

MOSFET モード IGBT における負荷短絡時の電流集中

中川 明夫* (中川コンサルティング事務所)

田中 雅浩 (日本シノプシス)

Current filamentation during short-circuit failure of MOSFET-mode IGBT

Akio Nakagawa*, (Nakagawa Consulting Office, LLC.)

Masahiro Tanaka, (Nihon Synopsys G.K.)

The short-circuit withstanding capability is degraded for IGBTs, whose anode efficiency is low and the ratio of electron current over hole current is greater than the mobility ratio. By analyzing the short-circuit operation of the IGBT using TCAD, we found the failure is caused by current filamentation even under the homogeneous channel current flow.

キーワード : IGBT 負荷短絡 破壊 電流集中 インパクトイオン化
(IGBT short-circuit failure, current filament, impact ionization)

1. 序

負荷短絡耐量は IGBT の重要な特性の一つであり、Non-Latch-Up IGBT の開発以来、耐量の改善が行われてきた⁽¹⁾⁽²⁾。薄いウェハを用いる FS-IGBT では、アノードの注入効率が低い場合、電子電流と正孔電流の比が移動度の比よりも大きい状態で動作する MOSFET モード動作では、負荷短絡時にアノード側に高電界が生じて破壊耐量が下がる実験結果が報告されている⁽³⁾。今回、このような IGBT を TCAD を用いて解析したところ、チャネル電子電流が一樣に流れている場合でも電流集中が起き、破壊に至る事がわかったので報告する。

2. コレクタ側に高電界が生じる場合の 1-d 理論

負荷短絡状態にある FS-IGBT では N ベースのライフタイムは十分大きいので N ベース中での再結合は無視出来る。また負荷短絡時に N ベースに生じる高電界中ではキャリア密度は小さいので再結合はほぼ完全に無視出来る。簡便のためアノード効率 γ を N ベース・N バッファ接合で定義する。

$$\gamma = J_p/J, \quad \text{---Eq.(1)}$$

高電界中の電子正孔密度 p, n は飽和速度 v_h, v_e を使って次のように書ける。

$$p = J_p/qv_h, \quad \text{---Eq.(2)}$$

$$n = J_n/qv_e, \quad \text{---Eq.(3)}$$

全電荷は(4)式で表される。(4)式の括弧の中は $\gamma < \gamma_{MOS}$ の場合負になり全電荷 p は電流密度が増大するほど小さくなり、(6)式で定義する J_c 以上では全電荷は負になる。この時実質上の pn 接合は N ベース・N バッファ接合となり図 1

のように高電界は N ベース・N バッファ接合にかかる。アノード側に高電界が印加される場合には図 2 に示すように負荷短絡に耐えられる電流密度が低下することが知られている。

$$\rho = N_D + p - n = N_D + (\gamma/v_h + (\gamma - 1)/v_e)J/q, \quad \text{--- Eq.(4)}$$

$$\gamma_{MOS} = v_h/(v_h + v_e) \quad \text{for 高電界の場合} \quad \text{--- Eq.(5)}$$

$$J_c = qN_D / ((1 - \gamma)/v_e - \gamma/v_h) \quad \text{--- Eq.(6)}$$

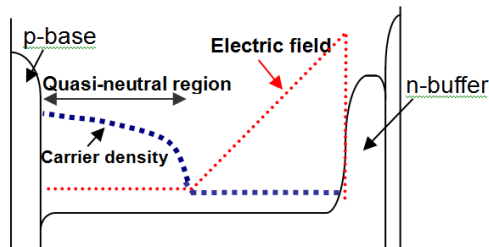


図1 電流増大に伴いコレクタ側に高電界が発生
Fig.1 High electric field region appears in anode side for high current density cases.

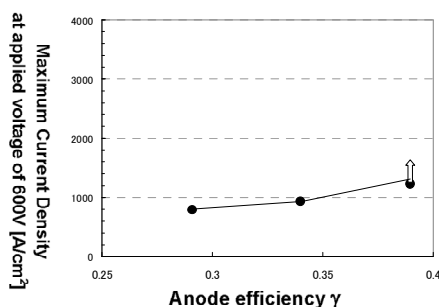


図2 アノード効率と負荷短絡耐量の関係
Fig.2 Anode efficiency vs. short-circuit withstanding capability

3. 1次元FS-IGBTの負荷短絡の考察

本報告では図3に示す低濃度のNバッファBとそれより高濃度のNバッファAを比較した。低電圧でのV-I特性を一致させた場合、600V FS-IGBTの場合の飽和領域でのV-I特性は図4のようになる。NバッファBでは電圧に応じて正孔電流が大きくなり、 γ が増大する。NバッファAではNベース中の電荷 p が負になり、図5の(1)に示すように高電界がNベース・Nバッファ界面に生じる。一方、NバッファBの場合には高電圧で γ が増大するので、Nベース電荷が正になるためアノード側に高電界が生じない。

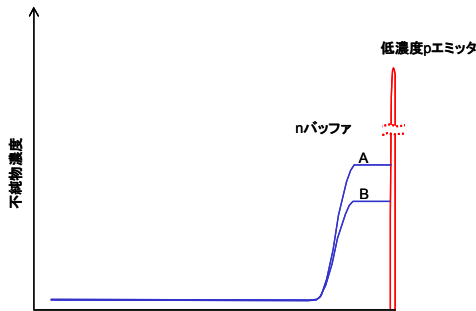


図3 低濃度NバッファBと高い濃度のNバッファA
Fig.3 High and low concentration n-buffer: A and B

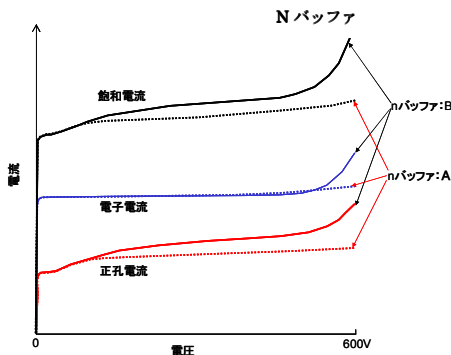


図4 600VFS-IGBTの飽和領域のV-I特性
Fig.4 Saturation region V-I characteristics for 600V FS-IGBT

このようなNバッファAとBとで1200V FS-IGBTの負荷短絡の電流電圧波形をTCADで計算した。以後の負荷短絡の計算では、いずれもチップは 1cm^2 、回路はコレクタ側に 0.01Ω の抵抗と $0.01\mu\text{H}$ のインダクタをつないで計算を行った。コレクタ電極は 0.3K/W の熱抵抗を介して 300K のヒートシンクがつながっているとした。

カソード側の構造はフローティングP層を有する図6の構造を用いた。計算結果はNバッファAの場合で図7になり、NバッファBは図8となった。図7では電流電圧の大きな振動が見られた。この理由はNバッファAの場合、後に示す理由で、電流の立ち上がりが急峻となり、これがフローティングP層の電位を急峻に上昇させるため、ゲート酸化膜を通してゲートを充電しゲート電圧が上昇し、電流の振動を大きくさせている。ゲート電圧波形を10倍した

ものを図7に示した。ゲート波形が振動し、電流の振動を助長していることがわかる。この電流振動によりコレクタ電流密度が 3000A/cm^2 を超えてしまい、高電界層での温度上昇が大きくなり破壊に至る可能性が大きい。

NバッファBの場合は電流の上昇が緩やかとなり図6の構造でも正常な負荷短絡波形(図8)となった。

図7の振動を軽減するためフローティングP層のゲート電極への影響を少なくした図9の構造を用いて負荷短絡の波形を計算したものが図10である。フローティングP層のゲートへの影響が抑えられ、振動は起きなくなったが、最初の電流ピークは依然として大きい。

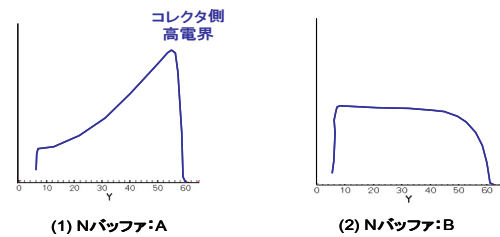


図5 Nバッファ中の電界の比較
Fig.5 Comparison of electric field distribution in n-base between n-buffers A and B

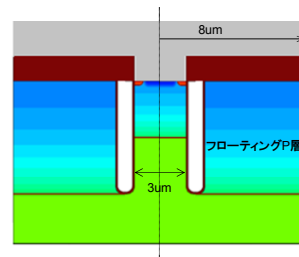


図6 図7と8の計算に用いたエミッタ構造
Fig.6 Emitter structure used for Fig.7 and 8

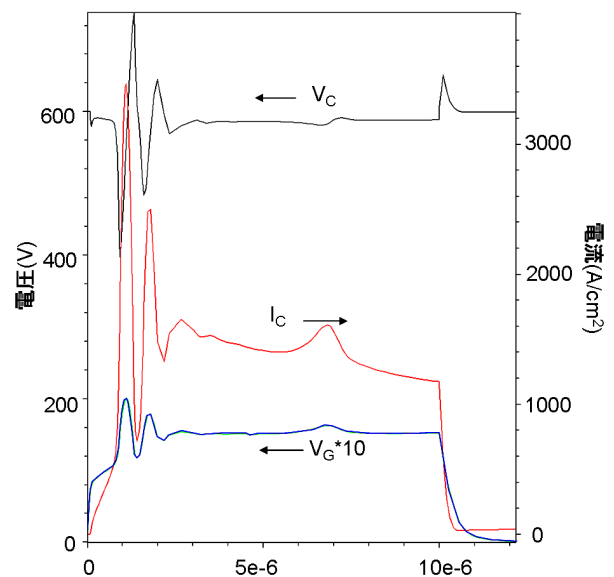


図7 NバッファAの負荷短絡波形
Fig.7 Short-circuit waveforms for n-buffer A

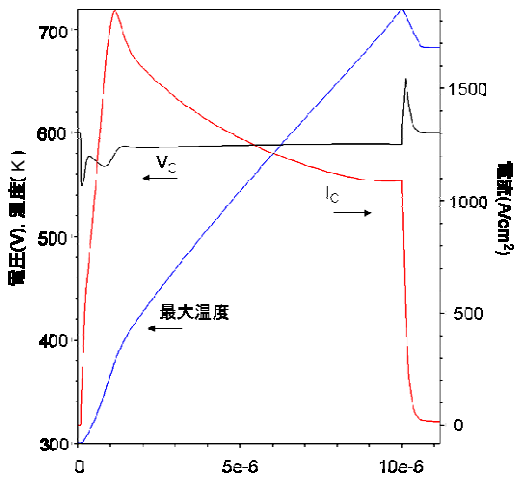


図 8 N バッファ B の負荷短絡波形
Fig.8 Short-circuit waveforms for n-buffer B

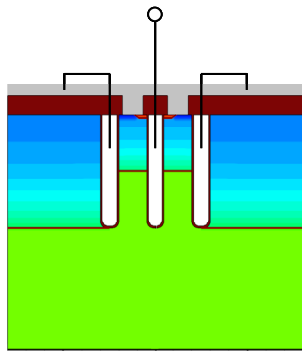


図 9 図 10 以降の計算に持ったエミッタ構造
Fig.9 Emitter structure used for Fig.10 to 16

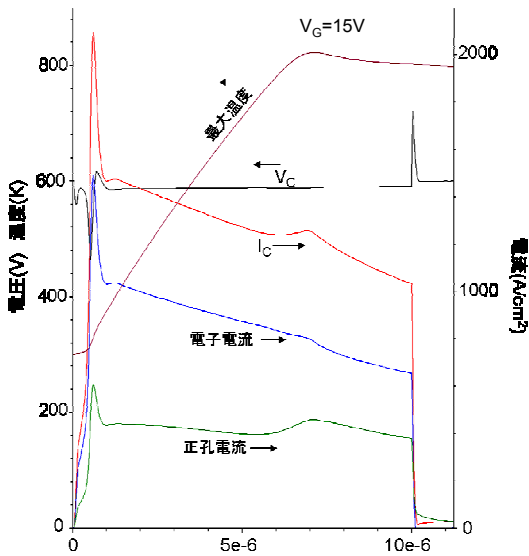


図 10 図 9 の構造の N バッファ A の短絡波形と最大温度、コレクタ電極での電子電流、正孔電流を示す
Fi.10 Short-circuit waveforms for n-buffer A with maximum temperature, electron and hole currents observed in collector electrode.

次に図 10 の急峻な電流の立ち上がりを解析する。図 11 に内部電界の変化を示す。電流が流れていない $t=0\mu\text{s}$ では P

ベース・N ベースの中央接合に高電界がかかっている。電流が流れ始め、Eq.(6)で示した電流密度 J_c を超えると高電界がコレクタ側に移動していく。このためエミッタ側からチャンネルを通じて電子が注入されても流ることができず、エミッタ側にキャリア蓄積が生じる。電子密度を図 12 に示す。図の $t=0.5\mu\text{s}$ の線は $Y=50\mu\text{m}$ 付近までエミッタ側にキャリア蓄積が生じている事を示す。高電界層のコレクタ側への移動は $0.5\mu\text{s}$ 以降は進まなくなるので、 $0.6\mu\text{s}$ 以降はキャリアが蓄積した部分の電界が大きくなり電流が急増する。この結果、急峻な電流増大となりコレクタ側で大きなインパクトイオン化が生じ、図 10、13 に示すようにコレクタ側の温度が上昇する。

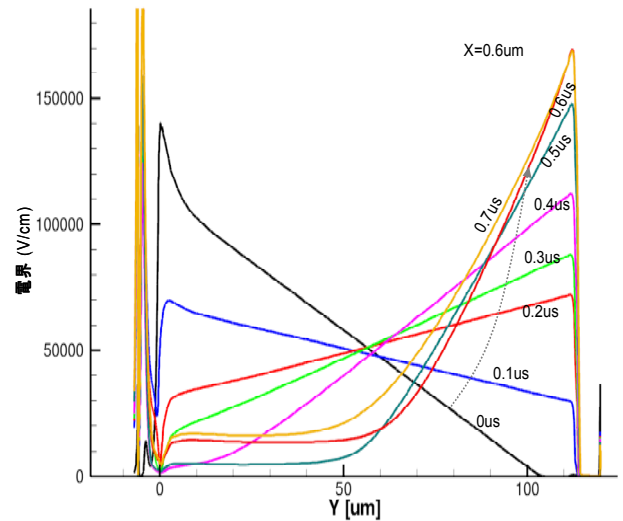


図 11 図 10 の内部電界の時間変化 (数値は時間を示す)
Fig.11 Electric field distributions for various time steps in Fig.10 (the number denotes time step).

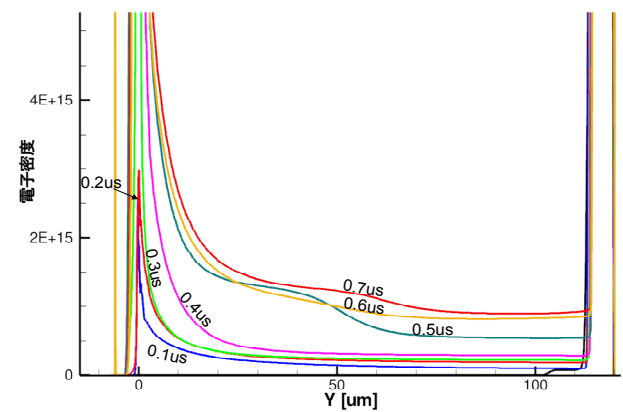


図 12 図 10 のキャリア蓄積の様子
Fig.12 Electron distribution in N-base for various time steps in Fig.10

ところで、コレクタ側の温度が上昇すると、特異な現象が見られた。図 14 に示す如く、 $7\mu\text{s}$ 以降コレクタ側の高電界が解消され高電界が N ベース全体に広がりパワーロスが N ベース全体で生じるようになることである。この原因は

温度上昇による P エミッタの注入効率の増大であると思われる。図 10 にはコレクタ電極での正孔電流と電子電流の時間変化を同時に示す。電子電流は単調に減少しているが、正孔電流は 0.6 μ s 以降しばらく増大している。すなわちアノード効率 γ の増大を意味している。このため N ベース中での負の空間電荷がなくなり、N ベース全体に高電界がかかるようになる。この結果、コレクタ側からの正孔の注入に伴うコレクタ側のキャリア蓄積が図 15 の 8 μ s の線に見られる。N ベース・N バッファ接合での温度上昇はこれ以降停止する。

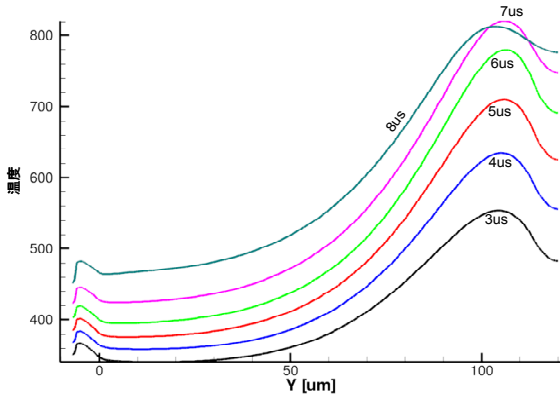


図 13 図 10 の内部温度変化を示す。
Fig.13 Temperature distributions for various time steps in Fig.10

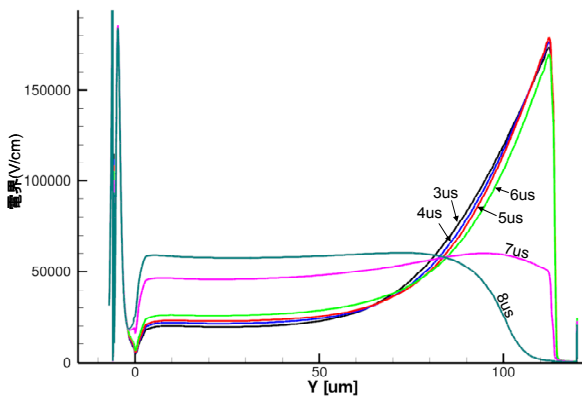


図 14 図 10 の内部電界分布の時間変化
Fig.14 Electric field distributions for various time steps in Fig.10

4. 2次元 FS-IGBT の電流集中の考察

この章では負荷短絡時に電流集中が生じることを示す。論文(4)も負荷短絡時に電流集中を報告しているが、均一な場合でも起きることは本報告が最初である。

図 9 のエミッタ構造の半分の構造 (1 Cell) を 16 個対称に並べて幅 160 μ m の構造を作成した。図 9 の構造を単純に並べたもので不純物分布等はすべて均一な構造である。この構造で図 10 と全く同じ条件で負荷短絡を計算した波形が図 17 である。ゲート電圧 V_G は 14V と 15V を示す。最大温度は図 10 よりも図 17 の方が急激に増大している。この理由は電流集中が起きていることである。図 18 に $t=0.5\mu$ s,

0.6 μ s, 0.7 μ s での電子電流の分布を示す。0.6 μ s 以降で明確な電流の電子電流の集中が見て取れる。エミッタ側ではゲート電圧は一定であるため、チャンネルからは均一な電子電流が N ベースに注入されている。しかしながら、コレクタ側では電子電流は中央のセルに集中して流れている。電子電流の集中はコレクタ側のインパクトイオン化による電流が増大するために起きると思われる。図 22 に図 10 と図 17 の $V_G=15V$ の波形を重ねて表示する。電流集中が起きたほうがインパクトイオン化でコレクタ電流のピーク値が増大しており、より安定した状態になる。ゲート電圧を 13V に下げた場合は電流集中は見られなかった。

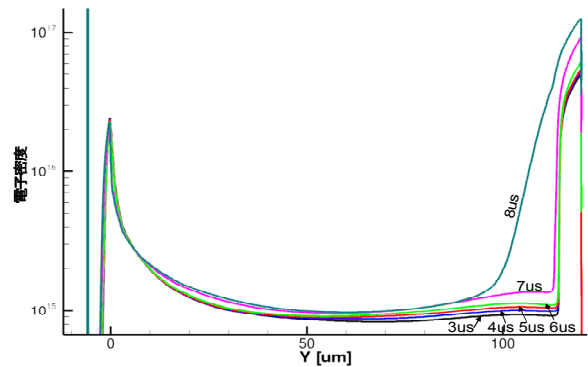


図 15 図 10 の内部電子密度の時間変化
Fig.15 Electron density distributions for various time steps in Fig.10

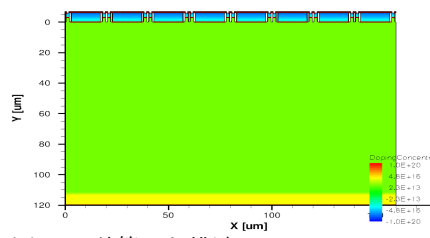


図 16 計算した構造
Fig.16 Calculated structure

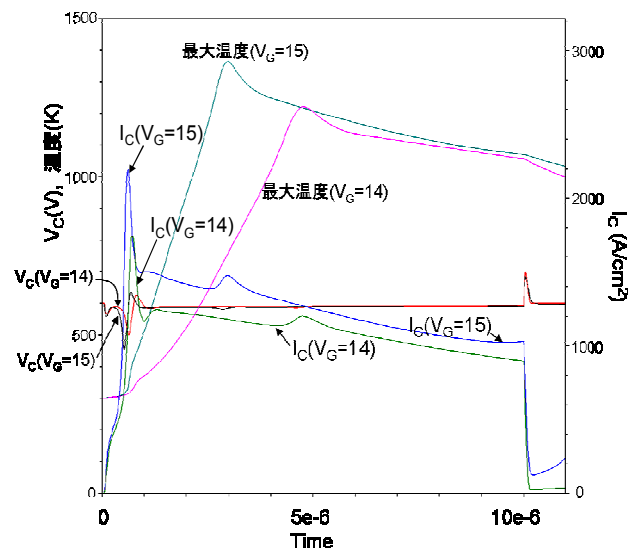


図 17 図 16 の構造での負荷短絡波形
Fig.17 Short-circuit waveforms for Fig.16

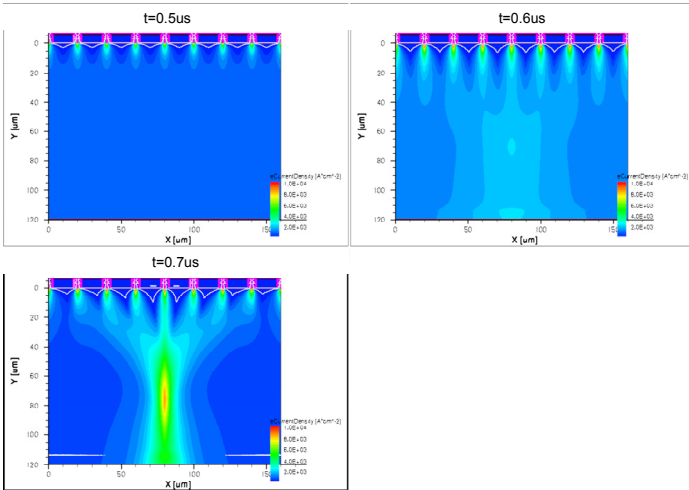


図 18 電子電流の分布 (t=0.5us, 0.6us, 0.7us)
 Fig.18 Electron current distributions for t=0.5, 0.6, 0.7us

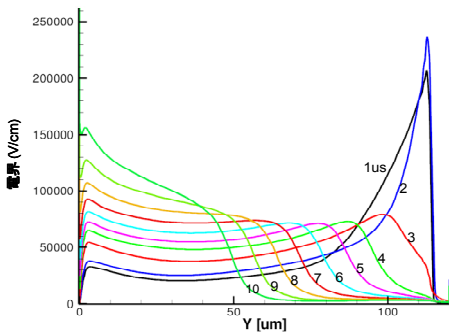


図 19 X=80um の断面での電界分布。数値は時間を us で表す。
 Fig.19 Electric field distributions for cross section of X=80um. Numbers show time steps in unit of us.

電子電流の集中が起きると、電流集中領域の電子電流密度が大きくなり負の空間電荷が増大する。この結果、N バッファ・N ベース接合での電界は図 19 に示すように $2.4 \times 10^5 \text{V/cm}$ 程度に達する。この値は 1 cell の時の図 14 の電界より明らかに大きくなっている。

図 17 からわかるように t=3us で温度は 1360K に達し、この時点で p エミッタの注入効率が增大してコレクタ側の高電界が消失する。図 19 に電流集中が起こっている X=80um の断面の電界分布を示す。t=3us 以降 N バッファ・N ベース接合での高電界が消失している。これ以降、エミッタ側の電界が高くなっていく。t=10us のターンオフ時にエミッタ側の温度は 700 度に達し、図 22 に示すようにターンオフ後、電流は完全にオフできずに再び増大する。これは中央のセルで P ベースが intrinsic になりラッチアップしたためである。図 21 は Y=110um (N ベース・N バッファ接合付近) での電子電流の分布を示す。t=3us では $20,000 \text{A/cm}^2$ を超える。

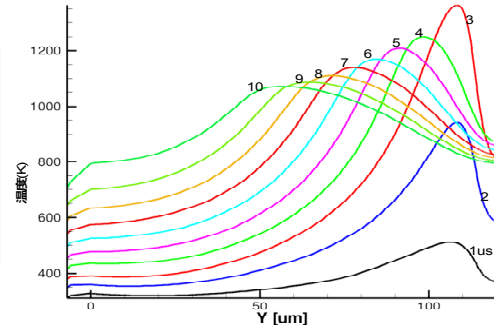


図 20 X=80um での温度分布。数値は時間を us で表す。
 Fig.20 Temperature distributions for cross section of X=80um. Numbers show time steps in unit of us.

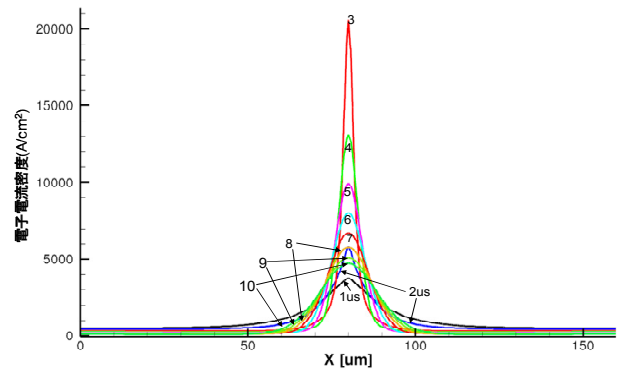


図 21 Y=110um の断面での電子電流分布。数値は時間を us で表す。
 Fig.21 Electron current distributions for cross section of Y=110um

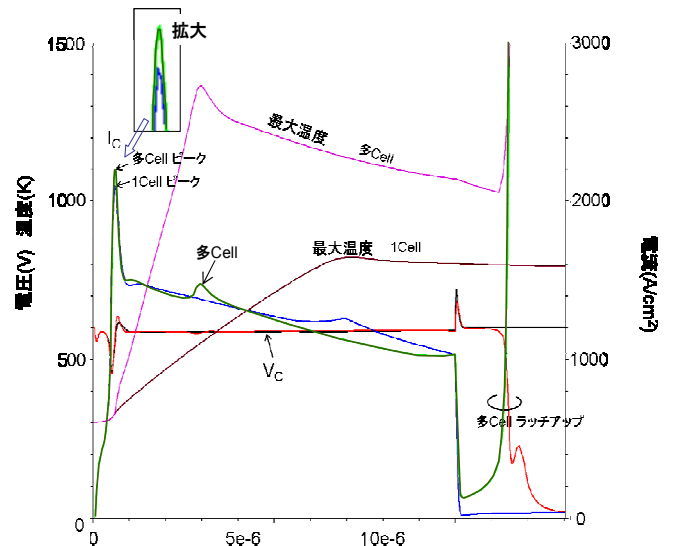


図 22 1Cell(図 9)と多 Cell(図 17)の負荷短絡波形の比較
 Fig.22 Comparison of short-circuit waveforms of 1 Cell and Multi-Cell.

次にコレクタ側が平坦でなく X=0 の部分で厚みが $4 \mu\text{m}$ 薄くなっている構造図 23 で同じ負荷短絡を計算した。図 24 が計算結果である。電流の急峻な立ち上がりは遅れて 1.5us に起きている。またピーク電流は 3400A/cm^2 を超えた。電流集中は図 25、26 に示すように、ウェハが薄い左端で顕著

であるが、右端にも生じた。ウェハ厚みが一般的な場合に約 160 μm ピッチで生じる電流集中のメカニズムはかなり強力なウェハが一番厚い右端にも電流集中を生じさせた。この様子は図 25 の温度分布、図 26 の電子電流の分布から明白であろう。

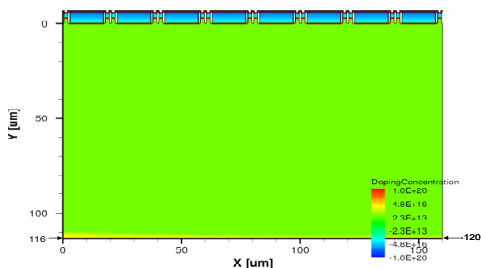


図 23 X=0 μm で厚みが 116 μm 、右端で 120 μm と厚みが変化している FS-IGBT 構造。他はすべて図 17 と同じ。
Fig.23 Calculated IGBT structure with linearly graded wafer thickness: 116 μm at x=0 and 120 μm at x=160 μm

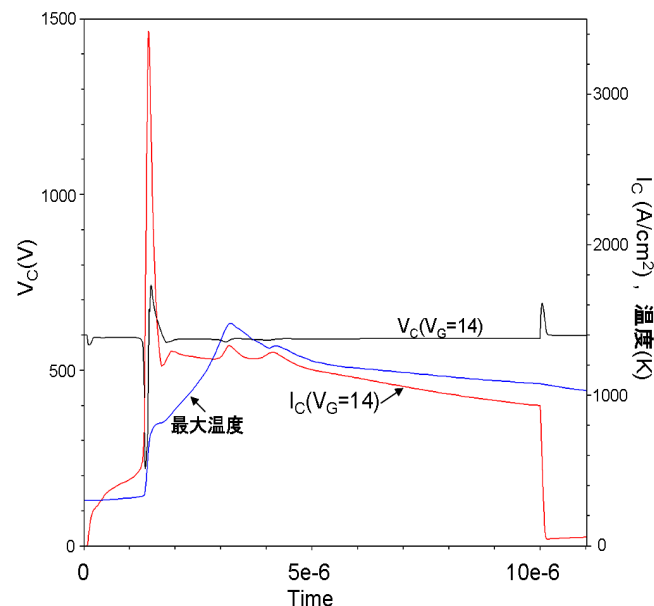


図 24 図 23 の構造の負荷短絡波形
Fig.24 Short-circuit waveforms for Fig.23

5. 破壊の考察

MOSFET モード FS-IGBT の負荷短絡破壊は次の 3 つが考えられる。

- [1] コレクタ金属コンタクトの溶融
- [2] N バッファ・N ベース接合付近の溶融
- [3] エミッタ側の NPN 動作によるラッチアップ

電流集中は X 方向だけでなく 3 次元的奥行方向にも起きると予測される。その場合、更に電子電流密度が増大し、N バッファ・N ベース接合での温度上昇が更に大きくなることが想定される。この温度がシリコンの融点を超えれば N バッファ・N ベース接合が溶融すると考えられる (上記[2])。一方、コレクタ表面には金属コンタクトがあり、この部分の溶融はかなり低い温度で起こるのでコレクタ金属コンタ

クトの溶融も破壊の有力な原因と思われる (上記[1])。上記の 1,2 が起きない場合は、コレクタ側の高電界が解消され、図 21 に示すようにエミッタ側の温度上昇が起きてくる。これにより p ベースが intrinsic になる温度を超えればラッチアップが起き破壊に至ると考えられる (上記[3])。

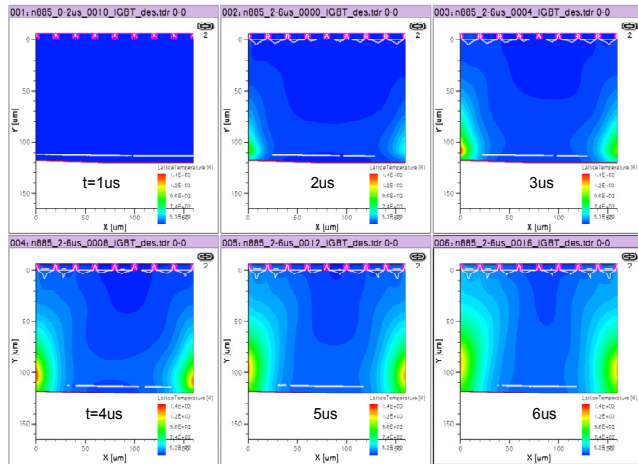


図 25 温度分布 (t=1,2,3,4,5,6 μs)
Fig.25 Temperature distribution (t=1,2,3,4,5,6 μs)

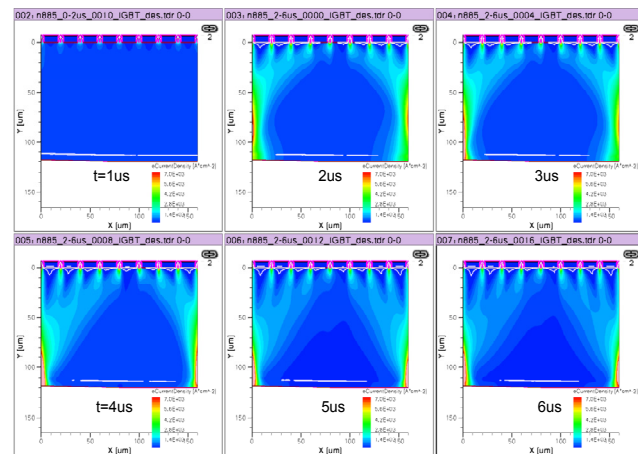


図 26 電子電流の分布 (t=1,2,3,4,5,6 μs)
Fig.26 Electron current distribution (t=1,2,3,4,5,6 μs)

文 献

- (1) A.Nakagawa et al., IEEE Trans. on Electron Devices, ED-34, pp.351-355(1987)
- (2) J. Yamashita, A. Uenishi, Y. Tomomatsu, H. Haruguchi, H. Takahashi, I. Takata, and H. Hagino, proceeding of ISPSD'93, pp.35-40, (1993)
- (3) A. Nakagawa, T. Matsudai, T. Matsuda, M. Yamaguchi and T. Ogura, Proc. of ISPSD, pp.103-106(2004)
- (4) A. Kopta, M. Rahimo, U. Schlapbach, N. Kaminski, D. Silber, proceeding of ISPSD'09, pp.33-36(2009)