

2014 年度 修士論文

二光子吸収過程を用いたパルスレーザによる
ソフトエラー評価に関する研究

A study on pulsed-laser based soft-error evaluation
employing two-photon absorption process

2015 年 2 月 5 日提出

指導教員：廣瀬 和之 教授

東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻
37-136431 井辻 宏章

目次

第 1 章	緒言	1
1.1	研究背景	1
1.2	研究目的	3
第 2 章	原理	4
2.1	放射線環境	4
2.1.1	銀河宇宙線	5
2.1.2	太陽宇宙線	6
2.1.3	ヴァン・アレン帯	6
2.2	半導体デバイスへの放射線照射効果	7
2.2.1	荷電粒子と半導体の相互作用	7
2.2.2	トータルドーズ効果	11
2.2.3	シングルイベント効果 (SEU, SET, SEL, SEB)	12
2.3	ソフトエラー (SEU, SET) のメカニズム	13
2.3.1	電荷生成	14
2.3.2	電荷収集	16
2.3.3	回路応答	17
2.4	高速化・スケーリングがソフトエラーへ及ぼす影響	19
2.5	ソフトエラーの対策	20
2.6	ソフトエラーの評価法	20
2.6.1	重イオン照射による評価法	20
2.6.2	パルスレーザ照射による評価法	21

第 3 章	測定系の構築	29
3.1	二光子吸収過程を用いたパルスレーザによる Si デバイス評価の条件	29
3.1.1	波長の条件	29
3.1.2	パルス幅の条件	30
3.1.3	パルスエネルギーの条件	31
3.2	開発したパルスレーザの仕様	32
3.3	測定系の概要	34
第 4 章	二光子吸収過程を用いたパルスレーザによる Si PIN フォトダイオードの評価	39
4.1	試料	39
4.2	電流パルス測定に向けた準備	41
4.2.1	ステージへの Si PIN フォトダイオードの固定	41
4.2.2	受光部の中心への集光	41
4.2.3	深さ分解能	44
4.3	電流パルス測定結果及び考察	46
4.3.1	パルスエネルギー依存性	46
4.3.2	バイアス依存性	49
4.3.3	焦点位置依存性	51
4.3.4	収集電荷量と時定数の関係	54
4.4	重イオン照射時の電流パルスの再現	56
第 5 章	結論	59
	研究業績	61
	謝辞	62
	参考文献	63

第 1 章 緒言

1.1 研究背景

科学衛星や気象衛星をはじめとする宇宙機が正常に動作するためには、宇宙機に搭載された半導体デバイスの高い信頼性が必要となる。しかしながら、半導体デバイスの微細化・高速化に伴い、メモリ回路での従来のソフトエラー（メモリ保持情報の反転）と異なる、論理回路における新たなソフトエラーが顕在化し、半導体デバイスの信頼性が揺るがされている。重イオンを主とする放射線が半導体デバイスを構成する MOSFET に入射すると、放射線の電離作用により MOSFET 内に多量の電荷が生成され、生成された電荷がドレインで収集される際に電流パルスが生じるが、その電流パルスがソフトエラーを引き起こす。その電流パルスに関しては、電流パルスを時間領域で積分した収集電荷量だけではなく、電流パルスの波形がソフトエラーの有無に関与していると考えられている [1]。

ソフトエラーの評価法として、重イオン照射による評価法や二光子吸収過程を用いたパルスレーザによる評価法 [2] が提案されている。地上の加速器施設を利用する重イオン照射による評価法は、宇宙空間を飛翔する重イオンを模擬できるという長所を持つために広く用いられている手段だが、宇宙空間を飛翔する重イオンの非常に大きなエネルギーに至るまでの加速や、入射タイミングの制御は困難である。この重イオン照射による評価法では、重イオンの長い飛程に沿ってデバイス内に電荷が生成される。一方、二光子吸収過程を用いた評価等のパルスレーザによる評価法では、入射タイミングの制御が可能であるという長所を持つ。そのため、論理 LSI の新たなソフトエラーではクロックに対する入射タイミングによりソフトエラーの脆弱性が異なる [3] が、ソフトエラー脆弱タイミングの特定等が可能である [4]。さらに二光子吸収過程を用いた評価法では、デバイスの深さ方向の $10\ \mu\text{m}$ 程の範囲に渡る、焦点位置のみに電荷を生成できる [5]。ことから、電荷収集領域の三次元マッピング [6] が可能であるといった長所を持つ。さらに二光子吸収過程を用いた評価法では、照射するパルス光のエネルギーを増大させる事で、宇宙空間を飛翔する重イオンよりも高密度な電荷をデバイス内に生成できる [7]。これらの長所を鑑みて、二光子吸収過程を用いた評価法が脚光を浴びており、二光子吸収過程を用いた評価法を重イオン照射による評価法の代替として用いる事例 [8] や、二光子吸収過程を用いた評価法でソフトエラーのメカニズムに関する新たな知見を得る事例 [9] が報告されている。

二光子吸収過程を用いた評価法を重イオン照射による評価法の代替として利用する

ことを目指し, SRAM 記憶素子により校正式を導出した例がある [8]. 図 1.1(a) に示すように, 重イオン照射による評価法では, 重イオン照射による評価のパラメータである LET (Linear Energy Transfer) のある値を境にして, ソフトエラーが起こるようになる. 同様に, 図 1.1(b) に示すように, 二光子吸収過程を用いた評価法においても, 二光子吸収過程を用いた評価のパラメータである P. E (Pulse Energy) のある値を境にして, ソフトエラーが起こるようになる. それらの値を比較することで, 図 1.1(c) に示すような校正式が導出されているが, その校正式は, 他のデバイスに適用できない場合があることがわかった. この原因に関しては解明されていない. その原因は, 二光子吸収過程を用いた評価法で重イオン照射時の電流パルスを再現できない場合があるためではないかと考えられる. これまで, 二光子吸収過程を用いた評価法で重イオン照射時の電流パルスを再現できることは確認されていない.

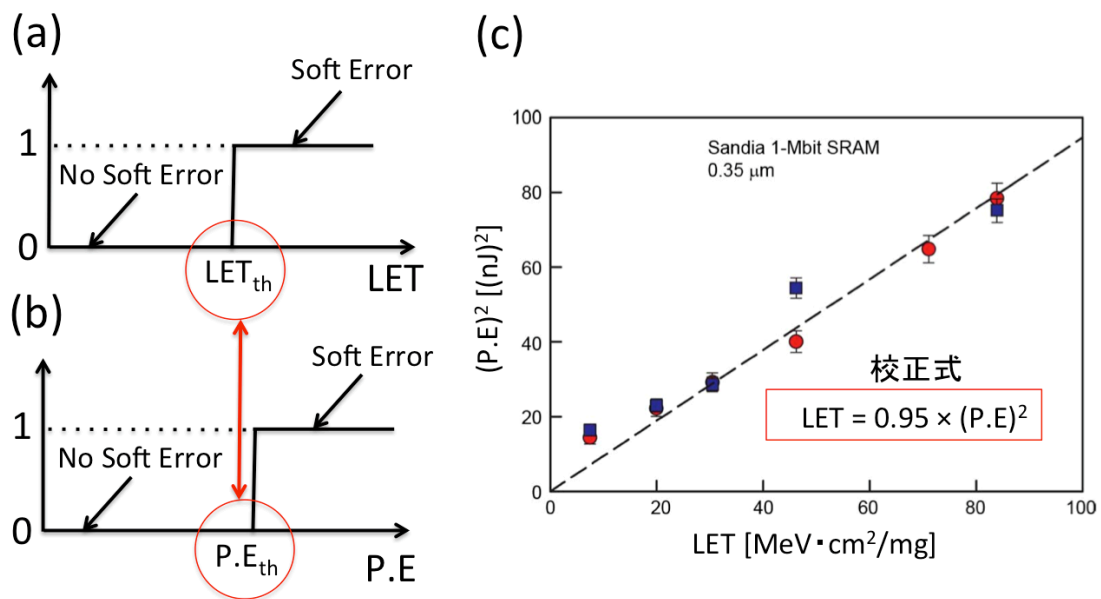


図 1.1 (a) 重イオン照射による評価法でのソフトエラー, (b) 二光子吸収過程を用いた評価法でのソフトエラー, (c) SRAM の評価により導出した校正式 [8].

1.2 研究目的

二光子吸収過程を用いたパルスレーザ照射により半導体デバイスで発生する電流パルス測定することを目的とした。まず、これまで報告例がない、焦点位置をデバイスの深さ方向へ移動させた際の電流パルス測定を行い、二光子吸収過程を用いた評価の際の電荷生成・収集の過程の理解を目指した。そして、そこで得られた理解をもとにして、二光子吸収過程を用いたパルスレーザ照射によって重イオン照射時の電流パルスを再現できるか否かの確認を行った。

第2章 原理

この章では、放射線環境について述べ、半導体デバイスへの放射線照射効果として、荷電粒子と半導体の相互作用、トータルドーズ効果、シングスイベント効果について述べる。次に、シングスイベント効果の一種であるソフトエラー（メモリ保持情報の反転）のメカニズム、高速化・スケールアップがソフトエラーへ及ぼす影響、ソフトエラーの対策について述べる。最後にソフトエラーの評価法として、重イオン照射による評価法と、二光子吸収過程を用いた評価法を含むパルスレーザ照射による評価法について述べる。

2.1 放射線環境

宇宙空間では、太陽系内外の星の活動により過酷な放射線環境が形成されている。宇宙放射線は、X線や γ 線などの電磁波と、重イオンや陽子などの荷電粒子に大別できる。宇宙機に搭載された半導体デバイスにおける誤動作の主な要因は、高いエネルギーを持ち、豊富に存在する荷電粒子である。ここでは、地球周辺の宇宙空間を飛翔する荷電粒子について言及する。図2.1に示すように、地球周辺においては、地球磁場の効果により荷電粒子の一部は遮蔽される。一方で地球磁場はヴァンアレン帯と呼ばれる放射線帯を形成する。地球周辺の荷電粒子に関しては、銀河宇宙線、太陽宇宙線、ヴァン・アレン帯の3つに分類できるが、それらの詳細を以下に述べる。

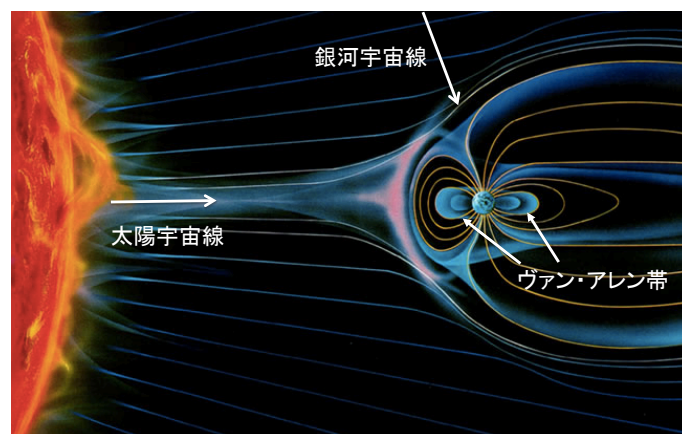


図 2.1 地球周辺の放射線環境 [10].

2.1.1 銀河宇宙線

銀河宇宙線 (Galactic Cosmic Ray) は, 超新星爆発等により生成され, 太陽系外から飛翔する荷電粒子である. 銀河宇宙線のフラックス (単位面積, 単位時間あたりの粒子数) は $1 \sim 10 \text{ particles}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ であり, エネルギーは数 100 GeV までの広範囲に渡る [11]. 後述する太陽宇宙線やヴァンアレン帯の荷電粒子と比較すると, フラックスは少ないが, 最大のエネルギーは極めて高い. 銀河宇宙線の内訳は, おおよそ 83 % が陽子, 13 % が α 線, 3 % が電子, 1 % が重イオンである. ただし, ここでは α 線 (He の原子核) 以上の質量を持つ荷電粒子を“重イオン”と定義する. 図 2.2 に銀河宇宙線の元素構成比を示す [11]. 傾向として, 原子番号の小さい元素ほど豊富に存在し, 鉄以上の原子番号の元素からフラックスが急激に低くなっていることがわかる.

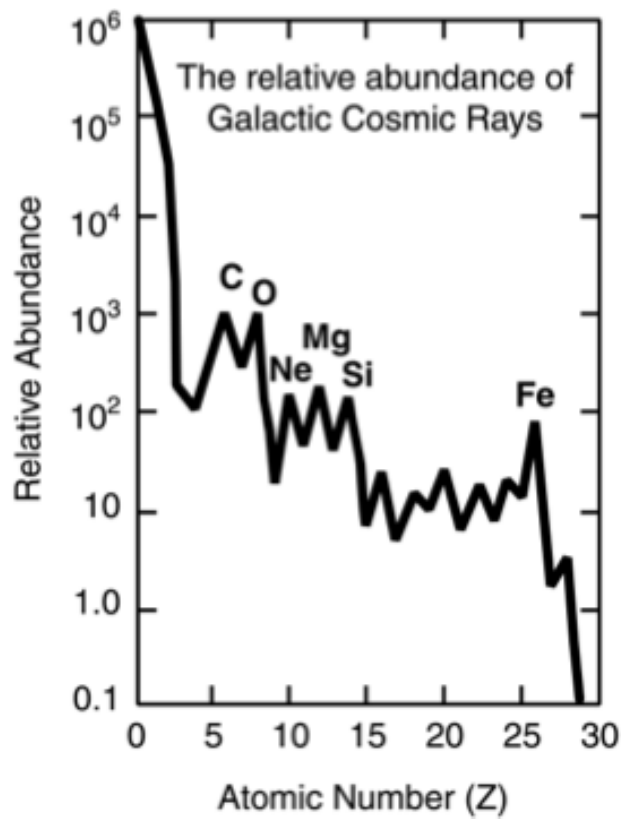


図 2.2 銀河宇宙線の元素構成比 [11].

2.1.2 太陽宇宙線

太陽宇宙線 (Solar Energetic Particle) は, 太陽フレアと太陽コロナ質量放出により, 宇宙空間を飛翔する荷電粒子である. 太陽宇宙線のエネルギーは最大で 1 GeV 程度で, フラックスは多いときで 10^6 particles/(cm² · s) 程度である. 主な組成は, 陽子, α 線, 重イオンである. 図 2.3 に, 太陽活動周期 (1 周期 = 約 11 年) と陽子のフルエンス (単位面積当たりの粒子数), 黒点数の関係を示す [11]. 陽子のフルエンスは太陽活動周期で変化し, 時期により大きく異なっている. また, 陽子のフルエンスと黒点数に相関があることがわかる.

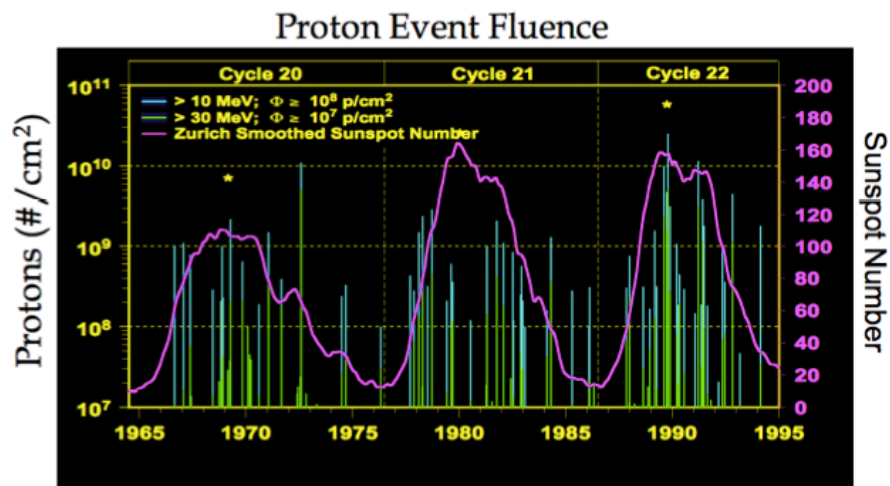


図 2.3 太陽活動周期とフルエンス, 黒点数の関係 [11].

2.1.3 ヴァン・アレン帯

地球周辺には, 荷電粒子が磁場から受けるローレンツ力により, 図 2.4 に示すヴァン・アレン帯 (Van Allen radiation belt) という放射線帯が形成されている. 米の物理学者ヴァン・アレンが発見したため, ヴァン・アレン帯と呼ばれている. 最大のエネルギーは 100 MeV 程度であり, 銀河宇宙線や太陽宇宙線と比べて低いが, フラックスは 10^6 particles/(cm² · s) であり, 非常に多い. 内側の放射線帯 (inner zone) と外側の放射線帯 (outer zone) に分かれており, 内側の放射線帯は主にプロトンから, 外側の放射線帯は主に電子から構成されている.

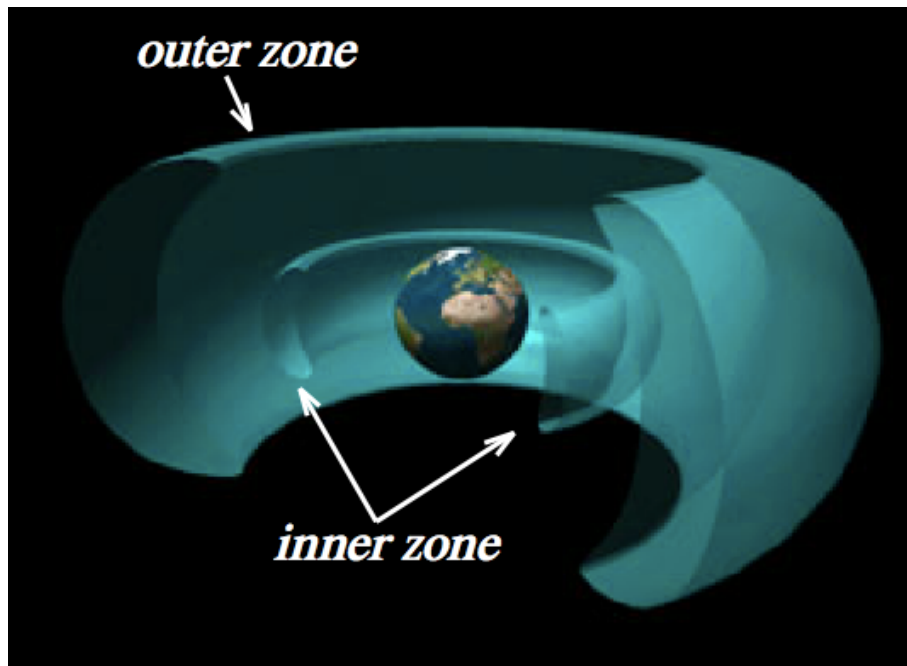


図 2.4 ヴァン・アレン帯 [12].

2.2 半導体デバイスへの放射線照射効果

この節では, 荷電粒子が半導体デバイスの誤動作を引き起こす現象について言及する. 続いて, 荷電粒子による累積的な効果であるトータルドーズ効果, 高エネルギー荷電粒子による単発的な効果であるシングスイベント効果について言及する.

2.2.1 荷電粒子と半導体の相互作用

荷電粒子と半導体の相互作用として, 図 2.5 (a) に示す半導体の軌道電子との相互作用, 図 2.5 (b) に示す半導体の原子核との相互作用がある. 以下に, I. 軌道電子との相互作用, II. 原子核との相互作用, III. 軌道電子との相互作用と原子核との相互作用の割合について述べる.

I. 軌道電子との相互作用

荷電粒子と軌道電子との相互作用により, 半導体の軌道電子が励起されて自由電子となる. この過程を電離 (イオン化) と呼ぶ. 荷電粒子の入射エネルギーを E とおくと, Si の場合は電離作用により $E [\text{eV}] / 3.6$ 個の電子正孔対が生成され, 後述するトータルドーズ効果やシングスイベント効果が起こる. 分母の 3.6 は, 荷電粒子が Si 内に一つの電子正孔対を生成するのに必要なエネルギーが 3.6 eV であることを意味する [13].

II. 原子核との相互作用

荷電粒子が 10^{-10} m 程の大きさであることに対し, 原子核は 10^{-14} m 程の大きさであるため, 原子核との相互作用が起こる確率は非常に低い. しかしながら, 荷電粒子が半導体の原子核に衝突すると, 原子位置が変位し, 半導体の結晶性の乱れが生じる. この衝突による損傷は, はじき出し損傷 (knock on) と呼ばれており, 後述するトータルドーズ効果が起こる.

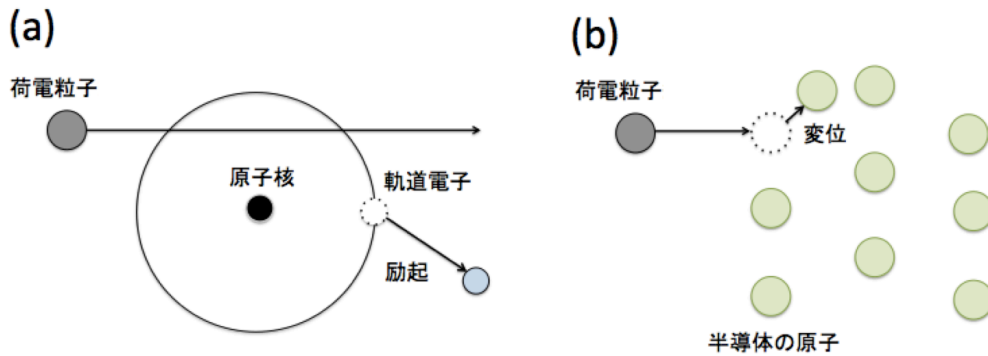


図 2.5 (a) 軌道電子との相互作用, (b) 原子核との相互作用.

III. 軌道電子との相互作用と原子核との相互作用の割合

軌道電子との相互作用と原子核との相互作用の割合は荷電粒子の質量により異なる。電子・ α 線などの軽い荷電粒子と、アルゴンなどの重イオンに分けて考える [14]。

(a) 軽い荷電粒子の場合

軽い荷電粒子が固体内の原子と時間 t の間だけ相互作用して横切った際、固体内の電子の速さを u 、荷電粒子が固体内の一つの電子に及ぼす平均的な力を F 、電子の質量を m とすると、

$$u = \frac{Ft}{m} \quad (2.1)$$

となり、その電子はエネルギー

$$\frac{1}{2}mu^2 = \frac{1}{2} \frac{(Ft)^2}{m} \quad (2.2)$$

を得る。一方で、質量 M の原子核は、速さを U 、原子核の電荷を Z とすると、

$$U = \frac{ZFt}{M} \quad (2.3)$$

となり、その原子核はエネルギー

$$\frac{1}{2}MU^2 = \frac{1}{2} \frac{(ZFt)^2}{M} \quad (2.4)$$

を得る。電子が Z 個あることを考慮すると、電子の総エネルギーは

$$\frac{Z}{2}mu^2 = \frac{Z}{2} \frac{(Ft)^2}{m} \quad (2.5)$$

となり、(2.5) 式の右辺を (2.4) 式の右辺で除すると

$$\left[\frac{Z}{2} \frac{(Ft)^2}{m} \right] \div \left[\frac{1}{2} \frac{(ZFt)^2}{M} \right] = \frac{M}{Zm} \quad (2.6)$$

となるが、これは全電子へ移るエネルギーと原子核へ移るエネルギーの比を表しており、2000～6000 の値をとる。つまり、原子核へ失われるエネルギーと比べて、電子へ失われるエネルギーの方がはるかに多いことがわかる。

(b) 重イオンの場合

重イオンにおいても、(a) で述べたことが成り立ち、あるエネルギー以下になるまでは軽い荷電粒子と全く同じように振る舞う。一方で、あるエネルギー以下になると、電子へのエネルギー損失がわずかしか起こらなくなるが、それに関して述べる。

質量 m_I の荷電粒子が固体に速さ v で入射した場合を考える。その際に、固体内の質量 m の電子 1 個と衝突し、電子は速さ u で前方へ跳ばされ、荷電粒子は速さ v' に減速したとすると、運動量保存則・エネルギー保存則より以下の式が成り立つ。

$$m_I(v - v') = mu \quad (2.7)$$

$$\frac{1}{2} m_I(v^2 - v'^2) = \frac{1}{2} mu^2 \quad (2.8)$$

(2.8) 式を (2.7) 式で除し、荷電粒子の速さが衝突前後で変わらないと近似し、(2.7) 式、(2.8) 式を解くと、

$$u = 2v \quad (2.9)$$

という関係が得られ、荷電粒子から電子へ移るエネルギーは、荷電粒子の入射エネルギーを E とすると、

$$\frac{1}{2} mu^2 = \frac{4m}{m_I} \cdot \frac{1}{2} m_I v^2 = 4 \left(\frac{m}{m_I} \right) E \quad (2.10)$$

となる。このエネルギーが固体内の原子の電離エネルギーの代表値 I_f より大きくなけ

れば電離は起こらない。電離が起こる荷電粒子の入射エネルギーの閾値を E_I とすると、固体内の原子の電離が起こるためには、荷電粒子の入射エネルギーは

$$E_I = I_t \frac{m_I}{4m} \quad (2.11)$$

以上でなければならない。重イオンにおいては、 E_I が非常に大きく、重イオンのエネルギーが E_I 以下の場合には、電子へのエネルギー損失がわずかになる。例を挙げると、陽子が入射粒子の場合には、 E_I は 2～5 keV であるが、アルゴンイオンが入射粒子の場合には、 E_I は 100～200 keV である。

さらに、荷電粒子のエネルギーが小さい場合は、ストリッピングという過程を考慮する必要がある。ストリッピングとは、固体内の原子に入射する荷電粒子の電子が、固体内の原子により引き離される現象である。ここで、ストリッピング過程が起こる荷電粒子のエネルギーの閾値を E_s とすると、水素原子の場合には E_s が 7 keV であるが、アルゴンの場合、 E_s は 300 keV となる。そのため、アルゴンイオンを固体に入射した場合は、300 keV 以下では電子を集めて中性のアルゴン原子となり、電離はほぼ起こらなくなる。

高いエネルギーの場合は軽い荷電粒子と同じように振る舞うが、重イオンの場合は E_I , E_s の値が軽い荷電粒子と比べて大きな値をとることから、小さなエネルギーの場合には上記のように軽い荷電粒子とは異なった振る舞いを見せる点に留意する必要がある。

2.2.2 トータルドーズ効果

トータルドーズ効果 (Total Ionizing Dose Effect: TID) は、多数の荷電粒子の電離作用に起因し、半導体が吸収する総エネルギー量に応じた、累積的で、永久損傷につながる効果である。トータルドーズ効果は、MOSFET の閾値電圧のシフトやリーク電流の増大に寄与する。ここでは、MOSFET の閾値電圧シフトのメカニズムについて、ゲートに正の電圧を印可した MOS 構造を例にとり説明する。図 2.6 に示すように、MOS 構造に荷電粒子が入射すると、電離作用により電子正孔対が酸化膜中に生成される。生成された電子は酸化膜中の電界によりゲート側に掃き出される。一方で、生成された正孔は、ホッピング伝導により、酸化膜中の局在電子状態を介して酸化膜/半導体の界面に移動する。その後、酸化膜/半導体の界面付近に正孔がトラップされる [15]。この過程で、酸化膜中が正に帯電し、既にバイアスが印可されたような状態となることで、MOSFET の閾値電圧のシフトが起こる。このトータルドーズ効果は、多数の荷電粒子が半導体デバイスに入射したときに起こるが、大部分の荷電粒子はパッケージを貫通するエネルギーを持っていない。そのため、パッケージによりある程度トータルドーズ効果を抑制できる。

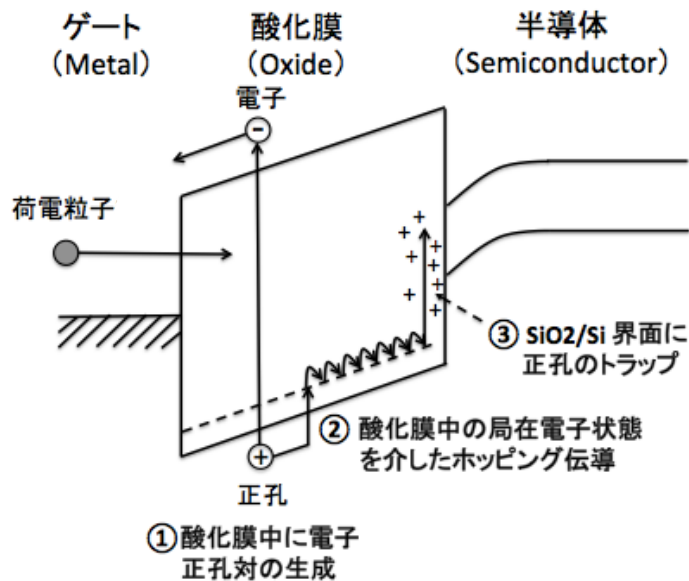


図 2.6 MOSFET の閾値電圧シフトのメカニズム [15].

2.2.3 シングルイベント効果 (SEU, SET, SEL, SEB)

シングルイベント効果 (Single Event Effect: SEE) は、単発の高エネルギー荷電粒子の電離作用に起因し、半導体デバイスの誤動作・損傷につながる効果である。シングルイベント効果の種類として、シングルイベントアップセット (Single Event Upset: SEU), シングルイベントトランジェント (Single Event Transient: SET), シングルイベントラッチアップ (Single Event Latchup: SEL), シングルイベントバーンアウト (Single Event Burnout: SEB) 等がある。SEU はメモリ保持情報の反転現象であり、ソフトエラーとも呼ばれている。SET は電圧パルスが回路を伝搬する現象であり、SEU に関与している。SEL は CMOS 構造の寄生サイリスタがオンになることで過渡電流が流れる現象であり、永久故障につながる。SEB はパワー MOSFET のような高電圧が印可された MOSFET で起こる現象であり、寄生トランジスタがオンになることで大電流が流れ、デバイスが焼損する現象である。高エネルギー荷電粒子はパッケージでは遮蔽できず、パッケージを貫通するため、シングルイベント効果はパッケージにより抑制できない。本研究は、シングルイベント効果の中の SEU と SET に関するものである。

2.3 ソフトエラー (SEU, SET) のメカニズム

宇宙放射線による最初のソフトエラーは、1975 年の IEEE NSREC (Nuclear and Space Radiation Effects Conference) で Binder らにより報告された。その発表では、インテル サット IV 衛星に搭載された汎用のデジタル TTL (Transistor-Transistor Logic) IC 内のバイポーラ J-K フリップフロップで起こった、17 年間の運用における 4 回のソフトエラーが報告された [16]。メモリ自体はダメージを受けず、非永久的で再現性のない反転であるために、この現象はソフトエラーと呼ばれるようになった [17]。そして、半導体デバイスの微細化・高速化により、地上においても中性子線によるソフトエラーが報告されるようになった [18]。また、微細化の影響で、単発の荷電粒子が複数のビットを反転させるマルチプルビットアップセット (Multiple Bit Upset: MBU) も顕著に起こるようになり、従来のエラー訂正法では対処が困難となってきた。さらに、論理 LSI での SET によるソフトエラーが顕著になってきたため、現在ではソフトエラーが半導体デバイスの信頼性における深刻な問題となっている。

図 2.7 に示すように、ソフトエラーは、電荷生成、電荷収集、回路応答の 3 つの過程により起こる [19]。まず、半導体デバイスの基本材料 Si における電荷生成について述べる。そして、半導体デバイスにおける電荷収集について述べ、最後に半導体デバイスの電荷収集に対する回路応答について述べる。

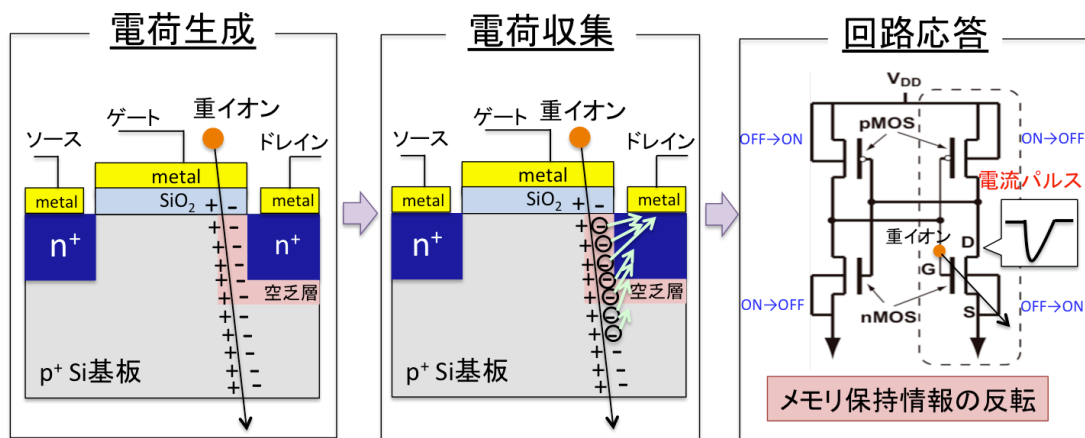


図 2.7 ソフトエラーの 3 つの過程.

2.3.1 電荷生成

荷電粒子はフェムト秒のオーダーで Si にエネルギーを付与して、フェムト秒からピコ秒のオーダーで Si 内に電荷を生成し、ピコ秒からマイクロ秒のオーダーで生成された電荷が収集される [11]. ここでは, I. 荷電粒子の線エネルギー付与, II. 荷電粒子による電荷生成について述べる.

I. 荷電粒子の線エネルギー付与

荷電粒子を Si に照射した際の線エネルギー付与 (Linear Energy Transfer: LET) の式を (2.12) 式に示す. LET は, 単位長さあたりに荷電粒子が Si に付与するエネルギー dE/dx を原子密度 ρ で除した値であり, 単位は $\text{MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ で表される. 原子密度 ρ で除する理由は, 入射原子に依存しないようにするためである.

$$LET = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (2.12)$$

図 2.8 に, 10 MeV/nucleon の様々な種のイオンを Si に照射した際の LET の深さ依存性を示す [20]. ここで, nucleon は核子を表し, 凡例の数字は質量数を表す. 図 2.8 の曲線はブラッグ曲線 (Bragg Curve) と呼ばれている. 図 2.8 より, イオン種により異なった形状のブラッグ曲線となることがわかる. ブラッグ曲線の形状は, イオン種とイオンの入射エネルギーに依存する.

II. 荷電粒子による電荷生成

荷電粒子が Si に生成する単位長さ当たりの電荷量 dQ は, (2.13) 式により見積もることができる.

$$dQ = \rho \frac{LET}{3.6} \quad (2.13)$$

図 2.9 に, 11 MeV-C , 13 MeV-N , 15 MeV-O による Si での生成電荷分布を示す [21]. 荷電粒子の飛程に沿って, 半径が数 10 nm で, 10^{19} cm^{-3} を極大とする密な電荷が生成されていることや, 逆三角形状の生成電荷分布となっていることがわかる.

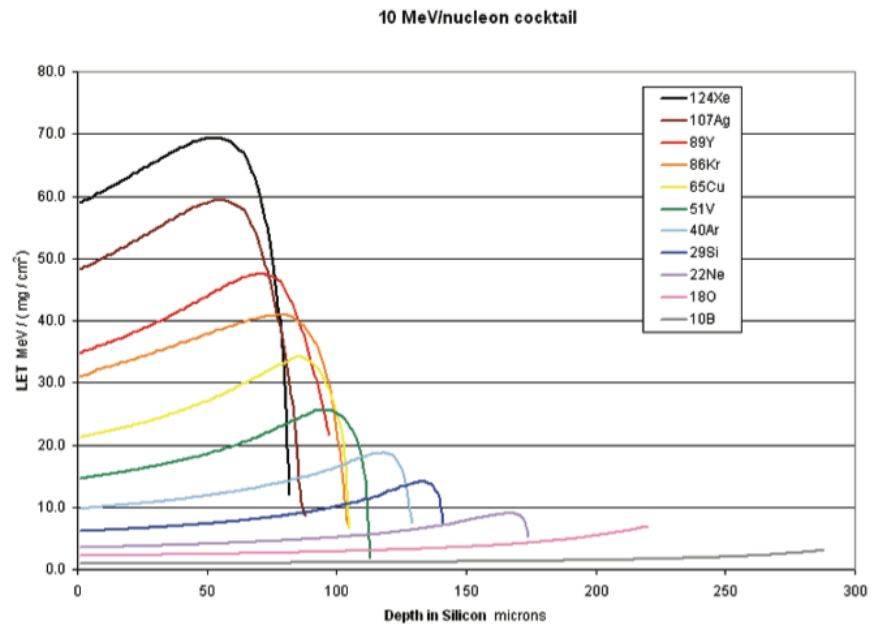


図 2.8 Si に対する様々なイオン種のブラッグ曲線 [20].

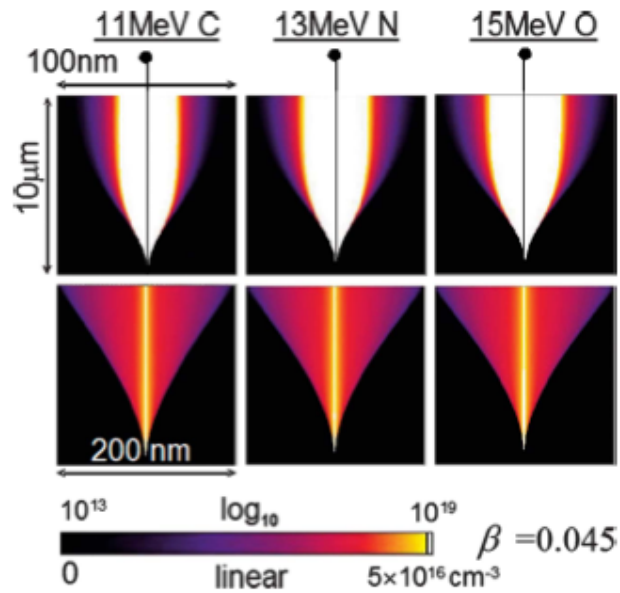


図 2.9 Si での 11 MeV-C, 13 MeV-N, 15 MeV-O による生成電荷分布（上部は線形スケール, 下部は対数スケール） [21].

2.3.2 電荷収集

半導体デバイス内に生成された電荷は、ドリフト・拡散により収集される。瞬時に収集される成分はドリフト成分、比較的長い時間をかけて収集される成分は拡散成分と考えることができる。また、半導体デバイスの基本構造である pn 接合に高エネルギー荷電粒子を照射した際の電荷収集においては、ファネリング (Funneling) という現象が寄与する場合がある。図 2.10 (a), (b) に、7.5 V の逆バイアス電圧を印可した n⁺/p 接合ダイオードに 4.3 MeV の α 線を入射した際のポテンシャルを示す [22]。 α 線入射前には、空乏層のみに 7.5 V の電圧がかかっていたが、 α 線入射 0.1 秒後の図 2.10 (a) では、空乏層に印可されていた電圧の一部が基板側へ移動していることがわかる。そのため、空乏層の下に生成され、拡散長のみで考えれば再結合して収集されない電荷が、ドリフトで収集される。この現象はファネリングと呼ばれている。 α 線入射 1 秒後の図 2.10 (b) では、ポテンシャルの変動が緩和され、元の状態に戻りつつある状況を示している。このファネリングに関連して、多量の電荷が空乏層内に生成されると電荷が生成された領域が導電性を持つといった報告や [23]、空乏層に印可されていた電圧の基板側への移動のしやすさは基板のタイプ (p 型 or n 型) によって異なり [24]、エピ基板や高ドーパの基板ではファネリングが起こりにくいといった報告がなされている [25]。これらの電荷収集過程により生じる過渡的な電流を、“電流パルス”と定義する。温度により電子・正孔の移動度や寿命が変わることで、電流パルスの波形に温度依存性があることがわかっている [26]。本研究は、この電流パルスに関するものである。

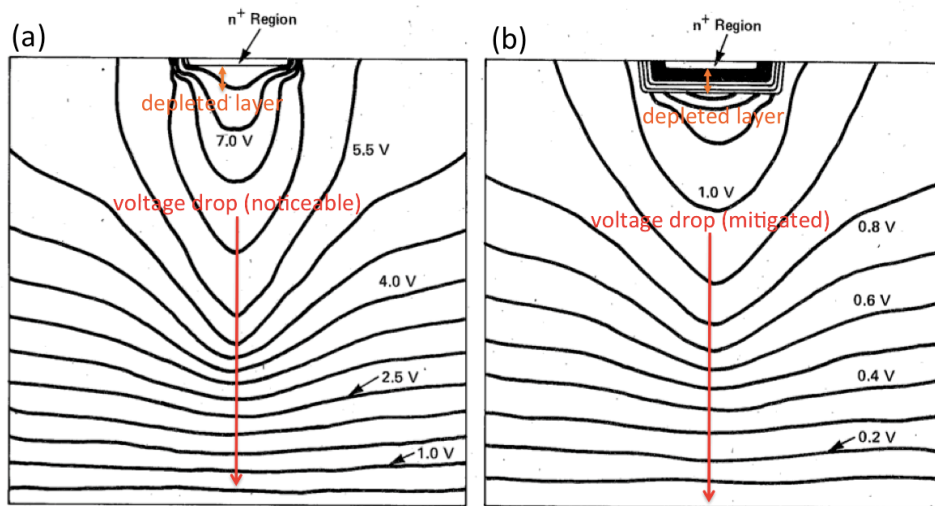


図 2.10 ファネリング (a) α 線入射 0.1 秒後 (b) α 線入射 1 秒後 [22].

2.3.3 回路応答

ソフトエラーには荷電粒子が直接的にメモリ保持情報を反転させる場合と、電圧パルスが回路を伝搬することで、間接的にメモリ保持情報を反転させる場合がある。

I. 直接的なソフトエラー

SRAM 記憶素子を例に、ソフトエラーが起こるまでの過程を述べる。オン状態の MOSFET に荷電粒子が入射した際はソフトエラーは起こらない。また、nMOSFET で生じる電流パルスを打ち消す役割を果たす pMOSFET からの回復電流が小さいため、オフ状態の nMOSFET に荷電粒子が入射した場合に最もソフトエラーが起こりやすいことが知られている [27], [28]。図 2.11 の (1) の過程では、荷電粒子がオフ状態の nMOSFET (n1) に入射し、ドレインに電流パルスが生じる。(2) の過程では、ノード電位 N1 が一時的に低下し、電圧パルスが生じる。(3) の過程では、生じた電圧パルスにより pMOSFET (p2) がオンになり、nMOSFET (n2) がオフになる。(4) の過程では、ノード電位 N2 が増大し、nMOSFET (n1) がオンに、pMOSFET (p1) がオフになる。上記の (1)-(4) の過程によりソフトエラーが起こる。一方、電源がノード電位の変動を回復しようとするため、(1)-(4) の過程が長いとソフトエラーは起こらない。具体的には、ノード電位の回復に要する時間と、(1)-(4) の過程に要する時間の大小関係で、ソフトエラーの有無が決まると考えられている [1]。よって、SRAM のソフトエラーは、電圧パルス（電流パルス）の持続時間に依存すると考えられる。また、電圧パルスのピーク値が小さい場合は MOSFET のオン・オフが変化しないため、電圧パルスのピーク値にも依存すると考えられる。

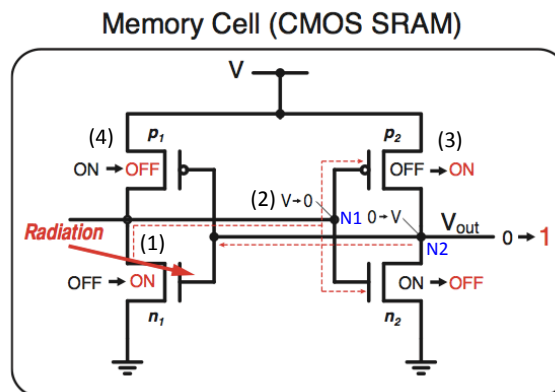


図 2.11 CMOS SRAM 記憶素子における直接的なソフトエラー [29].

II. 間接的なソフトエラー

論理 LSI では、間接的な (SET による) ソフトエラーも起こる. ここでは、オフ状態の nMOSFET のドレインに荷電粒子が電流パルスを生じた際の、D フリップフロップ (D-Flip Flop : D-FF) での間接的なソフトエラーについて述べる. 図 2.12 に示すように、オフ状態の nMOSFET に荷電粒子が入射すると、多量の電荷が nMOSFET 内に生成され、ドレインで電流パルスが発生する. その電流パルスによって、周囲の回路に応じた電圧パルスが発生する. この電圧パルスに関しては、MOSFET のドレインで生じる電流パルスから推定する手法が提案されている [30]. 発生した電圧パルスが伝搬して D-FF の入力部に到達し、クロックの立ち上がりの部分でラッチされると、立ち下りの部分でソフトエラーが現れる. クロック周波数の高速化や電圧パルスの持続時間の増加により、ラッチ確率が増加し、間接的なソフトエラーが起こりやすくなる. クロック周波数の高速化のため、最近では間接的なソフトエラーの割合が増加している. これまで、電圧パルスに関しては、nMOSFET と pMOSFET により構成されるインバーターの通過段数に応じて時間的に広がって行くという報告や [31], 同じ時間スケールで電圧パルスが発生すると、電圧パルスが消失 (クエンチ) することがあるという報告がなされている [32].

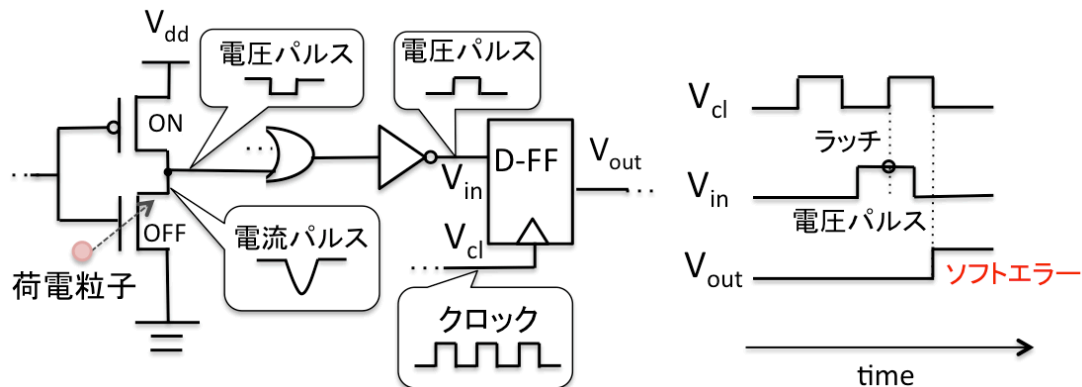


図 2.12 論理 LSI における間接的なソフトエラー.

2.4 高速化・スケーリングがソフトエラーへ及ぼす影響

図 2.13 にソフトエラーの頻度 (Soft Error Rate: SER) における, 直接的なソフトエラーの頻度 SER_{SEU} と間接的なソフトエラーの頻度 SER_{SET} の割合を示す [33]. 図 2.13 は, クロック周波数の高速化により, 直接的なソフトエラーに対する間接的なソフトエラーの割合が増加することを示している. 論理 LSI において, 記憶素子 1 個に接続される論理素子の平均的な数を 11.5 個と見積もった場合は, クロック周波数が 890 MHz となると, 直接的なソフトエラーと間接的なソフトエラーの割合が等しくなるといった報告がなされている [34].

続いて, 半導体メモリの代表例である SRAM と DRAM のソフトエラーにおいて, スケーリングが及ぼす影響について述べる. SRAM に関しては, セルのサイズのスケーリングとキャパシタンスのゆるやかなスケーリングにより, 1 bit あたりのソフトエラーの頻度が増加してきた. 一方で DRAM に関しては, 単位セルのキャパシタンスを一定としているため, スケーリングによる 1bit あたりのソフトエラーの頻度の増加は比較的ゆるやかである [3].

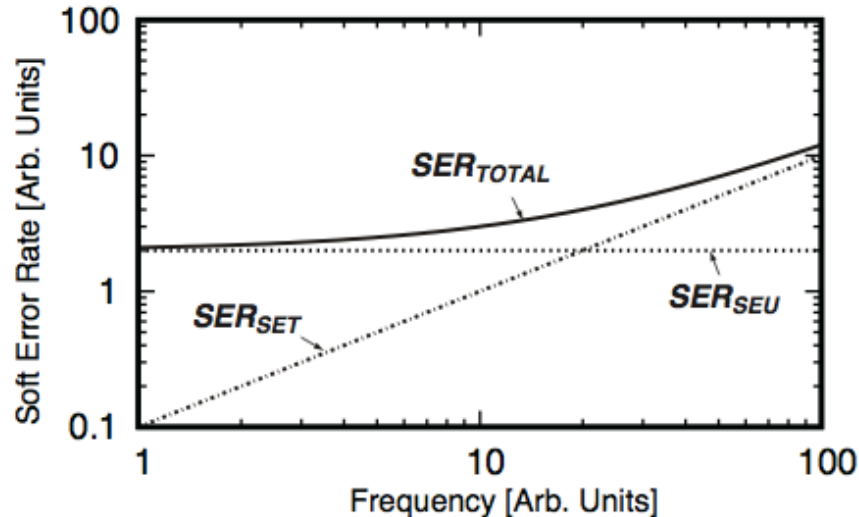


図 2.13 直接的なソフトエラーの頻度 SER_{SEU} と間接的なソフトエラーの頻度 SER_{SET} の割合 [33].

2.5 ソフトエラーの対策

まずは、デバイス構造における対策に関して述べる。デバイス構造によって、ソフトエラー耐性は異なっている。最先端デバイスにおいては、従来のバルクプロセスではなく、基板に酸化膜を埋め込む SOI (Silicon on Insulator) プロセスが用いられているようになってきた。SOI デバイスでは、バルクデバイスと比べて収集電荷量が少ないため、SOI デバイスには高いソフトエラー耐性が期待される。しかしながら、寄生容量が小さいため、少量の電荷でソフトエラーが起こることがわかってきた。そこで、有効ではないと考えられていた完全空乏型 SOI デバイスへのボディタイ付加の有効性を示し、バイポーラ効果による電荷収集を抑制することで、ソフトエラー耐性を大きく向上させる等の報告がなされている [35]。このようなデバイスレベルでの対策だけではなく、三重冗長化 [36] やエラー訂正機能の付加、ビットインターリーブなどの多岐にわたる回路レベルでの対策が提案されている。

2.6 ソフトエラーの評価法

論理 LSI における間接的なソフトエラーが顕在化していることや、宇宙用部品としては実績が無い高性能な民生部品を宇宙応用して、コストの削減を狙う動きがある [37] ことから、ソフトエラーの評価の重要性が高まってきていると言える。この節では、ソフトエラーの評価法として、重イオン照射による評価法、本研究で行った二光子吸収過程を用いた評価法を含むパルスレーザ照射による評価法について述べる。

2.6.1 重イオン照射による評価法

重イオン照射による評価法は、ソフトエラーの評価の際に広く用いられている手段である。図 2.14 は、原子力研究開発機構が運用するイオン加速器施設 (TIARA) 内の HE2 チャンバーの写真である [29]。大部分の加速器施設においては、10~40 MeV/amu のエネルギーのイオンを生成している [38] が、このエネルギーは、銀河宇宙線の最頻値の 1 GeV/amu と比べて小さい。ここで、amu は炭素原子 ^{12}C 1 個の質量の 12 分の 1 を基準とした原子質量単位を表す。また、入射エネルギーの上限値は 1 MeV/amu 以下となるが、照射範囲をマイクロメートルスケールの範囲に制御した照射も可能である [39]。この重イオン照射によるソフトエラーの評価では、LET の異なる複数のイオン種を選択的に照射することで、図 2.15 に示す LET 対エラー断面積を得ることが一般的である。ここ

でのエラー断面積は, ソフトエラーの回数をフルエンスで除することで導出できる. そして, 図 2.15 からは, ソフトエラーが起こる LET の閾値 (LET_{th}) を導出できる. その際には, エラー断面積の飽和値 σ_s の 10 分の 1 や, 100 分の 1 となる値として, LET_{th} が定義される.

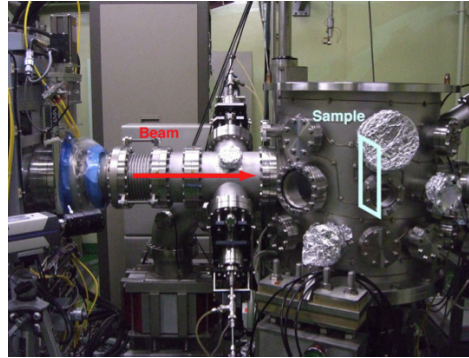


図 2.14 TIARA 内の HE2 チャンバー [29].

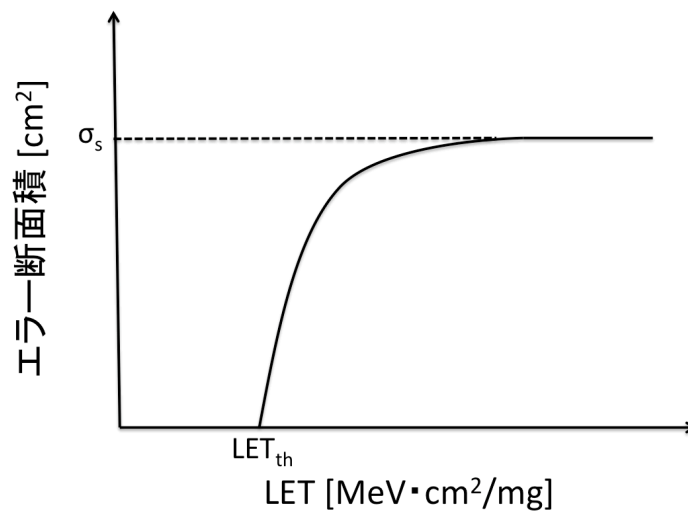


図 2.15 LET 対エラー断面積.

2.6.2 パルスレーザ照射による評価法

パルスレーザ照射によるシングルイベント効果の評価は, 多種のデバイスにおけるシングルイベント効果に関する時間的・空間的な情報を得るために, 25 年以上に渡り, 多

くのグループによって行われてきた [7]. パルスレーザ照射によりシングスイベント効果を評価した報告 [40] [41] が最初になされたのは 1987 年である. 重イオン照射の際の電荷生成とパルスレーザ照射の際の電荷生成のメカニズムは異なっているが, パルスレーザ照射による評価法により, ソフトエラーをはじめとするシングスイベント効果の理解が深まった例は無数にある. ここでは, パルスレーザ照射による評価法の概要, パルスレーザ照射による評価例, そして近年提案された二光子吸収過程を用いた評価法の概要・問題点について述べる.

I. パルスレーザ照射による評価法の概要

パルスレーザ照射による評価法は, 高い空間分解能を持ち, 再現性が高いという特徴を持つ. また, 最も高いエネルギーの宇宙放射線よりもデバイス内に高密度な電荷を生成することが可能である [7]. さらに, 新たな論理 LSI のソフトエラーではクロックに対する入射タイミングによりソフトエラーの脆弱性が異なるが, パルスレーザ照射による評価では, 入射タイミングの制御が可能のため, ソフトエラー脆弱タイミングの特定が可能である [4].

パルスレーザ照射による評価法での生成電荷分布は, 波長・スポットサイズ・パルスエネルギー (1 つのパルス光が持つエネルギー) によって決まる. ここでのパルスエネルギーは, 重イオン照射による評価法での LET に対応する. Si にパルス光を照射すると, (2.14) 式のランベルト・ベールの法則に従い, パルス光が Si の深さ方向に進むにつれて, パルス光の強度は指数関数的に減衰していく. I はパルス光の強度, I_0 は Si の表面におけるパルス光の強度, α は線形吸収係数, z は Si 表面からの深さを表す.

$$I = I_0 \exp(-\alpha z) \quad (2.14)$$

パルス光を Si に照射した場合, 光子のエネルギーが Si のバンドギャップエネルギー 1.12 eV を上回れば, フォノンを介することで電子が運動量を得て波数空間を移動する間接遷移により, 電子正孔対が生成される. パルスレーザ照射による評価法では, デバイスに局所的な照射を行うために対物レンズを用いて集光する. 集光した際のスポット径の式を (2.15) 式に示す. w_0 はスポット径, f は焦点距離, λ は波長, D は対物レンズ入射前のビーム径, NA は対物レンズの開口数を表す.

$$w_0 = \frac{4f\lambda}{\pi D} = \frac{2\lambda}{\pi NA} \quad (2.15)$$

(2.16) 式に示す焦点付近の広がりを表す共焦点距離 z_0 も, 生成電荷分布を決める重要なパラメータである. n は Si の屈折率を表す.

$$z_0 = \pi n \frac{w_o^2}{\lambda} \quad (2.16)$$

II. パルスレーザ照射による評価例

パルスレーザ照射による評価法では, 図 2.16 に示すような放射線感応部のマッピングが可能である [42]. 図 2.16 には, オペアンプに対し, 1064 nm・905 nm・850 nm の波長でパルス光を照射した際に, 正の電圧パルスが伝搬するパルスエネルギーの閾値を示している. 図 2.16 で, 1064 nm の波長における感応面積が最も大きい理由は, 1064 nm のパルス光の侵入長が最も長いためである.

さらに, 前述のように, パルスレーザ照射による評価法では, クロックに対する任意のタイミングでの照射も可能である. 図 2.17 には, A/D コンバーターのコンバート開始時間に対するレーザの照射時間の遅れを τ_L としたときの, $\tau_L = 30$ ns, 380 ns, 480 ns におけるエラー断面積を示す.

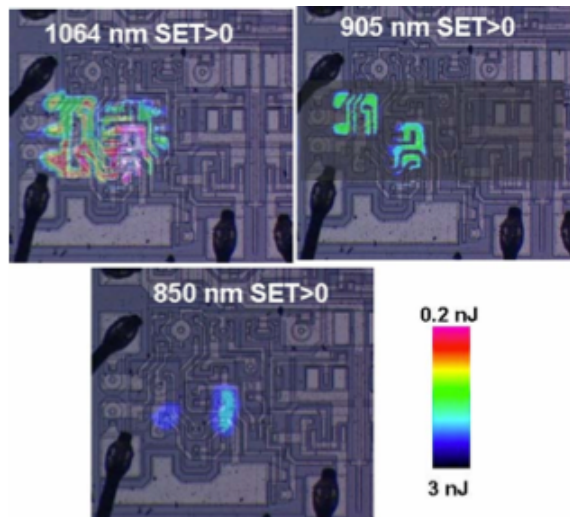


図 2.16 オペアンプの放射線感応部マッピング [42].

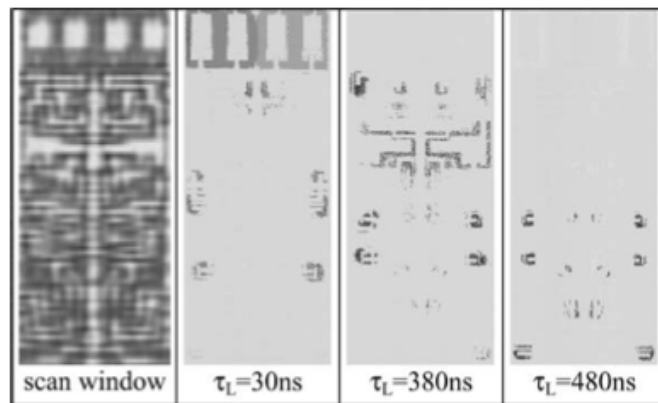


図 2.17 A/D コンバーターのエラー脆弱タイミングの評価 [4].

III. 二光子吸収過程を用いた評価法の概要

パルスレーザ照射による評価法での最適な波長に関しては、長い間議論が繰り広げられていた。波長が長くなるにつれて顕著になる非線形効果や、Si に対する侵入長などの観点から、 $0.8\ \mu\text{m}$ が最適であるという提言等がなされてきた [43]。従来のパルスレーザ照射による評価法では、一つの光子が電子正孔対を生成する一光子吸収過程が支配的になる $0.8\ \mu\text{m}$ 付近の波長が用いられていた [44]。しかしながら、近年における MOSFET 上の配線層の多層化により、パルス光が配線層の金属によって反射されて MOSFET まで侵入せず、パルスレーザで評価を行えない事例が増えてきた。さらに、一光子吸収過程が支配的になる波長では、パルス光の侵入長が短く、多層配線層があるチップの表側からだけではなく、裏面のシリコン基板を通じた評価も困難であった。

一方で、高出力フェムト秒レーザの開発により、二つの光子が電子正孔対を生成する二光子吸収過程を用いた評価が可能となった。二光子吸収過程を用いた評価法は、パルス光の侵入長が長く、デバイス内の深さ方向の $10\ \mu\text{m}$ 程の範囲（焦点位置のみ）に電荷が生成される [5] という特徴を持つため、裏面のシリコン基板を通じた評価が可能となった [45]。このような経緯で、二光子吸収過程を用いた評価法が脚光を浴びている。さらに、二光子吸収過程を用いた評価法では、焦点位置のみでの電荷生成が可能であることから、電荷収集領域の三次元マッピング [6] が可能であるといった特徴を持つ。図 2.18 にパワー MOSFET の電荷収集領域の三次元マッピングを示す [46]。

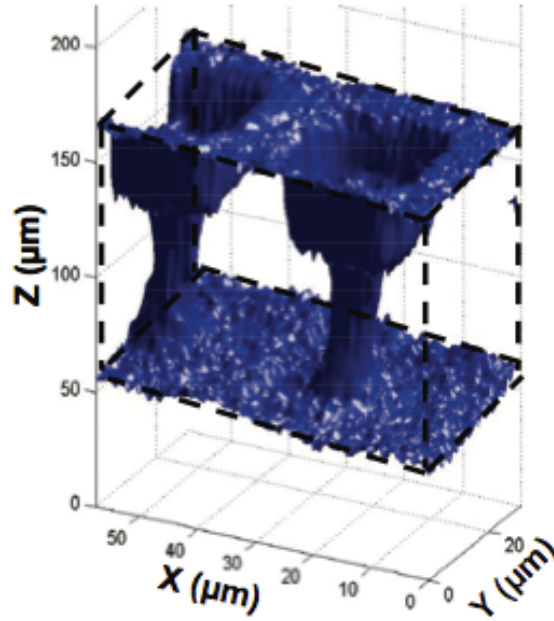


図 2.18 パワー MOSFET の電荷収集領域の三次元マッピング [46].

続いて, 二光子吸収過程を用いた評価の際の, 光の伝搬や電荷生成に関する理論 [2], [47], [48] を述べる. (2.17) 式に分極と光電場の関係を示す. P は分極, ϵ_0 は真空の誘電率, $\chi^{(i)}$ は i 次の非線形感受率, E_ω は入射光の電場を表す. 右辺の第 1 項は線形的な光学的性質に参与し, 高次の項は非線形的な光学的性質 (非線形効果) に参与する. (2.17) 式の右辺に関して, 原子内電場と比べて小さな光電場の光パルスの場合は, 高次の項を無視できる. また, 第 2 項の $\chi^{(2)}$ は結晶の中心対称性のために 0 となり, 第 3 項の $\chi^{(3)}$ の実部は, 光強度により屈折率が変化するカー効果に参与し, 虚部は二光子吸収過程に参与する. (2.18) 式は光の伝搬における光の吸収を表す式で, $z, I(r, z, t), \alpha, \beta_2, \sigma_{ex}, N(r, z, t)$ はそれぞれ Si の表面からの深さ, 光強度, 線形吸収係数, 二光子吸収係数, 自由キャリアの吸収率, 自由キャリアの密度を表す. (2.19) 式は, 自由キャリアやパルス光自身による位相変化を表し, β_1 は $\chi^{(3)}$ の実部に比例する値, γ_1 は自由キャリアによる屈折を表す.

$$P = \epsilon_0 (\chi^{(1)} E_\omega + \chi^{(2)} E_\omega E_\omega + \chi^{(3)} E_\omega E_\omega E_\omega + \dots) \quad (2.17)$$

$$\frac{dI(r, z, t)}{dt} = -\alpha I(r, z, t) - \beta_2 I^2(r, z, t) - \sigma_{ex} N(r, z, t) I(r, z, t) \quad (2.18)$$

$$\frac{d\phi(r,z,t)}{dt} = \beta_1 I(r,z,t) - \gamma_1 N(r,z,t) \quad (2.19)$$

(2.20) 式右辺の第 1 項は一光子吸収過程, 第 2 項は二光子吸収過程による電荷生成を表している. 右辺の第 1 項の分母は一光子のエネルギーに対応し, 右辺の第 2 項の分母は二光子のエネルギーに対応している. 一光子吸収過程が支配的に起こる波長で, $I^2(r,z,t)$ が無視できるほど小さい場合は, (2.20) 式を時間領域で積分することで (2.21) 式を導出できる. ここでは (2.14) 式の関係を用いた. (2.21) 式は一光子吸収過程による電荷生成を表す. 一方, 波長が $1.15 \mu\text{m}$ 以上で, 高純度の Si に照射した場合は, (2.20) 式を時間領域で積分することで (2.22) 式を導出できる [2]. (2.22) 式は二光子吸収過程による電荷生成を表している.

$$\frac{dN(r,z,t)}{dt} = \frac{\alpha I(r,z,t)}{\hbar\omega} + \frac{\beta_2 I^2(r,z,t)}{2\hbar\omega} \quad (2.20)$$

$$N_{1p}(r,z,t) = \frac{\alpha}{\hbar\omega} \exp(-\alpha z) \int_{-\infty}^{\infty} I_0(r,z,t) dt \quad (2.21)$$

$$N_{2p}(r,z,t) = \frac{\beta_2}{2\hbar\omega} \int_{-\infty}^{\infty} I^2(r,z,t) dt \quad (2.22)$$

IV. 二光子吸収過程を用いた評価法の問題点

電荷収集領域の三次元マッピングが行える等の二光子吸収過程を用いた評価法の特徴から, 二光子吸収過程を用いた評価法を重イオン照射による評価法の代替として用いる試みがなされている. 図 2.15 に示すように, 重イオン照射によるソフトエラーの評価では, ある LET を上回るとソフトエラーが起こるようになる. その閾値を LET_{th} と定義する. 同様に, 二光子吸収過程を用いた評価でソフトエラーが起こる際のパルスエネルギーの閾値を $P. E_{th}$ と定義する. これまで, 16 のブロックから成る (それぞれ 64 Kbit) 1 Mbit の SRAM を重イオン照射により評価した際の LET_{th} と, 二光子吸収過程を用いて評価した際の $P. E_{th}$ を比較することにより, 重イオン照射による評価の際の LET と二光子吸収過程を用いた評価の際の $P. E$ の関係が調べられてきた [8]. その結果を図 2.19 に示す. ここで, SRAM が複数の LET_{th} を持っている理由は, SRAM のブロックごとにフィードバック抵抗を変えることでフィードバックに要する時間を変化させているた

め, SRAM のブロックごとでソフトエラー脆弱性が異なっているからである. 図 2.19 の結果から, LET と P. E. に関して, 以下の関係が成り立つと考えられる.

$$(P. E.)^2 = 0.95 \times LET \quad (2.23)$$

この関係を元にして, 重イオン照射による評価法での LET_{th} と二光子吸収過程を用いた評価法で推定した様々なデバイスの LET_{th} の評価結果を, 図 2.20, 図 2.21 に示す [8]. 図 2.20 は, 2 MHz で動作し, 無数の論理ゲートにより構成される ASIC (Application Specific Integrated Circuit) の評価結果である. 色が塗りつぶされたシンボルはソフトエラーが検知されたことを, 塗りがされていないシンボルはソフトエラーが検知されていないことを表している. 図 2.20 より, 重イオン照射による評価法での LET_{th} が $34.2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ であることに対し, 二光子吸収過程を用いた評価法で推定した LET_{th} は $28.1 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ となっており, 多少異なっている. 図 2.21 は, DPSRAM (Dual Port SRAM) の評価結果である. 重イオン照射による評価法での LET_{th} が $65 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ であることに対し, 二光子吸収過程を用いた評価法で推定した LET_{th} は $28.1 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^2/\text{mg}$ となっており, 大きく異なっている. この報告においては, SRAM で得られた校正式が他のデバイスに適用できなかった理由は測定誤差のみでは説明できず, 校正式が適用できなかった理由は調査中と述べられている. そのため, 校正式が適用できなかった理由を解明するための, 更なる研究が必要である.

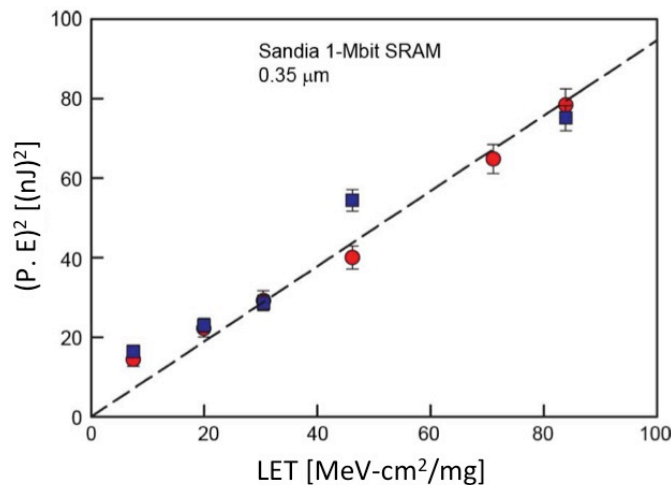


図 2.19 SRAM の評価から得た LET と P. E. の関係 [8].

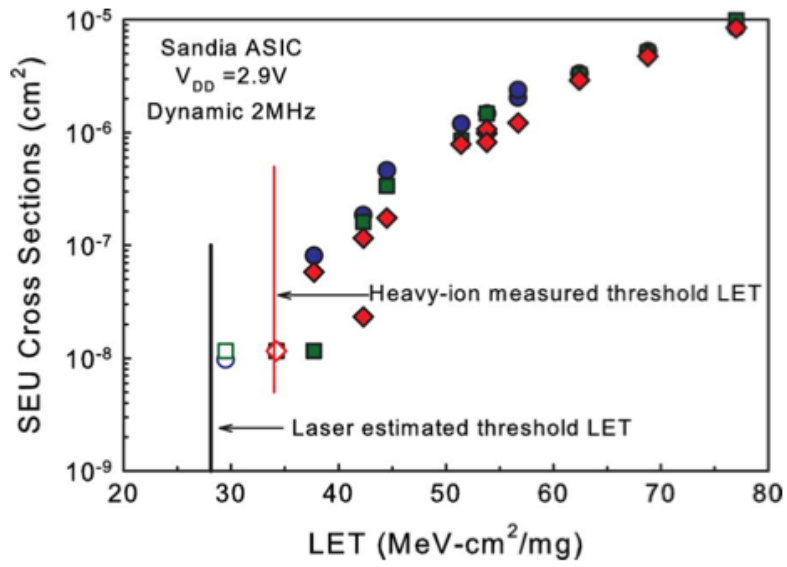


図 2.20 重イオン照射による評価法での LET_{th} と二光子吸収過程にを用いた評価法で推定した LET_{th} の比較 (1): ASIC 論理回路 [8].

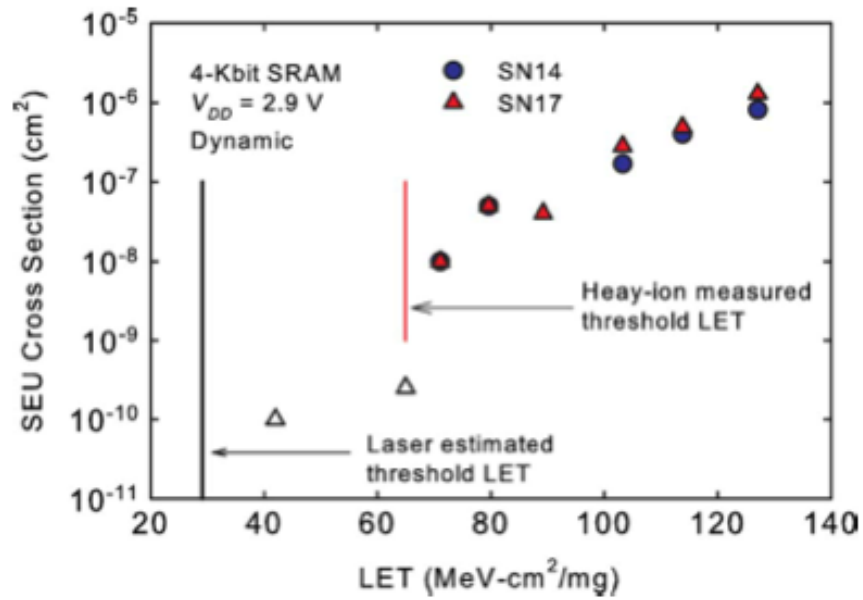


図 2.21 重イオン照射による評価法での LET_{th} と二光子吸収過程を用いた評価法で推定した LET_{th} の比較 (2): DPSRAM [8].

第 3 章 測定系の構築

第 2 章で述べたように, ソフトエラーの評価法として, 二光子吸収過程を用いた評価法が脚光を浴びている. 本研究においては, 二光子吸収過程を用いた評価のための測定系を立ち上げた. 二光子吸収過程を用いた評価のための測定系として, 米 NRL (Naval Research Laboratory) [2], 米 V. U (Vanderbilt University) [49] と仏 IMS (Integration from Materials to System) [50] の 3 例が報告されている. それらの測定系では, チタンサファイアレーザとパラメトリック増幅器により所望のパルス光を生成している. 本研究では, 上記の 3 例で用いられているパラメトリック増幅器を必要とせず, 簡易に二光子吸収過程を実現できるパルスレーザを開発し, 二光子吸収過程を用いた評価に向けた国内初の測定系の立ち上げを行った. 立ち上げの前段階において, 二光子吸収過程を用いた Si デバイス評価に向けた条件を検討したが, それに関しては, 3.1 節で述べる. 3.2 節では開発したパルスレーザの仕様, 3.3 節では構築した測定系の概要について述べる.

3.1 二光子吸収過程を用いたパルスレーザによる Si デバイス評価の条件

二光子吸収過程を用いた Si デバイス評価に向けたパルスレーザの条件を二光子吸収過程に関連した種々の論文から調査した. そのような文献調査だけではなく, 2013 年 9 月 20 日に仏のパリで開催された RADLAS (Radiation Analysis Laser Facilities Day) [51] で, 二光子吸収過程を用いた評価のための測定系の構築実績がある専門家に調査することで, 波長・パルス幅・パルスエネルギーの 3 つの条件のみを考慮すれば良いことがわかり, それぞれ, 以下に述べる条件を満たす必要があることがわかった.

3.1.1 波長の条件

二光子吸収過程は, 高強度の光を物質に照射した時に起こる現象である. (3.1) 式に, 二光子吸収過程が顕著に起こるための条件を示す [7]. ここで, h はプランク定数, ν は照射する光の振動数, E_g は被照射物質のバンドギャップエネルギーを表す.

$$h \nu < E_g < 2 h \nu \quad (3.1)$$

ここでは, 半導体デバイスの基幹材料である Si に対して二光子吸収過程を顕著に起

こすことを目指した. 室温 (300 K) での Si の E_g は 1.12 eV であり, 波長 λ と E_g に関しては, 以下の関係が成り立つ.

$$E_g = \frac{1.24}{\lambda} \quad (3.2)$$

(3.1) 式と (3.2) 式より, Si に対して二光子吸収過程を顕著に起こすためには, 以下の範囲の波長とする必要がある.

$$1.11 \mu m < \lambda < 2.21 \mu m \quad (3.3)$$

次に, (3.3) の範囲における最適な波長について考える. ここでは, 自由キャリア吸収という現象の波長依存性を考慮することにより, 最適な波長を考えた. 自由キャリア吸収は非線形効果の一種であり, 自由キャリアに光子のエネルギーが付与される現象である. 適切な波長を選択しなかった場合はパルス光のエネルギーの大部分が自由キャリア吸収に使われてしまい, 二光子吸収過程が効率的に起こらなくなってしまう. そのため, 自由キャリア吸収が起こりにくい波長を選択することが望ましい. 図 3.1 に Si への光照射時の波長と侵入長の関係を示す. 図 3.1 の (a), (b), (c) の曲線はそれぞれ (a) 真性キャリア密度, (b) 不純物密度 $6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, (c) 不純物密度 $2.4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ の Si の曲線であり, (b) と (c) の場合, $1.2 \mu m$ 付近の侵入長が最も長く, 波長が長くなるに従って侵入長が短くなっていることがわかる. これは, 前述した自由キャリア吸収が, 波長が長くなるほど顕著になることを表している. これらを考慮することにより, 以下の範囲の波長が適していると考えられる [52].

$$1.15 \mu m < \lambda < 1.30 \mu m \quad (3.4)$$

3.1.2 パルス幅の条件

二光子吸収過程は, 空間的・時間的にエネルギー密度が高いときに顕著に起こる [53]. パルスレーザの発展により, フェムト秒のオーダーまで, 時間的にエネルギー密度を高くすることが可能となった. しかしながら, 100 fs 以下のパルス幅 (pulse duration) のパルス光を光学素子に照射した場合, 分散の効果により, パルス幅が大きく広がってしまうことがある [54]. そのパルス幅の広がりの抑制のために, 分散の補償を行うという対策が考えられるが, 分散の補償を行うためには大掛かりなシステムが必要となる. そのため, 分散の補償が不要で, エネルギー密度が高いパルス光を Si に照射するためには, 以

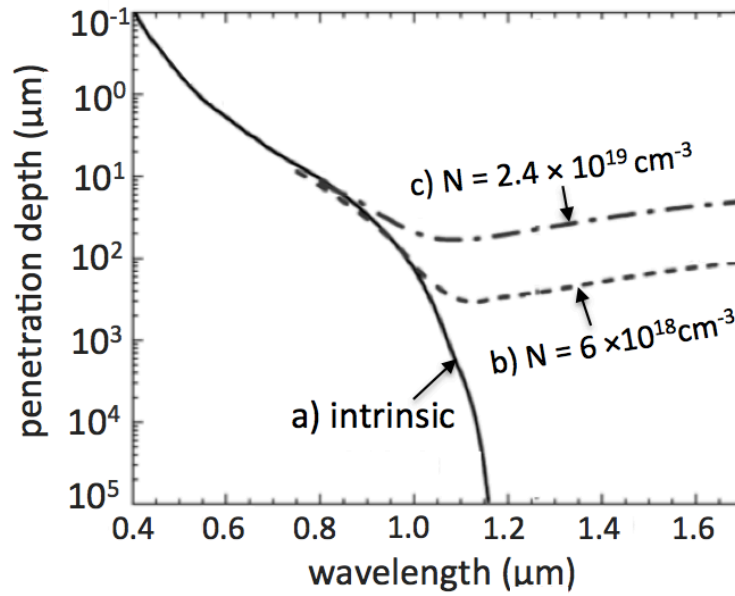


図 3.1 Si への光照射時の波長と侵入長の関係 [52].

下のパルス幅にする必要があると考えられる [7].

$$100fs < pulse\ duration < 200fs \quad (3.5)$$

3.1.3 パルスエネルギーの条件

パルスエネルギーに関しては, 第 2 章の図 2.19 から得られた以下の校正式を参考にした [8].

$$(P \cdot E)^2 = 0.95 \times LET \quad (3.6)$$

図 3.2 に宇宙放射線の LET とフラックスの関係を示す [55]. 図 3.2 には, あわせて高度を示している. 図 3.2 が示すように, LET が $40 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$ 以上の宇宙放射線はほぼ存在しないことがわかる. また, (3.6) 式を参考にすると, おおよそ LET の $40 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{mg}$ は $P \cdot E$ (パルスエネルギー) の 6.2 nJ に対応すると予想される. そして, パルスピッカーによる 15 % の損失, 対物レンズによる 55 % の損失を考慮すると, 少なくとも 16 nJ のパルスエネルギーが必要となる. そのため, 大部分の宇宙放射線の LET をカバーするためには, 16 nJ 以上のパルスエネルギーが必要だと考えた.

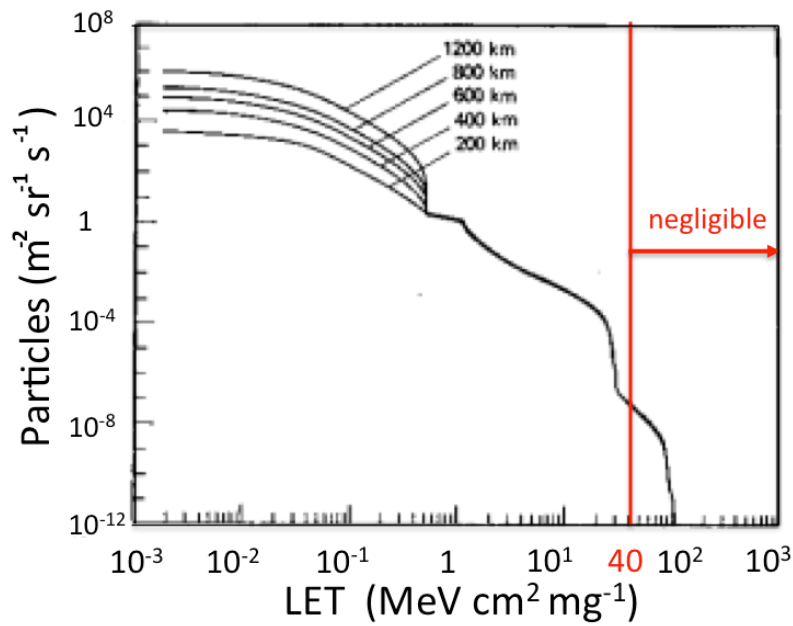


図 3.2 LET 対宇宙放射線のフラックス [55].

3.2 開発したパルスレーザの仕様

3.1 節で挙げた波長・パルス幅・パルスエネルギーの 3 つの条件を満たすパルスレーザの調査を行ったところ、波長のみを満たすパルスレーザは、露 AVESTA 社の既製品で確認できたが、全ての条件を満たしていなかった。その既製品における波長は $1.23 \sim 1.27 \mu\text{m}$ 、パルス幅は 65 fs 、パルスエネルギーは 2.5 nJ であった。そこで、(株)東京インスツルメンツを介し、露 AVESTA 社と、全ての条件を満たす特別仕様のパルスレーザの開発を行った。具体的には、以下に述べる要因を考慮して、開発を行った。共振器を長くすると、パルスエネルギーが増大する。また、パルスエネルギーが増大すると分散量が増加し、パルス幅が長くなる。そこで、これらのトレードオフの関係を考慮することで、3 つの条件を満たすパルスレーザが開発された。そのパルスレーザの名称はフェムト秒クロムフォルステライトレーザである。図 3.3 には、納品時に IR スペクトロメーターで測定したスペクトルを示す。波長に関しては、発振波長が $1.24 \mu\text{m}$ であることから、3.1.1 項で挙げた波長の条件 (3.4) を満たしていることがわかる。パルス幅に関しては、図 3.3 のスペクトルにより、 130 fs であることがわかった。これは、3.1.2 項で挙げたパルス幅の条件 (3.5) を満たしている。そして、パルスエネルギーに関しては、パワーメーターによる測定値を繰り返し周波数の 28.5 MHz で割ることにより導出できるが、測定値は 26

nJ となり, 3.1.3 項で挙げたパルスエネルギーの条件を満たしていることがわかった. 以上の過程により, 二光子吸収過程を用いた Si デバイス評価のために必要だと思われる条件を全て満たしていることが確認できた.

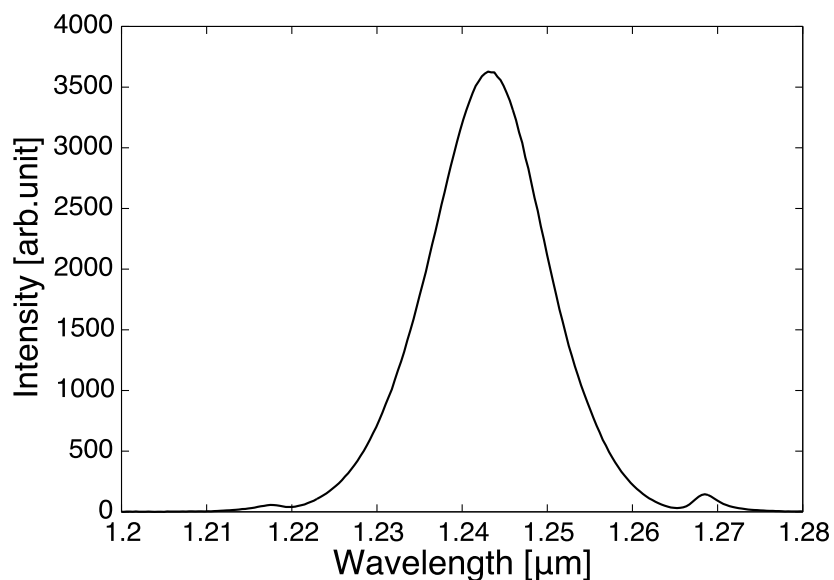


図 3.3 開発したパルスレーザのスペクトル.

米 NRL, 米 U.V, 仏 IMS と本研究のパルスレーザの仕様の比較結果を表 3.1 に記載する. ここで, 米 NRL, 米 U.V, 仏 IMS の仕様に関しては, チタンサファイアレーザからのパルス光をパラメトリック増幅器で変換した後のパルス光の波長・パルス幅・パルスエネルギーを記載している. 波長・パルス幅に関しては同等であることがわかる. また, NRL と比較するとパルスエネルギーが低い, 開発したパルスレーザは 3.1.3 のパルスエネルギーの条件を満たしているため, 十分なパルスエネルギーであると考えられる.

表 3.1 パルスレーザの仕様の比較.

	米 NRL	米 U.V	仏 IMS	本研究
波長	1.26 μm	1.26 μm	1.30 μm	1.24 μm
パルス幅	120 fs	150 fs	150 fs	130 fs
パルスエネルギー	70 μJ	不明	不明	26 nJ

3.3 測定系の概要

図 3.4 に測定系の概要を, 図 3.5 に測定系の外観を示す. ここでは, 第 4 章で行う Si PIN フォトダイオードの電流パルス測定のための測定系を考える. まず, 開発したクロムフォーステライトレーザから出射された繰り返し周波数が 28.5 MHz のパルス光を, パルスピッカーにより 1 kHz~10 Hz に間引く. 間引く理由に関しては後述する. そして, パルスピッカーを経たパルス光のエネルギー (パルスエネルギー) を, アテネーターにより 0.1 nJ~23 nJ の範囲で調節する. ここで, 23 nJ となっており, 26 nJ 以下となっているのはパルスピッカーによる損失のためである. その後, パルス光をミラー ($R_{mean} > 99\%$) で反射させ, 100 倍の対物レンズ (NA = 0.7) で集光し, 治具を介して 3 軸手動ステージ (分解能: 0.07 μm , ストローク: 13 mm) に固定したチップキャリア (カットオフ周波数: 5 GHz) 上の Si PIN フォトダイオードに照射する. 二光子吸収過程は焦点位置のみで起こる. よって, 焦点位置を固定した状態で, 3 軸手動ステージ上の Si PIN フォトダイオードを動かすことで, Si PIN フォトダイオード内の任意の位置での電荷生成が行える. Si PIN フォトダイオードのアノードを 50 Ω のターミネータで終端させてアースし, カソードをバイアスティー (カットオフ周波数: 26.5 GHz) に接続する. そして, バイアスティーを介して, SMU (Source Measure Unit) により Si PIN フォトダイオードに一定の逆バイアス電圧を印可する. パルス光を照射した際に Si PIN フォトダイオードから生じる電流パルスは, 超高速オシロスコープ (測定周波数帯域: 30 GHz) により測定する. ただし, 本研究では BNC ケーブルを用いたため, 測定周波数帯域は 3 GHz に律速される. また, 電流パルス測定を行う前に, パルスエネルギーセンサーを反射ミラーと 100 倍の対物レンズ間に設け, パルスエネルギーの測定を行い, その測定値に対物レンズの透過率 (45 %) をかけることにより, Si PIN フォトダイオードに入射するパルスエネルギーを推定する. ここでのパルスエネルギーセンサーによる校正誤差は $\pm 3\%$ であり, パルスエネルギーのばらつきは 5 % 以下である.

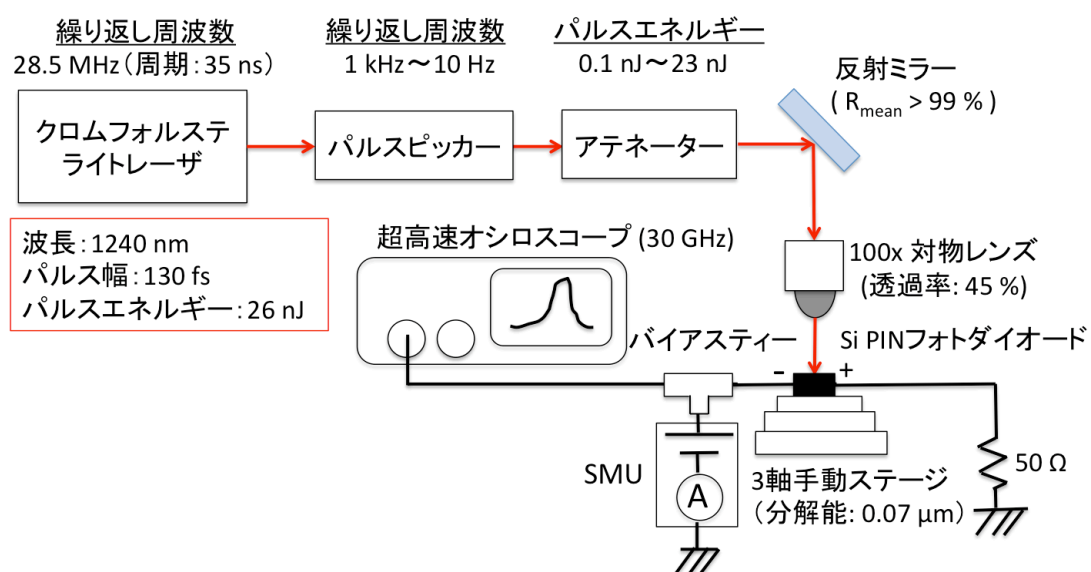


図 3.4 測定系の概要.

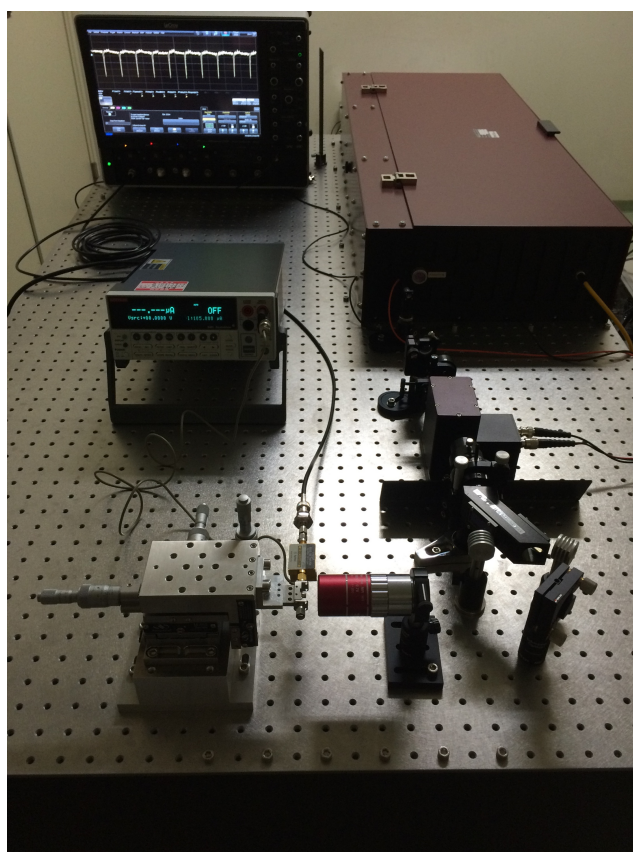


図 3.5 測定系の外観.

I. クロムフォルステライトレーザの発振原理

図 3.6 にクロムフォルステライトレーザの内部構造を示す。赤丸で囲んだ箇所に、レーザ媒質であるクロムフォルステライト結晶が収められている。このクロムフォルステライト結晶を、ポンプレーザのイットリビウムファイバーレーザ (波長: $1.064\ \mu\text{m}$) により励起することで、発振が起こる。このレーザは、フェムト秒パルスの生成のためにカーレンズモード同期方式を利用しているが、その原理について言及する。高強度のパルス光を物質に照射した場合は、光カー効果によりレンズ状の屈折率分布が生成され、パルス光の自己収束が起こる。そのことを利用して、アパーチャーなどで、自己収束が起こる高強度な短パルス光のみを取り出し、選択的に増幅させることで、短パルスを得る方式がカーレンズモード同期方式である [56]。



図 3.6 クロムフォルステライトレーザの内部構造。

II. パルスピッカーの原理

開発したクロムフォーステライトレーザからは、35 ns 周期でパルス光が出射される。ここでの 35 ns は、繰り返し周波数 28.5 MHz の逆数に対応している。図 3.7 に、35 ns 周期でパルス光を Si PIN フォトダイオードに出射した際に予想される電流パルス波形を示す。測定系には、図 3.7 における電流パルス A と電流パルス B が重なることを懸念し、パルスピッカーを導入した。

図 3.8 にパルスピッカーの原理を示す。p や s はそれぞれ直線偏光を表し、パルスピッカーの後段にあるアテネーターの偏光子に対し、入射面内で振動する偏光を p、入射面に対して垂直に振動する偏光を s と定義する。このパルスピッカーは、ポッケルス効果を利用している。ポッケルス効果は、電界強度に比例して結晶の屈折率が変化する効果である。その現象を利用すると、電圧印可時のみ、ポッケルスセルが半波長板（偏光の s, p を変化させる光学素子）として振る舞うように変化させることができる。そのため、電圧印可タイミングを制御ユニットにより制御してポッケルスセルに印可することで、p のパルスの一部を s のパルスに変化させることができる。そして、s 透過偏光子を用いることで、結果的に間引くことが出来る。初段の p 透過偏光子は、s のパルスの混入を防ぐために用いる。また、ポッケルスセルの前段に半波長板を挿入することで、間引かないモードでも使用することが可能である。

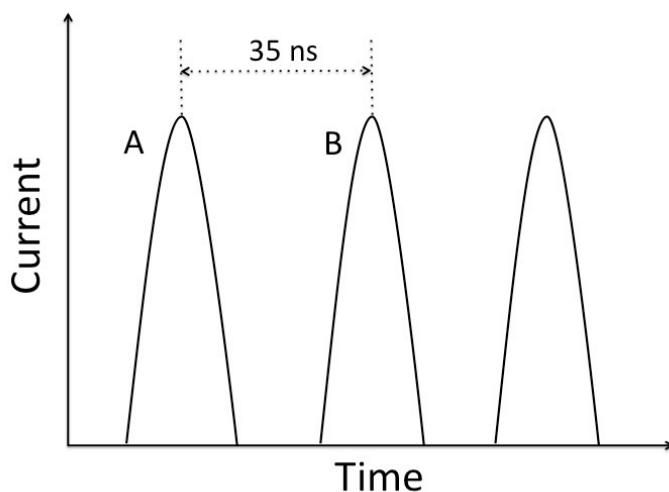


図 3.7 パルス光を 35 ns 周期で Si PIN フォトダイオードに出射した際に予想される電流パルス波形。

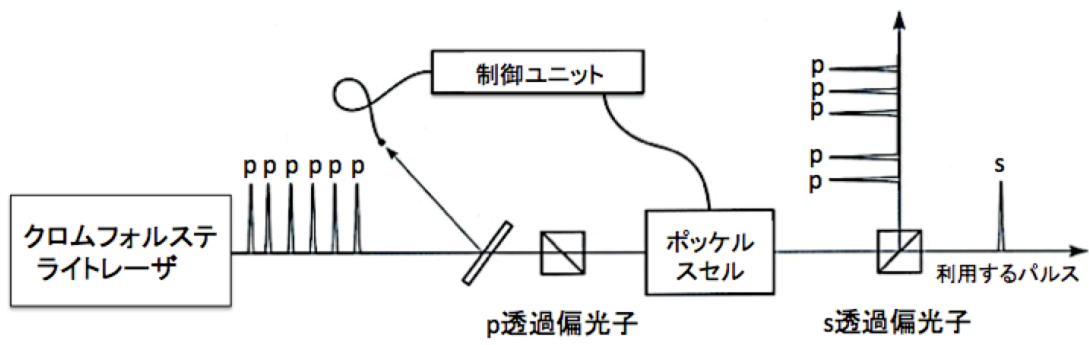


図 3.8 パルスピッカーの原理 [57].

第 4 章 二光子吸収過程を用いたパルスレーザによる Si PIN フォトダイオードの評価

2.6.2 項で、二光子吸収過程を用いた評価の際のパルスエネルギーと重イオン照射による評価の際の LET の校正式が適用できなかった事例を述べた。その原因は、二光子吸収過程を用いた評価法で、重イオン照射時の電流パルスを再現できない場合があるためではないかと考えられる。これまで、二光子吸収過程を用いた評価法で重イオン照射時の電流パルスを再現できることは確認されていない。そこで、本研究では重イオン照射時の電流パルスデータ [58] があり、単純な構造を持つ Si PIN フォトダイオードを二光子吸収過程を用いて評価して、これまで報告例がない、焦点位置をデバイスの深さ方向へ移動させた際の電流パルス測定を行い、二光子吸収過程を用いた評価時の電荷生成・収集の過程の理解を目指した。そして、そこで得られた理解をもとにして、二光子吸収過程を用いた評価法で、重イオン照射時の電流パルスを再現できるか否かの確認を行った。4.1 節では試料の詳細、4.2 節では電流パルス測定に向けた準備について述べる。そして、4.3 節では電荷生成・収集の過程の理解のために行った電流パルスの測定結果及び考察について述べる。最後に、4.4 節では重イオン照射時の電流パルスの再現を試みた際の測定結果について述べる。

4.1 試料

宇宙空間での通信においては、大容量データ伝送の要求が高まっており、光通信の研究開発が盛んに行われている。光通信においては、電気信号を光信号に、光信号を電気信号に変換するために光データリンクが必要であるが、光データリンク内で光信号を電気信号に変換する PIN フォトダイオードはビットエラーの主な要因として考えられている [59], [60]。そのような背景があり、PIN フォトダイオードに重イオンを照射した際の、ビットエラーにつながる電流パルスが調べられてきた。図 4.1 に重イオン照射時の電流パルスデータがあり、本研究で用いた浜松ホトニクス製 Si PIN フォトダイオード S5973 の外観、図 4.2 にその試料の構造・不純物密度・抵抗率を示す [21]。図 4.2 の R_L , R_{sh} , R_s , R_j , C_i は、それぞれ試料に対する負荷、シート抵抗、 n^+ 層の抵抗、 i 層の抵抗、 i 層のキャパシタンスを表す。測定においては R_L を $50\ \Omega$ とした。また、試料の受光径、10 V の逆バイアス印可時のカットオフ周波数はそれぞれ $450\ \mu\text{m}$, 1.5 GHz である。Si PIN フォトダイオードにおいて、収集される電荷の大部分は、電界がかかっている $15\ \mu\text{m}$ 程の厚さ

の i 層で生成された電荷である. 一方で i 層から少数キャリアの拡散長より離れた領域で生成された電荷の大部分は, ファネリングが起こらない限り, ドリフトにより動くことが出来ないため, 再結合して消滅すると考えられる.

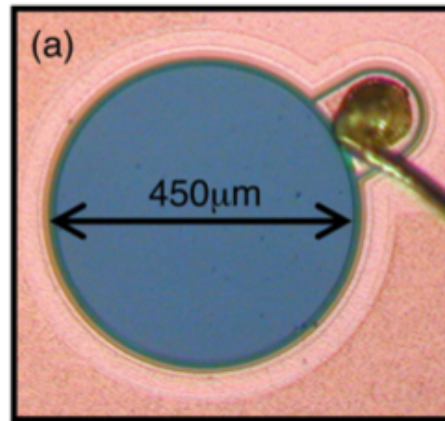


図 4.1 Si PIN フォトダイオード S5973 の外観 [58].

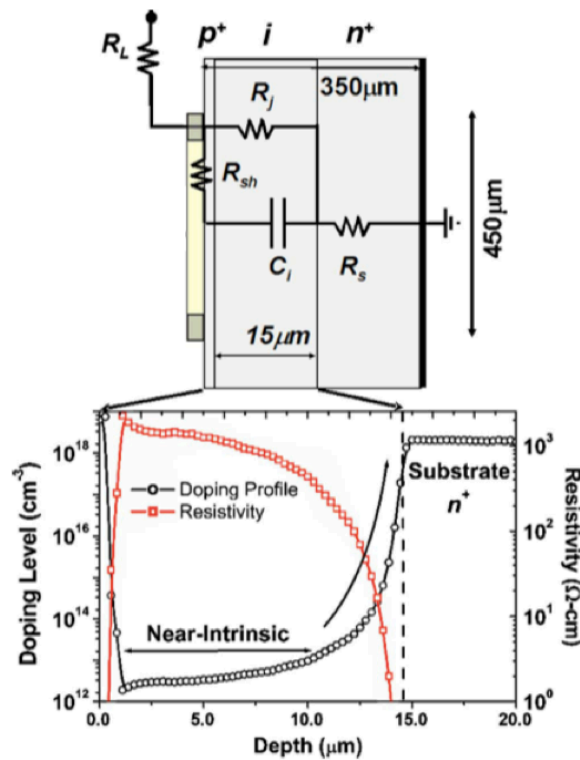


図 4.2 Si PIN フォトダイオード S5973 の構造・不純物密度・抵抗率 [21].

4.2 電流パルス測定に向けた準備

4.2.1 ステージへの Si PIN フォトダイオードの固定

ここでは、電流パルス測定に向けて行った準備について述べる。まず、日本原子力研究開発機構で作製された特性インピーダンス $50\ \Omega$ のチップキャリア（カットオフ周波数: $5\ \text{GHz}$ ）をエタノールを用いて超音波洗浄し、乾燥させたチップキャリア上に Si PIN フォトダイオードをハンダ付けし、チップキャリア上の銅線と Si PIN フォトダイオードのリード線とのコンタクトを取った。ハンダ付け後の外観を図 4.3 に示す。その後、治具によりチップキャリアを 3 軸手動ステージ上に固定し、2 つの SMA コネクタ（カットオフ周波数: $18\ \text{GHz}$ ）を用いてチップキャリア上の銅線とのコンタクトを取った。一方の SMA コネクタを $50\ \Omega$ のターミネータで終端させて試料のアノードをアースし、他方の SMA コネクタをバイアスティーに接続して試料のカソードとバイアスティーのコンタクトを取った。その様子を図 4.4 に示す。



図 4.3 チップキャリア上への Si PIN フォトダイオードのハンダ付け。

4.2.2 受光部の中心への集光

続いて、受光部の中心への集光を試みた。そのために、繰り返し周波数 $28.5\ \text{MHz}$ ($35\ \text{ns}$ 周期)、パルスエネルギーが $0.18\ \text{nJ}$ のパルス光を $10\ \text{V}$ の逆バイアス電圧を印可した試料に照射した際の定常電流を、SMU (アジレント・テクノロジー社製, B2912A) により測定した。測定系は図 3.4 と同一であるが、3.3 節で述べた、間引かないモードで測定した。ここでの定常電流は、図 4.5 に示すような過渡電流を平均化した電流として定義する。まず、定常電流を SMU でモニターしながら、定常電流が極大値になるまで z 軸 (光

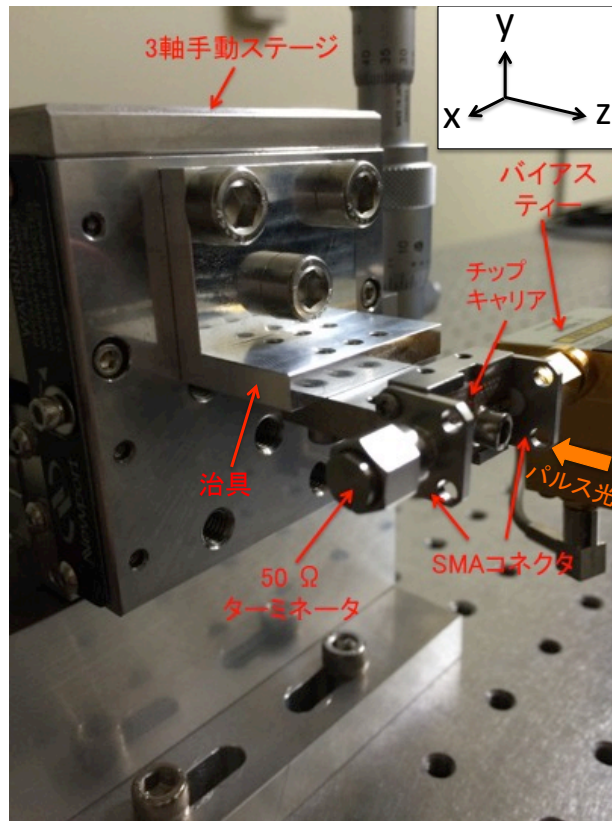


図 4.4 チップキャリアの 3 軸手動ステージへの固定.

軸) 方向にステージを走査した. ここでは, 図 4.4 に示すように, x 軸, y 軸, z 軸を定義する. しかしながら, その状態では, 受光部のどの位置に集光されているかが不明瞭である. そこで, x 軸方向に走査して定常電流を測定することにより, 感応領域を特定し, 感応領域の中央にステージを移動した. ここでは, 感応領域を $1 \mu\text{A}$ 以上の電流値となる領域と定義した. 同様にして, y 軸方向に走査して感応領域の中央にステージを移動させることで, 受光部の中心に集光させることを試みた. その過程において, x 軸方向に $20 \mu\text{m}$ ステップで走査した際の定常電流を図 4.6 に, y 軸方向に $20 \mu\text{m}$ ステップで走査した際の定常電流を図 4.7 に示す. ここで, 図 4.6, 図 4.7 ではそれぞれ感応領域が $380 \mu\text{m}$, $400 \mu\text{m}$ となっており, これらの値が受光径の $450 \mu\text{m}$ よりやや短い第 1 の理由は, $20 \mu\text{m}$ ステップの測定であるため, 実際の感応領域よりも短く見積もっているためであると考えられる. 第 2 の理由としては, 受光部の形状が円状で, 中心を少し外れて横切った際は $450 \mu\text{m}$ より感応領域が短くなるためであると考えられる. また, 定常電流にばらつきがあることに関しては, ラフネスにより, 試料に入射するパルス光の散乱される割合が位置ごとに異なっている可能性や, 試料がパルス光に対して多少傾斜している可能性が考

えられる。二光子吸収過程を用いた評価法では、ラフネスが生成電荷量に大きく寄与することがわかっている [61]。上記の過程により、受光部の中心に集光した状態で、超高速オシロスコープにより電流パルスを測定した。

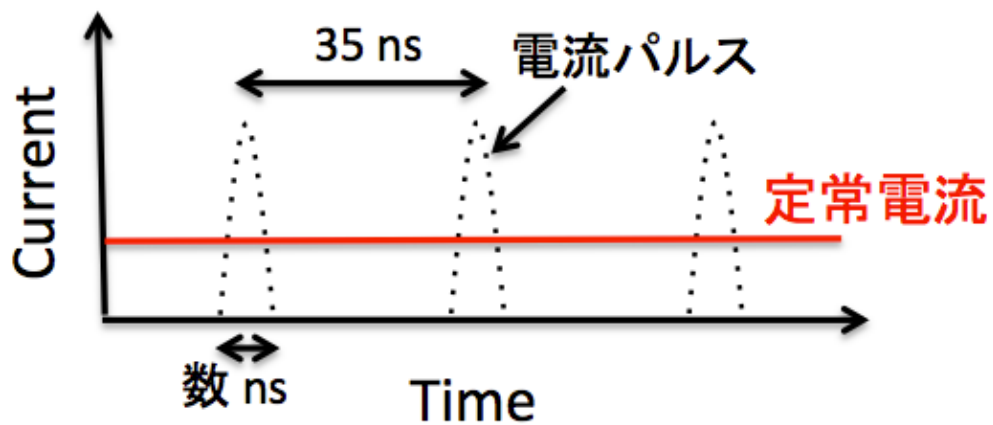


図 4.5 定常電流測定概念図。

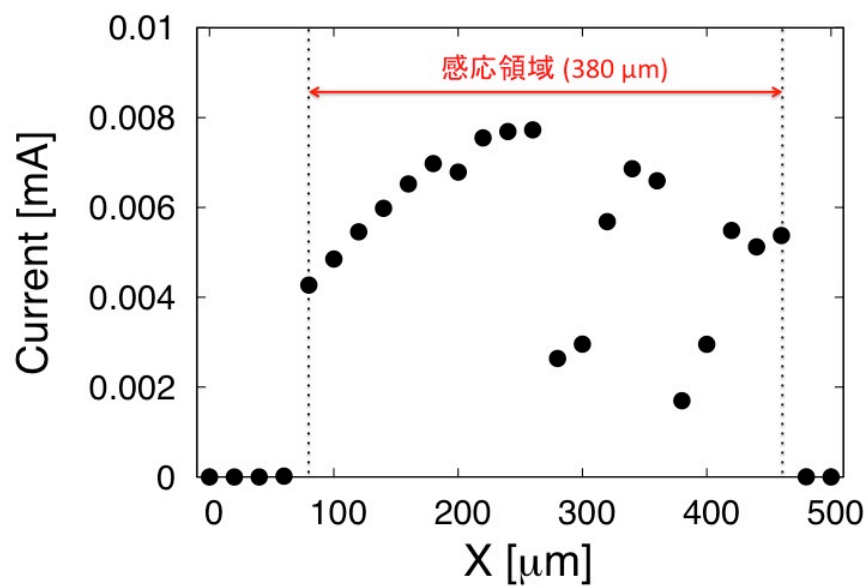


図 4.6 x 軸方向に走査した際の定常電流。

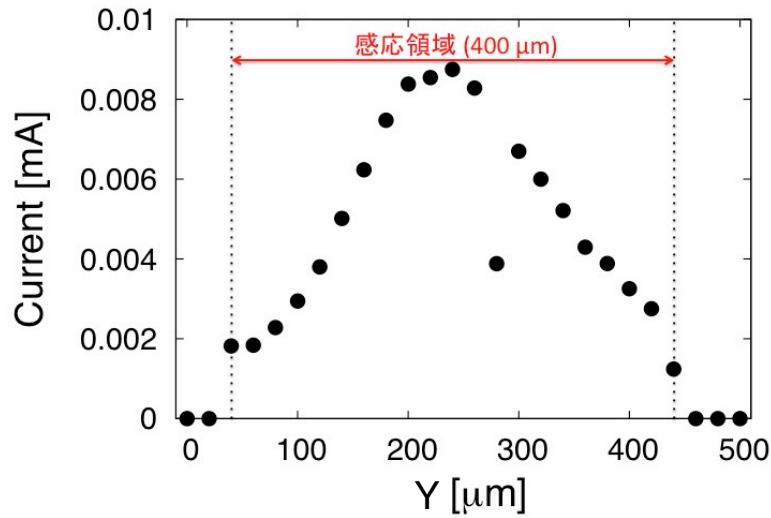


図 4.7 y 軸方向に走査した際の定常電流.

4.2.3 深さ分解能

この項では, 以降の 4.3 節, 4.4 節での電流パルス測定の際の深さ分解能を推定する. ここでは, 深さ分解能を, 試料深さ方向 (z 方向) の電荷生成範囲と考える. 受光部の中心に集光した状態で z 方向に $0.5 \mu\text{m}$ ステップでステージを走査してそれぞれの位置で電流パルスの測定を行い, 焦点位置 z と電流パルスを時間領域で積分した収集電荷量 Q_{col} の関係を調べることで, 二光子吸収過程を用いた評価の際の深さ分解能を推定した. ここでは繰り返し周波数を 10 Hz としたが, 以降の 4.3, 4.4 節においても, 繰り返し周波数を 10 Hz に間引いて試料に照射した. 間引いた理由は, 3.3 節で述べた電流パルスの重なりを懸念したためである. ただし, 本研究で行った電流パルス測定において, 最も電流パルスの持続時間が長くなったのは, 図 4.17 の $z = 2 \mu\text{m}$ のケースで, その持続時間が 8.95 ns であることから, 繰り返し周波数を 28.5 MHz (35 ns 周期) として間引かずに出射した場合も, 電流パルスが重ならないことが結果的にわかった. 試料には定常電流測定と同様, 10 V の逆バイアス電圧を印可して電流パルス測定を行った.

図 4.8, 図 4.9, 図 4.10 には, それぞれ 0.72 nJ , 0.36 nJ , 0.18 nJ のパルスエネルギーにおける焦点位置 z と収集電荷量 Q_{col} の関係を示す. それぞれの図には半値幅を示すが, いずれにおいても $8 \mu\text{m}$ 程となっていることがわかる. しかしながら, i 層の厚さが $15 \mu\text{m}$ で, 二光子吸収過程により $15 \mu\text{m}$ 以下の範囲で対称的な電荷が生成され, i 層で生成さ

れた電荷は必ず収集されると仮定すると、半値幅が i 層の厚さと一致していないことは説明できない. 図 4.2 に示すように i 層の不純物密度が不均一で、準真性 (near-intrinsic) 領域が $8\ \mu\text{m}$ 程であることから、これらの結果は、その $8\ \mu\text{m}$ 程の領域を見分けることができたことを示唆している. よって、 $0.72\ \text{nJ}$, $0.36\ \text{nJ}$, $0.18\ \text{nJ}$ における深さ分解能は $8\ \mu\text{m}$ 以下であると考えられる. これらの結果は、 $2\ \text{nJ}$ での深さ分解能は $8\ \mu\text{m}$ であり、それより低いパルスエネルギーではさらに深さ分解能が向上するという報告 [5] と矛盾しない. 以降の 4.3 節, 4.4 節では、深さ分解能が $8\ \mu\text{m}$ 以下と思われる $0.72\sim 0.18\ \text{nJ}$ のパルスエネルギーレンジで測定を行った.

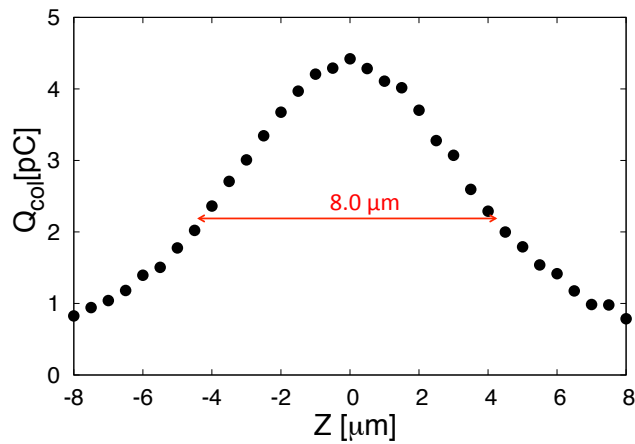


図 4.8 $0.72\ \text{nJ}$ における焦点位置 z 対 収集電荷量 Q_{col} .

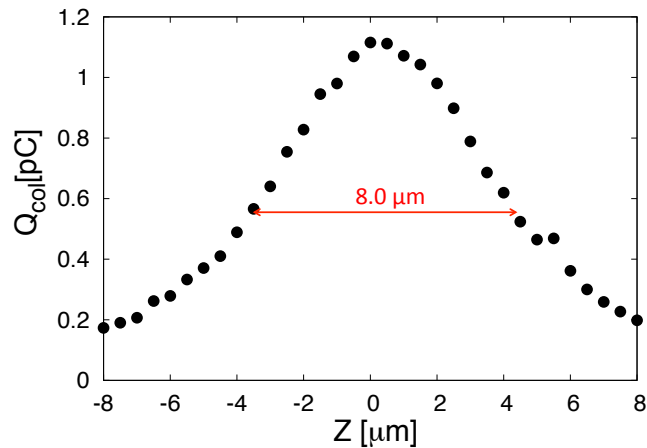


図 4.9 $0.36\ \text{nJ}$ における焦点位置 z 対 収集電荷量 Q_{col} .

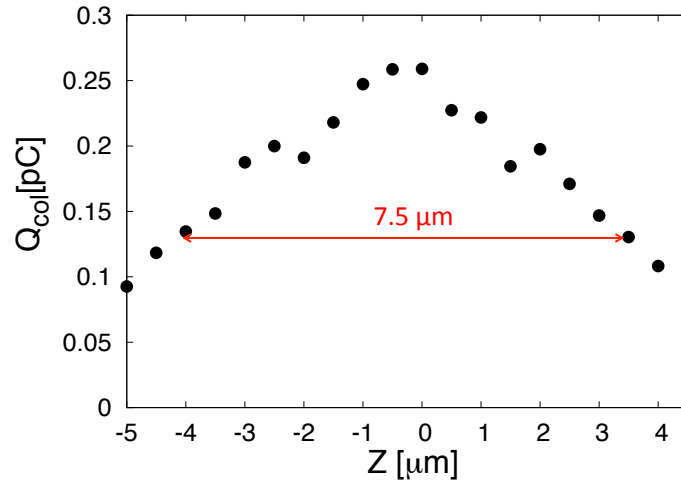


図 4.10 0.18 nJ における焦点位置 z 対 収集電荷量 Q_{col} .

4.3 電流パルス測定結果及び考察

電流パルスの波形は、パルスエネルギー・バイアス・焦点位置によって変化することが予想される。ここでは、その 3 つのパラメータを変化させた際の電流パルスの測定結果を示す。バイアス依存性を除く電流パルス測定においては、試料に 10 V の逆バイアス電圧を印可した。

4.3.1 パルスエネルギー依存性

パルスエネルギーを 0.72 nJ, 0.36 nJ, 0.18 nJ として、それぞれのパルスエネルギーにおいて、試料の深さ方向 (z 方向) にステージを $0.5 \mu\text{m}$ ステップで走査した。その際に電流パルスのピーク値 I_{peak} が最大となった際の焦点位置 ($z = 0 \mu\text{m}$ と定義する) での、電流パルス波形のパルスエネルギー依存性を調べた。i 層の中心付近に電荷を生成した場合は、生成された大部分の電荷に効率的に電界が印可し、ドリフトにより瞬時に収集される電荷量が増大すると考えられる。そのため、 I_{peak} が最大となる焦点位置は、i 層の中心付近であると考えられる。

図 4.11 に電流パルス波形のパルスエネルギー依存性を示す。図 4.11 より、パルスエネルギーが増大するにつれて、 I_{peak} が増加することがわかった。図 4.12 には、図 4.11 を規格化したものを示す。図 4.12 より、パルスエネルギーが増大するにつれて、電荷収集

の時定数が増加することがわかった。これは、パルスエネルギーが増大することでi層に生成される電荷量が増加し、それに伴い、i層で生成された電荷が導体のように振る舞うことにより [24], i層の電荷生成領域にかかる電界が小さくなっていき、拡散のみによる収集となることで、電荷収集に要する時間が増大したことを示唆している。

図 4.12 の赤枠内の領域 A では、 I_{peak} から電流が減少する際の速度がパルスエネルギーの減少とともに大きくなっている。これに関しては、パルスエネルギー（生成電荷量）が小さい場合は、i層の電荷生成領域にかかる電界が小さくなった後の、電界が元の状態に戻るまでに要する時間が短いために、拡散のみによる収集とはならず、ドリフトが大きく寄与した速い収集となるからではないかと考えられる。

表 4.1 に二光子吸収過程を用いた評価法でパルスエネルギーを変化させた際の電流パルスの時定数を、表 4.2 に重イオン（酸素イオン）照射による評価で入射エネルギーを変化させた際の電流パルス [58] の時定数を記載する。ここでは、電流値が最大値から最大値の 10 % に低下するまでの時間を時定数として定義する。ただし、ここでの時定数は、特定の物理量を反映するものではないことに留意する。表 4.1 では、パルスエネルギーが 2 倍増加すると、時定数が 68～90 % 増加している。表 4.2 では、酸素イオンの入射エネルギーが 3 MeV 増加すると、時定数が 34～43 % 増加している。よって、エネルギーが増加すると時定数が増加する傾向は、重イオン照射時の電流パルスにも現れていることがわかる。

表 4.1 二光子吸収過程を用いた評価法でパルスエネルギーを変化させた際の時定数.

パルスエネルギー	0.72 nJ	0.36 nJ	0.18 nJ
時定数	4.88 ns	2.91 ns	1.53 ns

表 4.2 重イオン（酸素イオン）照射による評価で入射エネルギーを変化させた際の時定数.

入射エネルギー	15 MeV	12 MeV	9 MeV	6 MeV
時定数	2.74 ns	1.91 ns	1.37 ns	1.02 ns

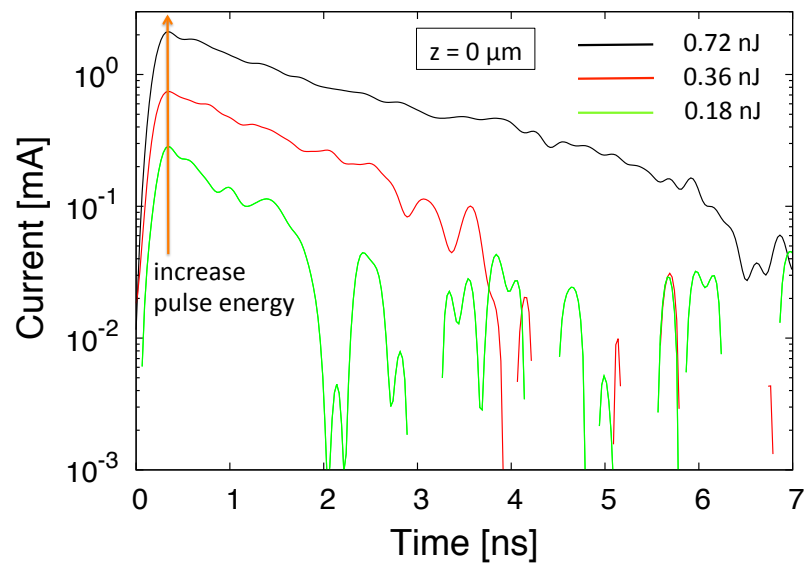


図 4.11 電流パルス波形のパルスエネルギー依存性.

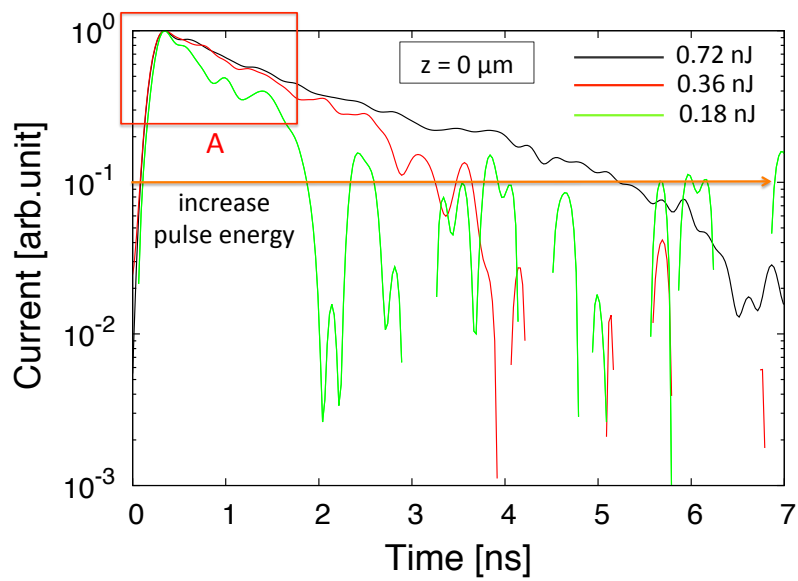


図 4.12 図 4.11 を規格化した電流パルス波形.

4.3.2 バイアス依存性

4.3.1 項では、パルスエネルギーを増大させた際に時定数が増加する原因として、i 層に生成される電荷量が増加するにつれて、i 層の電荷生成領域にかかる電界が弱くなるためであると考察した。ここでは、i 層にかかる電界が弱くなると、時定数が増加することをバイアスを減少させることにより確認した。

パルスエネルギーを 0.36 nJ、逆バイアス電圧を 20 V, 15 V, 10 V, 5 V, 1 V とし、それぞれのバイアス電圧において、試料の深さ方向 (z 方向) にステージを 0.5 μm ステップで走査した。その際に I_{peak} が最大となった位置での、電流パルス波形のバイアス依存性を図 4.13 に示す。図 4.14 にそれを規格化したものを示す。図 4.13 より、逆バイアス電圧が減少するにつれて、 I_{peak} が減少することがわかる。また、図 4.14 より逆バイアス電圧が減少するにつれて、時定数が増加することがわかる。よって、i 層にかかる電界が弱くなると時定数が増加することが確認できた。

図 4.14 の赤枠内の領域 B では、 I_{peak} から電流が減少する際の速度がほぼ同一となり、バイアス依存性は見られなかった。これに関しては、i 層の電界が元の状態に戻るまでに要する時間がバイアスではなく、i 層で生成される電荷量によって決まっていると考えられ、そのために領域 B での I_{peak} から電流が減少する際の速度がほぼ同一になったと考えられる。

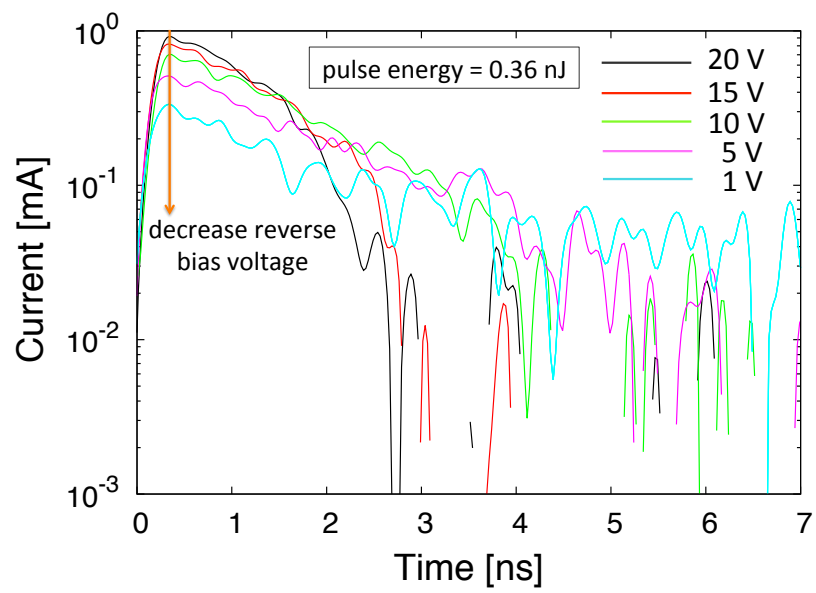


図 4.13 電流パルスのバイアス依存性.

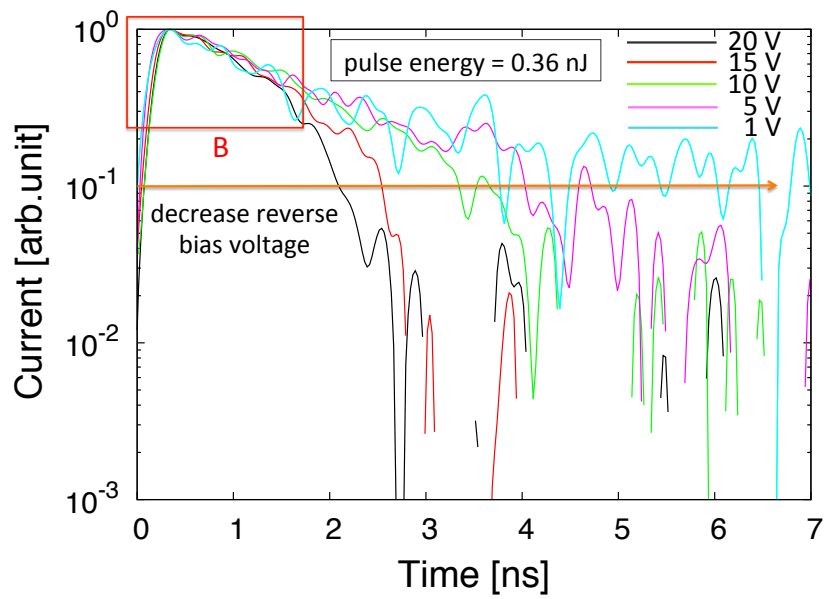


図 4.14 図 4.13 を規格化した波形.

4.3.3 焦点位置依存性

パルスエネルギーを 0.72 nJ として、試料の深さ方向 (z 方向) にステージを $0.5 \mu\text{m}$ ステップで走査し、 I_{peak} が最大となった際の焦点位置 ($z = 0 \mu\text{m}$) と、その時の焦点位置から試料の表面方向へ $2 \mu\text{m}$ ステップで 3 回焦点位置を移動させた際のそれぞれの位置 ($z = -2, -4, -6 \mu\text{m}$) における電流パルス波形を図 4.15 に示す。図 4.16 にそれを規格化したものを示す。図 4.15, 図 4.16 より、焦点位置を表面方向へ移動させるにつれて、 I_{peak} と時定数が減少することがわかる。

図 4.16 の赤枠内の領域 C では、 I_{peak} から電流が減少する際の速度が、表面方向へ移動させるにつれて大きくなっている。これに関しては、表面方向へ移動させるにつれて i 層で生成される電荷量が減少していき、それに応じて i 層の電界が元の状態に戻るまでに要する時間が短くなっていき、ドリフトが寄与した速い収集となるからではないかと考えられる。

同様にパルスエネルギーを 0.72 nJ として、 I_{peak} が最大となった際の焦点位置 ($z = 0 \mu\text{m}$) と、その時の焦点位置から試料の裏面方向へ $2 \mu\text{m}$ ステップで 3 回焦点位置を移動させた際のそれぞれの位置 ($z = 2, 4, 6 \mu\text{m}$) における電流パルス波形を図 4.17 に示す。図 4.18 にそれを規格化したものを示す。図 4.17, 図 4.18 より、焦点位置を裏面方向へ移動させるにつれて、 I_{peak} が減少するが、時定数はほぼ変化しないことがわかった。

図 4.18 の赤枠内の領域 D では、 I_{peak} から電流が減少する際の速度が、裏面方向へ移動させるにつれて大きくなっている。これに関しては、表面方向への移動と同様に、裏面方向へ移動させるにつれて i 層で生成される電荷量が減少していき、それに応じて i 層の電界が元の状態に戻るまでに要する時間が短くなっていき、ドリフトが寄与した速い収集となるからではないかと考えられる。

これらの結果より、 i 層の中心付近から焦点位置を移動させる方向により、時定数の挙動が異なることが新たにわかった。さらに、パルスエネルギーだけではなく、焦点位置によって I_{peak} や時定数が大きく異なることがわかったため、2.6.2 項に述べた LET とパルスエネルギーの校正式が適用できなかった事例に関しては、焦点位置が考慮されていないために、校正式が適用できない事例が生じたのではないかと考えられる。

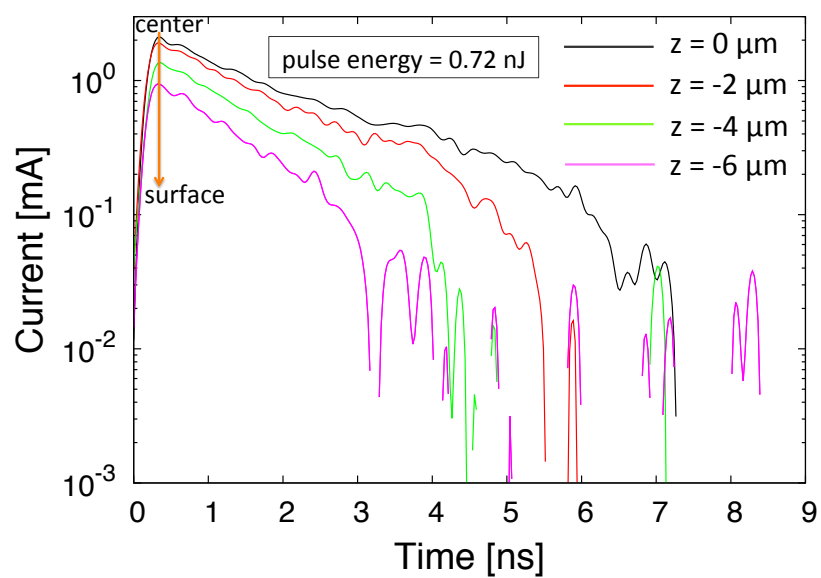


図 4.15 電流パルスの焦点位置依存性 (表面側).

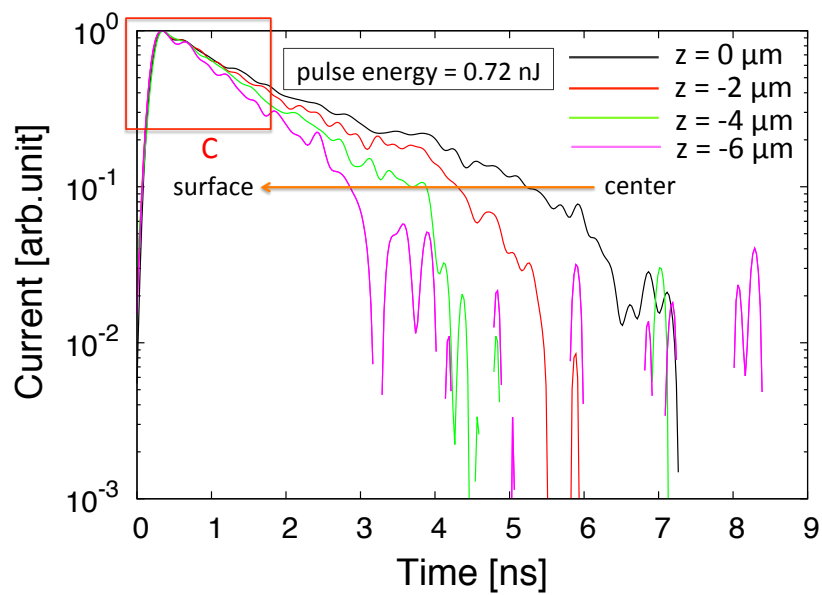


図 4.16 図 4.15 を規格化した波形.

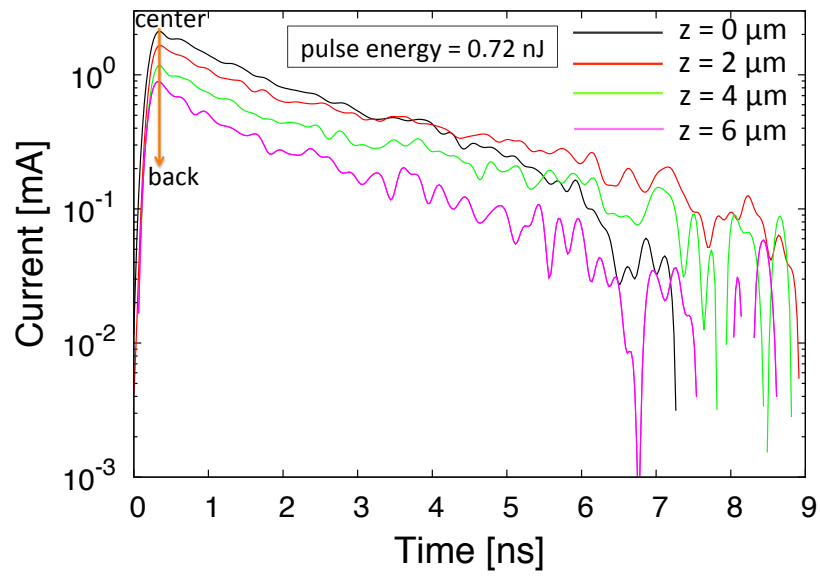


図 4.17 電流パルスの焦点位置依存性 (裏面側).

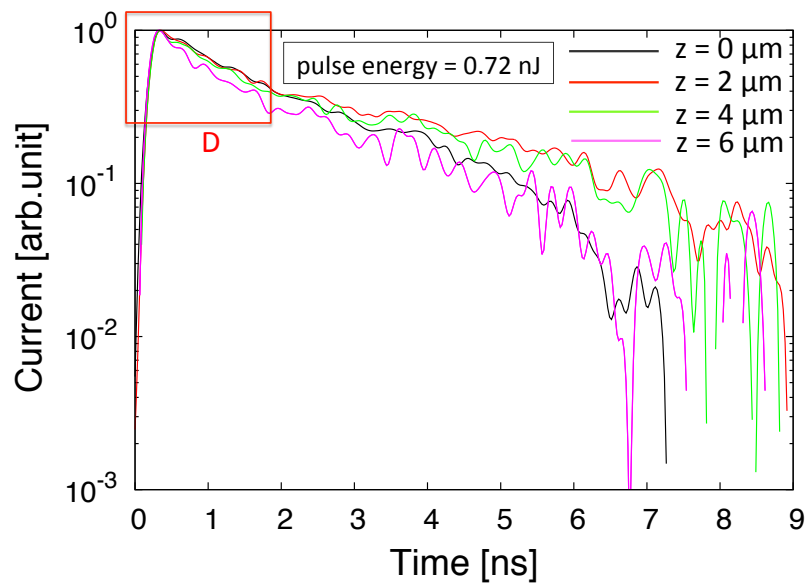


図 4.18 図 4.17 を規格化した波形.

4.3.4 収集電荷量と時定数の関係

4.3.3 項の電流パルス波形の焦点位置依存性の結果から、表面側と裏面側で時定数の挙動が異なることが新たにわかった。また、表面側に焦点位置を移動させた際には、電流パルスの I_{peak} と時定数が減少することがわかったが、4.3.1 項によりパルスエネルギーを減少させた際も I_{peak} と時定数が減少することがわかっているため、パルスエネルギーを減少させた際と同じ現象であると予想される。その確認を行うため、ここではパルスエネルギーを変化させた場合、 I_{peak} が最大となる焦点位置から表面側・裏面側へ移動させた場合における、収集電荷量 Q_{col} と時定数の関係を調べた。

図 4.19 にそれぞれの場合の収集電荷量 Q_{col} と時定数の関係を示す。パルスエネルギーを変化させた場合の収集電荷量 Q_{col} と時定数の関係において、パルスエネルギーは 0.36 nJ, 0.32 nJ, 0.30 nJ, 0.28 nJ, 0.24 nJ, 0.18 nJ とした。また、表面側・裏面側へ焦点位置を移動させた場合の収集電荷量 Q_{col} と時定数の関係において、パルスエネルギーは 0.36 nJ とした。図 4.19 より、傾きが同程度であることから、パルスエネルギーを変化させた場合と表面側へ焦点位置を移動させた場合の時定数の変化は同様であることが確認できた。一方、裏面側へ焦点位置を移動させた場合は傾きが他の場合と異なっていることから、明らかに異なる挙動を示すことがわかる。ここで、裏面側への移動の際に時定数がほぼ一定となった理由に関しては、 n^+ 層付近の i 層では、元々印可されている電界が弱いためだと考えられるが、この理由に関しては更なる検討が必要である。

さらに、図 4.19 より、二光子吸収過程を用いた評価法では、収集電荷量 Q_{col} を一定として波形を変えることが可能だとわかる。図 4.19 は、ある収集電荷量 Q_{col} に対して、3 つの時定数の電流パルス波形を実現できることを示しているが、パルスエネルギーと焦点位置をパラメータとすることで、無数の時定数を取れることが期待される。一方で重イオン照射による評価では、収集電荷量 Q_{col} を一定として波形を変えることは困難である。そのため、二光子吸収過程を用いた評価法では、重イオン照射による評価法では困難な、電流パルス波形がソフトエラーへつながる回路応答へ及ぼす影響を調べることが可能であると考えられるが、それに関して以下に述べる。SRAM のオフ状態の nMOSFET にパルス光を照射した際の収集電荷量 Q_{col} が一定になるようにパルスエネルギーや焦点位置を調節し、電流パルス波形がソフトエラーへつながる回路応答へ及ぼす影響を評価する際の概要を図 4.20 に示す。いずれの電流パルスを積分した場合も、収集電荷量 Q_{col} は一定値になるとする。これまで、シミュレーションにより、収集電荷量 Q_{col} のみのパラメータで、ソフトエラーの有無が決まらないことがわかっているが [62], [63] が、実験的に電流パルス波形とソフトエラーの関係を調べる手段がなかった。今後は、二光

子吸収過程を用いた評価法により, 電流パルスの立ち下がり領域で収集される電荷がソフトエラーへつながる回路応答へ及ぼす影響などを調べることも可能になった.

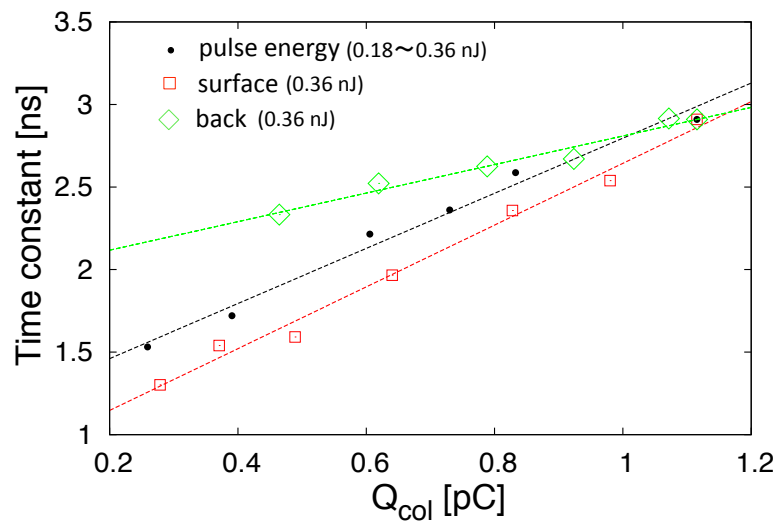


図 4.19 収集電荷量 Q_{col} と時定数の関係.

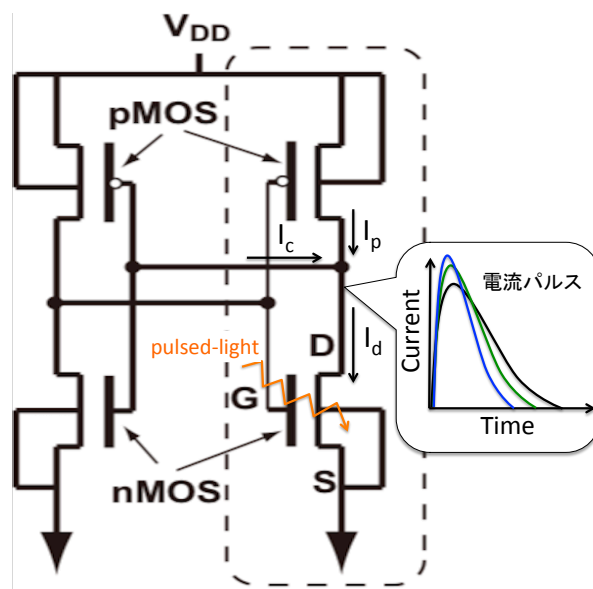


図 4.20 電流パルス波形がソフトエラーへつながる回路応答へ及ぼす影響の評価.

4.4 重イオン照射時の電流パルスの再現

4.3.1 項より、パルスエネルギーを増大させると電流パルスの I_{peak} と時定数が増加することがわかった。また 4.3.3 項より、 I_{peak} が最大となる焦点位置から裏面方向へ焦点位置を移動させると、時定数がほぼ一定となったまま、 I_{peak} が減少することがわかった。そのため、 I_{peak} が最大となる焦点位置でパルスエネルギーを変化させて重イオン照射時の電流パルスの時定数となるように調節し、焦点位置を裏面方向へ変化させることで重イオン照射時の電流パルスの I_{peak} となるように調節すれば、任意の重イオン照射時の電流パルスを再現できると予想される。

まず、パルスエネルギーのみをパラメータとして、15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルス [58] の再現を試みた結果が図 4.21 である。 I_{peak} が最大となる焦点位置で、パルスエネルギーを 0.29 nJ, 0.24 nJ とした際の電流パルス波形を示す。パルスエネルギーを 0.29 nJ とした際は、表 4.3 に示すように、15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルスの時定数とほぼ一致しているが、 I_{peak} が 28 % 程異なった値となっている。そこで、パルスエネルギーを 0.24 nJ まで減少させると、 I_{peak} はほぼ一致するが、時定数が 24 % 程異なった値となってしまい、再現することができなかった。

続いて、この節の最初で述べた方法により、15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルスの再現を試みた結果が図 4.22 である。パルスエネルギーは 0.29 nJ で、 I_{peak} が最大となる焦点位置から試料の裏面方向へ焦点位置を 2 μm 移動させることで実現できた電流パルス波形である。15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルスと比較すると、 I_{peak} は 1 % 程の差、時定数は 11 % 程の差となり、近い値が得られていることが確認できた。

図 4.22 に示すように、二光子吸収過程を用いた評価法で、重イオン照射時の電流パルスを再現できることを初めて実証できた。しかしながら、図 4.21 に示すように、パルスエネルギーのみをパラメータとすると、重イオン照射時の電流パルスを再現できない例があった。同様に、デバイスによってはパルスエネルギーのみをパラメータとした際に、重イオン照射時の電流パルスを二光子吸収過程を用いた評価法で再現できない可能性がある。パルスエネルギーのみをパラメータとした場合も、重イオン照射時の電流パルスを時間領域で積分した収集電荷量と一致した電流パルスを生成することは可能であるが、4.3.4 項で述べたように、ソフトエラーの有無は収集電荷量のみで決まらずに電流パルス波形にも依存する。そのため、2.6.2 項で記載した校正式の導出の際には、電流パルス波形が再現できていなかったために、回路応答が異なり、LET とパルスエネルギーの校正式が適用できない事例が生じたのではないかと考えられる。

表 4.3 15 MeV 酸素イオン照射時の電流パルスの再現を試みた際の I_{peak} と時定数.

	15 MeV 酸素イオン (LET = 6.53 MeV·cm ² /mg)	0.29 nJ (z = 0 μm)	0.24 nJ (z = 0 μm)	0.29 nJ (z = 2 μm)
I_{peak}	0.392 mA	0.505 mA	0.369 mA	0.395 mA
時定数	2.22 ns	2.26 ns	1.69 ns	2.47 ns

続いて, 2.6.2 項で述べた, LET と P.E (パルスエネルギー) の校正式について考える. 本研究では, LET が 6.53 MeV·cm²/mg の 15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルスを, 二光子吸収過程を用いた評価の際のパルスエネルギーを 0.29 nJ とすることで再現したが, それにより LET と P.E の校正式を導出すると, (4.1) 式となる. (4.1) 式は, 2.6.2 項に記載した (4.2) の校正式 [8] とは大きく異なっている. (4.1) 式と (4.2) 式の比較により, 本研究で開発したパルスレーザでは, 小さなパルスエネルギーで高い LET を実現できることがわかる. 例えば, 本研究でのパルスエネルギーの 0.29 nJ は, LET の 6.5 MeV·cm²/mg に相当しているが, (4.2) 式を導出する際に用いたパルスレーザでのパルスエネルギーの 0.29 nJ は LET の 0.080·cm²/mg に相当する. 校正式が大きく異なった原因として, パルスレーザの仕様の違いが考えられる. 2.6.2 項で述べたように, 生成電荷分布は波長等により決まる. (4.2) 式を導出するための測定は米 NRL で行われたが, 表 3.1 に示すように NRL と本研究のパルスレーザでは波長が異なっている. さらに, パルス幅の逆数の二乗が生成電荷量に比例する [7] ため, パルス幅の違いが同じパルスエネルギーとした際の生成電荷量の違いに大きく寄与し, 校正式が大きく異なったと考えられる.

$$(P.E)^2 = 0.013 \times LET \quad (4.1)$$

$$(P.E)^2 = 0.95 \times LET \quad (4.2)$$

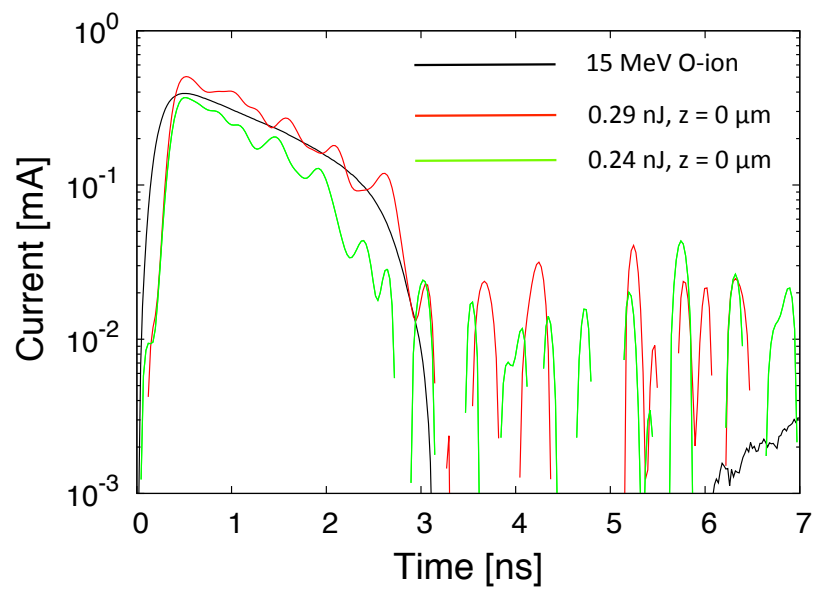


図 4.21 15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルスの再現 (パルスエネルギーのみ).

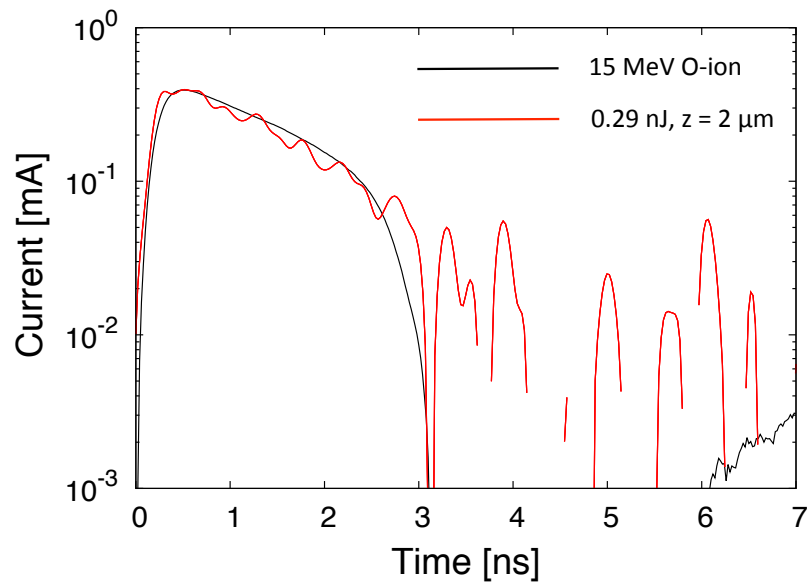


図 4.22 15 MeV の酸素イオン照射時の電流パルスの再現 (焦点位置も考慮).

第 5 章 結論

本研究では、電荷収集領域の三次元マッピングが可能であり、ソフトエラーの評価法として脚光を浴びている二光子吸収過程を用いたパルスレーザ照射による評価法に着目した。電荷収集領域の三次元マッピングが可能などといった特徴から、二光子吸収過程を用いた評価法を重イオン照射による評価法の代替として用いる事例が報告されているが、SRAM の評価によって得られた校正式を、他のデバイスに適用できない事例が報告されている。その原因は未解明だが、二光子吸収過程を用いた評価法で重イオン照射時の電流パルスを再現できない場合があるためではないかと考えられる。そこで、これまで報告例のない、電流パルス波形の焦点位置依存性をはじめとする電流パルス測定を行い、二光子吸収過程を用いた評価の際の電荷生成・収集の過程に関する理解を深めた後に、重イオン照射時の電流パルスの再現を試みた。

二光子吸収過程を用いた評価を行う前段階として、国内初となる二光子吸収過程を用いた Si デバイス評価のための測定系を一から立ち上げた。その際に、二光子吸収過程を用いた Si デバイス評価に向けた波長・パルス幅・パルスエネルギーの 3 つの条件を満たす特別仕様のパルスレーザが開発された。本研究で開発したパルスレーザは、波長変換が不要で、簡易に二光子吸収過程を実現できるという特徴を持つ。

そして、構築した測定系により、重イオン照射時の電流パルスデータがある Si PIN フォトダイオードを二光子吸収過程を用いて評価した。二光子吸収過程を用いた評価の際の電流パルス測定により、焦点位置を移動させる方向により、時定数が大きく異なった挙動を示すことが明らかになった。特に、電流パルスのピーク値が最大となる焦点位置から裏面方向へ移動させた際は、パルスエネルギーを変化させた場合とは大きく異なる時定数の挙動を示すことが明らかとなった。さらに、収集電荷量と時定数の関係を調べることにより、二光子吸収過程を用いた評価法では、収集電荷量を一定として波形を変えることが可能だとわかった。そのため、重イオン照射による評価法では困難な、電流パルス波形がソフトエラーへつながる回路応答へ及ぼす影響を調べることが可能だと判明し、二光子吸収過程を用いた評価法の新たな応用先を見出すことができた。

二光子吸収過程を用いた評価の際の電荷生成・収集に関する理解を深めた後に、重イオン照射時の電流パルスの再現を試みた。電荷生成・収集の過程の理解のための電流パルス測定により、パルスエネルギーを変化させることで時定数を調整し、焦点位置を裏面方向へ移動させることで時定数をほぼ一定としたまま電流パルスのピーク値を減少させることで、任意の重イオン照射時の電流パルスを再現できる可能性を新たに見出し

た. そのことを利用して, パルスエネルギーと焦点位置をパラメータとすることにより, 重イオン照射時の電流パルスを再現することに初めて成功した. 一方で, パルスエネルギーのみをパラメータとした際には, 重イオン照射時の電流パルスを再現できなかったが, これは, 校正式が適用できなかった原因であると考えられる.

二光子吸収過程を用いたパルスレーザ照射による評価法は, 電荷収集領域の三次元マッピングや, ソフトエラー脆弱タイミングの特定, パルス光の侵入長が長いためにチップ裏面からの評価が可能といった特徴を持ち, さらに重イオン照射による評価法よりもデバイス内に高密度な電荷を生成できることから, 重イオン照射による評価法では入手困難な, ソフトエラーに関する多岐にわたる情報を得ることが可能である.

これまで, 二光子吸収過程を用いた評価法での電荷生成・収集の過程に関する報告が少ないことを鑑みると, 二光子吸収過程を用いた評価法での電荷生成・収集の過程の理解が不十分であり, 今後, 本研究のような, 二光子吸収過程を用いた評価の際の電荷生成・収集に関する更なる研究が必要となると考えられる. また, 本研究では, 二光子吸収過程を用いた評価法により, 重イオン照射時の電流パルスの再現を試みることで, 二光子吸収過程を用いた評価法と重イオン照射による評価法の関係を調べたが, 今後はその関係に関する研究が盛んに行われることが期待される.

そして, 二光子吸収過程を用いた評価法と重イオン照射による評価法の関係に関する研究により, 重イオン照射による評価法の代替として二光子吸収過程を用いた評価法を用いる際の適用限界を把握することが, 今後の二光子吸収過程を用いた評価法の価値を高めるために重要になると予想される. 二光子吸収過程を用いた評価法と重イオン照射による評価法の関係に関する理解が進み, 適用限界に関する知見が得られた後は, 宇宙機へ搭載する半導体デバイスを重イオン照射による評価法で選定する前段階として, 二光子吸収過程を用いた評価を行い, ソフトエラーの基準を満たしているかの確認を行い, ソフトエラーの基準を満たしたデバイスに対してのみに重イオン照射試験を行い, 双方の評価で基準を満たしているデバイスを選定するなどといった二光子吸収過程を用いた評価法の応用が考えられる. それにより, 二光子吸収過程を用いた評価法と比較して, 施設の利便性やコストの観点で問題があると考えられる重イオン照射による評価を行う回数を減らすことができ, 半導体デバイスの開発から宇宙機への搭載へ至るまでの期間が短縮することが期待される.

研究業績

本研究に関する発表

- 井辻宏章, 小林大輔, 廣瀬和之, “二光子吸収過程を用いた Si PIN フォトダイオードの評価,” 第 4 回ソフトウェア勉強会, 2014 年 9 月.
- 井辻宏章, 小林大輔, 廣瀬和之, “二光子吸収過程を用いた半導体デバイスの放射線照射効果の評価,” 第 37 回応用物理学会秋期学術講演会, 2014 年 9 月.
- 井辻宏章, 小林大輔, 廣瀬和之, “二光子吸収過程を用いたレーザーによるソフトウェアシミュレーションの再現性,” 第 62 回応用物理学会春期学術講演会, 2015 年 3 月 (発表予定).

謝辞

本研究は、多くの方々の支援の元で行われました。熱心な指導を賜りました宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 廣瀬和之 教授に深謝致します。廣瀬先生からは、基礎から物事を考える大切さや、研究の価値を真摯に考えて相手にわかりやすく伝える大切さをはじめ、実験データを様々な角度から捉えることを習慣とする等、研究者として生きるための多岐に渡ることを教えていただきました。同機構の小林大輔 助教には、日頃から相談に乗っていただき、今回測定に用いた重イオン照射データがある試料のことを教えてくださったり、本研究と関連した論文を教えてください、常に適切なアドバイスをいただいたことを心から感謝致します。

シミュレーターの使い方を、懇切丁寧に指導してくださった同機構の伊藤大智様に、感謝の意を表します。

本研究において、重イオン照射データを提供してくださった日本原子力研究開発機構 小野田忍博士にお礼申し上げます。

本研究における相談に乗っていただき、チップキャリアの作製を行っていただいた同機構の牧野高紘博士に感謝致します。

測定系の立ち上げにあたり、尽力してくださった（株）東京インスツルメンツ 高橋一史様、斎藤敬様に感謝致します。

いつも話しかけていただき、研究生活を支えていただいた宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究所 廣瀬研究室秘書 西川三千代 様に感謝致します。

本研究の遂行にあたり、ゼミなどで研究に対する的確なアドバイスをしていただいた天野裕士氏、若尾周一郎氏に感謝の意を表します。

最後に、研究に関する熱い議論をするなどして、日々の生活に彩りを加えてくださった廣瀬研究室の皆様感謝致します。皆様のお陰で、有意義で濃密な2年間を過ごすことができました。

参考文献

- [1] P. E. Dodd, and L. W. Massengill, "Basic Mechanisms and Modeling of Single-Event Upset in Digital Microelectronics," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 3, pp. 583-602, 2003.
- [2] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, and R. L. Pease, "Subbandgap Laser-Induced Single Event Effects: Carrier Generation via Two-Photon Absorption," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 3002-3008, 2002.
- [3] P. Shivakumar, S. W. Keckler, M. Kistler, D. Burger, and L. Alvisi, "Modeling the Effect of Technology Trends on the Soft Error Rate of Combinational Logic", proceedings of the International Conference on Dependable Systems and Networks, 2002.
- [4] V. Pouget, D. Lewis, and P. Fouillat, "Time-Resolved Scanning of Integrated Circuits With a Pulsed Laser: Application to Transient Fault Injection in an ADC," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 53, no. 4, pp. 1227-1231, 2004.
- [5] K. Shao, A. Morisset, V. Pouget, E. Faraud, C. Larue, D. Lewis, and D. McMorrow, "3D knife-edge characterization of two-photon absorption volume in silicon for integrated circuit testing," *Opt. Express.*, vol. 19, no. 23, pp. 22594-22599, 2011.
- [6] D. McMorrow, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, Y. Boulghassoul, L. W. Massengill, and R. L. Pease, "Three-Dimensional Mapping of Single-Event Effects Using Two Photon Absorption," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 50, no. 6, pp. 2199-2207, 2003.
- [7] S. P. Buchner, F. Miller, V. Pouget, and D. P. McMorrow, "Laser simulation of single event upsets," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 60, no. 3, pp. 1852-1875, 2013.
- [8] J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, D. McMorrow, V. Ferlet-Cavrois, P. Dodd, D. F. Heidel, P. W. Marshall, J. A. Pellish, K. A. LaBel, K. P. Rodbell, M. Hakey, R. S. Flores, S. E. Swanson, and S. M. Dalton, "Estimation of Heavy-Ion LET Thresholds in Advanced SOI IC Technologies From Two-Photon Absorption Laser Measurements," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 57, no. 4, pp. 1827-1834, 2010.
- [9] F. El-Mamouni, E. X. Zhang, N. D. Pate, N. Hooten, R. D. Schrimpf, R. A. Reed, K. F. Galloway, D. McMorrow, J. Warner, E. Simoen, C. Claeys, A. Griffoni, D. Linten, and G. Vizkelethy, "Laser- and Heavy Ion-Induced Charge Collection in Bulk FinFETs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 58, no. 6, pp. 2563-2569, 2011.

- [10] Nikkei Science, Inc. of Japan, image by K. Endo.
- [11] R. Reed, "Fundamental Mechanisms for Single Particle-Induced Soft Errors," in Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC) short course, pp. I-1-I-63, 2008.
- [12] J. Mazur, "The Radiation Environment Outside and Inside a Spacecraft," in Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC) short course, pp. II-1-II-63, 2002.
- [13] C. A. Klein, "Bandgap Dependence and Related Features of Radiation Ionization Energies in Semiconductors," J. Appl. Phys., vol. 39, no. 4, pp. 2029-2038, 1968.
- [14] A. E. Hughes, D. Pooley, "固体と放射線," 共立出版株式会社, 1972.
- [15] F. B. McLean and T. R. Oldham, "Basic mechanisms of radiation effects in electronic materials and devices," Harry Diamond Lab. Tech. Rep., vol. HDL-TR, p. 2129, 1987.
- [16] D. Binder, E. C. Smith, and A. B. Holman, "Satellite anomalies from galactic cosmic rays," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 22, pp. 2675-2680, 1975.
- [17] T. Karnik, P. Hazucha, and J. Patel, "Characterization of Soft Errors Caused by Single Event Upsets in CMOS Processes," IEEE Transactions on Dependable and Secure Computing., vol. 43, no. 6, pp. 128-143, 2004.
- [18] E. Normand, "Single Event Upset at Ground Level," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 22, no. 6, pp. 2742-2750, 1996.
- [19] 廣瀬 和之, 小林 大輔, "宇宙で活躍する半導体デバイス," 応用物理, 第 83 巻, 第 8 号, pp. 655-659, 2014 年.
- [20] Data from the Lawrence Berkeley Nat. Lab. 88 inch Cyclotron facility website: user88.lbl.gov.
- [21] J. S. Laird, T. Hirao, S. Onoda, and H. Itoh, "High-injection carrier dynamics generated by MeV heavy ions impacting high-speed photodetectors," J. Appl. Phys., vol. 98, pp. 013530, 2005.
- [22] C. M. Hsieh, P. C. Murley, and R. R. O'brien, "A field-funneling effect on the collection of alpha-particle-generated carriers in silicon devices," IEEE Trans. Electron Dev. Letters., EDL-2, no. 4, pp. 103-105, 1981.
- [23] L. D. Edmonds, "Electric Currents Through Ion Tracks in Silicon Devices," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 45, no. 6, pp. 3153-3164, 1998.
- [24] L. D. Edmonds, "Charge Collection from Ion Tracks in Simple EPI Diodes," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 44, no. 3, pp. 1448-1463, 2003.
- [25] P. E. Dodd, "Device Simulation of Charge Collection and Single-Event Upset," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 43, no. 2, pp. 561-575, 1996 .

- [26] G. Guo, T. Hirao, J. S. Laird, S. Onoda, T. Wakasa, T. Yamakawa, and T. Kamiya, "Temperature Dependence of Single-Event Transient Current Induced by Heavy-Ion Microbeam on p+/n/n+ Epilayer Junctions," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, no. 5, pp. 2834-2839, 2004.
- [27] 廣瀬 和之, 小林 大輔, "SOI デバイスの耐放射線強化技術 -SOI はそのままではソフトウェアに強くない-, " 応用物理学会 シリコンテクノロジー分科会 第 157 回研究集会, 2013 年 2 月.
- [28] V. Pouget, P. Fouillat, D. Lewis, H. Lapuyade, L. Sarger, F. M. Roche , S. Duzellier, R. Ecoffet, "An Overview of the Applications of a Pulsed Laser System for SEU Testing," IEEE International On-Line Testing Workshop, pp. 52, 2000.
- [29] 牧野 高紘, " 論理 LSI における放射線誘起シングレイベント過渡パルスとソフトウェア率に関する研究," 博士論文, 総合研究大学院大学 物理科学研究科 宇宙科学専攻, 2008.
- [30] D. Kobayashi, H. Saito, and K. Hirose, "Estimation of Single Event Transient Voltage Pulses in VLSI Circuits From Heavy-Ion-Induced Transient Currents Measured in a Single MOSFET," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 54, no. 4, pp. 1037-1041, 2007.
- [31] V. Ferlet-Cavrois, P. Paillet, D. McMorro, N. Fel, J. Baggio, S. Girard, O. Duhamel, J. S. Melinger, M. Gaillardin, J. R. Schwank, P. E. Dodd, M. R. Shaneyfelt, and J. A. Felix, "New insights into single event transient propagation in chains of inverters-Evidence for propagation-induced pulse broadening," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 54, no. 6, pp. 2338-2346, 2007.
- [32] J. R. Ahlbin, L. W. Massengill, B. L. Bhuva, B. Narasimham, M. J. Gadlage, and P. H. Eaton, "Single event transient pulse quenching in Advanced CMOS logic," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 56, no. 6, pp. 3050-3056, 2009.
- [33] S. Buchner, M. Baze, D. Brown, D. McMorro, and J. Melinger, "Comparison of error rates in combinational and sequential logic," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 44, no. 6, pp. 2209-2216, 1997.
- [34] 柳川 善光, "論理 LSI における放射線起因ソフトウェアの測定手法に関する研究," 博士学位論文, 東京大学大学院 工学系研究科 電子工学専攻, 2008.
- [35] K. Hirose, H. Saito, S. Fukuda, Y. Kuroda, S. Ishii, D. Takahashi, and K. Yamamoto, "Analysis of body-tie effects on SEU resistance of advanced FD-SOI SRAMs through mixed-mode 3-D Simulations," IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, no. 6, pp. 3349-3353, 2004.
- [36] 柴田 優一, " 重イオン線照射による FPGA のソフトウェアの実測に基づく宇宙機

用レゾルバの角度エラーの推定,” 修士論文, 東京大学大学院 工学系研究科 電気系工学専攻, 2014.

- [37] P. S. Winokur, G. K. Lum, M. R. Shaneyfelt, F. W. Sexton, G. L. Hash, and L. Scott, “Use of COTS microelectronics in radiation environments,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 46, no. 6, p. 1494, 1999.
- [38] R. Ladbury, “Radiation Hardening at the System Level,” in *Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC) short course*, p.IV-41, 2007.
- [39] J. S. Laird, T. Hirao, H. Mori, S. Onoda, T. Kamiya, H. Itoh, “Development of a new data collection system and chamber for microbeam and laser investigations of single event phenomena,” *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* 181., pp. 87-94, 1991.
- [40] A. Richter and I. Arimura, “Simulation of heavy charged particle tracks using focused laser beams,” *IEEE. Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, no. 6, pp. 1234-1239, 1987.
- [41] S. Buchner, D. Wilson, K. Kang, J. Mazur, W. Raburn, A. Campbell, and A. Knudson, “Pulsed-Laser Testing for Single-Event Effects Investigations,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 34, no. 6, pp. 1227-1233, 1987.
- [42] C. Weulersse, F. Bezerra, F. Miller, T. Carriere, N. Buard, W. Falo, “Probing SET Sensitive Volumes in Linear Devices Using Focused Laser Beam at different wavelengths,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 55, no. 4, pp. 2007-2012, 2008.
- [43] J. S. Melinger, S. Buchner, D. McMorro, W. J. Stapor, T. R. Weatherford, and A.B. Campbell, “CRITICAL EVALUATION OF THE PULSED LASER METHOD FOR SINGLE EVENT EFFECTS TESTING AND FUNDAMENTAL STUDIES,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 41, no. 6, pp. 2574-2584, 1994.
- [44] S. Buchner, N. Roche, J. Warner, D. McMorro, F. Miller, S. Morand, V. Pouget, C. Larue, V. Ferlet-Cavrois, F. El Mamouni, H. Kettunen, P. Adell, G. Allen, and D. Aveline, “Comparison of Single Event Transients Generated at Four Pulsed-Laser Test Facilities-NRL, IMS, EADS, JPL,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 59, no. 4, pp. 988-998, 2012.
- [45] D. McMorro, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, J. D. Davis, R. K. Lawrence, J. H. Bowman, R. D. Brown, D. Carlton, J. Pena, J. Vasquez, N. Haddad, K. Warren, and L. Massengill, “Single-Event Upset in Flip-Chip SRAM Induced by Through-Wafer, Two-Photon Absorption,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 52, no. 6, pp. 2421-2425, 2005.
- [46] F. Darracq, V. Pouget, D. Lewis, P. Fouillat, E. Lorfevre, R. Ecoffet, F. Bezerra, “Investigation on the Single Event Burnout Sensitive Volume Using Two-Photon Ab-

- sorption Laser Testing,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 59, no. 4, pp. 999-1006, 2012.
- [47] E. W. Van Stryland, H. Vanherzeele, M. A. Woodall, M. J. Soileau, A. L. Smirl, S. Guha, and T. F. Boggess, “Two photon absorption, non-linear refraction and optical limiting”, Opt. Eng., vol. 24, pp. 613-623, 1985.
- [48] T. F. Boggess, K. M. Bohnert, K. Mansour, S. C. Moss, I. W. Boyd, and A. L. Smirl, “Simutaneous measurement of the two-photon coefficient and free-carrier cross section above the bandgap of crystalline silicon,” IEEE J. Quant. Elect., vol. 22, pp. 360-368, 1986.
- [49] W. G. Bennett, N. C. Hooten, R. D. Schrimpf, R. A. Reed, M. H. Mendenhall, M. L. Alles, J. Bi, E. X. Zhang, D. Linten, M. Jurzak, and A. Fantini, “Single- and Multiple-Event Induced Upsets in HfO₂/Hf 1T1R RRAM,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 61, no. 4, pp. 1717-1725, 2014.
- [50] E. Faraud, V. Pouget, K. Shao, C. Larue, F. Darracq, D. Lewis, A. Samaras, F. Bezerra, E. Lorfevre, and R. Ecoffet, “Investigation on the SEL Sensitive Depth of an SRAM Using Linear and Two-Photon Absorption Laser Testing,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 58, no. 6, pp. 2637-2643, 2011.
- [51] RADLAS 2013, 4th Thematic Workshop on Laser Testing of Radiation Effects ,<http://www.ies.univ-montp2.fr/radlas2013/>
- [52] D. McMorro, W. T. Lotshaw, J. S. Melinger, S. Buchner, J. D. Davis, R. K. Lawrence, J. H. Bowman, R. D. Brown, D. Carlton, J. Pena, J. Vasquez, N. Haddad, K. Warren, and L. Massengill, “Single-Event Upset in Flip-Chip SRAM Induced by Through-Wafer, Two-Photon Absorption,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 52, no. 6, pp. 2421-2425, 2005.
- [53] 寺川 進, “多光子顕微鏡の基礎と最近の動向,” 日本光学会, 44 巻, 1 号, pp. 11-17, 2015.
- [54] G. スーハ, M. ストック, M.E. ファーマン, D. ハーター, 上原 譲, 吉田 睦, “二光子吸収に使われるレーザー,” O plus E : Optics • Electronics., vol. 20, no. 8, pp. 914-920, 1998.
- [55] A. Holmes-Siedle and L. Adamas, “Handbook of radiation effects,” second edition, 2002.
- [56] D. E. Spence, P. N. Kean and W. Sibbett, “60-fsec pulse generation from a self mode-locked Ti:sapphire laser,” Opt. Lett., vol. 16, no. 1, pp. 42-44, 1991.
- [57] Pulse Picker OG12/1 User manual, Avesta, Ltd of Russia,
- [58] S. Onoda, T. Hirao, J. S. Laird, K. Mishima, K. Kawano, and H. Itoh, “Transient

- Currents Generated by Heavy Ions With Hundreds of MeV,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 53, no. 6, pp. 3731-3737, 2006.
- [59] P. W. Marshal, C. J. Dale, M. A. Carts, and K. A. LaBel, “Particle-Induced Bit Errors in High Performance Fiber Optic Data Links for Satellite Data Management,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 41, no. 6, pp. 1958-1965, 1994.
- [60] F. Faccio, G. Berger, K. Gill, M. Huhtinen, A. Marchioro, P. Moreira, and F. Vasey, “Single Event Upset Tests of an 80-Mb/s Optical Receiver,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 48, no. 5, pp. 1700-1707, 2001.
- [61] R. L. Ladbury, J. Benedetto, D. McMorrow, S. P. Buchner, K. A. Label, M. D. Berg, H. S. Kim, A. B. Sanders, M. R. Friendlich, and A. Phan, “TPA Laser and Heavy-Ion SEE Testing: Complementary Techniques for SDRAM Single-Event Evaluation,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 56, no. 6, pp. 3334-3340, 2009.
- [62] K. Hirose, H. Saito, S. Fukuda, Y. Kuroda, S. Ishii, D. Takahashi, and K. Yamamoto, “Analysis of Body-Tie Effects on SEU Resistance of Advanced FD-SOI SRAMs Through Mixed-Mode 3-D Simulations,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 51, no. 6, pp. 1893-1903, 2004.
- [63] P. E. Dodd and F. W. Sexton, “Critical Charge Concepts for CMOS SRAMs,” IEEE Trans. Nucl. Sci., vol. 42, no. 6, pp. 1764-1771, 1995.