



Title	ショットキバリア赤外線イメージセンサに関する研究
Author(s)	木股, 雅章
Citation	大阪大学, 1992, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://doi.org/10.11501/3087990
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

ショットキバリア赤外線
イメージセンサに関する研究

木股 雅章

内 容 梗 概

本論文は著者が三菱電機株式会社LSI研究所において行ったショットキバリア赤外線イメージセンサに関する一連の研究をまとめたもので、本文は6章より構成されている。以下に各章の概要を示す。

第1章 序 論

本論文の序論として、赤外線検出器の開発動向を概観するとともに、本研究をはじめた動機について述べる。その中で、目標とする2次元赤外線イメージセンサをショットキバリア検出器を用いて実現する場合の問題点を示す。

第2章 ショットキバリア検出器の特性とその性能改善

赤外線イメージセンサに適用する白金シリサイド(PtSi)ショットキバリア検出器の試作・評価結果を示し、現状の検出器の技術が不十分であることを明らかにするとともに、性能改善策として金属電極の薄膜化と光学的共振構造が有効であることを示す。

さらに応用分野の拡大を目指して検討した①ショットキ効果を利用したバリア高の低減、②表面入射法による可視・近赤外域への検出波長域の拡大、③イリジウム・シリサイド検出器による長波長側への検出波長域の拡大についても述べる。

第3章 埋め込みチャネル電荷結合素子の低温特性とその改善

低温で動作する量子型赤外線検出器と同一チップ上に集積される信号転送用埋め込みチャネル電荷結合素子の低温での転送特性を支配するメカニズムを転送損失の温度依存性とその駆動条件依存性から検討し、低温における転送効率劣化がバルク・トラップによる信号電荷の捕獲現象によることを明らかにする。また、特に赤外線イメージセンサの動作する温度領域での特性改善策を提案し、この効果を示す。

第4章 インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの試作と評価

ショットキバリア赤外線イメージセンサを用いた撮像システムで実用レベルの性能が得られることを簡単なモデルを用いて示す。さらに、256x256画素のインターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサを試作・評価し、モデルを用いて行った検討が妥当であること

を明かにする。

第5章 電荷掃きよせ型デバイス(CSD)の開発とその赤外線イメージセンサへの適用

インターライン転送CCD方式で画素を微細化していったときの問題点を、検出器と垂直CCDの最大取扱電荷量という観点から検討し、従来方式における開口率（画素面積に対する検出器有効面積の割合）の限界を議論する。従来方式の問題点を解決するために電荷掃きよせ型デバイス（Charge Sweep Device；略してCSD）を提案し、これを用いることにより開口率を大きく改善することができることを示す。CSD方式を用いて512x512画素PtSiショットキバリア赤外線イメージセンサを設計・製作し、その性能が十分実用に耐えるものであることを示すとともに、この素子を用いて試作した赤外線TVカメラの応用について検討した結果について述べる。

第6章 結 論

本章では、第2章から第5章までの研究成果を総括し、本研究で得られた主要な結論について述べる。

目 次

第1章 序 論

- 1.1 関連分野の研究の歴史的概要 1
- 1.2 問題点の概要と本研究の目的 4

第2章 ショットキバリア検出器の特性とその性能改善

- 2.1 緒 言 7
- 2.2 ショットキバリア検出器の光検出機構 7
- 2.3 白金シリサイドショットキバリア検出器の試作と評価 12
 - 2.3.1 検出器の試作 12
 - 2.3.2 検出器の評価 12
- 2.4 白金シリサイド薄膜化による量子効率の改善 16
 - 2.4.1 はじめに 16
 - 2.4.2 検出器の構造 16
 - 2.4.3 測定結果 17
 - 2.4.4 量子効率改善モデル 18
- 2.5 光学的共振構造による光吸収率の改善 21
 - 2.5.1 光学的共振構造と検出器の試作 21
 - 2.5.2 測定結果 22
- 2.6 イオン注入によるバリア高の低減 24
 - 2.6.1 ショットキ効果によるバリア高の低減 24
 - 2.6.2 検出器の試作と測定結果 25
- 2.7 表面入射法による検出波長域の拡大 28
 - 2.7.1 ショットキバリア検出器の真性光検出機構 28
 - 2.7.2 検出器の試作と測定結果 28
- 2.8 イリジウム・シリサイド検出器による検出波長域の拡大 31
 - 2.8.1 はじめに 31
 - 2.8.2 検出器の試作と特性評価 31
- 2.9 結 言 33

第3章 埋め込みチャネル電荷結合素子の低温特性とその改善

- 3.1 緒 言 35
- 3.2 埋め込みチャネル電荷結合素子の低温特性の測定 35
 - 3.2.1 素子の構造と試作 35

3.2.2	測定方法	37
3.2.3	転送損失の温度依存性	39
3.2.4	転送損失の駆動条件依存性	43
3.3	低温における電荷転送モデル	46
3.3.1	200Kから90Kの温度領域における電荷転送モデル	46
3.3.2	200Kから90Kの温度領域の転送損失の原因となるトラップ準位の解析	49
3.3.3	90K以下の温度領域における電荷転送モデル	52
3.3.4	90K以下の温度領域の転送損失の原因となるトラップ準位の解析	55
3.4	低温における転送特性の改善	59
3.5	結 言	63

第4章 インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの試作と評価

4.1	緒 言	65
4.2	赤外線撮像モデル	65
4.2.1	理想的な撮像モデル	65
4.2.2	ショットキバリア赤外線イメージセンサの性能予測	68
4.2.3	実際の赤外線撮像	71
4.3	インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの設計と試作	73
4.3.1	素子の仕様	73
4.3.2	素子の構成と動作	74
4.3.3	画素の構成と動作	77
4.4	インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの評価	78
4.4.1	評価結果	78
4.4.2	撮像モデルと評価結果の比較	80
4.4.3	赤外線撮像	83
4.5	結 言	85

第5章 電荷掃きよせ型デバイス(CSD)の開発とその赤外線イメージセンサへの適用

5.1	緒 言	86
5.2	インターライン転送CCD方式における画素設計と問題点	87
5.3	電荷掃きよせ型デバイスの提案と開口率改善の検討	90
5.4	電荷掃きよせ型デバイスの構造と動作	93
5.4.1	電荷掃きよせ型デバイスの基本構成と動作	93
5.4.2	電荷掃きよせ型デバイスの試作と評価	95
5.4.3	改良電荷掃きよせ型デバイスの動作	97

5.4.4	改良電荷掃きよせ型デバイスの試作と評価	98
5.5	電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの設計と製作	99
5.5.1	素子の構成と動作	99
5.5.2	画素の構成と動作	101
5.5.3	素子の製作	103
5.6	電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの評価	106
5.6.1	素子の駆動	106
5.6.2	評価結果	107
5.7	赤外線TVカメラとその応用	111
5.7.1	赤外線TVカメラの構成と評価	111
5.7.2	赤外線TVカメラの応用	115
5.8	天文観測用赤外線カメラ	117
5.9	結 言	121
第6章	結 論	123
謝 辞		125

第1章 序 論

1. 1 関連分野の研究の歴史的概要

赤外線技術は、19世紀はじめのHerschelの赤外線の発見から始まる¹⁾。赤外線は0.7～1000 μm の広い波長域の電磁波であるが、応用面で特に注目されてきたのは、熱赤外（波長8～13 μm ）と中間赤外（波長3～5 μm ）の2つの波長帯である。これは、図1. 1、1. 2に示すように室温付近の物体の分光放射特性と赤外線の大気の透過特性から考えて、これらの波長域がパッシブな赤外線撮像に適するからである。

赤外線技術の発展の中で赤外線検出器の進歩は非常に重要な役割を果たしてきた。19世紀から20世紀前半にかけて熱型の赤外線検出器の開発が盛んで、サーモパイルやボロメータをはじめ多くの熱型検出器が開発されている。1917年には、初めて量子効果を利用した赤外線検出器が開発され²⁾、検出感度は大きく改善された。量子型検出器としては硫化鉛等の鉛化合物やIII-V化合物であるインジウム・アンチモン(InSb)を用いた検出器が開発されたが、最も注目され活発に研究開発が進められたのは1959年に赤外線検出器として利用できることが示された水銀カドミウム・テルル(HgCdTe)である³⁾。HgCdTeのバンド・ギャップは組成により連続的に変化し、この材料を使うことで任意の遮断波長の赤外線検出器を作製することが出来る。量子型赤外線検出器としては上に述べたバンド間遷移を利用したもの以外にゲルマニウム(Ge)やシリコン(Si)にドーブした不純物準位からの電荷の励起を利用した外因性赤外線検出器も考案され⁴⁾、1950年前後までには現在研究開発されている赤外線検出器材料のほとんどが出揃うことになる。

一方、赤外線撮像に関しては1940年代に“サーモグラフ(Thermograph)”と呼ばれる装置が考案され、現在実用化されている機械走査形赤外線撮像装置の原型が確立された⁵⁾。初期のサーモグラフには検出器に熱型検出器であるボロメータが用いられており、感度・応答速度が不十分で実時間の観測は出来なかったが、検出器として高速・高感度の量子型検出器が用いられるようになり実時間観測が可能になった。実時間観測が可能な高速走査赤外線撮像装置は、FLIR(Forward Looking InfraRed)と呼ばれる。米国で1960年に開発されたFLIRシステムは、InSbを検出器に用い2つの回転プリズムにより走査を行うもので、0.2frames/sのフレーム・レートで動作し、最小検知温度差は1Kであった⁵⁾。これに続きFLIRシステムの開発は精力的に進められ、1960年～1974年の15年間に60以上のシステムが開発

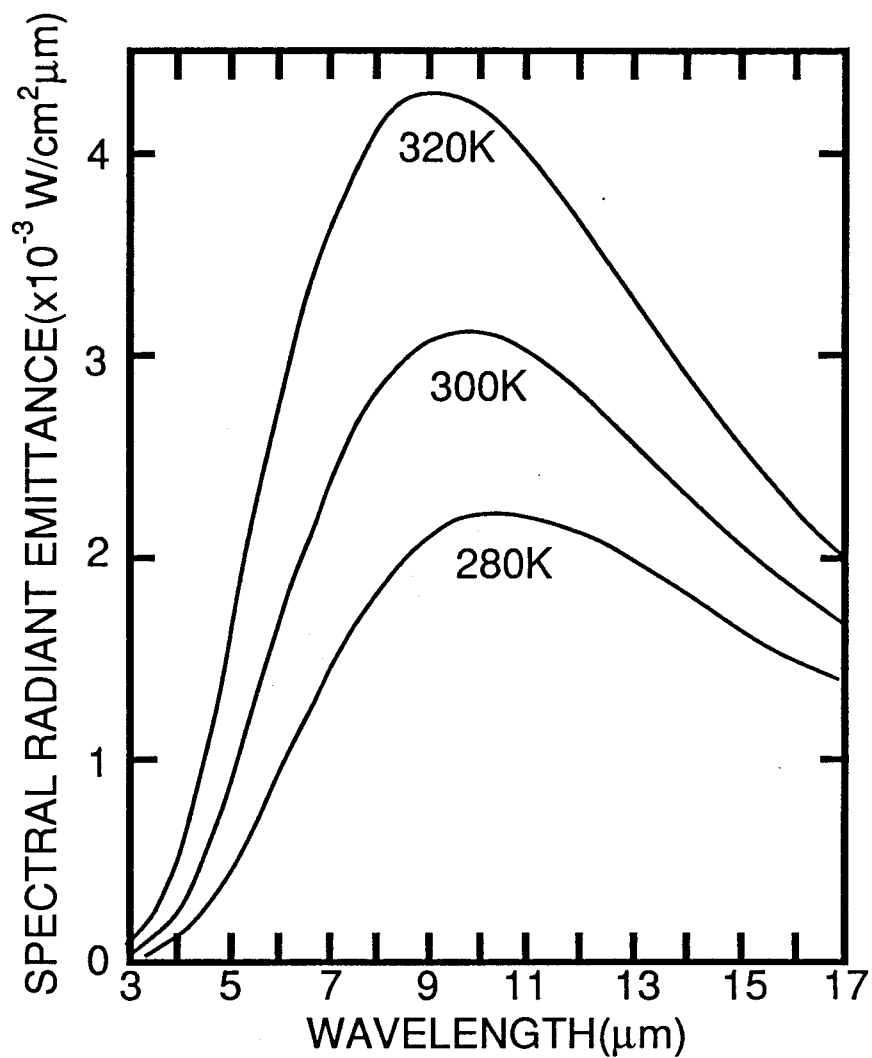


図1. 1 室温付近の温度を持った物体（黒体）の赤外線分光放射特性⁵⁾。

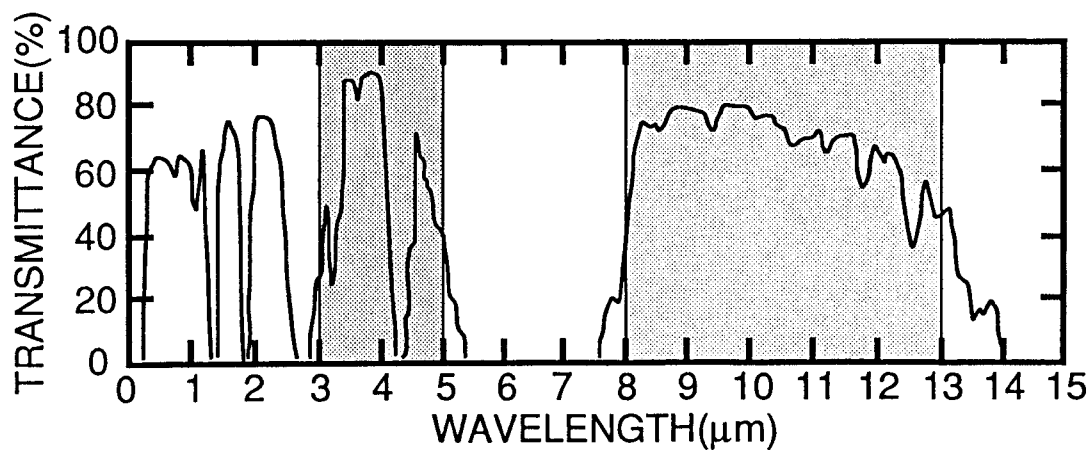


図1. 2 大気赤外線透過特性¹⁾。

され、数百のシステムが生産された。その後、現在に至るまで機械走査機構を持ったFLIRシステムの開発・生産は続いており、撮像装置の性能は多画素検出器を用いたパラレル走査やTDI(Time-Delay-and-Integration)方式の導入により改善されてきた。Elliottによって考案されたSPRITE(Signal PROcessing In The Element)素子⁶⁾は、TDIを素子内で行うものであり、赤外線撮像装置の性能改善に大きく寄与した。しかし、量子型検出器の性能は既に理論限界であるBLIP(Background Limited Performance)に近く、さらに感度を改善するためには信号蓄積動作が可能な電子走査形2次元赤外線イメージセンサの開発が不可欠であった。赤外線撮像装置の検出器として2次元のイメージセンサを用いることで、光学系の簡素化や可動部がなくなることによる信頼性の向上も期待できるため、電子走査形の赤外線イメージセンサは次世代の赤外線撮像装置への適用を目指して早くから研究開発が進められてきた。

1970年に電荷結合素子(Charge-Coupled Device ;CCD)が発明され可視光域で撮像素子の固体化が本格化するが、赤外線イメージセンサの開発もこれと平行して盛んになり、1975年前後から赤外線イメージセンサの発表が見られるようになる。赤外線イメージセンサ開発初期に主流となったのは、InSbやHgCdTeといった化合物半導体の検出器とシリコンのマルチプレクサをインジウム・バンプで接続したハイブリッド構造の赤外線イメージセンサであった⁷⁾。ハイブリッド構造では検出器とマルチプレクサを独立に最適化できるという利点はあるが、バンプによるチップ接続が製造面・信頼性面で制約を与える。最も深刻な問題となっているのは検出器材料とマルチプレクサを構成するシリコンとの膨張係数の差であり、低温で動作する赤外線イメージセンサではこれがハイブリッド構造の素子の集積度の限界を決めると考えられている。インジウム・バンプ方式のこうした問題点を解決するためにループ・ホールを用いたハイブリッド構造も提案されているが⁸⁾、この方式でも集積度は製造プロセスで制限されると考えられる。

検出器とマルチプレクサを同一基板上に形成するモノリシック構造は高集積化に対する制約が少なく製造も容易であるため、構造的には理想的と考えられる。1970年代には化合物半導体を用いたモノリシック赤外線イメージセンサの研究もいくつか報告されているが⁹⁾、検出器に用いられる化合物半導体ではLSI技術が確立されておらず、実用レベルの赤外線イメージセンサの実現は困難と考えられている。進んだLSI技術を利用できるシリコンをベースにした赤外線検出器として、シリコン中のインジウムやガリウム等の不純物準位を利用するドーパ型検出器を用いたモノリシック赤外線イメージセンサが検討されたが¹⁰⁾、動作温度が低いうえ、赤外線の吸収長が長くクロストークが問題になるためこの方式も高

解像度化には適していないと考えられる。

1973年、米国のShepherdとYangは赤外線ビジコン・ターゲットとして研究していたニッケル・シリサイドの感度均一性が非常に優れていることに着目し、シリコン基板を用いたショットキバリア赤外線イメージセンサを提案した¹¹⁾。ショットキバリア検出器の光検出メカニズムである内部光電子放出機構の量子効率、真性機構で動作する検出器に比べ本質的に低い。しかし、高い背景信号のもとで動作する2次元赤外線イメージセンサの性能を決定するのは感度均一性であり、低量子効率の問題は蓄積動作で克服できると考えられ、これまでにいくつかのショットキバリア赤外線イメージセンサの開発が試みられている。1975年にはパラジウム・シリサイド(Pd_2Si)を用いた64画素のショットキバリア赤外線イメージセンサが報告され¹²⁾、1978年には中間赤外域に感度を持った白金シリサイド(PtSi)の256画素リニア・アレイと25x50画素の2次元アレイが開発されている¹³⁾。しかし、1970年代に開発されたショットキバリア赤外線イメージセンサの感度は蓄積動作を行っても十分とはいえず、ショットキバリア赤外線イメージセンサの実用化には感度の改善が最大の課題となっていた。

1. 2 問題点の概要と本研究の目的

本研究の最終目的は標準テレビ解像度(500x500画素程度)を持った実用レベルの性能(雑音等価温度差が0.1Kレベル)の赤外線イメージセンサを実現する基本技術を開発することにある。こうした高解像度の赤外線イメージセンサは完成度の高いシリコンLSI製造技術を十分活用できるショットキバリア検出器を用いたものが最も実現性が高いと考えられる。しかし、これまでに報告された赤外線イメージセンサでは、ショットキバリア検出器の感度均一性の高さは実証されたが、感度が十分とはいえず、1. 1で述べたように感度改善が実用化の鍵となる。

また、高解像度のイメージセンサではCCDの転送特性もイメージセンサの性能に大きな影響を与える。CCDの技術は可視光用イメージセンサの進歩にともない着実に進歩して、室温では数十万画素のイメージセンサに十分なレベルとなっているが、量子型の赤外線検出器が動作する低温領域でのCCDの動作に関する研究はほとんど行われておらず、CCDの低温特性の評価・改善も高解像度赤外線イメージセンサの実現にとって重要な課題と考えられる。

さらに、本質的に量子効率の低いショットキバリア赤外線イメージセンサでは高解像度

化にともない画素サイズが縮小されていった時、信号電荷の減少による性能劣化が深刻な問題となるため、開口率（画素面積に対する検出器有効面積の割合）が高く雑音の小さい読みだし方式が望まれる。従って、高解像度ショットキバリア赤外線イメージセンサで十分な性能を確保するためには、イメージセンサの読みだし方式の検討も重要な課題となる。

本論文では、実用レベルのショットキバリア赤外線イメージセンサを実現するために、ショットキバリア赤外線イメージセンサの主要な構成要素であるショットキバリア検出器と埋め込みチャネルCCD(BCCD)の特性を評価すると共に、特性の改善策を検討する。また、従来のイメージセンサの読みだし方式の限界を示し、これを改善する新しい読みだし方式を提案する。さらに、検討した改善策が有効であることを、本研究で開発した技術を用いて設計・製作した512x512画素のショットキバリア赤外線イメージセンサを評価することによって示す。

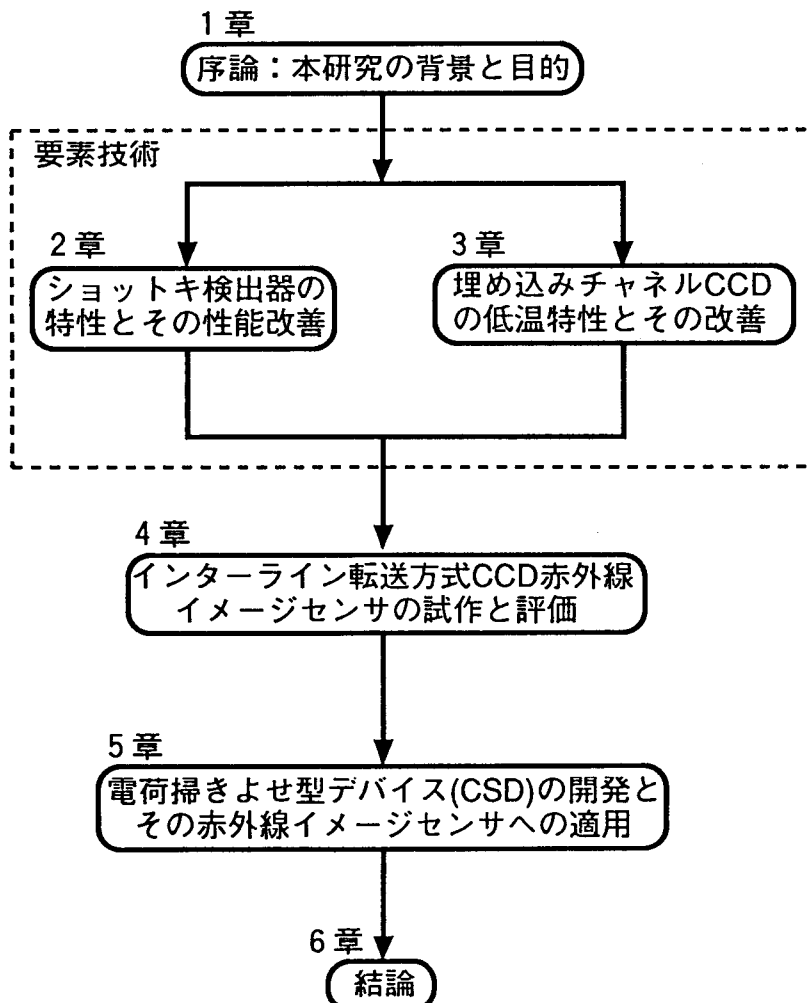


図 1. 3 本論文の構成。

図1. 3に本論文の構成を示す。第2章ではショットキバリア検出器の特性と金属電極薄膜化、光学的共振構造による量子効率改善およびショットキ効果、表面入射、イリジウム・シリサイド(IrSi)による特性改善について述べる。第3章ではBCCDの低温における転送特性と、この特性を支配する転送メカニズムを検討し、低温における転送特性の改善に対する指針を示す。第4章ではショットキバリア検出器を用いて実用レベルの赤外線イメージセンサが実現できることを簡単な撮像モデルを用いて明らかにすると共に、モデルから得られる特性が実現できることを従来の読みだし方式を用いた256x256画素の赤外線イメージセンサを試作・評価することによって示す。さらに、第5章では従来の読みだし方式の問題点を検討し、これを改善する新規な電荷読みだし素子として電荷掃きよせ型デバイス(Charge Sweep Device; CSD)を提案し、この有用性を電荷掃きよせ型デバイスを用いて作製した512x512画素の赤外線イメージセンサの性能を評価することによって示す。第6章では、第2章から第5章までの結果を総括し結論を述べる。

参考文献

- 1) R.D.Hudson : Infrared System Engineering (Wiley-Interscience, 1969).
- 2) T.W.Case : Phys. Rev., 9 (1917) 305.
- 3) W.D.Lawson, S.Nielsen, E.H.Putley and A.S.Young : J. Phys. Chem. Solids, 9 (1959) 325.
- 4) N.Sclar : Prog. Quant. Elect., 9 (1984) 149.
- 5) J.M.Lloyd : Thermal Imaging Systems (Plenum Press Corp., 1979).
- 6) C.T.Elliott : Electr. Lett., 17 (1981) 312.
- 7) E.L.Dereniak and D.G.Crowe : Optical Radiation Detectors (John Wiley & Sons, Inc., 1984).
- 8) I.M.Baker, M.D.Jenner, J.Parsons, R.A.Ballingall, I.D.Blenkinsop and J.H.Firkins : 2nd Int. Conf. Advanced Infrared Detectors and Systems, London, 1983, p.12.
- 9) A.Rogalski and J.Piotrowski : Prog. Quant. Electr., 12 (1988) 87.
- 10) D.K.Schroder : IEDM Tech. Digest, 1979, p.548.
- 11) F.D. Shepherd and A.C.Yang : IEDM Tech. Digest, 1973, p.310.
- 12) E.S.Kohn, S.A.Roosild, F.D.Shepherd and A.C.Yang : 1975 CCD Application Int. Conf., San Diego, 1975, p.59.
- 13) B.Capone, L.Skolnik, R.Taylor, F.Shepherd, S.Roosild, W.Ewing, W.Kosonocky and E.Kohn : Proc. SPIE, 156 (1978) 120.

第2章 ショットキバリア検出器の特性とその性能改善

2.1 緒言

ショットキ接合における内部光電子放出の概念は1950年代に既に確立されており¹⁾、1960年代に入るとこの現象はショットキバリアのバリア高の測定²⁾や、金属中で励起された電荷のエネルギー損失の研究³⁾に利用されるようになった。ショットキバリアの内部光電子放出現象の光検出への積極的な応用に関する研究は1968年のArcher等のもの⁴⁾が最初と考えられるが、これをさらに発展させモノリシック型のショットキバリア赤外線イメージセンサを提案したのは米国のShepherdとYangである⁵⁾。ショットキバリア赤外線イメージセンサは完成度の高いシリコンVLSI技術を利用して製造できるうえ、他の赤外線検出器と比較して感度均一性が非常に高いという特長をもつ。彼らは赤外線イメージセンサの性能が量子効率ではなく画素間の感度均一性で決まると考え、真性機構で動作する化合物半導体赤外線検出器に比べ本質的に量子効率が低いショットキバリア検出器を用いてもイメージセンサとしては同等以上の性能が得られると考えた。

初期のショットキバリア赤外線イメージセンサはパラジウム・シリサイド(Pd_2Si)とp形シリコンのショットキバリアを用いたものであったが⁶⁾、 Pd_2Si ショットキバリア検出器はバリア高が0.35eVで $3.5\mu\text{m}$ までしか感度がないため常温物体を撮像する赤外線イメージセンサには用いることができなかった。その後、より低いバリア高をもった白金シリサイド(PtSi)とp形シリコンのショットキバリアを用いた赤外線イメージセンサの開発が始まり⁷⁾、 $3\sim 5\mu\text{m}$ 帯の撮像が可能となった。しかし、初期の PtSi 検出器は厚さ60nmの PtSi 上にアルミ配線を接触させた構造になっており、量子効率が小さく実用化に向けて量子効率改善が大きな技術課題となっていた。

本章では、ショットキバリア赤外線イメージセンサの基本的な構成要素となる PtSi とp形シリコンのショットキバリア検出器の試作とその評価結果について示すとともに、性能改善策として検討した金属電極の薄膜化、光学的共振構造の効果について述べる。また、応用分野拡大を目指して検討を行った検出波長域拡大技術についても述べる。

2.2 ショットキバリア検出器の光検出機構

n形シリコンを用いたショットキバリア光検出器の内部光電子放出機構を図2.1に示

す。（一般的に赤外線イメージセンサに用いられるのは p 形シリコンを用いたショットキバリアであるが、ここでは簡単のために n 形シリコンを用いて説明をする。）内部光電子放出機構は、光吸収により金属中に”熱い電子”（p 形シリコンの場合は”熱い正孔”となる）が生成され、生成された”熱い電子”の一部が金属－半導体界面のポテンシャル障壁（ ϕ_b ）を越えて半導体中に放出され光電流となるというもので、その特性は検出機構の類似性から金属から真空中への光電子放出を扱ったFowlerの理論⁹⁾を基本として議論されている。ここでは、Fowlerの理論に基づいて内部光電子放出機構における量子効率の入射光子・エネルギー（波長）依存性を示す⁴⁾。

光検出器の内部量子効率 η_i は、励起された全電荷数 N_T に対する光電流となる電荷数 N_E の割合として定義される。すなわち、

$$\eta_i = \frac{N_E}{N_T} \quad (2.1)$$

実際には金属中で生成された”熱い電子”が金属中で運動する間に各種の散乱を受けるが、

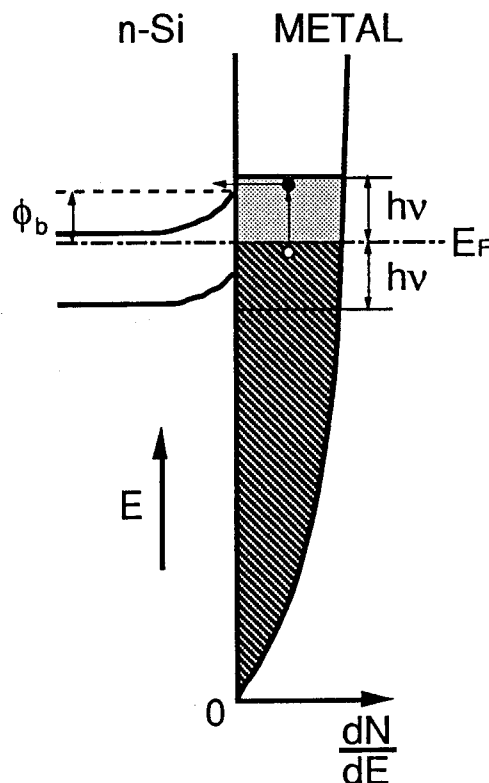


図 2. 1 ショットキバリア・ダイオードの内部光電子放出による光検出⁴⁾。

ここでは簡単のためこうした散乱の効果を無視して量子効率を計算する。まず、励起前の状態では、フェルミ・レベル（ E_F ）より低いエネルギー準位はすべて満たされており、フェルミ・レベルより高いエネルギー準位はすべて空になっていると仮定（絶対零度近似）すると、

$$N_T = \int_{E_F}^{E_F + h\nu} \left(\frac{dN}{dE} \right) dE \quad (2.2)$$

$$N_E = \int_{E_F + \phi_0}^{E_F + h\nu} \left(\frac{dN}{dE} \right) P(E) dE \quad (2.3)$$

となる。ここで、 (dN/dE) は状態密度、 $h\nu$ は入射光子のエネルギー（ h ：プランク定数、 ν ：入射光子の振動数）、 $P(E)$ はエネルギー E の電子が半導体中に放出されて光電流になる確率である。金属中での電子の運動を等方的と考えると、エネルギー E を持った電子がバリアを越える確率を計算することは図2.2に示したような球の表面積に対する斜線を施した部分の表面積の割合を計算することと等価となる。図で p は”熱い電子”の運動量、 p_0 はバリアを越えるのに必要な運動量で、それぞれ

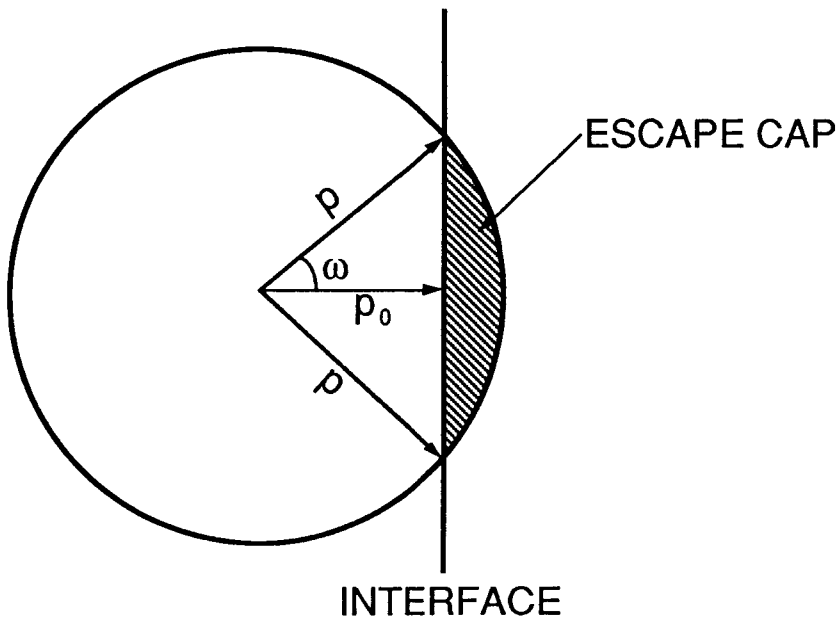


図2.2 内部光電子放出における放出条件。放出に必要な界面に垂直方向の運動量を p_0 とすると、ESCAPE CAPで示した球の表面に入っている運動量を持つものが放出される。

$$p = \sqrt{2m^*E} \quad (2.4)$$

$$p_0 = \sqrt{2m^*(E_F + \phi_b)} \quad (2.5)$$

である。ここで m^* は金属中での電子の有効質量である。放出確率 $P(E)$ は図2.2より

$$\begin{aligned} P(E) &= \frac{1}{2} (1 - \cos\omega) \\ &= \frac{1}{2} [1 - \sqrt{(E_F + \phi_b)/E}] \end{aligned} \quad (2.6)$$

となる。(2.6)式は明らかに $E \geq E_F + \phi_b$ のときのみ成立するもので、励起された電子の最高エネルギーが $E_F + h\nu$ であることから、内部光電子放出における遮断波長 λ_c は

$$\lambda_c = \frac{hc}{\phi_b} \quad (2.7)$$

となる。ここで、 c は光の速度である。

一般に $E_F \gg h\nu$ であるので、状態密度 (dN/dE) は考慮すべき範囲で一定と考えてよい。したがって、 N_T と N_E はそれぞれ

$$N_T = \left(\frac{dN}{dE} \right) h\nu \quad (2.8)$$

$$\begin{aligned} N_E &= \int_{E_F + \phi_b}^{E_F + h\nu} \frac{1}{2} \left(\frac{dN}{dE} \right) \left[1 - \sqrt{\frac{E_F + \phi_b}{E}} \right] dE \\ &= \left(\frac{dN}{dE} \right) \frac{(h\nu - \phi_b)^2}{8E_F} \end{aligned} \quad (2.9)$$

となる。(2.1)式に(2.8)式と(2.9)式を代入して

$$\eta_I = \frac{1}{8E_F} \frac{(h\nu - \phi_b)^2}{h\nu} \quad (2.10)$$

が得られる。(2.10)式は金属中での散乱による”熱い電子”の減少を考慮しない内部量子効率であるが、散乱による”熱い電子”の減少の割合がエネルギーに依存せず金属中

で吸収されるフォトンの入射フォトン数に対する割合が波長に依存しないと仮定すると、実際に分光感度特性の測定から得られる外部量子効率 η_E は、波長に依存しない定数 C_1 を用いて、

$$\eta_E = C_1 \frac{(h\nu - \phi_b)^2}{h\nu} \quad (2.11)$$

と表すことができる。 C_1 は量子効率係数と呼ばれる。上式に従えば、 $\sqrt{\eta_E h\nu}$ vs. $h\nu$ のプロットの傾きから C_1 が、 $h\nu$ 軸切片から ϕ_b が得られることが分かる。

図2. 3に(2.11)式を用いて計算した内部光電子放出の量子効率の波長依存性を示す。図中、 η_{MAX} で示したのは、入射フォトンがすべて金属中で吸収され、励起された電子のうち放出されなかったのは初期のエネルギーの絶対値がバリアを越えるのに十分でないものだけであるとしたときの量子効率で、

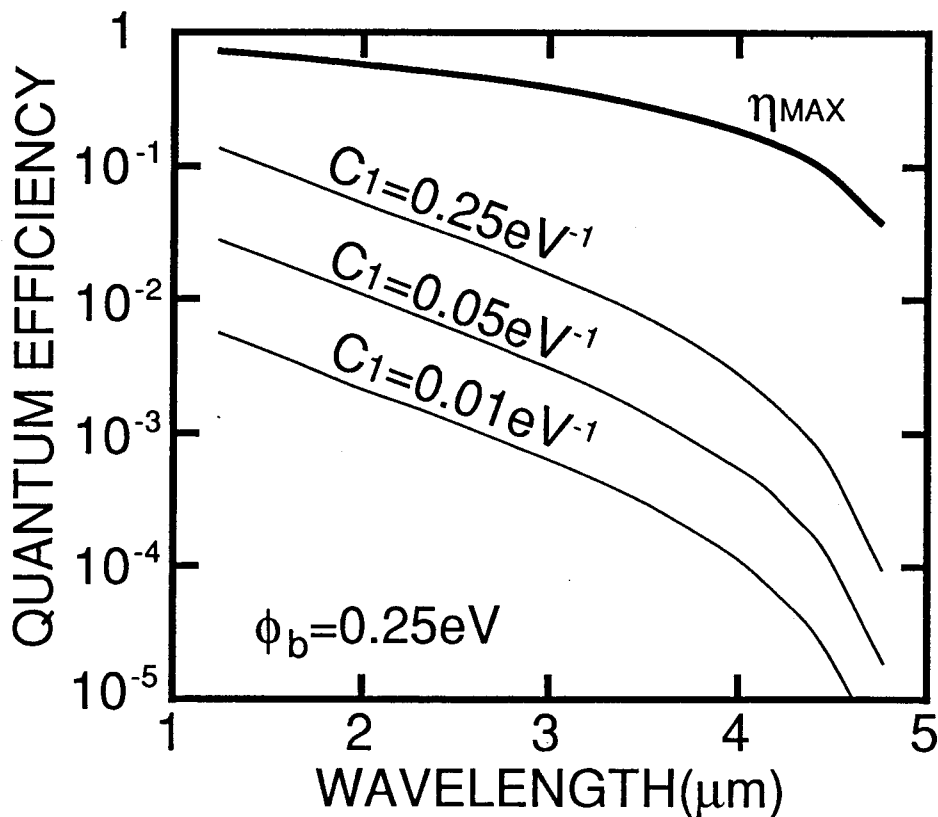


図2. 3 ショットキバリア赤外線検出器の量子効率。バリア高を0.25eV、量子効率係数を0.01, 0.05, 0.25eV⁻¹とした場合を示した。 η_{MAX} で示したのは”熱い電子”生成時にバリアを越えるエネルギーを持っているものはすべて放出されるとした場合の理論限界である。

$$\eta_{\text{MAX}} = \frac{(h\nu - \phi_b)}{h\nu} \quad (2.12)$$

により計算した特性である。

2. 3 白金シリサイドショットキバリア検出器の試作と評価

2. 3. 1 検出器の試作

3～5 μm 帯の赤外線イメージセンサに用いる検出器としてPtSiとp形シリコンのショットキバリア・ダイオードを試作し、その特性の評価を行った。

図2. 4に素子試作のプロセス・フローを示す。用いた基板は比抵抗が10～50 Ωcm のp形(100)シリコン基板である。素子間分離には図2. 4に示すように選択酸化(LOCOS)法を用いている。この方式は、検出器の活性領域上にシリコン窒化膜を残すように写真製版でパターンを形成した後、厚い熱酸化膜を形成するもので、厚い酸化膜の下は分離を完全にするために高濃度のp領域を形成している。素子間分離工程の後、シリコン窒化膜を除去して、リン(P⁺)をイオン注入することにより検出器周辺にガードリングを形成する。このガードリングは検出器周辺での電界集中を緩和し、耐圧を高め周辺リーク電流を減少させる働きをする。

ガードリング形成後、PtSiの形成を行う。まず、シリコン酸化膜を写真製版により部分的に開口し、RFスパッタ法によりPtを蒸着する。蒸着後、窒素雰囲気中で300～600℃の熱処理を行うことによりPtSiを形成する。PtSiの膜厚は52nmである。PtSi形成反応はシリコン酸化膜が開口された領域のみで起こり、シリコン酸化膜上のPtは反応せずに残るので、これを熱王水で除去することによりショットキバリアの形成が完了する。

ショットキバリア形成後、外部との電気接続を行うためにチタン・タングステン(TiW)とアルミニウム(Al)を蒸着し、パターンニングする。TiWはバリア・メタルとして用いている。検出器として有効部分はガードリングの内側の領域で、試作した検出器ではこの部分の面積は400x600 μm^2 である。光の入射は基板裏面より行う。

2. 3. 2 検出器の評価

図2. 5に試作した素子の特性評価に用いた測定系のブロック図を示す。ショットキバリア赤外線検出器も他の量子型赤外線検出器と同様に暗電流を低減するために冷却する必

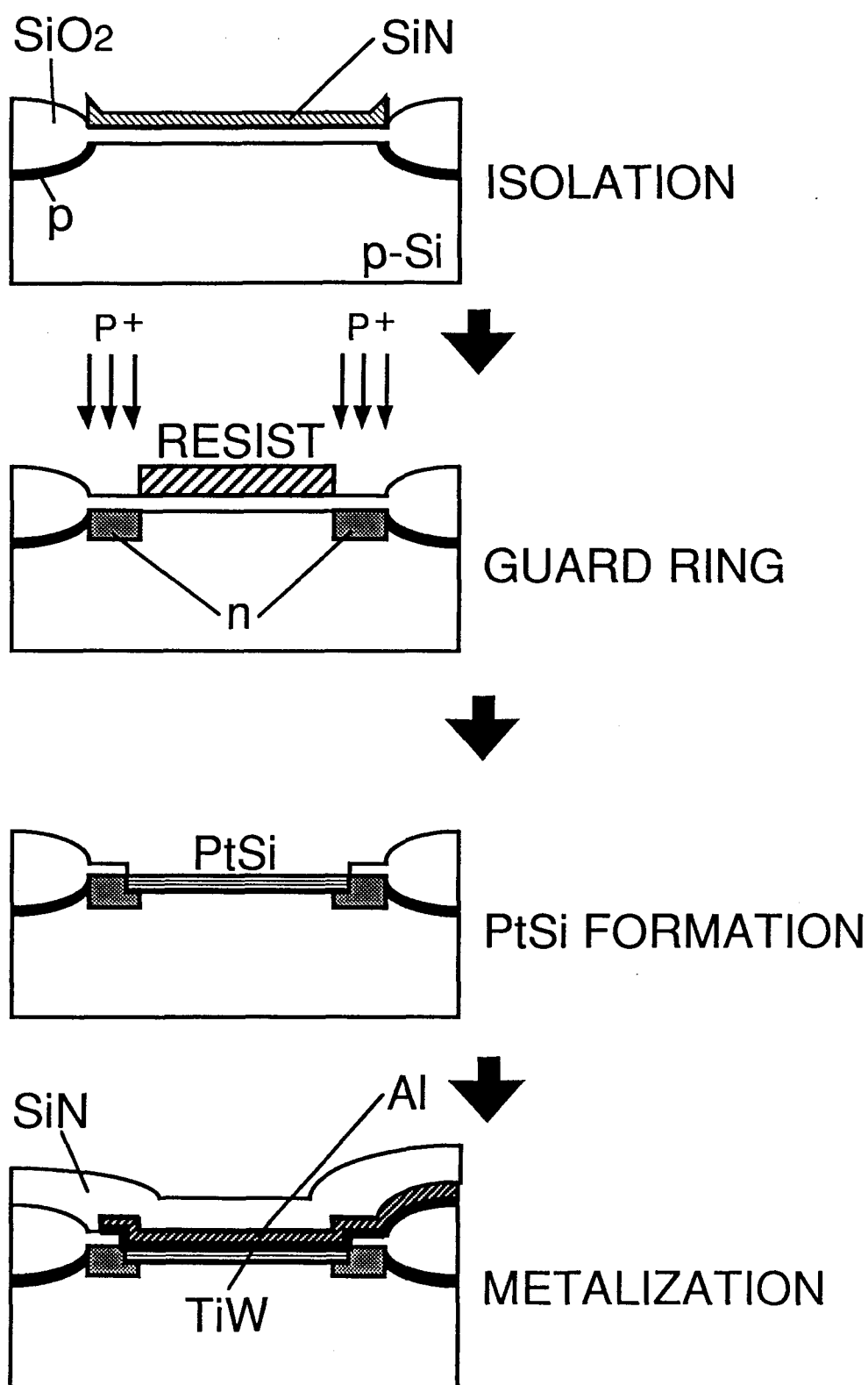


図 2. 4 白金シリサイド(PtSi)ショットキバリア検出器の試作フロー。

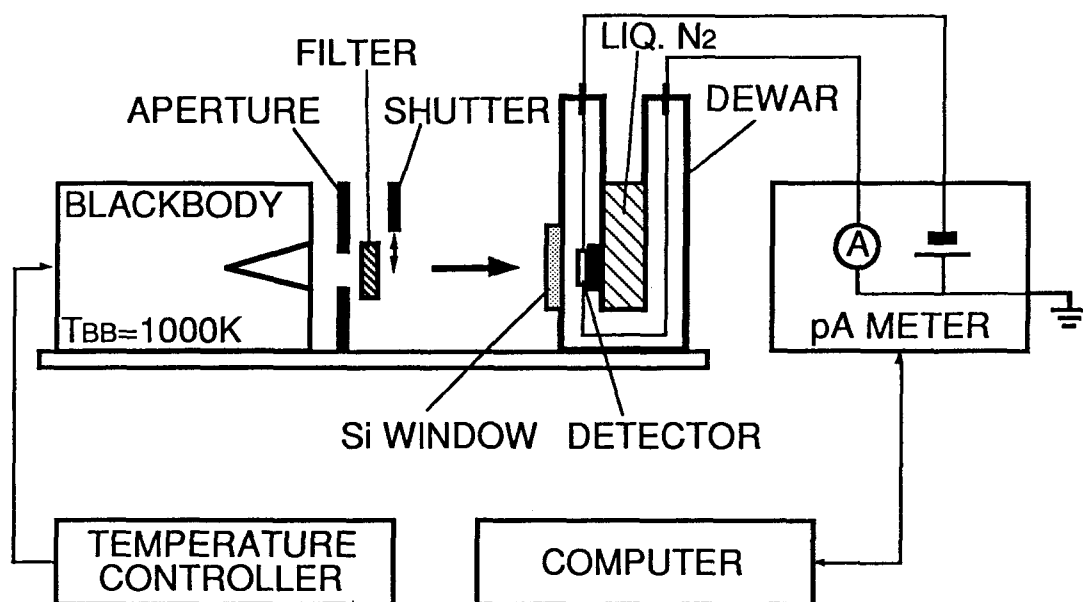


図 2. 5 分光感度測定系ブロック図。分光には干渉フィルタを用いている。

要がある。3～5 μm 帯に感度をもつPtSiショットキバリア赤外線検出器では暗電流を低減し、十分な性能を得るためには、素子を液体窒素温度(77K)付近まで冷却する必要がある。ここでは、液体窒素を冷媒とした金属デュアを用いて素子を80Kまで冷却している。金属デュアには反射防止のコーティングをしたシリコン窓を設け、これを通して素子に光を入射する。光源は温度が1000Kの黒体炉で、分光感度特性を測定するために狭帯域 (<0.2 μm) の干渉フィルタにより分光を行った。入射パワーは黒体炉の開口径、黒体炉と素子との距離、フィルタとシリコン窓の透過率から計算した値を用いた。

図 2. 6 に試作した検出器の分光感度特性を示す。図 2. 6 を $\sqrt{\eta} h\nu$ vs. $h\nu$ でプロットし直したものが図 2. 7 で、これよりバリア高 $\phi_b=0.277\text{eV}$ 、量子効率係数 $C_1=0.0083\text{eV}^{-1}$ が得られる。バリア高で決まる遮断波長は4.47 μm である。ここで試作した素子の構造はCapone等により報告されているものと同じであるが、この構造では上に示したように量子効率が極めて低く、実用的な感度を得るためには量子効率の改善が不可欠であることが分かった。

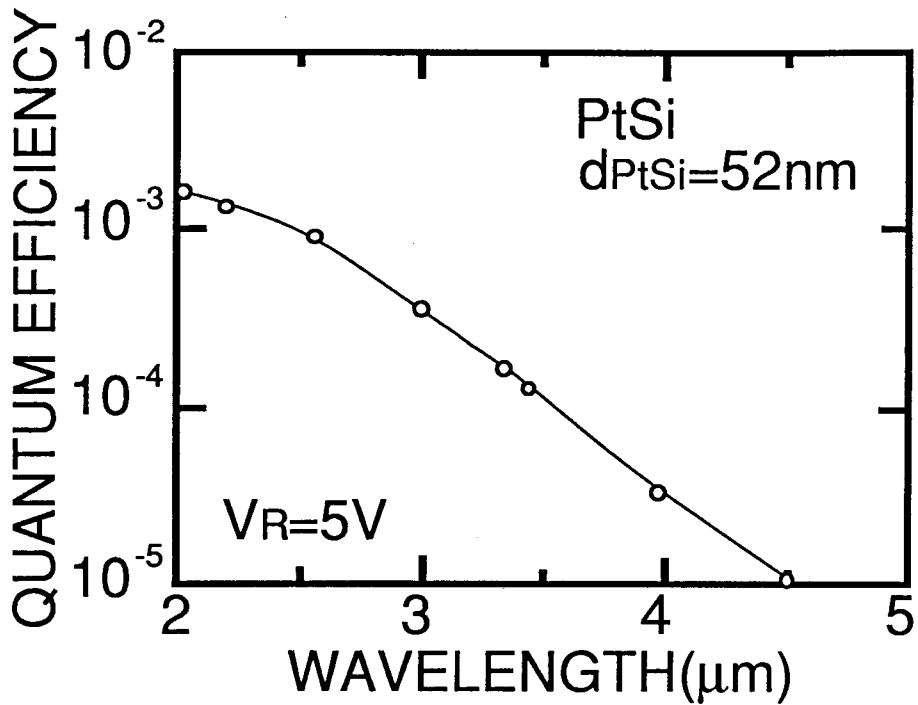


図2. 6 試作した白金シリサイド(PtSi)ショットキバリア赤外線検出器の分光感度特性。測定した検出器のPtSi膜厚は52nmで、逆方向バイアス5Vを印加して測定を行った。

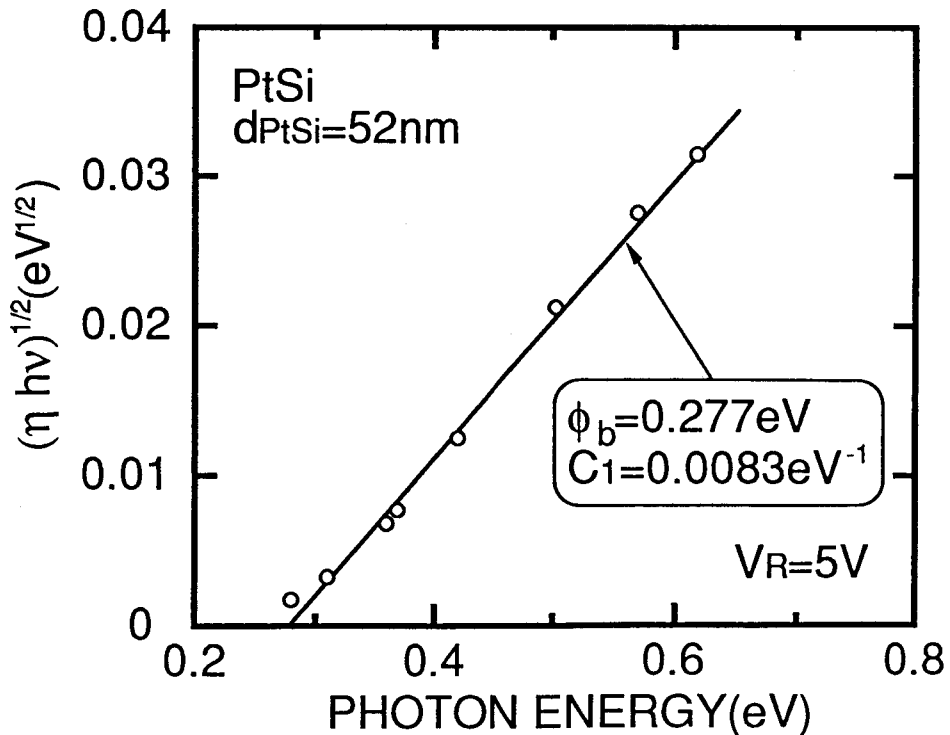


図2. 7 図2. 6の結果を式(2. 11)にしたがってプロットし直した結果。このプロットからバリア高0.277eV、量子効率係数0.0083eV⁻¹が得られる。

2. 4 白金 シリサイド薄膜化による 量子効率の改善

2. 4. 1 はじめに

内部光電子放出機構で動作するショットキバリア検出器の量子効率が金属電極の薄膜化で改善されることは理論的に予想されていたが^{10,11,12)}、これまでショットキバリア赤外線イメージセンサに用いられてきた検出器構造では期待する効果が得られなかった。ここでは、3~5 μ m帯の赤外線イメージセンサに用いることができるPtSiショットキバリア赤外線検出器の構造を検討し、金属電極の薄膜化による量子効率の改善が期待できる検出器構造を考案するとともに、この構造の検出器の量子効率のPtSi膜厚依存性を評価し、得られた結果からPtSi中での” 熱い正孔 ” の平均自由行程を推定する。

2. 4. 2 検出器の構造

2. 3 に示した素子構造ではPtSi膜を薄膜化しても、PtSi/TiW界面およびTiW/Al界面にポテンシャル障壁が存在せず、これらの界面での正孔の反射が期待できない可能性があるため、ここでは金属電極の薄膜化による量子効率の改善を確認するために図 2. 8 に示すような2種類の構造の素子を試作した¹³⁾。図 2. 8(a)は2. 3 に示したのと同じ素子構造で、図 2. 8(b)は電気配線のための金属であるTiWとAlは検出器の有効部分の上から除去し、PtSiが絶縁膜であるシリコン窒化膜(SiN)と直接接触する構造である。PtSi膜厚は78 nmから9 nmまで変化させている。素子の作製プロセスおよび素子の形状は2. 3 と全く同じである。

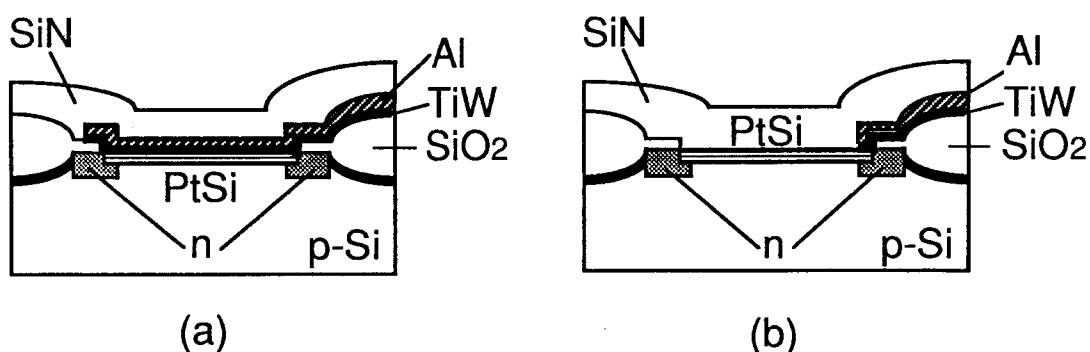


図 2. 8 金属電極薄膜化実験の素子構造。(a)は従来構造，(b)は量子効率の改善が期待できる構造で，検出器上から金属電極であるアルミニウム(Al)とチタン・タングステン(TiW)を取り除いた構造となっている。

2. 4. 3 測定結果

測定は2. 3に示した方法と同じ方法で行った。測定結果を図2. 9、2. 10に示す。

図2. 9はバリア高のPtSi膜厚依存性を示したもので、この結果よりバリア高は素子構造にもPtSi膜厚にもほとんど依存しておらず一定と考えてよいことが分かる。図2. 10は量子効率係数のPtSi膜厚依存性を示す結果で、量子効率係数は素子構造によりPtSi膜厚依存性が

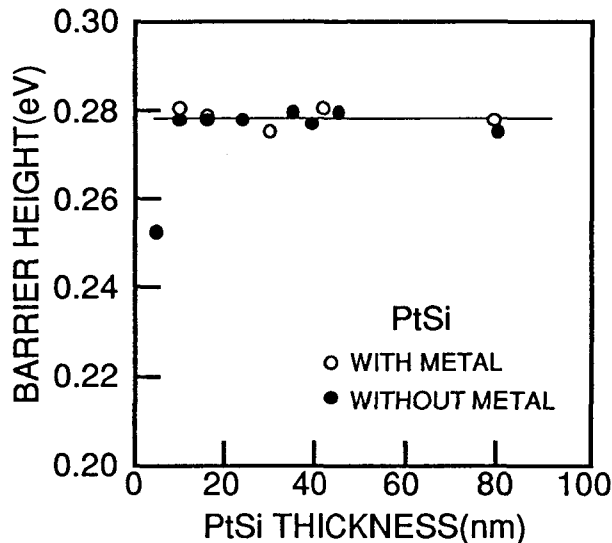


図2. 9 白金シリサイド検出器のバリア高の白金シリサイド膜厚依存性。図で白丸は検出器上に配線金属のある構造、黒丸は検出器上に配線金属のない構造の検出器のバリア高を示す。

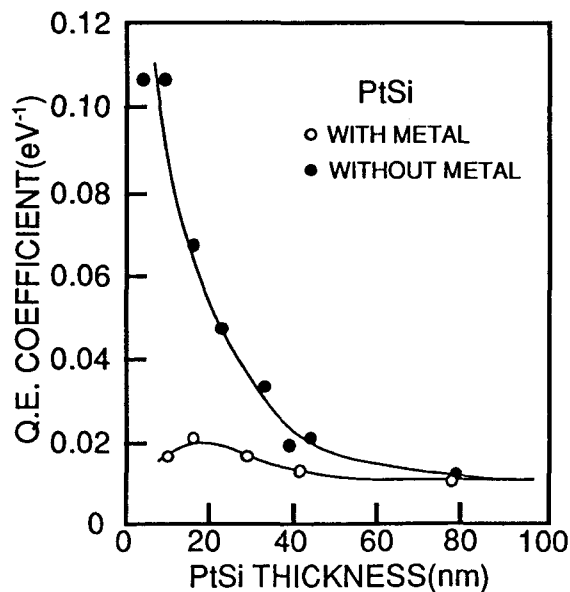


図2. 10 白金シリサイド検出器の量子効率係数の白金シリサイド膜厚依存性。検出器上に配線金属がある構造(WITH METAL)では量子効率係数の膜厚依存性は非常に小さいが、検出器上から配線金属を取り除いた構造(WITHOUT METAL)では量子効率は白金シリサイドの薄膜化により大きく改善される。

大きく異なっていることが分かる。検出器上にAl/TiWの金属配線がある構造(WITHMETAL)では、量子効率係数はほとんどPtSi膜厚に依存しないが、PtSiが直接絶縁膜に接する構造(WITHOUT METAL)では量子効率係数がPtSi膜厚に大きく依存しており、PtSiの薄膜化とともに量子効率が大きく改善されていることが分かる。ここに示した結果ではPtSi膜厚を78nmから9nmにすることによって1桁以上量子効率が改善されている。

2. 4. 4 量子効率改善モデル

ここでは2. 4. 2に示した結果をVickers¹⁰⁾の解析方法にしたがい1次元モデルで解析し、量子効率改善のメカニズムを明らかにするとともに、PtSi中での”熱い正孔”の平均自由行程を推定する¹³⁾。尚、以下に示す解析においてはPtSi中での散乱で”熱い正孔”の運動方向が変化する効果は無視しており、エネルギー損失をもたらす過程については平均自由行程という取扱いでモデル化している。

図2. 11はPtSi中で生成された”熱い正孔”の運動を2つの素子構造について示したものである。検出器上にTiW/Alの金属配線のある構造では、生成された”熱い正孔”のうち

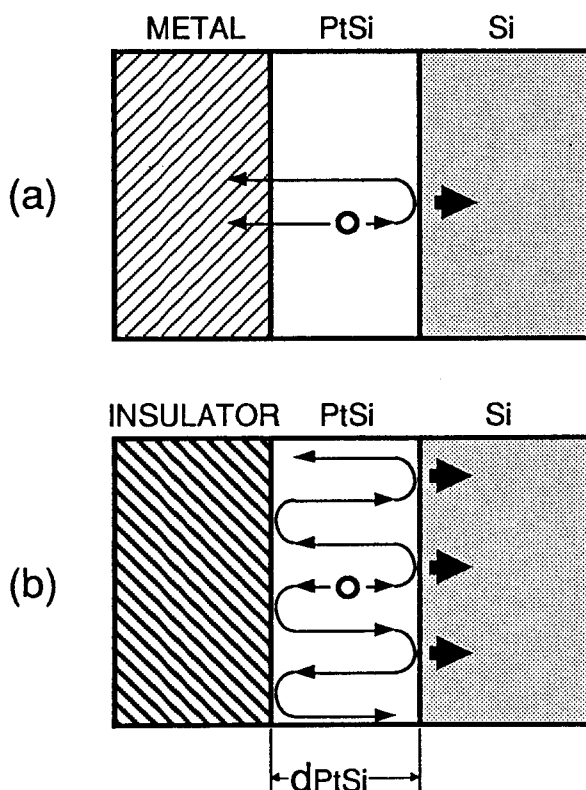


図2. 11 金属電極薄膜化による量子効率改善モデル。単純化した1次元モデルで、(a)は図2. 8(a)に示す構造における”熱い正孔”の動きを、(b)は図2. 8(b)における”熱い正孔”の動きを示している。

配線金属側へ向かったものはPtSi/配線金属界面では反射されず、厚い金属内に注入され再結合してゆく。PtSi/Si界面方向へ向かった”熱い正孔”も界面に到達したものの一部がシリコン中へ放出されて光電流となるが、界面で反射されたものはやはり金属中を運動する間に再結合し光電流として観測されることはない。

一方、PtSiが直接絶縁膜と接触する構造では、PtSi/絶縁膜界面には大きなポテンシャル障壁が形成され、PtSi中で生成された”熱い正孔”はこのポテンシャル障壁を越えることができない。PtSi膜厚がPtSi中での”熱い正孔”の平均自由行程に比べ薄くなってくると、図に示したようにPtSi膜の2つの界面で”熱い正孔”が多重反射されるようになり、内部光電子放出が起こる機会が増えてくる。このため、PtSiが直接絶縁膜に接する構造では量子効率はPtSi膜厚に大きく依存し、PtSi膜厚が薄くなるほど量子効率は高くなる。

検出器上に金属配線が接触した構造では、放出が起こる機会はただ一度だけであり、その外部量子効率 $\eta_E(\text{with metal})$ は、

$$\eta_E(\text{with metal}) = P_G P_A P_E \quad (2.13)$$

で与えられる。ここで、 P_G は入射フォトンが吸収されて”熱い正孔”が生成される確率、 P_A は生成された”熱い正孔”がPtSi/Si界面に到達する確率の空間的な平均値、 P_E は界面に到達した”熱い正孔”がシリコン中に放出される確率である。 P_G はPtSi中の全ての点で均一と仮定する。

PtSiが直接絶縁膜に接する構造を持った素子では、PtSiの両側の界面での多重反射を考慮する必要があり、新たに P_R というパラメータを導入する。 P_R は”熱い正孔”が一つの界面から他の界面へ到達できる確率を与えるパラメータで、PtSiの膜厚 d_{PtSi} とPtSi中での”熱い正孔”の平均自由行程 l_p を用いて、

$$P_R = \exp\left(-\frac{d_{\text{PtSi}}}{l_p}\right) \quad (2.14)$$

で与えられる。 $P_E \ll 1$ を仮定すると、PtSiが直接絶縁膜と接する構造の検出器の外部量子効率 $\eta_E(\text{without metal})$ は、

$$\eta_E(\text{without metal}) = \frac{P_G P_A P_E}{1 - P_R^2} + \frac{P_G P_A P_E P_R}{1 - P_R^2} \quad (2.15)$$

となる。(2.15)式の右辺第1項は最初PtSi/Si界面側に向かった”熱い正孔”がシリコン中に放出される確率で、第2項は最初PtSi/絶縁膜界面側に向かったものがシリコン中に放出される確率である。(2.14)式と(2.15)式から

$$\eta_E(\text{without metal}) = \frac{P_G P_A P_E}{1 - \exp(-d_{\text{PtSi}}/l_p)} \quad (2.16)$$

が得られる。(2.13)式と(2.16)式からPtSiを金属配線と接触させず絶縁膜と直接接触するようにすることによる量子効率の改善の割合 A_R は

$$A_R = \frac{\eta_E(\text{without metal})}{\eta_E(\text{with metal})} = \frac{1}{1 - \exp(-d_{\text{PtSi}}/l_p)} \quad (2.17)$$

となる。(2.17)式は、

$$\ln\left(1 - \frac{1}{A_R}\right) = -\frac{d_{\text{PtSi}}}{l_p} \quad (2.18)$$

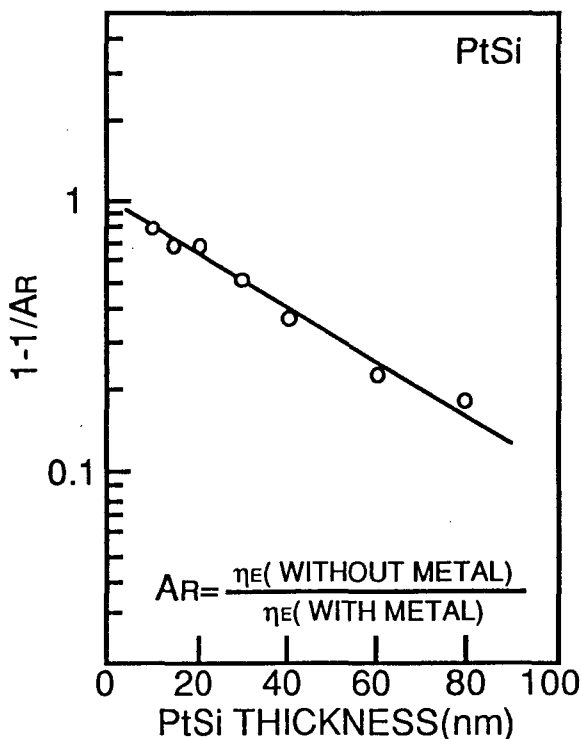


図2.12 検出器上から金属配線を除いた構造における量子効率改善の割合 A_R の白金シリサイド膜厚依存性。このグラフの傾きから白金シリサイド中での”熱い正孔”の平均自由行程は43nmと推定される。

と変形することができ、実験より得られる A_R のPtSi膜厚依存性からPtSi中での”熱い正孔”の平均自由行程を推定することができる。図2. 1 2に測定結果より得られる $\ln(1 - 1/A_R)$ vs. d_{PtSi} の関係を示す。(2. 1 8) 式から予測されるように直線関係が得られており、この直線の傾きからPtSi中での”熱い正孔”の平均自由行程として43nmが得られる。この値はCrowell等が報告している金(Au)中での正孔の平均自由行程55nm¹⁴⁾に近い値である。

2. 5 光学的共振構造による光吸収率の改善

2. 5. 1 光学的共振構造と検出器の試作

2. 4で示したように検出器上から金属配線をなくし、ショットキバリアの金属電極を薄くすることにより内部量子効率を改善できるが、金属電極を薄くすると金属電極で吸収されないで透過する光が増大する。これに対し裏面入射形のショットキバリア検出器で光学的共振構造が提案されている。光学的共振構造は、1971年のDalalの論文にその基本的なアイデアが見られるが¹⁵⁾、厚い金属膜を用いていた初期のショットキバリア赤外線イメージセンサでは効果が期待できないため用いられていなかった。ここでは、薄いPtSi金属電極を用いたショットキバリア検出器に光学的共振構造を適用した結果について述べる。

図2. 1 3は光学的共振構造を示す概念図である。この構造はショットキバリア・ダイオードとこのダイオード上に形成された絶縁膜および金属反射膜で構成される。入射光は金属反射膜の存在により定在波を作り、定在波の腹がPtSiの位置にくるようにすることでPtSi

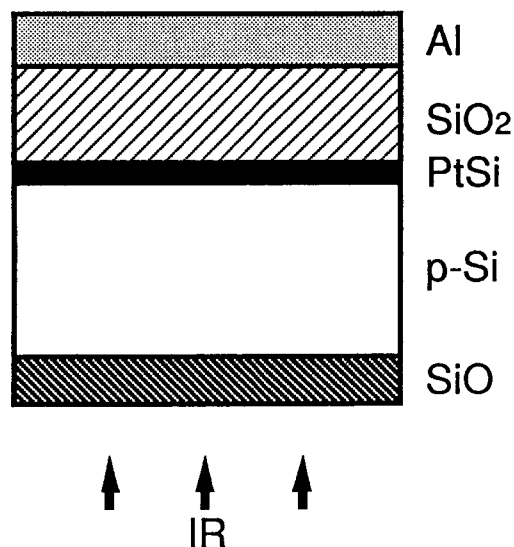


図2. 1 3 光学的共振構造の概念図。最上層のアルミニウム(Al)は光反射膜、このAlと層間絶縁膜であるシリコン酸化膜(SiO_2)が光学的共振構造を構成する。

中での光の吸収率を大きくすることができる。ここで試作した素子は、2. 4に示した検出器の上に層間絶縁膜としてプラズマCVDで形成したシリコン酸化膜(SiO_2)を、金属反射膜にアルミニウム(Al)を用いた構造のものである。光学的共振構造の効果を精度よく評価するために、隣接した位置に金属反射膜のある素子とない素子を配置し比較できるように考慮している。層間絶縁膜であるシリコン酸化膜の膜厚は350、660、770、890nmの4種類とした。PtSiの膜厚は5nm以下とし、アルミニウムの反射膜はちょうど検出器部分を覆うサイズとした。反射防止膜は形成していない。

2. 5. 2 測定結果

光学的共振構造のある検出器とない検出器の量子効率の比の波長依存性を図2. 14に示す。光学的共振構造の効果は波長依存性があり、最大の効果が得られる波長はシリコン酸化膜の膜厚が厚くなるにしたがって長波長側に移動する。光学的共振構造を用いることで量子効率が低下する場合もあり、効果が最小（量子効率の低下の割合が最大）となる波長もシリコン酸化膜の膜厚が厚くなるにしたがって長波長側へ移動する。

図2. 15は効果が最大になる波長と効果が最小になる波長のシリコン酸化膜厚依存性を示したグラフである。実際の素子では $\text{Si}/\text{PtSi}/\text{SiO}_2/\text{Al}$ の構造を持っているので、光学的共振構造の効果を定量的に検討するためには、各構成材料による吸収とそれぞれの界面における反射と透過を考慮する必要があるが、図2. 15に示した光学的共振構造の効果

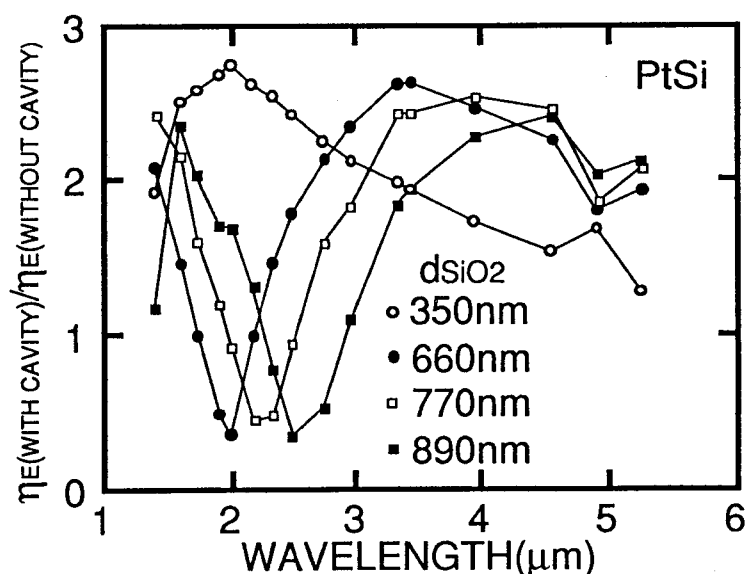


図2. 14 光学的共振構造による量子効率の改善。層間絶縁膜に用いたシリコン酸化膜の膜厚を350, 660, 770, 890nmとした時の光学的共振構造のあるものとないものの量子効率の比で評価した。

を理解するための一次近似として均一なシリコン酸化膜上に完全反射の反射膜が形成されていると考えればよい¹⁰⁾。この場合、シリコン酸化膜中に形成される定在波の腹がPtSi膜の位置にきたとき最大の効果が得られ、定在波の節がPtSi膜の位置にきたとき効果は最小になるので、シリコン酸化膜の屈折率を n_{SiO_2} とし、効果が最大になる波長を λ_{MAX} 、効果が最小になる波長を λ_{MIN} とすると、

$$\lambda_{\text{MAX}} = 4 n_{\text{SiO}_2} d_{\text{SiO}_2} \quad (2.19)$$

$$\lambda_{\text{MIN}} = 2 n_{\text{SiO}_2} d_{\text{SiO}_2} \quad (2.20)$$

となる。ここで、 d_{SiO_2} はシリコン酸化膜の膜厚である。（上の2つの式は定在波の1つめの腹と節に対するもので、2番目以降の腹や節についても同様に考えられる。）図2.15の結果に(2.19)式と(2.20)式を適用すると効果が最大の直線から $n_{\text{SiO}_2}=1.30$ が、効果が最小の直線から $n_{\text{SiO}_2}=1.45$ が得られる。効果最小の結果はPtSi層での吸収が最小で上に述べた近似の妥当性が高く、より正しい SiO_2 の誘電率を与えると考えられる。また、効果最大の特性から赤外線検出器の分光感度特性を最適化することが可能である。

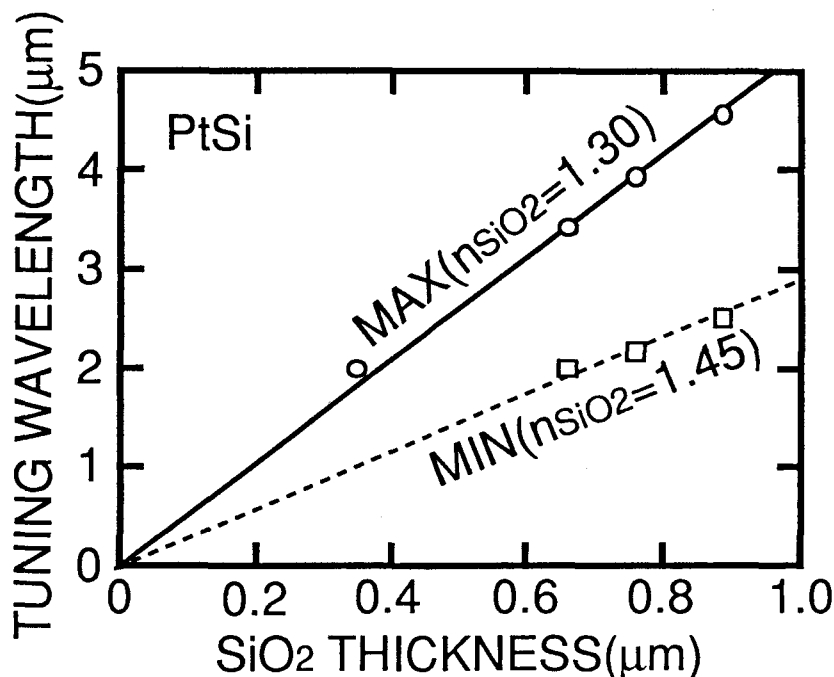


図2.15 光学的共振構造の効果が最大または最小になる波長と層間絶縁膜の膜厚の関係。効果最大の直線から絶縁膜の屈折率1.30が、効果最小の直線から1.45が得られる。

2. 6 イオン注入によるバリア高の低減

2. 6. 1 ショットキ効果によるバリア高の低減

式(2. 1 1)によればバリア高 ϕ_b を低減することで感度改善が可能である。改善は特に長波長側で顕著であり、3~5 μm 帯の熱撮像の特性改善では非常に有効と考えられる。ショットキバリアのバリア高は材料の組合せでほとんど決ってしまうが、バリア近傍の電界強度を強くすることによってショットキ効果によりバリア高をある程度低減し、感度を改善することができる。

図2. 1 6にn形シリコンを用いた場合のショットキ効果によるバリア高低減の原理を示す。ここでも2. 2の説明と同様にn形半導体を用いて説明する。バリアを越えて半導体中に放出される電子は、半導体の空乏層内に存在する電界 E （ビルトイン・ポテンシャル V_{bi} と外部から印加した電圧 V によるものの和による電界）と、電荷を金属から引き離すことによって発生する鏡像電界 E_i （クーロン電界）を加えた電界を感じるようになるため、実効的なバリア高は電界 E の大きさにより変化する。実効的なバリア高は電界 E が強くなるほど低くなり、ショットキ効果を考えない時のバリア高に対するバリア低下の量 $\Delta\phi_b$ は、

$$\Delta\phi_b = \sqrt{\frac{eE}{4\pi\epsilon_{Si}}} \quad (2. 2 1)$$

となる¹⁶⁾。ここで、 e は電子の電荷量で、 ϵ_{Si} はシリコンの誘電率である。電界 E は、半導体内の不純物濃度 N_d が一定の場合は、

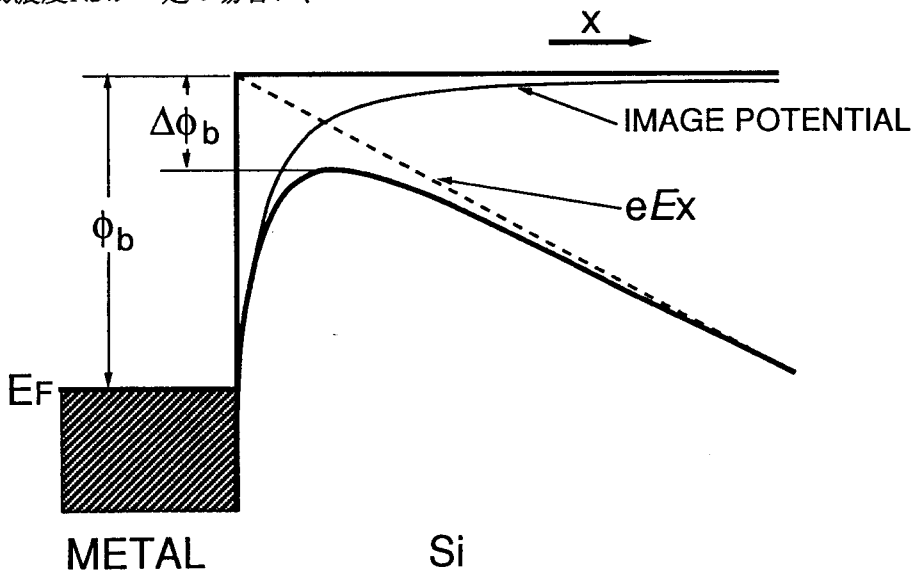


図2. 1 6 ショットキ効果によるバリア高の低減。

$$E = \sqrt{\frac{2eN_d}{\epsilon_{Si}} (V + V_{bi} - \frac{kT}{e})} \quad (2.22)$$

で与えられる¹⁶⁾。(2.22)式から明らかなように、電界 E を大きくするには、ダイオードに外部から印加する電圧を大きくするか、不純物濃度を高くすることが考えられる。イメージセンサの動作ではダイオードに加えられる逆方向バイアスはCCD等の読みだし機構で制限を受けるため、自由に調整することは出来ない。また、不純物濃度もCCD等の形成に最適な値があり自由に選択することができないため、ここではイオン注入により検出器部分に選択的にボロンを注入しバリアを低下させることを試みた¹⁷⁾。

2.6.2 検出器の試作と測定結果

図2.17に素子の試作プロセス・フローを示す。素子の試作に用いた基板は2.3で用いたものと同じで、イオン注入は図に示すように、写真製版技術を用いてガードリングの内側のみに行われるようにしている。イオン注入は素子間分離、ガードリング形成工程の後で行った。イオン注入エネルギーは27keVで、注入量は $5 \times 10^{11} \sim 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ の範囲とした。イオン注入後、注入されたボロンを活性化するために1050℃、窒素中で20分間の熱処理を行った。その後のプロセスは2.3と同じで、RFスパッタ法によりPtをデポジションした後、300～600℃、窒素中の熱処理によりPtSiを形成した。検出器の面積は $9.6 \times 10^{-2} \text{cm}^2$ である。

評価は隣接して作ったイオン注入あり・なし2種の検出器の特性を比較することで行った。図2.18にボロン注入量とバリア高の低下量 $\Delta\phi_b$ (注入のある検出器と注入のない検出器のバリア高の差)の関係を示す。 $\Delta\phi_b$ は注入量の増加とともに増大し、注入量が $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ の時、約0.03eVのバリア高の低下がみられた。図2.19は注入のない検出器の量子効率係数を基準にした注入のある検出器の量子効率係数の注入量依存性で、注入量の増加にともない量子効率係数も改善されていることがわかる。

以上のように、検出器部分にボロンをイオン注入することにより、接合近傍の電界を強くしバリア高を低減することができ、量子効率を改善できることがわかった。しかし、イオン注入を行った素子ではバリア高の低減による暗電流の増大がショットキバリア・ダイオードの理想特性であるthermionic emission理論から予測させるものより大きく、デバイスへの適用にはこの点を注意する必要がある。

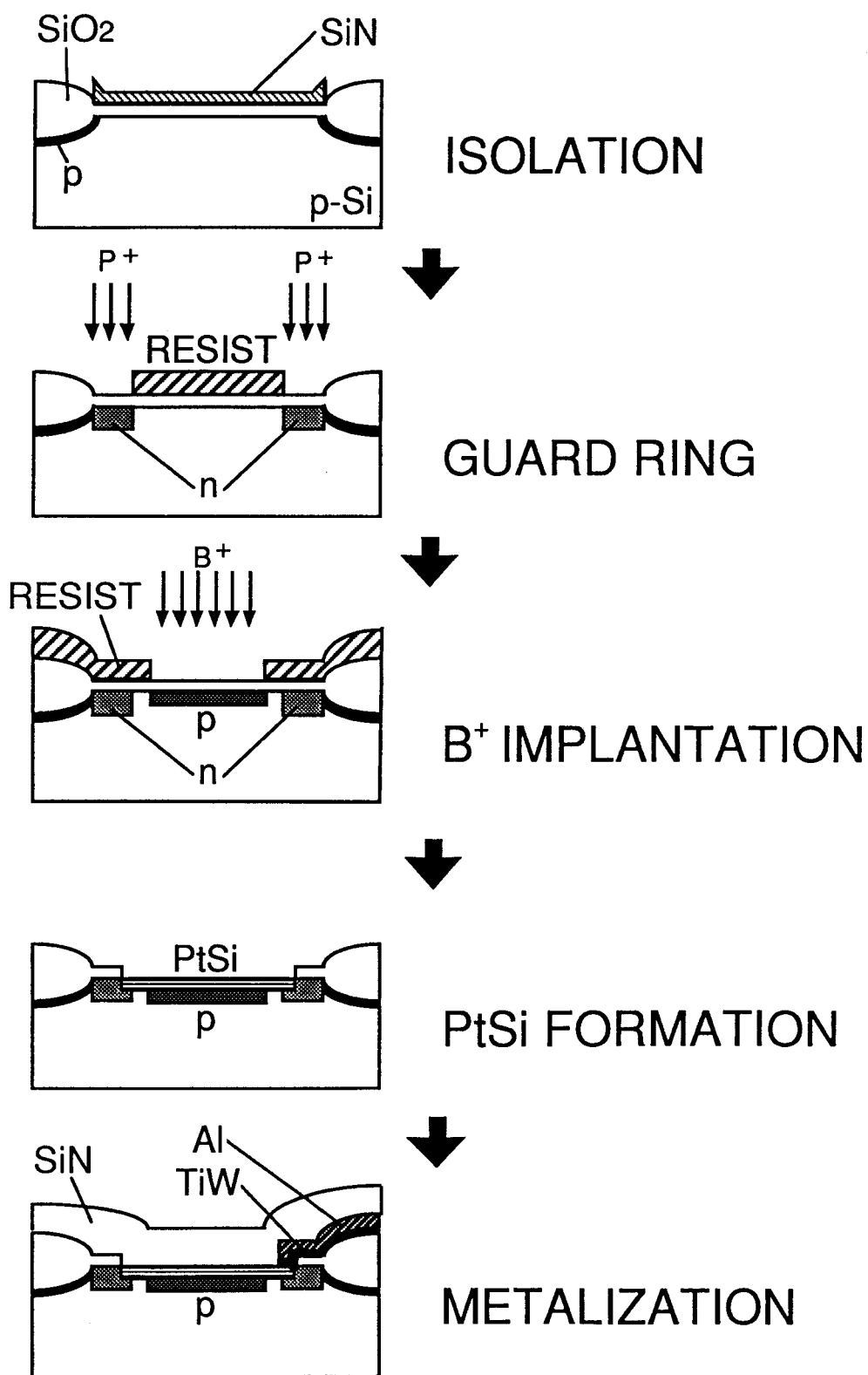


図2. 17 イオン注入によるバリア高低減実験に用いたショットキバリア検出器の試作フロー。イオン注入はガードリングの内側のみに行う。

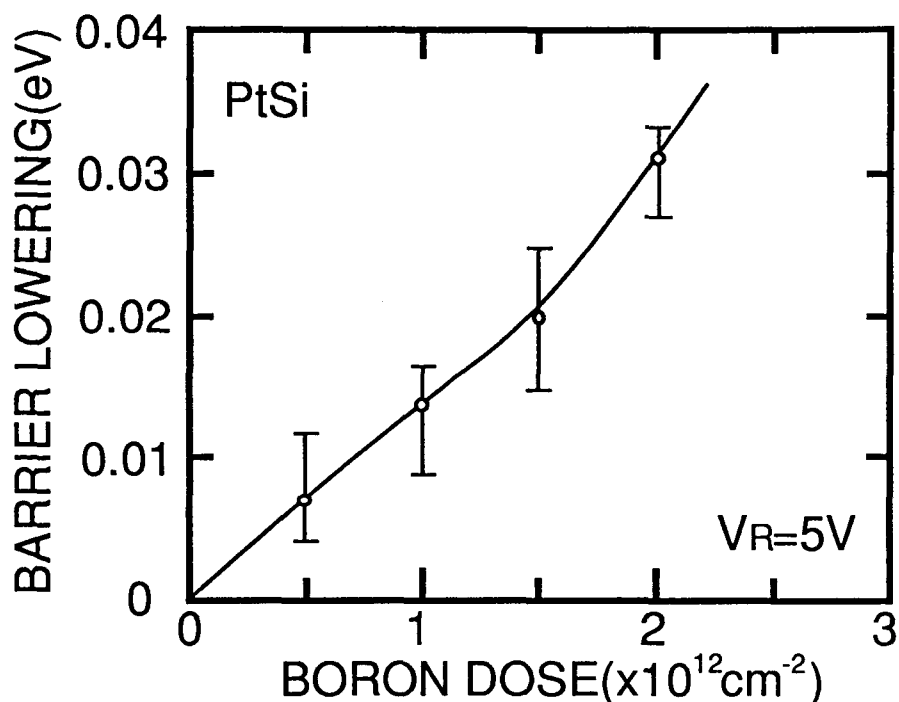


図2. 18 イオン注入によるバリア高の低減。縦軸は隣接して形成したイオン注入がある検出器とない検出器のバリア高の差で、エラーバーは測定した5組の検出器のバラツキを示している。

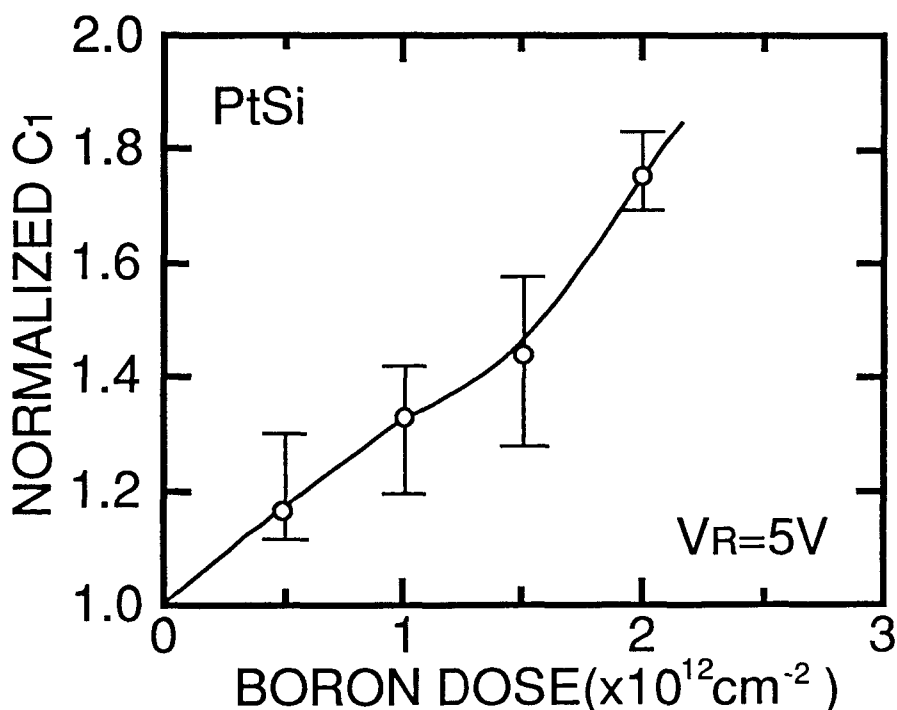


図2. 19 イオン注入による量子効率係数 C_1 の変化。縦軸は隣接して形成したイオン注入のない検出器の量子効率係数に対する注入のある検出器の量子効率係数の比で、エラーバーは測定した5組の検出器のバラツキを示している。

2. 7 表面入射法による検出波長域の拡大

2. 7. 1 ショットキバリア検出器の真性光検出機構

ショットキバリア検出器は、これまで赤外線検出器としては基板の裏面より光を入射する裏面入射法を採用してきたが、この方式ではシリコンの吸収端である $1.1\mu\text{m}$ より波長の短い光はシリコンに吸収されショットキバリアに到達しない。非常に薄い金属を用いてショットキバリアを形成し金属側から可視～近赤外域の光を入射すると、シリコン中での真性機構により光を検出することが可能である。従って、この表面入射法を用いることによって可視から $5\mu\text{m}$ 付近までの幅広い波長域に感度を持った検出器を作ることが出来る。

ショットキバリア検出器の真性光検出機構による感度 R は、

$$R = \tau_m \frac{\lambda}{hc} \left[1 - \frac{1}{1 + \alpha L_e} \exp(-\alpha W_D) \right] \quad (2. 23)$$

で与えられる¹⁹⁾。ここで、 τ_m はショットキバリアの金属電極の光の透過率、 α は半導体中での光の吸収係数、 L_e は光吸収によって生成された電荷の拡散長、 W_D は空乏層幅である。金属電極を薄くすることにより τ_m を大きくすることができ、真性機構により光検出が行われる波長域ではpn接合を用いた光検出器と同レベルの高い量子効率が期待できる。

2. 7. 2 検出器の試作と測定結果

ここでは、検出器に2. 4で述べたPtSi上に直接絶縁膜が接した構造のものをを用い、表面入射法による検出波長域の拡大を検討した¹⁹⁾。検出器の面積は $9.6 \times 10^{-2} \text{cm}^2$ である。白金の蒸着は真空蒸着法により行い、PtSiの膜厚は $5 \sim 157 \text{nm}$ とした。シリコン基板は2. 3に示したのと同じものをを用いた。分光感度特性の測定は2. 3で示したように干渉フィルタを用いて行っているが、可視から近赤外域では光源をハロゲン・ランプとし、デュアの窓には石英を用いた。

図2. 20に試作したPtSi膜厚が 5nm の素子の表面入射分光感度特性を示す。測定時、素子には 10V の逆方向バイアスを印加している。素子温度は 80K である。図から明らかなように分光感度特性はシリコンの吸収端($1.1\mu\text{m}$)により分けられる2つの領域がある。長波長側の赤外領域では光検出メカニズムは内部光電子放出機構であり、分光感度特性は(2. 11)式に従う。図中長波長側でフィッティングした曲線はバリア高を 0.225eV 、量子効率係数を 0.19eV^{-1} とした時の理論特性である。短波長側の可視から近赤外域では真性機構が主要

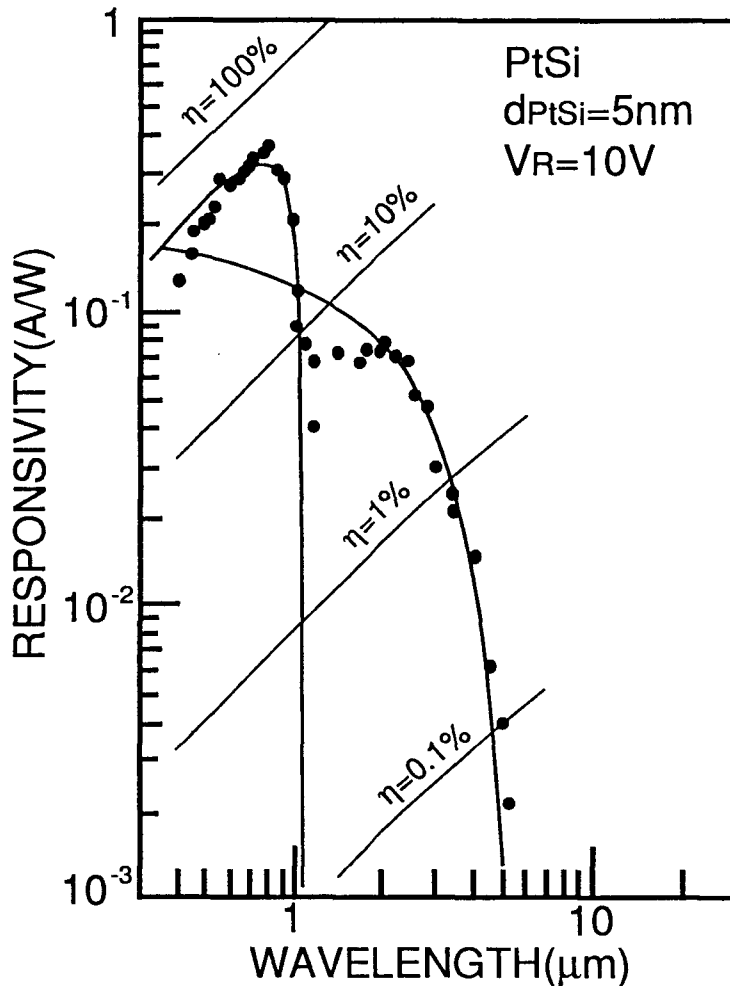


図2. 20 表面入射を行った場合の白金シリサイド検出器の分光感度特性。白金シリサイドの膜厚は5nmで、逆方向バイアスは10Vである。長波長側でのフィッティングは量子効率係数を 0.19eV^{-1} 、バリア高を 0.225eV とした場合の内部光電子放出の理論特性を示しており、短波長側でのフィッティングは白金シリサイドの光透過率を0.6、シリコン中での少数キャリアの拡散長を $50\mu\text{m}$ とした場合の真性機構の理論特性である。

な検出メカニズムとなるため量子効率は赤外域に比べ大きくなる。感度は波長が $0.9\mu\text{m}$ の時最大になり、波長が $0.5\sim 0.9\mu\text{m}$ の範囲では量子効率は約0.6となっている。短波長側でのフィッティングは(2. 23)式で、 τ_m を0.6、 L_e を50nmと仮定した場合の特性である。

図2. 21は可視から近赤外域の量子効率のPtSi膜厚依存性を示したグラフである。縦軸はPtSi膜厚が156nmの値で規格化した量子効率である。可視から近赤外域の真性機構が支配的となる波長域の量子効率もPtSi膜厚が薄くなるにしたがって高くなるが、膜厚依存性は波長に依存しており、短波長ほどPtSi膜厚依存性が大きくなっている。この結果は短波長ほどPtSiの吸収係数が大きいということに起因していると考えられる。

同一の素子で、可視撮像と熱撮像が出来ることを示すために、表面入射方式64x64画素のMOS方式イメージセンサを試作した。この素子の画素サイズは $65 \times 85 \mu\text{m}^2$ で、開口率は56%である。図2. 22に、この素子を用いて行った可視撮像と熱撮像の例を示す。可視撮像は $0.65 \mu\text{m}$ の赤外カット・フィルタと50mm, $f/1.2$ の石英レンズを用いて、赤外撮像は50mm, $f/1$ のゲルマニウムレンズを用いて行った。蓄積時間はどちらも19msである。

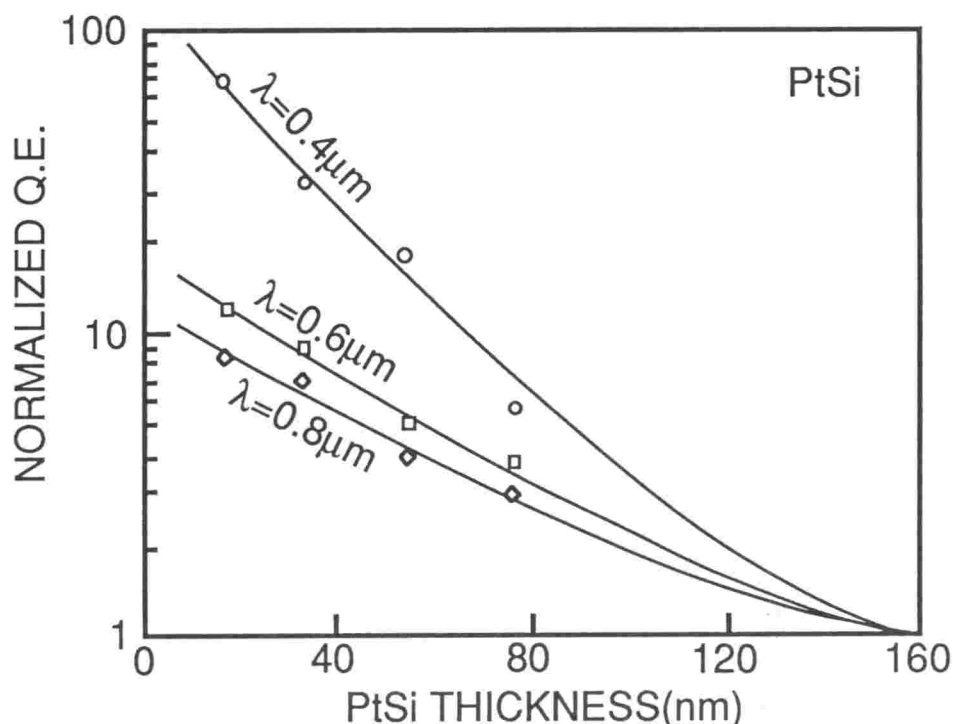
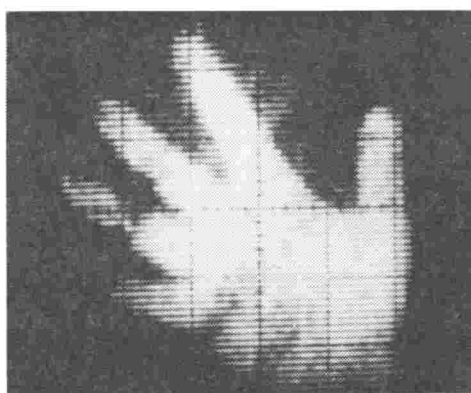


図2. 21 白金シリサイド検出器の真性機構量子効率の膜厚依存性。 λ は検出波長で、白金シリサイドの膜厚が156nmのときの量子効率で規格化した結果を示した。



(a)



(b)

図2. 22 表面入射白金シリサイドショットキバリア・イメージセンサによる撮像例。(a)は可視撮像で、(b)は赤外線撮像である。用いた素子は64x64画素のMOS方式イメージセンサである。

2. 8 イリジウム・シリサイド検出器による検出波長域の拡大

2. 8. 1 はじめに

2. 5で述べたようにバリア高の低減は検出器の感度改善にとって非常に有効である。また、熱撮像にとって重要なもう一つの波長域である10 μ m帯の赤外線イメージセンサに対する期待も大きくなってきており、検出波長域のさらなる拡大は非常に重要な技術課題となっている。PtSi検出器ではイオン注入によりある程度バリア高を下げる事が可能であるが、この方法では接合付近の電界強度が大きくなり障壁の幅が薄くなるため、トンネル電流が増加し実用上の限界が存在する。これに対しイリジウム・シリサイド(IrSi)はn形シリコンに対しては最も高いバリア高をもつことが知られており¹⁹⁾、p形シリコンに対しては最も低いバリア高を持つことが期待できる。ここでは、IrSiとp形シリコンのショットキバリア赤外線検出器の試作とその評価結果²⁰⁾について述べる。

2. 8. 2 検出器の試作と特性評価

試作した検出器の構造は2. 3に示したPtSi検出器と同様のもので、LOCOS法の素子間分離構造と、リンをイオン注入したガードリング構造を有している。使用したシリコン基板も2. 3で用いたものと同じである。Irは真空蒸着法で形成し300~500℃の温度で熱処理をすることによりシリサイド化した。試作した検出器のサイズは400x600 μ m²で光の入射は裏面から行った。入射面に対する反射防止膜と検出器上のパッシベーション膜は形成していない。図2. 23に試作したIrSiダイオードの逆方向バイアス5Vにおける暗電流密度の温度依存性を示す。60~100Kの広い温度範囲でバリア高を0.156eVと仮定した理論特性によく一致している。温度62Kでの耐圧は10V以上で、逆方向バイアスが5Vのときの暗電流密度は約100nA/cm²である。

図2. 24は試作したIrSi検出器の分光感度特性である。2. 3に示したPtSi検出器の場合とは異なり $\sqrt{\eta h\nu}$ vs. $h\nu$ のプロットは2つの直線領域を持つ。フォトン・エネルギーが0.4eV以下の領域のフィッティングから得られるバリア高と量子効率係数は、それぞれ $\phi_{b1} = 0.17\text{eV}$ 、 $C_{11} = 0.035\text{eV}^{-1}$ で、フォトン・エネルギーが0.4eV以上の領域のフィッティングからは $\phi_{b2} = 0.22\text{eV}$ と $C_{12} = 0.059\text{eV}^{-1}$ が得られる。2つの直線が得られるのはバリア高が異なった2つのショットキバリア・ダイオードが並列に存在すること、すなわちシリサイドがIrとSiの組成比が1:1のシリサイドだけから構成されておらず、もう一つの組成比のシリサイドが混在していることを示していると考えられる。低いバリア高を示しているのが

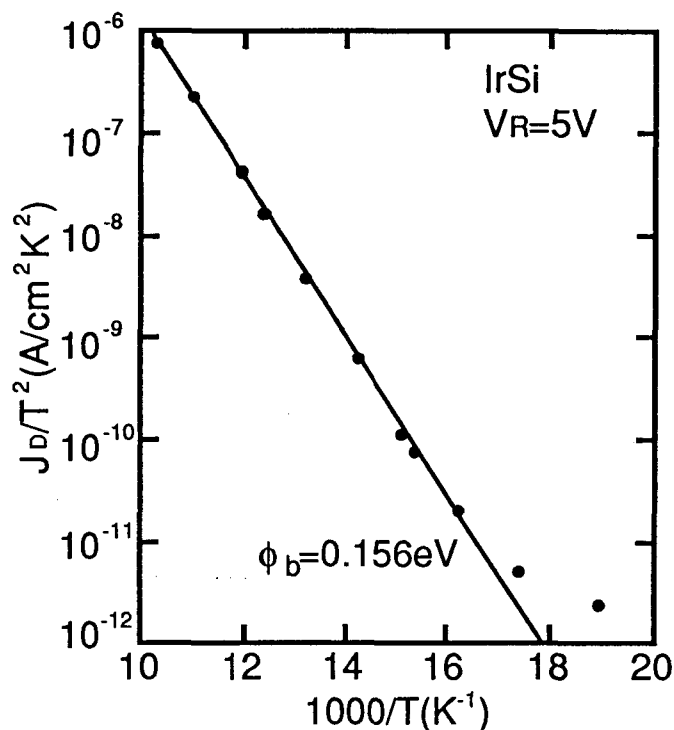


図2. 23 イリジウム・シリサイド検出器の暗電流の温度依存性。逆方向バイアスは5Vで、この特性から得られるバリア高は0.156eVである。

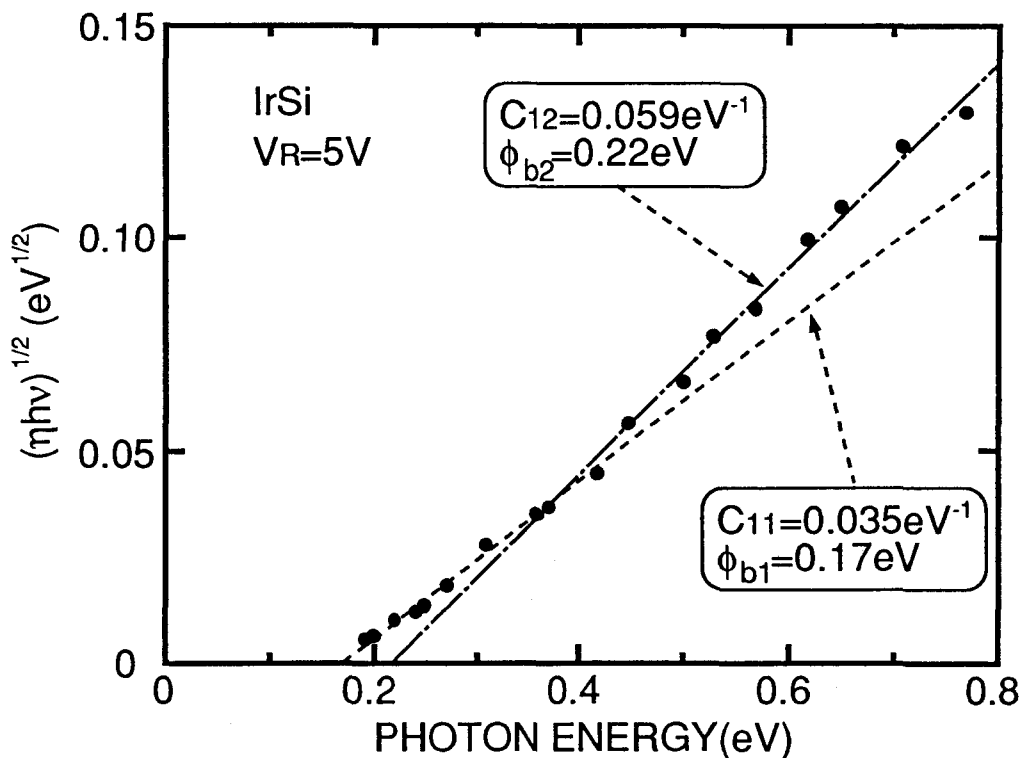


図2. 24 イリジウム・シリサイド検出器の分光感度特性。この結果からバリア高が0.17eVに対応するシリサイド相とバリア高が0.22eVに対応するシリサイド相が共存していると考えられる。この検出器の遮断波長は7.3μmである。

本来のIrSiショットキバリア検出器の特性と推定され、この低いバリア高から得られるIrSiショットキバリア検出器の遮断波長は7.3 μm である。

2. 9 結 言

ショットキバリア赤外線イメージセンサの開発のキーとなる検出器技術に関して、従来用いられていた検出器構造の問題点を検討し、PtSiとp形シリコンのショットキバリア検出器で金属電極の薄膜化により量子効率を1桁以上改善できることを明らかにした。金属電極の薄膜化による量子効率の改善を1次元モデルを用いて解析し、PtSi中の正孔の平均自由行程として43nmの値を得た。

金属電極薄膜化にともなって金属電極で吸収されずに透過する光が増加するが、透過光の増加による量子効率の劣化を光学的共振構造により改善できることを実験的に示した。また、量子効率改善の一手法としてショットキ効果によるバリア高低減を試みた。

検出波長の拡大を目的として、PtSiショットキバリア検出器の表面入射方式を検討し、可視から近赤外の波長域で真性機構による高い量子効率を得られることを確認した。また、IrSiショットキバリアを用いた検出波長の長波長化を検討し、7.3 μm の遮断波長を得た。

参考文献

- 1) R.W.Willardson : Semiconductors and Semimetals, Vol.6 (Academic Press, New York, 1970).
- 2) C.A.Mead : Solid-State Electron., 9 (1966) 1023.
- 3) W.G.Spitzer, C.R.Crowell and M.M.Atalla : Phys. Rev. Lett., 8 (1962) 57.
- 4) R.J.Archer, J.Cohen and J.Vilms : Final Report AFCRL-68-0122 (Airforce Cambridge Research Lab., Boston, 1968).
- 5) F.D.Shepherd and A.C.Yang : IEDM Tech. Digest, 1973, p.310.
- 6) E.S.Kohn : IEEE Trans. Electron Devices, 23 (1976) 207.
- 7) R.H.Fowler : Phys. Rev., 39 (1931) 45.
- 8) B.Capone, L.Skolnik, R.Taylor, F.Shepherd, S.Roosild, W.Ewing, W.Kosonocky and E.Kohn : Proc. SPIE, 156 (1978) 120.
- 9) J.A.Apples, E.Kooi, M.M.Paffen, J.J.H.Scforje and W.H.C.G.Verkuylen : Philips Res. Repts., 25 (1970) 118.
- 10) V.E.Vickers : Appl. Opt., 10 (1971) 2190.

- 11) V.L.Dalal : J. Appl. Phys.,42 (1971) 2274.
- 12) R.Stuart, F.Wooten and W.E.Spicer : Phys. Rev.,135 (1964) A495.
- 13) M.Kimata, M.Denda, T.Fukumoto, N.Tsubouchi, S.Uematsu, H.Shibata, T.Higuchi, T.Saheki,
R.Tunoda and T.Kanno : Jpn. J. Appl. Phys.,21, Suppl.21-1 (1982) 231.
- 14) C.R.Crowell, W.G.Spitzer and H.G.White : Appl. Phys. Lett.,1(1962) 3.
- 15) V.L.Dalal : J. Appl. Phys.,42 (1971) 2280.
- 16) S.M.Sze : Physics of Semiconductor Devices (John Wiley and Sons, Inc., New York, 1969).
- 17) N.Tsubouchi, M.Kimata, M.Denda, M.Yamawaki, N.Yutani and S.Uematsu : 12th ESSDRCTech.
Digest, 1982, p.169.
- 18) M.Kimata, M.Denda, S.Iwade, N.Yutani and N.Tsubouchi : Int. J. IR & MM Waves, 6 (1985)
1031.
- 19) I.Ohdomari, K.N.Tu, F.d'Heurle, T.S.Kuan and S.Petersson : Appl. Phys. Lett.,33 (1978) 1028.
- 20) N.Yutani, M.Kimata, M.Denda, S.Iwade and N.Tsubouchi : IEDM Tech. Digest, 1987, p.124.

第3章 埋め込みチャネル電荷結合素子の低温特性とその改善

3. 1 緒 言

電荷結合素子(Charge-Coupled Device; CCD)¹⁾は1970年に提案されて以来数多くの応用が検討されてきたが、固体イメージセンサへの応用は最も重要で成功したものといえてよいであろう。特に1972年Welden等によって提案された埋め込みチャネル電荷結合素子(Buried-Channel Charge-Coupled Device; BCCD)²⁾は、電荷の転送がSiO₂-Si界面から離れたバルク内で行われるので、表面チャネル電荷結合素子に比べ、高速・低雑音・高転送効率といった優れた特徴を有しており、アナログ信号を正確に転送してゆく必要がある固体イメージセンサに広く利用されている。近年、VLSI製造技術の進歩にともないCCDを利用した数多くの可視光用固体イメージセンサが実用化されるようになり、その有用性は広く認められるようになってきた。現在、室温で動作する可視光用固体イメージセンサに用いられるCCDの特性はよく研究され、実用レベルに達している。

一方、量子型の赤外線検出器とCCDを組み合わせた赤外線電荷結合素子(Infra-Red Charge-Coupled Device; IRCCD)は、検出器の暗電流を低減し十分なS/Nを得るために通常液体窒素温度付近で素子を動作させる必要があるが、現在のところCCDの低温における特性解析の例は非常に少なく^{3,4)}特性も十分と言いがたい。CCDの温度特性は電荷の移動度と電荷トラップの捕獲・放出過程の温度依存性を反映して変化することが予想され、室温では問題にならなかった要因が低温の特性に重要な影響を及ぼす可能性がある。したがって、量子型の赤外線検出器を用いて高集積度のIRCCDを実現するためにはCCDの低温特性の解析と性能改善が不可欠である。

本章では、nチャネルBCCDの転送損失の温度依存性と、その駆動条件依存性について評価した結果を述べるとともに、低温における転送損失の増大がバルク中のトラップに起因するという電荷転送モデルを用いてこの特性を解析し、低温における転送特性の改善策を検討する。

3. 2 埋め込みチャネル電荷結合素子の低温特性の測定

3. 2. 1 素子の構造と試作

実験に用いた素子は64段のnチャネルBCCDである。素子の構造を図3. 1に示す。構造

は2層ポリシリコン構造で、4相クロック($\phi 1 \sim \phi 4$)を用いて駆動する。したがって、1段は4ゲートで構成され、全ゲート数は256（出力ゲートも1ゲートとして）となっている。4相クロックには図に示すようにほぼ 90° ずつ位相がずれ、常に最低2相が"H"レベルとなるダブルクロッキングを採用した。CCDのチャネル幅は $75\mu\text{m}$ でゲート長は $16.5\mu\text{m}$ である。CCDへの信号電荷の注入は電荷プリセット法⁹⁾を用いて行った。この方法は図に示すように2つのゲートVGIHとVGILのバイアス電圧を制御することによってゲートVGIHの下にできるポテンシャル井戸の大きさを調整し、ポテンシャル井戸の中に入力ソース(ϕI)より電荷を注入するもので、入力される電荷の量はゲートVGIHの下に形成されるポテンシャル井戸の大きさによって決まる。入力ソースの電位は、非入力時"H"レベルに保持され、入力時には $\phi 1$ に同期して"L"レベルとなり電荷の注入が行われる。

CCD内を転送されてきた信号電荷は、CCDの最終ゲート($\phi 3$)が"L"レベルとなると出力部のゲートVGOのポテンシャル・バリアを越えてn⁺拡散層(Floating Diffusion;FD)に転送されてくる。このn⁺拡散層はリセット用トランジスタのソースとなっており、リセットクロック ϕR が入力されるたびにVRレベルにリセットされる。信号電荷が転送されてくるタイミングではリセット用トランジスタはOFF状態となり、FD部は電氣的にフローティングになっている。この状態でFD部に信号電荷が転送されてくると、FD部の電位はFD部の容量(C_{FD})と信号電荷量($Q_s = e \cdot N_s$: e は電子の電荷、 N_s は信号電荷数)にしたがって、 $\Delta V_{FD} = Q_s / C_{FD}$ だけ変化する。この電位変化はソースホロア回路を通して素子外部に出力される。この電

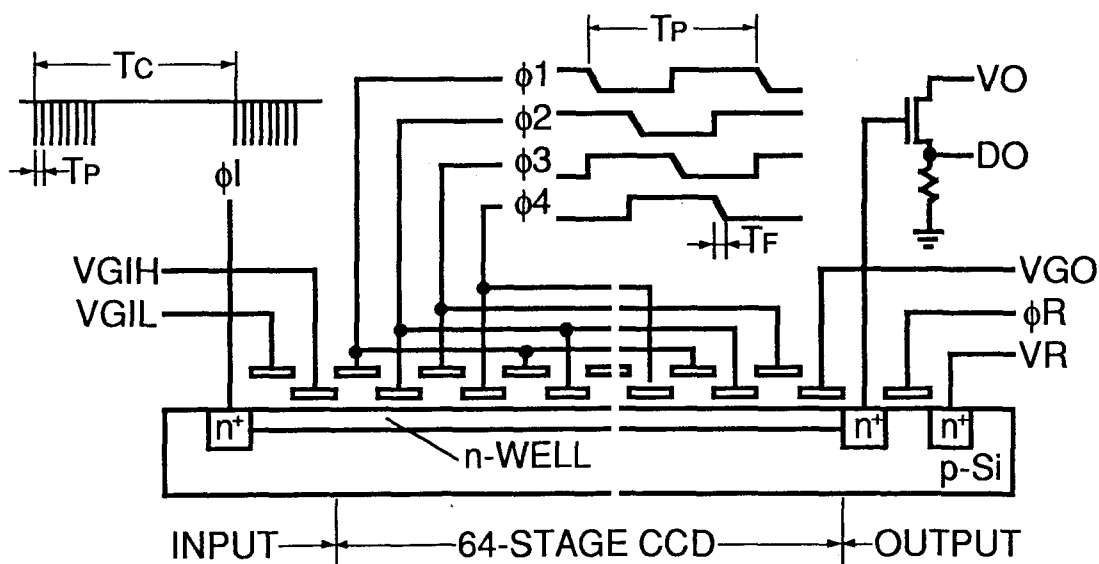


図3. 1 埋め込みチャネルCCD低温特性評価用素子の断面構造。

荷検出方式は、フローティング・ディフュージョン・アンプ(Floating Diffusion Amplifier; FDA)⁹⁾と呼ばれ、CCDの出力方式としては最もよく用いられるものである。本素子では、 C_{FD} が 0.2pF で、ソースホロウの利得が 0.7 であるので、FDAにおける電荷－電圧変換利得は $5.6 \times 10^{-7} \text{ V/electron}$ となっている。

素子は選択酸化(LOCOS)法を素子分離に用いたnチャネルMOSプロセスを基本にした製造プロセスで試作した。用いたシリコン基板は、不純物濃度が $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ のp形(100)基板で、埋め込みチャンネルのn形不純物領域(nウエル)はリン(P)をイオン注入して形成した。n形不純物領域の濃度と接合深さはそれぞれ $6.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ と $1.3 \mu\text{m}$ である。CCDのゲート酸化膜は 100 nm とした。

3. 2. 2 測定方法

CCDの転送効率¹⁰⁾はAmelio等⁹⁾によって導入された概念で、1回の転送で正確に転送される信号電荷の割合として定義される。この転送効率はCCDの性能指標としては最もよく用いられるものであるが、転送特性の解析には転送損失を用いるのが適しており、ここでも転送損失を取り扱うことにする。

図3. 2は転送損失のあるCCDの入出力の様子を示した図である。図に示すように一定量(N_S)の信号電荷を連続して入力すると、出力信号のうち先頭のいくつかには損失($N_{L1} \sim N_{L4}$)がみられ、最後の出力の後にとり残し出力($N_{T1} \sim N_{T4}$)が遅れて出力されてくる。

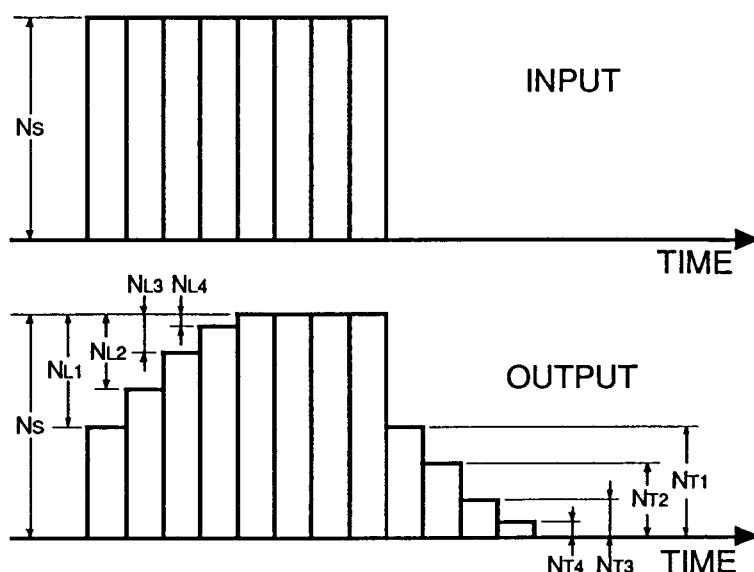


図3. 2 転送損失のあるCCDの入出力波形。8個の連続した入力に対する出力で、出力の先頭部に損失($N_{L1} \sim N_{L4}$)が、最後の出力の後にとり残し出力($N_{T1} \sim N_{T4}$)が見られる。

出力信号の後半が一定（ N_S ）となるのは、先行する電荷パケットからの取り残し分と損失が等しくなるためである。CCDの全転送損失 N_{TL} は、

$$N_{TL} = \sum N_{Li} = \sum N_{Ti} \quad (3.1)$$

で定義され、この時の非転送効率 ϵ_{CCD} と転送効率 η_{CCD} は、

$$\epsilon_{CCD} = \frac{N_{TL}}{M_G \cdot N_S} \quad (3.2)$$

$$\eta_{CCD} = 1 - \epsilon_{CCD} \quad (3.3)$$

で与えられる。ここで M_G は転送ゲート数である。

式（3.1）より転送損失を求めるには、 N_{Li} または N_{Ti} を測定すればよいが、後で述べるように時定数の長いトラップに起因した損失の場合、個々の取り残し出力が非常に小さくなり、精度よく測定することが不可能となる。そのため、本実験では先頭の損失 N_{Li} を測定することによって転送損失を評価した。

また損失の大きい場合は、転送損失が素子の空間分解能に与える影響を直接見るため、交流入力に対する応答も評価した。この方法は、CCDに入力する信号電荷の量を交流的に変化させて出力の交流成分の振幅を測定するもので、低周波の極限での出力の交流成分振幅を $A(0)$ とすると、入力信号周波数 f での振幅 $A(f)$ は、

$$A(f) = A(0) \cdot \exp[-M_G \cdot \epsilon_{CCD} \cdot (1 - \cos 2\pi f / f_c)] \quad (3.4)$$

となり⁹⁾、出力の交流成分の振幅の周波数依存性から非転送効率を得られる。ここで f_c は駆動クロック周波数である。

図3.3は測定系のブロック図である。素子はヘリウムのソルベイ・サイクルを用いた冷却器で冷却する。冷却ヘッド部分の到達温度は15Kで、この時の素子温度は約30Kになる。素子の温度は素子の近くに設けたヒータを用いて室温まで連続的に変化させることができる。測定中の温度変動は0.1K以下である。

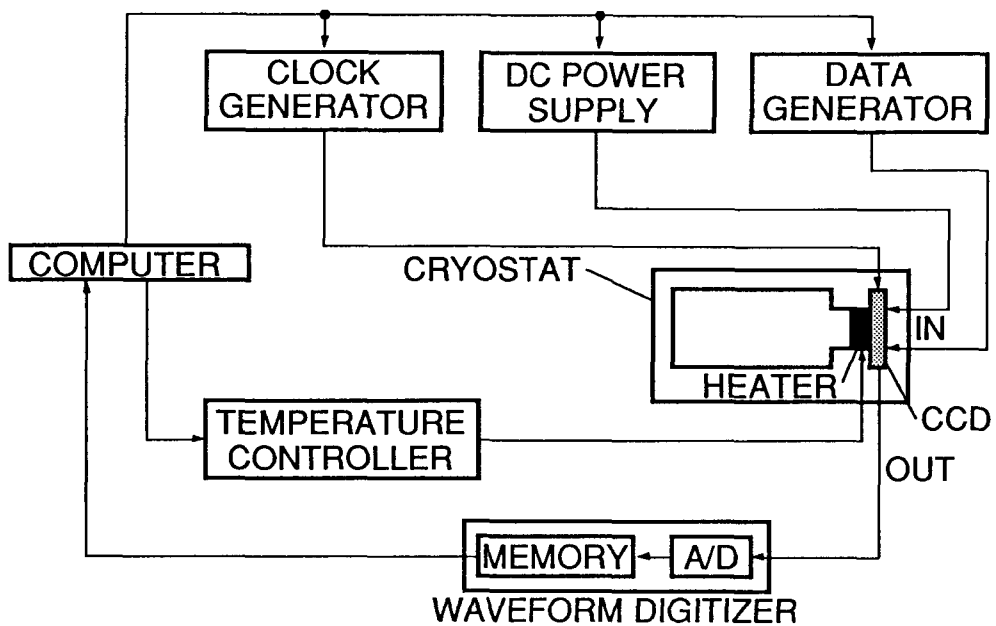


図 3. 3 転送損失の低温特性測定系のブロック図。

測定に必要な駆動クロック・DC電圧・入力データの発生器および出力信号測定用の波形記憶装置はすべてパーソナル・コンピュータを用いて制御できるようにした。波形記憶装置は10ビットのA/D変換器と1024ポイントの波形メモリから構成されている。信号測定においてはランダム雑音を低減するために10回のアベレージングを行った。駆動クロック発生器では、クロック周期（ T_p ）とクロックの立ち下がり時間（ T_f ）を可変とした。入力データ発生器は、任意のサイクル時間（ T_c ：最大 $T_p \times 2048$ ）の内に8個の連続した入力を行えるようプログラムした。交流応答を測定するときはVGIH端子に交流信号を重畳させて信号を入力した。以下に述べる測定結果はすべてFDAの温度依存性を考慮して信号電子数一定の条件で行った。

3. 2. 3 転送損失の温度依存性

図 3. 4 に全転送損失の温度依存性を示す⁹⁾。この場合の駆動条件は $T_p = 40\mu s$ 、 $T_f = 0.5\mu s$ 、 $T_c = 81.92ms$ である。室温での非転送効率⁹⁾は 1×10^{-5} と非常に低く、200K以上ではほとんど変化はみられない。200K以下では転送損失が増大する2つの温度領域がみられる。1つは200Kから90Kの低温領域で、もう一つは90K以下の極低温領域である。

200Kから90Kの低温領域では140K付近に損失のピークがみられ、これより低温側・高温

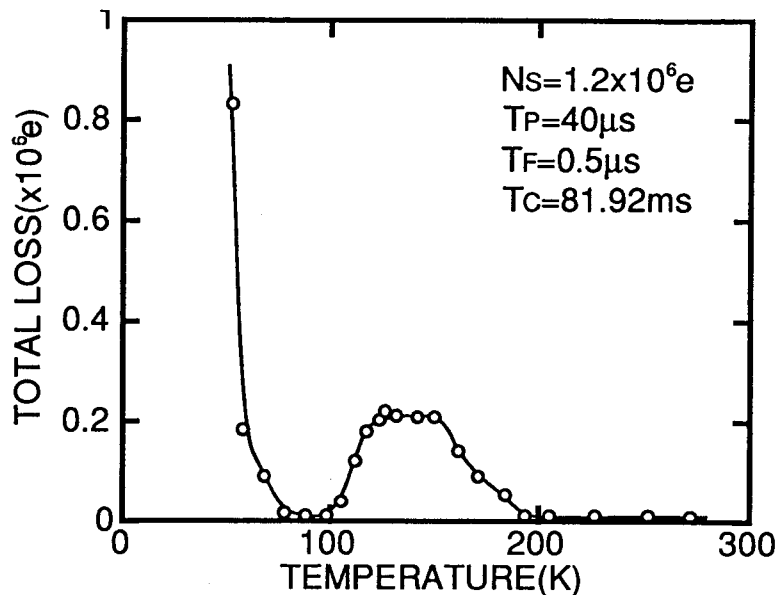


図3. 4 全転送損失の温度依存性。入力信号電荷数は 1.2×10^6 electronsで、駆動クロック周期は $40 \mu\text{s}$ 、駆動クロック立ち下がり時間は $0.5 \mu\text{s}$ 、データ入力周期は 81.92ms とした。

側の両方で転送損失は減少している。この素子ではピークにおける損失は非転送効率に換算すると 6.5×10^{-4} に相当しているが、この値は使用したシリコン基板と熱処理条件に大きく依存する。図3. 5に、この温度領域での信号出力波形を示す。図にみられるように、転送損失が温度の低下とともに増大する高温側では先頭側の損失と取り残し分の出力がほぼ対称 ($N_{Li} = N_{Ti}$) となっているが、温度が低下し損失が飽和し始めると $N_{Li} > N_{Ti}$ となり140K付近では N_{Ti} はほとんど観測されなくなる。さらに温度を下げると温度の低下とともに N_{Li} も減少し、室温における特性に近づく。

90K以下の極低温領域では、転送損失は温度の低下とともに急激に増大し、飽和する傾向を示さない。図3. 6にこの温度領域の信号出力波形を示す。この場合も、温度の低下とともに N_{Li} と N_{Ti} の対称性は悪くなるが、 N_{Ti} は温度の低下とともに減少する傾向を示さない。さらに低温では素子は正常に動作しなくなる。

90K以下の温度領域では交流応答の評価も行った。結果を図3. 7に示す。駆動周波数は25kHz ($T_p = 40 \mu\text{s}$) で入力信号の周波数は駆動周波数で規格化して示してある。入力信号の周波数が低い場合は出力の振幅は動作温度によらずほぼ一定であるが、周波数が高くなるほど低温において出力の振幅が小さくなり、転送効率が劣化していることが分かる。図3. 8は出力振幅の信号周波数依存性を示したもので、実線は式(3. 4)にフィッティングを行った結果である。図3. 8の結果から得られる転送効率は、図3. 6の結果から

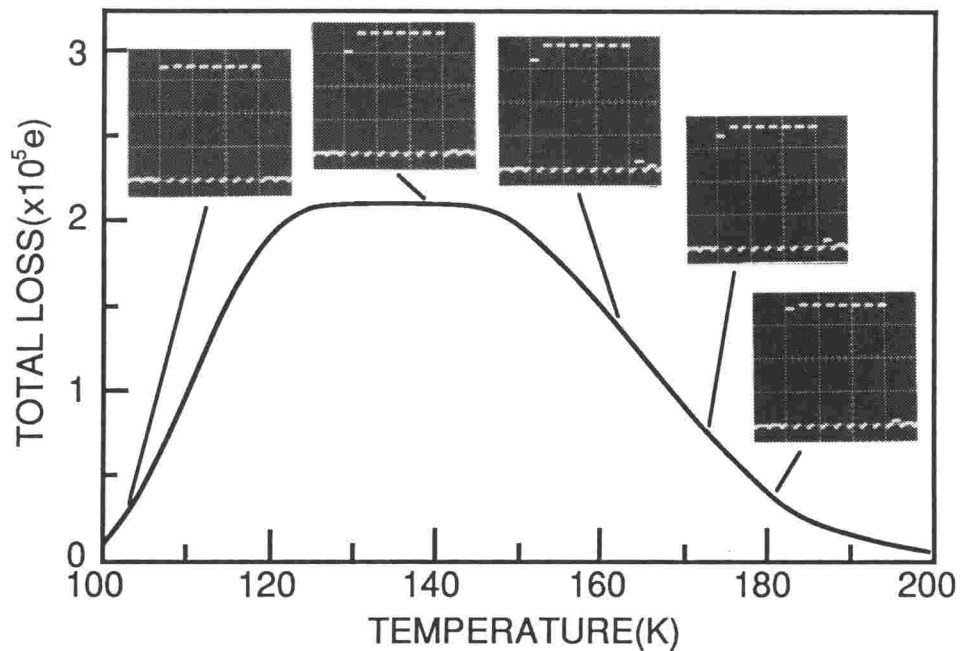


図 3. 5 200～90Kの転送損失増大温度領域における出力波形。

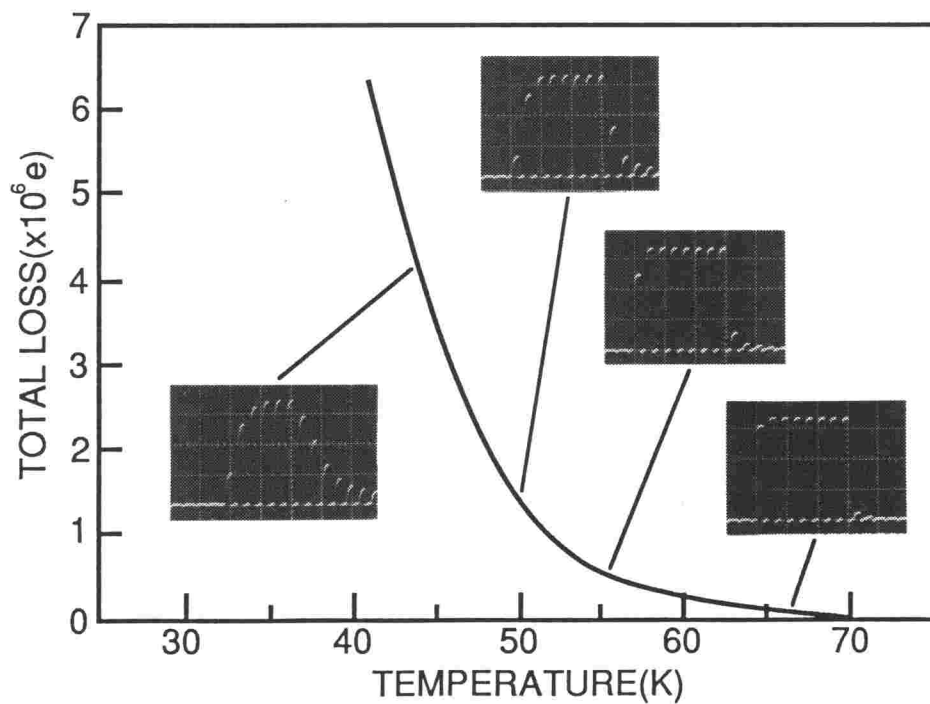


図 3. 6 90K以下の転送損失増大温度領域における出力波形。

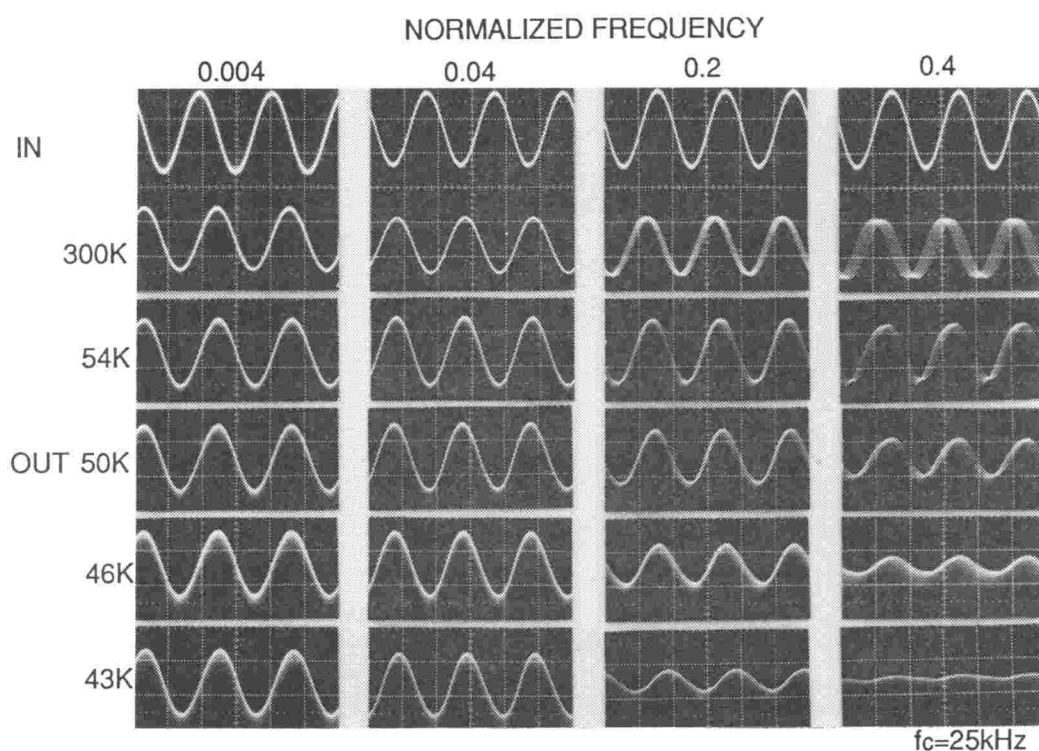


図3. 7 90K以下の転送損失増大温度領域における交流応答出力波形。入力信号の周波数はCCDの駆動周波数(25kHz)で規格化している。

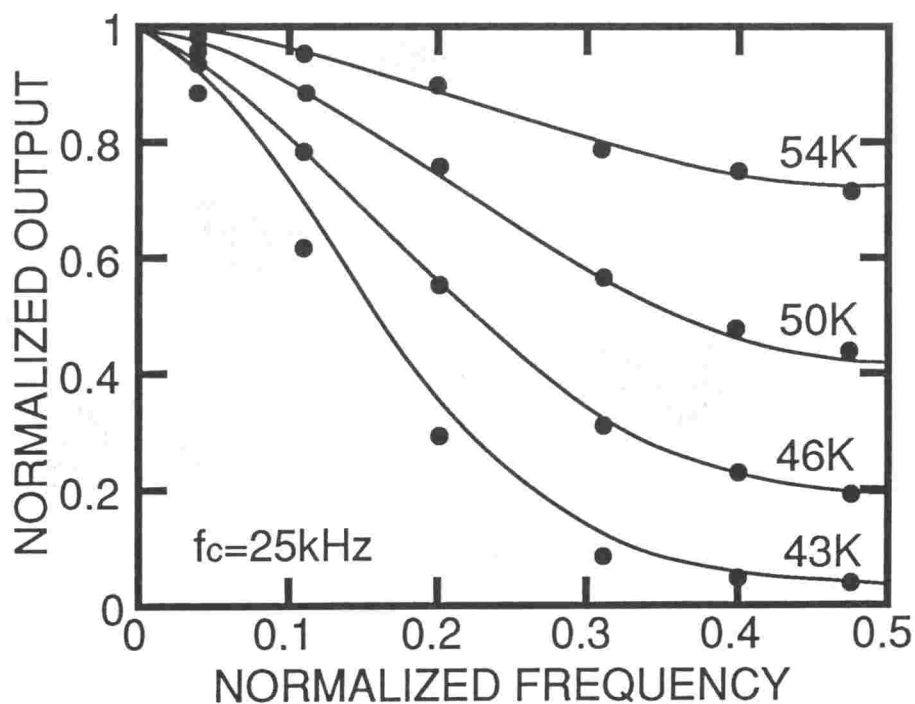


図3. 8 90K以下の転送損失増大温度領域における交流応答信号出力の周波数依存性。実線はナイキスト周波数に最も近い測定値でフィッティングした理論特性である。

得られるものより良い値となっている。これは交流入力で周波数の高い状態ではバイアス電荷を入力したのと同等の効果があるためと考えられる。

3. 2. 4 転送損失の駆動条件依存性

転送損失はCCDの駆動条件に大きく依存している。ここでは、転送損失が大きくなる2つの温度領域において駆動クロック周期 (T_P)、駆動クロック立ち下がり時間 (T_F)、データ入力周期 (T_C) が転送損失におよぼす影響について述べる。

温度が200~90Kの温度領域では、転送損失は駆動クロック周期とデータ入力周期に依存する。図3. 9は T_P をパラメータとした全転送損失の温度依存性を示したものである。

T_P はこの温度領域の全転送損失の山の高温側に影響を与える。 T_P を長くすると全転送損失の山の高温側の立ち上がりは低い温度の方向へ移動する。同一温度で T_P を長くするほど転送効率は改善される。一方、 T_C は図3. 10に示すように、この温度領域の全転送損失の山の低温側に影響を与える。 T_C を長くすると、この温度領域の全転送損失の山の低温側の立ち下がりとは低温方向へ移動する。同一温度では T_C を短くするほど転送損失は改善される。したがって、この温度領域では T_P を長くするほど、また T_C を短くするほど全転送損失の山の大きさは小さくなり、転送効率の良い温度領域が増大する。この温度領域では転送損失は駆動クロックの立ち下がり時間にはほとんど依存しない。

温度が90K以下の極低温領域では、転送損失は駆動クロック周期と駆動クロック立ち下がり時間に依存する。図3. 11と図3. 12に、この温度領域において T_P と T_F が全転送損失におよぼす影響を示す。この温度領域では T_C が T_P の数倍以上の時、転送損失はデータ入力周期にはほとんど依存しない。 T_P の効果は、この温度領域でも200~90Kの温度領域と同じで、同一温度では T_P を長くするほうが転送損失は小さくなる。しかし、この温度領域では200~90Kの温度領域と異なり転送損失は T_F に強く依存しており、 T_F を長くすることによって転送損失を大きく改善することが可能である。以上のように、それぞれの温度領域で異なった駆動条件依存性を示すことから、これら2つの温度領域において転送損失を支配するメカニズムが異なることが予想される。以下、これら2つの温度領域における電荷転送モデルについて検討する。

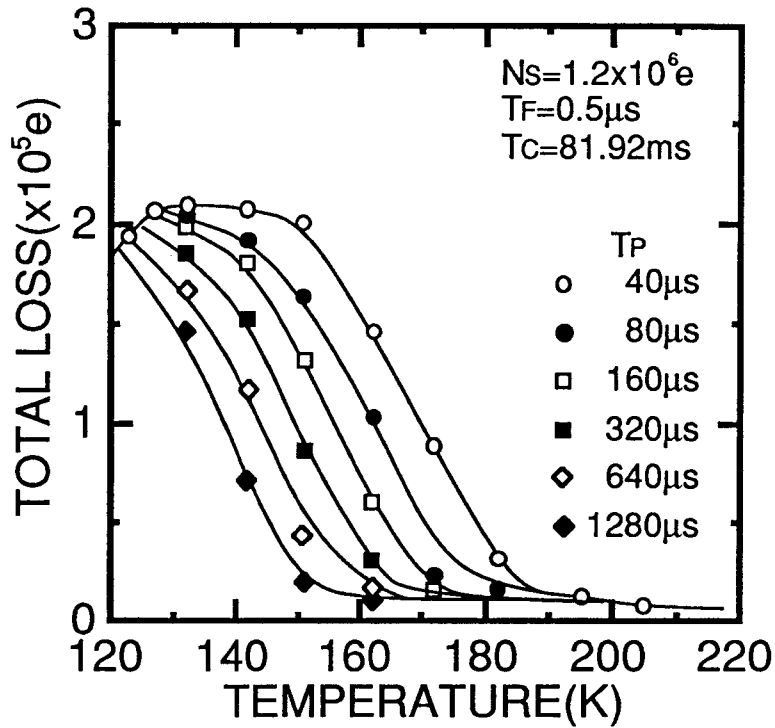


図3. 9 200～90Kの転送損失増大温度領域での転送損失の駆動クロック周期（ T_P ）依存性。入力信号電荷数は 1.2×10^6 electronsで、駆動クロック立ち下がり時間は $0.5 \mu s$ 、データ入力周期は $81.92 ms$ とした。

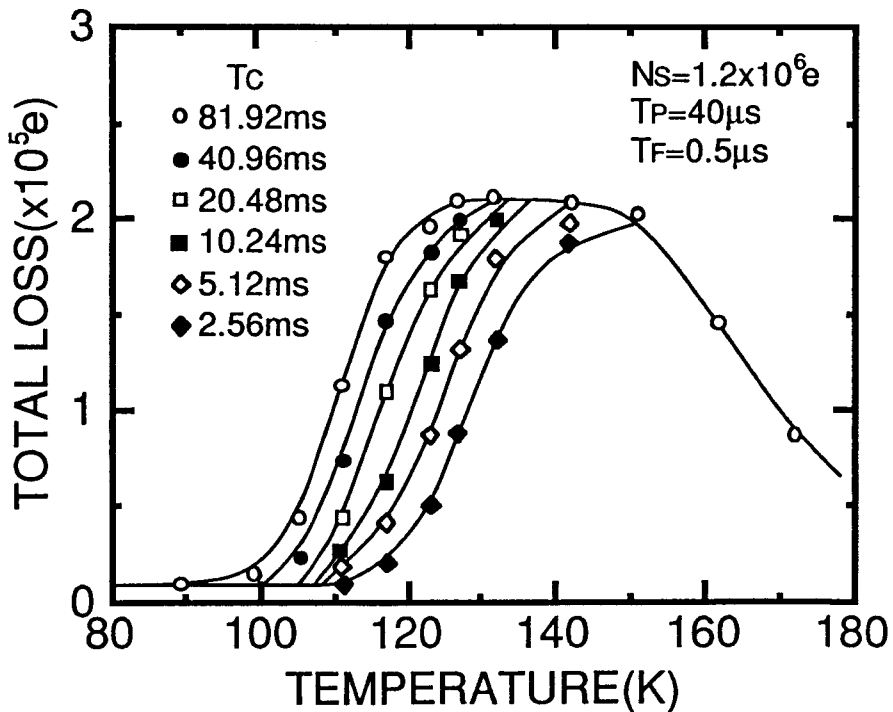


図3. 10 200～90Kの転送損失増大温度領域での転送損失のデータ入力周期（ T_C ）依存性。入力信号電荷数は 1.2×10^6 electronsで、駆動クロック周期は $40 \mu s$ 、駆動クロック立ち下がり時間は $0.5 \mu s$ とした。

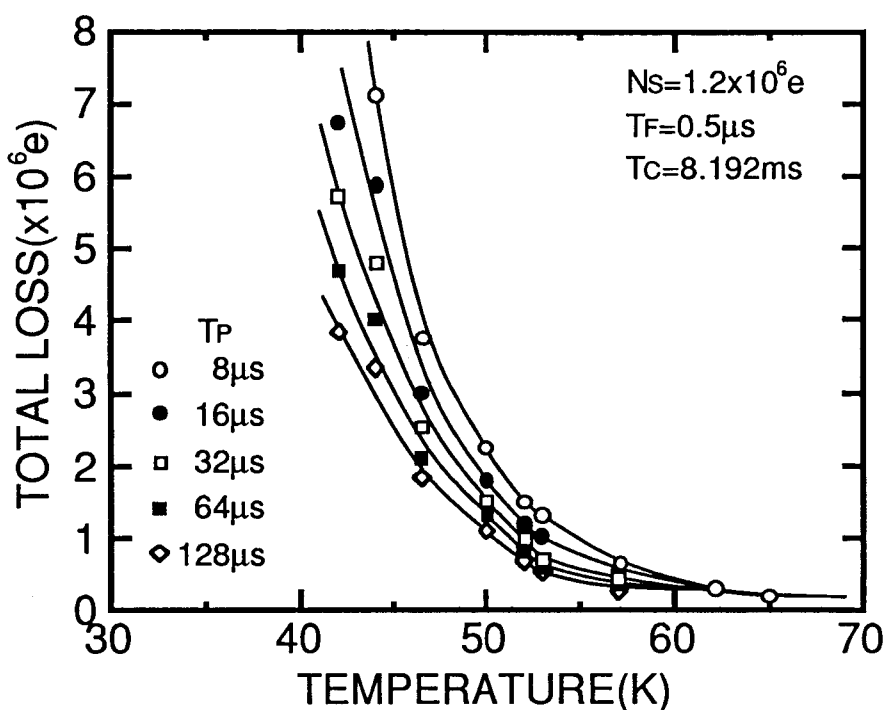


図 3. 1 1 90K以下の転送損失増大温度領域での転送損失の駆動クロック周期 (T_P) 依存性。入力信号電荷数は $1.2 \times 10^6 electrons$ で、駆動クロック立ち下がり時間は $0.5 \mu s$ 、データ入力周期は $8.192 ms$ とした。

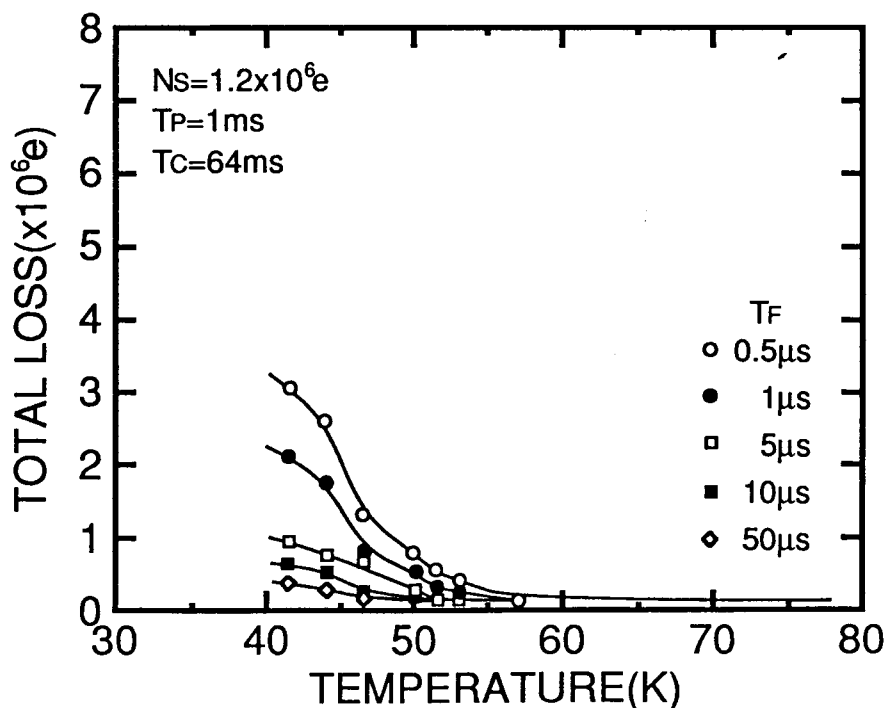


図 3. 1 2 90K以下の転送損失増大温度領域での転送損失の駆動クロック立ち下がり時間 (T_F) 依存性。入力信号電荷数は $1.2 \times 10^6 electrons$ で、駆動クロック周期は $1 ms$ 、データ入力周期は $64 ms$ とした。

3. 3 低温における電荷転送モデル

3. 3. 1 200Kから90Kの温度領域における電荷転送モデル

CCDの電荷転送機構は自由電荷転送モデル¹⁰⁾を用いて説明されている。自由電荷転送モデルに基づいた3つの内因性電荷転送プロセス(自己誘導ドリフト、フリンジ電界ドリフト、熱拡散)の転送時定数はすべて電荷の移動度を含んでおり、温度により変化する可能性がある。また、BCCDでは転送損失はバルク中に存在する電荷トラップの捕獲・放出過程にも依存することが知られている¹¹⁾。ここでは、これらの電荷転送損失に影響を与える要因を考慮して、3. 2で示した200Kから90Kの温度領域における転送損失の温度依存性と、その駆動条件依存性を説明するモデルを検討する。

まずはじめに、内因性電荷転送プロセスの影響を調べるために電子の移動度の温度依存性について検討を行った。電子の移動度の測定はBCCDと同じ不純物プロファイルを持った試験用MOSFETを用いて行った¹²⁾。結果を図3. 13に示す。100K以上の温度領域では移動度は温度の低下とともに単調に増大する。これは音響フォノンによる散乱が減少するためである。一方、100K以下で移動度が減少するが、50K付近でもなお室温と同程度の値となっている。単純な自由電荷転送モデルを用いて計算すると、室温付近での自己誘導ドリ

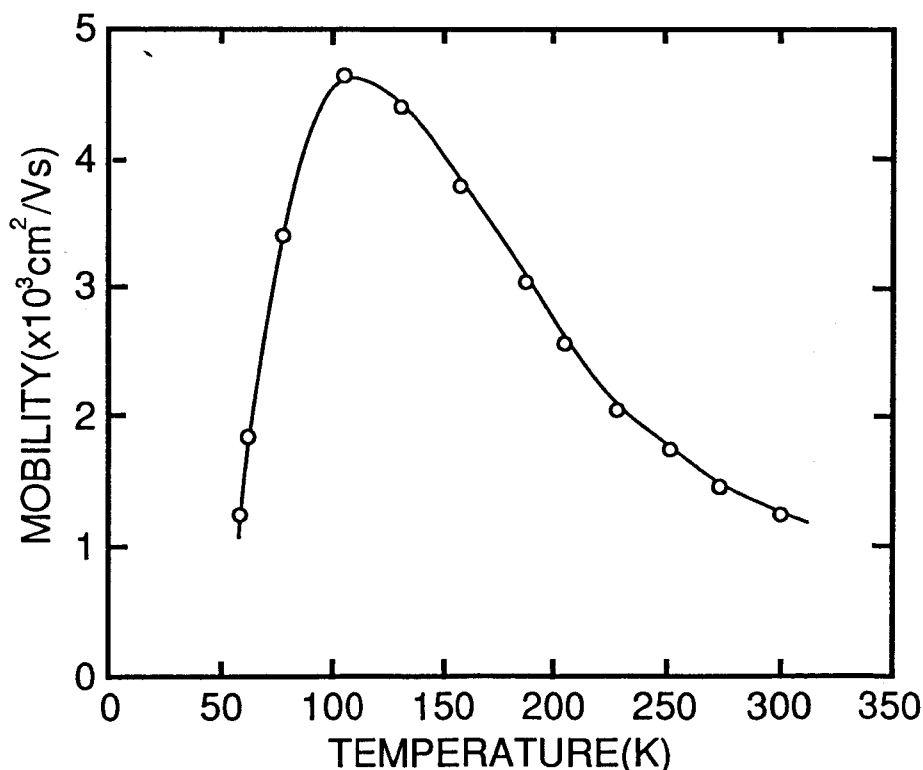


図3. 13 埋め込みチャンネル内の電子移動度の温度依存性。

フトとフリンジ電界ドリフトによる電荷転送時定数は5ns以下となり、この実験におけるCCDの駆動条件と比較して十分短い。200Kから90Kの温度領域では、移動度の増大とともに内因性電荷転送プロセスで決まる転送損失はむしろ減少すると考えられ、この温度領域での転送損失の増大は内因性電荷転送プロセスに起因したものとは考えられない。

バルク・トラップの影響はShockley-Read-Hall理論を用いて議論される¹¹⁾。バルク・トラップのあるBCCDにおける電荷転送の様子を図3. 14に示す。図はゲート1、2のポテンシャル井戸に蓄積されていた信号電荷がゲート2、3に移動する様子を示したものである。nチャンネルBCCDで電荷を捕獲しているトラップの密度 n_t は、

$$\frac{dn_t}{dt} = \frac{(N_t - n_t)}{\tau_t} - \frac{n_t}{\tau_e} \quad (3.5)$$

で与えられる。ここで N_t はトラップの密度である。また、 τ_t と τ_e はそれぞれトラップの捕獲時定数と放出時定数であり、次式で与えられる。

$$\tau_t = \frac{1}{\sigma \cdot v_{th} \cdot N_{fe}} \quad (3.6)$$

$$\tau_e = \frac{1}{\sigma \cdot v_{th} \cdot N_C \cdot \exp(-E_t/kT)} \quad (3.7)$$

ここで、 σ はトラップの捕獲断面積、 v_{th} は電荷の平均熱速度、 N_{fe} は自由電荷の密度、 N_C は伝導帯の有効状態密度、 E_t は伝導帯の端から測ったトラップのエネルギー準位である。

トラップの密度 N_t が比較的小さい場合、図3. 14(a)のようにゲート1、2のゲート電位が"H"でこれらのゲートの下に信号電荷が蓄積されていると、式(3.6)で N_{fe} が非常に大きくなり τ_t が非常に短くなるので、平衡状態では式(3.5)から $n_t = N_t$ となりすべてのトラップは満たされた状態になる。つぎに図3. 14(b)のようにゲート3の電位が"H"となると自己誘導ドリフトにより信号電荷はゲート3の方向に移動する。この時、電荷が転送されてきた領域にあるトラップは上の説明と同じように満たされる。さらに、図3. 14(c)のようにゲート1の電位が"L"になり始めると、ゲート1の下にあった信号電荷はゲート2、3の方向へ移動し、ゲート1の下の N_{fe} が急激に減少するので、電荷転送のメカニズムはフリンジ電界ドリフトが支配的となる。この状態では式(3.6)にしたがい τ_t が非常に長くなるので、トラップからの電荷の放出が始まる。最後に図3. 14(d)ではゲ

ート1は"L"になりゲート1の下チャンネル内の電界は非常に小さくなるので、熱拡散が電荷転送を支配するようになる。この状態でもトラップからの電荷の放出は続いている。図のように信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸にあるうちに放出された電荷は信号電荷に加わり損失とはならない。信号電荷がトラップから1ゲート以上離れると、トラップからの放出電荷は信号電荷には加わらず、後続のポテンシャル井戸に吸収され転送損失となる。今回用いた4相駆動のCCDでは信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸に滞在している時間は $T_p/4$ である。 $T_p/4$ 経過後もトラップからは放出時定数 τ_e で電荷の放出が続く。 τ_e が非常に長くなり、次の信号電荷が転送されてきた時も放出されないでトラップされたままの電荷があると、次の信号電荷からの電荷損失は減少する。

式(3.7)にしたがい、放出時定数 τ_e は温度の低下とともに長くなってゆくの、動作温度を高温から低温へ変化させてゆくと、転送損失は以下に述べるように変化するもの

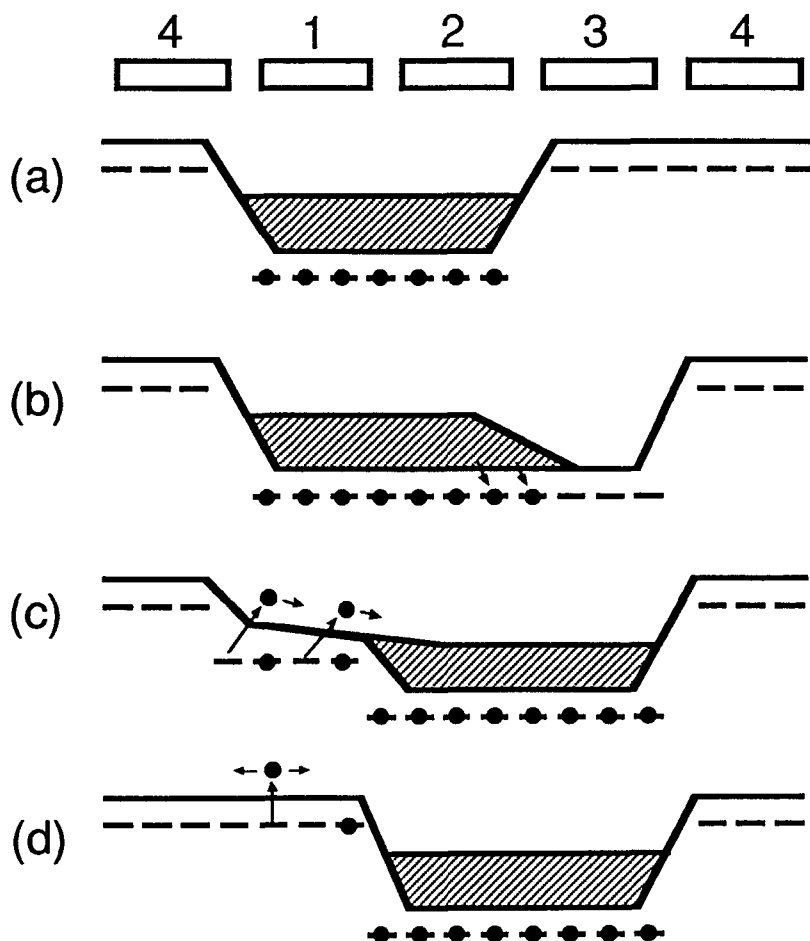


図3.14 バルク・トラップのあるBCCDでの電荷転送モデル。ゲート1、2からゲート2、3への電荷転送の様子を示している。●は電子を、---はトラップを表している。

と考えられる。

- (a) 温度が十分高く、 $T_p/4 \gg \tau_e$ の関係が成立する温度範囲では、トラップされていた電荷は、信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸にある $T_p/4$ の時間内にはほとんどすべて放出されてしまうので、転送損失は非常に小さい。
- (b) 温度が下がり τ_e が $T_p/4$ に近づいてくると、 $T_p/4$ の間に放出されないでトラップされたまま残る電荷が温度の低下とともに増加して、転送損失は増大する。この温度領域では、転送損失は駆動クロック周期 T_p に依存し、 T_p が長いほど信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸にある時間が長くなり転送損失は減少する。
- (c) さらに温度が下がり、 $T_C \gg \tau_e \gg T_p/4$ の関係を満たすようになると、トラップされた電荷は信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸にある $T_p/4$ の間にはほとんど放出されず、次の信号電荷が転送されてくるまでの時間 T_C の間にはほとんど放出されてしまうので、転送損失はトラップの密度で決まり、この温度領域で転送損失は飽和する。この場合、取り残し出力は放出時定数の増大にともない多くの電荷パケットに分割されて出力されるようになるので、観測が困難になる。
- (d) さらに温度が下がり τ_e が T_C に近づくと、 T_C の間に放出されないでトラップされたままの電荷が温度の低下とともに増加し、この分だけ転送損失は小さくなっていく。この温度領域では T_C が短いほど、次の信号電荷が転送されてくるまでの間に放出されないで残っている電荷の数が増え、転送損失は小さくなる。
- (e) $\tau_e \gg T_C$ となるほど低温になると、トラップは常に満たされた状態となり、転送損失は非常に小さくなる。

以上のように、バルク・トラップが200Kから90Kの温度領域の転送損失の増大の原因と考えると、この温度領域での転送損失の温度依存性と駆動条件依存性を説明できることが分かる。

3. 3. 2 200Kから90Kの温度領域の転送損失の原因となるトラップ準位の解析

つぎに200Kから90Kの温度領域の転送損失の原因がバルク・トラップであると仮定して原因となるトラップ準位を推定する。

式(3.5)より τ_e が非常に長くなってトラップからの放出が支配的となる場合には、

$$\frac{dn_t}{dt} = -\frac{n_t}{\tau_e} \quad (3.8)$$

となり、

$$n_t(t) = N_t \exp(-t/\tau_e) \quad (3.9)$$

となる。一方、時間 t の内に電荷を放出し、空となっているトラップの密度 n_e は、

$$n_e(t) = N_t \{1 - \exp(-t/\tau_e)\} \quad (3.10)$$

となる。

3.3.1で説明したように信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸にある $T_p/4$ の間に放出されないで残った分が転送損失 N_{TL} となるので式(3.9)より、

$$N_{TL} = N_{TL}(\text{peak}) \exp(-T_p/4\tau_e) \quad (3.11)$$

となり、一定温度($\tau_e = \text{一定}$)の条件では N_{TL} は T_p の増加とともに指数関数的に減少する特性を持ち、この特性から各温度における τ_e を求めることができる。ここで $N_{TL}(\text{peak})$ は、 N_{TL} の飽和値で近似的に、

$$N_{TL}(\text{peak}) = S_G \cdot M_G \cdot d_{CH} \cdot N_t \quad (3.12)$$

で表すことができる。ここで S_G は1ゲートの面積、 d_{CH} はチャネルの厚さ(信号電荷の基板垂直方向の広がり)であり、 $N_{TL}(\text{peak})$ は信号電荷が転送されてくる時に通過する全領域内に存在するトラップの数を意味している。

一方、つぎの信号電荷が転送されてくるまでの時間 T_C の間に放出されないで残っているトラップ電荷があると、この分は転送損失にならないので式(3.10)より、

$$N_{TL} = N_{TL}(\text{peak}) \{1 - \exp(-T_C/\tau_e)\} \quad (3.13)$$

となる。したがって、一定温度では $\{1 - N_{TL}/N_{TL}(\text{peak})\}$ は T_C の増大とともに指数関数的に減少し、この特性より各温度における τ_e を求めることができる。

CCDの駆動条件より $T_C \gg T_P$ であるので、式 (3. 1 1) はこの温度領域の転送損失の山の高温側の立ち上がり部分の特性を、式 (3. 1 3) は低温側の立ち下がり部分の特性を与える。一般的にトラップの放出時定数は式 (3. 7) で与えられるが、この式で v_{th} は $T^{1/2}$ に、 N_C は $T^{3/2}$ に比例する。ここで σ の温度依存性を T^{-4} に比例すると仮定すると¹³⁾、放出時定数の温度依存性より得られるトラップのエネルギー準位は図 3. 1 5 に示すように、伝導帯より 0.28 eV となる。この値は Collet の報告しているトラップ準位³⁾ とほぼ一致する。

また、 N_S が 1.2×10^6 electrons の場合、 d_{CH} は $0.1 \mu\text{m}$ となるので、式 (3. 1 2) よりこの実験で用いた素子のこの温度領域における転送損失の増大の原因となっているトラップの密度は $7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ と推定される。

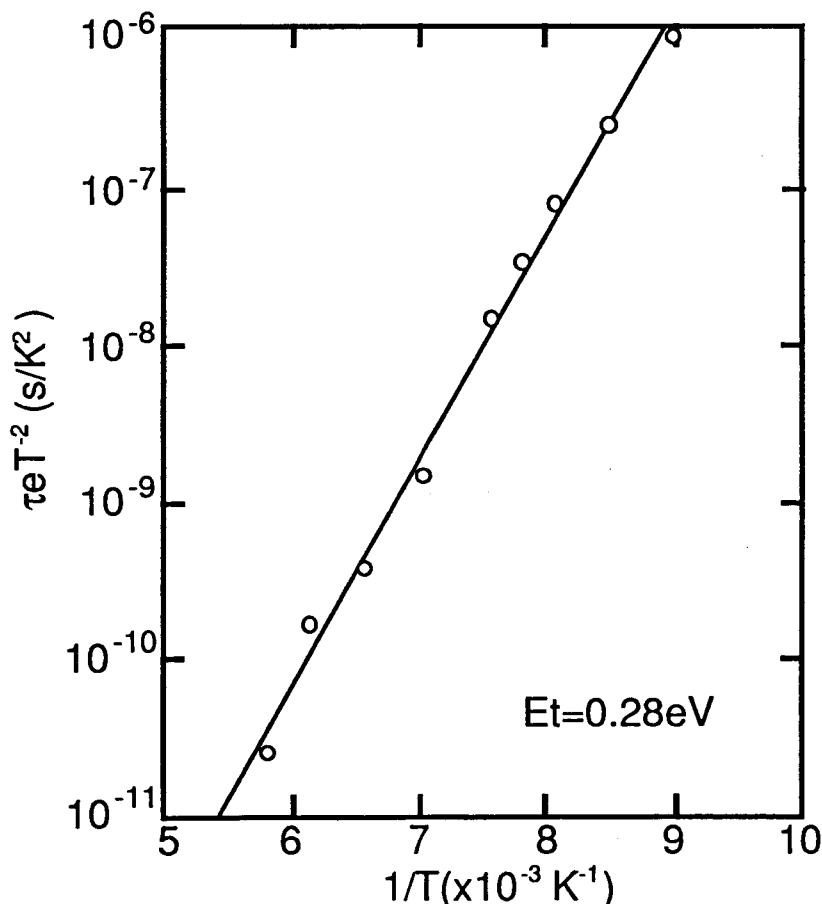


図 3. 1 5 200~90Kの転送損失増大温度領域での転送損失増大の原因となるトラップの放出時定数の温度依存性。この温度依存性から転送損失増大の原因となっているのは伝導帯から0.28eVのエネルギー準位のトラップであることが分かる。

3. 3. 3 90K以下の温度領域における電荷転送モデル

90K以下の温度領域においても電荷の移動度は室温の移動度と比較して大きく、200Kから90Kの温度領域と同様に内因性電荷転送プロセスが転送損失の増大の原因になっているとは考えられない。したがって、この温度領域の転送損失の増大もバルク・トラップの影響と考えるのが妥当であるが、この温度領域では200Kから90Kの温度領域と異なり、転送損失が T_p のみでなく T_F にも依存すること、損失が非常に大きく飽和する傾向を示さないことに特徴があり、3. 3. 1 で述べたモデルと異なった電荷転送モデルを考える必要がある。ここでは転送損失が大きいことから、この損失に関与しているトラップの密度 N_t が非常に大きいとして電荷転送モデルを考える¹⁴⁾。

まず一つのポテンシャル井戸に信号電荷が転送されてくると、3. 3. 1 の場合とは異なり、式 (3. 5) 式にしたがって一部のトラップが満たされる。動作周波数がそれほど速くなければ捕獲速度 (式 (3. 5) の右辺第一項) と放出速度 (式 (3. 5) の右辺第二項) が等しくなるような状態で平衡状態になる。これは、 N_t が非常に大きいため信号電荷の捕獲が進行すると、 N_{te} が減少し τ_e が大きくなり、捕獲・放出両過程が無視できなくなるためである。放出速度は式 (3. 7) で与えられ、温度の低下とともに長くなるので、低温になるほど捕獲されている電荷の数は増大する。つぎに次段への転送が開始されると、信号電荷の数が急激に減少するので捕獲されていた電荷の放出が始まる。放出が始まってから時間 t 経過後に電荷を捕獲しているトラップの密度 n_t は、

$$n_t(t) = n_{Tt} \exp(-t/\tau_e) \quad (3. 14)$$

で表される。ここで n_{Tt} は放出が始まる直前に電荷を捕獲しているトラップの密度である。 τ_e は式 (3. 7) で与えられる放出時定数で、式 (3. 14) は式 (3. 9) と同じような形となっているが、式 (3. 14) の場合 τ_e のみでなく n_{Tt} も温度によって変化する。上で説明したように、 n_{Tt} は温度の低下とともに大きくなる。3. 3. 1 と同様に信号電荷が最隣接のポテンシャル井戸にある間にトラップから放出された電荷は信号電荷に加わり転送損失にならないので、この温度領域における転送損失の駆動クロック周期依存性も3. 3. 1 と同様な説明が可能である。ただし、この転送損失の原因となっているトラップの密度が非常に大きいので、 n_{Tt} は温度の低下とともに非常に大きくなり、転送損失はこの温度領域では飽和の傾向を示さない。また、この温度領域では多段の転送で放出され

た電荷が再びトラップされる現象が起こることが予想され、実際に観測される実効放出時定数 τ_{ee} は τ_e より長くなると考えられる。ここでは、

$$\tau_{ee} = C(N_t) \cdot \tau_e \quad (3.15)$$

が成立するものと仮定する。再トラップの確率はトラップ密度が高いほど高いので、式 (3.15) の係数 C は N_t の関数となると考えられる。 $C(N_t)$ は CCD 内を電荷が転送されてくる間にトラップされる平均の回数の意味をもつ。また再トラップの確率は温度には依存しないと考えられるので、 τ_{ee} の温度依存性は τ_e の温度依存性と同じとなると考えてよい。

一方、駆動クロックの立ち下がり時間の影響に関しては、 $T_P \gg T_F$ であるから、上述の単一放出時定数を用いたモデルでは説明できない。この特性を説明するためには、Poole-Frenkel 効果¹⁵⁾によって駆動クロックの立ち下がり期間に実効的なトラップのエネルギー障壁が減少することを考慮する必要がある。図 3.16 に、これを説明する 2 放出時定数モデルを示す。図で τ_{eef} と τ_{eep} はそれぞれ T_F 期間とそれ以外の期間 ($T_P - T_F = T_P$) における放出時定数である。このモデルでは、駆動クロックの遷移期間 (T_F 期間) にはトラップからの放出時定数がその他の期間にくらべて非常に短くなっており、 $T_P \gg T_F$ の条件のもとでも T_F 期間に放出される電荷の数は無視できなくなると考える。 T_F 期間に放出時定数が短いのは、図 3.17 に示すようにこの期間には他の期間に比べ大きなフリンジ電界が存在

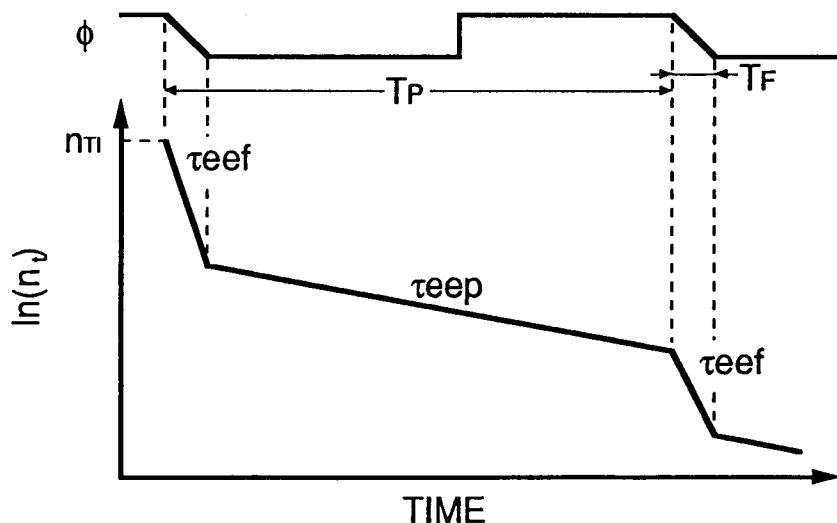


図 3.16 90K 以下の転送損失増大温度領域での転送損失の駆動条件依存性を説明する 2 放出時定数モデル。このモデルではクロックの立ち下がり期間はそれ以外の期間に比べ放出時定数が短いため、短時間に多くのトラップ電荷が放出されると考える。

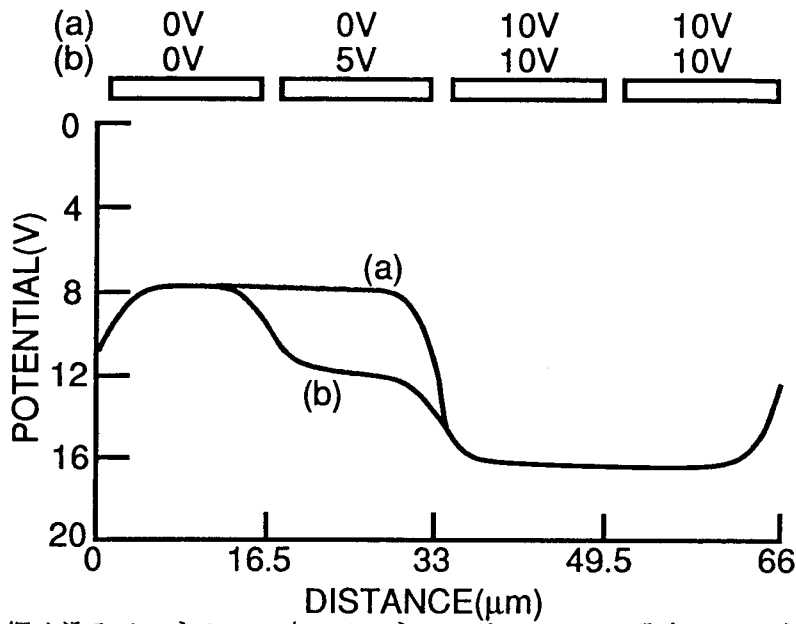


図3. 17 埋め込みチャンネルCCD内のチャンネル・ポテンシャル分布。(b)は左から2番目のゲートの電圧が"H"レベルと"L"レベルの間になっており、クロックの立ち下がり期間の状態を代表している。(a)はクロックの立ち下がり期間以外の状態を示している。

するためである。図3. 17はBCCDのチャンネル内の電位分布を示したものである。 T_F 期間では放出を考えているゲートの電位は、その両側のゲート電位の中間の電位となっている。図に見られるように、 T_F 以外の期間ではチャンネル内の電界はゲート端を除いて非常に小さくなっているが、 T_F 期間ではゲートの端部1/3の領域では 6×10^3 V/cm、ゲート中心付近でも 6×10^2 V/cmの電界が存在している。このような強いフリンジ電界 E_{ff} が存在すると、図3. 18に示すようにPoole-Frenkel効果によりトラップの電界方向の障壁が ΔE_t だけ低くなる。 ΔE_t は、

$$\Delta E_t = \sqrt{\frac{e \cdot E_{ff}}{\pi \cdot \epsilon_{Si}}} \quad (3.16)$$

で与えられる。ここで e は電子の電荷、 ϵ_{Si} はシリコンの誘電率である。 $E_{ff} = 6 \times 10^3$ V/cmの場合、 $\Delta E_t = 0.018$ eVとなり、式(3. 7)より40Kでは放出時定数はフリンジ電界のない場合の約1/200になる。したがって、このような低温領域では T_F が T_p に比べて2桁以上小さい場合でも、 T_F 期間にその他の期間に比べ無視できない数の電荷が放出され、転送損失は T_F にも依存することになる。この場合、 T_F を長くするほど T_F 期間に放出される電荷の数が増し、 T_p の場合と同様に転送損失が減少するようになる。

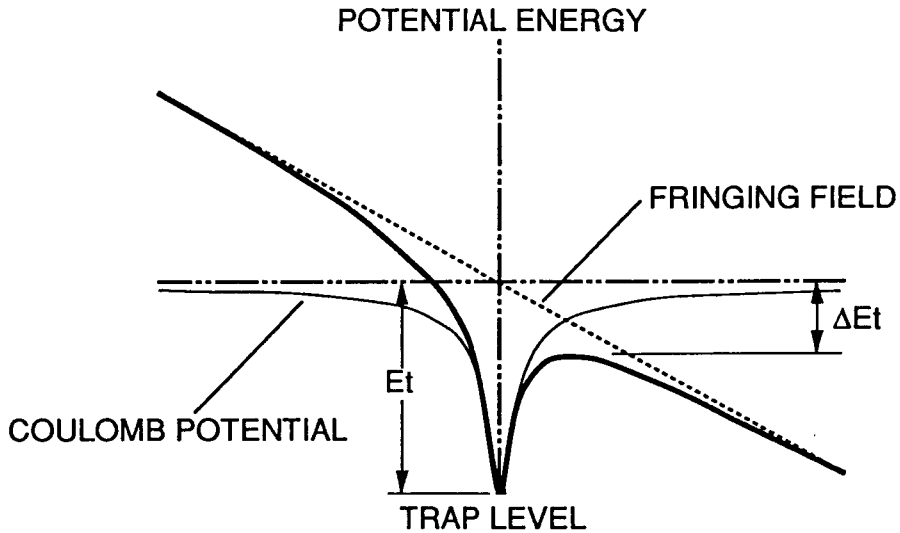


図3. 18 Poole-Frenkel効果によるトラップの障壁低下。

このように、90K以下の転送損失の挙動は、密度の非常に高いバルク・トラップに関連しており、トラップの準位が浅いためチャンネル内の電界によるバリア低下が駆動条件依存性に影響を与えていると考えることによって説明できる。

3. 3. 4 90K以下の温度領域の転送損失の原因となるトラップ準位の解析

つぎに、90K以下の温度領域の転送特性を支配しているトラップのエネルギー準位とフリンジ電界によるトラップ障壁の低下を測定した転送特性から求め、このトラップの原因を明らかにし、3. 3. 3に示した電荷転送モデルの妥当性を検討する。ここでは、最終入力の後に見られる取り残し出力を用いて解析を行う。

3. 3. 3で述べた2放出時定数モデルを考えて、最終の信号が通過してから k_E サイクル後（ $k_E T_P$ 経過後）トラップに捕獲されている電荷密度は、

$$n_t(k_E T_P) = n_{TI} \cdot \exp\left[-k_E \left(\frac{T_F}{\tau_{cef}} + \frac{T_P}{\tau_{cep}}\right)\right] \quad (3. 17)$$

となる。したがって、 $(k_E - 1)$ から k_E サイクルの間に放出される電荷数密度 Δn_T は、

$$\begin{aligned} \Delta n_T &= n_t((k_E - 1) T_P) - n_t(k_E T_P) \\ &= n_{TI} \left[\exp\left(\frac{T_F}{\tau_{cef}} + \frac{T_P}{\tau_{cep}}\right) - 1 \right] \times f(k_E) \end{aligned} \quad (3. 18)$$

となる。ここで、

$$f(k_E) = \exp\left[-k_E\left(\frac{T_F}{\tau_{\text{cef}}} + \frac{T_P}{\tau_{\text{cep}}}\right)\right] \quad (3.19)$$

である。最後の信号が出力されてから k_E サイクル目に観測される取り残し出力 $N_T(k_E)$ は、 Δn_T に比例し、式(3.18)で $f(k_E)$ 以外 k_E に依存しないので、取り残し出力 $N_T(k_E)$ はサイクル数 k_E に対し指数関数的に減少する特性を示す。 $\ln(N_T)$ vs. k_E の傾き G_E は、

$$G_E = -\left(\frac{T_F}{\tau_{\text{cef}}} + \frac{T_P}{\tau_{\text{cep}}}\right) \quad (3.20)$$

となる。図3.19は取り残し出力の例で、 $\ln(N_T)$ と k_E が直線関係にあることがよく分かる。今、 T_F を一定として T_P を変化させた場合を考える。式(3.20)より G_E vs. T_P は傾きが $-1/\tau_{\text{cep}}$ で G_E 軸切片が $-T_F/\tau_{\text{cef}}$ の直線となり、 T_F は既知であるから、このグラフから2種の放出時定数を分離して求めることができる。

図3.20に温度をパラメータにした G_E と T_P の関係を示す。高温で T_P が長い領域を除いて式(3.20)から予想される直線関係があることが分かる。図に見られるように温度の上昇とともに直線の傾きと G_E 軸の切片の絶対値が大きくなるのは、式(3.7)にしたがい温度の上昇とともに放出時定数が短くなってゆくことに対応している。

図3.20の結果から、3.3.2と同様に σ が T^{-4} に比例する¹³⁾と仮定して2つの放出時定数に対応したトラップのエネルギー準位を求めると図3.21のようになる。 τ_{cep} に対応するトラップは伝導帯から0.044eVの準位にあり、これはnウエルを形成している不純物であるリン(P)のドナー準位¹⁴⁾と一致する。したがって、90K以下の温度領域における転送損失の急激な増大は信号電荷のドナー準位への凍結現象によるものと考えられる。一方、 τ_{cef} に対応するトラップは伝導帯から0.026eVの準位にあり、 τ_{cep} に対応する準位より0.018eV浅くなっている。これは、3.3.3で示したフリンジ電界による障壁低下の理論値とよく一致する。

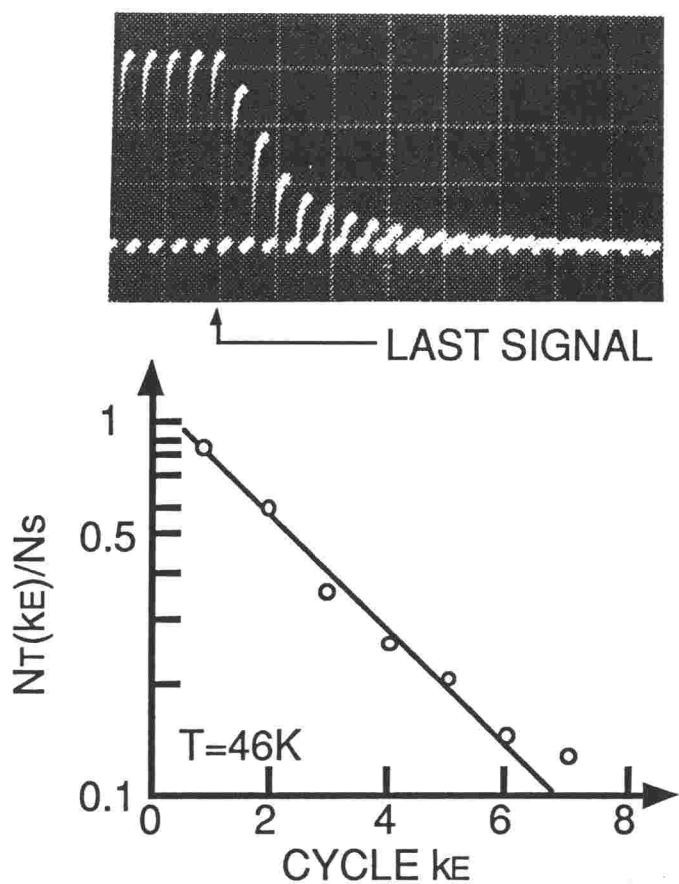


図3. 19 素子温度46Kにおける取り残し出力のサイクル依存性。

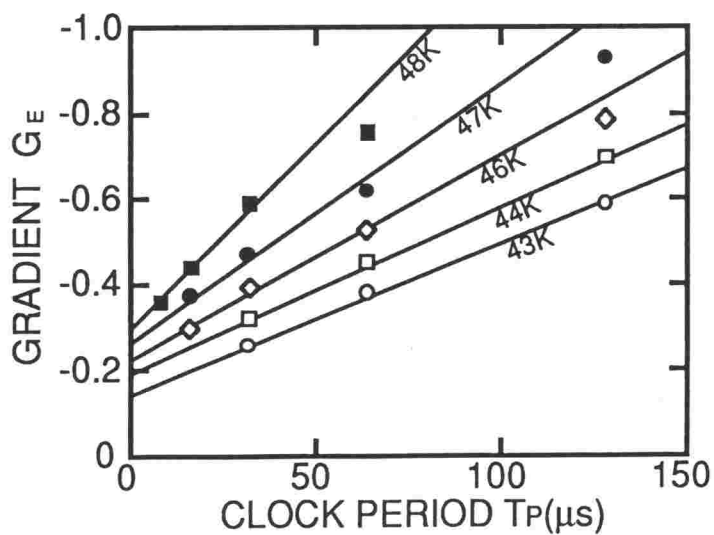


図3. 20 傾き G_E の駆動クロック周期依存性。 G_E は図3. 19のグラフの傾きである。

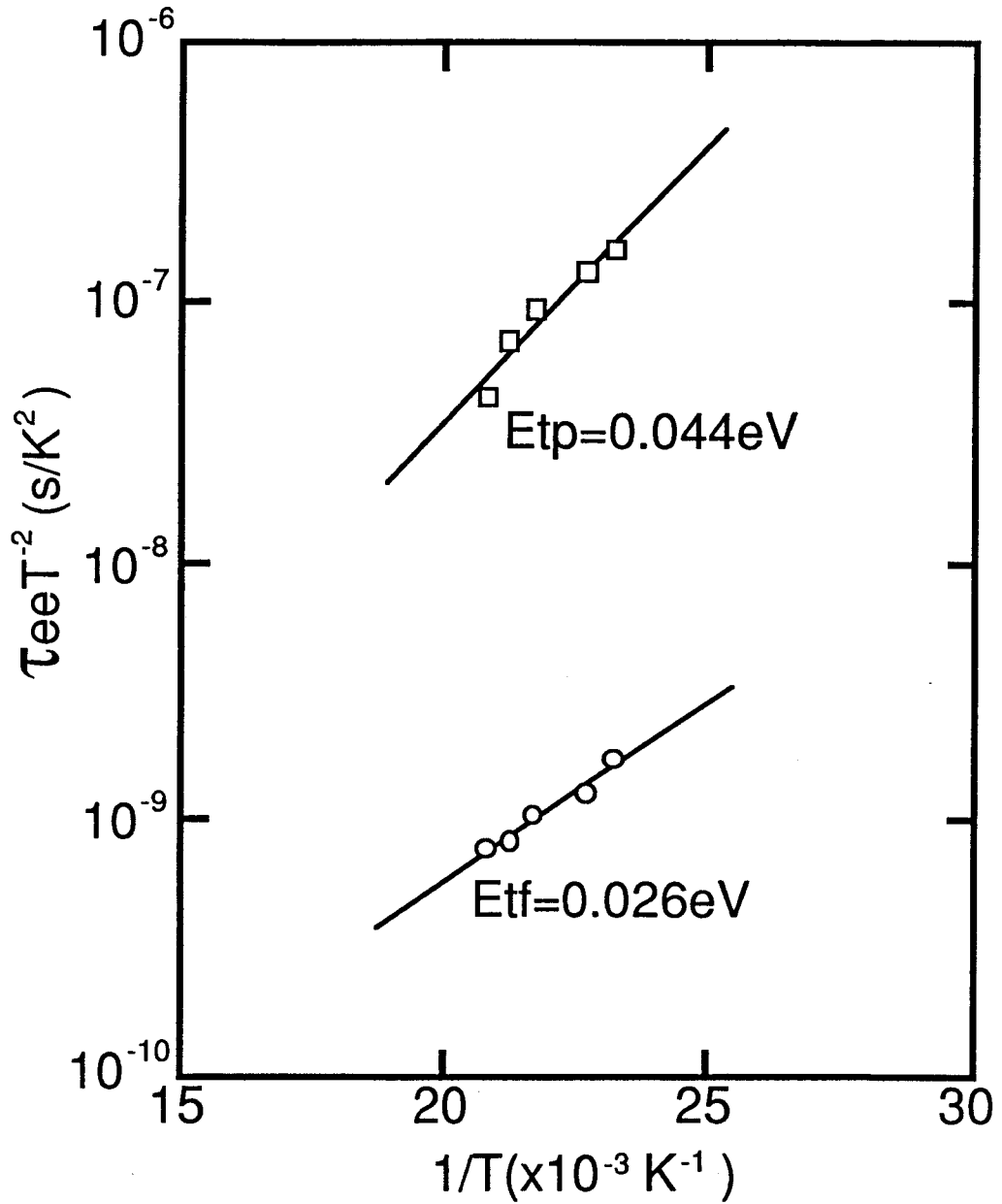


図3. 2.1 90K以下の転送損失増大温度領域での転送損失増大の原因となるトラップの放出時定数の温度依存性。クロック立ち下がり期間以外の期間のデータから得られるトラップのエネルギー準位は伝導帯から0.044eV，クロック立ち下がり期間のデータから得られるトラップ準位は0.026eVである。

3. 4 低温における転送特性の改善

ここでは特に量子型の赤外線イメージセンサの動作温度領域である90K以下の温度領域におけるBCCDの転送効率改善策について検討する。

3. 3で示したように90K以下の温度領域における転送損失の増大は、埋め込みチャンネルのnウエルを形成している不純物準位への信号電荷の凍結に起因しているので、転送損失を減少させて特性を改善するには、

- (1)電荷の凍結する割合を減少させる。
- (2)トラップされた電荷の放出時定数を短くする。

ことが効果的と考えられる。これを実現するには、

- (a) n ウエル形成に浅いドナー準位を持った不純物を用いる。
- (b) n ウエルの不純物濃度を下げる^{17,18)}。
- (c) フリンジ電界が大きくなるような素子構造・駆動方法を用いる。

等の方法が考えられる。以下、上に示した特性改善策の有効性を実験的に示す。

まず、不純物の種類・濃度の影響について述べる。不純物の種類・濃度の影響を調べるために表3. 1に示すような条件で3. 2と同じ構造の素子を試作し特性を評価した。結果を図3. 2 2に示す。

試料No.a, c, dはnウエルの不純物がすべてリン(P)で、濃度がa, c, dの順に約2倍ずつ濃くなっている。これにともなって基板濃度もa, c, dの順に2倍ずつ濃くしており、同

表3. 1 低温特性改善実験素子作製条件。

NO.	Na(SUB)	DOPANT	Nd(n-well)	Xj
a	$1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	P	$1.9 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	1.3 μm
b	$4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	Sb	$3.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	1.6 μm
c	$4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	P	$3.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	1.3 μm
d	$8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	P	$6.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	1.4 μm
e	$8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	As	$7.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	1.3 μm

Na, Nd : IMPURITY CONCENTRATION
Xj : JUNCTION DEPTH

じ駆動条件で駆動することができる。図で明らかなように、不純物濃度が薄いほど低温での転送損失が小さくなっており、より低温で動作可能なことが分かる。a、c、dの間で温度にして約10度ずつ特性が改善されている。

つぎに不純物の種類の影響を考える。試料No.bのnウェルは不純物はアンチモン(Sb)で、試料No.eの不純物はヒ素(As)である。不純物濃度についてはNo.bとc、No.dとeがそれぞれほぼ等しい値となっている。不純物準位はアンチモン、リン、ヒ素それぞれ0.039eV、0.044eV、0.049eVである¹⁷⁾。図3. 2 2により不純物濃度が同じ程度であれば、不純物準位が浅いものの方が低温特性が優れていることが分かる。

不純物の種類と濃度の効果を分離して示したものが図3. 2 3である。図3. 2 3は3. 3に述べた方法で求めた τ_{cep} の40Kにおける外挿（または内挿）値の濃度依存性を示したものである。リンの試料のデータより τ_{cep} はnウェルの不純物濃度の関数（ N_d^2 に近い）になっていることが分かる。ヒ素の τ_{cep} はリンの特性から予想されるものより長く、アンチモンの場合はリンより短くなっている。捕獲断面積等の不純物準位以外のパラメータが不純物の種類によらないと仮定すると40Kで同一不純物濃度の場合、 τ_{cep} はアンチモン、リン、ヒ素の順に約4.3倍ずつ長くなると予想される。実験結果では、リンはアンチモンの3.8倍、ヒ素はリンの2.2倍となっている。

つぎにフリンジ電界の影響について述べる。図3. 2 4に表3. 1に示した試料No.cの素子の転送損失の駆動クロック振幅依存性を示す。駆動条件は $T_p=40\mu s$ 、 $T_F=0.5\mu s$ 、 $T_C=40.96ms$ で入力電荷数は 1.2×10^6 electronsである。駆動クロックの振幅は5V、10V、15Vとした。フリンジ電界の大きさは駆動クロックの振幅に比例するが、これに対応して高電圧を用いるほど低温特性が改善されていることが分かる。

図3. 2 5は $T_F=$ 一定または $T_F/\tau_{cef}=$ 一定の条件での取り残し出力の駆動クロック振幅依存性を示したものである。ここで用いた τ_{cef} はフリンジ電界の値の計算値から理論的に求めたもので、 T_F は $T_F=$ 一定の場合は $0.5\mu s$ 、 $T_F/\tau_{cef}=$ 一定の場合は駆動クロック振幅5V、10V、15Vに対してそれぞれ $5.25\mu s$ 、 $1.42\mu s$ 、 $0.5\mu s$ とした。動作温度は46Kである。

$T_F=$ 一定の場合は駆動クロックの振幅の増大とともに放出時定数が短くなったことに対応する効果が見られるが、3. 3. 4で述べたようにフリンジ電界の効果が現れるのは T_F 期間だけであるので、 $T_F/\tau_{cef}=$ 一定の場合は、取り残し出力は駆動クロック振幅を変化させてもほとんど変化しない。この結果も3. 3に述べたモデルの妥当性を示している。

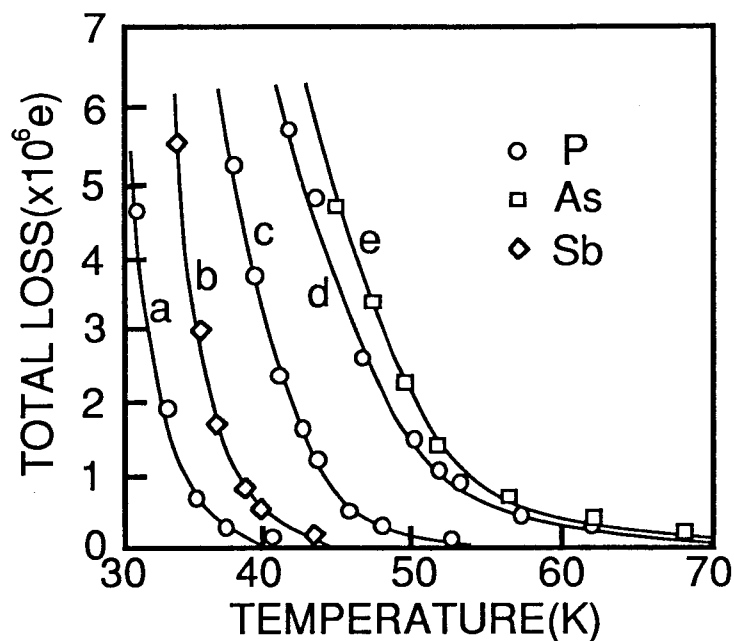


図3. 2 2 埋め込みチャネルの不純物濃度、不純物の種類が転送損失の温度依存性に与える影響。a, c, dは不純物がリンで不純物濃度はそれぞれ 1.9×10^{15} 、 3.8×10^{15} 、 $6.7 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ である。bは不純物がアンチモンで不純物濃度が $3.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ 、eは不純物はヒ素で不純物濃度は $7.2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ である。

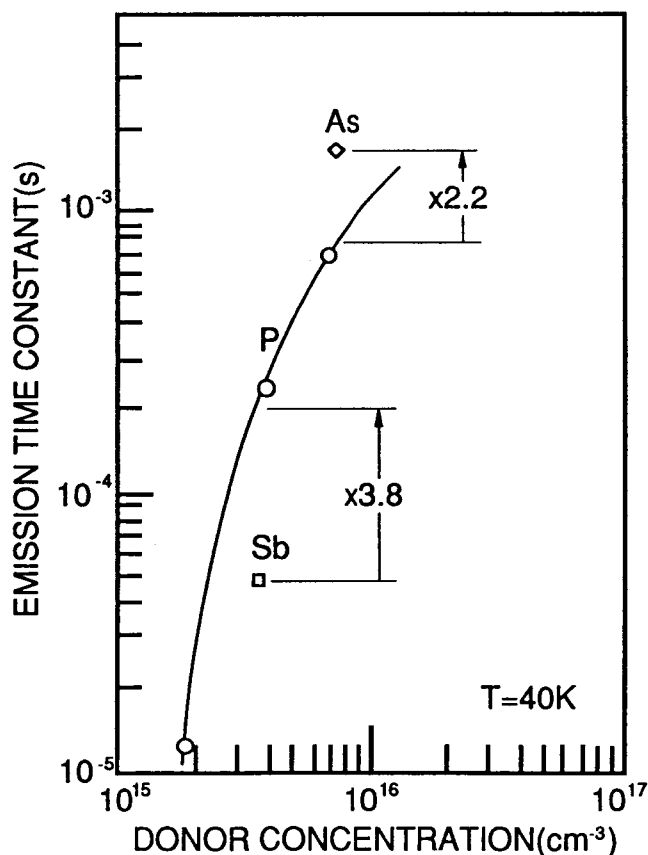


図3. 2 3 埋め込みチャネル不純物の不純物準位からの放出時定数。

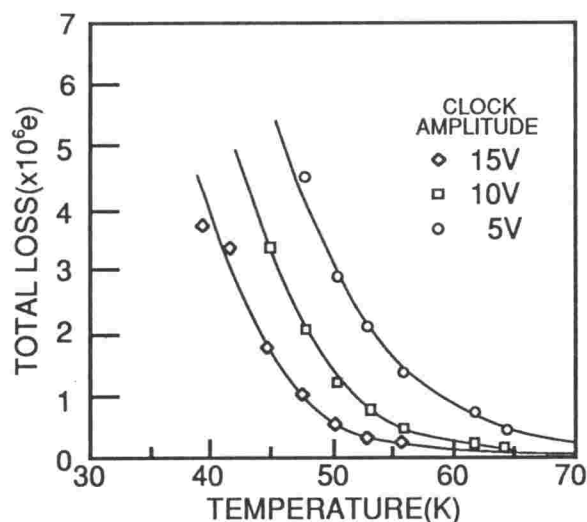


図3. 24 駆動クロック電圧が転送損失の低温特性に与える影響。

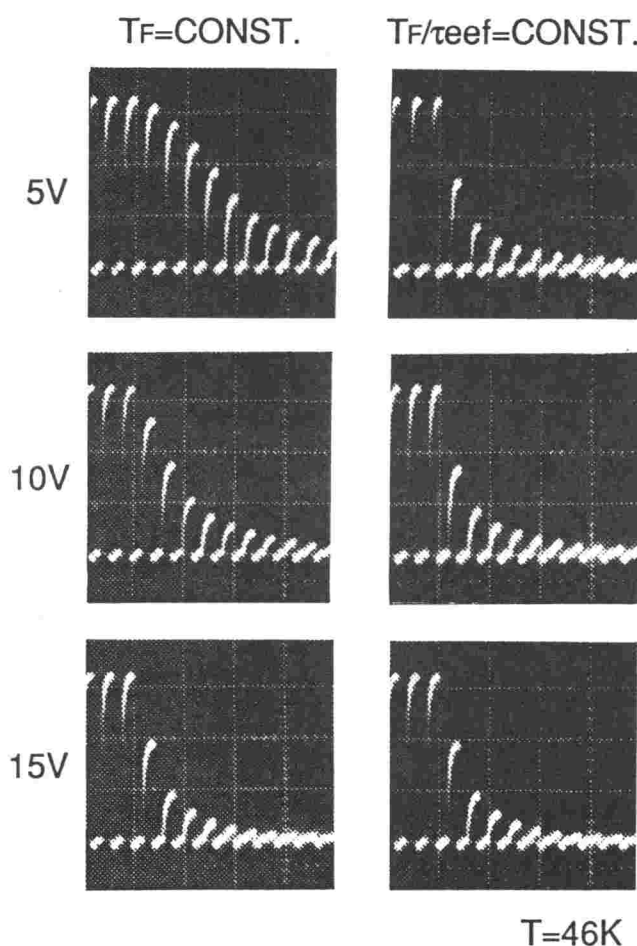


図3. 25 取り残し出力の駆動クロック電圧依存性。素子の動作温度は46Kである。クロックの立ち下がり時間が一定の条件では取り残し出力は駆動クロック電圧に依存するが、クロックの立ち下がり時間と放出時定数の比が一定の条件では、取り残し出力は駆動クロック電圧にほとんど依存していない。

3. 5 結 言

赤外線イメージセンサの重要な構成要素である埋め込みチャネル電荷結合素子(BCCD)の低温における転送特性を駆動クロック周期、駆動クロック立ち下がり時間、データ入力周期をパラメータとして評価し、低温における転送損失の温度依存性と駆動条件依存性を説明するモデルを検討した。

BCCDの転送損失の温度依存性は200Kから90Kの温度領域と90K以下の温度領域の2つの特徴ある温度領域をもつ。200Kから90Kの温度領域では転送損失は140K付近に転送損失のピークを持ち、駆動クロック周期とデータ入力周期に依存する。この温度領域では駆動クロック周期が長いほど、またデータ入力周期が短いほど転送損失が小さくなる。また、この温度領域では転送損失は駆動クロック立ち下がり時間にはほとんど依存しない。一方、90K以下の温度領域では転送損失は温度の低下とともに急激に増大し飽和の傾向を示さない。この温度領域では転送損失は駆動クロック周期と駆動クロック立ち下がり時間に依存しており、200Kから90Kの温度領域における転送損失の特性とは異なる。

200Kから90Kの温度領域の転送損失の増大の原因はバルク中のトラップによる信号電荷の捕獲によるものであり、トラップからの電荷の放出時定数の温度依存性を考えることにより、転送損失の温度依存性と駆動条件依存性を説明することができる。転送損失の温度および駆動条件依存性から得られるこのトラップのエネルギー準位は伝導帯から0.28eVである。

90K以下の温度領域での転送損失の増大は埋め込みチャネルを形成しているn形不純物（リン）の準位への自由電荷の凍結現象によるものである。この場合、電荷が捕獲される準位が非常に浅いので、フリンジ電界によるPoole-Frenkel効果でトラップの障壁が低下することを考慮する必要がある。フリンジ電界は駆動クロックの立ち下がり時間に大きくなり、この期間の放出時定数は他の期間に比べて短くなる。

以上の評価・解析結果をもとに、通常の赤外線イメージセンサの動作温度領域である90K以下での転送特性の改善策を検討し、（a）浅い不純物準位をもった不純物を埋め込みチャネルに用いる、（b）埋め込みチャネルの不純物濃度を下げる、（c）フリンジ電界を強くする、ことが有効であることを実験的に確かめた。

参考文献

- 1) W.S.Boyle and G.E.Smith : Bell Syst. Tech. J.,49 (1970) 587.
- 2) R.H.Welden, R.H.Krambeck, R.J.Strain, J.McKenna, N.L.Schryer and G.E.Smith : Bell Syst. Tech. J., 51 (1972) 1635.
- 3) M.B.Collet : IEEE Trans. Electron Devices,ED-23 (1976) 224.
- 4) A.J.Steckl : Proc. 1975 CCD Application Int. Conf., San Diego, 1975, p.383.
- 5) C.H.Sequin and M.F.Tompsett : Charge Transfer Device (Academic Press, New York, 1975).
- 6) G.F.Amelio, M.F.Tompsett and G.E.Smith : Bell Syst. Tech. J.,49 (1970) 593.
- 7) R.W.Brodersen, D.D.Buss and Al F. Tasch : IEEE Trans. Electron Devices,ED-22 (1975) 40.
- 8) W.B.Joyce and W.J.Bertram : Bell Syst. Tech. J.,50 (1971) 1741.
- 9) M.Kimata, M.Denda, N.Yutani, N.Tsubouchi and S.Uematsu : Jpn. J. Appl. Phys.,22 (1983) 275.
- 10) D.F.Barbe : Proc. IEEE,63(1975) 38.
- 11) A.M.Mohsen and M.F.Tompsett : IEEE Trans. Electron Devices,ED-21 (1974) 701.
- 12) R.A.Hanken : Solid-State Electron.,21 (1978) 753.
- 13) M.Lax : J.Phys. Chem. Solids,8(1959) 66.
- 14) 木股、伝田、油谷、坪内 : 電子通信学会論文誌C,I68-C (1985) 998.
- 15) J.Frenkel : Phys. Rev.,54(1938) 647.
- 16) S.M.Sze : Physics of Semiconductor Devices (John Wily & Sons, Inc., New York, 1969).
- 17) F.J.Morin and J.P.Maita : Phys. Rev.,96 (1954) 28.
- 18) E.M.Conwell : Proc. I.R.E.,40 (1952) 1327.

第4章 インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの試作と評価

4. 1 緒 言

シリコンを基板に用いたショットキバリア赤外線イメージセンサは1973年に米国のShepherdとYangにより提案された¹⁾。彼らは、蓄積動作を行う赤外線イメージセンサの性能を決定するのが量子効率ではなく検出器感度の均一性であることに注目し、高い感度均一性が期待できるショットキバリア検出器を用いることで量子効率の高い化合物半導体を用いた赤外線イメージセンサを凌ぐものが実現できると考えた。ショットキバリア赤外線イメージセンサはシリコンVLSI製造技術を用いて作ることができるので、モノリシック構造の実現が容易である点も大きな魅力であった。

1975年には初めてのショットキバリア赤外線イメージセンサとして厚いパラジウム・シリサイドを用いた64画素のリニア・アレイが報告され²⁾、これに続き1978年には、3~5 μm 帯に感度のある白金シリサイド(PtSi)を用いた256画素のリニア・アレイと25x50画素の2次元アレイが報告されている³⁾。しかし、1970年代に開発されたショットキバリア赤外線イメージセンサは厚い金属電極を用いたものであり、量子効率が非常に低く、比較的長い時間の蓄積が可能な2次元アレイにおいても十分な感度は得られなかった。その後、1980年代に入りショットキバリア検出器の金属電極の薄膜化⁴⁾と光学的共振構造⁵⁾により量子効率が飛躍的に改善されると、ショットキバリア赤外線イメージセンサは高解像度化に最も適した方式として注目を集めるようになった。

本章では、ショットキバリア赤外線イメージセンサによる赤外線撮像をモデル化し、検出器の分光感度特性からイメージセンサの性能を予測するとともに、シリコンVLSI技術を有効に活用したインターライン転送CCD方式PtSiショットキバリア赤外線イメージセンサの試作および評価結果について述べる。

4. 2 赤外線撮像モデル

4. 2. 1 理想的な撮像モデル

赤外線撮装置の重要な性能指標に雑音等価温度差(Noise Equivalent Temperature Difference: NETD)がある。これは、撮像装置のMTF(Modulation Transfer Function)が問題にならない程度の大きなターゲットを撮像したとき雑音と同じ大きさの出力変化を与えるターゲットの

背景に対する温度差と定義される。NETDは赤外線撮像装置がどれだけ微小な温度変化を捕えられるかということを示す値である。ここでは、2次元赤外線イメージセンサを適用した理想的な赤外線撮像システムを考え、ショットキバリア検出器を用いて実現可能なNETDを検討する。

図4. 1に単純化した撮像システムモデルを示す。均一な背景（背景温度 T_B ）におかれたターゲット（温度 T_T ）の赤外線パターンはレンズ（F値： F 、透過率 τ_0 ）を用いて赤外線イメージセンサ上に結像される。赤外線イメージセンサは、その量子効率（ η_E ）、蓄積時間（ t_s ）、検出器面積（ S_D ）に応じて信号を出力し、これをモニタ上に表示して観測を行う。検出器に入射する赤外線のうちレンズの鏡筒や視野外からの不用光を除去するためにコールドシールド（低温に保持し赤外線の放射を抑えた視野絞り）を一般的に用いるが、コールドシールドの効率（ η_{CD} ）もシステムの性能に影響を与える。

理想的な撮像システムでは赤外線イメージセンサにはレンズを通して入射する背景とターゲットからの光のみが入射し、これ以外からの不用光は全く入射しないものとする。この状況は100%の透過率をもった開口整合光学系を用いることで実現される。また、イメージセンサ上のターゲットの像の大きさは十分大きくMTFによるS/Nの劣化は考慮する必要がないとする。このような理想的な状態においては背景光とターゲットにより1画素に発生する信号電荷数 n_B と n_T は、

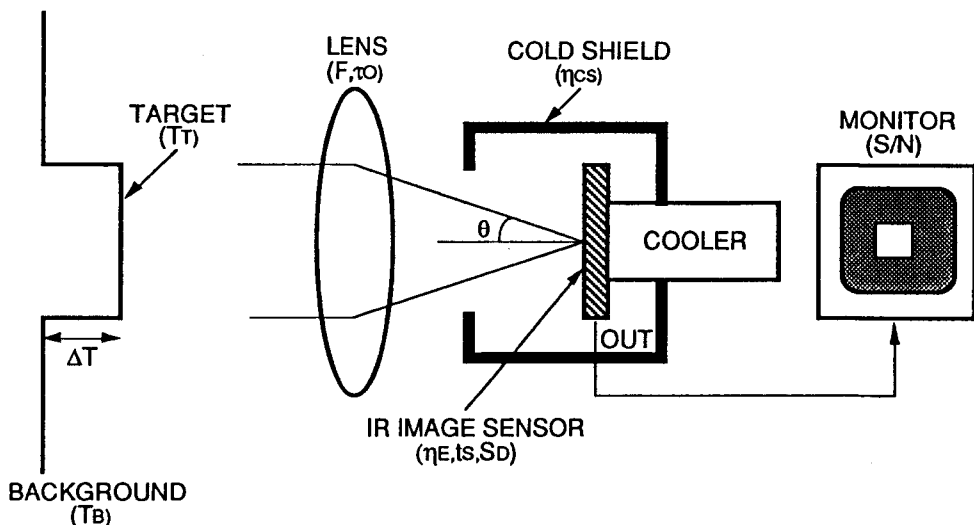


図4. 1 単純化した赤外線撮像モデル。撮像装置の性能に影響を与えるパラメータとして赤外線イメージセンサの外部量子効率(η_E)、蓄積時間(t_s)、検出器面積(S_D)、光学系のF値(F)と透過率(τ_0)、コールドシールドの効率(η_{CD})を考慮する必要がある。

$$n_B = \frac{\pi S_D t_s}{4 F^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} L_\nu(T_B) \cdot \eta_E d\nu \quad (4.1)$$

$$n_T = \frac{\pi S_D t_s}{4 F^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} L_\nu(T_T) \cdot \eta_E d\nu \quad (4.2)$$

で与えられる。ここで $L_\nu(T)$ は温度 T の物体の放射する分光光子放射数、 ν_1, ν_2 は検出波長域の上下限に相当する振動数である。赤外線撮像ではターゲットによる信号と背景信号の差 Δn が意味のある情報を与えるもので、ターゲットと背景の温度差がそれほど大きくないときは、

$$\Delta n = \frac{dn_B}{dT} \Delta T = \frac{dn_B}{dT} (T_T - T_B) \quad (4.3)$$

となる。 dn_B/dT は微分温度感度と呼ばれ、単位温度変化による信号電荷数の変化量を与えるものである。一方、コントラスト γ は単位温度変化が与える信号電荷数の変化の背景信号数に対する割合と定義され、

$$\gamma = \frac{1}{n_B} \frac{dn_B}{dT} \quad (4.4)$$

で与えられる。

イメージセンサの発生する雑音電子数 n_{nt} と微分温度感度の比が $S/N=1$ で検出可能な温度差すなわち NETD を与えるので、

$$NETD = \frac{n_{nt}}{\gamma n_B} \quad (4.5)$$

となる。イメージセンサ内で発生する雑音にはいろいろなものが考えられるが、理想的な状態は検出器のショット雑音が支配的な状態であり、これが実現可能な理論的な限界を与える。検出器のショット雑音 n_{ns} は、検出器で発生する信号電荷数の平方根に等しく、

$$n_{ns} = \sqrt{n_B} \quad (4.6)$$

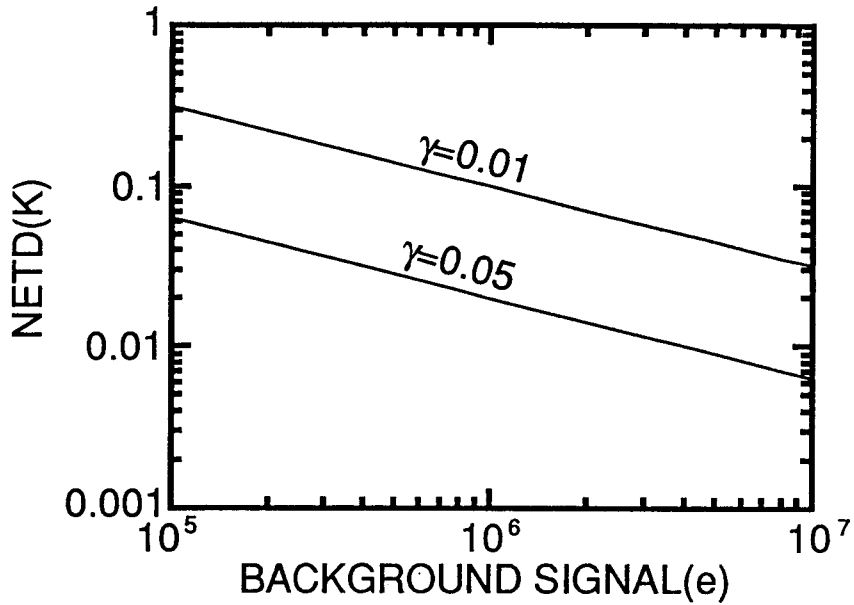


図4．2 理想的な場合の雑音等価温度差の背景信号電荷数依存性。コントラスト γ が0.01と0.05の場合の計算値。

となる。従って、理想的な状態で動作する赤外線イメージセンサのNETDは（4．5）式で雑音をショット雑音リミット($n_{nt} = n_{ns}$)とすることによって得られ、

$$NETD = \frac{1}{\gamma \sqrt{n_B}} \quad (4.7)$$

で与えられる。式（4．7）に示すように理想的な場合、NETDは背景信号電荷数とコントラストのみで決まり、背景信号電荷数の平方根に反比例する。図4．2にコントラストが0.01と0.05の場合のNETDの背景信号電荷数依存性を示す。この図から例えば $\gamma=0.01$ の場合NETD=0.1Kを達成するためには $1 \sim 2 \times 10^6$ electronsの背景信号を蓄積できる能力が必要となることが分かる。

4．2．2 ショットキバリア赤外線イメージセンサの性能予測

ショットキバリア検出器では量子効率 η_E は第2章で示したように、

$$\eta_E = C_1 \frac{(h\nu - \phi_b)^2}{h\nu} \quad (4.8)$$

で与えられる。ここで C_1 は量子効率係数と呼ばれる定数で、 ϕ_b はショットキバリアのバリ

ア高、 h はプランク定数、 ν は入射光の振動数である。 L_ν はPlanck則に従い

$$L_\nu(T) = \frac{2}{c^2} \frac{\nu^2}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (4.9)$$

で与えられる。ここで、 c は光の速度、 k はボルツマン定数である。ショットキバリア検出器を用いた場合の背景信号電荷数は(4.8)式、(4.9)式を(4.1)式に代入することによって得られ、

$$n_B = \frac{\pi S_D t_s C_1}{2 F^2 c^2} \int_{\nu_1}^{\nu_2} \frac{\nu^2 (h\nu - \phi_b)^2}{h\nu [\exp(h\nu/kT_B) - 1]} d\nu \quad (4.10)$$

となる。 L_ν は(4.9)式から明らかなように、短波長側(ν が大きい領域)で急激に減少するので(4.10)式の積分範囲の上限を無限大としてもよい。また、いま考えている波長域では $h\nu \gg kT_B$ であるから、

$$n_B \approx \frac{\pi S_D t_s C_1 k^4 T_B^4}{F^2 c^2 h^3} \left(\frac{\phi_b}{kT_B} + 3 \right) \exp\left(-\frac{\phi_b}{kT_B}\right) \quad (4.11)$$

と近似できる。バリア高 $\phi_b=0.25\text{eV}$ の場合の背景信号電荷数 n_B の背景温度依存性を図4.3に示す。この図では背景温度300Kの場合の信号電荷数を1とし、これに対する比で信号電荷数を表している。地上では最大100K程度の背景温度の変化を考慮する必要があり、こ

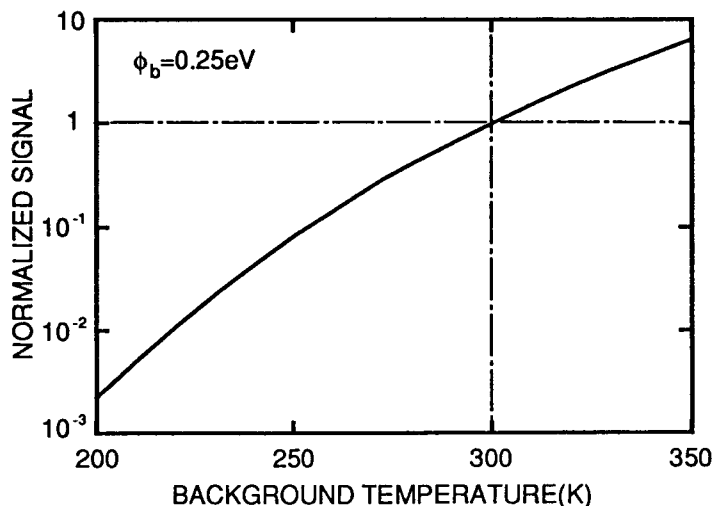


図4.3 ショットキバリア赤外線イメージセンサの背景信号電荷数の背景温度依存性。背景信号電荷数は背景温度が300Kの時の値を1とした相対値で示した。バリア高は0.25eVとしている。

の場合2桁以上の背景信号量の変化が予想される。最低温度で十分なNETDを得るために高感度化しようとするると低温背景でも多量の背景信号が発生するので、広い背景温度範囲で十分な性能を発揮するには非常に大きなダイナミックレンジが必要になる。

(4. 4) 式よりショットキバリア検出器を用いた場合のコントラストは、

$$\gamma = \frac{1}{T_B} \frac{[(\phi_b/kT_B) + 3]^2 + 3}{(\phi_b/kT_B) + 3} \quad (4. 12)$$

となる。(4. 12) 式に示すように、ショットキバリア検出器を用いた場合コントラストはバリア高のみの関数になる。図4. 4にショットキバリア検出器を用いた場合のコントラストのバリア高依存性を示す。図に示すように、バリア高が0.2から0.3eVの範囲ではコントラストは0.037から0.049の範囲にあり、バリア高の増大にしたがってコントラストも増大することが分かる。

ショットキバリア検出器を用いて雑音が生じる検出器のショット雑音で決まる理想的なイメージセンサが実現できた場合に得られるNETDは(4. 7) 式に(4. 11) 式と(4. 12) 式を代入して、

$$NETD = \sqrt{\frac{h^3}{\pi S_D t_s C_1} \frac{F_c}{k^2 T_B} \frac{\sqrt{(\phi_b/kT_B) + 3}}{[(\phi_b/kT_B) + 3]^2 + 3} \frac{1}{\sqrt{\exp(-\phi_b/kT_B)}}} \quad (4. 13)$$

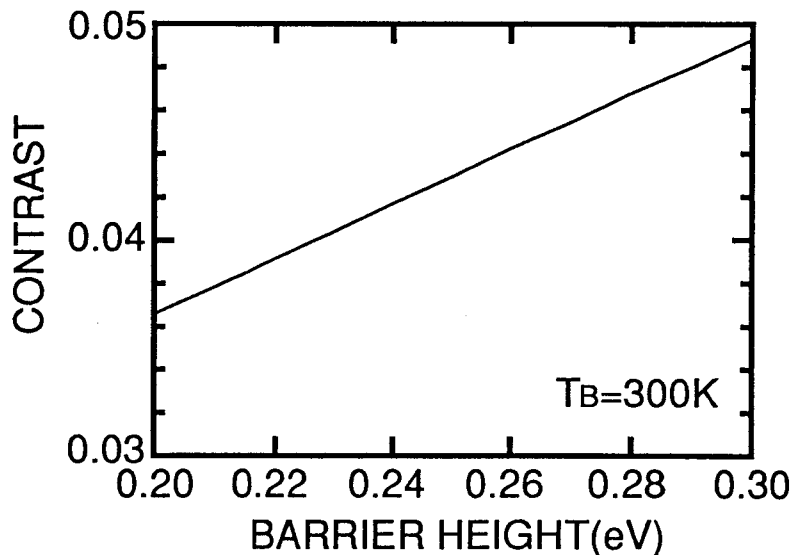


図4. 4 ショットキバリア赤外線イメージセンサのコントラストのバリア高依存性。背景温度は300Kとしている。

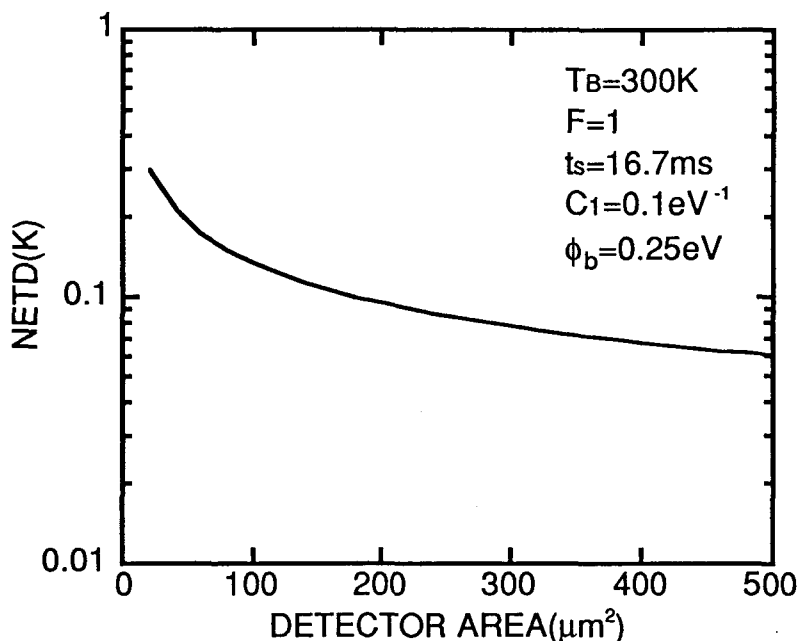


図4. 5 背景温度300Kにおける理想的なショットキバリア赤外線イメージセンサの雑音等価温度差の検出器面積依存性。ここでは、蓄積時間を16.7ms、量子効率係数を 0.1eV^{-1} 、バリア高を0.25eV、光学系のF値を1としている。

となる。図4. 5は $t_s = 16.7\text{ms}$, $C_1 = 0.1\text{eV}^{-1}$, $\phi_b = 0.25\text{eV}$, $F = 1$ としたときの $T_B = 300\text{K}$ におけるNETDの検出器面積依存性を示したもので、上記の検出器の性能があれば $180\mu\text{m}^2$ の検出器面積で実用上十分と考えられる $\text{NETD}=0.1\text{K}$ が達成出来ることが分かる。

4. 2. 3 実際の赤外線撮像

実際の赤外線撮像では、上に述べた理想的な場合に比べ性能を劣化させる要因がいくつか考えられる。性能劣化の要因としては入射赤外線の減少、不用電荷の増加、雑音の増加等がある。

入射赤外線は大気吸収やレンズ等光学系の吸収により減少する。こうした吸収は背景信号電荷数にも影響を与えられと考えられるが、吸収した物体からの放射や反射も考えられるので撮像性能を考える場合はコントラストの低下と考えてよい。

不用電荷は不用光の入射と暗電流により生じる。不用光の主要因はコールドシールドの設計によるものである。4. 2. 1に示したように赤外線イメージセンサは撮像システムを構成する常温物体の発生する赤外線も検出するため、イメージセンサが必要視野以外を見ないようにコールドシールドを使用する。コールドシールドは不用光を完全に遮断し、対象物からの光に対しては損失がないように設計されることが望ましいが、赤外線イメー

ジセンサの撮像面が数 mm^2 のサイズを持つため、撮像面全面での視野を確保しようとする
と不用光の入射を許すことになる。不用光に関してはコールドシールドの設計以外に鏡筒
内での反射等光学設計の不十分さによるものもある。もう一つの不用電荷の発生要因であ
る検出器の暗電流は素子の動作温度によって大きく変化するが、暗電流によって発生した
電荷も光電変換によって発生した電荷と区別がつかないので、イメージセンサの特性評価
では背景信号電荷が増大したことと等価に観測される。

上に示した不用電荷の増大はすべて検出器のショット雑音を増加させる。検出器のショッ
ト雑音は発生したすべての電荷数（本来の背景信号電荷数と不用電荷数の和）の平方根に
等しい。さらに、イメージセンサ内ではマルチプレクサの読みだし時に加算される信号電
荷数に依存しない読みだし雑音を考える必要がある。

現実の赤外線イメージセンサで観測されるのは不用信号を含んだ全電荷数 n_B' とその背
景温度依存性である。光学系の透過率を τ_0 、見かけのコントラストを γ とすると観測され
る微分温度感度は、

$$\left(\frac{dn_B}{dT}\right)' = \tau_0 \cdot \gamma \cdot n_B = \gamma' \cdot n_B' \quad (4.14)$$

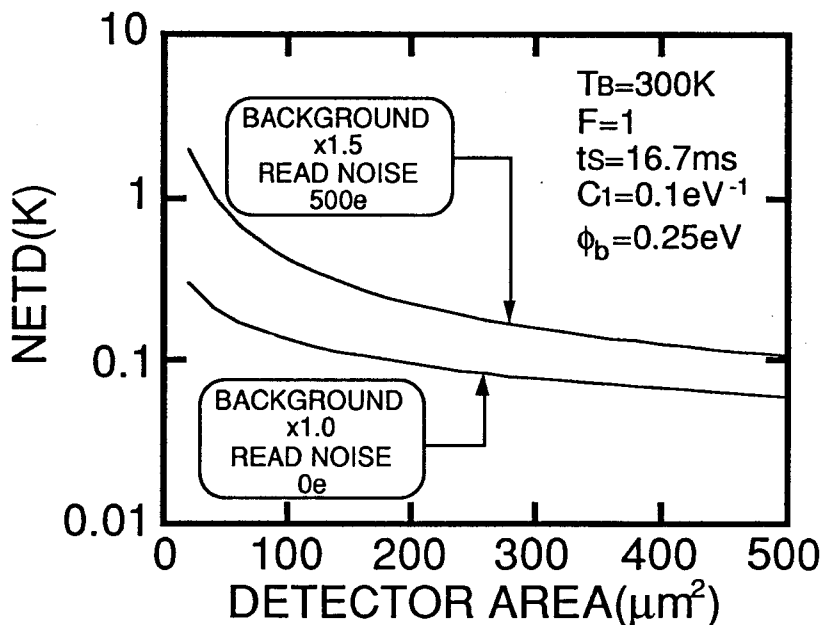


図 4. 6 不用電荷と読みだし雑音による効果を考慮したショットキバリア赤外線イメー
ジセンサの雑音等価温度差(NETD)の検出器面積依存性。蓄積時間は16.7ms、量
子効率係数は 0.1eV^{-1} 、バリア高は 0.25eV 、光学系のF値は1としており、背景信
号が理想状態の1.5倍で読みだし雑音が500電子になった場合と理想的な場合の比
較を示している。

と表すことができ、読みだし雑音を n_{NR} とすると、

$$NETD = \frac{\sqrt{n_B' + n_{NR}^2}}{\gamma \cdot n_B'} \quad (4.15)$$

となる。図4. 6は不用電荷を本来の信号電荷の0.5倍、読みだし雑音を500電子の場合と理想的な場合の300KにおけるNETDの比較を示す図である。ここでは、光学系の透過率は100%としており、他の条件は図4. 5の場合と同じである。理想からのずれは特に検出器面積が小さくなるほど顕著となってくることが分かる。

4. 3 インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの設計と試作

4. 3. 1 素子の仕様

4. 2に示したモデルの妥当性を確認し、ショットキバリア検出器を用いて実用レベルの性能が実現出来ることを確認するために、従来からイメージセンサの読みだし方式として用いられてきたインターライン転送CCD(IL-CCD)方式を用いたショットキバリア赤外線イメージセンサを設計・試作した⁹⁾。画素数は256x256画素で、蓄積時間1/60秒のノン・インターレース・モードで動作させた場合、テレビ・モニタの画面全体に画像を表示することが出来る。素子の作製には10:1の縮小露光装置を用いたため、最大露光面積（1素子の大きさ）は10mm角に制限される。従って、画素のサイズは素子の大きさが10mm角に収まる範

表4. 1 素子の仕様。

ARRAY SIZE	256x256
PIXEL SIZE	37x31 μ m ²
FILL FACTOR	25%
IMAGE AREA	9.472x7.936mm ²
CHIP SIZE	10x10mm ²
V-TRANSFER	4-PHASE CCD
H-TRANSFER	4-PHASE CCD
INTERLACE	NON-INTERLACE
I/O PIN	24
DESIGN RULE	2 μ m

駆動の埋め込みチャネルCCDを用いている。表4. 1に主要な素子の仕様を示す。

4. 3. 2 素子の構成と動作

図4. 7に試作した素子のブロック図を示す。画素はショットキバリア検出器、トランスファークゲート、垂直CCDの1段分となる。検出器列と垂直CCDは交互に配置され、各検出器と垂直CCDはトランスファークゲートによって結ばれている。この素子はノン・インターレース・モードで動作するので、トランスファークゲートはすべて単一の駆動クロック(ϕT)で駆動される。また、ノン・インターレース・モードで動作させるために、垂直CCDは1画素1段構成とする必要があり、段数は256段となっている。図中、 $\phi V1-4$ で示したのは、垂直CCDを駆動するための4相の駆動クロックである。

各垂直CCDは水平CCDの各段に接続しており、水平CCDにより転送されてきた信号電荷はフローティング・ディフュージョン・アンプを通して出力される。出力アンプのソースフォロワは高利得を維持したまま高速化するために2段とした。2段目のソースフォロワの負荷抵抗は、素子内での消費電力を低減するため素子外部に設置するようにした。 ϕR はフローティング・ディフュージョンをリセットするためのリセット・トランジスタ駆動用

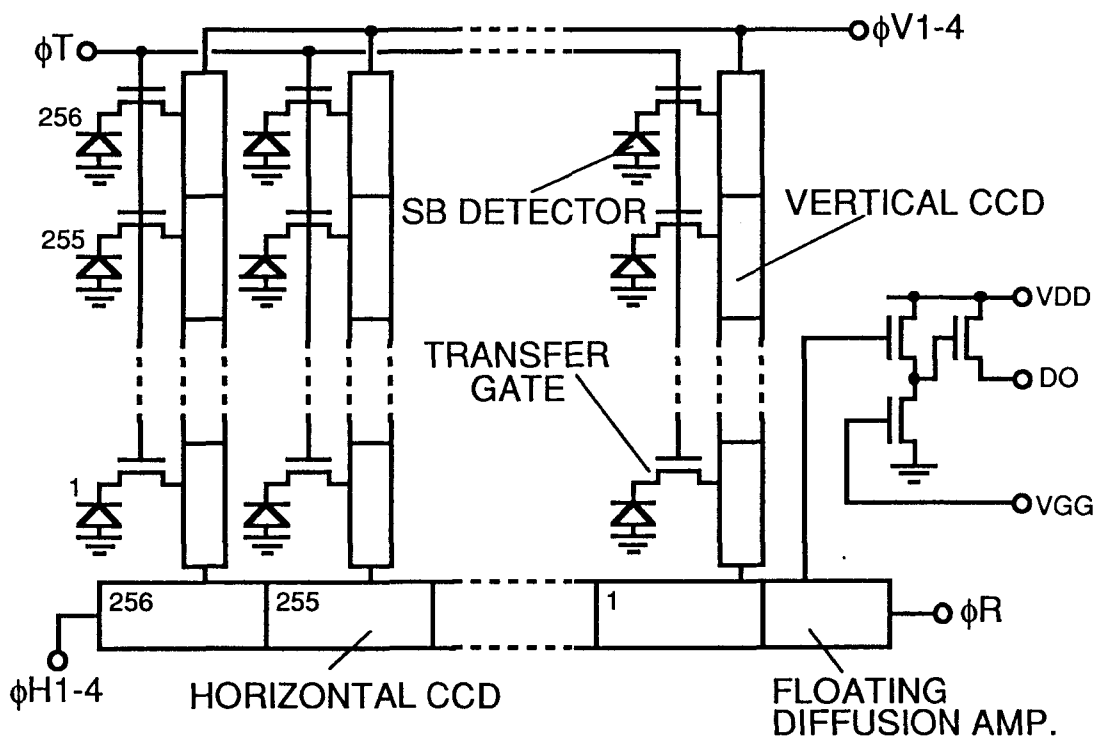


図4. 7 インターライン転送方式256x256画素CCDショットキバリア赤外線イメージセンサの構成。

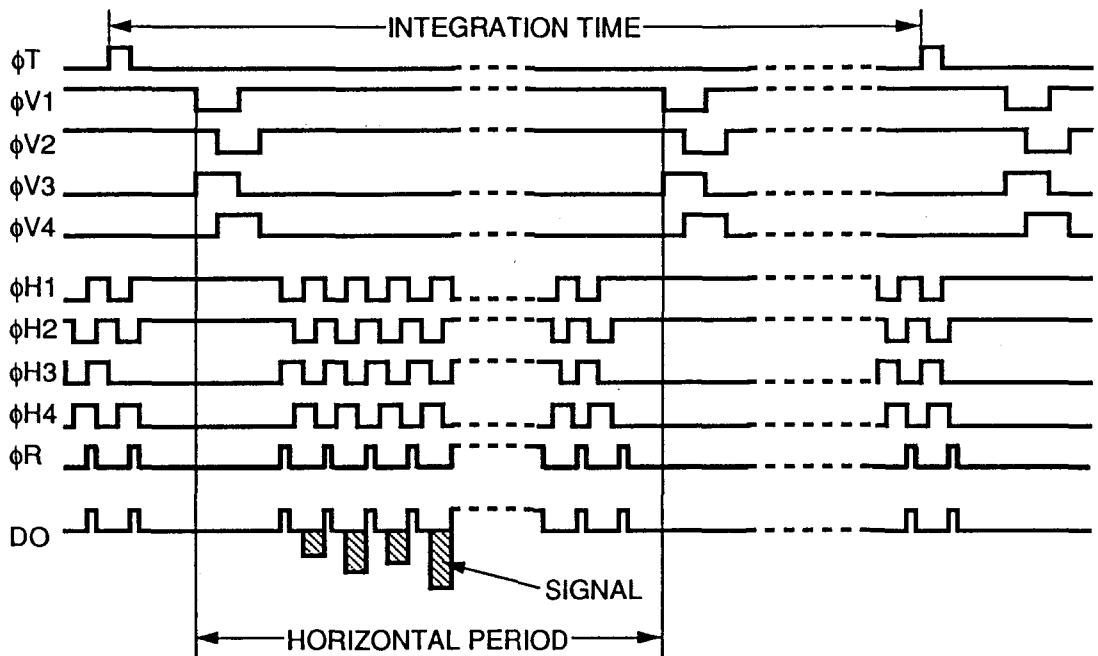


図4. 8 インターライン転送方式256x256画素CCDショットキバリア赤外線イメージセンサの駆動クロック・タイミング。

クロックで、 $\phi H1-4$ は水平CCDを駆動するための4相クロックである。水平及び垂直CCDは電気的特性評価のための信号電荷入力機構を持っている。

素子の駆動には上記10種類のクロック以外に出力アンプ部分に3種類のDC電源が必要である。図4. 8に駆動クロックのタイミング図を示す。トランスファークロックである ϕT の周期が蓄積時間を決める。 ϕT が“L”レベルとなっている期間は検出器はフローティングの状態であり信号を蓄積している。垂直CCDの第1相($\phi V1$)がトランスファークロックと接続しており、検出器から垂直CCDへの信号読みだし時には $\phi V1$ と $\phi V2$ が“H”レベルとなるように駆動される。同様に、垂直CCDは水平CCDの第1相($\phi H1$)に接続しており、垂直CCDから水平CCDへの信号電荷の転送は $\phi H1$ と $\phi H2$ が“H”の状態で行う。信号の読みだしは図4. 7の右下の画素から始まり左上の画素で終る。

図4. 9に試作した素子のチップ写真を、図4. 10にセラミック基板に実装した状態の素子の外観を示す。セラミック基板の直径は21mmで、ダイパッド部分には裏面入射をするために10x9mm²の窓を設けている。

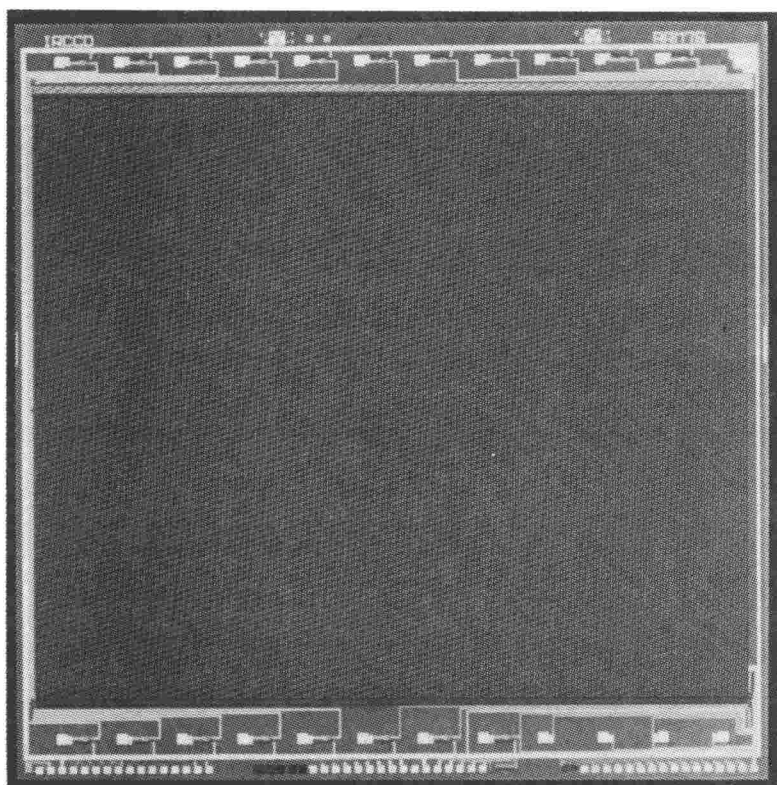


図 4. 9 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサのチップ写真。

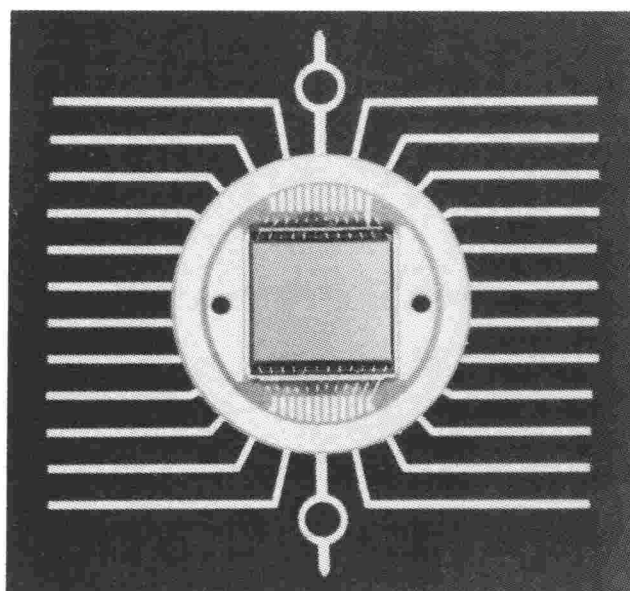


図 4. 10 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの実装状態。

4. 3. 3 画素の構成と動作

画素の断面構造を図4. 11に示す。用いた基板は比抵抗が $10\sim 50\Omega\text{cm}$ のp形(100)基板で、検出器にはPtSiショットキバリア検出器を採用した。第2章で示したように、検出器の量子効率に金属電極の膜厚を薄くすることにより改善出来るので、この素子では10nm以下の薄いPtSi膜を使用している。また、検出器構造としては層間絶縁膜としてシリコン酸化膜(SiO_2)を用いた光学的共振構造を採用し、光の入射面である裏面には反射防止膜として一酸化シリコン(SiO)膜を形成している。光学的共振構造と反射防止膜は波長 $4\mu\text{m}$ で最適となるように設計した。

素子の構造は3層ポリシリコン2層アルミ構造である。3層ポリシリコンのうち、第1層目はトランスファークゲートのゲート電極に用いている。トランスファークゲートは表面チャネルのMOSFETである。第2層、第3層目のポリシリコンはCCDのゲート電極に用いている。埋め込みチャネルのn形不純物領域はリンをイオン注入して形成した。また、1層目のアルミは電気配線に、2層目のアルミは光学的共振構造の反射膜に用いている。垂直CCDは各クロック線と基板及び他のクロック線間の静電容量が大きく、抵抗の高いポリシリコン配線のみでは与えられたクロックのパルス幅で垂直CCDを十分に駆動出来ないため、図4. 12の画素部の電子顕微鏡写真(第2層のアルミがない状態)に示すようにアルミ配

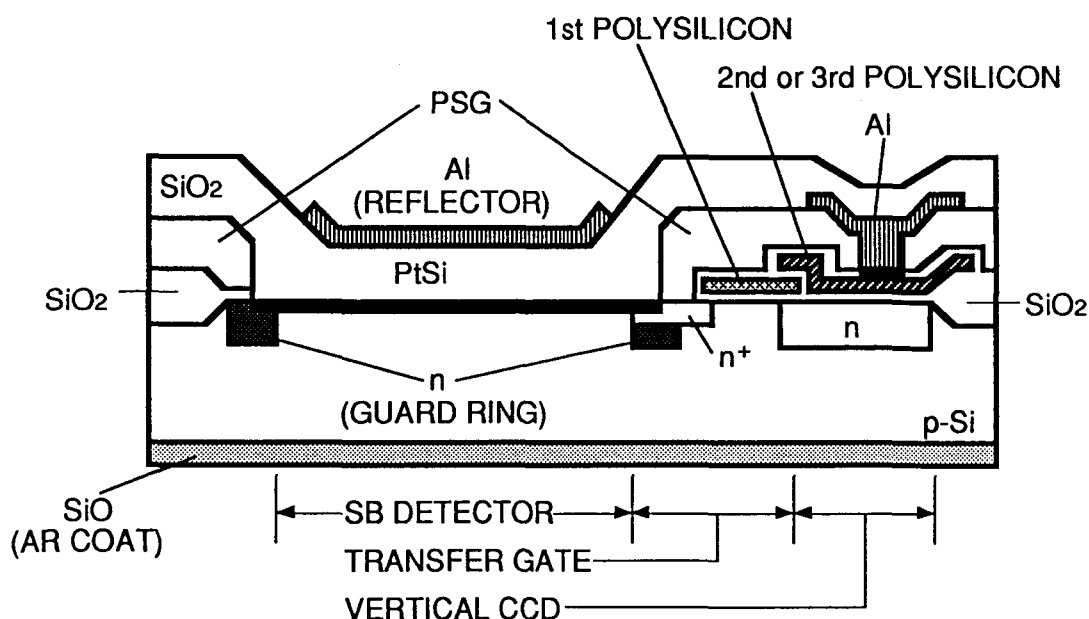


図4. 11 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの画素の断面構造。

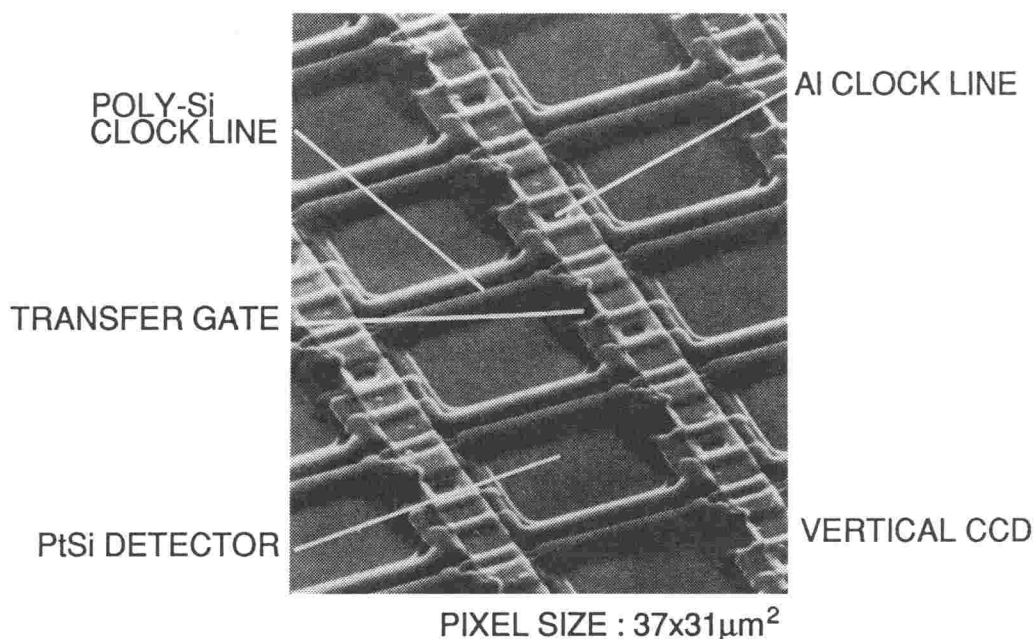


図4. 1 2 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの画素の走査電子顕微鏡写真。

4 垂直CCDで1組となっている。素子間分離には選択酸化(LOCOS)法を採用しており、検出器とトランスファークゲートの接続には高濃度 n 形不純物拡散層を用いている。37x31 μm^2 の画素サイズに対し検出器面積は286 μm^2 であり、開口率（画素面積に対する検出器面積の割合）は25%である。

4. 4 インターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサの評価

4. 4. 1 評価結果

素子の評価は16.7msの蓄積時間(60frames/s)で行った。この時の水平CCDの駆動周波数は5.118MHzで、垂直CCDの駆動クロックの周波数は15.735kHzである。トランスファークゲートの駆動クロック(ϕT)の"H"レベルが検出器のリセットレベルを決めるが、今回の評価ではこの"H"レベルを5Vとした。トランスファークゲートのしきい値電圧は77Kで1Vであるので、検出器のリセットレベルは4Vとなる。

図4. 1 3は素子の分光感度特性である。図で白丸が測定データで、実線は内部光電子放出を仮定した場合の理論特性にフィッティングした結果である。測定結果と理論特性はよく一致しており、このフィッティングの外挿から得られるバリア高は0.23eVである。従って、この素子の遮断波長は5.4 μm となる。

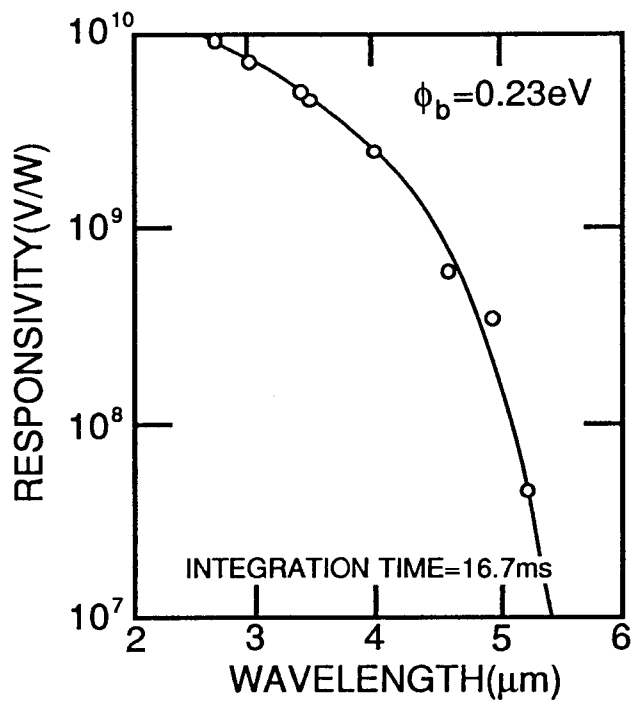


図 4. 1 3 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの分光感度特性。蓄積時間は16.7msで、実線はバリア高を0.23eVとしたときの理論特性を示している。

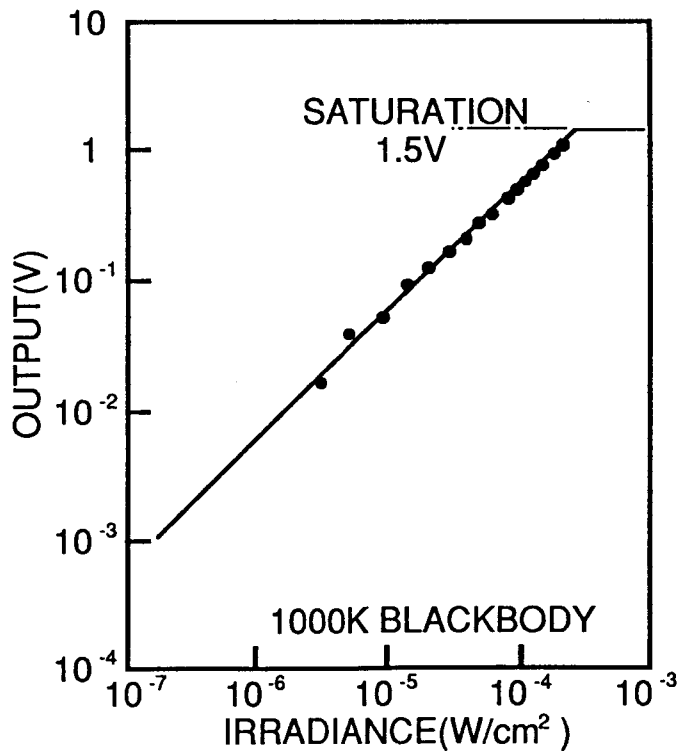


図 4. 1 4 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの伝達特性。光源は1000Kの黒体炉である。飽和レベルは1.5Vで、この値は垂直CCDの電荷転送能力で決まっている。

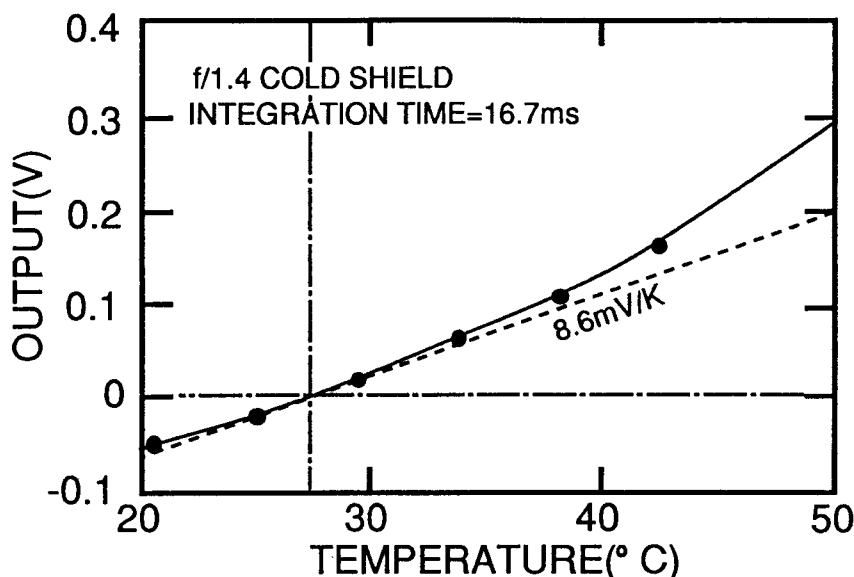


図4. 15 f/1.4のコールドシールドを用いた場合の256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの温度感度特性。蓄積時間は16.7msで、300Kにおける微分温度感度は8.6mV/Kである。

て、この素子の遮断波長は $5.4\mu\text{m}$ となる。

1000Kの黒体炉を光源にした場合の伝達特性を図4. 14に示す。入射光量は黒体炉の開口と黒体炉と素子との距離を調整することで変化させた。飽和レベルは1.5Vで、この値は垂直CCDの電荷転送能力で決まっている。図で明かなように、伝達特性は飽和付近まで非常によい直線性を示す。f/1.4のコールドシールドを用いて300Kの背景を見たときの出力は350mVである。また、77Kにおける暗電流は19mVである。背景出力のバラツキは暗電流のバラツキを含めて1~2%である。

図4. 15はf/1.4のコールドシールドを用いた場合の温度感度特性である。この測定ではコールドシールドで決まる視野範囲全体の温度を面黒体炉で変化させている。縦軸は300Kの時の出力に対する変化量で表示しており、300Kにおける微分温度感度は8.6mV/Kである。

4. 4. 2 撮像モデルと評価結果の比較

4. 2で示した撮像モデルと4. 4. 1に示した評価結果の比較を行うためには、素子上に搭載したアンプ部分での電荷-電圧変換利得 G_F を知る必要がある。今回評価した素子の電荷-電圧変換利得を求めるためにフローティング・ディフュージョン・アンプのリセット電流 I_R と出力電圧 V_O の関係を測定した。測定結果を図4. 16に示す。CCDの駆動周波数を f_c 、電子の電荷を e とすると G_F は、

$$G_F = \frac{e \cdot V_O \cdot f_c}{I_R} \quad (4.16)$$

となる。上式を図4.16に適用すると電荷－電圧変換利得として $2.3\mu\text{V}/\text{electron}$ が得られる。イメージセンサ出力としての分光感度Rは、

$$R = \frac{G_F \cdot t_s \cdot C_1}{q} \left(1 - \frac{\phi_b \cdot \lambda}{1.24}\right)^2 \quad (4.17)$$

となるので、図4.13の結果に上式を適用して、 $C_1 = 0.15\text{eV}^{-1}$ が得られる。式(4.11)に $\phi_b = 0.23\text{eV}$ 、 $C_1 = 0.15\text{eV}^{-1}$ を代入し、 $f/1.4$ の場合の背景信号電荷量を求めると、 1.3×10^5 electronsとなる。測定結果を電荷－電圧変換利得を用いて換算すると、300Kに対する出力は 1.5×10^5 electronsで、このうち暗電流による 8.3×10^3 electronsを差し引いて300K背景に対する出力は 1.4×10^5 electronsとなりモデルによる予測値とよく一致している。

$\phi_b = 0.23\text{eV}$ のときのコントラスト γ は式(4.12)より0.04で、温度感度は5200 electrons/

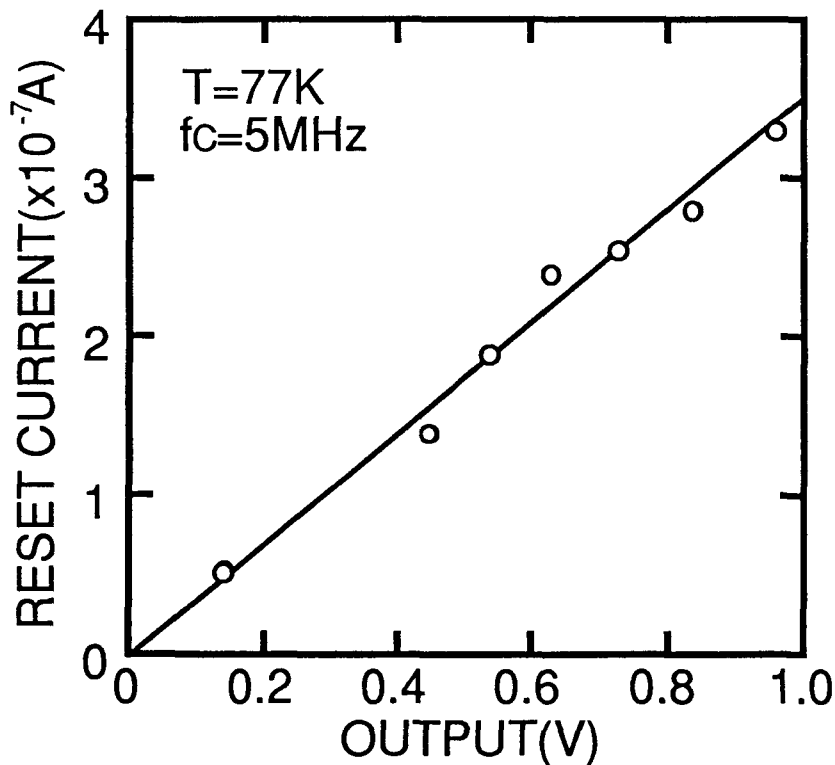


図4.16 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサのフローティング・ディフュージョン・アンプ(FDA)の電荷－電圧変換特性。縦軸はFDAのリセット電流、横軸は出力電圧で、直線の傾きから電荷－電圧変換利得として $2.3\mu\text{V}/\text{electron}$ が得られる。

れも測定結果の3700electrons/Kとほぼ一致する。

図4. 17は試作した素子の雑音特性である。信号電荷量が少ない領域では雑音は信号電荷量依存性が小さくなり一定値 $310\mu\text{V}$ (140electrons)に近づく。この値が素子の読みだし雑音である。図に見られるように、素子出力が 200mV ($9 \times 10^4 \text{electrons}$)以上では雑音はショット雑音リミットの特性を示すようになる。 $f/1.4$ のコールドシールドを用いて300Kの背景を撮像した時の雑音は410electronsでショット雑音リミットの領域に入っている。

上に示した温度感度、雑音の測定結果より $f/1.4$ のコールドシールドを用いた場合の背景300Kにおける雑音等価温度差NETDは0.11Kとなり、実用上十分な性能であることが確認できた。

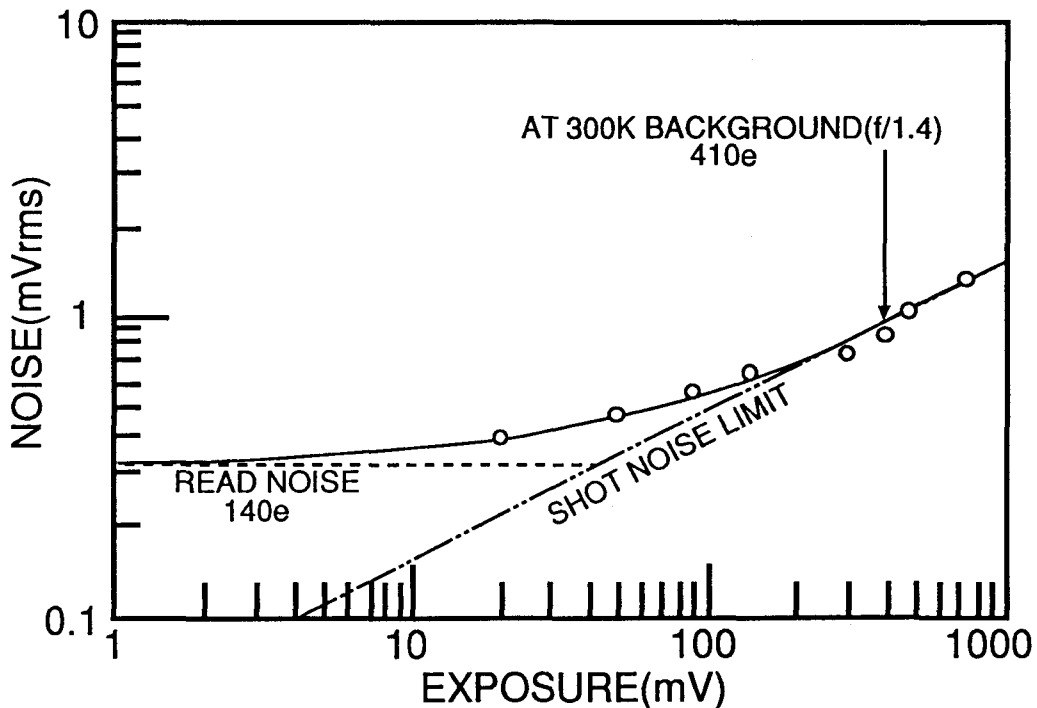


図4. 17 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサの雑音特性。横軸は出力信号電圧である。読みだし雑音は $310\mu\text{V}$ (140electrons)で 200mV ($9 \times 10^4 \text{electrons}$)以上の信号領域ではショット雑音リミットの特性が得られている。 $f/1.4$ のコールドシールドを用いて300Kの背景をみたときの雑音は $940\mu\text{V}$ (410electrons)で、この時の雑音等価温度差は0.11Kである。

256x256画素PtSiショットキバリア赤外線イメージセンサを用いてプロトタイプ赤外線カメラを試作して撮像特性を評価した。図4. 18に試作したプロトタイプ・カメラの外観を示す。このカメラでは素子を小型のガラス・デュアに搭載し、ヘリウムを用いたスターリング・サイクル冷凍器で冷却している。使用したレンズはf/1.4で口径140mmのシリコン／ゲルマニウム組合せレンズである。

このカメラでは8ビットの精度でオフセット補正を行っている。オフセット補正後の撮像例を図4. 19に示す。図で(a)、(b)は可視光の影響のない夜間の撮像で、(a)では胸に残った手の熱による残像が確認できる。(c)、(d)は太陽光の影響のある昼間の撮像の例で、短波長の光をカットしていないため通常の可視撮像に近い画像が得られている。

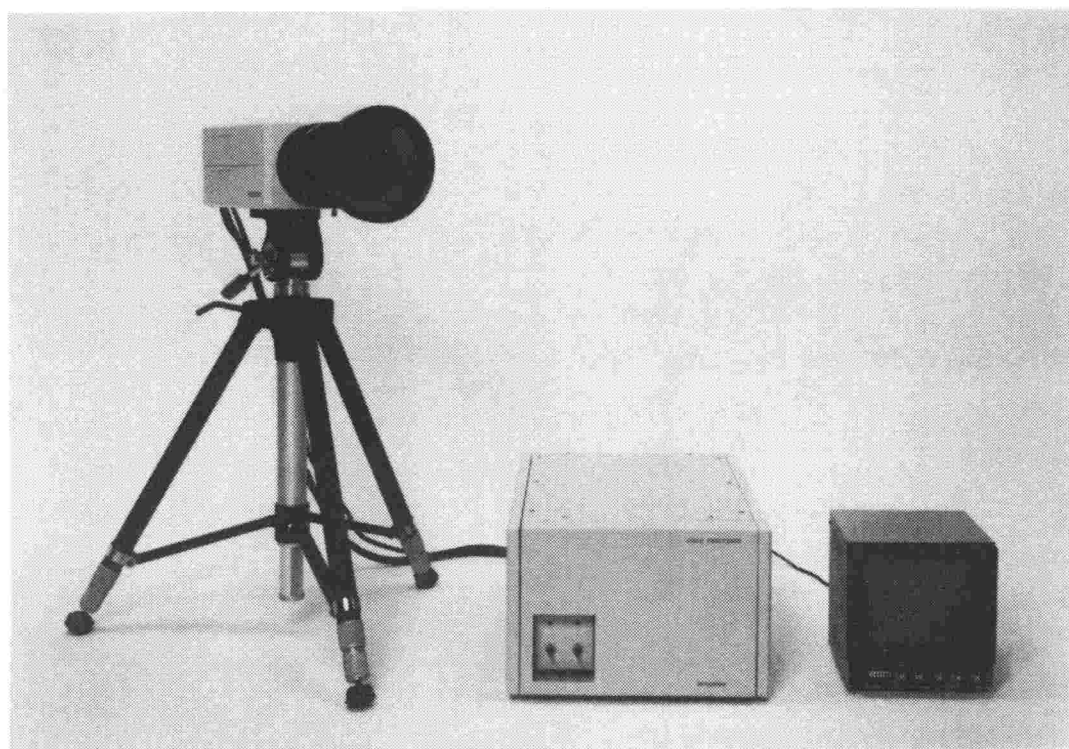
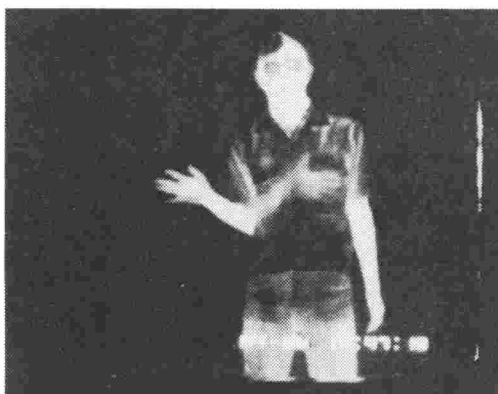
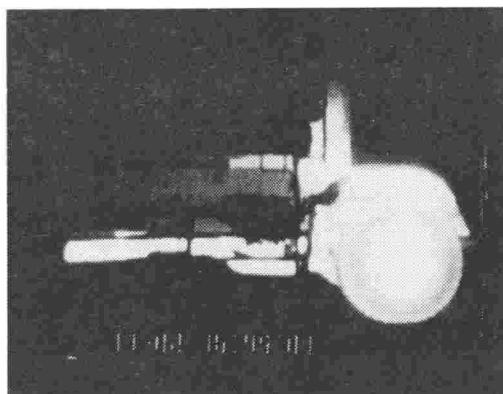


図4. 18 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサを用いたプロトタイプ赤外線カメラの外観。



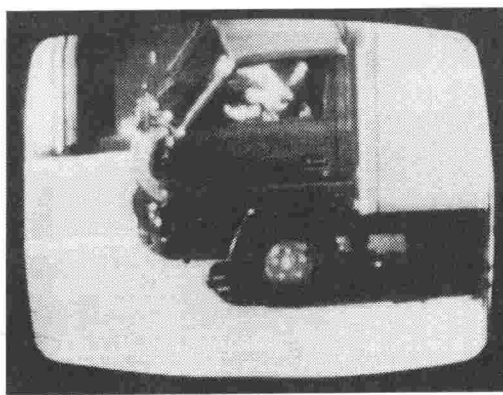
(a)



(b)



(c)



(d)

図4. 19 256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサを用いた赤外線カメラによる撮像例。(a)(b)は可視・近赤外光の影響のない夜間の像で、(c)(d)は太陽光の影響がある昼間の像である。

4. 5 結 言

赤外線イメージセンサを用いた赤外線撮像をモデル化し、性能指標として雑音等価温度差を導出した。この結果をショットキバリア検出器を用いた場合に適用し、ショットキバリア赤外線イメージセンサで実現可能な性能を予測した。

白金シリサイド・ショットキバリア赤外線検出器を用いて実用レベルの性能が得られることを実証するために、2 μm の3層ポリシリコン2層アルミLSIプロセス技術を用いて256x256画素のインターライン転送方式CCD赤外線イメージセンサを試作し評価した。試作した素子の画素サイズは $37 \times 31 \mu\text{m}^2$ で、開口率は25%である。素子はNTSC標準テレビのフィールド時間に相当する16.7msの蓄積時間で動作し、f/1.4のコールドシールドを用いた場合

の300Kにおける微分温度感度として8.6 mV/K(3700 electrons/K)が得られた。雑音はショット雑音リミットとなっており、この時の雑音等価温度差は0.11 Kである。試作した素子の特性は撮像モデルから計算した予測値とよく一致しており、ショットキバリア赤外線イメージセンサで理論通りの性能が実現できることが判った。

参考文献

- 1) F.D.Shepherd and A.C.Yang : IEDM Tech. Digest, 1973, p.310.
- 2) E.S.Kohn, S.A.Roosild, F.D.Shepherd and A.C.Yang : 1975 CCD Application Int. Conf., San Diego, 1975, p.59.
- 3) B.Capone, L.Skolnik, R.Taylor, F.Shepherd, S.Roosild, W.Ewing, W.Kosonocky and E.Kohn : Proc. SPIE, 156 (1978) 120.
- 4) R.Taylor, L.Skolnik, B.Capone, W.Ewing, F.D.Shepherd, S.Roosild, B.Cochrun, M.Cantella, J.Klein and W.Kosonocky : Proc. SPIE, 217 (1980) 103.
- 5) M.Kimata, M.Denda, T.Fukumoto, N.Tsubouchi, S.Uematsu, H.Shibata, T.Higuchi, T.Saheki, R.Tunoda and T.Kanno : Jpn. J. Appl. Phys., 21, Suppl.21-1 (1982) 231.
- 6) W.F.Kosonocky, H.Elabd, H.G.Erhardt, E.V.Shallcross, T.Villani, G.Meray, M.J.Cantella, J.Klein and N.Roberts : IEDM Tech. Digest, 1981, p.702.
- 7) F.D.Shepherd, A.C.Yang, S.A.Roosild, J.H.Bloom, B.R.Capone, C.E.Luddington and R.W.Taylor : Adv. Electronics and Electron Phys., 40B (1976) 981.
- 8) M.Kimata, M.Denda, N.Yutani, S.Iwade, N.Tsubouchi, M.Daido, H.Furukawa, R.Tunoda and T.Kanno : Opt. Eng., 26 (1987) 209.

第5章 電荷掃きよせ型デバイス(CSD)の開発と その赤外線イメージセンサへの適用

5.1 緒言

第4章に示したように、ショットキバリア赤外線イメージセンサは可視光用イメージセンサに用いられるインターライン転送CCD(IL-CCD)方式を用いて構成することができる。IL-CCD方式は構成が簡単で低雑音という特長があり、固体イメージセンサを構成する方式としては非常に優れたものである。第4章ではIL-CCD方式を用いて実用レベルの性能をもった256x256画素ショットキバリア赤外線イメージセンサが実現できることを示した。

イメージセンサの技術進歩はしばしば画素数の増大で議論されるが、現在のTVモニタを表示装置に用いる場合は、表示装置の性能を十分活用するには画素数として500x500画素程度が必要と考えられる。素子製造面と光学系設計面から考えて画面サイズの大きさを必要以上に大きくすることは好ましくないので、画素数の増大には画素サイズの縮小が不可欠となる。従来のIL-CCD方式では、画素を設計する際、最大取扱電荷量の観点から検出器面積と垂直CCDの面積のバランスをとる必要がある。そのため、画素に占める検出器面積の割合（開口率）は一定の制約を受けることになり、画素サイズの縮小にともない1画素から得られる信号量が減少しS/Nが劣化する。S/Nの改善には検出器の量子効率の改善が効果的であることは言うまでもないが、同時に開口率を改善し画素面積を有効に活用することが重要な課題となる。

開口率改善のために、これまでMOS方式^{1,2)}やレジスティブ・ゲート方式³⁾のイメージセンサをはじめフレーム蓄積インターレース読みだし^{4,5,6)}、ハイブリッド方式^{7,8)}のイメージセンサが検討されている。こうした方式を用いて従来のIL-CCD方式に比べ開口率の大きい赤外線イメージセンサが開発されているが、いずれの方式も実用面で問題があり、性能面だけでなく製造面、信頼性面でも実用レベルの赤外線イメージセンサの開発が強く望まれている。

本章では、従来のIL-CCD方式を用いたショットキバリア赤外線イメージセンサの限界を開口率という観点から検討すると共に、開口率改善に効果的な新しい信号読みだし素子として電荷掃きよせ型デバイス（Charge Sweep Device；略してCSD）を提案する。また、垂直信号読みだしにこのデバイスを用いた512x512画素ショットキバリア赤外線イメージセン

サを設計・製作し、この素子の性能の評価結果によりその有用性を示す。さらに、この赤外線イメージセンサを用いた赤外線カメラを試作し検討を行った応用面での実験結果についても述べる。

5. 2 インターライン転送CCD方式における画素設計と問題点

256x256画素赤外線イメージセンサで採用したIL-CCD方式の画素の設計においては、検出器の電荷蓄積能力と垂直CCD(VCCD)の電荷転送能力のバランスを考慮する必要がある、これが開口率に制限を与える。ここでは、従来のIL-CCD方式における画素の設計を検出器とVCCDの最大取扱電荷量のバランスという観点から考え、この方式の問題点を明らかにする。

図5. 1にIL-CCD方式のショットキバリア赤外線イメージセンサのモデル化した画素を示す。この図ではトランスファークゲートやVCCDのゲート電極の構造は簡単のために省略している。ここで画素のサイズを水平方向 X_P 、垂直方向 Y_P とし、素子分離幅を W_I 、ガードリング幅を W_G 、VCCDのチャンネル幅を W_C とすると、検出器の有効部分のサイズ X_D 、 Y_D は、

$$X_D = X_P - 2W_G - 2W_I - W_C \quad (5. 1)$$

$$Y_D = Y_P - 2W_G - W_I \quad (5. 2)$$

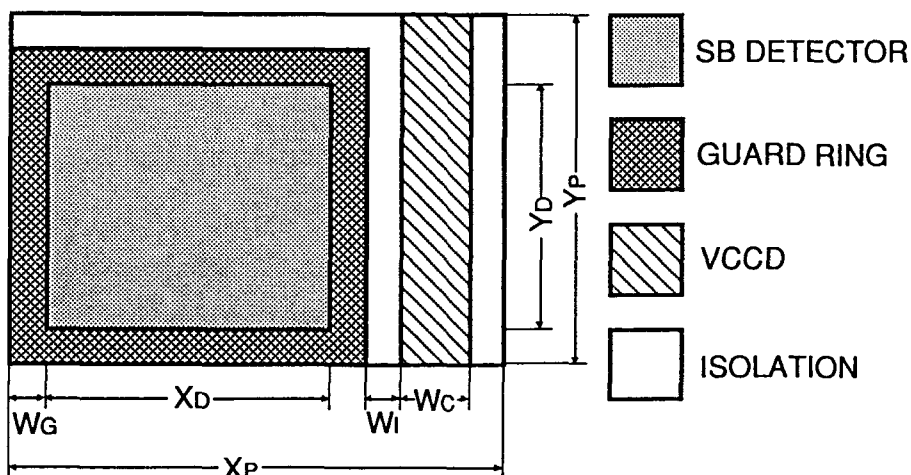


図5. 1 インターライン転送CCD方式を用いたショットキバリア赤外線イメージセンサの画素設計モデル。簡単のためにトランスファークゲートの構造やクロック配線は省略している。

となる。従って検出器の有効面積 S_D は、

$$S_D = (X_P - 2W_G - 2W_I - W_C)(Y_P - 2W_G - W_I) \quad (5.3)$$

であり、開口率 FF は、

$$FF = \frac{S_D}{X_P \cdot Y_P} = \frac{(X_P - 2W_G - 2W_I - W_C)(Y_P - 2W_G - W_I)}{X_P \cdot Y_P} \quad (5.4)$$

となる。

検出器では信号はショットキ接合とガードリングのPN接合の接合容量に蓄積される。簡単のためにガードリングと素子間分離用の高濃度 p 層との接合容量と検出器周辺との浮遊容量を無視し、ガードリングの不純物濃度が十分高いとすると、検出器に蓄積できる信号電荷量はショットキ接合とガードリングの面積の和 (S_{DST}) に比例すると考えてよい。図 5.1 から S_{DST} は、

$$S_{DST} = (X_P - 2W_I - W_C)(Y_P - W_I) \quad (5.5)$$

となる。CCDで蓄積できる電荷量は狭チャネル効果を無視すればCCDの1段分の蓄積ゲートの面積に比例する。開口率が最も小さくなるノン・インターレース方式では、VCCDは1画素で1段となる。蓄積部としては1段の1/2を割り当てるのが妥当と考えられるので、VCCDの1段分の蓄積部の面積 S_{CST} は、

$$S_{CST} = Y_P \cdot W_C / 2 \quad (5.6)$$

となる。単位面積当たりの最大取扱電荷量を検出器側 q_D 、VCCD側 q_C とすると、検出器とVCCDに蓄積できる最大取扱電荷量 Q_D と Q_C はそれぞれ、

$$Q_D = q_D \cdot S_{DST} = q_D (X_P - 2W_I - W_C)(Y_P - W_I) \quad (5.7)$$

$$Q_C = q_C \cdot S_{CST} = q_C \cdot Y_P \cdot W_C / 2 \quad (5.8)$$

で与えられる。

Q_D と Q_C を VCCD のチャンネル幅に対してプロットすると図 5. 2 に示すようになる。図において $Q_D = Q_C$ となるチャンネル幅より狭いチャンネル幅の VCCD を用いた場合、VCCD の最大取扱電荷量は検出器より小さいので、イメージセンサとしての飽和電荷量は VCCD の性能で決まる。VCCD のチャンネル幅をこの範囲に設定すると、検出器が VCCD の飽和電荷量を超えて電荷を蓄積した場合、CCD のオーバーフローによるブルーミング（高輝度入力箇所上下に信号電荷が漏れ出す現象）が生じる。一方、 $Q_D = Q_C$ となるチャンネル幅より広い VCCD を用いた場合、検出器側の方が最大取扱電荷量が小さくなるので、イメージセンサの飽和電荷量は検出器の能力で決まる。実現可能な最大取扱電荷量は図 5. 2 の塗りつぶした部分となる。実際には、ブルーミングの起きない範囲で設計すべきであるが、VCCD のチャンネル幅を大きくすると開口率が低下し十分な感度が得られなくなる。最もバランスのとれたイメージセンサは VCCD のチャンネル幅を $Q_D = Q_C$ となるように設計したもので、この場合イメージセンサとしての飽和電荷量は最大となる。

今、1 インチ・フォーマットで 500x500 画素程度のイメージセンサを設計することを考える。VCCD の最大転送電荷密度 $q_c = 6500 \text{ electrons}/\mu\text{m}^2$ 、検出器の最大蓄積電荷密度 $q_D = 3500 \text{ electrons}/\mu\text{m}^2$ 、画素サイズを $26 (X_p) \times 20 (Y_p) \mu\text{m}^2$ とし、 $2\mu\text{m}$ 設計基準（素子間

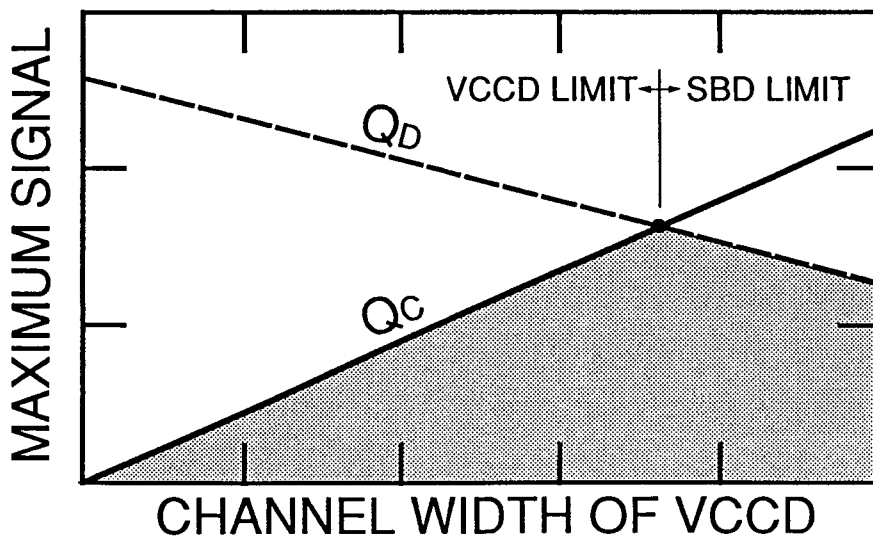


図 5. 2 インターライン転送 CCD 方式のイメージセンサにおける最大取扱電荷量のバランス設計。 Q_C は垂直 CCD で転送可能な最大電荷量、 Q_D は検出器で蓄積可能な最大電荷量で、イメージセンサとして実現可能な性能は Q_C と Q_D の小さいほうで決る。VCCD LIMIT で示した領域では性能は Q_C で、SBD LIMIT で示した領域では性能は Q_D で決る。2 つの領域の境界でイメージセンサの取扱電荷量は最大になる。

分離幅 W_I 、ガードリング幅 W_G ともに $2\mu\text{m}$) で画素を設計すると $Q_D = Q_C$ の条件を満たすためには VCCD のチャネル幅 W_C は $10.8\mu\text{m}$ にする必要がある。この場合、検出器面積は $100.8\mu\text{m}^2$ で開口率は 19% となる。開口率改善の方法として提案されているフレーム蓄積 2:1 インターレース読みだしの場合は、同一画素サイズ、同一設計基準で最適設計された場合の VCCD のチャネル幅は $7.2\mu\text{m}$ で、開口率は 29% となる。フィールド蓄積方式の場合は、2 画素分の信号を VCCD 1 段分で転送しなくてはならないので、開口率はノン・インターレースの場合と同じになる。これまで述べた検討では VCCD の狭チャネル効果や検出器の周辺の浮遊容量を無視しているが、現実にはこうしたものによる VCCD と検出器の容量の変化はかなり大きく、検討結果より厳しい方向に働くと考えられる。

以上述べたように、IL-CCD 方式では最大取扱電荷量のバランスから決まる VCCD のチャネル幅の下限が存在し、これが開口率に制限を与えている。高解像度化にともない画素が微細化していった場合、加工技術がある程度進歩しても、それだけで検出器サイズの縮小にともなった性能の劣化分を補うことができないと考えられ、標準テレビ解像度をもったショットキバリア赤外線イメージセンサの実現には、大きな最大取扱電荷量を確保したまま開口率を増大できる新たな読みだし方式の開発が不可欠であると考えられる。

5. 3 電荷掃きよせ型デバイスの提案と開口率改善の検討

開口率を高める方法として一般的に知られているものに MOS スイッチを用いて読みだす MOS 方式がある。この方式では、画素は小さな MOS スイッチと 2 本の微細な配線のみで構成でき、IL-CCD 方式に比べ 2 倍以上の開口率が得られる¹²⁾。しかし、この方式では大きな信号線容量を MOS スイッチでリセットする時に発生する MOS トランジスタのオン抵抗に起因した熱雑音が問題になる。現状のショットキバリア赤外線イメージセンサが動作する 10^6 電子以下の信号量の領域では、MOS 方式の性能は検出器のショット雑音で決まらず読みだし雑音が支配的となるので、ショット雑音リミットで動作する IL-CCD 方式に比べ不利となる。

CCD を利用したもので開口率を高める方法として、ライン・アドレス方式 (検出器から垂直電荷転送素子への信号電荷の転送を水平 1 ライン毎に行う方式) のレジスティブ・ゲート型イメージセンサが提案されているが¹³⁾、この方式では転送するためのチャネル内の電界が非常に弱くなるため、転送時間や転送効率に問題があり、特に大きな規模のアレイには不向きと考えられる。

開口率を飛躍的に高める方式として、化合物半導体を用いた赤外線イメージセンサでよく用いられるハイブリッド方式がショットキバリア赤外線イメージセンサでも検討されている。現在までに、400x244画素のハイブリッド方式ショットキバリア赤外線イメージセンサが開発されている⁸⁾。この素子では、ガードリング・レスの検出器構造⁹⁾を用いて開口率84%を実現している。しかし、ハイブリッド方式は信頼性面・製造面で問題があり一般的な応用に用いることは困難と考えられる。

ここでは、上に述べた従来技術の欠点を改善し高性能の赤外線イメージセンサを実現するための信号読みだし素子として電荷掃きよせ型デバイス（Charge Sweep Device；CSD）¹⁰⁾を提案し、これを用いた高解像度赤外線イメージセンサの性能改善の可能性を検討する。

図5．3にIL-CCD方式とCSDを垂直転送に用いた方式のイメージセンサの垂直電荷転送の模式的な比較を示す。図中、四角で示した部分は光検出器を、○（または●）で示した部分は検出器から垂直電荷転送素子への信号電荷の転送を制御するトランスファーゲートを示している。

IL-CCD方式では、図に示したように一定の蓄積時間経過後すべてのトランスファーゲートが同時にONされ、検出器に蓄積されていた信号電荷はVCCDに読みだされる。図ではVCCDは小さなバケツのように示してある。VCCDでは小さなポテンシャル井戸に電荷を蓄えながら順次信号転送を行なってゆくが、そのとき個々の信号がお互いに混ざりあわないようにしなければならない。もし検出器に蓄積している信号電荷が垂直CCDの1つのポテ

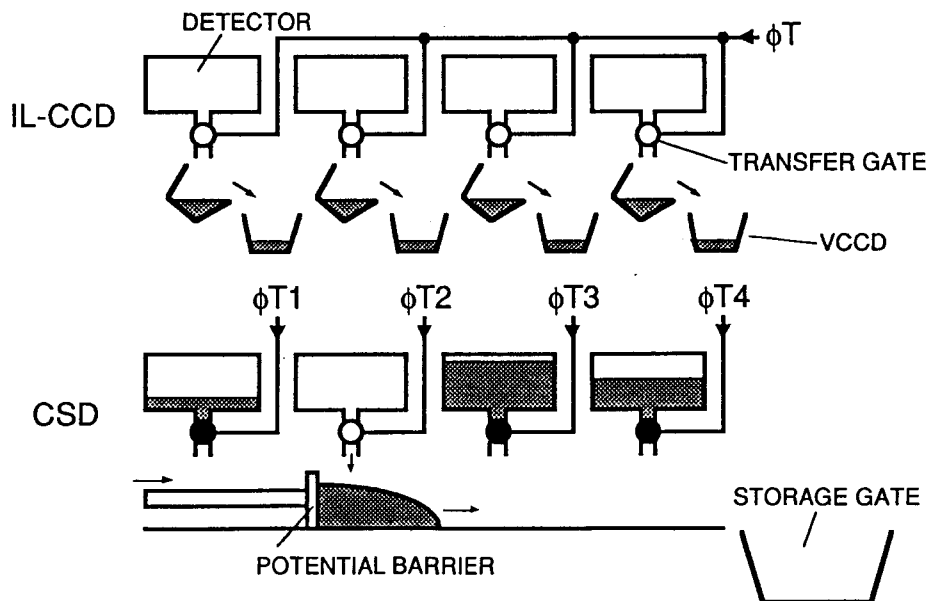


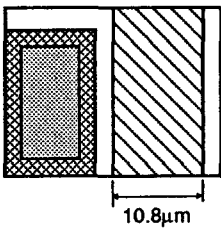
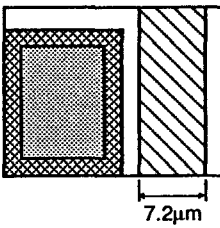
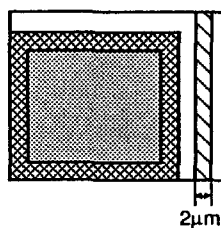
図5．3 インターライン転送CCD(IL-CCD)方式と電荷掃きよせ(CSD)方式の垂直電荷転送の比較。

ンシヤル井戸に蓄えきれないと、信号電荷は隣のポテンシヤル井戸に溢れ出し、これが5. 2に述べたブルーミング現象となる。

一方、ここで提案するCSD方式は、IL-CCD方式とは異なりトランスファークロークはそれぞれ独立のクロック($\phi T1 \sim \phi T4$)で制御され、ライン・アドレス方式のイメージセンサとして動作する。1水平期間内にただ1つのトランスファークロークのみが選択され、垂直電荷転送素子（この垂直電荷転送素子を以下に述べる動作の特徴からCSDと名付ける）にはただ1つの画素の信号電荷のみが読みだされる。図では左から2番目のトランスファークロークのみがONとなっており、このトランスファークロークに接続した検出器の信号電荷がCSD内に読みだされた状態を示している。CSDにおける電荷転送は掃きよせ動作によって行なわれる。この掃きよせ動作とは、図に示したようにポテンシヤルの障壁を転送方向に移動させてゆくことで、この動作により信号電荷は画素アレイ外部に設けられた容量の大きな蓄積ゲートに転送されてゆく。この掃きよせ動作は1水平期間に1回行なわれる。蓄積ゲートに集められた信号電荷は水平帰線期間内に水平CCDに転送され、順次読みだされる。この間選択されなかった検出器は信号蓄積を続けており、CSD内での信号電荷の混合の恐れは全くない。

以上述べたように、CSD方式では1垂直電荷転送素子全体を1つの大きなポテンシヤル井戸とし、その中に単一の検出器からの信号電荷のみが読みだされるように動作させるの

表5. 1 インターライン転送CCD(IL-CCD)方式と電荷掃きよせ(CSD)方式の画素設計比較。FIELD INT.とFRAME INT.はそれぞれフィールド蓄積とフレーム蓄積による読みだしを行った場合を示す。感度と飽和は相対値で表示している。

ARCHITECTURE	IL-CCD		CSD
	FIELD INT.	FRAME INT.	
LAYOUT	 10.8 μ m	 7.2 μ m	 2 μ m
FILL FACTOR	19%	29%	43%
RESPONSIVITY	1	1.5	2.3
SATURATION	1	1.3	1.8

で、チャンネル幅の狭い垂直電荷転送素子を用いても非常に大きな信号を転送できる。従って、CSD方式を用いた場合、垂直電荷転送素子のチャンネル幅を微細加工技術で決まる限界のサイズまで小さくすることができる。5. 2で検討したものと同一画素サイズのイメージセンサを同様の設計基準で設計した場合、チャンネル幅は最小設計基準の $2\mu\text{m}$ とすることができ、開口率は43%となる。これにともなう、感度はIL-CCD方式に比べフィールド蓄積の場合は2.3倍、フレーム蓄積2:1インターレースの場合は1.5倍改善される。表5. 1に、上に述べた条件下で設計したIL-CCD方式とCSD方式の画素比較を示す。

以上述べたように、ここで提案したCSD方式を用いると、TV解像度を持った赤外線イメージセンサを設計したとき、従来のIL-CCD方式に比べ1.5～2.3倍の感度改善が期待でき、高解像度赤外線イメージセンサの性能改善に有効である。

5. 4 電荷掃きよせ型デバイスの構造と動作

5. 4. 1 電荷掃きよせ型デバイスの基本構成と動作

CSDは通常のCCDと同様にゲート電極のアレイで構成することができる。図5. 4はCSDの構成とその動作を示した図である。この図はCSD方式のイメージセンサの垂直方向の断面構造と、この部分のチャンネル・ポテンシャルを示す図である。図中CSDで示した範囲の8つのゲート電極はCSDを構成するゲート電極で、 $\phi 1 \sim \phi 8$ はCSDの電荷転送に必要な転送クロックである。CSDと水平CCDの間には2つのゲートが必要となる。1つは蓄積ゲート(STORAGE GATE; ϕST)で、これは5. 3で述べたように掃きよせ動作によって転送されてきた信号電荷を一時的に蓄積する大きな容量をもったゲートである。もう1つのゲートは蓄積制御ゲート(STORAGE CONTROL GATE; ϕSC)で、このゲートは蓄積ゲートから水平CCD(ϕH)への信号の転送を制御するゲートである。

図5. 4の(a)-(f)は、図5. 5のクロック・タイミング図の $t1 \sim t6$ に対応するタイミングのチャンネル・ポテンシャルを示している。タイミング $t1$ では $\phi 1 \sim \phi 8$ はすべて"H"レベルで図5. 4(a)に示すようにCSDゲートの下には大きなポテンシャル井戸が形成されている。この状態で、この列の画素のうちの1つのトランスファーゲートをONすることによって、このトランスファーゲートにつながった検出器に蓄積された信号電荷をCSD内に読み出す。図5. 4(b)-(e)はCSDにおける電荷転送の様子を示している。この動作は、タイミング $t2 \sim t5$ に示すように、CSDゲート電極に印加するクロックを順次"H"レベルから"L"レベルへ変化させることによって行われる。このクロックの変化にともなうCSDチャンネル内のポテン

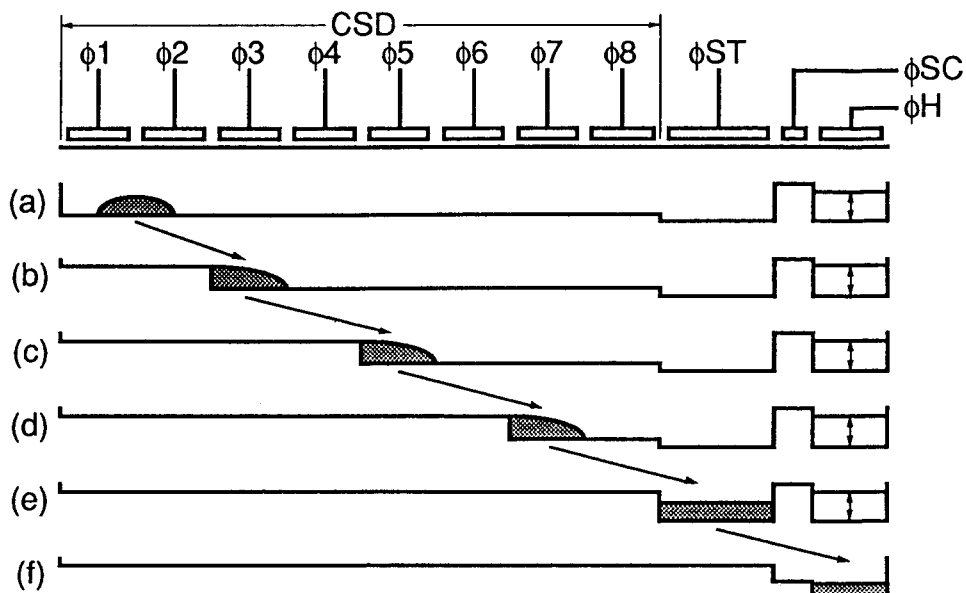


図5. 4 電荷掃きよせ型デバイスの構成と動作。(a)-(f)は図5. 5のタイミング図のタイミング $t_1 \sim t_6$ に対応するチャネル・ポテンシャル状態を示す。

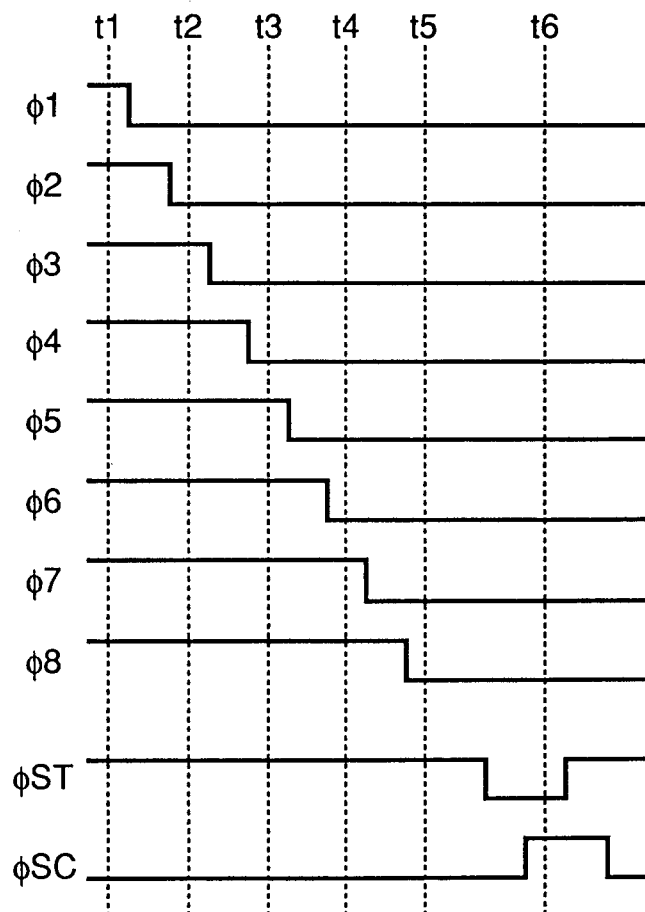


図5. 5 電荷掃きよせ型デバイスの駆動クロック・タイミング。

シャル障壁は図5. 4に示した様に電荷転送方向へ移動し、電荷を転送してしゆく。この掃きよせ動作が行われている間、水平CCDは1つ前の水平期間に読みだされた信号電荷を転送している。掃きよせ動作により信号電荷は蓄積ゲート内に集められ、水平帰線期間にタイミングt6に示すように蓄積制御ゲートのクロック ϕ_{SC} が"H"レベル、蓄積ゲートのクロック ϕ_{ST} が"L"レベルになり、蓄積ゲートに集められた信号電荷は水平CCDに転送され、順次読みだされる。

5. 4. 2 電荷掃きよせ型デバイスの試作と評価

CSDの転送性能を確認するために、電気的入力構造を持ったCSDテスト素子を試作し、その特性を評価した。

試作したテスト素子は、ゲート長が $10\mu\text{m}$ の200段のCSDで、その一方の端に第3章で説明した電荷プリセット法¹¹⁾による電気的信号電荷入力回路を、もう一方に電荷検出回路としてフローティング・ディフュージョン・アンプ¹²⁾を備えた構造になっている。転送チャネルは埋め込みチャネルで、チャネル幅は2,3,4,5 μm の4種類とした。CSDの駆動クロックを発生するCSD走査回路は、CSDと同一チップ上にn-MOSのダイナミック回路で構成した。

図5. 6は、チャネル幅 $2\mu\text{m}$ のCSDで電気的入力回路から一定量の信号電荷を1走査毎に入力した場合の出力波形である。この結果は、CSD走査回路の駆動周波数は500kHzの場合で、CSDの掃きよせ動作には $400\mu\text{s}$ かかる。この出力波形から入力パターンは正常に再現されているものの、本来信号が出力されない部分にも、取り残し信号が出力されており転送効率が不十分であることが分かる。

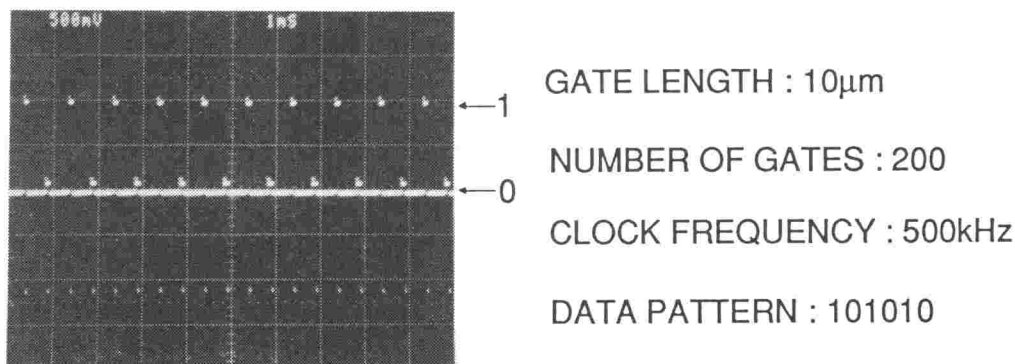


図5. 6 電荷掃きよせ型デバイスの出力波形。これは、信号入力あり(1)、なし(0)を繰り返した場合の出力波形である。

チャンネル幅をパラメータにした駆動周波数と非転送効率の関係を図5. 7に示す。非転送効率は周波数が高くなるほど、またチャンネル幅が狭くなるほど大きくなっている。テスト素子で十分な転送効率を得られなかったのは、信号電荷がCSDチャンネル内に広がって単位ゲート下に存在する電荷が少なくなり、自己誘導ドリフト¹²⁾が不十分になるためと考えられる。また、狭チャンネル効果の不均一によりチャンネル内に小さなポテンシャル障壁ができ、これが転送の妨げになるが、この障壁が狭チャンネルほど大きくなるためチャンネル幅が狭くなるほど転送効率の劣化が顕著になると考えられる。

実際に、垂直500画素程度のイメージセンサをTVフレームレートで動作させる場合、CSDの駆動周波数は少なくとも7.5MHz以上は必要であるし、CSDのチャンネル幅は5. 3で示したようにできるだけ狭くする必要がある。従って、ここに示したCSDの基本動作をそのまま実際の素子に適用することは難しく、CSD方式のイメージセンサの実現にはCSDの転送特性の改善が不可欠と考えられる。

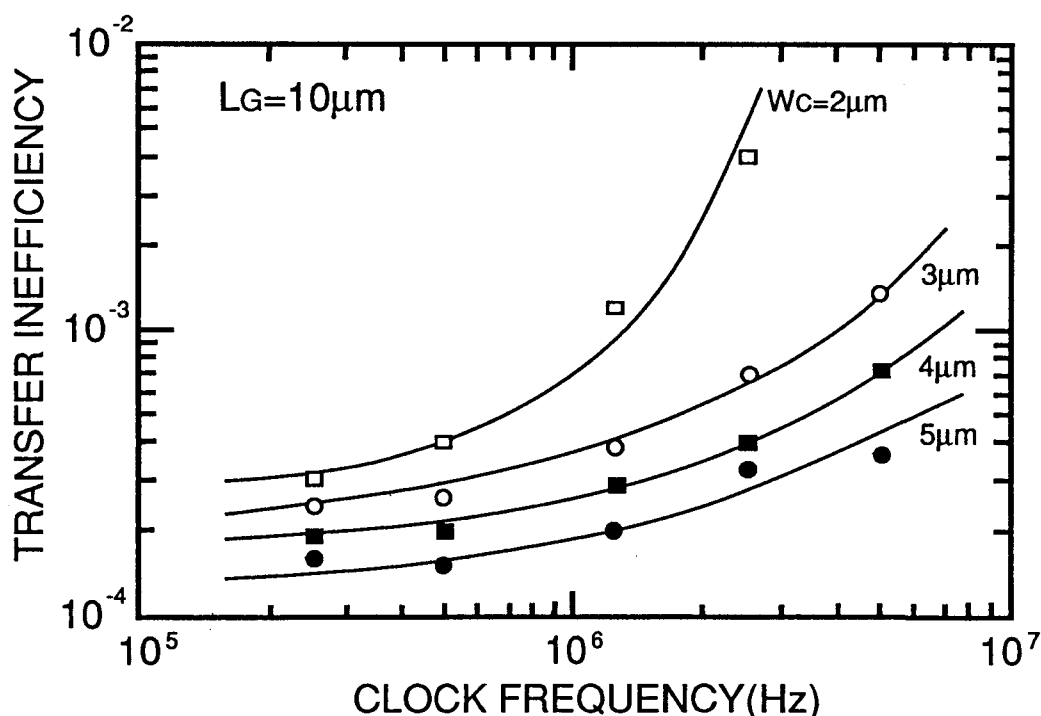


図5. 7 電荷掃きよせ型デバイスの非転送効率の駆動周波数依存性。1ゲートのゲート長は(L_g)は10 μ mで、チャンネル幅(W_c)が2, 3, 4, 5 μ mの場合の測定結果である。

5. 4. 3 改良電荷掃きよせ型デバイスの動作

5. 4. 2 に述べたCSDの動作では転送効率が不十分であり、このまま大規模な2次元イメージセンサに適用することはできない。ここではCSDの転送効率を実用レベルまで改善できる方法について検討する。

図5. 8にCSDの転送効率を改善するために考案した素子の構成と動作を示す。改良CSD動作ではCSDは通常のCCDの様に駆動される。この図の例では、CSDは図5. 9に示すような4相クロック($\phi 1 \sim \phi 4$)で駆動される。図5. 8(a)-(e)は図5. 9の $t1 \sim t5$ のタイミングにおけるチャネル・ポテンシャルを示している。CSDを構成するゲート電極は、4相クロックに対応して4ゲートおきに電氣的に接続される。通常のCCDと異なっているのは、CSDでは信号量が大きくなった時、信号電荷を複数の電荷パケットに分割して転送することである。図の例では1つの画素からの信号電荷は Q_{S1} と Q_{S2} で示した2つの電荷パケットに分割されて転送されている。信号電荷の広がり方は信号量と1つのポテンシャル井戸の大きさによって決まる。分割された信号電荷は、掃きよせ動作（この場合の動作は通常のCCDと同じように考えることが出来る）の後、蓄積ゲート内で1つになる。（図5. 8(a)-(c)参照）この改良動作では信号電荷は不必要に広がることがないので、基本動作に比べて自己誘導ドリフトは大きくなり転送効率は改善されると考えられる。

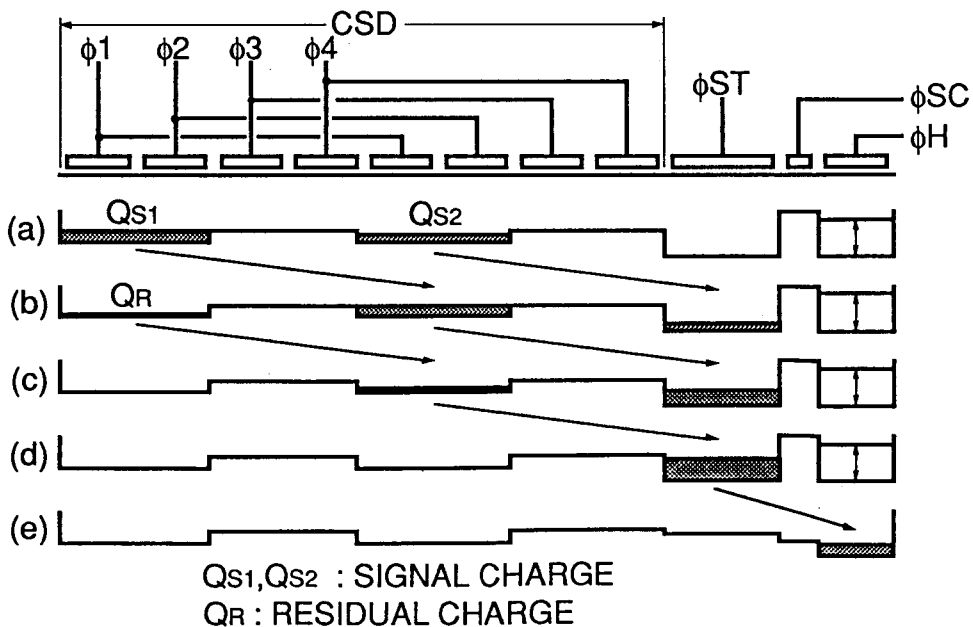


図5. 8 改良電荷掃きよせ型デバイスの構成と動作。(a)-(e)は図5. 9のタイミング図でタイミング $t1 \sim t5$ に対応するチャネル・ポテンシャルの状態である。 Q_{S1} と Q_{S2} は同じ画素からの信号電荷で、 Q_R は転送効率が不十分のため生じる取り残し電荷である。

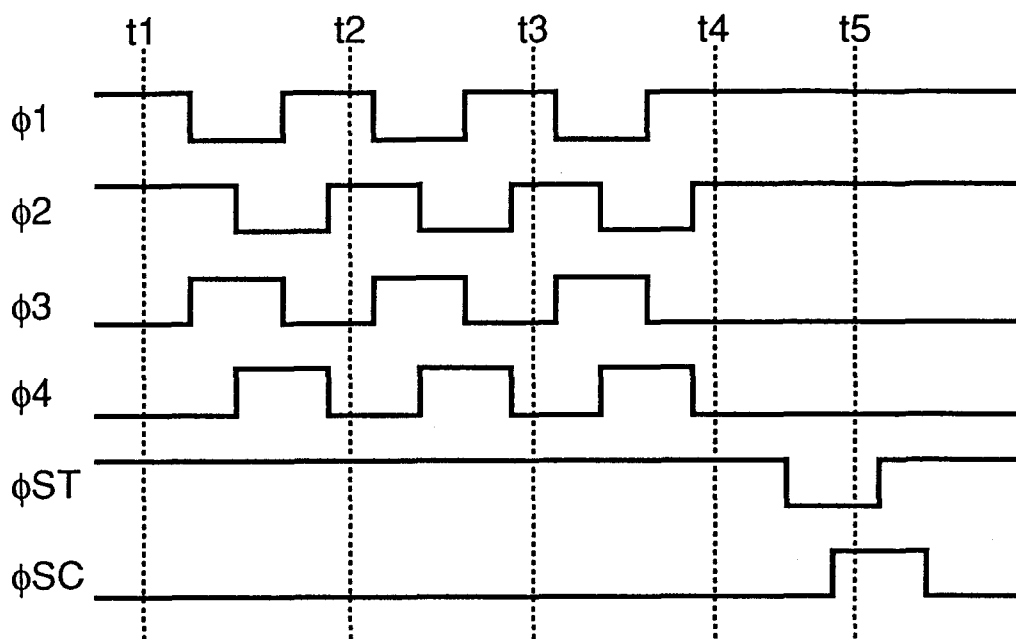


図5. 9 改良電荷掃きよせ型デバイスの駆動クロック・タイミング。

また、転送効率が不十分な場合、図5. 8(c)に示すように、信号電荷の後のポテンシャル井戸に取り残し電荷 Q_R が存在するが、この取り残し電荷は図5. 8(c)、(d)に示すように、付加掃きよせ動作（信号電荷を掃きよせるのに必要なクロックサイクル数以上の回数CSDを駆動する動作）によって蓄積ゲート内で主信号電荷に加えることができ、転送損失を低減することができる。この転送損失低減効果は付加掃きよせクロックサイクル数が増えるほど大きくなる。

5. 4. 4 改良電荷掃きよせ型デバイスの試作と評価

改良CSD動作による転送効率の改善をテスト素子を試作し評価した。テスト素子はチャネル幅が $2\mu\text{m}$ で、1ゲートの長さが $10\mu\text{m}$ の全ゲート数480のCSDである。テスト素子は5. 4. 2で示したテスト素子と同様に、一方の端に電氣的に信号を入力できる入力回路を、もう一方に出力信号を検出するフローティング・ディフュージョン・アンプを備えている。

図5. 10はテスト素子をCSD駆動クロック周波数5MHz（この周波数は5. 4. 2に示したCSDの動作に換算した場合20MHzとなる）で駆動した場合の出力波形である。この場合、480ゲート分の転送を行うのに $24\mu\text{s}$ かかる。図は8個の連続信号入力に対する出力で、付加掃きよせ回数が0回、5回、10回の場合の結果を示した。付加掃きよせ回数が10回の場合0回の場合に比べ掃きよせ時間が $2\mu\text{s}$ 長くなる。この実験では同一量の信号電荷を入力

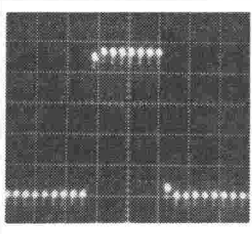
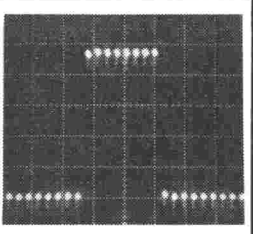
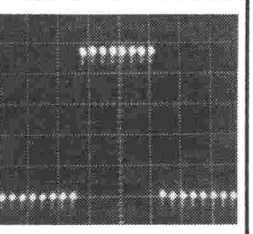
ADDITIONAL SWEEP-OUT	0	5	10
OUTPUT			
TOTAL LOSS	3.8%	0.9%	0.4%

図 5. 10 改良電荷掃きよせ型デバイスの転送損失と、その付加掃きよせ回数依存性。
付加掃きよせ回数が0, 5, 10回の場合を示している。

しているので、転送損失がない場合は出力には同一振幅の8個の信号が現れる。転送効率が不十分で、転送損失がある場合は出力信号の先頭部分に損失が見られ、最終出力の後に取り残し出力が出力される。図にみられるように、付加掃きよせ回数が0回の場合は出力信号に転送損失が見られ、全転送損失は3.8%である。これに対して、付加掃きよせ回数が増加するに従い転送損失は減少し、付加掃きよせ回数が10回では全転送損失は0.4%となる。この値は通常のCCDの転送効率の0.999992に相当し、実使用上まったく問題のないレベルである。

5. 5 電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの設計と製作

5. 5. 1 素子の構成と動作

CSD方式の有用性を実素子で実証するために標準テレビの解像度（512x512画素）をもった赤外線イメージセンサを設計、製作した^{13,14)}。

図 5. 11 に素子の構成を示す。素子は2つの走査回路とインターレース回路を同一チップ上に集積している。これらの回路はすべてエンハンスメントn-MOSトランジスタを用いたダイナミック回路で、通常のイメージセンサの製造プロセスで同時に作ることが可能である。トランスファーゲート(TG)走査回路とインターレース回路はライン選択を行うためのパルス垂直走査線に供給するための回路である。インターレース回路はフィールド蓄積モードで動作するように設計した。従って、同時に2本の垂直走査線が選択され、フィールド毎にペアとなる走査線の組が変更される。CSD走査回路は垂直走査線に改良CSD動作に必要な4相クロックを供給する。ライン選択パルスとCSD駆動クロックは同じ垂直走

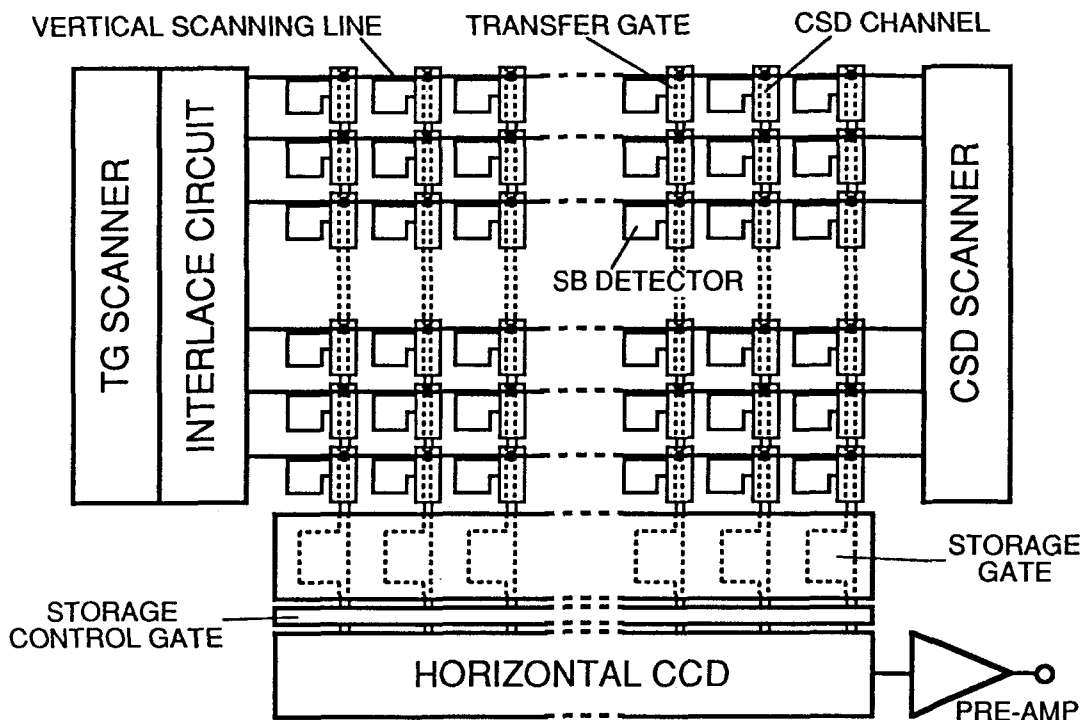


図5. 1 1 電荷掃きよせ方式ショットキバリア赤外線イメージセンサの構成。

査線を用いて各ゲート電極に供給されるため、インターレース回路とCSD走査回路は動作しない期間は高インピーダンス状態を保持する3値出力レベルをもった回路で構成している。

画素はショットキバリア検出器、トランスファergeートおよびCSDより成る。トランスファergeートとCSDのゲート電極には共通のポリシリコンを用いており、水平に並んだゲート電極は垂直走査線で互いに電氣的に接続されている。5. 4で説明したようにCSDと水平CCDの間には蓄積ゲートと蓄積制御ゲートを設けた。

図5. 1 2に1水平期間内のCSDイメージセンサの各構成要素の動作を示す。信号電荷の読みだしは、前の水平期間に読みだされた信号電荷が水平CCDに転送された後、トランスファergeート走査回路とインターレース回路を駆動しライン選択を行うことから始まる。この動作は水平帰線期間内に行われる。信号読みだしが終了するとインターレース回路は高インピーダンス状態になり、続いてCSDの電荷掃きよせ動作が開始される。CSDは5. 4. 2に述べた改良動作で動作する。CSD内の信号電荷は電荷掃きよせ動作により蓄積ゲートに転送される。垂直方向の画素数は512画素でCSDは4相駆動であるので最低限128クロック分の転送を行えばよい。

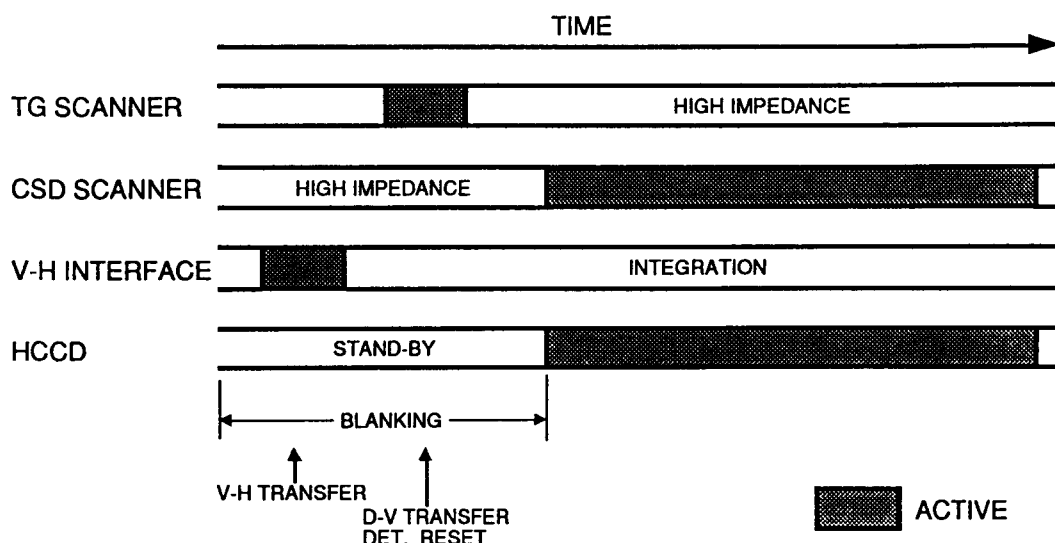


図5. 12 電荷掃きよせ方式イメージセンサの1水平期間の動作。ACTIVEで示したタイミングで各構成要素が動作する。V-H TRANSFERは蓄積ゲートから水平CCDへの信号電荷の転送タイミングを、D-V TRANSFER/DET. RESETは検出器からCSDへの信号電荷の転送と、これにともなった検出器電位のリセットのタイミングを示す。

蓄積ゲートに集められた信号電荷は水平帰線期間に蓄積制御ゲートを開くことによって水平CCDに転送される。前に選択されたラインの信号電荷が水平CCDに転送された後、トランスファーゲート走査回路とインターレース回路により次のラインが選択され、以上の動作を繰り返す。

5. 5. 2 画素の構成と動作

図5. 13にショットキバリア検出器を用いたCSD方式赤外線イメージセンサの画素の断面構造を示す。断面図に示すようにトランスファーゲートのチャネル領域には高濃度にボロンがイオン注入してあり、CSDの転送動作時に検出器からCSDに信号電荷が読みだされてこないように設計されている。図5. 14にCSDイメージセンサの各構成要素のポテンシャルを示す。図に示すようにCSD転送動作では画素のゲート電極には"L"と"H"で示した振幅のCSD駆動クロックが印加され、CSDのチャネル・ポテンシャルがゲート電極に印加される電圧に応じて変化することによって信号電荷の転送が行われる。この状態ではトランスファーゲートはOFF状態で、検出器からCSDに信号電荷が読みだされることはない。検出器からCSDに信号電荷を読み出すときは選択されるゲート電極の電圧は"HH"レベルになる。非選択のゲート電極の電圧は"R"レベルで、CSDのチャネル・ポテンシャルは"RCP"

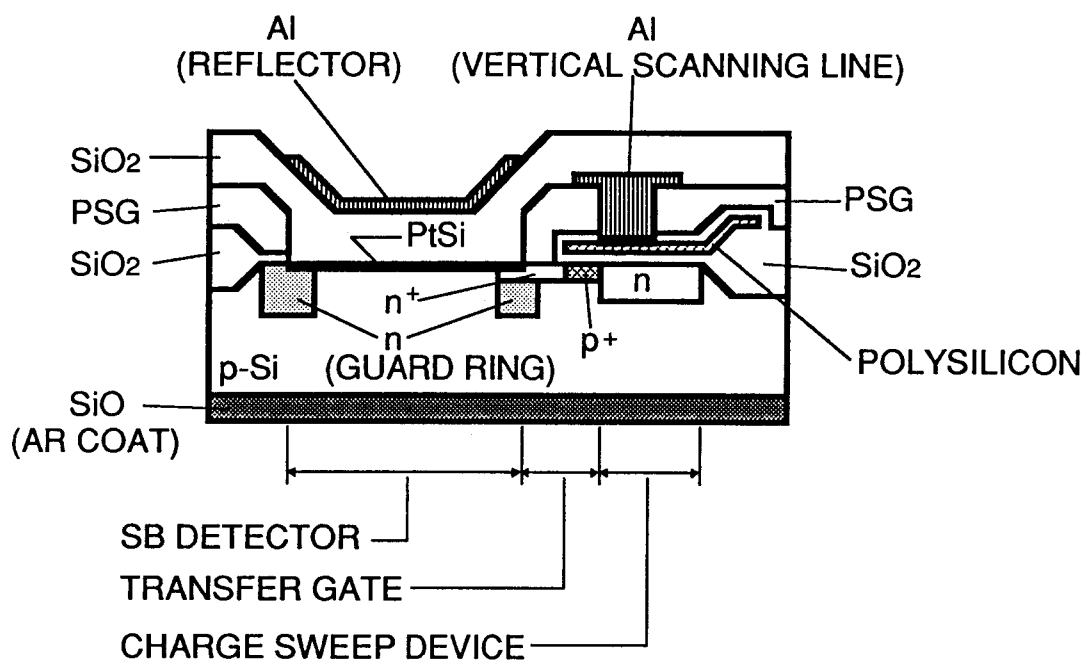


図5. 13 電荷掃きよせ方式ショットキバリア赤外線イメージセンサの画素の断面構造。

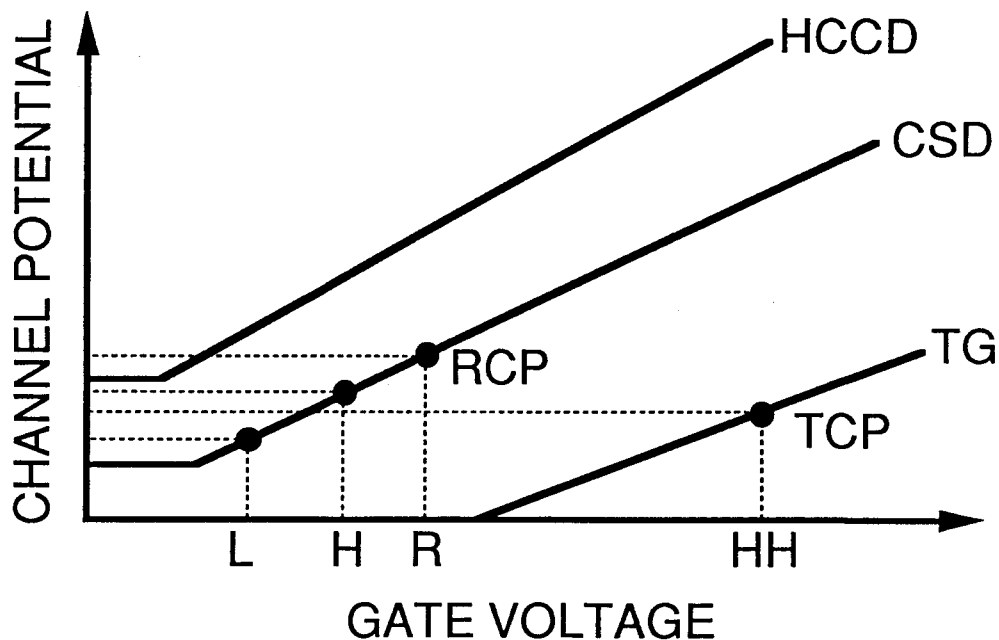


図5. 14 電荷掃きよせ方式イメージセンサ構成要素のチャネル・ポテンシャル。電荷掃きよせ動作時はゲートに印加されるクロックのレベルは"L"と"H"で、検出器から電荷掃きよせ素子への信号電荷転送時には、選択されたゲートには"HH"レベル、非選択のゲートには"R"レベルが印加される。

で示したレベルになっている。非選択の画素ではトランスファークゲートは引続きOFF状態を保持するが、選択された画素ではトランスファークゲートはON状態になり検出器に蓄積された信号電荷がCSD内に読みだされる。選択された画素ではトランスファークゲートのチャネル・ポテンシャルは"TCP"レベルとなり、検出器は信号読みだしと同時にこのレベルにリセットされる。図中参考に示したように、狭チャネル効果によりCSDのチャネル・ポテンシャルは水平CCDより浅くなる。

断面図に示すように検出器には第4章で示した256x256画素赤外線イメージセンサと同様に光学的共振構造を持った白金シリサイド・ショットキバリア検出器を用いている。CSDはリンのイオン注入で形成した埋め込みチャネル電荷転送素子で、素子間分離には選択酸化(LOCOS)法を用いた。垂直走査線にはCSDの高速掃きよせ動作が可能のように抵抗の低いアルミ配線を用いた。CSD方式の画素は2層ポリシリコン2層アルミ構造で構成できる。1画素に必要なゲート数は1つで、従来のIL-CCD方式に比べ構成が簡単になるので高い歩留が期待でき、この点からもCSD方式は有利と考えられる。

5. 5. 3 素子の製作

製作した素子の設計仕様を表5. 2に示す。画面のサイズは1インチの撮像管の画面サイズに相当しており、画面のアスペクト比は4:3とテレビ・モニタの表示に適するように配慮した。図5. 15にチップ写真を示す。画素アレイの左側にトランスファークゲート走査回路とインターレース回路を配置し、CSD走査回路は画素アレイの両側に分割して配置した。水平CCDはアレイの下に位置し、出力アンプはアレイの右下に位置する。画素の読みだしは右下の端から始まり、左上で終了する。

図5. 16は画素の拡大写真である。この写真はアルミ反射膜のない状態のものである。画素は2 μ mという比較的緩い設計基準により設計されているが、CSD方式を用いたため39%という高い開口率が得られている。図5. 17は画素アレイ部分と水平CCDおよび蓄積ゲート・蓄積制御ゲートからなるインターフェース部分の拡大写真である。

完成した素子は、図5. 18に示すように、30ピンのセラミック・パッケージに実装して評価した。セラミック・パッケージには裏面入射が可能となるように、底の部分に光入射窓が設けてある。

表 5. 2 電荷掃きよせ方式ショットキバリア赤外線イメージセンサの設計仕様。

ARRAY SIZE	512x512
PIXEL SIZE	26x20 μm^2
FILL FACTOR	39%
IMAGE AREA	13.3x10.2mm ²
CHIP SIZE	16x12mm ²
V-TRANSFER	4-PHASE CSD
H-TRANSFER	4-PHASE CCD
INTERLACE	FIELD INTEGRATION
I/O PIN	30
DESIGN RULE	2 μm

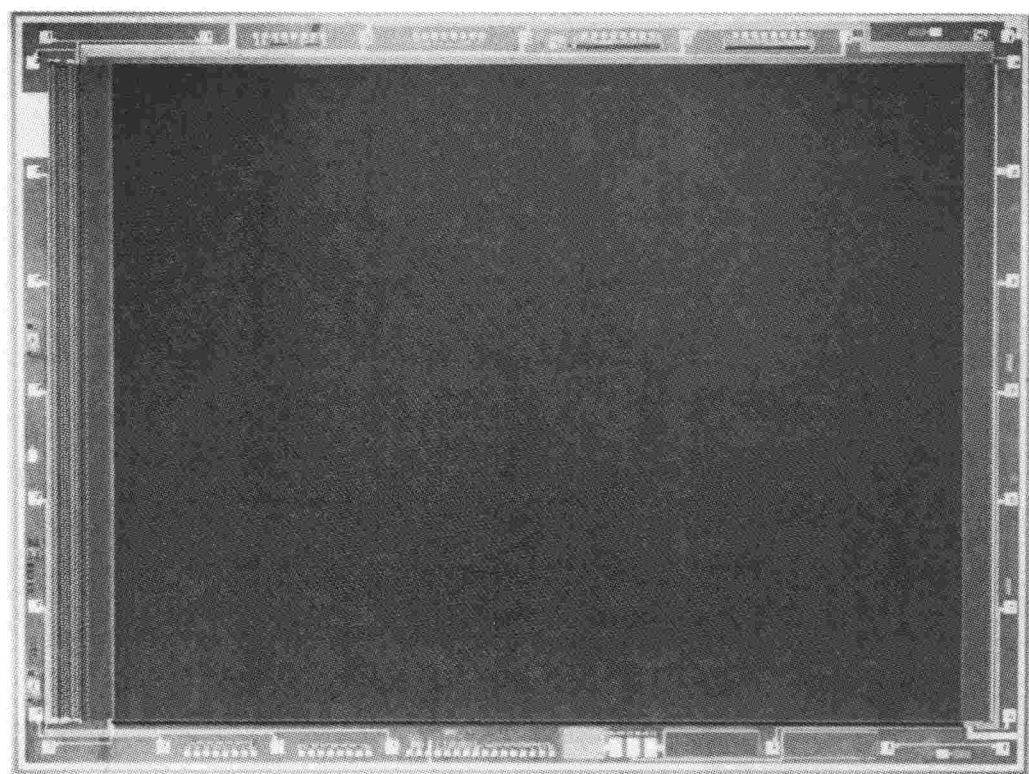


図 5. 1 5 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサのチップ写真。

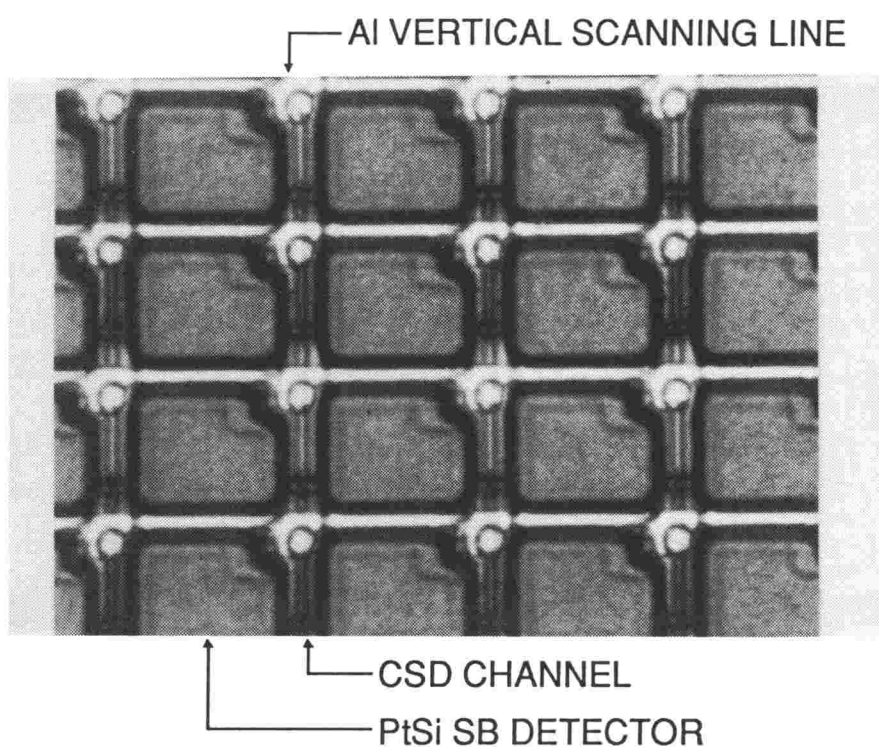


図 5. 1 6 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサのアルミ反射膜形成前の画素の拡大写真。

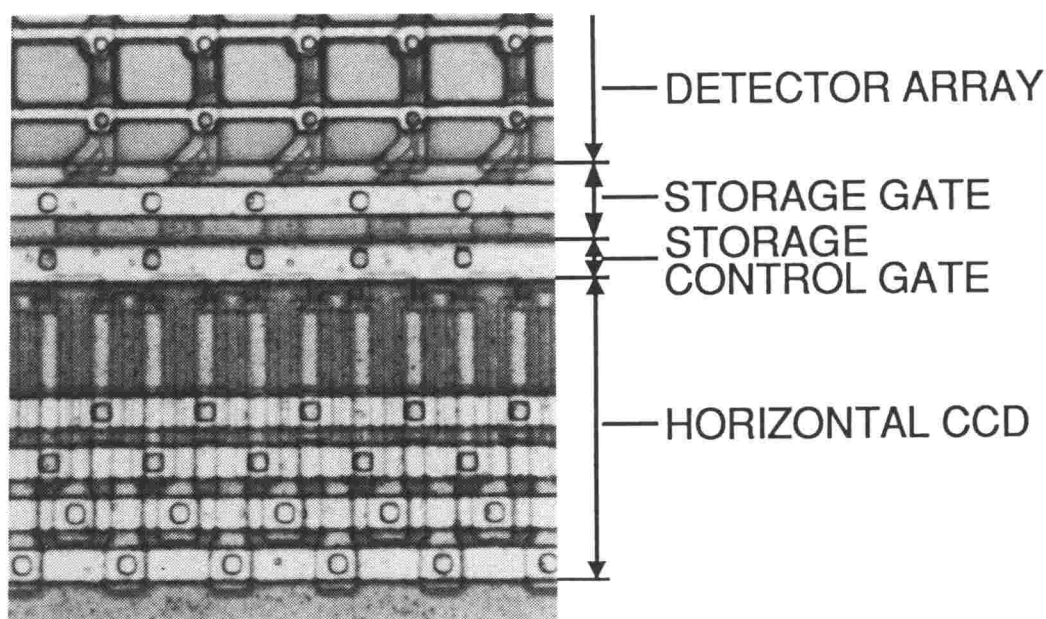


図 5. 1 7 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの垂直-水平インターフェース部拡大写真。

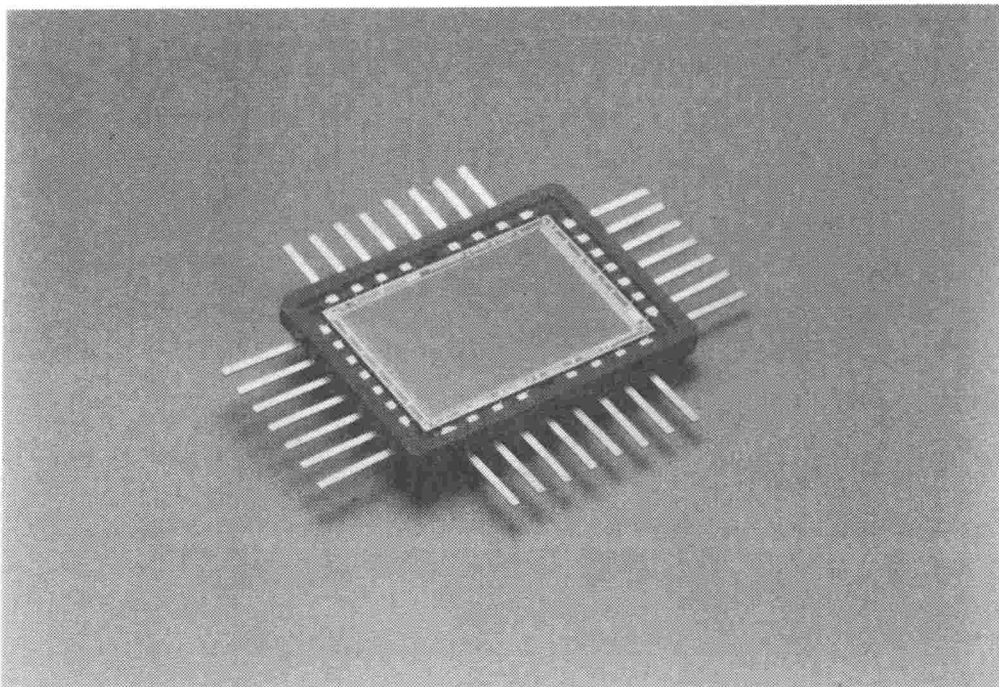


図5．18 パッケージングされた512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの外観。

5．6 電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの評価

5．6．1 素子の駆動

素子は標準テレビ・フレーム・レート(30frames/s)で駆動して評価した。この時の水平CCDの駆動周波数は9.2MHzである。CSDは水平CCDが動作している信号読みだし期間に動作させる必要があるので、CSDの駆動クロックの出力への結合に起因した固定パターン雑音が発生しないよう注意をする必要がある。ここでは、CSDの駆動クロックは水平CCDと同じ周波数とし、固定パターン雑音の発生を避けている。CSDは4相CCDの128段分の構成となっているので、水平CCDと同じ周波数で駆動した場合、全体を4回走査したことになり、十分な付加掃きよせが可能となる。

CSDは上に述べたように非常に高速で動作するので消費電力には十分注意して駆動条件を決定する必要がある。図5．19にCSDの駆動クロックの振幅 V_{CSD} とCSD走査回路の消費電力の関係の実測結果を示した。CSDは容量負荷となるため、これを駆動する駆動回路の消費電力 P_{CSD} は、

$$P_{CSD} = C_{CSD} \cdot V_{CSD}^2 \cdot f_{CSD} \quad (5.9)$$

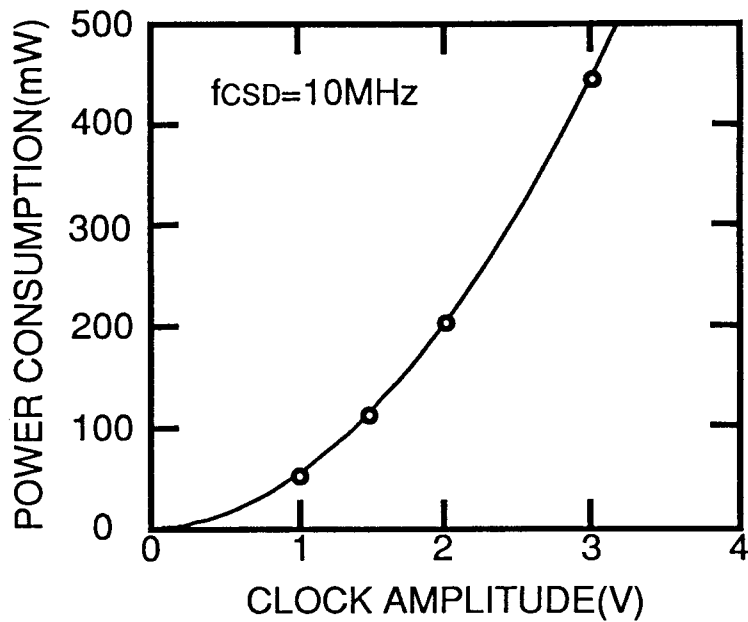


図5. 19 512x512画素赤外線イメージセンサに用いた電荷掃きよせ素子駆動用走査回路の消費電力のクロック振幅依存性。

となる。ここで C_{CSD} はCSDゲートの容量で、 f_{CSD} はCSDの駆動周波数である。赤外線イメージセンサは冷却する必要があるので消費電力をできるだけ小さくする必要があるが、式(5.9)より、CSDの低消費電力化には駆動クロックの振幅を小さくすることが効果的(消費電力は駆動クロックの振幅の2乗に比例する)と考えられる。CSDは通常のCCDに比べ電荷転送能力が非常に大きく、転送効率も付加掃きよせ動作により改善出来るので低電圧駆動が可能である。以下に示す評価結果は、CSDの転送特性が大きく変化しない駆動条件として、駆動クロックの振幅を1.2Vとしている。この時のCSD走査回路の消費電力は約70mWである。

素子の冷却は液体窒素を冷媒とする金属デュアを用いて行った。素子は上に述べたCSD走査回路以外にも出力プリアンプと水平CCD配線部で電力消費があり、全体の消費電力は約150mWである。液体窒素冷却では、動作時の素子温度は80～82Kとなっている。

5. 6. 2 評価結果

図5. 20に作製した素子の分光感度特性を示す。この素子の無反射コートと光学的共振構造は波長4 μ mで効果が最大になるように設計している。実線はバリア高 ϕ_b を0.22eV、量子効率係数 C_1 を0.16eV⁻¹としたときのショットキバリア検出器の理論分光感度特性(第

2章参照)で、図に見られるように2.5 μm から5 μm の波長範囲で測定値は理論特性とよく一致している。この素子のバリア高から決まる外挿遮断波長は5.6 μm である。

温度感度特性は、f/1.2のコールドシールドで視野を制限し、視野内の背景温度を面黒体を用いて変化させることによって評価した。評価結果を図5. 21に示す。300Kの背景における微分温度感度は $1.3 \times 10^4 \text{ electrons/K}$ である。効率65%のコールドシールド(実際のカメラに使用したもの)を用いた場合、素子の雑音は背景光によるショット雑音で決まっており、900electronsである。したがって、雑音等価温度差は0.07Kとなる¹³⁾。

素子の飽和は、検出器の電荷蓄積能力、蓄積ゲートの電荷蓄積能力、CSDの電荷転送能力、水平CCDの電荷転送能力および出力プリアンプの飽和のうち最も小さいもので決まる。検出器の電荷蓄積能力は検出器の容量とリセット電圧の積で与えられるので、検出器のリセット電圧を変化させることによって制御することができる。図5. 22は検出器のリセット電圧を決めているトランスファーゲート走査回路の選択クロックの"H"レベルと飽和信号電荷数の関係を示したもので、この結果より素子の飽和が検出器の電荷蓄積能力で決まっていることが分かる。トランスファーゲート走査回路の選択クロックの"H"レベルが11Vの時、飽和電荷数は $1.4 \times 10^6 \text{ electrons}$ と、この素子の画素サイズでは従来のIL-CCD方式では得られなかった高い値が得られた¹³⁾。ショットキバリア検出器の場合、光電変換によりシリコン基板に注入されるのは多数キャリアで、検出器の飽和によってブルーミングは起こらない。CSDの電荷転送能力は本素子と同一サイズのCSDテスト素子を用いて評価し、 $2.8 \times 10^6 \text{ electrons}$ 以上という結果が得られている¹⁴⁾。この素子ではCSDと水平CCDは検出器の電荷蓄積能力より大きな電荷転送能力があるので、信号転送中もブルーミングは起こらず、飽和を越える大きな信号入力に対しても撮像上の問題は起こらない。

ショットキバリア赤外線イメージセンサの重要な特長に感度均一性の高さがある。図5. 23は、この素子の画面中央の1水平ライン512画素の出力の均一性を示した例である。出力レベルは飽和の約50%のレベルで、コールドシールドによるシェーディングができるだけ小さくなるように配慮している。出力のバラツキは標準偏差が1.3%と小さい。この値は、暗電流のバラツキとシェーディングを含んだもので、感度のバラツキはこれより小さいと考えられる。

以上の結果は、この素子が標準テレビ解像度をもった赤外線イメージセンサとして実用レベルの性能を有していることを示しており、ここで提案したCSD方式が高解像度赤外線イメージセンサに有効な方式であることが確認できた。

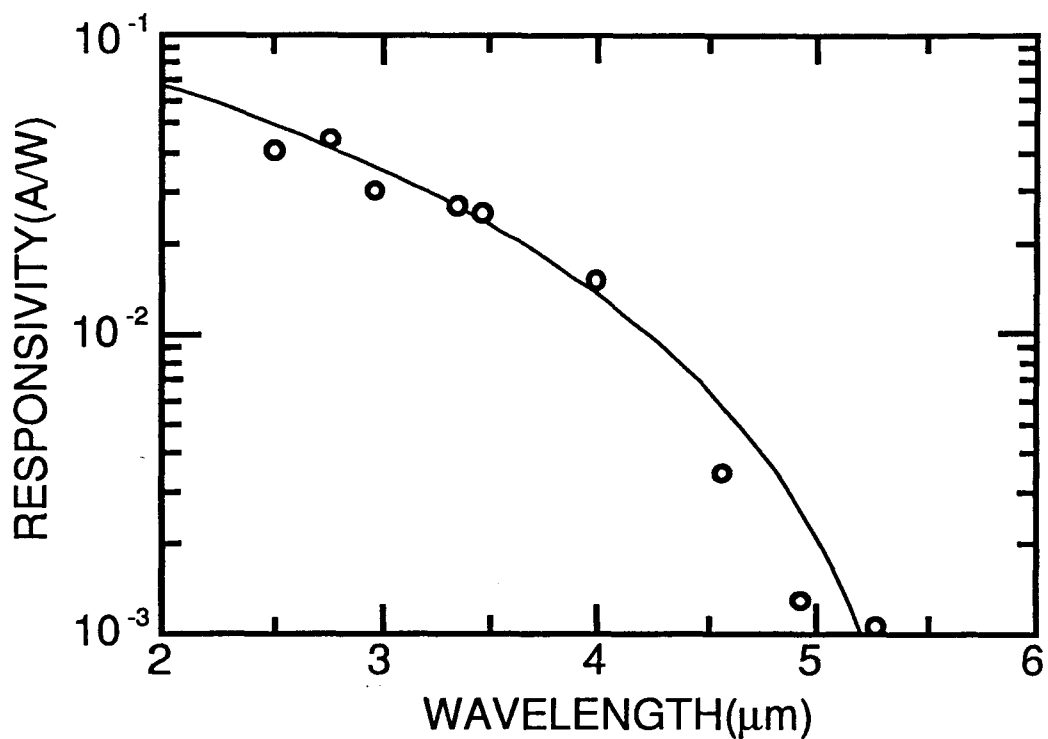


図5. 20 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの分光感度特性。実線は量子効率係数を 0.16eV^{-1} 、バリア高を 0.22eV としたときの理論特性である。

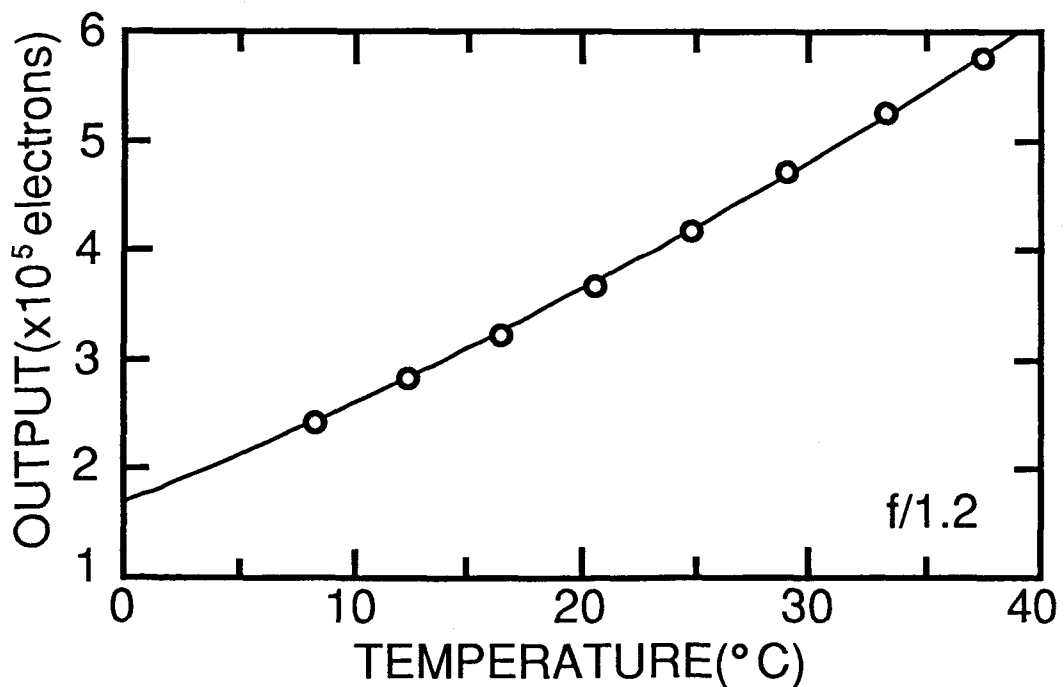


図5. 21 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの温度感度特性。 $f/1.2$ のコールドシールドを用いており、 300K における微分温度感度は $1.3 \times 10^4 \text{electrons/K}$ である。

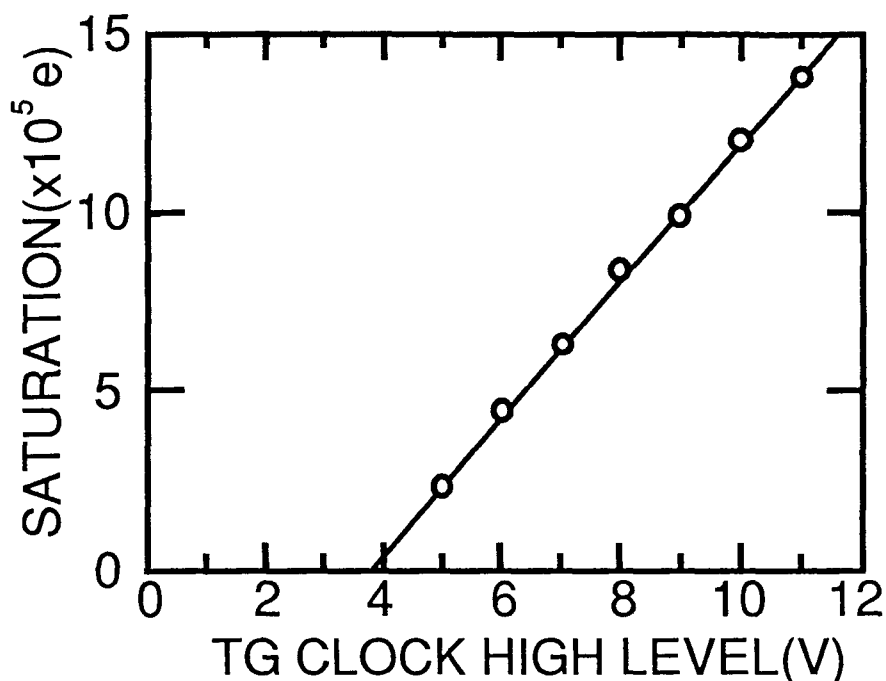


図5. 2 2 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの飽和特性。横軸は検出器のリセットレベルを決めるトランスファーゲートの選択時の画素選択クロックレベルを示しており、この結果から飽和電荷数が検出器の蓄積能力で決まっていることが分かる。

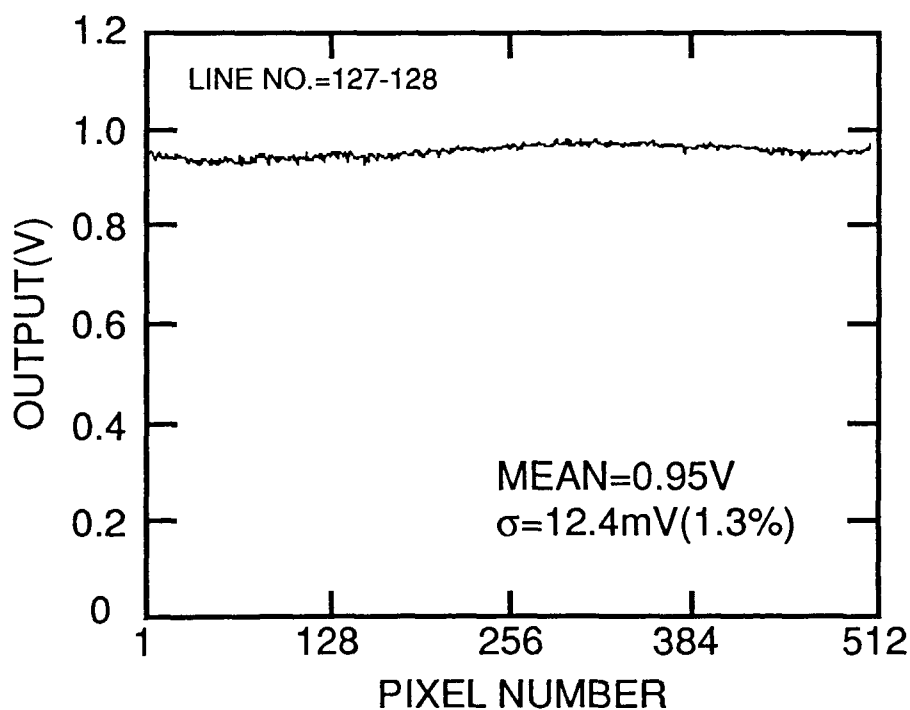


図5. 2 3 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサの中央1水平ラインの出力均一性。この特性は暗電流のバラツキ、光学系のシェーディングによる効果を含んだ結果である。

5. 7 赤外線TVカメラとその応用

5. 7. 1 赤外線TVカメラの構成と評価

開発した512x512画素赤外線イメージセンサを用いて赤外線TVカメラを設計・製作した。

図5. 24は製作した赤外線TVカメラの構成を示したブロック図である。カメラは大きくカメラヘッド部とカメラ・コントローラ部に分けられている。

カメラヘッド部分には、赤外線イメージセンサを実装したデュア、素子を冷却するための冷凍器、素子を駆動する駆動回路および素子からの出力をサンプル／ホールド・増幅するビデオ・アンプが含まれている。デュアには赤外線入射窓として無反射コートを施したゲルマニウムを使用している。素子冷却に関してはいろいろな方式が考えられるが、このカメラでは運用上の制約が少ないヘリウムのスターリング・サイクル冷凍器を用いた。この冷凍器は77Kで1Wの冷却能力があり、10分以下で素子を室温から動作可能な温度まで冷却することができる。消費電力は50Wで、5000時間以上の動作寿命がある。冷凍器は素子を60K程度まで冷やす能力があるが、素子が最も安定した性能を発揮するのは80K前後であり、このカメラでは素子上に設けたアルミ薄膜抵抗を用いて温度をモニタし、素子温度を最適値に保つように冷凍器の電源を制御している。

カメラ・コントローラ部では素子からの出力をA/D変換し、デジタル信号の状態で画像処理を行う。画像処理の内容は、オフセット成分の補正、感度補正および欠陥補正である。

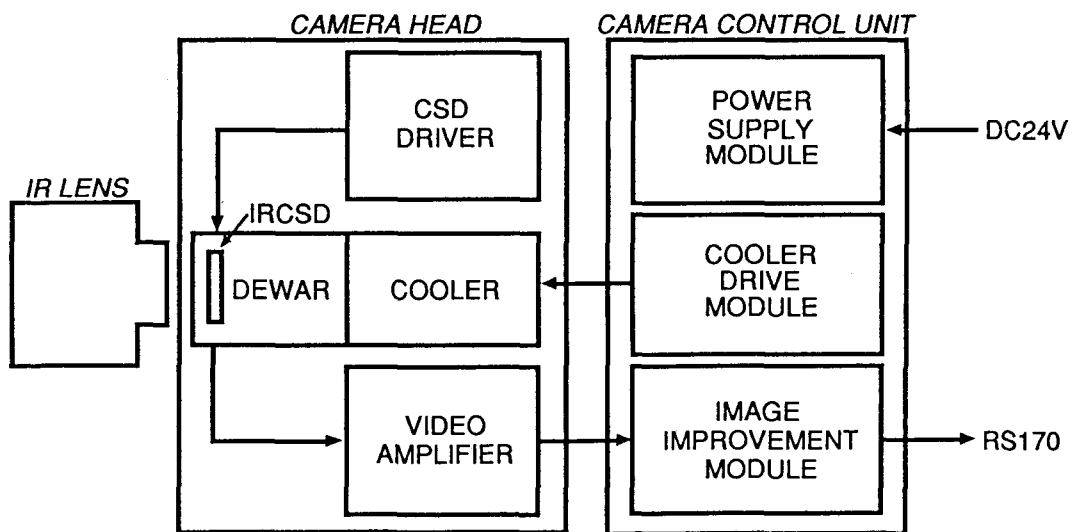


図5. 24 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラの構成。

オフセット成分の補正は、デュア窓とレンズの間に補正用のシャッタを挿入し、均一な背景を模擬した状態で行う。補正用のデータはランダム雑音の影響を小さくするために16frames分のアベレージングを行った後、フレーム・メモリに記憶される。補正は単純な減算演算（素子の未処理信号からフレーム・メモリに記憶された補正データの引算を行う）である。一般的な応用にはこのオフセット補正で十分であるが、広い対象温度範囲で使用する場合はオフセット補正を行った温度から離れた温度領域で補正がずれ、固定パターン雑音が目立つようになる場合がある。この場合には、感度補正を行う必要があるが、感度補正は補正データをカメラのセットアップ時にROMに書き込み、このデータで補正を行う。欠陥補正もROMを用いて行っている。図5. 25に製作した赤外線TVカメラの外観を示す。カメラヘッド部は145x350x170mm³の大きさで、重量は7.5kgである。

図5. 26に製作した赤外線TVカメラを用いて撮像した画像の例を示す。図5. 27と図5. 28に赤外線撮像装置としての重要な性能指標である最小分解可能温度差(Minimum Resolvable Temperature Difference:MRTD)と最小検知可能温度差(Minimum Detectable Temperature Difference:MDTD)の測定結果を示す。MRTDの測定では焦点距離186mmのレンズを、MDTDの測定では焦点距離50mmのレンズを用いた。F値はどちらのレンズも1.2である。MRTDは、4バー・パターンを撮像したとき、モニタ上で4バーが分離して認識できる最



図5. 25 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラの外観。

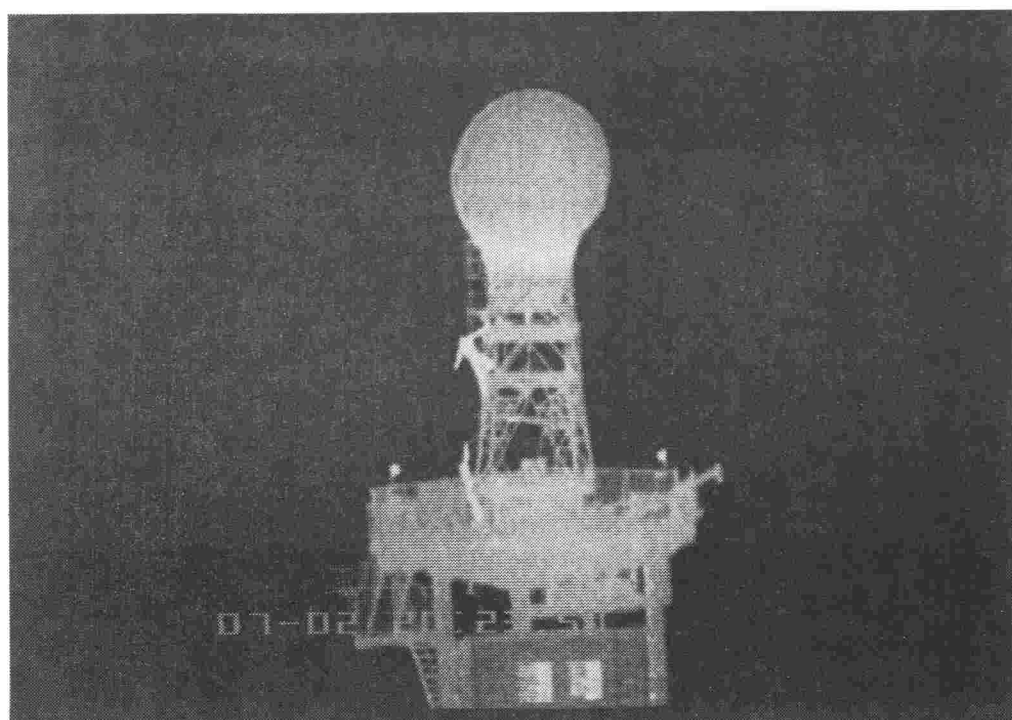
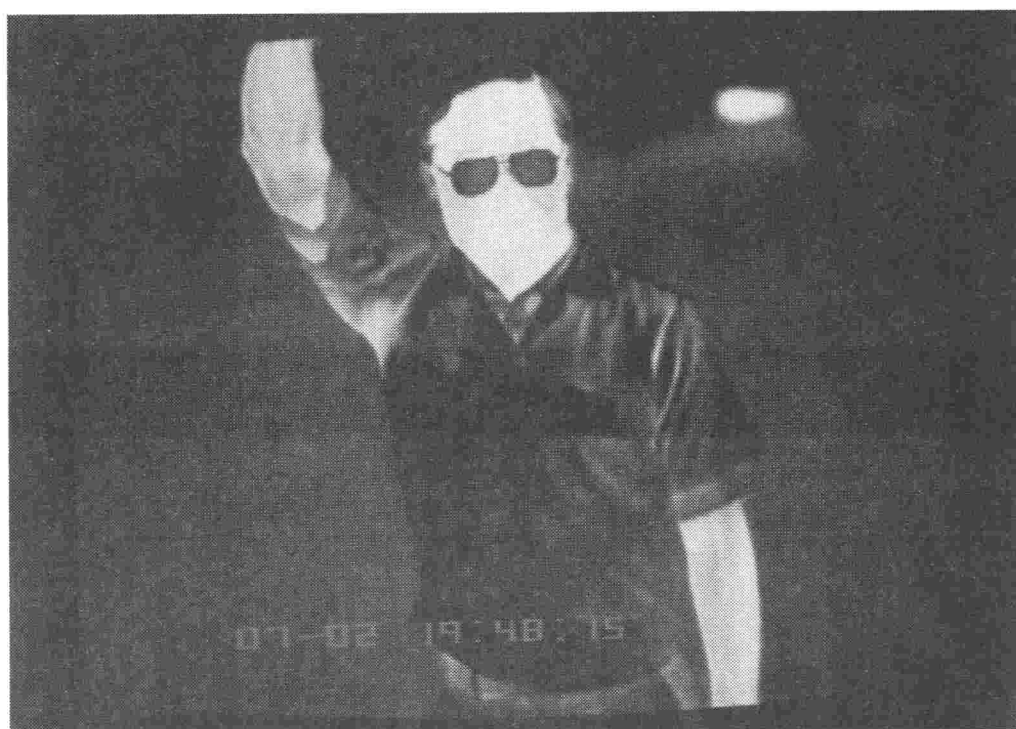


図5. 26 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラによる撮像例。

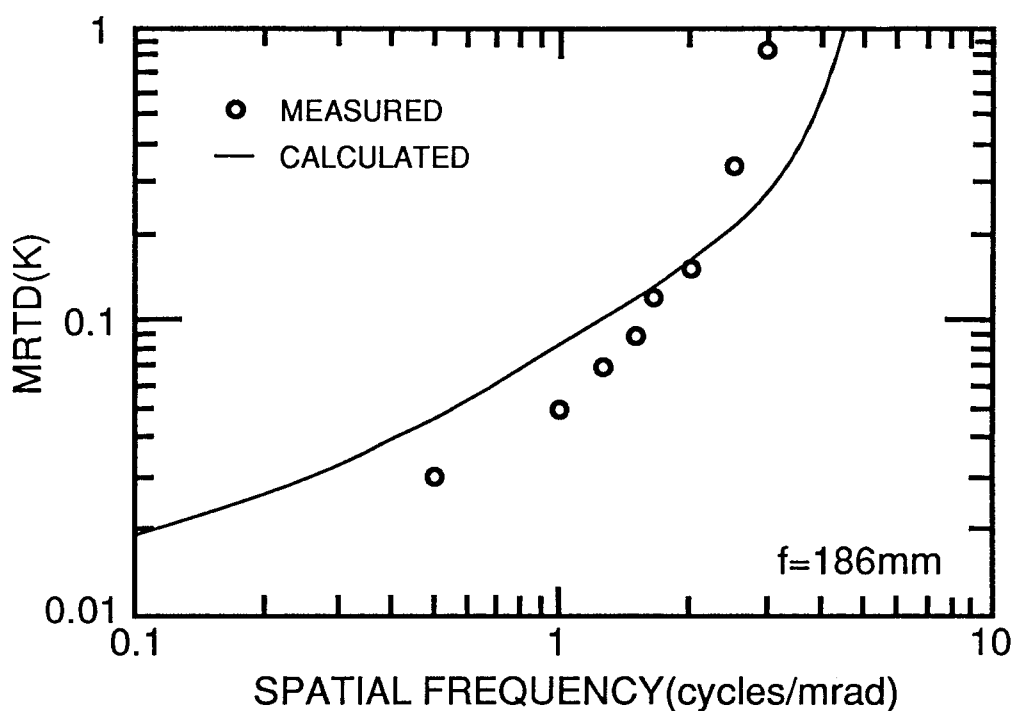


図5. 2 7 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラの最小分解可能温度差(MRTD)。焦点距離が186mmで、F値が1.2のレンズを用いた結果である。

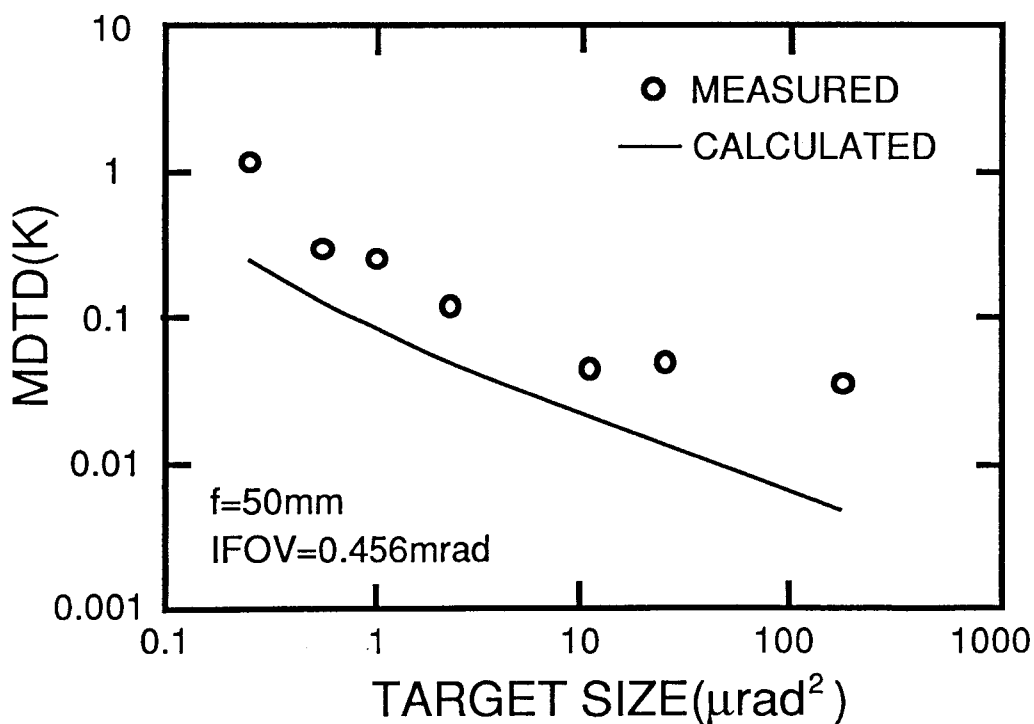


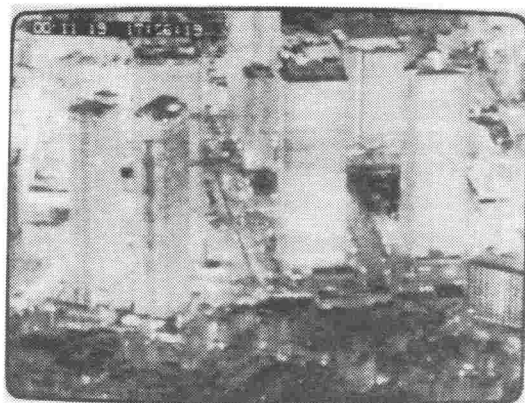
図5. 2 8 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラの最小検知可能温度差(MDTD)。焦点距離が50mmで、F値が1.2のレンズを用いた結果である。

小の温度差で、MDTDは場所が分かっている正方形の目標の存在がモニタ上で視認できる最小の温度差である。MRTD、MDTDともに観測者の視覚の応答特性に依存した性能指標であり、測定の精度を高めるために複数の測定者の平均値を測定結果としている。図中、実線で示したものは、このシステムのNETD（この試験に用いたカメラの場合0.15K）から計算される特性^{12,13)}である。

5. 7. 2 赤外線TVカメラの応用

今回製作した赤外線TVカメラは、従来の機械走査形の撮像装置に比べ高感度・高解像度である上、標準テレビ・フレーム・レートでの高速動作が可能でリアル・タイムの映像が得られるという特長を持ち、赤外線応用分野を大きく広げる可能性を秘めている。ここではこうした特長に着目し、実際に応用分野の検討を行った結果について示す。

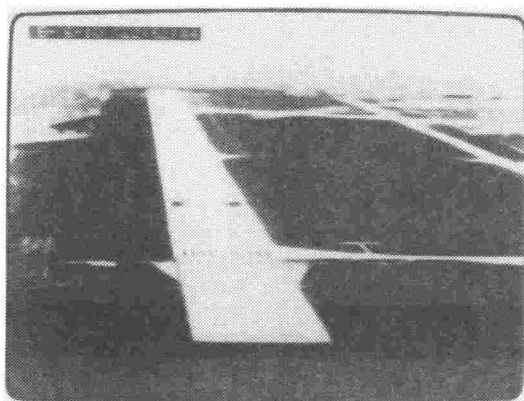
検討した撮像例を図5. 29に示す。図5. 29(a)は夜間の都心高層ビル群の撮像例で、照明のない暗闇の中でも遠方の被写体をはっきり捕らえられることが分かる。このカメラでは昼夜を問わずこうした画像が得られる上、温度情報が得られるので、火災監視等には非常に有効と考えられる。赤外線は可視光に比べ霧で散乱されることが少ないので、図5. 29(b)に示すように深い霧の中でも、人間や車が認識でき、各種交通機関への応用が期待できる。交通機関への応用はリアル・タイムに情報が得られる点が重要なポイントとなる。図5. 29(c)は夜間航空機から見た滑走路である。コンクリートの滑走路は周囲に比べ蓄熱能力が高いため、赤外線で見ると夜間でも昼間と同じようにはっきりと滑走路を確認することができる。計器飛行が進んだ現在でも離着陸時には目視情報が重要となるので航空機搭載に対する要求も多い。図5. 29(d)は高圧線の鉄塔と高圧線の赤外線画像で、空間解像度が高く、数百メートル離れた場所からでも送電線の異常発熱を検出でき、故障診断を大幅に効率化できる可能性がある。図5. 29(e)は核融合炉内でのプラズマショットを捕らえたものである。これは、わずか0.4秒の現象で、従来の機械走査形の撮像装置では捕らえることができない現象である。蓄積モードで動作する2次元赤外線イメージセンサならではの応用例である。非破壊検査も工業用としては重要な応用分野である。図5. 29(f)はビル壁面の剥離を検出した例で、剥離部の温度上昇が正常な部分に比べ大きいことを利用している。その他、熱現象の解析としては非常に有効であり、各種の応用分野への適用可能性が確認できた。



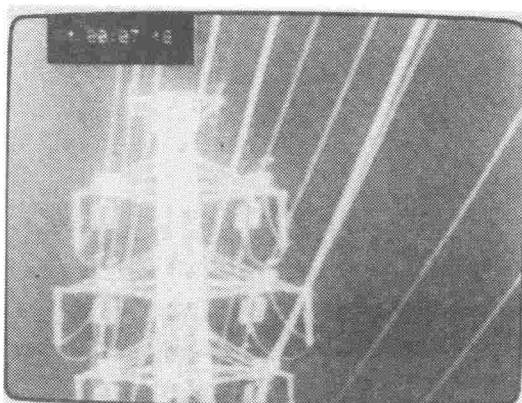
(a)



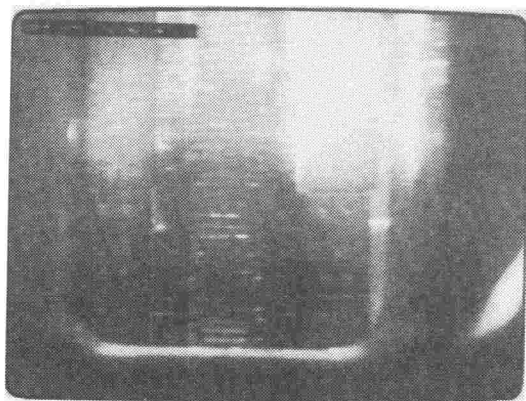
(b)



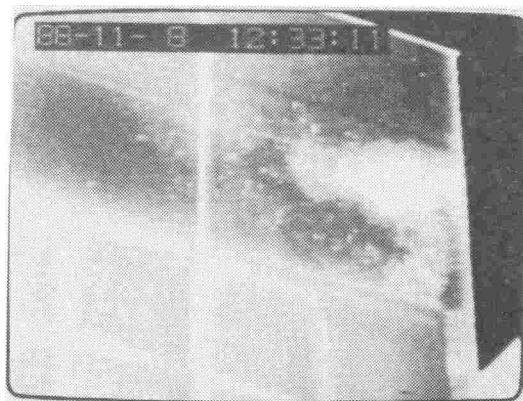
(c)



(d)



(e)



(f)

図5. 29 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラの応用例。(a)はヘリコプターから見た夜間の都心、(b)は霧の中での撮像例、(c)は夜間飛行機から見た滑走路、(d)は高圧線と鉄塔、(e)は核融合プラズマショットの撮像例、(f)はビルの壁面剥離の観測例である。

5. 8 天文観測用赤外線カメラ

赤外線による天文観測は宇宙の構造や星の誕生過程を知る上で極めて重要であるが、これまでは使用できる赤外検出器の性能が悪く、十分な観測は困難であった。今回開発したショットキバリア赤外線イメージセンサは、感度、解像度両面でこれまでにない高性能を実現しており、天文観測にも適用できると考えられる。ここでは、今回開発した赤外線イメージセンサを用いたプロトタイプのア天文観測用赤外線カメラの構成と性能について述べる。

図5. 30にカメラの構成を示す。天文観測では蓄積時間を非常に長くとりS/Nを稼ぐ必要があるので、暗電流を極力小さくする必要がある。そのため、冷却はより低温を得るために、固体窒素を用いている。さらに、デュア内は不用光の素子への入射を最小にするよう熱的なシールドには十分注意した。素子の温度は、素子とコールド・ヘッドとの間の熱抵抗を制御することにより調整した。動作時の素子温度は55～60Kである。素子からの出力は16ビットの精度でA/D変換(1LSB=7electrons)を行い、汎用のワーク・ステーションで画像処理を行う。蓄積時間が長時間となることでもう一つ注意が必要となるのは、周辺回路からの少数キャリアの注入と、MOSトランジスタの発光現象¹⁷⁾によるアレイ周辺の異常出力で、これを最小にするために信号の読みだしを行っていない蓄積期間には周辺回路のすべてのトランジスタに電流が流れないように駆動を工夫している。蓄積時間は、通常数十秒から数百秒で、読みだし時間は約2秒である。

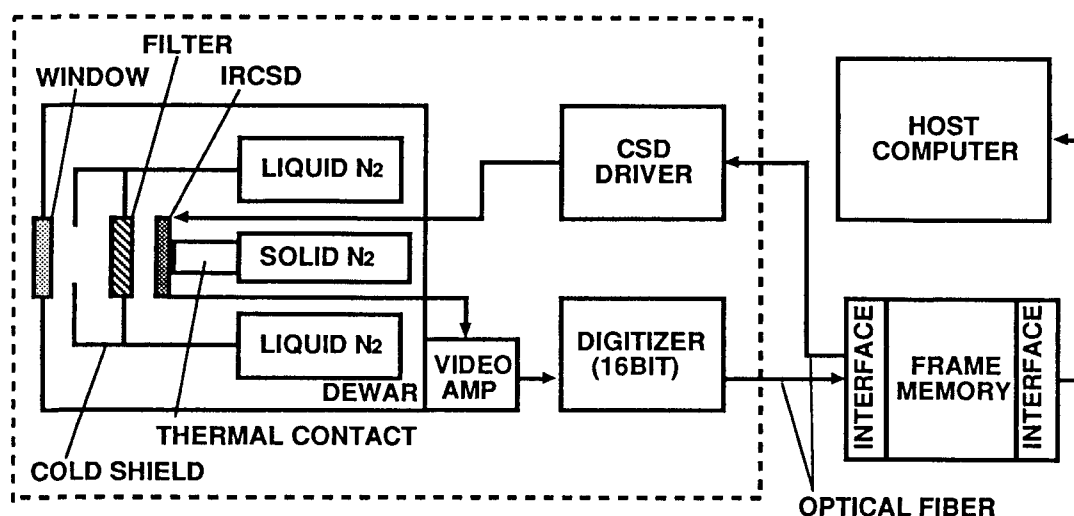


図5. 30 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた天文観測用赤外線カメラの構成。固体窒素を用いて素子温度を55～60Kに制御し暗電流を低減することによって長時間露光を可能にしている。

図5. 3 1にカメラの分光感度特性を示す。天文観測で用いられるのはJ, H, Kと呼ばれる3つの波長帯で、それぞれ中心波長が $1.25\mu\text{m}$ 、 $1.65\mu\text{m}$ 、 $2.25\mu\text{m}$ である。今回用いた素子は反射防止膜と光学的共振構造を $4\mu\text{m}$ にチューニングしているため、必要となる波長帯で量子効率が低くなっているが、 $1.8\mu\text{m}$ にチューニングすれば、図中に示した様な改善が期待でき、この問題は解決できると考えられる。

図5. 3 2は素子の雑音を信号電荷数の変化に対して調べたものである。信号電荷数が3600electrons以下では雑音は60electronsと一定で、これがこのカメラの読みだし雑音である。一方、信号電荷数が3600electrons以上では雑音電子数は信号電荷数の1/2乗となっており、この領域では検出器のショット雑音が支配的であることが分かる。暗電流による出力は素子温度が60Kで3electrons/sで、実使用状態で暗電流による雑音が問題になることはない。

図5. 3 3は素子出力の蓄積時間に対する直線性を示した図である。光源は1000Kの黒体炉で、傾きの異なった3つの直線は黒体炉の開口径を変化させて得た特性である。測定を行った範囲で線形性の誤差は1%以下と小さく、天文観測上問題のないことが確認できた。

図5. 3 4は国立天文台（三鷹）の5cmの望遠鏡を用いて撮像したアンドロメダ銀河のJバンドの像である。図5. 3 5は25cm反射望遠鏡のニュートン焦点にカメラをとりつけて、ハワイ島マウナケア天文台で観測した銀河中心Kバンド像である。

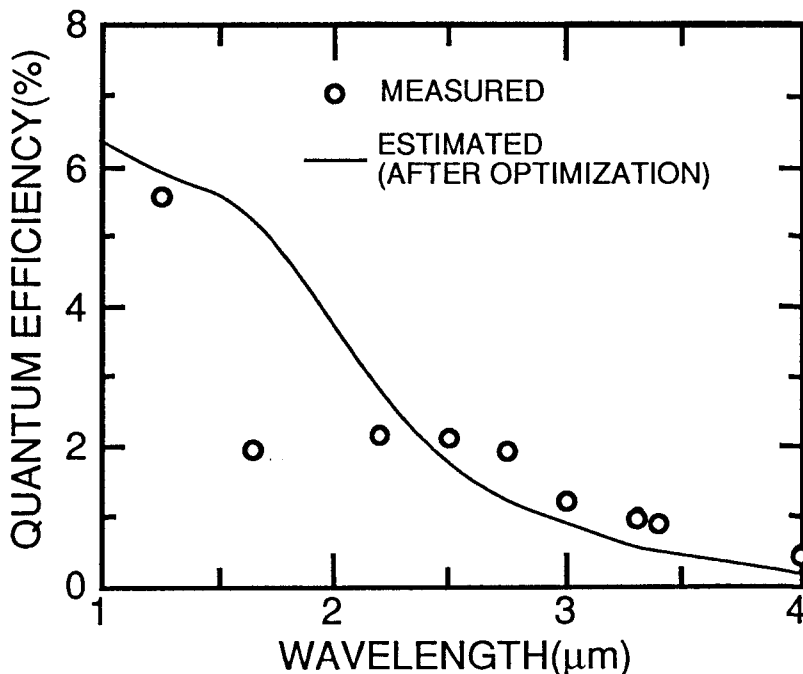


図5. 3 1 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた天文観測用赤外線カメラの分光感度特性。実線は観測波長に合わせて光学的共振構造と反射防止膜を波長 $1.8\mu\text{m}$ にチューニングした場合の予想特性である。

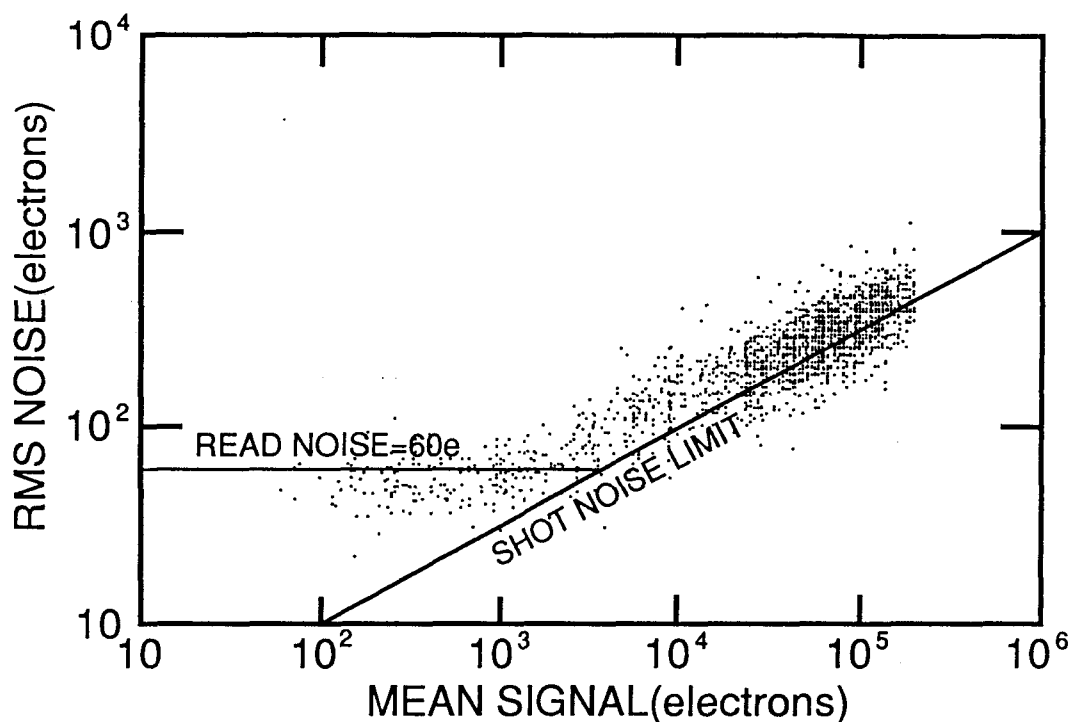


図5. 3 2 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた天文観測用赤外線カメラの雑音特性。読みだし雑音は60electronsで、3600electrons以上の信号電子数の領域ではショット雑音リミットの特性が得られている。

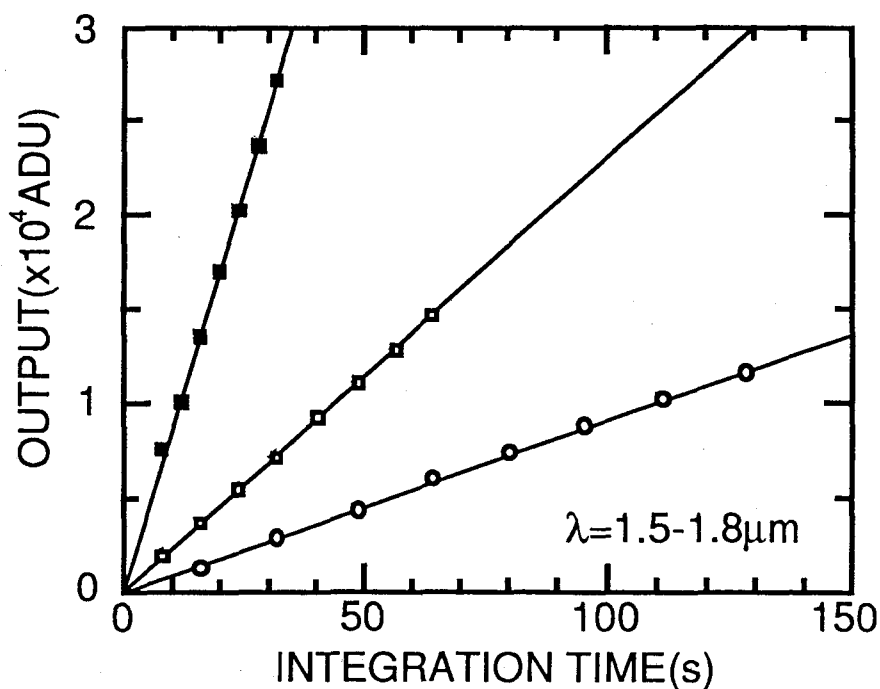


図5. 3 3 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた天文観測用赤外線カメラの直線性。3本の直線は光源の開口を変えることによって得られた特性である。

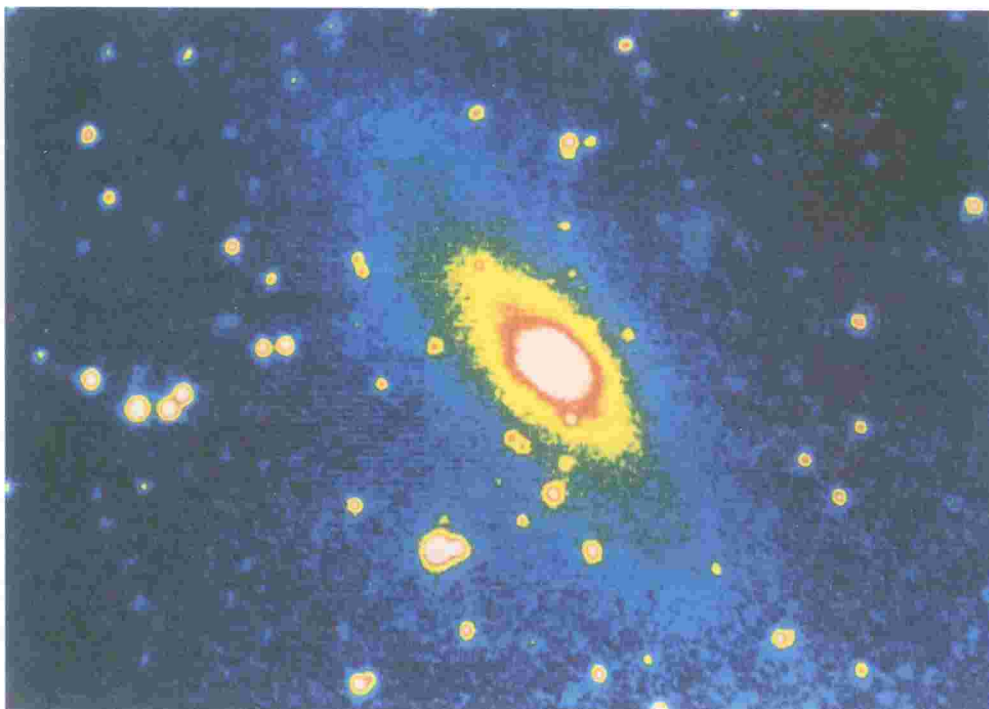


図5. 3 4 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた天文観測用赤外線カメラによる天文観測例。これは波長 $1.25\mu\text{m}$ のJバンドでアンドロメダ銀河を撮像した例である。

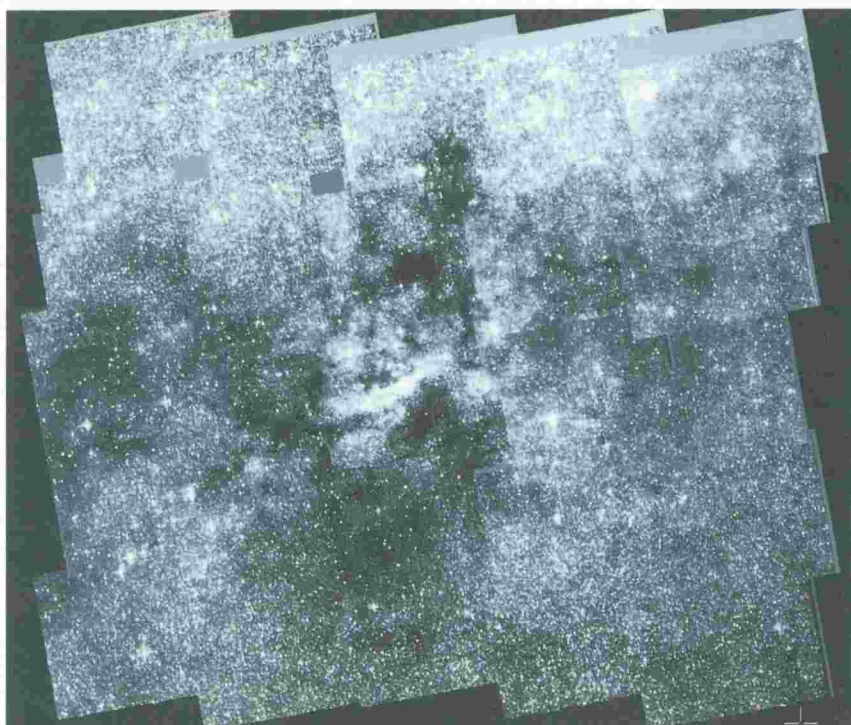


図5. 3 5 512x512画素電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた天文観測用赤外線カメラによる天文観測例。これは波長 $2.25\mu\text{m}$ のKバンドで銀河中心を撮像した例である。

5. 9 結 言

標準テレビ解像度をもったショットキバリア赤外線イメージセンサを実現する上で従来のインターライン転送CCD方式の問題点を開口率の観点から検討し、その限界を示した。従来方式における問題点を解決するために、新しい信号読みだし素子として電荷掃きよせ型デバイス(CSD)を提案し、その基本動作をテスト素子により確認した。CSD基本動作では、狭チャネル効果と信号電荷の空間的な広がりのため、十分な転送効率が得られないという問題があることが分かった。これに対し、信号の広がりを最小限にし、付加掃きよせ動作を行うことにより従来のCCDより高い転送効率が得られる改良CSD動作を考案し、テスト素子を用いて転送効率改善効果を確認した。

CSDの有用性を実デバイスで確認するために、CSDを垂直電荷転送素子として用いた512x512画素の白金シリサイド・ショットキバリア赤外線イメージセンサを設計・製作し、その性能を評価した。CSD方式を用いたことで開口率を大きく改善することができ、26x20 μm^2 の画素サイズで開口率39%が達成できた。製作した素子は室温付近の背景でショット雑音リミットで動作し、雑音等価温度差0.07K(f/1.2)が得られた。この素子を用いた赤外線TVカメラを製作し、その基本特性を評価するとともに、応用分野の検討を実際のフィールドで行い、幅広い応用分野への適用が可能であることを確認した。また、赤外線天文観測への応用を検討するため、プロトタイプの天文観測用赤外線カメラを試作し、その特性が天文観測に使用可能であることを確認した。

参考文献

- 1) M.Denda, M.Kimata, N.Yutani, N.Tsubouchi and S.Uematsu : IEDM Tech. Digest, Washington D.C., 1983, p.722.
- 2) S.Iwade, M.Kimata, M.Denda, N.Yutani and N.Tsubouchi : Trans. I.E.E. of Japan, 107 (1987) 203.
- 3) H.Heyns and J.G.Vansanten : IEEE Trans. Electron Devices, ED-25 (1978) 135.
- 4) W.F.Kosonocky, F.V.Shallcross, T.Villani and J.V.Groppe : IEEE Trans. Electron Devices, ED-32 (1985) 1564.
- 5) R.H.Dyck, J.S.Kim, Y.Abedini, H.Elabd, W.G.Petro, K.K.Shah, J.A.Lehan, J.Chui, J.Wong, H.L.Balopole, J.C.Holl and T.A.Pletcher : Proc. SPIE, 924 (1988) 49.
- 6) K.Konuma, N.Teranishi, S.Tohyama, K.Masubuchi, S.Yamagata, T.Tanaka, E.Oda, Y.Moriyama, N.Tanaka and N.Yoshida : IEEE Trans. Electron Devices, 37 (1990) 629.

- 7) R.Aguilera : Proc. SPIE, 782 (1987) 108.
- 8) J.Edwards, J.Gates, H.Altin-Mees, W.Connelly and A.Thompson : Proc. SPIE, 1308 (1990) 99.
- 9) F.D.Shepherd : IEDM Tech. Digest, San Francisco, (1984), p.370.
- 10) M.Kimata, M.Denda, N.Yutani and N.Tsubouchi : ISSCC Tech. Digest, New York, 1985, p.100.
- 11) C.H.Sequin and M.F.Tompsett : Charge Transfer Device (Academic Press, New York, 1975).
- 12) D.F.Barbe : Proc. IEEE, 63 (1975) 38.
- 13) M.Kimata, M.Denda, N.Yutani, S.Iwade and N.Tsubouchi : ISSCC Tech. Digest, New York, 1987, p.110.
- 14) M.Kimata, M.Denda, N.Yutani, S.Iwade and N.Tsubouchi : IEEE JSSC, SC-22 (1987) 1124.
- 15) M.Kimata, M.Denda and N.Tsubouchi : Sensors and Actuators, A21-A23 (1990) 451.
- 16) M.Kimata, N.Yutani, H.Yagi, J.Nakanishi and N.Tsubouchi : Proc. SPIE, 1540-24 (1991).
- 17) J.M.Lloyd : Thermal Imaging Systems (Plenum Press Corp., 1979).
- 18) P.M.Moser : Mathematical Model of FLIR Performance (Naval Air Development Center, 1972).
- 19) J.R.Janesick, T.Elliott, S.Collins, H.Marsh, M.Bloule, J.Freeman : Proc. SPIE, 501 (1984) 1.

第 6 章 結 論

本論文では、実用レベルのショットキバリア赤外線イメージセンサの実現を目的に、イメージセンサの主要な構成要素であるショットキバリア検出器と埋め込みチャンネル CCD(BCCD)の特性を評価し、その改善策を検討するとともに、高解像度化に適したイメージセンサの構成について考察を加え以下の結論を得た。

- (1) 3～5 μm 帯の検出器として用いることの出来る白金シリサイド(PtSi)と p 形シリコンのショットキバリア検出器で、PtSi上に直接絶縁膜が接触する構造を用い、PtSiの膜厚を薄くすることによって量子効率を1桁以上改善することが出来る。(第2章)
- (2) 検出器の量子効率はショットキバリアの金属電極上に絶縁膜を介して光反射膜を設けた光学的共振構造の採用でさらに改善することが出来る。(第2章)
- (3) 検出器の遮断波長はショットキ効果を利用してバリア高を低減することで長波長側にのばすことが出来る。(第2章)
- (4) ショットキバリア検出器で金属側から光を入射することによって、0.4～1.1 μm の可視・近赤外域の光検出も可能である。この場合の光検出機構はシリコン中の真性機構であり、この波長域の量子効率も金属電極を薄膜化することによって大きく改善することが出来る。(第2章)
- (5) イリジウム・シリサイド(IrSi)をショットキバリア検出器の金属電極に用いて遮断波長7.3 μm を達成した。(第2章)
- (6) イメージセンサの信号電荷転送に用いるBCCDの転送効率は量子型の赤外線検出器が動作する低温領域では転送チャンネル中に存在する電荷トラップの影響を受けて劣化する。(第3章)
- (7) BCCDの低温における転送損失は電荷トラップの捕獲・放出過程を反映して、駆動クロック周期・駆動クロック立ち下がり時間・データ入力周期に依存する。温度及び駆動条件依存性について、比較的密度の低い、深いレベルにあるトラップの影響は、従来のShockley-Read-Hall理論を用いて説明出来るが、量子型赤外線検出器の動作する90K以下の温度領域における駆動条件依存性を理解するためには、Poole-Frenkel効果による浅いトラップの障壁低下を考慮する必要がある。(第3章)
- (8) 試作したBCCDの低温での転送損失の増大の原因となっているのは、伝導帯から

0.28eVの準位のトラップと、埋め込みチャンネルを形成している n 形不純物のドナー・レベルへの電荷の凍結現象である。(第3章)

- (9) PtSiを用いたショットキバリア赤外線イメージセンサの動作する温度で問題となるのはドナー・レベルへの電荷の凍結現象で、①浅いドナー・レベルを持った不純物を用いる、②n形不純物の不純物濃度を下げる、③チャンネル内のフリンジ電界を大きくする、ことによって転送損失を減少させることが出来る。(第3章)
- (10) NTSC標準テレビ・フレーム・レート(30frames/s)に対応する時間の信号電荷蓄積を行うことで量子効率の低いショットキバリア検出器を用いても雑音等価温度差が0.1Kレベルの赤外線イメージセンサの実現が可能である。(第4章)
- (11) 従来のインターライン転送CCD方式では、検出器と垂直CCDの最大取扱電荷量のバランスを考慮して画素の設計を行う必要があり、この方式を用いた場合の開口率は一定の制限をうける。これが高解像度化による画素縮小の際、深刻な問題となる。(第5章)
- (12) 従来のインターライン転送CCD方式の欠点を克服するために、電荷掃きよせ型デバイス(Charge Sweep Device ; CSD)を提案し、テスト素子によりその特性が高解像度イメージセンサに適用可能であることを確認した。(第5章)
- (13) 電荷掃きよせ方式を用いて画素サイズ $26 \times 20 \mu\text{m}^2$ 、開口率39%の512x512画素PtSiショットキバリア赤外線イメージセンサを設計・製作し、雑音等価温度差0.07K(f/1.2)を得た。(第5章)
- (14) 512x512画素の電荷掃きよせ方式赤外線イメージセンサを用いた赤外線TVカメラを設計・製作し、これが監視、計測、天文等幅広い応用分野に適用可能であることを確認した。(第5章)

謝 辞

本論文を結ぶにあたり、終始御懇切な御指導と御鞭撻を賜った大阪大学濱川圭弘教授に衷心より感謝の意を表し、お礼の言葉を申し上げます。また、適切な助言を下された大阪大学奥山雅則教授に心から謝意を表します。本論文の作成にあたり、適切なる御指導をいただいた大阪大学末田正教授、小林猛教授、蒲生健次教授、山本錠彦教授、小林哲郎教授に厚く御礼申し上げます。

本研究の遂行にあたって御指導と御鞭撻を賜り、また本論文作成の機会を与えていただいた三菱電機株式会社常任顧問岡久雄博士、三菱マテリアル株式会社技師長中田秀文博士、三菱電機株式会社LSI研究所所長小宮啓義博士、同熊本製作所所長中野隆生博士、同電子システム事業本部副本部長谷口一郎博士、同電子システム事業本部技師長鹿島孝氏に心から御礼申し上げます。

本研究の遂行、本論文の作成にあたり、直接御指導いただいた三菱電機株式会社LSI研究所プロセス開発第四部長坪内夏朗博士、同電子システム業務部参与紅林秀都司博士、同鎌倉製作所EO技術部伊東尚氏、福山大学植松滋幸教授に厚く御礼申し上げます。また、天文観測用カメラの開発に御協力いただいた国立天文台佐藤修二助教授、上野宗孝氏に感謝の意を表します。

最後に、本研究に対する種々の御協力と有益な御討論をいただいた三菱電機労働組合本部主幹伝田匡彦氏、同LSI研究所主事油谷直樹氏、同鎌倉製作EO技術部主幹樋口隆一氏、同製作所EO技術第二課長石垣隆司氏、同製作所瀬戸俊樹氏、同製作所EO技術第四課長竹之内泰氏、同電子システム研究所光・マイクロ波機器開発部次長田治米徹博士、同電子システム研究所赤線機器グループマネージャ若林諭博士をはじめLSI研究所、鎌倉製作所、電子システム研究所の関係者の方々の心から感謝いたします。