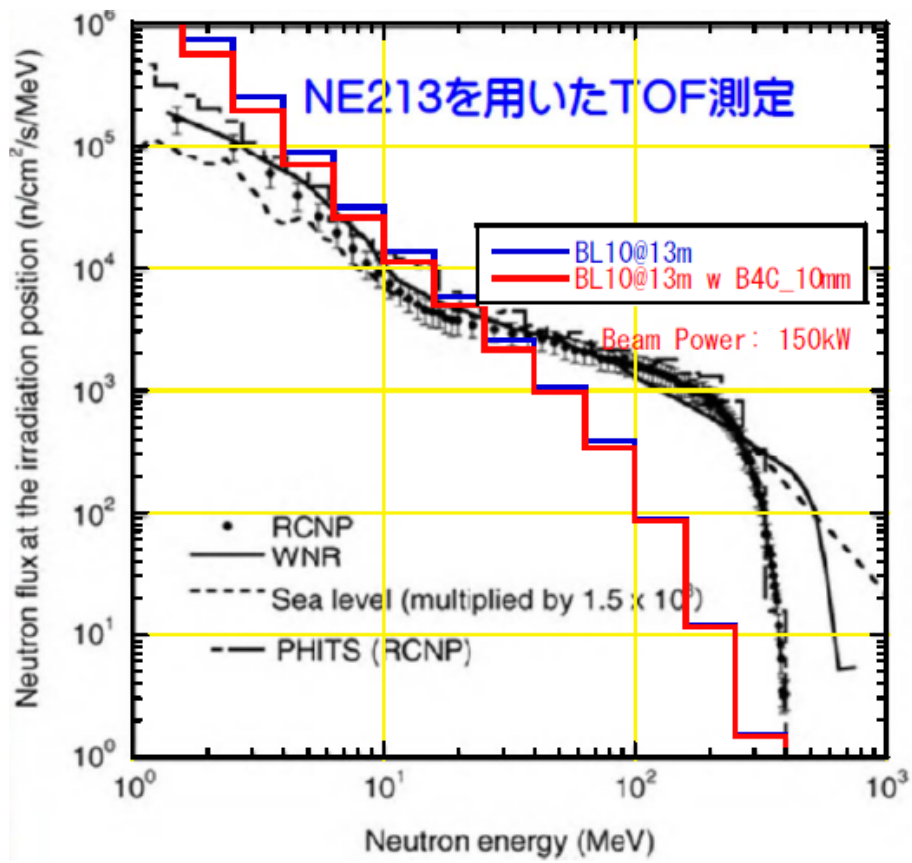


Fig.2.1 中性子スペクトル比較 [3]

2.2 試験環境

Fig.2.2に試験測定系の模式図を示す。複数のサンプルに高圧DCバイアスを印加してブロッキング状態として中性子を照射する。サンプルが破壊されると、ブロッキング状態を保てなくなり、破壊されたサンプルに繋がっているヒューズが切れる。この時、破壊までの時間がデータロガーに記録される。破壊サンプル数と破壊までの各サンプルへの積算照射時間を計算してFITを求める。

Fig.2.3にサンプル搭載基板例を示す。1つの基板上に複数のチップを搭載することにより、サンプル数 N を増す。Fig.2.4に基板設置例を示す。基板はビームと垂直に設置、中性子は基板を透過するので、複数の基板をビーム方向に並べることで、更にサンプル数 N を増すことが可能となる[5]。

Fig.2.5に本中性子照射試験で破壊したチップの例を示す。それぞれIGBT及びダイオードであるが、チップのアクティブ領域で破壊が生じている。本チップは破壊位置が明確であるが、デバイスの耐圧クラスが低くなると破壊箇所が見えづらくなる傾向がある。Fig.2.6は中性子照射試験で破壊させた、より耐圧クラスの低いIGBTチップの外観写真の例である。外観上は破壊痕が見えない((Fig.2.6(a))が、発熱解析によりリーク箇所を特定して、金属顕微鏡にて拡大して観察すると、破壊箇所を確認することができる(Fig.2-6(b))。

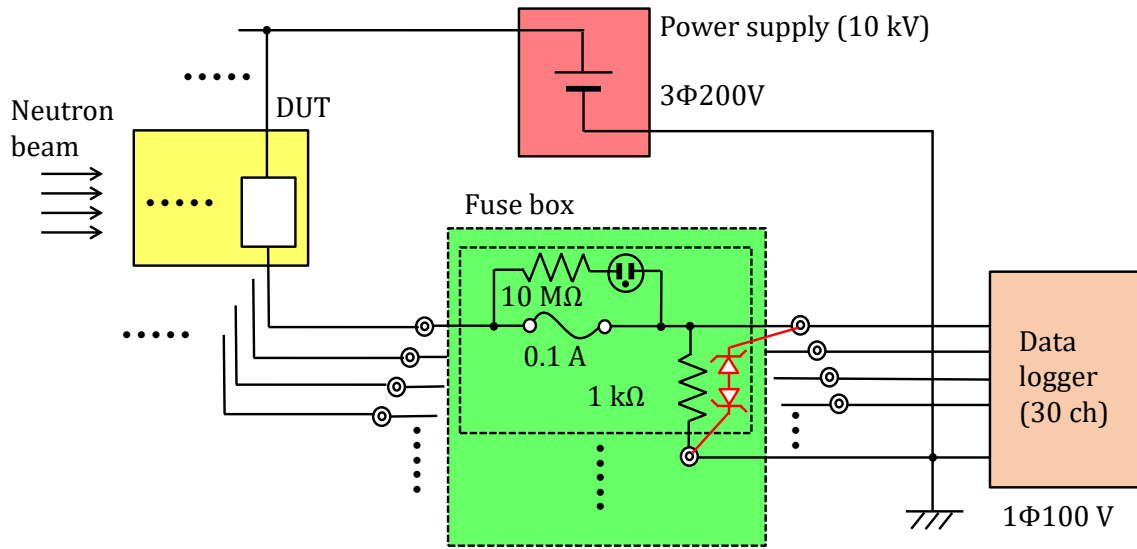


Fig.2.2 試験測定系模式図 ©2021 IEEE

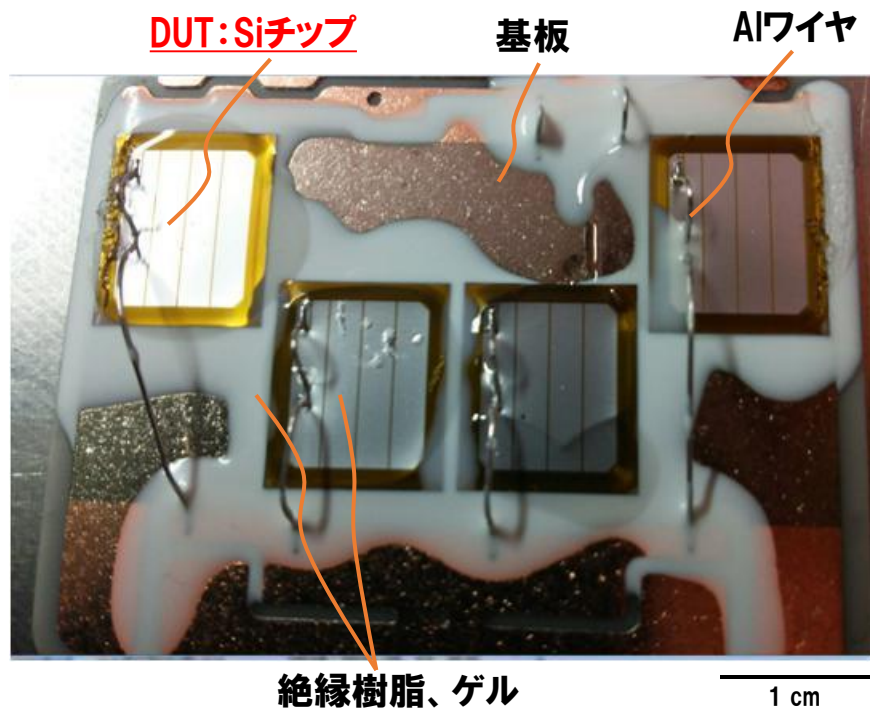
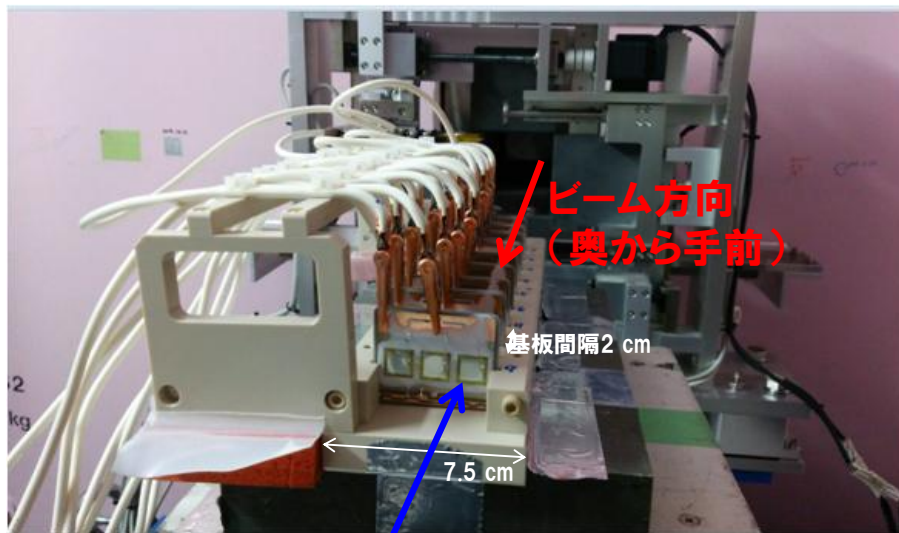
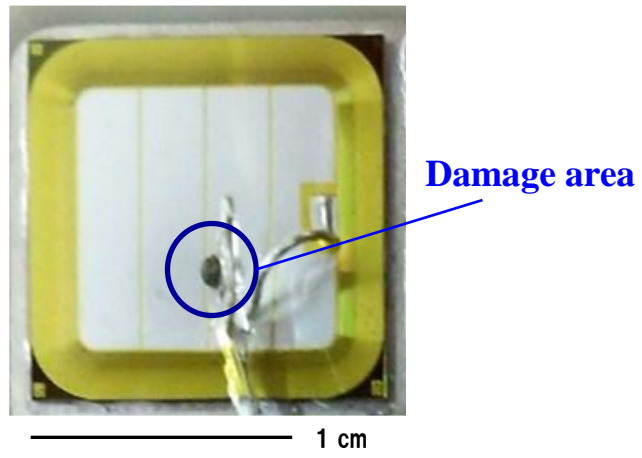


Fig.2.3 チップ搭載基板例

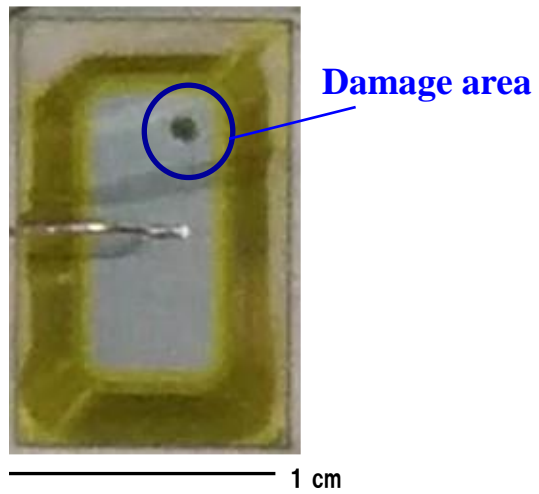


複数基板をビーム方向に並べて設置

Fig.2.4 照射設備への基板搭載例



(a)

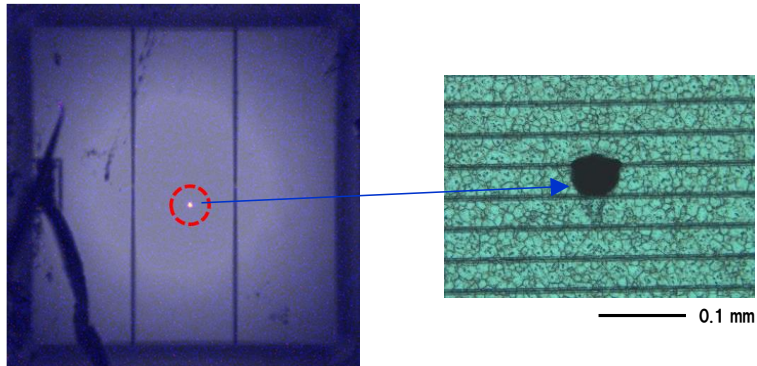


(b)

Fig.2.5 中性子試験での破壊チップ例
(a)IGBT (b)ダイオード



(a)



(b)

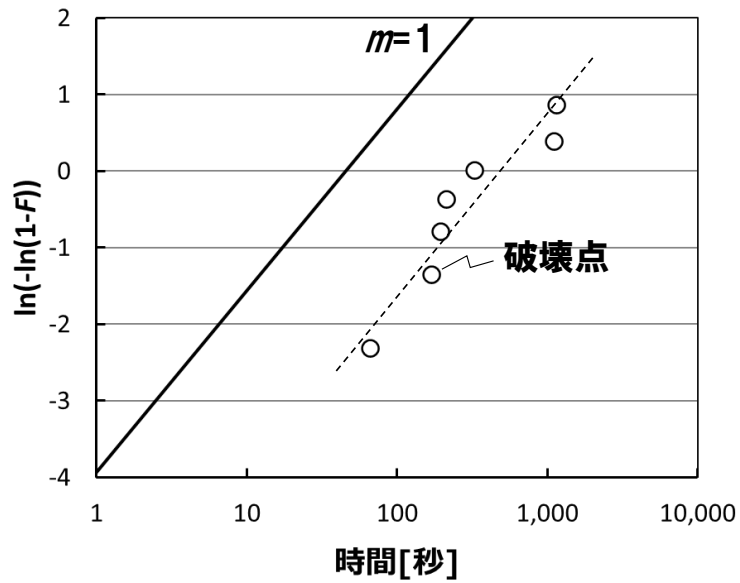
Fig.2.6 中性子試験での破壊チップ例(耐圧クラス低)
(a)破壊チップ外観 (b)発熱解析画像とリーク箇所拡大

2.3 偶発故障検証

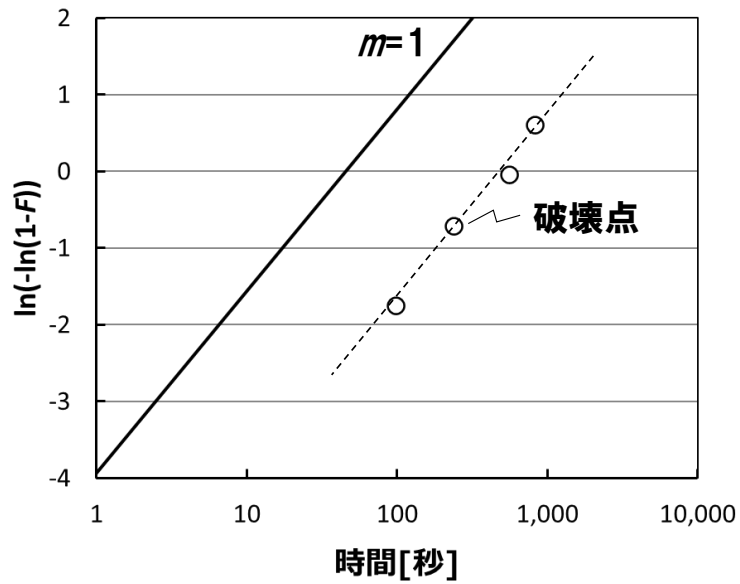
BL10の中性子線にて偶発故障が再現可能かを調査した。Fig.2.7、Fig.2.8にそれぞれ3300 V耐圧のIGBTとダイオード、及び1700 V耐圧のIGBTとダイオードのワイブルプロットを示す。横軸は照射開始からの時間を対数として、打点は破壊点を示す。累積故障率 $F(t)$ は尺度パラメータ η （累積故障が63%になる時間）とワイブル係数 m を用いて式(2.1)で表される。 $m < 1$ は、時間が経つと故障率が減少する初期的な故障、 $m = 1$ は、時間と故障率が一定の関係を持つ偶発的な故障、 $m > 1$ は、時間が経つと故障率が増加する摩耗的な故障を意味する[6]。

$$F(t) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{t}{\eta}\right)^m\right) \quad (2.1)$$

結果は3300 V、1700 Vの両耐圧のIGBT及びダイオードのプロットともに傾きは $m=1$ に近い値を得ており、BL10の中性子線にて耐圧クラスに関わらず、偶発故障評価が可能であることを確認した。これは自然界で数年から数十年かけて生じる破壊を短時間で再現できているということになる。



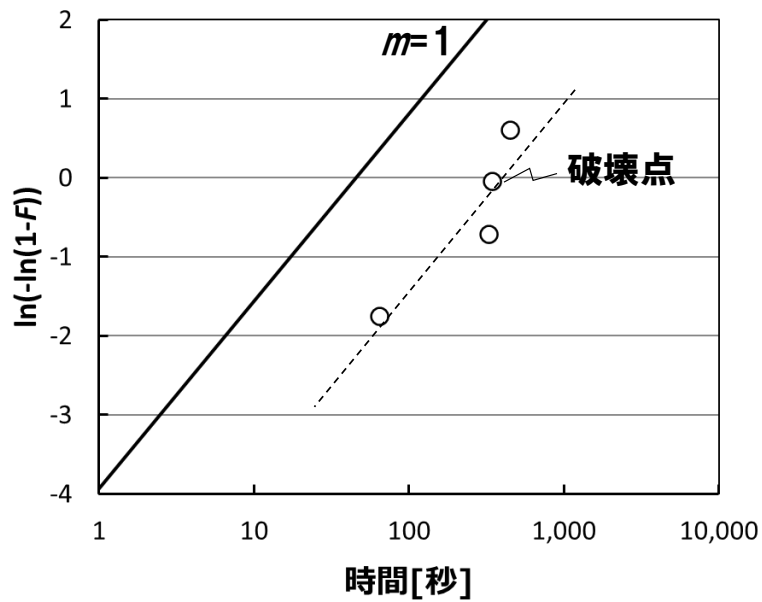
(a)



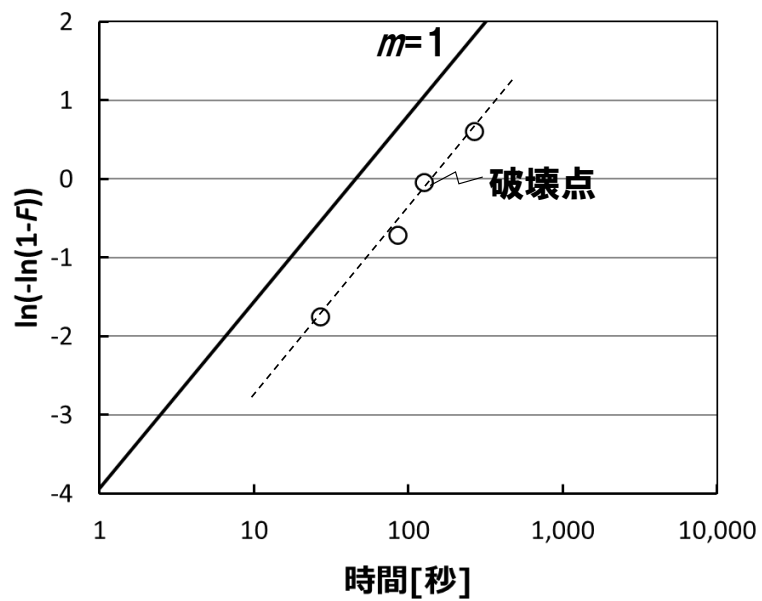
(b)

Fig.2.7 破壊時間のワイブルプロット(1)

(a)3300 V耐圧IGBT (b)3300 V耐圧ダイオード



(a)



(b)

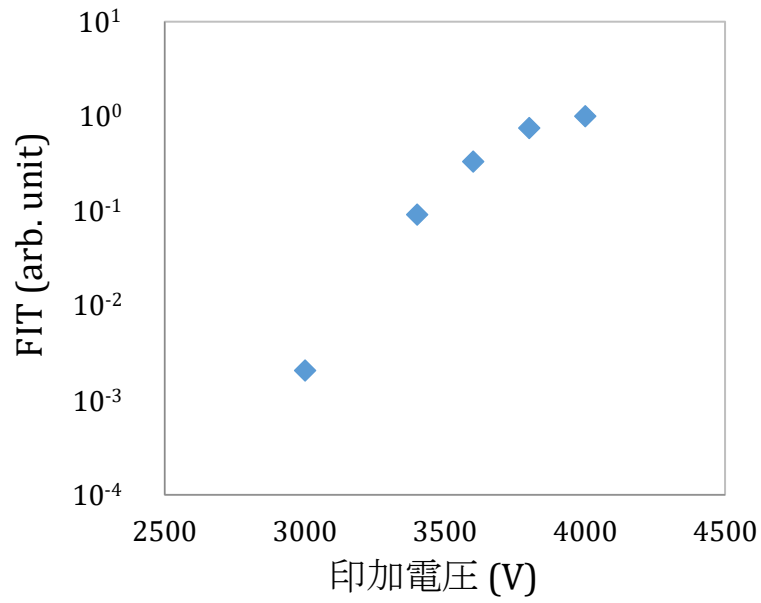
Fig.2.8 破壊時間のワイブルプロット(2)

(a)1700 V耐圧IGBT (b)1700 V耐圧ダイオード

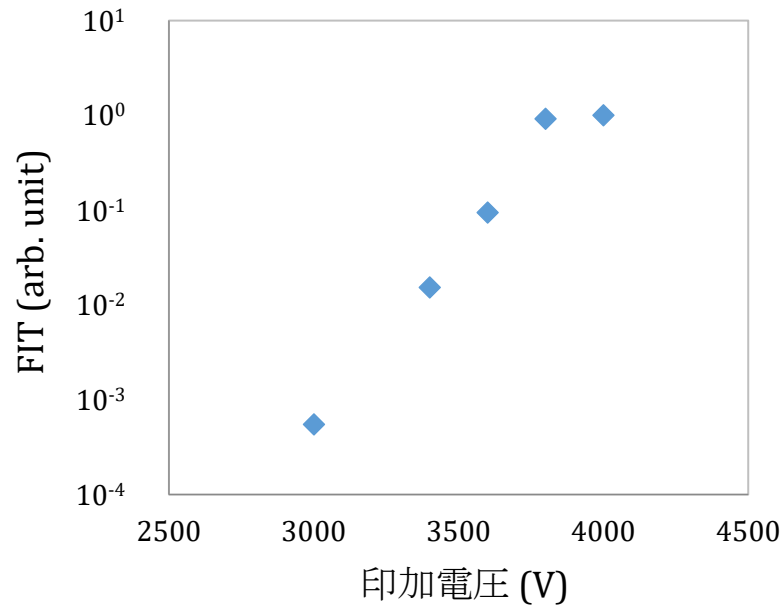
2.4 故障率の印加電圧依存性

Fig.2.9に4500 V耐圧のIGBT及びダイオードの故障率(FIT)の印加電圧依存性を示す。IGBT、ダイオードともに印加電圧が高い領域で故障率は飽和傾向にあり、電圧が下がると、急激に故障率は低下する。これは過去の文献と同様の傾向を示しており、BL10においても他の加速器施設と同様に白色中性子を用いた宇宙線破壊の評価が可能であることを確認した[7][8]。

Fig.2.10に4500 V耐圧のIGBT,ダイオードを複数個用いたIGBTモジュールとしての故障率を示す。これはIGBT、ダイオードチップの故障率をチップ搭載数分のFITを足し合わせたものに等しい(本Fig.2.9とFig.2.10の故障率には任意単位を用いたため、Fig.2.10のモジュールでの故障率はIGBT及びダイオードチップでの故障率の和となっていない)。本図に自然界での実験で得られた故障率を記載している。自然界の中性子線量では故障に至るまで長時間かかるため、高電圧を印加することで故障率のデータを取得している。Fig.2.10は自然界での実験結果に中性子線加速試験の結果をフィッティングしたものである。本フィッティング結果からBL10の加速率を求めることができる。各耐圧クラスのIGBT、ダイオードチップにおける故障率カーブに、本加速率を用いることで、所望の印加電圧条件での故障率を求めることが可能となる。またBL10にはコリメータ機能があり、中性子フラックスを1~1000分の1まで制御可能である。したがって、測定する電圧に合わせて、中性子フラックスを適切に選択することができる。



(a)



(b)

Fig.2.9 故障率の印加電圧依存性

(a)4500 V耐圧IGBTチップ (b)4500 V耐圧ダイオードチップ

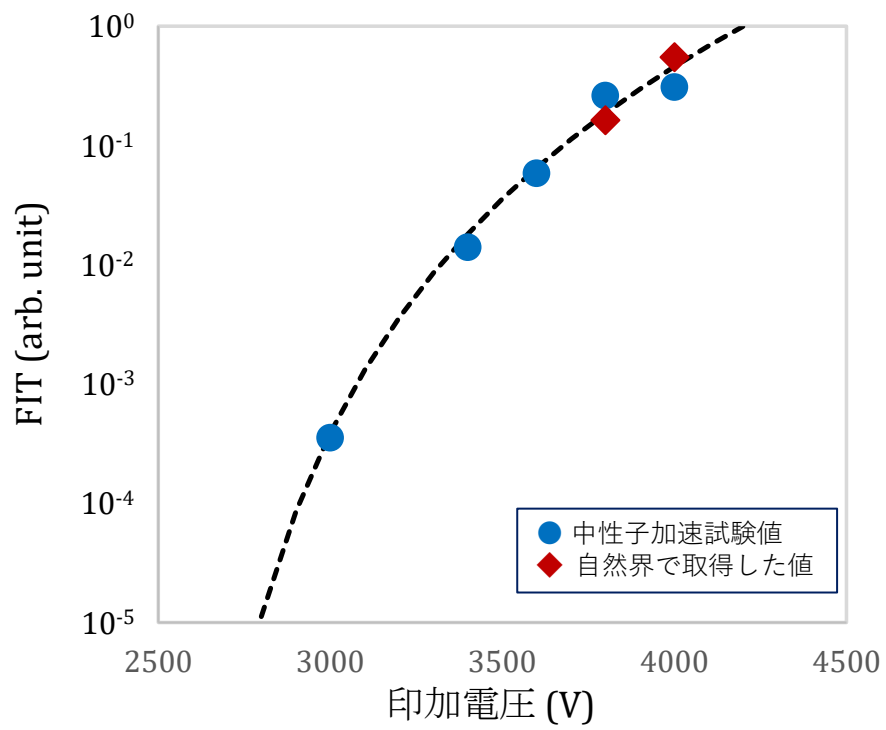


Fig.2.10 4500 V耐圧 IGBTモジュールでの故障率

2.5 本章のまとめ

J-PARC施設のNOBORU BL10の中性子線を用いた実験にて、各種耐圧クラスのIGBT及びダイオードにおいて、 $m=1$ の傾きのワイブル分布を得ることができた。このことから、BL10の中性子線照射によって宇宙線で生じる偶発故障を再現させ、所望の故障率の電圧依存性カーブを取得できることを確認した。また自然界における故障率とフィッティングすることにより加速率の見積もりを行い、これにより各耐圧クラスのIGBT、ダイオードチップの故障率カーブ作成及び所望の電圧条件にて故障率を見積もることが可能となった。

参考文献

- 1) P. Voss, K. H. Maier, W. Meczynski, H. W. Becker, E. Normand, J. L. Wert, D. I. Oberg, and P. P. Majewski, "Irradiation experiments with high-voltage power devices as a possible means to predict failure rates due to cosmic rays," Proc. 9th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs, Weimar, Germany, pp. 169–172, 1997.
- 2) F. Maekawa, K. Oikawa, M. Harada, T. Kai, S. Meigo, Y. Kasugai, M. Ooi, K. Sakai, M. Teshigawara, S. Hasegawa, Y. Ikeda, and N. Watanabe, "NOBORU: J-PARC BL10 for facility diagnostics and its possible extension to innovative instruments," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers Detect. Associated Equip., vol. 600, no. 1, pp. 335–337, Feb. 2009, doi: 10.1016/j.nima.2008.11.086.
- 3) Y. Iwamoto, M. Fukuda, Y. Sakamoto, A. Tamii, K. Hatanaka, K. Takahisa, K. Nagayama, H. Asai, K. Sugimoto, and I. Nashiyama, "Evaluation of the white neutron beam spectrum for single-event effects testing at the RCNP cyclotron facility," Nucl. Technol., vol. 173, no. 2, pp. 210–217, Feb. 2011, doi: 10.13182/NT11-A11550.
- 4) M. Harada, F. Maekawa, K. Oikawa, S.-i. Meigo, H. Takada, and M. Futakawa, "Application and validation of particle transport code PHITS in design of J-PARC 1 MW spallation neutron source," Prog. Nucl. Sci. Technol., vol. 2, pp. 872–878,

Oct. 2011, doi: 10.15669/pnst.2.872.

- 5) C. Felgemacher, S. V. Araújo, P. Zacharias, K. Neemann, and A. Gruber, "Cosmic radiation ruggedness of Si and SiC power semiconductors," in 2016 28th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), Prague, Czech Republic, pp. 51–54, 2016.
- 6) 北川賢司, “信頼性工学入門,” 株式会社コナ社, 1990年
- 7) H. R. Zeller, "Cosmic ray induced failures in high power semiconductor devices," *Solid State Electron.*, vol. 38, no. 12, pp. 2041–2046, Dec. 1995, doi: 10.1016/0038-1101(95)00082-5.
- 8) N. Kaminski, “Failure Rates of HiPak Modules due to Cosmic Rays,” Application Note 5SYA 2042-04. Zurich, Switzerland: ABB Switzerland Ltd, 2004.

第3章 宇宙線破壊の主要因調査

3.1 緒言

1.6で述べた通り、宇宙線による破壊のメカニズムとして大きく分けて二つのモデルが報告されている。1つめはバイポーラ動作によるラッチアップであり、もう一つはアバランシェ電流によるジュール熱破壊である[1]–[8]。EV等に用いられる1200 V以下の低耐圧クラスのIGBTは n^- ドリフト層が薄く、裏面 p^+ コレクタからの注入の影響を受けやすいため、バイポーラ動作モードが支配的とされているが、破壊モードがジュール熱による破壊からバイポーラ動作による破壊に変わる耐圧クラスの境界についての報告は様々である[2][3]。本章では破壊モードが切り替わる境界を含めて、支配的な破壊モードの解明を目的に実験評価を行った結果について述べる。

3.2 1700 V 耐圧の IGBT 構造を用いた実験

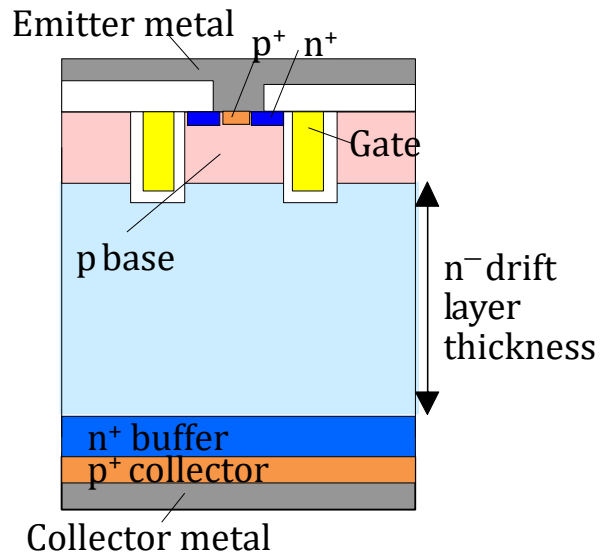
3.2.1 評価サンプル仕様

破壊モードのジュール熱からバイポーラ動作モードに切り替わる境界を含めた支配的な破壊モードの解析を行うために、裏面 p^+ コレクタ層を含む構造、および含まない構造のIGBTを用いて、 n^- ドリフト層の厚さを空乏層が n^+ バッファ層まで届かないノンパンチスルー状態から空乏層が n^+ バッファ層まで届くパンチスルー状態まで変化させて、故障率への影響を調査した。

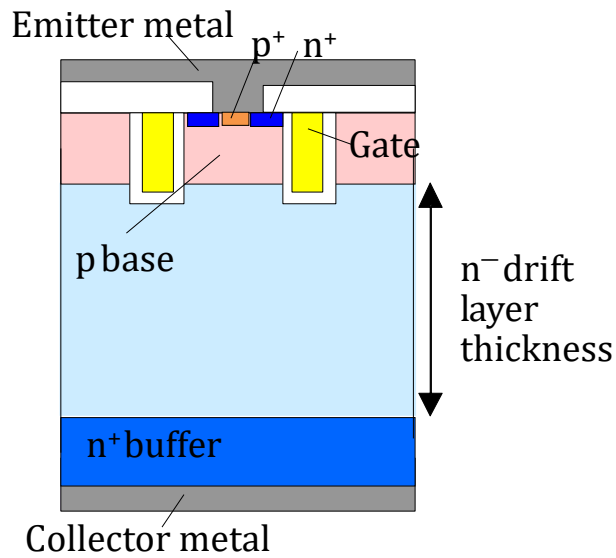
評価には1700 V耐圧のIGBTを用いた。Fig.3.1に評価サンプルの断面模式図を示す。表面エミッタ側の構造及び n^- ドリフト層濃度は同一で、裏面 p^+ コレクタ層を含む、もしくは含まない二つの構造を作成し、デバイスのコレクタとエミッタ間への印加電圧は一定として、それぞれ n^- ドリフト層の厚さを約90 μm から260 μm まで変えたサンプルを用いて、中性子照射による加速実験を

行った。 n^+ バッファ層は両者ともイオン打ち込みにより同一条件で形成されている。

製品化されている1700 V耐圧の n^- ドリフト層厚さは一般に150 μm から250 μm 程度である。バイポーラ動作モードが支配的な場合、裏面 p^+ コレクタ層がある構造では、 n^- ドリフト層厚を薄くしていくと、故障率が増加すると予想される。これは印加電圧が同じ場合、 n^- ドリフト層を薄くすると、 n^-/n^+ 境界の電界強度が高くなり、インパクトイオン化により電子が発生し易くなり、この電子が p^+ コレクタ、 n^- ドリフト層、 p ベース層で形成する寄生 pn pトランジスタのベース電流となり、寄生 pn pトランジスタが動作し、注入されたホールにより n^- ドリフト層、 p ベース層、 n^+ エミッタ層で形成する寄生 npn トランジスタが動作し、最終的に寄生 pn pnのサイリスタ動作によるラッチアップに繋がるためである。一方、裏面 p^+ コレクタ層が無い構造においては、 pn pのバイポーラ動作が生じないため、アバランシェ電流によるジュール熱破壊モードになると考えられる[2]–[5]。



(a)



(b)

Fig.3.1 評価サンプル断面模式図 ©2021 IEEE

(a) p^+ コレクタ有構造 (b) p^+ コレクタ無構造

3.2.2 破壊箇所解析

Fig.3.2に実験で破壊させたサンプルのチップ内破壊箇所の重ね書きマップを示す。裏面 p^+ コレクタの有無にかかわらず、両構造とも n^- ドリフト厚は87 μm 、217 μm 、257 μm である。バイポーラ動作モードによる破壊であればチップ内のアクティブ領域、アバランシェ電流によるジュール熱破壊であればターミネーション及びアクティブ領域の両方の可能性があるが、裏面 p^+ コレクタの有無にかかわらず、両構造とも破壊は n^- ドリフト厚によらず、チップ内でランダムに発生しており、サンプル仕様による差は見られなかった。このことは先行研究[4]–[6]の結果と一致する。

Fig.3.3、Fig.3.4に破壊箇所の写真を示す。 n^- ドリフト層厚217 μm 、87 μm のサンプルとも、裏面 p^+ コレクタ有無しの両方の構造を観察している。裏面 p^+ コレクタが有る構造で n^- ドリフト層厚が薄く、バイポーラモードが支配的になった場合、破壊箇所が大きくなることが予想されるが、こちらもサンプル仕様による差は見られなかった。よって、これら破壊マップ、破壊箇所写真からは破壊モードの違いは確認できない。

Fig.3.5に n^- ドリフト層厚は87 μm の裏面 p^+ コレクタ有、Fig.3.6に n^- ドリフト層厚は87 μm の裏面 p^+ コレクタ無しサンプルの破壊箇所断面写真を示す。断面は破壊領域の一部を切り取ったものであるため、破壊の起点は奥行方向にある可能性はあるが、両構造とも破壊による亀裂はエミッタ電極付近から裏面側はんだ接合付近まで広がっており、表面の局所的な現象ではないことがわかる。また両構造とも発熱によりエミッタ電極は溶融している。バイポーラ動作による破壊モードが生じる場合、 n^- ドリフト層厚の薄い87 μm の仕様でより顕在化されることが予想されるが、断面観察の結果、明確な違いは認められなかった。

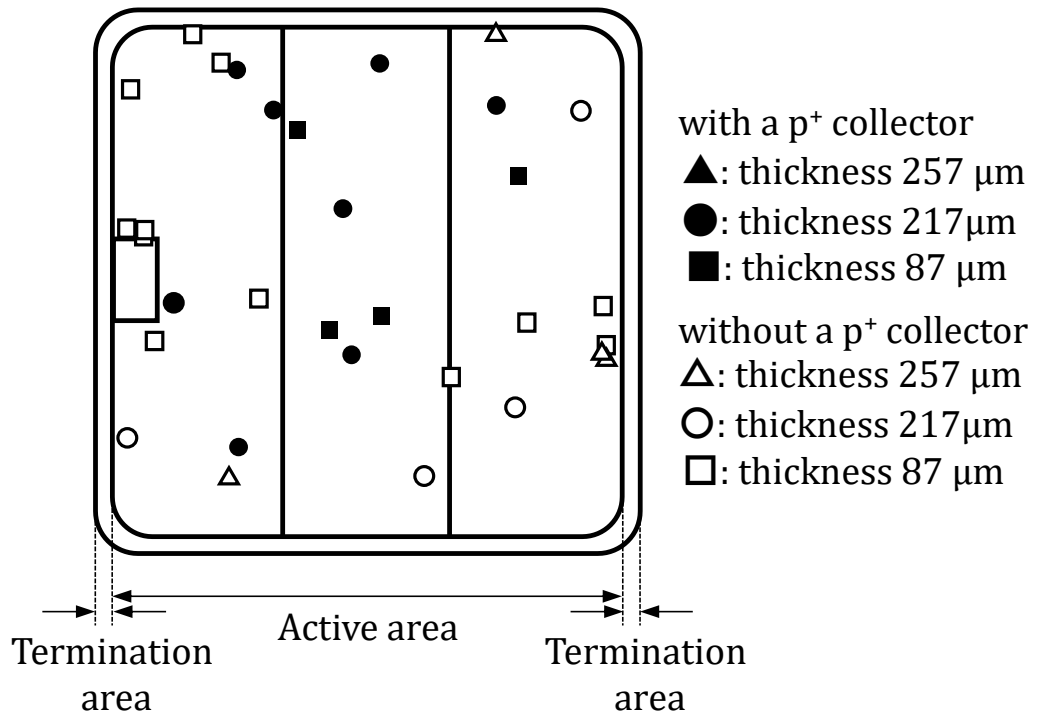
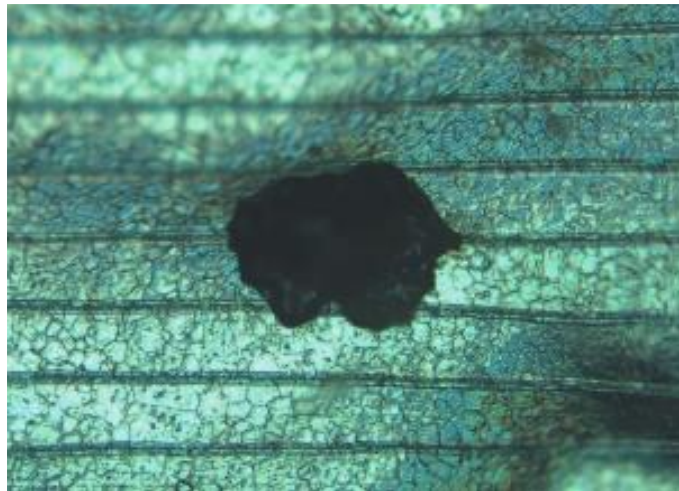
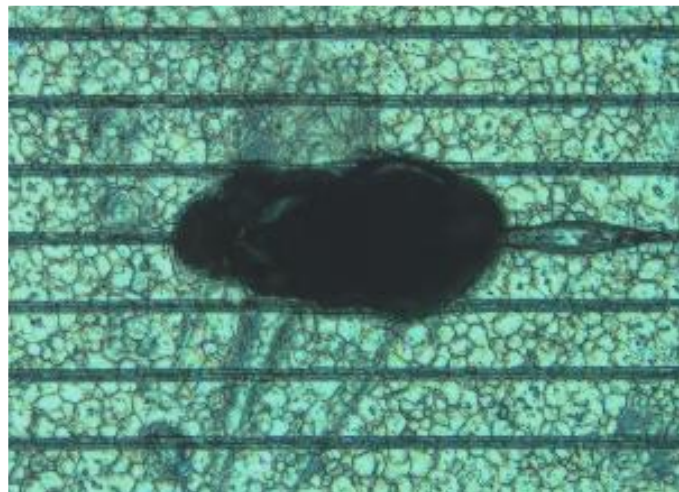


Fig.3.2 1700 V-IGBTチップでの破壊箇所マップ©2021 IEEE



(a)

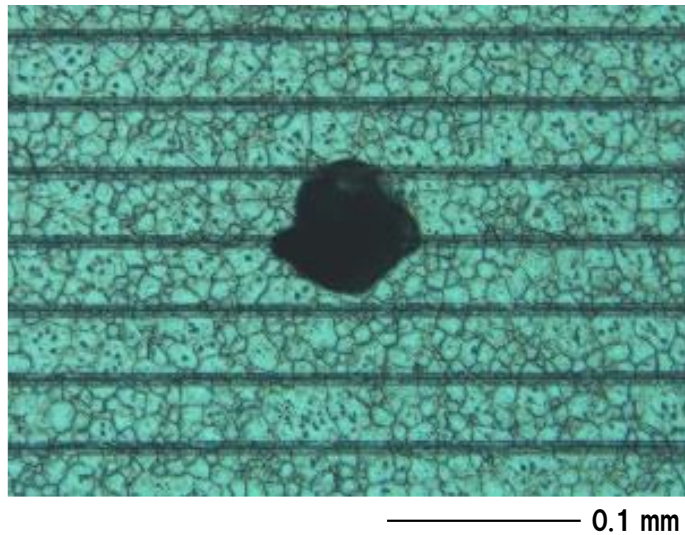


(b)

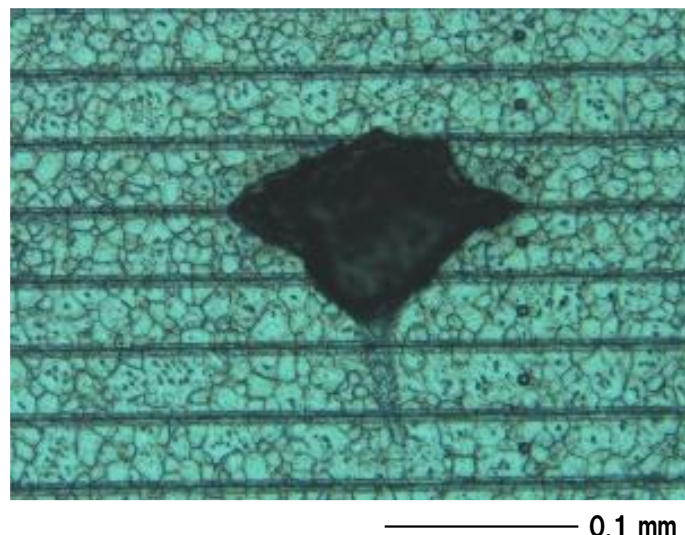
Fig.3.3 1700 V-IGBTチップでの破壊箇所写真©2021 IEEE

(a)n⁻ドリフト層厚さ217 μm/裏面p⁺層有り

(b)n⁻ドリフト層厚さ217 μm/裏面p⁺層無し



(a)



(b)

Fig.3.4 1700 V-IGBTチップでの破壊箇所写真©2021 IEEE

(a)n⁻ドリフト層厚さ87 μm/裏面p⁺層有り

(b)n⁻ドリフト層厚さ87 μm/裏面p⁺層無し

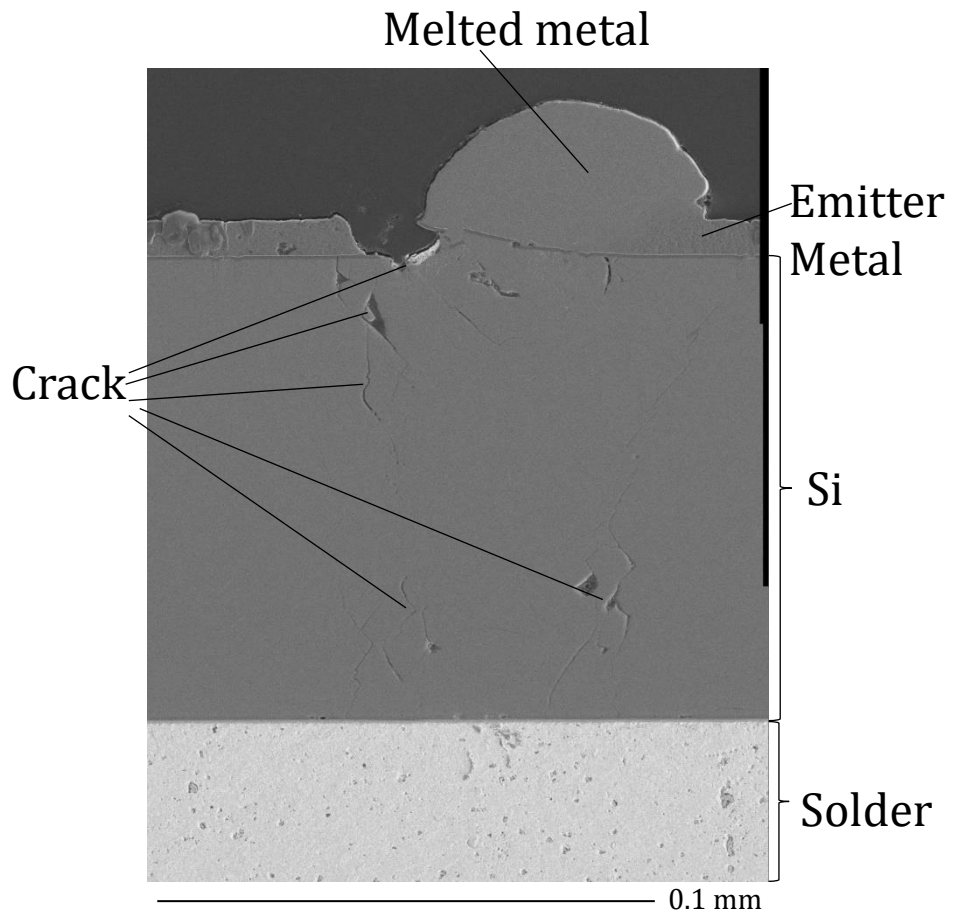


Fig.3.5 1700 V-IGBTチップ破壊箇所断面SEM写真
(n⁻ドリフト層厚さ87 μm /裏面p⁺層有りサンプル)

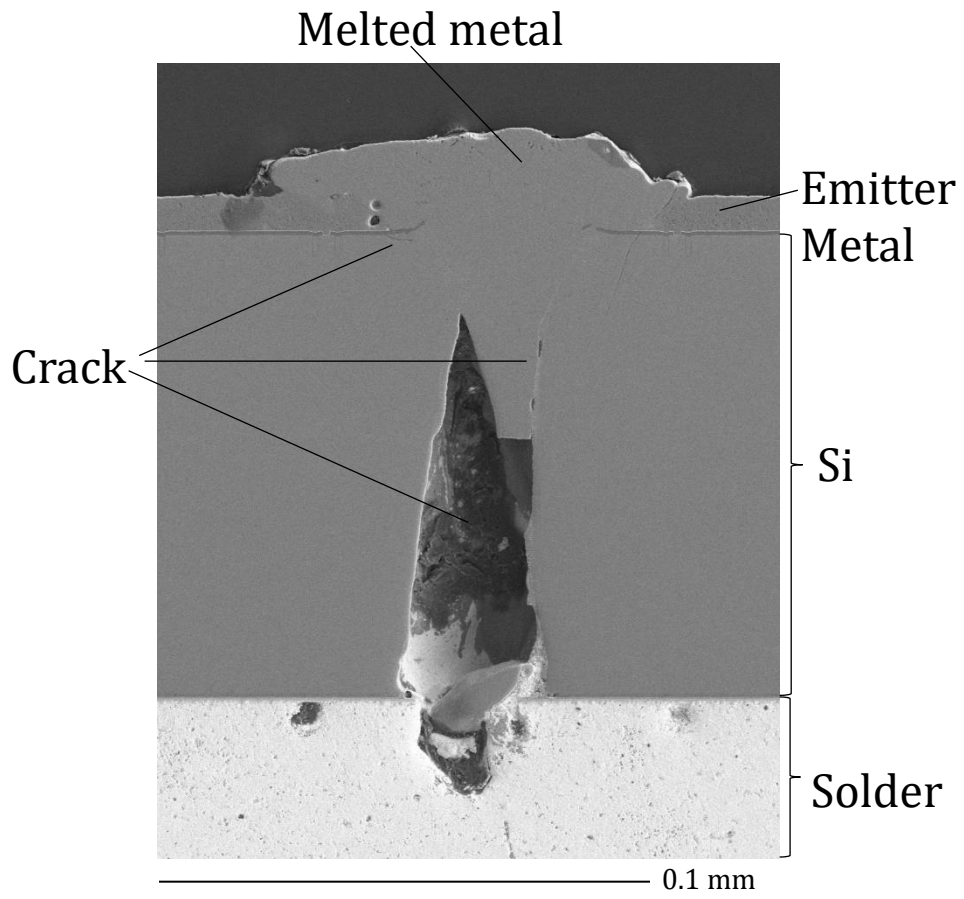


Fig.3.6 1700 V-IGBTチップ破壊箇所断面SEM写真
(n⁻ドリフト層厚さ87 μm/裏面p⁺層無しサンプル)

3.2.3 故障率のn⁻ドリフト層厚さ依存性

Fig.3.7に故障率のn⁻ドリフト層厚さ依存性を示す。印加電圧は一定であるが、評価に用いた全てのデバイスでアバランシェしない範囲で可能な限り高い電圧とした。

n⁻ドリフト層厚さを薄くしていくと故障率が増えていくのがわかる。n⁻ドリフト層厚さが薄くなると電界強度は高くなるため、これは高い電界をかけるとサンプルの故障率が高くなることを意味する。一方、裏面p⁺コレクタが有る構造と無い構造で、90 μm以下のn⁻ドリフト層厚さにおいても故障率の差は見られない。この厚さは一般にEV用等の750 V耐圧クラスのIGBTに用いられる領域である。

本結果からnpnバイポーラトランジスタ動作による破壊は生じていないと推定できる。何故なら裏面p⁺層の有無に関わらず、故障率に明確な違いが見られなかったためである。裏面p⁺はコレクタ側でpnp構造を形成して、エミッタ側のnpnトランジスタのベース電流を増加させる。特にn⁻ドリフト厚が薄い場合に顕著となるはずであるにもかかわらず裏面p⁺の無い構造と故障率は変わらなかった。

実際の750 V耐圧のような低耐圧クラスのIGBTではn⁻ドリフト層の抵抗率が低く、空乏層の伸びは小さいため、n⁻ドリフト層とn⁺バッファ層境界の電界は低くなるが、この実験からは1700 V耐圧デバイスに用いるような高い抵抗率を用い、より空乏層が伸びることで、n⁻ドリフト層とn⁺バッファ層境界の電界が高くなり、pnpトランジスタ動作がしやすい状態においてもバイポーラ動作による破壊が生じていないことが確認できる。よって低耐圧クラスのIGBTでは本実験より更にバイポーラ動作による破壊は生じにくいと推測できる。

本説明の補足としてFig.3.8に同じ印加電圧で、抵抗率が異なる場合の電界分布模式図を示す。Fig.3.7に示したデータでは裏面p⁺を含む構造で

わずかにFITが高くなっているが、寄与は非常に小さい。この結果は、低耐圧クラスのIGBTにおいても、バイポーラトランジスタ動作ではなく、高電界下でのアバランシェ電流によるジュール熱破壊が支配的なモードであることを示している。一方で n^- ドリフト厚が厚くなり、空乏層が n^+ バッファに届かない領域でFITはほぼ一定となっている。この領域では各サンプルとも電界分布は同じとなる。

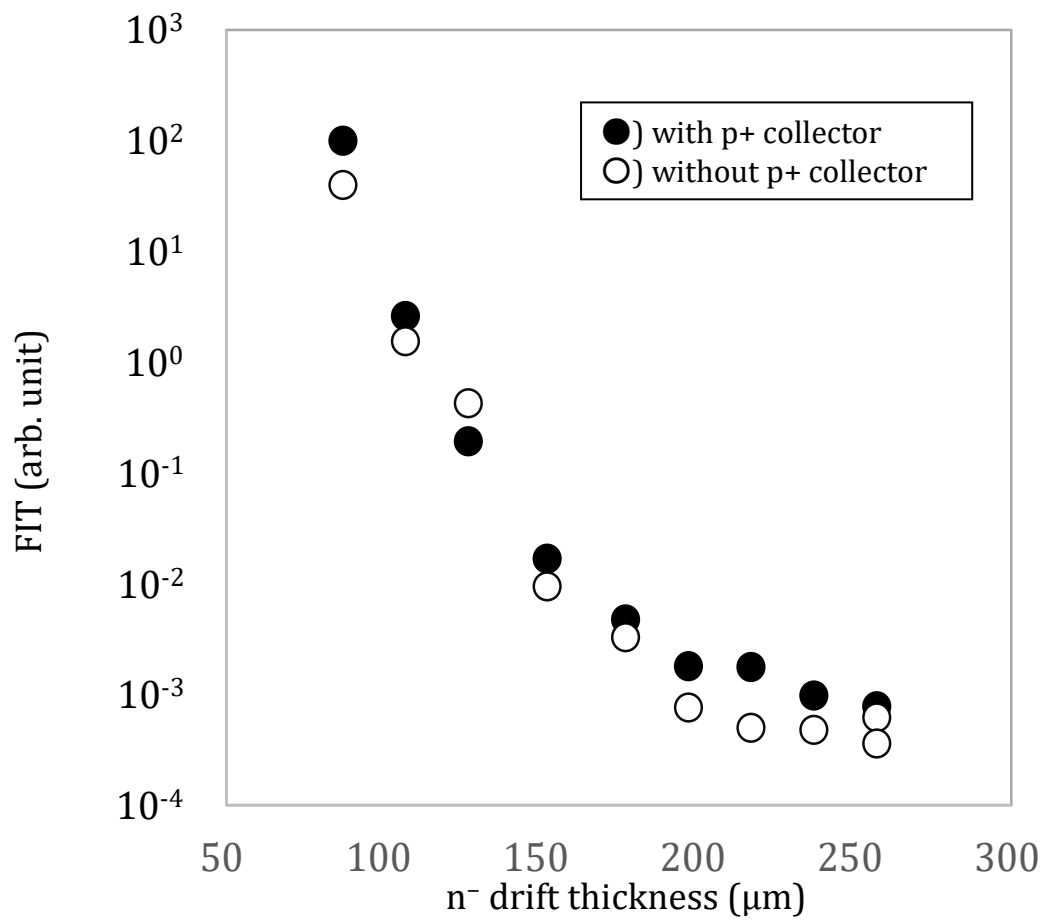


Fig.3.7 故障率の n^- ドリフト層厚依存性 ©2021 IEEE

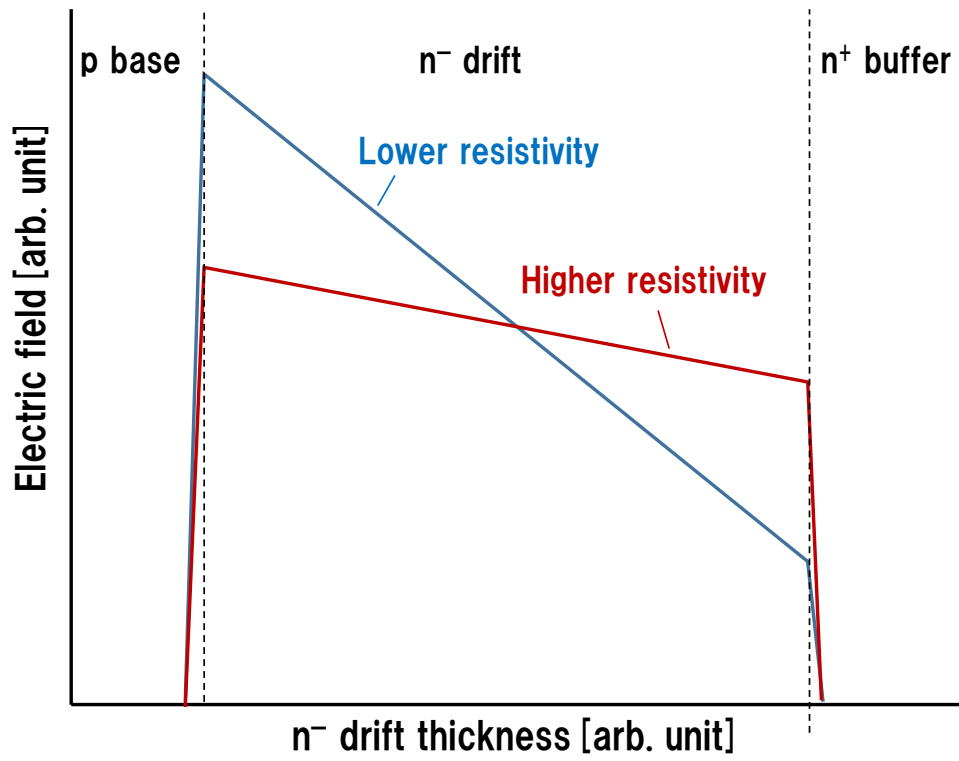


Fig.3.8 n^- ドリフト層抵抗率が異なる場合の電界分布模式図

3.2.4 故障率の電界強度依存性

Fig.3.9に電界と故障率の関係を示す。電界は空乏層幅で平均化した値（具体的には印加電圧を空乏層幅で割ったもの）である。裏面 p^+ の有無にかかわらず、両構造ともに、電界が強くなるとともに故障率は増加し、変曲点は見られなかった。この関係は n^- ドリフト層が最も薄い $90\ \mu\text{m}$ 以下の場合においても、寄生トランジスタ動作による破壊モードが生じていないことを意味し、故障率は電界にのみ影響されることがわかる。これはもしバイポーラ動作が生じた場合、裏面 p^+ を有する構造では n^- ドリフト層が薄くなることによりゲインが高くなるため、故障率が高くなるはずであるが、結果では差が見られないためである。

また低電界側では破壊点が重なっている。これは n^- ドリフト層厚が $240\ \mu\text{m}$ 以上のサンプルであり、空乏層が n^+ バッファ層に届かないNPT構造となるため電界強度は同一となるためである。故障率も同程度となっており、本結果からも、電界強度が重要なパラメータであることが確認できる。

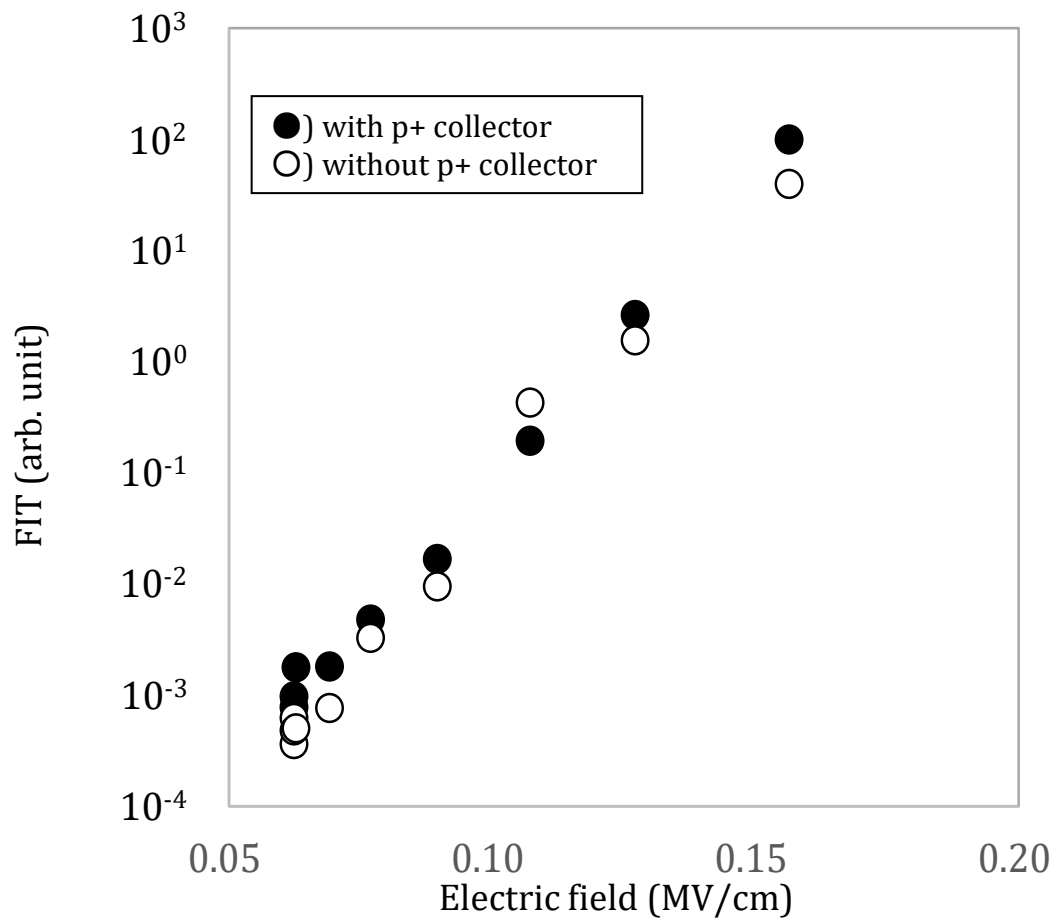


Fig.3.9 故障率の電界強度依存性©2021 IEEE

3.2.5 故障率の n^- ドリフト層抵抗率依存性

Fig.3.10に n^- ドリフト層抵抗率と故障率の関係を示す。構造はFig.3.1と同じ構造であり、裏面 p^+ コレクタ層を有し、抵抗率のみが違うサンプルであり、印加電圧は一定としている。図に示すように、抵抗率が低くなると故障率が高くなった。この実験に用いたサンプルの n^- ドリフト層抵抗率は空乏層が n^+ バッファ層に到達しない範囲であり、抵抗率が低い場合、 p ベースと n^- ドリフト層接合の最大電界及び印加電圧を空乏層幅で平均化した電界の両方が高くなるが、本結果は抵抗率が低く、電界が高くなると故障率が増加することを示している。

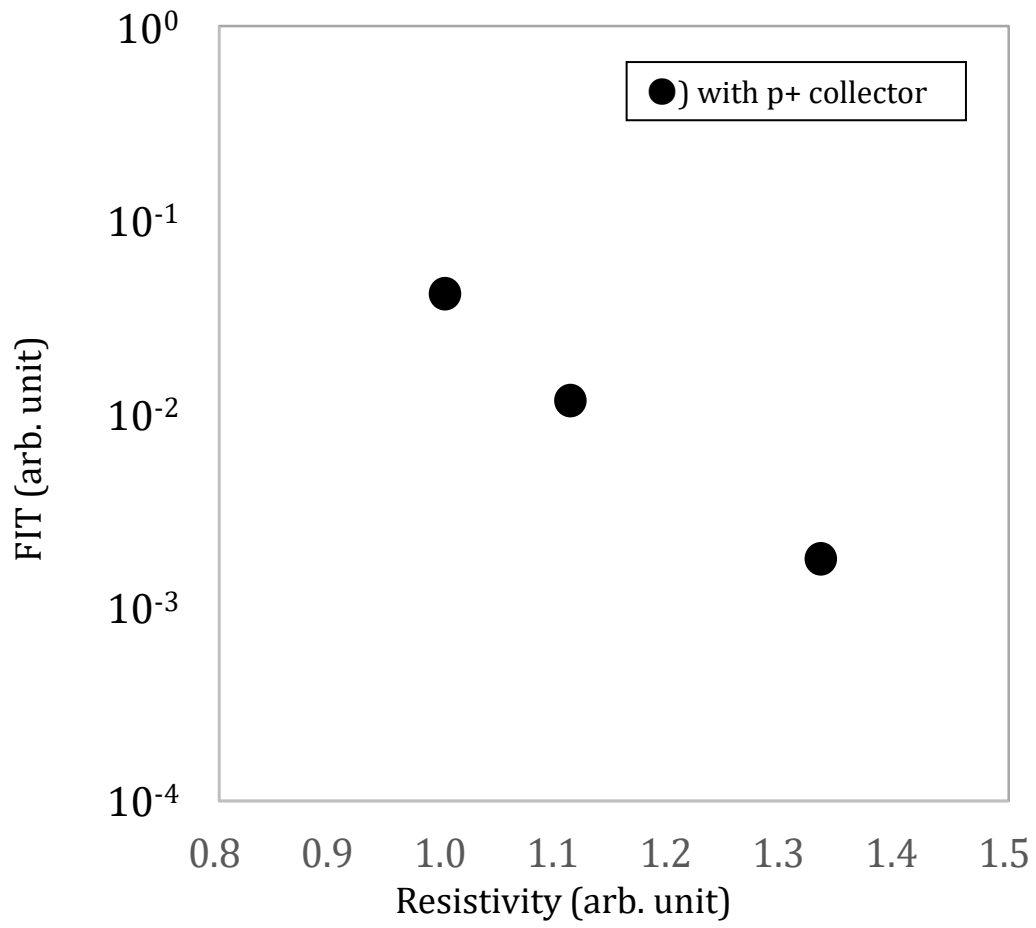


Fig.3.10 故障率のn⁻ドリフト層抵抗率依存性 ©2021 IEEE

3.3 本章のまとめ

1700 V耐圧のIGBTをベースにした裏面 p^+ コレクタ層を有する、および有さない二つの構造で、且つ n^- ドリフト層の異なるサンプルを用いて中性子加速試験を実施した。 n^- ドリフト層の厚さ90 μm 以下を含めて、全ての厚さにおいて、裏面 p^+ コレクタ層が有る構造と裏面 p^+ コレクタ層が無い構造で故障率は同程度であることから、低耐圧クラスを含めてバイポーラ動作モードでの破壊発生は無く、IGBTの支配的な破壊モードが高電界下でのアバランシェ電流によるジュール熱破壊であるという結論を得た。裏面 p^+ コレクタ層を有する構造、有さない構造とも電界強度と故障率の相関が同様にとれており、電界強度が故障率に影響する重要なパラメータであることを確認した。また、破壊箇所の物理解析においても裏面 p^+ コレクタ層を有する構造と有さない構造で、破壊箇所、破壊状況に差はなく、破壊解析の結果からも破壊モードの違いがないことを確認した。

参考文献

- 1) H. Kabza, H-J. Schulze, Y. Gerstenmaier, P. Voss, J. Wilhelmi, W. Schmid, F. Pfirsch, and K. Platzöder, "Cosmic radiation as a cause for power device failure and possible countermeasures," in Proc. 6th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), Davos, Switzerland, pp. 9–12, 1994.
- 2) T. Nitta, Y. Sakiyama, R. Kotani, T. Inoue, R. Ohara, K. Sano, M. Yamaguchi, and G. Tchouangue, "Cosmic ray failure mechanism and critical factors for 3.3kV hybrid SiC modules," PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 566–572, 2016.
- 3) G. Soelkner, "Ensuring the reliability of power electronic devices with regard to terrestrial cosmic radiation," *Microelectronics Rel.*, vol. 58, pp. 39–50, Mar. 2016, doi: 10.1016/j.microrel.2015.12.019.
- 4) S. Nishida, T. Shoji, T. Ohnishi, T. Fujikawa, N. Nose, M. Ishiko, and K. Hamada, "Cosmic ray ruggedness of IGBTs for hybrid vehicles," 2010 22nd Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), Hiroshima, Japan, pp. 129–132, 2010.
- 5) T. Shoji, S. Nishida, and K. Hamada, "Triggering mechanism for neutron induced single-event burnout in power devices," *Japanese J. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 4S, p. 04CP06, Apr. 2013, doi: 10.7567/jjap.52.04cp06.

- 6) K. Suzuki, Y. Yoshiura, K. Uryu, T. Minato, M. Tarutani, Y. Miyazaki, H. Uemura, T. Hagihara, S. Momii, Y. Kusakabe, M. Nakamura, Y. Fujita, and K. Takakura, "Tight relationship among field failure rate, single event burn-out (SEB) and cold bias stability (CBS) as a cosmic ray endurance for IGBT and diode," 2018 IEEE 30th Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), Chicago, IL, USA, pp. 184–187, 2018.
- 7) C. Weiß, G. Wachutka, A. Härtl, F. Hille and F. Pfirsch, "Predictive physical model of cosmic-radiation-induced failures of power devices," 2012 15th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC), pp. LS2e.3-1-LS2e.3-5, 2012, doi: 10.1109/EPEPEMC.2012.6397423.
- 8) W. Kaindl, G. Soelkner, H. J. Schulze, and G. Wachutka, "Cosmic radiation-induced failure mechanism of high voltage IGBT," Proc. 17th Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), 2005, Santa Barbara, CA, USA, pp. 199–202, 2005.

第4章 シミュレーションを用いたメカニズム解析

4.1 緒言

第3章において、IGBT破壊の支配的なモードが高電界下でのアバランシェ電流による熱破壊モードであることを明らかにした。宇宙線によるデバイスの破壊現象については、過去にシミュレーションを用いて解析した例が報告されている[1]–[6]。本章ではシミュレーションを用いたメカニズム解析を行い、第3章の実験で得た結果についてデバイス内部での現象を明らかにする。デバイス構造は第3章で用いた1700 V耐圧のIGBTとした。

4.2 シミュレーションモデル

シミュレーションソフトウェアはシノプシス社 TCAD(Technology Computer Aided Design)の重イオンモデルを用いた[7]。初めに本シミュレーションモデルについて説明する。

4.2.1 デバイスシミュレーション

デバイスシミュレーションでは、キャリアと電位分布をポアソン方程式によって、電子とホール電流は電流連続の式によって計算される[8]。Fig4.1に本シミュレーションに用いた1700 V耐圧IGBTの断面構造を示す。2次元での計算で奥行きは1 μm となる。電極はエミッタ、コレクタ、ゲートと接続され、いずれもオーミックコンタクトとなる。n⁻ドリフト層のメッシュは計算速度を上げるため2 μm ～1 μm と粗く、エミッタ電極付近の拡散層は0.2 μm ～0.005 μm 、及びコレクタ電極付近の拡散層は2 μm ～0.02 μm 、照射箇所であるn⁻ドリフト層の中央では0.2 μm ～0.05 μm と細かいメッシュで指定しており、拡散層の濃度変化に応じてメッシュが細くなるよう設定している。

時間領域の分割は 10^{-7} ～ 10^{-30} sとして波形の過渡状態により可変となる。

基礎方程式を以下に示す。電荷保存則を表す連続の方程式は各々式(4.1)、式(4.2)となる

$$\nabla \cdot J_n = q(R_{\text{net},n} - G_{\text{net},n}) + q \frac{\partial n}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\nabla \cdot J_p = q(R_{\text{net},p} - G_{\text{net},p}) + q \frac{\partial p}{\partial t} \quad (4.2)$$

$R_{\text{net},n}$ と $R_{\text{net},p}$ は各々電子とホールの正味再結合率。 $G_{\text{net},n}$ と $G_{\text{net},p}$ は各々電子とホールの正味発生率。 J_n は電子電流密度、 J_p はホール電流密度。 n と p は各々電子とホール密度である。

ポアソン方程式は誘電率 ϵ 、電位 ψ 、電荷 q 、ドナー濃度 N_D 、アクセプタ濃度 N_A を用いて次式で表される。

$$\nabla \cdot (\epsilon \cdot \nabla \psi) = -q(p - n + N_D - N_A) \quad (4.3)$$

キャリア輸送モデルにはマクスウェル・ボルツマン統計が用いられる。バンドギャップモデルには式(4.4)で表されるBandgap Narrowing for Slotboomを用いた[9]–[12]。 ΔE_g^0 はバンドギャップ補正量、 N_{tot} はドナー濃度とアクセプタ濃度の合計である。本モデルはベース濃度の異なるトランジスタに対する μn_i^2 の測定に基づいている。 E_{ref} と N_{ref} は各々フィッティングパラメータであり、参考文献[7]のTCADマニュアル「Sentaurus TM Device User Guide” Version N-2017.09, September 2017」、p.261のTable 37に記載されているデフォルト値を用いた。量子効果は考慮されていない。

$$\Delta E_g^0 = E_{\text{ref}} \left[\ln \left(\frac{N_{\text{tot}}}{N_{\text{ref}}} \right) + \sqrt{\left(\ln \left(\frac{N_{\text{tot}}}{N_{\text{ref}}} \right) \right)^2 + 0.5} \right] \quad (4.4)$$

移動度には不純物イオンとの相互作用による移動度低下を考慮した Masetti モデル、過剰キャリアの散乱による移動度低下を考慮した Conwell–Weisskopf モデル、高電界でのドリフト速度飽和性を考慮した Extended Canali モデル、MOSチャネルにおける移動度低下については Enhanced Lombardi モデルを用いた。

Masetti モデルは式 (4.5) で表され、 $N_{A,0}$ 、 $N_{D,0}$ は各々アクセプタ濃度、ドナー濃度であり、各パラメータ値 $\mu_{\text{min}1}$ 、 $\mu_{\text{min}2}$ 、 μ_1 、 P_c 、 C_r 、 C_s 、 α 、 β は同マニュアル p.320、p.321 の Table 47 に記載されているデフォルト値を用いた [13]。温度依存性は式 (4.6) で表され、式 (4.5) の μ_{const} は式 (4.6) の値が用いられ、各パラメータ値 μ_L 、 ζ には p.318 の Table 46 記載のデフォルト値を用いた。

$$\mu_{\text{dop}} = \mu_{\text{min}1} \exp \left(-\frac{P_c}{N_{A,0} + N_{D,0}} \right) + \frac{\mu_{\text{const}} - \mu_{\text{min}2}}{1 + \left(\frac{N_{A,0} + N_{D,0}}{C_r} \right)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + \left(\frac{C_s}{N_{A,0} + N_{D,0}} \right)^\beta} \quad (4.5)$$

$$\mu_{\text{const}} = \mu_L \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{-\zeta} \quad (4.6)$$

Conwell–Weisskopf モデルは式 (4.7) で表され、 T は温度、 n 、 p は各々電子とホール密度、各パラメータ値 D 、 F は同マニュアル p.327 の Table 53 記載のデフォルト値を用いた [14][15]。

$$\mu_{\text{eh}} = \frac{D \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{np}} \left[\ln \left(1 + F \left(\frac{T}{300\text{K}} \right)^2 (pn)^{-\frac{1}{3}} \right) \right]^{-1} \quad (4.7)$$

Extended Canaliモデルは式(4.8)で表され、 F_{hfs} は電界強度であり、 β 、 v_{sat} は各々式(4.9)、(4.10)で表される[16]。 μ_{low} は式(4.6)の μ_{const} と等しく、各パラメータ値 α 、 β_0 、 β_{exp} 、 $v_{sat,0}$ 、 $v_{sat,exp}$ は同マニュアルのp.364のTable 67, p.369のTable 73記載のデフォルト値を用いた。

$$\mu(F) = \frac{(\alpha + 1)\mu_{low}}{\alpha + \left[1 + \left(\frac{(\alpha + 1)\mu_{low}F_{hfs}}{v_{sat}}\right)^\beta\right]^{\frac{1}{\beta}}} \quad (4.8)$$

$$\beta = \beta_0 \left(\frac{T}{300K}\right)^{\beta_{exp}} \quad (4.9)$$

$$v_{sat} = v_{sat,0} \left(\frac{300K}{T}\right)^{v_{sat,exp}} \quad (4.10)$$

Enhanced Lombardiモデルは式(4.11)で表され、 $N_{A,0}$ 、 $N_{D,0}$ は各々アクセプタ濃度、ドナー濃度であり、 T は温度、 F_\perp はシリコンと酸化膜界面に対して垂直方向の電界強度であり、各パラメータ値 B 、 C 、 λ 、 k 、 N_0 、 N_2 は、同マニュアルのp.335のTable 58記載のデフォルト値を用いた[17]。

$$\mu_{ac} = \frac{B}{F_\perp} + \frac{C \left(\frac{N_{A,0} + N_{D,0} + N_2}{N_0}\right)^\lambda}{F_\perp^{\frac{1}{3}} \left(\frac{T}{300K}\right)^k} \quad (4.11)$$

その他、各物性値(誘電率、電子親和力、有効質量等)はSiの値に従う。キャリアの生成・消滅モデルとしては、Shockley-Read-Hall(SRH)再結合、オージェ再結合及びアバランシェを考慮している。

SRH再結合レート R_{net}^{SRH} は式(4.12)で表され、 τ_n 、 τ_p はそれぞれ電子とホー

ルのライフタイムであり、不純物濃度依存、温度依存を考慮している。 n_i は真性キャリア密度である。

$$R_{\text{net}}^{\text{SRH}} = \frac{np - n_i^2}{\tau_p(n + n_i) + \tau_n(p + n_i)} \quad (4.12)$$

ライフタイムの不純物濃度依存性は式(4.13)で表され、 $N_{A,0}$ 、 $N_{D,0}$ は各々アクセプタ濃度、ドナー濃度であり、各パラメータ値 τ_{\min} 、 τ_{\max} 、 N_{ref} 、 γ は同マニュアルのp.395、p.396のTable 77記載のデフォルト値を用いた[18]。

$$\tau_{\text{dop}}(N_{A,0} + N_{D,0}) = \tau_{\min} + \frac{\tau_{\max} - \tau_{\min}}{1 + \left(\frac{N_{A,0} + N_{D,0}}{N_{\text{ref}}}\right)^\gamma} \quad (4.13)$$

ライフタイムの温度依存性は式(4.14)で表され、 T は温度、 τ_0 は同マニュアルのp.395、p.396のTable 77記載のデフォルト値を用いているが、 α はフィッティング値2.1を用いている。

$$\tau(T) = \tau_0 \left(\frac{T}{300\text{K}}\right)^\alpha \quad (4.14)$$

バンド間のオージェ再結合レート R_{net}^A は式(4.15)で与えられる[19][20][21]。 n 、 p は各々電子とホール密度、 n_i は真性キャリア密度であり、 C_n 、 C_p はそれぞれオージェ係数であり、各々式(4.16)、(4.17)で表され、 T は温度、 $T_0=300\text{K}$ 、各パラメータ値 $A_{A,n}$ 、 $B_{A,n}$ 、 $C_{A,n}$ 、 H_n 、 $N_{0,n}$ 、 $A_{A,p}$ 、 $B_{A,p}$ 、 $C_{A,p}$ 、 H_p 、 $N_{0,p}$ は、同マニュアルのp.409のTable 79記載のデフォルト値を用いた。

$$R_{\text{net}}^A = (C_n n + C_p p)(np - n_i^2) \quad (4.15)$$

$$C_n(T) = \left(A_{A,n} + B_{A,n} \left(\frac{T}{T_0} \right) + C_{A,n} \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right) \left[1 + H_n \exp \left(-\frac{n}{N_{0,n}} \right) \right] \quad (4.16)$$

$$C_p(T) = \left(A_{A,p} + B_{A,p} \left(\frac{T}{T_0} \right) + C_{A,p} \left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right) \left[1 + H_p \exp \left(-\frac{p}{N_{0,p}} \right) \right] \quad (4.17)$$

アバランシェによるキャリア生成 G_{ii} は式 (4.18) で表され、 q は素電荷量、 J_n 、 J_p は各々電子、ホール of 電流密度ベクトルである。 α_n 、 α_p はイオン化係数であり、van Overstraeten - de Man モデルが用いられ式 (4.19) で表され、 γ は (4.20) で表される [22][23]。 F_{ava} は電界強度、 k はボルツマン定数、 T は温度、 $T_0=300\text{K}$ であり、各パラメータ値 a 、 b 、 $\hbar\omega_{\text{op}}$ は同マニュアルの p.417 の Table 81 記載のデフォルト値を用いた。

$$G_{ii} = \frac{1}{q} (\alpha_n |J_n| + \alpha_p |J_p|) \quad (4.18)$$

$$\alpha(F_{\text{ava}}) = \gamma a \exp \left(-\frac{\gamma b}{F_{\text{ava}}} \right) \quad (4.19)$$

$$\gamma = \frac{\tanh \left(\frac{\hbar\omega_{\text{op}}}{2kT_0} \right)}{\tanh \left(\frac{\hbar\omega_{\text{op}}}{2kT} \right)} \quad (4.20)$$

なお式 (4.4) ~ (4.20) に用いたパラメータ値 (TCAD デフォルト値) については Table.4.1 にも纏めている。

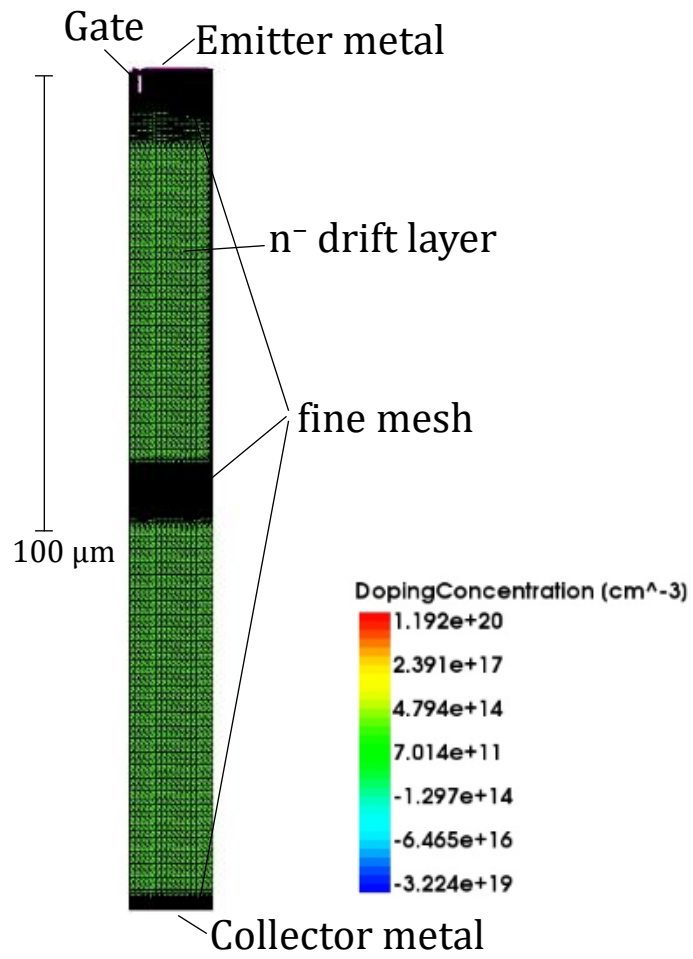


Fig.4.1 シミュレーションの計算領域

4.2.2 重イオンモデル

本シミュレーションに用いた重イオンモデルについて説明する。重イオンが侵入した際の模式図をFig.4.2に示す。重イオンの軌跡は長さによって定義され、軌跡に対して垂直方向の発生キャリアはガウス分布に従うと仮定される。内部状態は有限要素法で計算される。重イオンによるキャリア発生率は次(4.21)で表される。

$$G(l, w, t) = G_{\text{LET}}(l)G(l)R(w, l)T(t) \quad (4.21)$$

$l > l_{\text{max}}$ (l は重イオン軌跡の長さ)の場合は式(4.22)となる。

$$G(l, w, t) = 0 \quad (4.22)$$

l が l_{max} 以下では $R(w, l)$ と $T(t)$ は発生率の空間的および時間的変化を記述する関数となり、 $G_{\text{LET}}(l)$ は線形エネルギー発生密度であり単位はpair/cm³で表される。 $T(t)$ はガウス関数として式(4.23)で定義される。 t_0 は重イオンが侵入した瞬間であり、 s_{hi} はガウス分布の特性値となとなり、参考文献[7]のTCADマニュアル「Sentaurus TM Device User Guide” Version N-2017.09, September 2017」、p.671のTable 125記載のデフォルト値を用いた。値は本論文のTable 4.1にも記載している。

$$T(t) = \frac{2\exp\left(-\left(\frac{t-t_0}{\sqrt{2}s_{\text{hi}}}\right)^2\right)}{\sqrt{2}s_{\text{hi}}\sqrt{\pi}\left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t_0}{\sqrt{2}s_{\text{hi}}}\right)\right)} \quad (4.23)$$

空間的な分布を示す $R(w, l)$ はガウス関数で式(4.24)で定義される。

$$R(w, l) = \exp\left(-\left(\frac{w}{w_t(l)}\right)^2\right) \quad (4.24)$$

w は軌跡から垂直方向の距離として定義される半径を表す。特性距離 w_t は l の関数である。本シミュレーションでは固定値として $0.5 \mu\text{m}$ を用いた。線形エネルギー輸送 (LET)発生密度 $G_{LET}(l)$ は式(4.25)で与えられる。

$$G_{LET}(l) = k'[LET_f(l)] \quad (4.25)$$

$LET_f(l)$ は入射量で単位は $\text{pC}/\mu\text{m}$ であり l の関数である。本シミュレーションでは固定値として $0.02 \text{ pC}/\mu\text{m}$ を用いた。本研究に用いた計算は2次元モデルであり、 k' 値及び奥行 d は各々式(4.26)、(4.27)となる。

$$k' = \frac{1}{\sqrt{\pi}w_t d} \quad (4.26)$$

$$d = 1\mu\text{m} \quad (4.27)$$

本モデルには温度パラメータは含んでいない。また、今回のシミュレーションにおいて、その後の現象に自己発熱モードは含めていない。

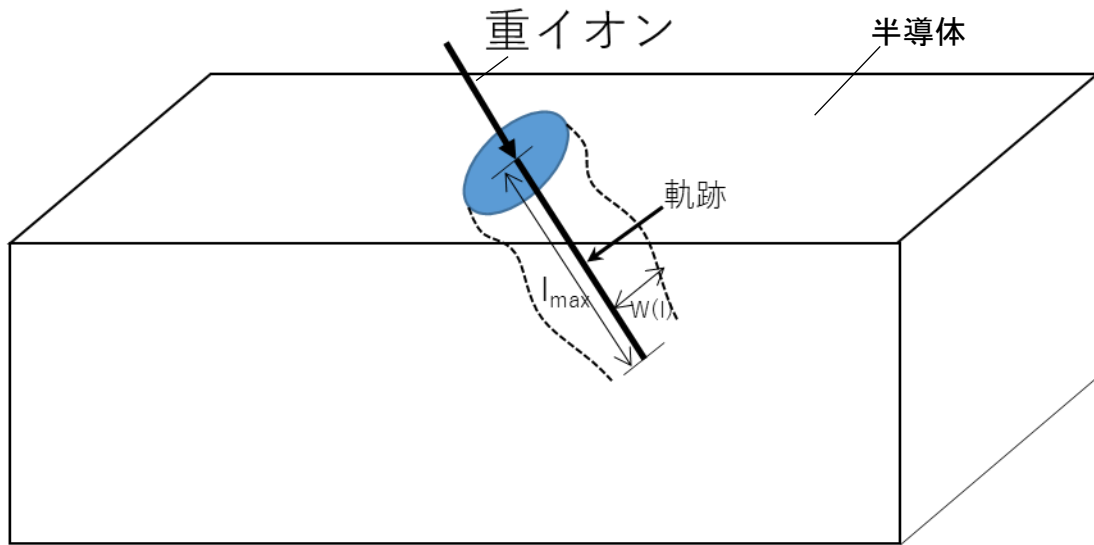


Fig.4.2 重イオンの半導体侵入模式図[7]

Table. 4.1 各モデルのパラメータ値

項目	記号	パラメータ値	単位	式	マニュアル表番号 [7]
Bandgap Narrowing for Slotboom モデル	E_{ref}	6.92×10^{-3}	eV	(4.4)	Table 37
	N_{ref}	1.3×10^{17}	cm^{-3}		
Masetti モデル	$\mu_{\text{min1}}(\text{electrons})$	52.2	cm^2/V_s	(4.5)	Table 47
	$\mu_{\text{min1}}(\text{holes})$	44.9	cm^2/V_s		
	$\mu_{\text{min2}}(\text{electrons})$	52.2	cm^2/V_s		
	$\mu_{\text{min2}}(\text{holes})$	0	cm^2/V_s		
	$\mu_1(\text{electrons})$	43.4	cm^2/V_s		
	$\mu_1(\text{holes})$	29.0	cm^2/V_s		
	$P_c(\text{electrons})$	0	cm^{-3}		
	$P_c(\text{holes})$	9.23×10^{16}	cm^{-3}		
	$C_r(\text{electrons})$	9.68×10^{16}	cm^{-3}		
	$C_r(\text{holes})$	2.23×10^{17}	cm^{-3}		
	$C_s(\text{electrons})$	3.43×10^{20}	cm^{-3}		
	$C_s(\text{holes})$	6.10×10^{20}	cm^{-3}		
	$\alpha(\text{electrons})$	0.680	1		
	$\alpha(\text{holes})$	0.719	1		
移動度の温度依存	$\mu_L(\text{electrons})$	1417	cm^2/V_s	(4.6)	Table 46
	$\mu_L(\text{holes})$	470.5	cm^2/V_s		
	$\zeta(\text{electrons})$	2.5	1		
	$\zeta(\text{holes})$	2.2	1		

Table. 4.1 各モデルのパラメータ値(続き)

項目	記号	パラメータ値	単位	式	マニュアル表番号[7]
Conwell-Weisskopfモデル	D	1.04×10^{21}	$\text{cm}^{-1}\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$	(4.7)	Table 53
	F	7.452×10^{13}	cm^{-2}		
Extended Canaliモデル	$\alpha(\text{electrons})$	0	1	(4.8)	Table 67
	$\alpha(\text{holes})$	0	1		
	$\beta_0(\text{electrons})$	1.109	1	(4.9)	
	$\beta_0(\text{holes})$	1.213	1		
	$\beta_{\text{exp}}(\text{electrons})$	0.66	1		
	$\beta_{\text{exp}}(\text{holes})$	0.17	1		
	$v_{\text{sat},0}(\text{electrons})$	1.07×10^7	cm/s	(4.10)	Table 73
	$v_{\text{sat},0}(\text{holes})$	8.37×10^6	cm/s		
	$v_{\text{sat,exp}}(\text{electrons})$	0.87	1		
	$v_{\text{sat,exp}}(\text{holes})$	0.52	1		
Enhanced Lombardiモデル	$B(\text{electrons})$	4.75×10^7	cm/s	(4.11)	Table 58
	$B(\text{holes})$	9.925×10^6	cm/s		
	$C(\text{electrons})$	5.80×10^2	$\text{cm}^{5/3}\text{V}^{-2/3}\text{s}^{-1}$		
	$C(\text{holes})$	2.947×10^3	$\text{cm}^{5/3}\text{V}^{-2/3}\text{s}^{-1}$		
	$\lambda(\text{electrons})$	0.1250	1		
	$\lambda(\text{holes})$	0.0317	1		
	$k(\text{electrons})$	1	1		
	$k(\text{holes})$	1	1		
	$N_0(\text{electrons})$	1	cm^{-3}		
	$N_0(\text{holes})$	1	cm^{-3}		
	$N_2(\text{electrons})$	1	cm^{-3}		
	$N_2(\text{holes})$	1	cm^{-3}		

Table. 4.1 各モデルのパラメータ値(続き)

項目	記号	パラメータ値	単位	式	マニュアル表番号[7]
ライフタイムの不純物濃度依存	$\tau_{min}(\text{electrons})$	0	s	(4.13)	Table 77
	$\tau_{min}(\text{holes})$	0	s		
	$\tau_{max}(\text{electrons})$	1×10^{-5}	s		
	$\tau_{max}(\text{holes})$	3×10^{-6}	s		
	$N_{ref}(\text{electrons})$	1×10^{16}	cm^{-3}		
	$N_{ref}(\text{holes})$	1×10^{16}	cm^{-3}		
	$\gamma(\text{electrons})$	1	1		
ライフタイム温度依存	$\tau_0(\text{electrons})$	1×10^{-5}	s	(4.14)	Table 77
	$\tau_0(\text{holes})$	3×10^{-6}	s		

Table. 4.1 各モデルのパラメータ値(続き)

項目	記号	パラメータ値	単位	式	マニュアル表番号[7]
オージェ係数	$A_{A,n}$	6.7×10^{-32}	cm^6s^{-1}	(4.16)	Table 79
	$B_{A,n}$	2.45×10^{-31}	cm^6s^{-1}		
	$C_{A,n}$	-2.2×10^{-32}	cm^6s^{-1}		
	H_n	3.46667	1		
	$N_{0,n}$	1×10^{18}	cm^{-3}		
	$A_{A,p}$	7.2×10^{-32}	cm^6s^{-1}	(4.17)	
	$B_{A,p}$	4.5×10^{-33}	cm^6s^{-1}		
	$C_{A,p}$	2.63×10^{-32}	cm^6s^{-1}		
	H_p	8.25688	1		
	$N_{0,p}$	1×10^{18}	cm^{-3}		

Table. 4.1 各モデルのパラメータ値(続き)

項目	記号	パラメータ値	単位	式	マニュアル表番号[7]
van Overstraeten - de Man モデル	$a(\text{electrons low } *)$	7.03×10^5	cm^{-1}	(4.19)	Table 81
	$a(\text{electrons high } **)$	7.03×10^5	cm^{-1}		
	$a(\text{holes low } *)$	1.582×10^6	cm^{-1}		
	$a(\text{holes high } **)$	6.71×10^5	cm^{-1}		
	$b(\text{electrons low } *)$	1.231×10^6	V/cm		
	$b(\text{electrons high } **)$	1.231×10^6	V/cm		
	$b(\text{holes low } *)$	2.036×10^6	V/cm		
	$b(\text{holes high } **)$	1.693×10^6	V/cm		
	$E_0(\text{electrons})$	4×10^5	V/cm		
	$E_0(\text{holes})$	4×10^5	V/cm		
	$\hbar\omega_{\text{op}}(\text{electrons})$	0.063	eV	(4.20)	
	$\hbar\omega_{\text{op}}(\text{holes})$	0.063	eV		
重イオンモデル	s_{hi}	2e12	s	(4.23)	Table 125

[7]TCADマニュアル「Sentaurus TM Device User Guide” Version N-2017.09, September 2017」

* 電界範囲： $1.75 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$ to E_0

** 電界範囲： E_0 to $6 \times 10^5 \text{ Vcm}^{-1}$

4.3 内部キャリア状態

Fig.4.3に中性子照射からのコレクタ電流の時間依存性を示す。 n^- ドリフト層厚さは $177\ \mu\text{m}$ として、裏面 p^+ コレクタ層が有り、無しとの両構造で比較した。重イオンは n^- ドリフト層の中央に照射した。両方の構造とも二つのコレクタ電流ピークが存在する。Fig.4.3(b)に示すように1回目の電流ピーク値は両構造とも同じである。2回目のピークは裏面 p^+ コレクタ層がある構造で大きな値となっている。

Fig.4.4に1回目の電流ピークを示した時点におけるデバイス内部状態を示す。重イオンが照射された n^- ドリフト層の中央付近に電子、ホールが発生するが、インパクトイオン化、電子密度、ホール密度、トータル電流密度とも裏面 p^+ 層の有無による差は見られなかった。Fig.4.5に2回目の電流ピークを示した時点におけるデバイス内部状態を示す。裏面 p^+ 層が有る構造では電子とホールの発生により、大きな電子電流、ホール電流が生じている。一方で、裏面 p^+ 層が無い構造では電流ピークが小さい。第3章での実験で裏面 p^+ 層有無で故障率に明確な差が無いことを確認していることから、2回目の電流ピークより前、1回目の電流ピーク時の内部状態が破壊に大きく関係している可能性が高いと推定できる。

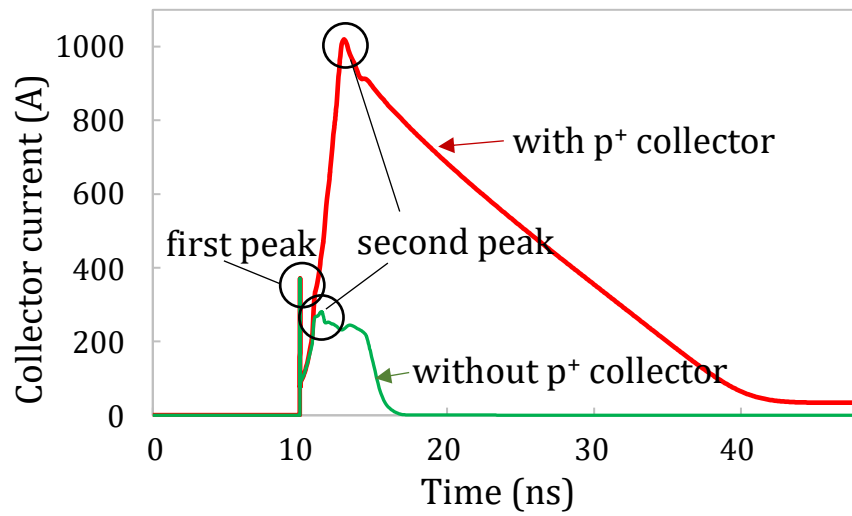
また、本シミュレーションでは照射位置を n^- ドリフト層の中央としている。照射位置による影響を確認するため、照射位置を p ベースと接合付近の n^- ドリフト層及び n^+ バッファ層付近の n^- ドリフト層として、照射開始からのコレクタ電流をシミュレーションした。Fig.4.6にそれぞれの照射位置の場合でのコレクタ電流の時間依存性を示す。 p ベースとの接合付近では電界が強くなるが、コレクタ電流で見ると、 n^- ドリフト層の中央に照射した場合が一番大きな値となっている。これらの結果から照射からのデバイス内の現象を解析する上で、照射位置を n^- ドリフト層の中央とした場合の結果で代表できると考えられる。ま

た、いずれの場合においても照射から1回目のピークでは裏面 p⁺層の有無による差は見られず、本章でのこれまでの考察である、1回目の電流ピーク時の内部電界が破壊に影響している可能性が高いとした推定と一致している。

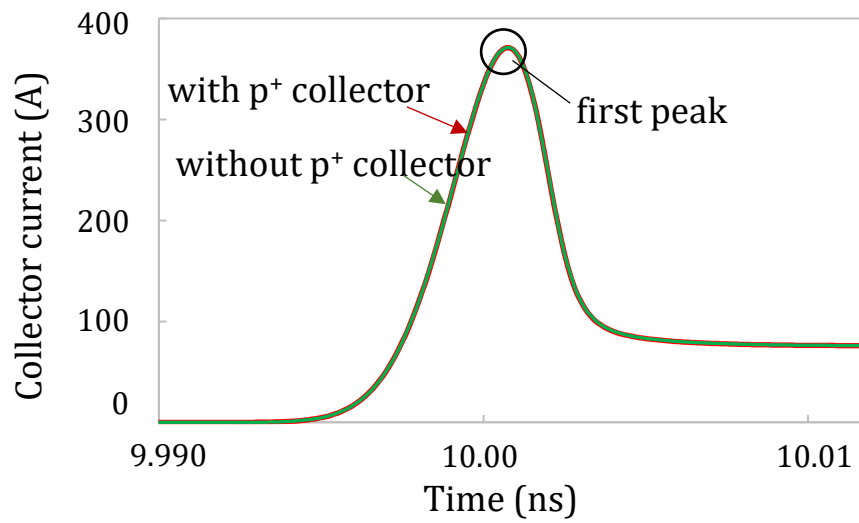
Fig.4.7にエミッタ側のゲート直下における電界、電子及びホールのアバランシェキャリア密度の照射開始からの時間依存性を示す。また、Fig.4.7の中性子照射から11 nsまでの各(a)から(f)におけるホール分布を裏面 p⁺コレクタ層有り、無しで比較したものをFig.4.8に示す。Fig.4.3の1回目のピーク電流時である10 nsに相当するのは(a)である。10 nsまでは差がなく、裏面 p⁺コレクタの影響を受けていないことがわかる。最終的には11 nsでホールアバランシェ電流が増加している。

Fig.4.3の1回目のピークは照射粒子によるインパクトで発生した電子とホールである。その後、電子とホールのプラズマによりストリーマーが形成される[4][5][9][10][11]。Fig.4.8においてホール分布が1回目のピークである10 ns直後から照射位置であるn⁻ドリフト層中央からエミッタ側にかけて広がっているのが確認できる。また同じタイミングでFig.4.7(a)(b)ともに電界強度が増加し、その後にアバランシェ電流が増加しているのがわかる。

1回目のピークの期間は短いためデバイスを破壊させるには十分ではない。よってジュール熱破壊の直接的な原因は2回目の電流ピークであると予想される。しかしながら2回目のピーク強度は実験結果と一致しない。2回目のピークは裏面 p⁺層がある構造の方が高いにも関わらず、実験における故障率は裏面 p⁺層の有無に関わらず差が無いためである。よって焦点を裏面 p⁺層有無で差が生じなかった1回目の電流ピーク時の状態に移して第5章にて再度詳細を議論する。2回目のピーク強度が実験結果と合わないことについては、シミュレーションモデルの現象と、実際の破壊とが一致しない点があると推定する。



(a)



(b)

Fig.4.3 1700 V-IGBTチップにおけるコレクタ電流の時間依存性のシミュレーション結果。(a)広時間軸 (b)時間軸拡大 ©2021 IEEE

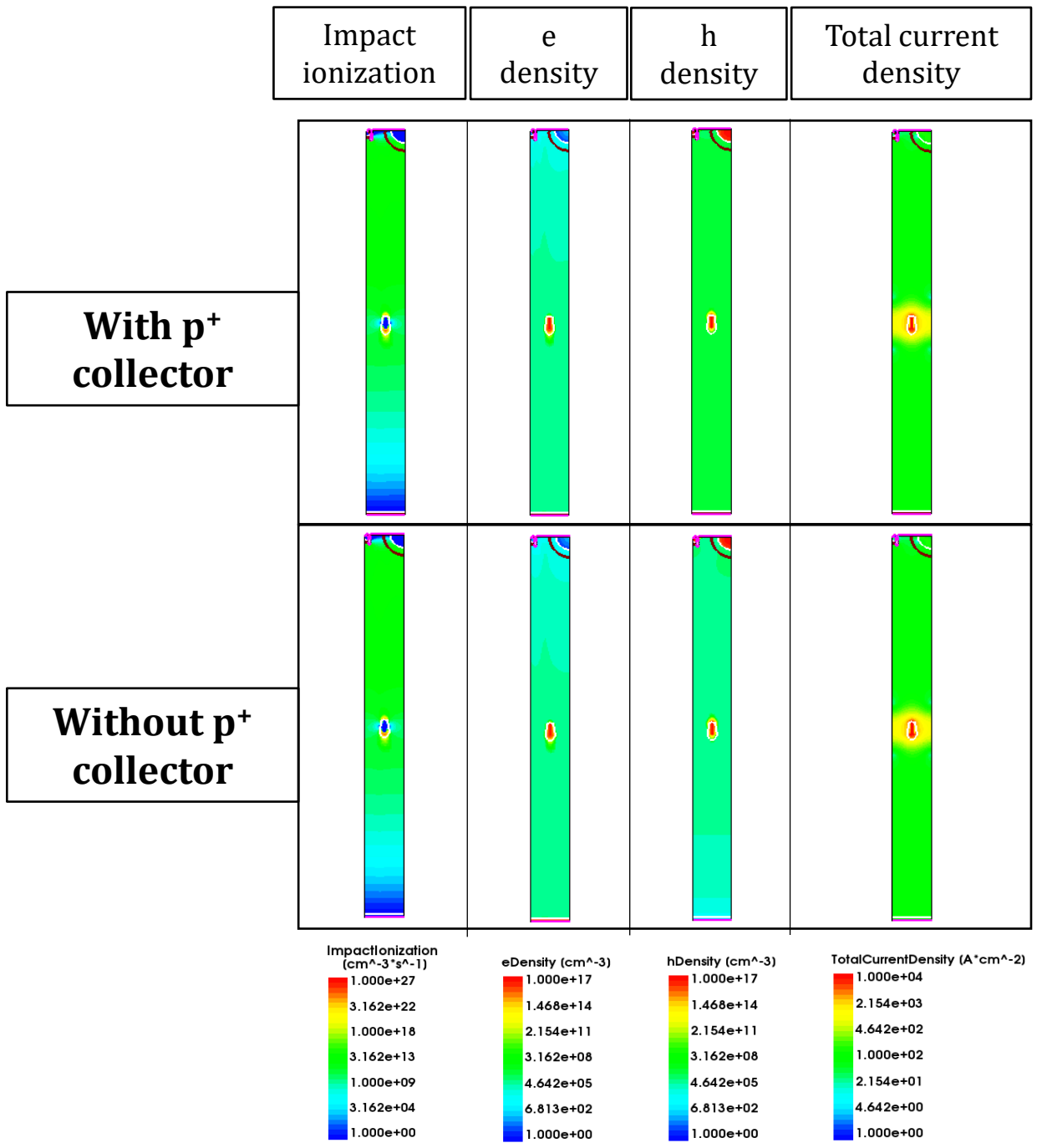


Fig.4.4 1回目ピークでの内部状態シミュレーション結果；インパクトイオン化、電子密度、ホール密度、トータル電流 ©2021 IEEE

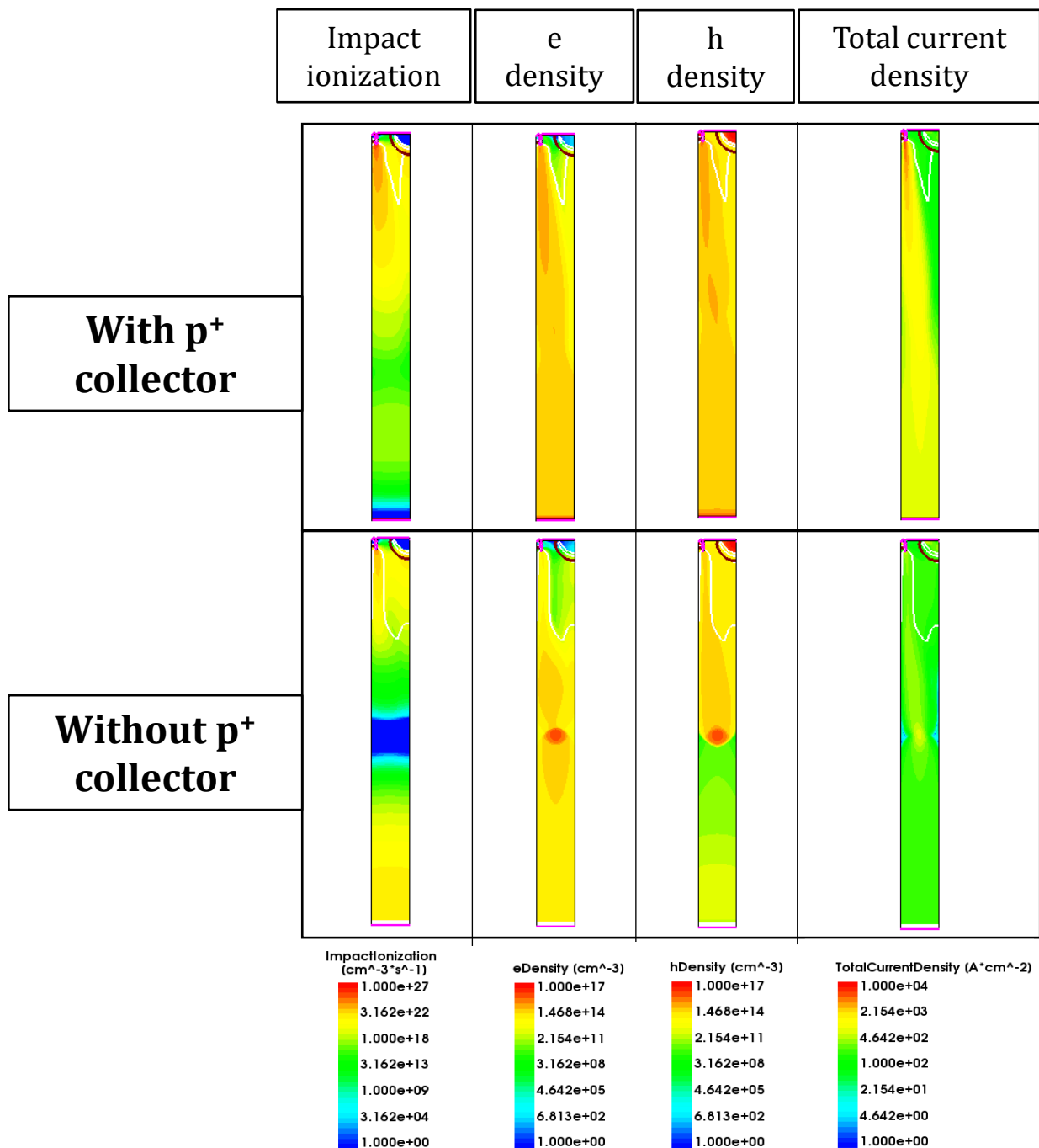
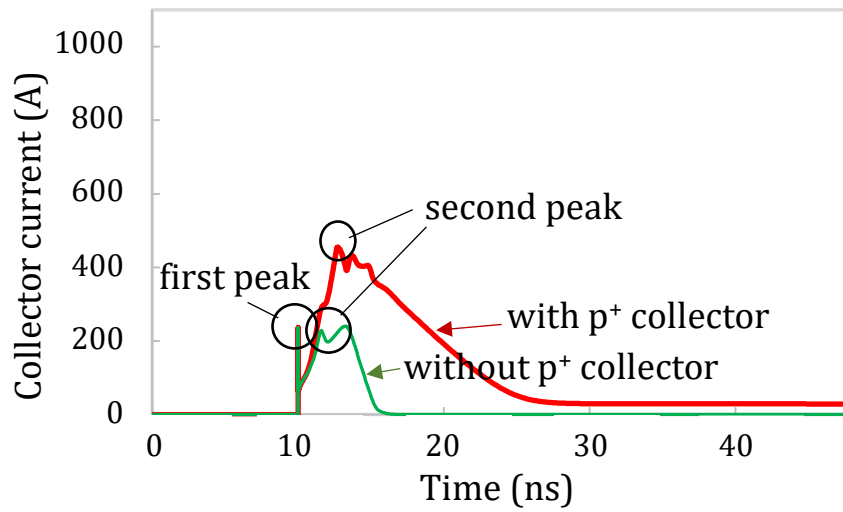
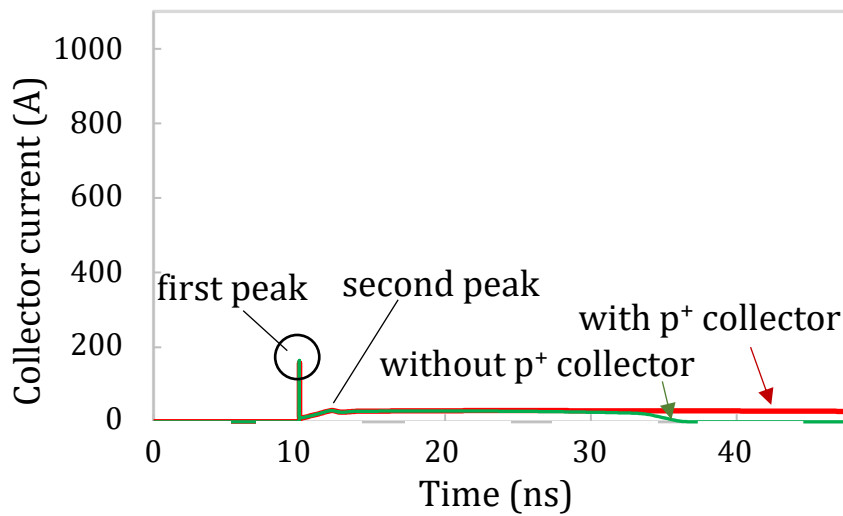


Fig.4.5 2回目ピークでの内部状態シミュレーション結果；インパクトイオン化、電子密度、ホール密度、トータル電流 ©2021 IEEE



(a)



(b)

Fig.4.6 1700 V-IGBTチップにおけるコレクタ電流の時間依存性
シミュレーション結果

(a)照射位置 pベース付近 (b)照射位置 n+バッファ層付近

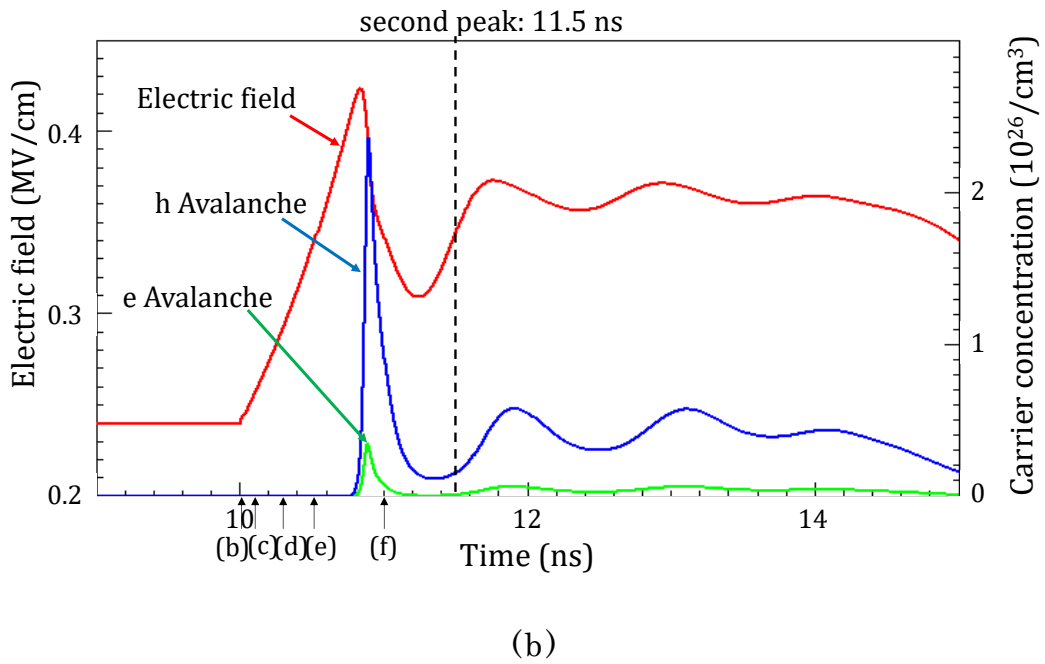
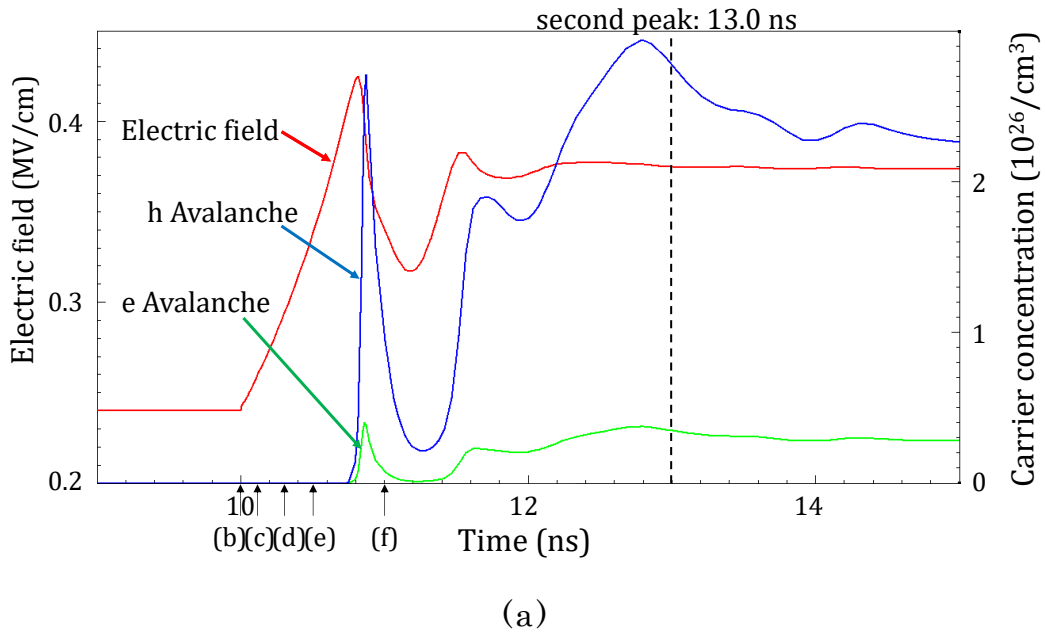


Fig.4.7 ゲート直下の電界、電子、ホールアバランシェ電流の時間依存性
シミュレーション結果©2021 IEEE

(a)裏面p⁺コレクタ層有り (b)裏面p⁺コレクタ層無し

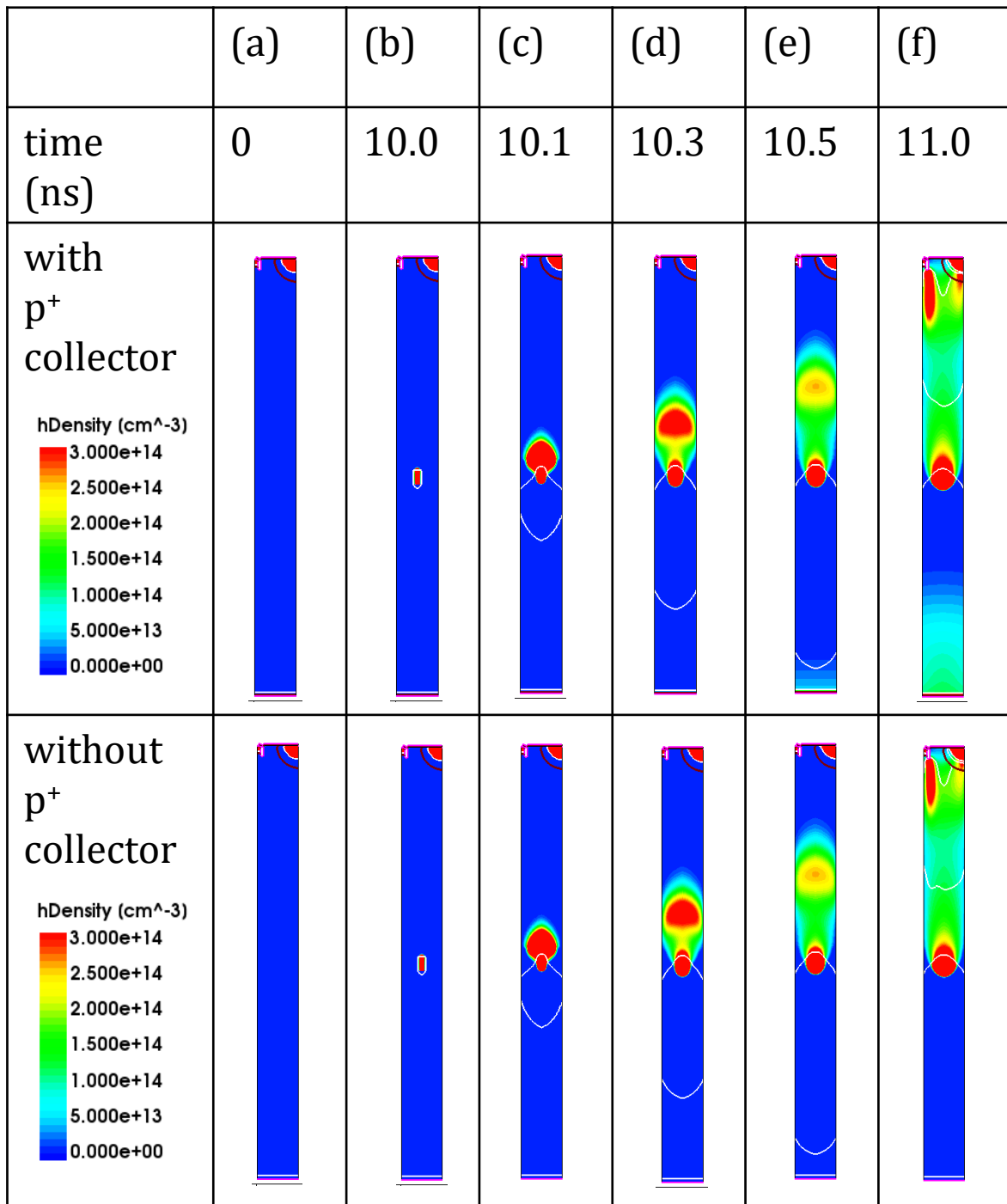


Fig.4.8 1回目ピークでのホール分布の内部状態シミュレーション結果

©2021 IEEE

4.4 本章のまとめ

第3章で得られた、裏面 p^+ コレクタ層が有る構造、及び無い構造のIGBTを用いた実験において故障率に差がないという結果について、シミュレーションを用いて解析した。中性子照射からの2つのコレクタ電流ピークが生じた。1つ目は照射後に発生した電子とホールにより生じた電流であり、裏面 p^+ コレクタ構造による差はなく、内部状態で比較しても、インパクトイオン、電流、ホール密度、電流とも差がないことを確認した。一方、2回目のピークにおいては裏面 p^+ コレクタ層が有る構造でコレクタ電流が大きく増加し、内部状態においても電子、ホール密度、電流とも増加していた。実験結果と照合すると、2回目の電流ピークより前の、1回目の電流ピーク時の内部状態が破壊に大きく関係している可能性が高いと考えられる。但し2回目の電流ピークに差があるにも関わらず、実験での故障率がほぼ同じである点についてはシミュレーションモデルの現象と、実際の破壊とが一致しない点があると推定する。

参考文献

- 1) T. Nitta, Y. Sakiyama, R. Kotani, T. Inoue, R. Ohara, K. Sano, M. Yamaguchi, and G. Tchouangue, "Cosmic ray failure mechanism and critical factors for 3.3kV hybrid SiC modules," PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 566–572, 2016.
- 2) S. Nishida, T. Shoji, T. Ohnishi, T. Fujikawa, N. Nose, M. Ishiko, and K. Hamada, "Cosmic ray ruggedness of IGBTs for hybrid vehicles," 2010 22nd Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), Hiroshima, Japan, pp. 129–132, 2010.
- 3) T. Shoji, S. Nishida, and K. Hamada, "Triggering mechanism for neutron induced single-event burnout in power devices," Japanese J. Appl. Phys., vol. 52, no. 4S, p. 04CP06, Apr. 2013, doi: 10.7567/jjap.52.04cp06.
- 4) F. Pfirsch and G. Soelkner, "Simulation of cosmic ray failures rates using semiempirical models," Proc. 22nd Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), Hiroshima, Japan, pp. 125–128, 2010.
- 5) C. Weiß, G. Wachutka, A. Härtl, F. Hille and F. Pfirsch, "Predictive physical model of cosmic-radiation-induced failures of power devices," 2012 15th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC), pp. LS2e.3-1-LS2e.3-5, 2012, doi: 10.1109/EPEPEMC.2012.6397423.

- 6) S. Siconolfi, G. Hubert, L. Artola, F. Darracq and J-P. David, "A physical Prediction Model Issued from TCAD Investigations for Single Event Burnout in Power MOSFETs" RADECS 2013 Proceedings, pp. 1-4, 2013.
- 7) "Sentaurus TM Device User Guide," Synopsys, Version N-2017.09, September 2017.
- 8) http://www.vdec.u-tokyo.ac.jp/d2t/multiphys_201707/devsim_ikeno_20170726.pdf
池野理門, "半導体デバイスシミュレーションができるまで," 東京大学, 2021年12月アクセス.
- 9) J. W. Slotboom and H. C. de Graaff, "Measurements of Bandgap Narrowing in Si Bipolar Transistors," Solid-State Electronics, vol. 19, no. 10, pp. 857-862, 1976.
- 10) J. W. Slotboom and H. C. de Graaff, "Bandgap Narrowing in Silicon Bipolar Transistors," IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-24, no. 8, pp. 1123-1125, 1977.
- 11) J. W. Slotboom, "The pn-Product in Silicon," Solid-State Electronics, vol. 20, no. 4, pp. 279-283, 1977.
- 12) D. B. M. Klaassen, J. W. Slotboom, and H. C. de Graaff, "Unified Apparent Bandgap Narrowing in n- and p-Type Silicon," Solid-State Electronics, vol. 35, no. 2, pp. 125-129, 1992.
- 13) G. Masetti, M. Severi, and S. Solmi, "Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Doped Silicon," IEEE Transactions on

- Electron Devices, vol. ED-30, no. 7, pp. 764–769, 1983.
- 14) S. C. Choo, “Theory of a Forward-Biased Diffused-Junction P-L-N Rectifier—Part I: Exact Numerical Solutions,” IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-19, no. 8, pp. 954–966, 1972.
 - 15) N. H. Fletcher, “The High Current Limit for Semiconductor Junction Devices,” Proceedings of the IRE, vol. 45, no. 6, pp. 862–872, 1957.
 - 16) C. Canali et al., “Electron and Hole Drift Velocity Measurements in Silicon and Their Empirical Relation to Electric Field and Temperature,” IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-22, no. 11, pp. 1045–1047, 1975.
 - 17) C. Lombardi et al., “A Physically Based Mobility Model for Numerical Simulation of Nonplanar Devices,” IEEE Transactions on Computer-Aided Design, vol. 7, no. 11, pp. 1164–1171, 1988.
 - 18) D. J. Roulston, N. D. Arora, and S. G. Chamberlain, “Modeling and Measurement of Minority-Carrier Lifetime versus Doping in Diffused Layers of n^+p Silicon Diodes,” IEEE Transactions on Electron Devices, vol. ED-29, no. 2, pp. 284–291, 1982.
 - 19) L. Huldt, N. G. Nilsson, and K. G. Svantesson, “The temperature dependence of band-to-band Auger recombination in silicon,” Applied Physics Letters, vol. 35, no. 10, pp. 776–777, 1979.

- 20) W. Lochmann and A. Haug, "Phonon-Assisted Auger Recombination in Si with Direct Calculation of the Overlap Integrals," *Solid State Communications*, vol. 35, no. 7, pp. 553–556, 1980.
- 21) R. Häcker and A. Hangleiter, "Intrinsic upper limits of the carrier lifetime in silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 75, no. 11, pp. 7570–7572, 1994.
- 22) A. G. Chynoweth, "Ionization Rates for Electrons and Holes in Silicon," *Physical Review*, vol. 109, no. 5, pp. 1537–1540, 1958.
- 23) R. van Overstraeten and H. de Man, "Measurement of the Ionization Rates in Diffused Silicon p-n Junctions," *Solid-State Electronics*, vol. 13, no. 1, pp. 583–608, 1970.
- 24) J. Lutz, H. Schlangenotto, U. Scheuermann, and R. De Doncker, "Semiconductor Power Devices – Physics, Characteristics, Reliability," Springer, 2018.
- 25) R. A. Prado and C. N. L. Gajo, "Power semiconductor failures due to cosmic rays," in 2017 Brazilian Power Electron. Conf. (COBEP), Juiz de Fora, Brazil, 2017, pp. 1–6.
- 26) G. Soelkner, "Ensuring the reliability of power electronic devices with regard to terrestrial cosmic radiation," *Microelectronics Rel.*, vol. 58, pp. 39–50, Mar. 2016, doi: 10.1016/j.microrel.2015.12.019.

第5章 広範囲な耐圧クラスの故障率評価による電界影響解析

5.1 緒言

第4章、第5章において、IGBT破壊の支配的なモードが高電界下でのアバランシェ電流による熱破壊モードであり、シミュレーション結果から中性子照射後の1回目のピーク電流での内部状態が破壊に影響しているということを推定した。電界の影響については、これまでクリティカルな要因として、最大電界強度、またある閾値を超えた電界強度などが報告されている[1]–[5]。本章では750 Vから6500 V耐圧のIGBT及び裏面側にp⁺コレクタ層を持たないダイオードを用いて故障率と電界強度の関係を調査することで、クリティカルな要因を明らかにする。

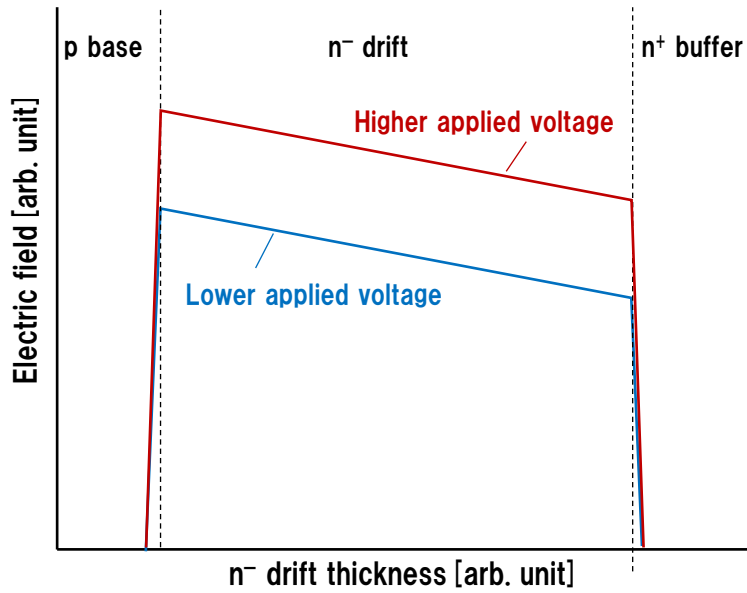
5.2 評価サンプル仕様

サンプルは750 V、1200 V、3300 V、4500 V、6500 V耐圧のIGBTと裏面p⁺コレクタ層有無の1700 V耐圧IGBT、及び3300 V、4500 V、6500 V耐圧のダイオードを用いた。ダイオードはFig.1.5で示すように、裏面コレクタp⁺層がないため、pnpのバイポーラ動作起因のラッチアップモードを生じる要因がない。IGBTの場合は、p⁺ベースとn⁻ドリフト層、ダイオードの場合はp⁺とn⁻ドリフト層で形成するpn接合部分の最大電界が臨界値を超えないようにするため、高耐圧素子ではn⁻ドリフト層の抵抗率を高くして、空乏層をIGBTではコレクタ側、ダイオードではカソード側により広がるように設計している。また空乏層が広がるため、n⁻ドリフト層も厚くしている。これは電圧を印加して空乏層が広がり、コレクタ側もしくはカソード側のn⁺層に空乏層が到達すると、その後はn⁻ドリフト層全体の電界強度が強くなり、pn接合部分の最大電界強度が強くなるためである。Fig.5.1 (a) 及び(b) に印加電圧が異なる場合、及び同じ印加電圧でn⁻ドリフト層厚が異なる場合の電界分布の模式図を示

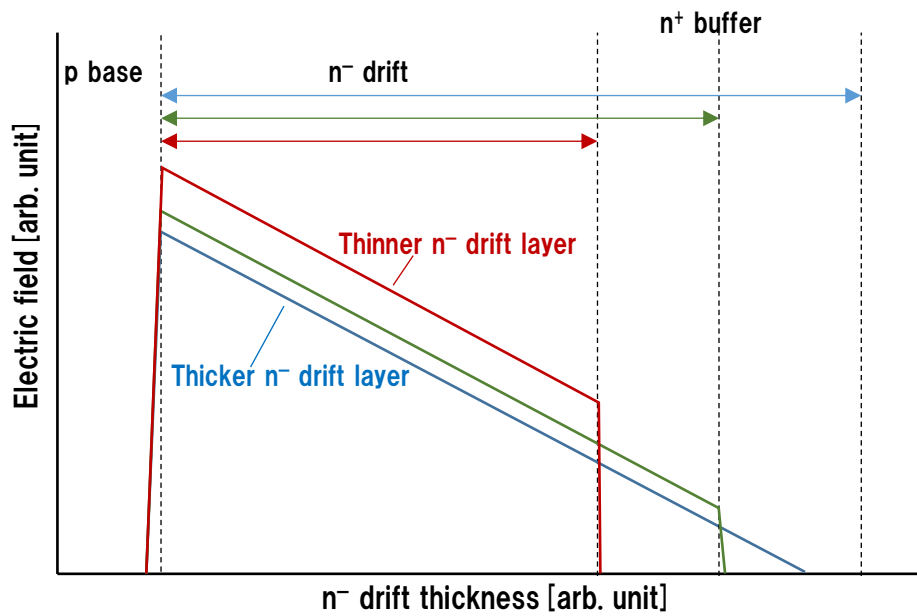
す。n-ドリフト層抵抗率が異なる場合の電界分布模式図はFig.3.8に示している。

5.3 破壊箇所観察

Fig.5.2に破壊サンプルの例を示す。写真は高耐圧クラス(4500 V及び6500 V耐圧)のIGBTである。高耐圧クラスは低耐圧クラス(750 V,1200 V耐圧)に比べて破壊痕が目視でもわかるサンプルが多い。これは高耐圧クラスでは印加電圧が高いため、破壊時の電流が流れたときのエネルギーが大きいためと考えられる。



(a)



(b)

Fig.5.1 電界分布模式図

(a)印加電圧が異なる場合

(b)印加電圧一定でn⁻ドリフト層厚が異なる場合



(a)



(b)

Fig.5.2 破壊箇所の外観写真

(a)4500 V耐圧IGBT (b) 6500 V耐圧IGBT

5.4 最大電界依存性

Fig.5.3に横軸を最大電界にした場合の故障率を示す。故障率への影響として、ある閾値以上の電界という報告もあるが、最大電界がクリティカルという報告があるためである[1]–[5]。チップサイズは同じ面積あたりになるよう規格化した。最大電界はpベース層とn⁻ドリフト層との接合部分となる(Fig.5.1)。各デバイスとも電界依存性を確認でき、電界が強いと故障率は増える。また耐圧が低いIGBTほど、故障率カーブが右側にシフトしているのがわかるが、低耐圧のIGBTでは最大電界が強いにも関わらず、他の耐圧クラスに比べて故障率が大きくなってはいない。これは同一耐圧クラスのデバイスにおいては最大電界を下げる設計または最大電界が低くなる使用条件が宇宙線耐量の向上には有効であるが、耐圧クラス毎に曲線は異なり、最大電界が故障率を決めるクリティカルな要因ではないことを意味する。

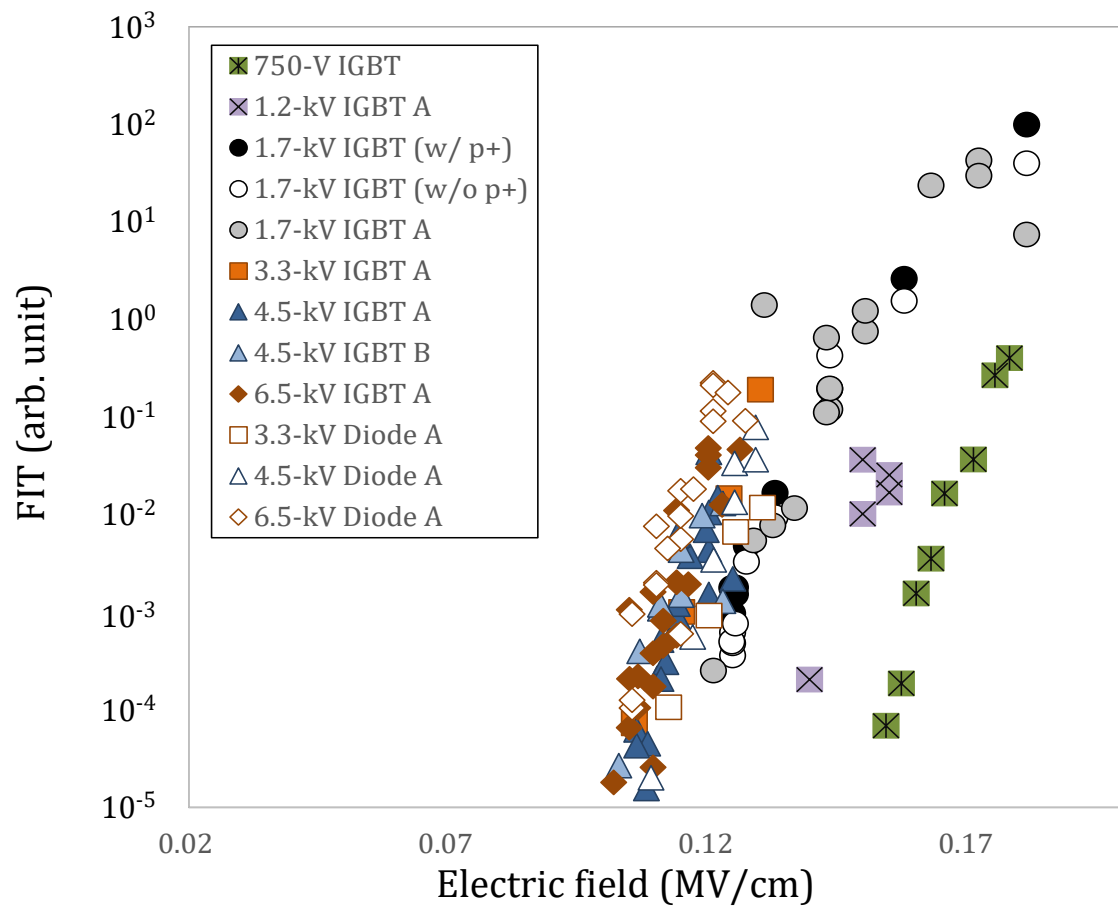


Fig.5.3 故障率の最大電界依存性©2021 IEEE

5.5 平均電界と故障率の相関

Fig.5.4に、横軸に印加電圧を空乏層幅で平均化した電界(印加電圧を空乏層幅で割った値)をとった場合の故障率との関係を示す。宇宙線破壊は、 n^- ドリフト層で電界の印加されている任意の場所に中性子が照射されることで生じる可能性があるため、電界が印加され空乏層が広がっている全体の領域での影響を考慮した。空乏層が n^+ バッファ層に到達しないノンパンチスルー状態では、平均電界は印加電圧を n^- ドリフト層内で伸びた空乏層幅で割ったものになるが、空乏層が n^+ バッファ層に到達するパンチスルー状態の場合は、印加電圧を n^- ドリフト層幅で割った値とほぼ等しくなる。結果は耐圧クラスによらず、またIGBT、ダイオードによらず、ユニバーサルなカーブを描くことを確認した。この結果から、最大電界ではなく、印加電圧を空乏層幅で平均した値が宇宙線破壊ではクリティカルであると推定できる。これは空乏層内での電界の変化は緩やかであるが、中性子が衝突する確率は、深さ方向に対して同じであるため、平均電界が故障率への影響を数値化する上で適切であると考えられる。

また第3章の1700 V耐圧のIGBTを用いた実験で、 n^- ドリフト層が90 μm 以下においてもバイポーラ動作モードによる破壊が生じないことを確認したが、本結果において、低耐圧クラスである750 Vや1200 V耐圧のIGBTも他の高耐圧IGBT、ダイオードと同様の故障率カーブを描いており、高耐圧素子に比べて故障率の増加は見られなかった。第3章で述べた通り、低耐圧IGBTは高耐圧IGBTに比べて n^- ドリフト層が薄く、表面 p ベース層、 n^- ドリフト層及び裏面 p^+ コレクタ層で形成されるバイポーラトランジスタのゲイン増加が予想されるが、他の n^- ドリフト層厚が厚い、高耐圧デバイスと同様の結果を得ていることから、実際の低耐圧クラスのIGBTにおいてもバイポーラ動作モードが生じていないことが確認できる。

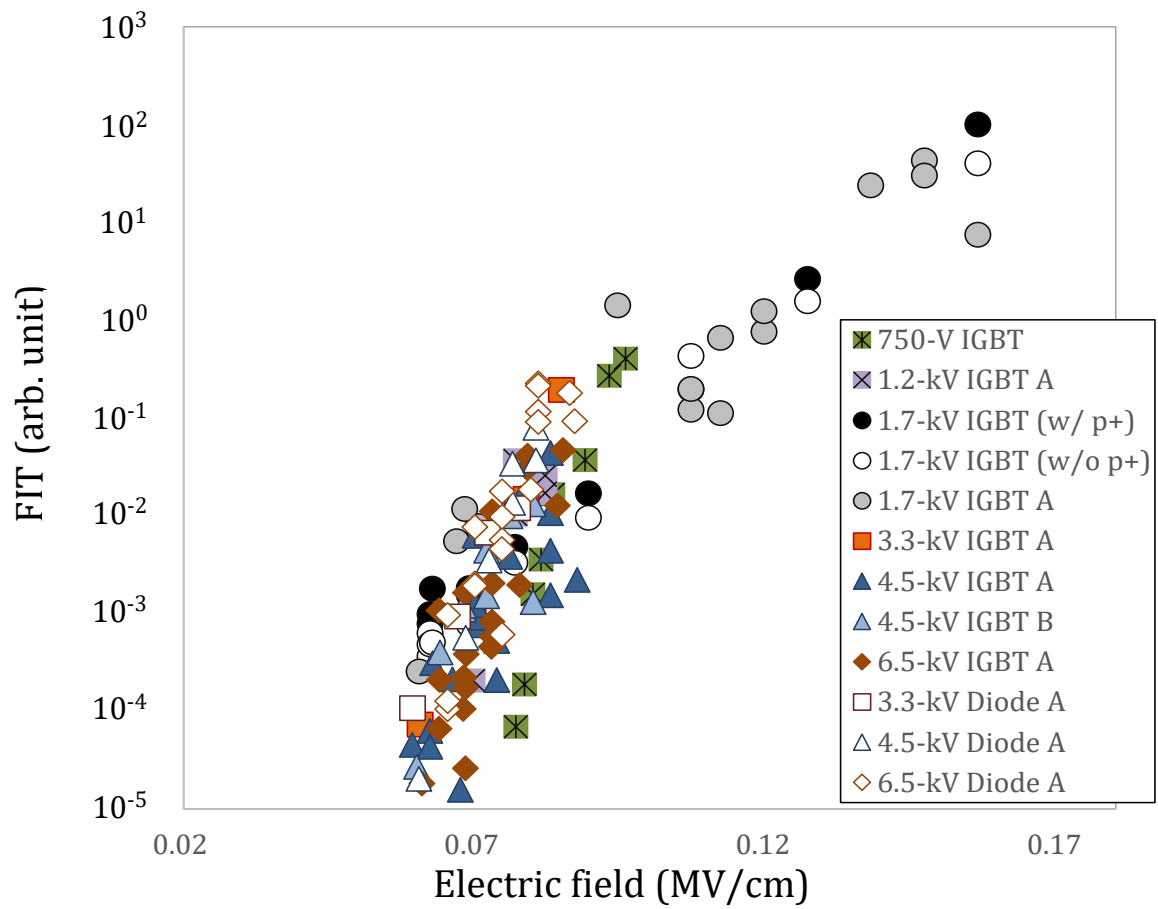


Fig.5.4 故障率の印加電圧を空乏層幅で平均化した電界依存性

©2021 IEEE

5.6 シミュレーションによる解析

5.6.1 最大電界変化時のコレクタ電流状態

本章の実験結果を考察するために、シミュレーションによる解析を行った。シミュレーションは第4章と同様にシノプシス社 TCAD の重イオンモデルを用いた[6]。重イオンは n^- ドリフト層の中央付近に配置した。

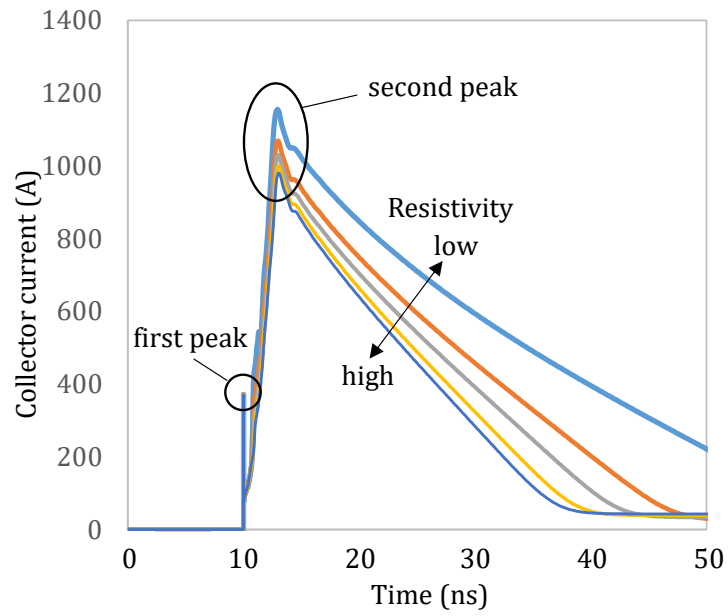
Fig.5.5にコレクタ電流の照射開始からの時間依存性を示す。印加電圧と n^- ドリフト層幅は一定である。空乏層が n^+ バッファ層に届くパンチスルー状態において、 n^- ドリフト層の抵抗率を変化させた。この範囲では印加電圧を空乏層幅で割った平均電界は一定で、 p ベースと n^- ドリフト層接合部の最大電界のみが変わることになる。また、これらサンプルの印加電圧を空乏層幅で割った平均電界は、印加電圧を n^- ドリフト層厚さで割ったものとほぼ等しくなる。これは空乏層の伸びが n^+ バッファ層でストップされるためである。抵抗率が低い場合は最大電界が強くなる。Fig.5.6にパンチスルー状態にて抵抗率を変えた場合の電界分布模式図を示す。

Fig.5.5において、 n^- ドリフト層の抵抗率の値にかかわらず、コレクタ電流には2つのピークが存在する。コレクタ電流の1回目のピークは各サンプルとも同じであるが、2回目のピークは抵抗率が低いサンプルほど高くなっている[7]。

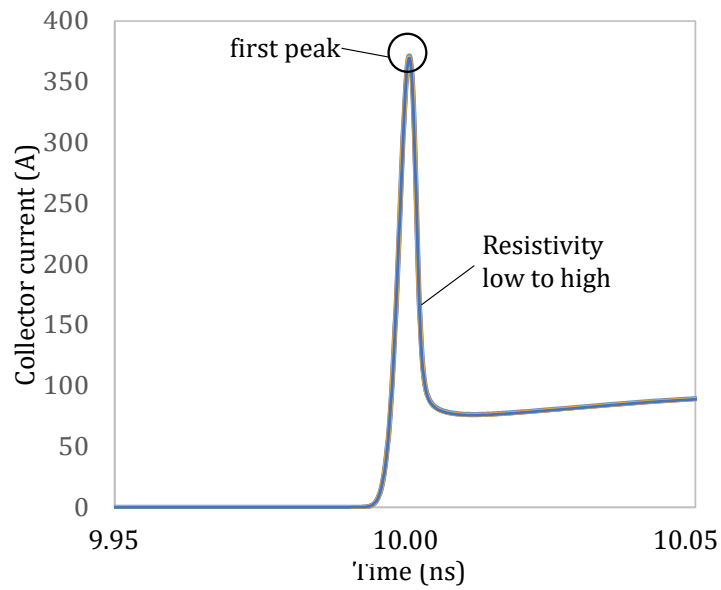
前述のFig.5.4から n^- ドリフト層の最大電界ではなく、平均電界が宇宙線破壊ではクリティカルであるという結果を得ている。Fig.5.5において各サンプルの平均電界と、コレクタ電流の1回目のピークはそれぞれ同じとなる。これは第4章で、コレクタ電流の1回目のピークでの内部状態が破壊に影響しているとの考察とも一致している、

これらの結果から、たとえ2回目のコレクタ電流ピークによるジュール熱が破壊に対しての直接的な原因としても、1回目の電流ピークでの内部状態が破壊に影響していると推定した。これまでに n^+ バッファ層のプロファイルが宇宙

線での故障率に影響するという報告があるが[8][9]、本実験ではそのような影響は確認できなかった。これは本実験に用いたサンプルのn+バッファ層が、これら先行研究のものに対して比較的浅く、n+バッファ層の効果が直接確認できなかったためと考えられる。



(a)



(b)

Fig.5.5 1700 V-IGBTチップにおけるコレクタ電流時間依存性
シミュレーション結果 (n⁻ドリフト層抵抗率を変えた場合)

(a)横軸レンジ大 (b)横軸レンジ拡大 ©2021 IEEE

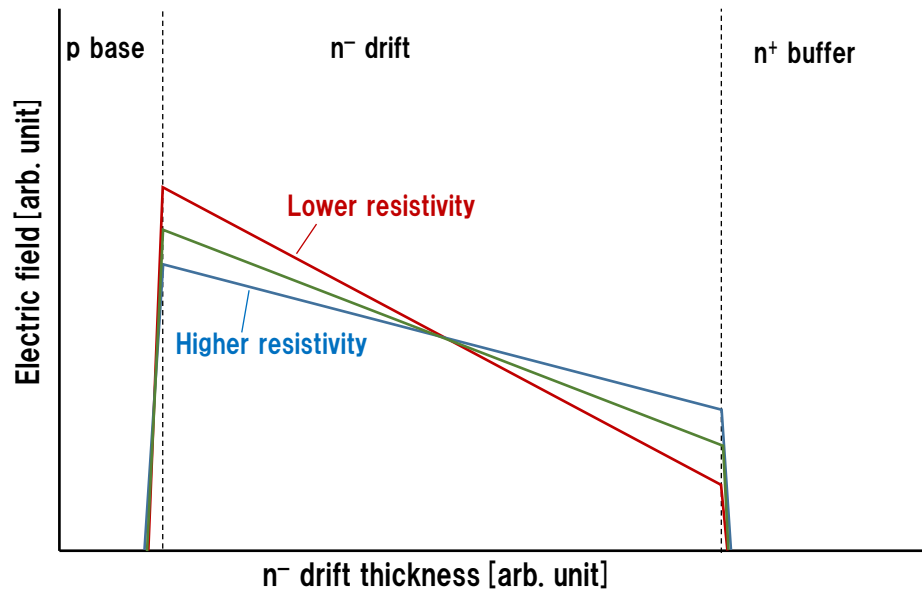


Fig.5.6 印加電圧一定で n^- ドリフト層の抵抗率が異なる場合の電界分布模式図

5.6.2 平均電界変化時のコレクタ電流状態

Fig.5.7に照射から1回目のコレクタ電流ピークに対する n^- ドリフト層厚の影響を示す。印加電圧と n^- ドリフト層の抵抗率は一定である。 n^- ドリフト層が224 μm 及び264 μm のサンプルは空乏層が n^+ バッファ層に届かないため、最大電界、印加電圧を空乏層幅で割った平均電界は、この2つのサンプルでは各々同じとなる。その他のサンプルでは空乏層が n^+ バッファ層に到達しているため、 n^- ドリフト層厚が薄くなると最大電界、平均電界ともに強くなる。Fig.5.1(b)に n^- ドリフト層の厚さが変わった場合の内部電界模式図を示したが、空乏層が n^+ バッファ層に到達すると、空乏層幅は n^- ドリフト層厚さとほぼ等しくなり、 n^- ドリフト層厚を薄くすると、平均電界算出の分母となる空乏層幅も薄くなるためである。1回目のコレクタ電流ピークは n^- ドリフト層が薄くなる程大きくなる。Fig.5.8に1回目のコレクタ電流ピーク値の n^- ドリフト層厚依存性を示す。 n^- ドリフト層が厚い領域ではコレクタ電流ピーク値の変化率が小さくなっているのがわかる。これはFig.3.7で示した1700 V耐圧IGBTでの故障率の n^- ドリフト層厚依存性の変化率とも類似している。

但し4.3項で述べた通り、1回の電流ピーク期間は短いためデバイスを破壊させるためには十分でなく、ジュール熱破壊の直接的原因は2回目の電流ピークであると予想される。Fig.5.7の2回目の電流ピークを含んだ全体波形をFig.5.9に示す。上述の通り、平均電界を変化させた場合に1回目の電流ピークが変化するが、2回目のピークの増加幅は非常に大きくなることがわかる。第4章で示した裏面 p^+ コレクタ有無のシミュレーションでは裏面 p^+ 層有無が2回目の電流ピークに影響しているが、実デバイスでは、平均電界変化による1回目の電流ピークの変化が2回目の電流ピークに与える影響が大きく、故障率の増加に繋がっていると推定できる。

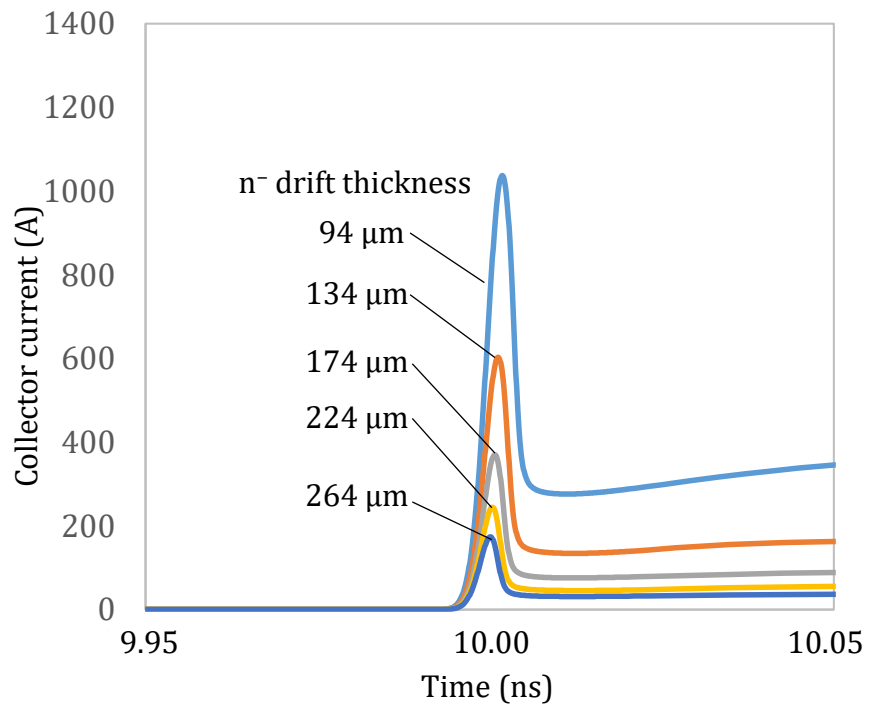


Fig.5.7 1700 V-IGBTチップにおける1回目のコレクタ電流の時間依存性シミュレーション結果 (n⁻ドリフト層の厚さ変えた場合) ©2021 IEEE

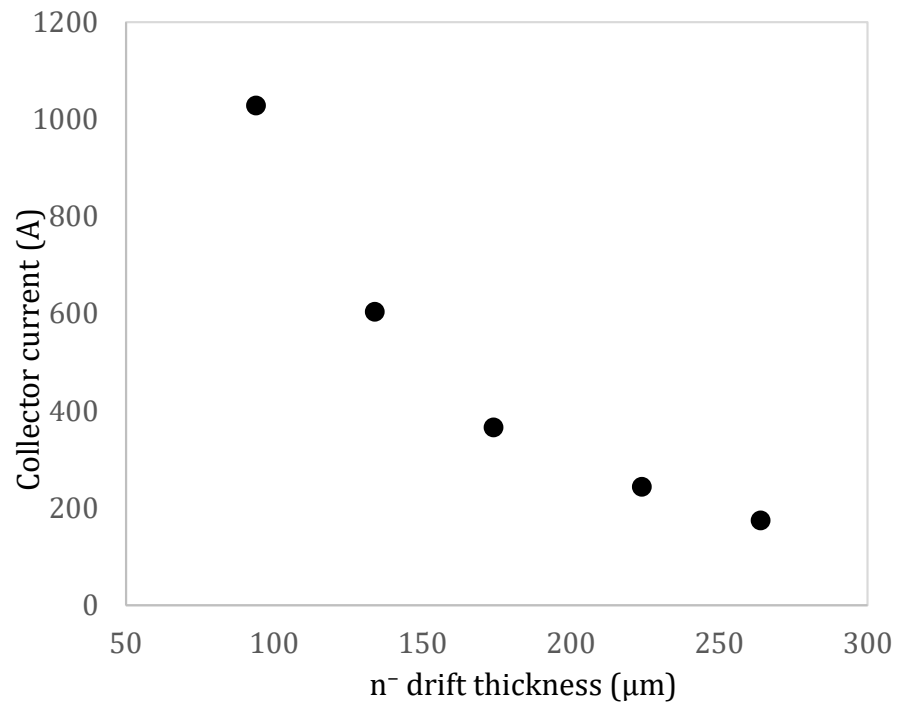


Fig.5.8 1回目のコレクタ電流ピーク値のn⁻ドリフト層厚依存性
シミュレーション結果 ©2021 IEEE

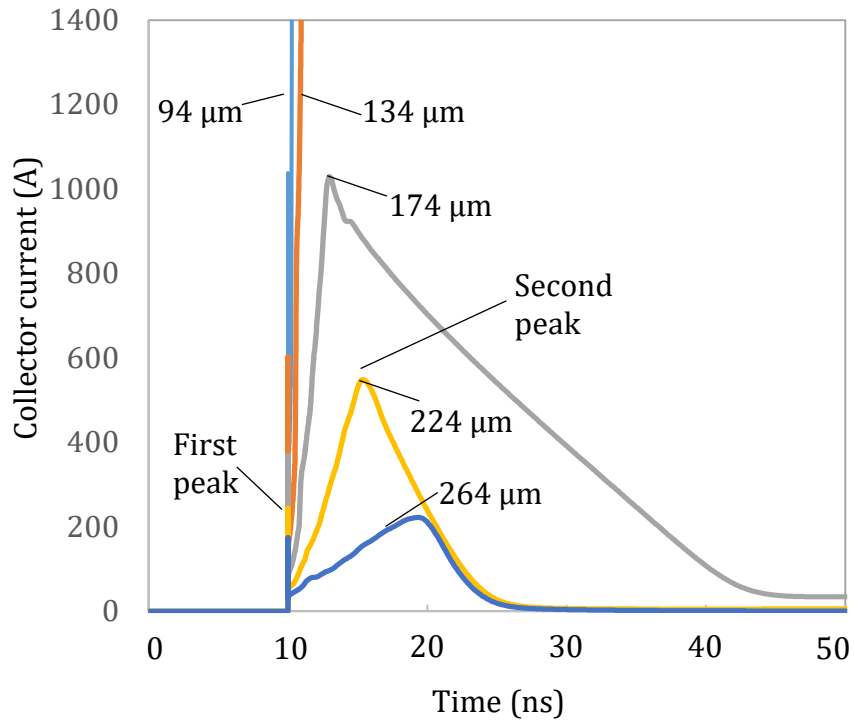


Fig.5.9 1700 V-IGBTチップにおける1回目のコレクタ電流の時間依存性シミュレーション結果 (Fig. 5.7 の1回目、2回目ピークを含めた全体波形。n⁻ドリフト層の厚さ変えた場合)

5.7 本章のまとめ

宇宙線破壊に対するクリティカル電界の影響について、750 Vから6500 V耐圧のIGBT及びダイオードを用いた実験及びシミュレーションにより明らかにした。実験結果から、最大電界ではなく、印加電圧を空乏層幅で平均化した電界と故障率との関係が、耐圧クラス及びIGBT、ダイオードによらずユニバーサルなカーブを描くことを確認した。またシミュレーション結果から、破壊に影響すると考える中性子照射後の1回目のコレクタ電流ピークについて、抵抗率を変えることにより、空乏層幅で平均化した電界は一定のまま最大電界を変えた場合にはその影響はなく、 n^- ドリフト層幅を変えることで最大電界及び空乏層幅で平均化した電界の両方を変えた場合に影響を与えることを確認した。また n^- ドリフト層幅と1回目のピーク電流値の関係は、第3章で示した故障率と n^- ドリフト層幅の結果と類似しており、これらの結果から、故障率に影響するクリティカルな電界は、最大電界ではなく、印加電圧を空乏層幅で平均化した電界であることを結論付けた。

参考文献

- 1) H. Kabza, H-J. Schulze, Y. Gerstenmaier, P. Voss, J. Wilhelmi, W. Schmid, F. Pfirsch, and K. Platzöder, "Cosmic radiation as a cause for power device failure and possible countermeasures," in Proc. 6th Int. Symp. Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD), Davos, Switzerland, pp. 9–12, 1994.
- 2) T. Nitta, Y. Sakiyama, R. Kotani, T. Inoue, R. Ohara, K. Sano, M. Yamaguchi, and G. Tchouangue, "Cosmic ray failure mechanism and critical factors for 3.3kV hybrid SiC modules," PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 566–572, 2016.
- 3) K. Suzuki, Y. Yoshiura, K. Uryu, T. Minato, M. Tarutani, Y. Miyazaki, H. Uemura, T. Hagihara, S. Momii, Y. Kusakabe, M. Nakamura, Y. Fujita, and K. Takakura, "Tight relationship among field failure rate, single event burn-out (SEB) and cold bias stability (CBS) as a cosmic ray endurance for IGBT and diode," 2018 IEEE 30th Int. Symp. Power Semiconductor Devices ICs (ISPSD), Chicago, IL, USA, pp. 184–187, 2018.
- 4) C. Weiß, G. Wachutka, A. Härtl, F. Hille and F. Pfirsch, "Predictive physical model of cosmic-radiation-induced failures of power devices," 2012 15th International Power Electronics and Motion Control Conference (EPE/PEMC), pp. LS2e.3-1-LS2e.3-5, 2012, doi: 10.1109/EPEPEMC.2012.6397423.

- 5) W. Kaindl, G. Soelkner, H. J. Schulze, and G. Wachutka, "Cosmic radiation-induced failure mechanism of high voltage IGBT," Proc. 17th Int. Symp. Power Semiconductor. Devices ICs (ISPSD), 2005, Santa Barbara, CA, USA, pp. 199–202, 2005.
- 6) "Senterius™ Device User Guide," Synopsys, Version N-2017.09, September 2017.
- 7) J. Lutz, H. Schlangenotto, U. Scheuermann, and R. De Doncker, "Semiconductor Power Devices – Physics, Characteristics, Reliability," Springer, 2018.
- 8) U. Scheuermann and U. Schilling, "Cosmic ray failures of power modules - the diode makes the difference," Proc. PCIM Eur. 2015 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 494–501, 2015.
- 9) H. Uemura, S. Iura, K. Nakamura, M. Kim, and E. Stumpf, "Optimized design against cosmic ray failure for HVIGBT modules," Proc. PCIM Eur., Nuremberg, Germany, pp. 10–15, 2011.

第6章 SiC デバイスの宇宙線破壊耐量

6.1 緒言

第3章から第5章にかけて、Siデバイスでの破壊メカニズムの解析を行った。近年SiCデバイスの宇宙線破壊破壊に関する報告も多くされているが、Siに対するロバスト性についてはSiと同等、Siに対して優位など様々な主張がある[1]–[5]。

現在SiCで実用化されているのはSBD (Schottky Barrier Diode)とMOSFETである。両者とも裏面側にp⁺が無い構造であり、考慮すべきは中性子照射後の高電界によるジュール熱破壊である。SiC-MOSFETの構造をFig.6.1に示す。

SiCはSiに比べて絶縁破壊電界強度 E_{max} がSiに比べて9.3倍大きいため、第1章で述べた通り、n⁻ドリフト層の幅を薄く、濃度を高くできる[6]。この場合、印加電圧を空乏層幅で平均化した電界は高くなるため第5章で述べた考えに従うと故障率の増加が予想されるが、SiCでは絶縁破壊電界強度が高いため、相殺する可能性がある。本章では第5章迄で得られた平均電界の考えをSiCデバイスに用いた場合の故障率をSiと比較する。

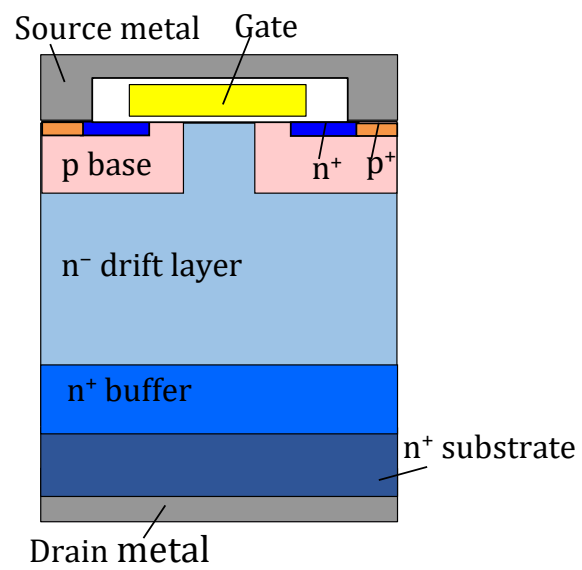


Fig.6.1 SiC-DMOS の断面模式図

6.2 評価サンプル仕様

サンプルは3300 V耐圧のSiC-MOS及び同じく3300 V耐圧のSi-IGBT及びSi-ダイオードを用いた。n⁻ドリフト層濃度はSiC-MOSはSiのIGBT及びダイオードに比べて2桁高い。SiCとSiのpn階段接合時の空乏層幅 W は、誘電率 ϵ_s 、電子の電荷量 q 、不純物濃度 N_a 、印加電圧を V として、次式で記述される[6][7]。

$$W = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_s}{(qN_a)V}\right)} \quad (6.1)$$

ϵ_s は、真空の誘電率を ϵ_0 としてSiの $11.7\epsilon_0$ に対して4H-SiCでは $9.7\epsilon_0$ であり、同じn⁻ドリフト層濃度の場合、SiCはSiに対して空乏層幅が約0.9倍となるが、実デバイスでのn⁻ドリフト層濃度がSiCはSiに比べて2桁高いため、仮に200倍とすると空乏層幅は約0.06倍となる。よって第5章で述べた空乏層幅で平均化した電界は、空乏層がn⁺バッファ層に届いていないノンパンチスルー状態では $1/0.06 \div 17$ 倍となる。空乏層がn⁺バッファ層に届くパンチスルー状態では印加電圧を空乏層幅で平均化した電界は、印加電圧をn⁻ドリフト層幅で平均化した電界とほぼ等しくなるが、SiCはn⁻ドリフト層幅が薄いため、Siに比べてやはり高い値になる。

6.3 空乏層幅で平均化した電界と故障率の相関

Fig.6.3に、横軸に印加電圧を空乏層幅で平均化した電界をとった場合の故障率との関係を示す。第5章で示した通り、IGBTとダイオードの故障率はユニバーサルな曲線を描いている。SiC-MOSは同じ故障率のときの平均電界がSiのIGBTやダイオードに比べて約10倍程度高くなっている。これはSiに対して、SiCの絶縁破壊電界強度が約10倍高いこととほぼ一致する。Siとの最大電界強度比9.3と完全に一致しない点については、SiCとSiの耐熱性(破壊迄の耐熱温度)が影響していると考えられる。但しSiCとSiは同じ耐圧クラスのデバイスにおいてもn⁻ドリフト層厚さは10倍程度異なるなど、ディメンション差が大きく、n⁻ドリフト層濃度のコリレーションを含めて考慮する必要がある。

6.4 本章のまとめ

SiC-MOSの故障率について、同じ3300 V耐圧のSi-IGBT、ダイオードと、印加電圧を空乏層幅で割った平均電界依存性を比較した。その結果、SiC-MOSは同じ故障率のときの平均電界がSiのIGBTやダイオードに比べて約10倍程度高いことがわかった。これはSiに対して、SiCの絶縁破壊電界強度が約10倍高いこととほぼ一致する。Siとの最大電界強度比9.3と完全に一致しない点については、SiCとSiの耐熱性が影響していると考えられる。

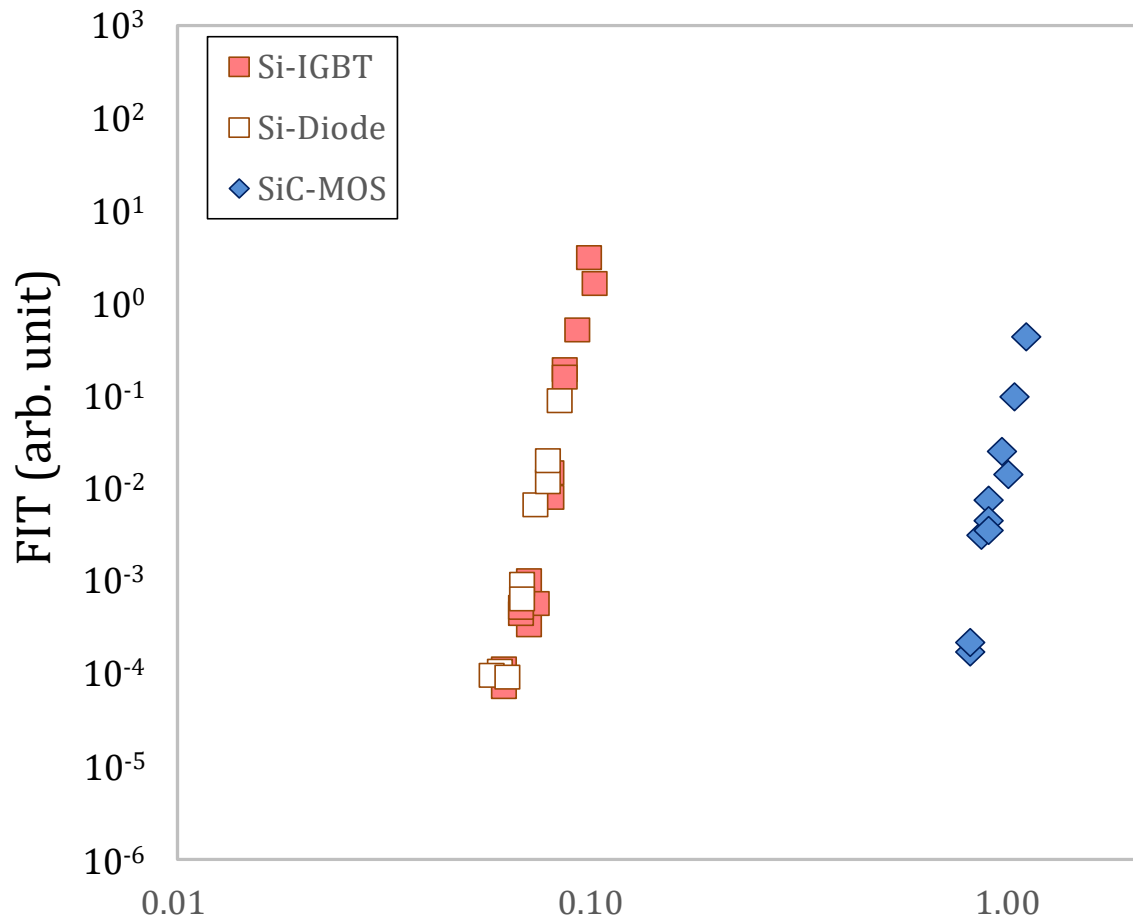


Fig.6.2 故障率の印加電圧を空乏層幅で割った平均電界依存性
 (3300 V SiC-MOS と Si-IGBT, Si-Diode。横軸はログスケール)

参考文献

- 1) D. J. Lichtenwalner, A. Akturk, J. MacGarrity, J. Richmond, T. Barbieri, B. Hull, D. Grider, S. Allen and J. W. Palmour, "Reliability of SiC Power Device against Cosmic ray Neutron Single-Event Burnout" Material Science Forum, ISSN: 1662-9760, Vol. 924, pp 559-562 2018, Doi:10.4028/www.scientific.net/MSF.924.559©2018 Trans Tech Publications, Switzerland
- 2) C. Felgemacher, S. V. Araújo, P. Zacharias, K. Neemann, and A. Gruber, "Cosmic radiation ruggedness of Si and SiC power semiconductors," 2016 28th Int. Symp. Power Semicond. Devices ICs (ISPSD), Prague, Czech Republic, pp. 51–54, 2016.
- 3) C. Felgemacher, S. V. Araujo, C. Noeding, and P. Zacharias, "Benefits of increased cosmic radiation robustness of SiC semiconductors in large power-converters," PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 573–580, 2016.
- 4) T. Nitta, Y. Sakiyama, R. Kotani, T. Inoue, R. Ohara, K. Sano, M. Yamaguchi, and G. Tchouangue, "Cosmic ray failure mechanism and critical factors for 3.3kV hybrid SiC modules," PCIM Eur. 2016 Int. Exhib. Conf. Power Electron. Intell. Motion Renewable Energy and Energy Management, Nuremberg, Germany, pp. 566–572, 2016.

- 5) J. Lutz, H. Schlangenotto, U. Scheuermann, and R. De Doncker, “Semiconductor Power Devices – Physics, Characteristics, Reliability.” Springer, 2018.
- 6) 松波弘之・大谷昇・木本恒暢・中村孝編, “半導体SiC 技術と応用”, 日刊工業新聞社, 2011年
- 7) <https://kobaweb.ei.st.gunma-u.ac.jp/lecture/2016-6-23powermosfet.pdf>, 松田順一, ”パワーMOSFETの基礎”, 群馬大学, (参照2020年8月12日)

第7章 総括

本研究においてパワーデバイスにおける宇宙線破壊の電界依存性について明らかにした。

(1) J-PARCのNOBORU ビームラインBL10にて各耐圧クラスのIGBT、ダイオードで偶発故障を再現させ、所望の故障カーブを得られることを確認した。また、実測結果とのフィッティングから加速率を求めることで、各耐圧クラスの故障率カーブを作成及び所望の電圧条件にて故障率を見積もることが可能となった。

(2) 1700 V耐圧クラスのIGBTを用いた実験にて、 n^- ドリフト層厚さ90 μm より薄い領域においても裏面 p^+ コレクタ層の有無で故障率に差がないことを確認した。

(3) シミュレーション解析にて、照射後に2つのコレクタ電流が生じるが、裏面 p^+ コレクタ層の有無に関わらず1回目の電流ピークに差が無いことを確認した。但し2回目の電流ピークについて、実験データと合わない点についてはシミュレーションモデルの現象と、実際の破壊とが一致しない点があると推定する。

(4) 750 Vから6500 V耐圧クラスのIGBT及びダイオードの故障率カーブを取得した。横軸に印加電圧を空乏層幅で割った平均電界、縦軸にチップの単位面積あたりの故障率をとった場合にユニバーサルな故障率カーブを描くことを確認した。

(5) SiCデバイスでの故障率の電界依存性を調査した。横軸に印加電圧を空乏層幅で割った平均電界をとり、故障率をSiと比較した場合、同じ故障率となる平均電界は10倍程度大きいことを確認した。これはSiに対して、SiCの絶縁破壊電界強度が約10倍高いこととほぼ一致する。Siとの最大電界強度比9.3と完全に一致しない点については、SiCとSiの耐熱性が影響していると考えられる。

これらの結果から、Siデバイスでは通常は低耐圧クラスのIGBTで用いられるレベルのn⁻ドリフト層幅での高電界下においてもバイポーラ動作モードに破壊は生じなく、また故障率へのクリティカルな要因は最大電界ではなく、印加電圧を空乏層幅で割った平均電界であることを明らかにした。パワーデバイスにおいて宇宙線破壊耐量を向上させるためには、この印加電圧を空乏層幅で割った平均電界を下げるのが効果的である。

以上の本研究の成果は、信頼性向上とロバスト性の高いデバイス設計に有用であり、来たるべきカーボンニュートラル社会の構築に大きく貢献できる。

謝辞

本論文を纏めるにあたり、指導教官である茨城大学大学院理工学研究科の篠嶋妥教授には、御多用にも拘らず、懇切なるご指導とご教鞭を承りました。ここに心からの感謝の意を表すと共に、厚くお礼申し上げます。

また本研究のご審議にあたり、大変有益なご指導を頂きました、岩本知広教授、小峰啓史准教授、小林裕博士には深く感謝申し上げます。

本研究は著者が茨城県東海村にあるJ-PARCの物質・生命科学実験施設(MLF)のユーザープログラム(申請番号2016B0209, 2017A0206, 2017B0271, 2018A0210, 2018B0228, 2020A0264, 2020B0395)の元に実験を行い、纏めたものである。本施設での研究を進めるにあたり、ご指導頂きました、日本原子力開発機構 JPARCセンターの、及川健一博士、原田正英博士、篠原武尚博士には篤く御礼申し上げます。

本研究の纏め方について有益なアドバイスを頂きました、(株)日立製作所 研究開発本部の三木浩史博士、(株)日立パワーデバイス 齊藤克明博士に深く感謝いたします。

宇宙線破壊の計算、解析、評価に多大なるご協力頂きました、(株)日立製作所 研究開発本部 古川智康様、(株)日立パワーデバイス 新井大夏様、白石正樹様、濱田寛哉様、木下昂洋様、生井正輝様、小口裕之様、松本達也様、元(株)日立パワーデバイス 丹野洋樹様、河野大樹様に深く感謝申し上げます。

また、本研究を進めるにあたり、サポート、激励、アドバイスを頂きました、
(株)日立パワーデバイス 小池義彦様、安井感様、佐伯貴広様に篤く御礼
申し上げます。