



# HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	弾性表面波すだれ状電極の励振特性解析法の開発とその弾性表面波デバイス低損失化への応用に関する研究
Author(s)	稲川, 清
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(工学)
Dissertation Number	乙第5718号
Issue Date	2000-12-25
DOI	<a href="https://doi.org/10.11501/3178513">https://doi.org/10.11501/3178513</a>
Doc URL	<a href="https://hdl.handle.net/2115/51679">https://hdl.handle.net/2115/51679</a>
Type	doctoral thesis
File Information	000000395117.pdf



弾性表面波すだれ状電極の励振特性解析法の  
開発とその弾性表面波デバイス低損失化への  
応用に関する研究

稲川 清

学位論文

弾性表面波すだれ状電極の励振特性解析法の  
開発とその弾性表面波デバイス低損失化への  
応用に関する研究

国立苫小牧工業高等専門学校  
情報工学科

稲川 清

# 目 次

第1章	序論	1
第2章	正規型弾性表面波すだれ状電極の等価回路法解析	7
2. 1	まえがき	7
2. 2	IDTの等価回路モデル	8
2. 3	IDTの等価回路定数の決定法	8
2. 4	IDTの等価回路定数の算出	10
2. 5	IDTのアドミタンス行列と入力アドミタンス	16
2. 6	正規型IDTの励振特性評価	18
2. 7	LSAWの励振特性	23
2. 8	むすび	28
第3章	ダブル電極型弾性表面波すだれ状電極の等価回路法解析	29
3. 1	まえがき	29
3. 2	ダブル電極IDTの等価回路モデル	30
3. 3	回路定数の決定	31
3. 3. 1	特性アドミタンスの不整合量 $\varepsilon$	31
3. 3. 2	規格化サセプタンス $B/Y_0$	33
3. 3. 3	巻線比 $\gamma$ と静電容量 $C_s$	34
3. 4	ダブル電極IDTの等価回路定数	35
3. 5	ダブル電極IDTの励振・反射特性評価	39
3. 6	むすび	43
第4章	1ポートキャビティ型共振器のビルディング・ ブロック法解析	44
4. 1	まえがき	44
4. 2	ビルディング・ブロック法	44
4. 3	1ポートキャビティ型共振器の共振特性	47

4. 4	1ポートキャビティ型共振器の結合長の共振特性への影響	52
4. 5	むすび	55
第5章	基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極の 等価回路法解析	56
5. 1	まえがき	56
5. 2	NSPUDTの等価回路モデル	57
5. 3	NSPUDTの等価回路定数の決定法	59
5. 4	数値計算例	64
5. 5	むすび	72
付録5. 1	ステップ状不連続における反射係数	73
付録5. 2	Pに関する3次方程式の解	73
第6章	基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極の モード結合理論解析	75
6. 1	まえがき	75
6. 2	モード結合理論	77
6. 3	モード結合パラメータの決定	78
6. 4	15°Y-11.5°X La <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> SiO <sub>14</sub> 基板NSPUDTの モード結合パラメータ	83
6. 5	15°Y-11.5°X La <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> SiO <sub>14</sub> 基板TCS-RDTの モード結合パラメータ	90
6. 6	むすび	97
第7章	基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極の ハイブリッド有限要素法を併用したモード結合理論解析	98
7. 1	まえがき	98
7. 2	モード結合理論	100
7. 3	モード結合パラメータの決定	102
7. 4	La <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> SiO <sub>14</sub> 基板NSPUDT	108
7. 5	La <sub>3</sub> Ga <sub>5</sub> SiO <sub>14</sub> 基板TCS-RDT	117

7. 6	$\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板NSPUT	123
7. 7	$\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板EWD-RDT	133
7. 8	むすび	141

第8章	結論	142
-----	----	-----

謝辞	143
----	-----

本研究に関する発表	144
-----------	-----

文献	147
----	-----

## 第1章 序論

弾性体の表面に沿って伝搬する弾性表面波 (Surface Acoustic Wave : SAW) は, 1885年にRayleighによってその存在が理論的に示され, その後しばらくの間, 地震学の分野において研究が行われた<sup>(1), (2)</sup>. 工学的には, 弾性表面波を圧電体基板の表面で効率良く励振・受信できる「すだれ状電極 (Interdigital Transducer : IDT)」が1960年代半ばに発明されたことを契機として, その電子デバイスへの応用が盛んに研究されるようになった<sup>(3)~(6)</sup>.

弾性表面波はデバイスへの応用の面で

- (1) 弾性表面波の伝搬速度が電磁波のその $10^{-5}$ と遅いため, 同じ周波数では電磁波よりも波長が短くなり, 機器を小型化できる.
- (2) 波のエネルギーが基板表面に集中していることから, 基板表面での波の制御が容易であり, 半導体集積回路の製造技術であるホトリソグラフィ技術を用いたデバイスの製造ならびに大量生産が可能である.

などの特徴を有している<sup>(2), (6)</sup>. SAWデバイスは, これらの特徴を活かし, IDTを対向させたSAWトランスバーサルフィルタ, 金属グレーティング反射器, IDTと金属グレーティング反射器を組み合わせたSAW共振器などを構成要素としている. 具体的には, FM放送受信機, TV, VTR, EDTV (Extended Definition TV), CATV (Cable TV) などのオーディオ・ビデオ機器や, 自動車電話, ポケットベル, 携帯電話などの移動体通信機器において, IF (Intermediate Frequency) フィルタ, RF

(Radio Frequency) フィルタ, 局部発振子, VCO (Voltage Controlled Oscillator) などに応用され, その使用周波数帯は数十MHz帯から数GHz帯に及び, 10GHz帯での応用も研究されている<sup>(3), (6)~(13)</sup>. 特に最近では, 移動体通信第2世代のデジタル携帯電話, PHS (Personal Handy phone System) 用のデュプレクサ, フィルタ, CDMA (Code Division Multiple Access) 用のマッチドフィルタ, コンボルバとして用いられており, 第3世代であるW-CDMA (Wideband CDMA) での応用も含めて, 移動体通信機器におけるキーデバイスとなっている<sup>(14)~(16)</sup>.

このような状況下で, 移動体通信機器におけるSAWデバイスはより一層の高性能化, 特に低損失化, 小型化, 高安定化が望まれている. このため, 電気機械結合係数が大き

く、温度特性に優れた基板の探索や<sup>(17)~(35)</sup>、従来のIDTが双方向にSAWを励振するために生ずる損失を、IDTの励振方向を一方向のみにすることによって改善しようとした一方向性IDT (Unidirectional Transducer: UDT)の開発も行われてきた<sup>(36)~(57)</sup>。一方向性IDTにはいくつかの種類があるが、構造が簡単で高周波化が容易なことから単相型の一方向性IDT (Single Phase UDT: SPUDT)の研究が活発である。SPUDTには

(1) 内部反射質量付加効果を用いた一方向性IDT<sup>(38)</sup>

(2) 浮き電極による反射を用いた一方向性IDT<sup>(40)</sup>

(3) 圧電結晶の異方性を用いた一方向性IDT<sup>(41)</sup>

などの種類がある。特に(3)のものはNSPUDT (Natural SPUDT)と呼ばれ、電極形状が正規型でありながら伝搬方位と電極幅・膜厚を適当に選ぶことで一方向性が得られ、SPUDTのなかでも電極構造が簡単で、高周波化に有利なことから、注目されており、NSPUDT動作可能な圧電結晶<sup>(48)~(50), (52)~(54), (57)</sup>、NSPUDTと逆の方向性を実現する方向性反転電極 (Reversal of Directivity Transducer: RDT)<sup>(51)</sup>の検討が活発に行われている。

さて、これらのSAWデバイスを設計するためには、その構成要素であるIDTやグレーティング反射器の諸特性を調べておく必要があり、種々の方法が提案されているが<sup>(58)~(65)</sup>、代表的な方法として、等価回路法<sup>(66)~(88)</sup>とモード結合理論に基づく方法<sup>(89)~(107)</sup>が挙げられる。等価回路法は、電気系技術者にとっての扱い易さ、工学的見通しの良さを特徴とする。等価回路法で用いられるIDTの等価回路としては、古くからSmithの等価回路<sup>(66), (68), (71)</sup>が用いられてきた。この等価回路は、バルク波振動子に対するMasonの等価回路<sup>(5)</sup>を基にしたものであるが、IDTの電極端部での非放射バルク波に起因するエネルギー蓄積効果や電界短絡効果に起因する移相効果<sup>(108)</sup>が考慮されていない。児島らは、この点を含むSmithの等価回路の問題点を指摘し、IDTの改良型等価回路を提案している<sup>(79), (81)</sup>。

一方、モード結合理論は1970年代の中期に鈴木らによって、SAWグレーティング反射器の特性解析に用いられ<sup>(90)</sup>、小山田らによって駆動項を加えたモード結合方程式が示されたことによりIDTの解析にも用いられた<sup>(92)</sup>。その後、Hartmannら<sup>(38)</sup>、Chenら<sup>(93)</sup>によって、電気系と波動系の分布結合を3本の式で表したモード結合方程式が示さ

れ、その適用範囲の広さ、特に、複雑な構造の I D T の動作記述の簡便さから、最近、特に広く用いられている。また、グレーティング反射器の反射係数や、I D T の放射アドミタンス、変換損失などが閉じた形で得られることも特徴として挙げられる。

ところで、等価回路法あるいはモード結合理論を用いて I D T の特性解析を行う場合には、等価回路法においては等価回路定数、モード結合理論においてはモード結合方程式中のパラメータをあらかじめ決定しておく必要がある。しかしながら、基板の異方性、電極による電氣的摂動および弾性的摂動、電極端部における非放射バルク波に起因するエネルギー蓄積効果などをすべて考慮して、これらの諸パラメータを決定することは容易ではない。このため、等価回路法においては、一般的に等価回路定数を実験的、経験的に定めている<sup>(66)~(75)</sup>。モード結合理論においては、摂動法あるいはグリーン関数解析に基づく方法を用いてモード結合パラメータを決定する方法が提案されている<sup>(93), (97), (99), (100), (102)</sup>。しかしながら、摂動法を用いる方法では、摂動が大きくなると近似度が劣化し<sup>(109)</sup>、さらに、非放射バルク波に起因するエネルギー蓄積効果を考慮することも一般的に困難であり、N S P U D T 基板上の方向性反転電極も扱えない。グリーン関数解析に基づく方法においても、S P U D T の励振中心、反射中心の位置を求めることはできず、特に N S P U D T 基板上で、複数の I D T、金属グレーティング反射器を組み合わせた S A W デバイスの解析は難しいとされている。

先に述べたように、近年、S A W デバイスは移動体通信におけるキーデバイスになっており、その設計には高信頼性、迅速性、柔軟性が要求される。本論文は、このような状況のもとで、双方向性正規型 I D T (Single-electrode IDT: S I D T)<sup>(110)</sup>、ダブル電極型 I D T (Double-electrode IDT: D I D T)<sup>(111)~(113)</sup>、N S P U D T、方向性反転電極といった広範囲にわたる I D T について、基板の異方性、電氣的摂動効果、弾性的摂動効果、エネルギー蓄積効果などをすべて考慮して等価回路パラメータやモード結合パラメータを理論的に決定し、S A W デバイスの特性を精度良く評価することが可能な方法についての研究結果をまとめたものである。具体的には、等価回路法と有限要素法 (Finite Element Method: F E M)<sup>(114)~(116)</sup> を組み合わせた方法、モード結合理論と有限要素法を組み合わせた方法、モード結合理論とハイブリッド有限要素法<sup>(117), (118)</sup> を組み合わせた方法を開発するとともに、従来から用いられている代表的な双方向性圧電基板上の S A W デバイス、および最近特に注目されている N S P U D T 基板上の S A

Wデバイスに対して、設計に有用な多くのデータを提供している。以下に本論文の概要を示す。

第2章では、双方向性正規型IDTの励振特性を精度良く評価することが可能な方法を開発することを目的として、等価回路法と有限要素法を組み合わせた解析法を提案し、その定式化を行っている。具体的には、兒島らによって提案された等価回路<sup>(81)</sup>を用い、IDTの電気端子を短絡あるいは開放とした場合に対応する無限長グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と電位定在波分布、IDT1対当りの静電容量を有限要素法を用いて求め、等価回路定数を求めている。実際に、 $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$ 、 $X-112^\circ Y \text{LiTaO}_3$ 、 $45^\circ X-Z \text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ 、 $34^\circ Y-X$  水晶、 $36^\circ Y-X \text{LiTaO}_3$ などの圧電基板について特性評価を行い、実験値<sup>(21), (22), (78), (81)</sup>との比較から本手法の妥当性、有用性を確認している。

第3章では、第2章で開発した手法を、ダブル電極型IDTに応用し、その等価回路定数を理論的に決定する方法の定式化を行っている。具体的には、等価回路として兒島らによって提案された回路<sup>(81)</sup>を用い、まず、等価回路パラメータの一つである特性アドミタンスの不整合量について、同じ電極幅の正規型IDTの値を用いる根拠を示し、その後に、他のパラメータを、ダブル電極型IDTの電気端子を短絡した場合に対応するSMSA (shorted metal strip array) ならびに開放した場合に対応するSOMSA (split open metal strip array)<sup>(81)</sup>のストップバンドの周波数、およびIDT1対当りの静電容量から決定している。実際に、 $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$ 、 $X-112^\circ Y \text{LiTaO}_3$ 、 $45^\circ X-Z \text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ 、ST-X 水晶などの圧電基板について特性評価を行い、実験値<sup>(81), (82)</sup>との比較から本手法の妥当性、有用性を確認している。

第4章では、ビルディング・ブロック法<sup>(119)</sup>を用いて、SAW共振器の一つである1ポートキャビティ型共振器について、共振特性、およびIDTとグレーティングの結合長の共振特性への影響を調べている。1ポートキャビティ型共振器で用いるIDTには正規型、およびダブル電極型を、また、グレーティング反射器としては短絡グレーティング、正負反射型反射器<sup>(120)</sup>、SOMSAを取り上げ、第2章、第3章で導出した等価回路をビルディング・ブロック法に応用し、共振特性について実験値<sup>(81), (120)</sup>と良く一致する結果を得ている。

第5章では、SAWデバイス低損失化の鍵を握る、圧電結晶の異方性を用いた一方向

性IDTであるNSPUDTについて、Adlerらの考察に基づく等価回路<sup>(85)</sup>を提案し、第2章で開発した手法をもとに、有限要素法を用いてその等価回路定数をすべて理論的に決定する方法の定式化を行っている。具体的には、NSPUDTの電気端子を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングを考え、これらの分散方程式にストップバンドの上下限の周波数を代入することによって得られる4元連立方程式と、短絡グレーティングのストップバンドにおける電位定在波分布、NSPUDT 1対当りの静電容量から、方向性も含めて回路定数を決定している。実際に、STカット $25^\circ X$ 伝搬水晶基板上のNSPUDTについて特性評価を行い、実験値<sup>(48)</sup>、<sup>(49)</sup>との比較から本手法の妥当性を確認している。

第6章では、NSPUDTおよび方向性反転電極の励振特性を精度良く評価することが可能な方法を開発することを目的として、モード結合理論と有限要素法を組み合わせた解析法を提案し、その定式化を行っている。具体的には、等価回路法の場合と同様に有限要素法を用い、NSPUDTや方向性反転電極の電気端子を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と、それぞれの周波数における電位定在波分布、および電極1対当りの静電容量を求め、これらの諸量からモード結合方程式中の諸パラメータを決定している。ただし、NSPUDT基板においては、基板内の電位定在波分布に深さ方向の依存性が存在する。このため、短絡・開放グレーティングにおける基板表面から十分離れた基板内での界分布が、無摂動状態での界分布で近似できることを制約条件として課し、無摂動状態における電位の基板の深さ方向の分布関数をモード結合理論に組み込み、基板内部の電位定在波分布を基にモード結合理論で必要な基板表面での電位定在波分布を決定している。実際に、新しい圧電基板として注目されている $15^\circ Y-11.5^\circ X$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板<sup>(53)</sup>上のNSPUDTおよびTCS-RDT (Transduction-Center-Shift RDT)<sup>(51)</sup>について特性評価を行い、実験値<sup>(53)</sup>との比較から本手法の妥当性を確認している。また、モード結合パラメータの電極膜厚依存性について、1次の摂動法<sup>(48)</sup>、<sup>(49)</sup>との比較を行うとともに、NSPUDTおよびTCS-RDTの最適動作を実現するための電極膜厚に関する設計指針を与えている。

第7章では、第6章で課された基板に対する制約条件を取り除き、実効的な電気機械結合係数の大きな基板上のNSPUDTや方向性反転電極に対応することを目的として、

モード結合理論とハイブリッド有限要素法を組み合わせた解析法を提案し、その定式化を行っている。具体的には、無摂動状態における粒子変位の3成分と電位の基板深さ方向の分布関数をモード結合理論に組み込み、基板内全域で界分布の重なり積分を評価することによってモード結合理論で必要な基板表面における電位定在波分布を決定している。実際に、 $50^\circ Y-22.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板<sup>(54)</sup>、 $15^\circ Y-11.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板、および $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  基板（オイラー角（ $110^\circ$ 、 $145^\circ$ 、 $145^\circ$ ））<sup>(57)</sup>上のNSPUDT、TCS-RDT、EWD-RDT（Electrode-Width-Difference RDT）<sup>(51)</sup>について特性評価を行い、実験値<sup>(53)</sup>、<sup>(121)</sup>との比較からその妥当性、有効性を確認している。また、モード結合パラメータの電極幅および電極膜厚依存性について、1次の摂動法との比較を行うとともに、NSPUDT、TCS-RDT、EWD-RDTの諸特性の電極形状に関する依存性を検討し、より低損失な方向性反転電極の構造を見出すなど、SAWデバイス低損失化に有用な知見を得ている。

第8章では本研究で得られた結論を述べている。

## 第2章 正規型弾性表面波すだれ状電極の等価回路法解析

### 2.1 まえがき

弾性表面波 (SAW) すだれ状電極 (IDT) は, SAWデバイスの最も基本的な構成要素であり, その特性解析についての報告は, 既に従来から数多くなされている<sup>(58)~(65)</sup>. このIDTの解析法の一つに等価回路を用いる方法があり, 広く用いられている<sup>(66), (68), (71), (78), (81)</sup>. ところで, この等価回路法においては, 解析に必要な回路定数をあらかじめ決めておく必要があるが, その際に基板の異方性, 電極による電氣的摂動効果と弾性的摂動効果, および電極端部での非放射バルク波の発生に起因するエネルギー蓄積効果<sup>(108)</sup>をすべて考慮することは一般に困難である. このため, 多くの場合, 解析に必要な回路定数のすべて, もしくはその一部を, 経験的あるいは実験的に定めているのが実情である.

そこでここでは, IDTの電気端子を短絡, 開放した場合に対応する短絡グレーティング, 開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と, それぞれの周波数における電位定在波分布, およびIDT1対当りの静電容量を用いて, 回路定数をすべて理論的に決定する方法を提案している. このとき, ストップバンドの上下限の周波数と電位定在波分布, そして静電容量のいずれをも有限要素法を用いて求めているので<sup>(114)~(116)</sup>, 基板の異方性や電極による電氣的摂動効果と弾性的摂動効果はもちろんのこと, 非放射バルク波によるエネルギー蓄積効果をも考慮することができる. 実際に, 実用性の高い $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$  (LNO),  $X-112^\circ Y \text{LiTaO}_3$  (LTO),  $45^\circ X-Z \text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  (LBO),  $34^\circ Y-X$  quartz (水晶) などの圧電基板上に, 電極材料としてアルミニウム(Al)を用いたIDTの特性解析を行い, 静電容量の電極幅依存性, 等価回路定数の電極膜厚ならびに電極幅依存性, 最大放射コンダクタンスと, この最大放射コンダクタンスを与える周波数の電極膜厚ならびに電極幅依存性についての計算結果を示している. また, LNO, LBO基板の場合に対して, 既に報告されている実験値<sup>(21), (22), (78), (81)</sup>との比較を行い, 本手法の妥当性を確認している. さらに,  $36^\circ Y-X \text{LiTaO}_3$ 基板上のIDTについても本手法を適用し, 本手法が漏洩表面波 (Leaky SAW: LSAW)<sup>(122)~(126)</sup>の励振特性解析にも有用であることを示している.

## 2. 2 IDTの等価回路モデル

図2. 1に示すような正規型IDT（周期 $p = 2d$ ，電極幅 $d_m$ ，電極厚み $h$ ）とその単位区間当りの等価回路<sup>(78), (81)</sup>を考える．導体被覆されていない部分を特性アドミタンス $Y_0$ ，伝搬定数 $k_f = \omega/v_f$ の伝送線路で，導体被覆された部分を特性アドミタンス $Y_m$ ，伝搬定数 $k_m = \omega/v_m$ の伝送線路で表し，非放射バルク波の発生に起因するエネルギー蓄積効果をサセプタンス $B$ で，また，機械系と電気系の結合を巻線比 $\gamma$ の変成器で考慮し，IDT1対当りの静電容量を $C_s$ としている．ここに $\omega$ は角周波数であり， $v_f$ は基板上を導体被覆しないときの表面波速度， $v_m$ は基板上を一様に導体被覆したときの表面波速度である．

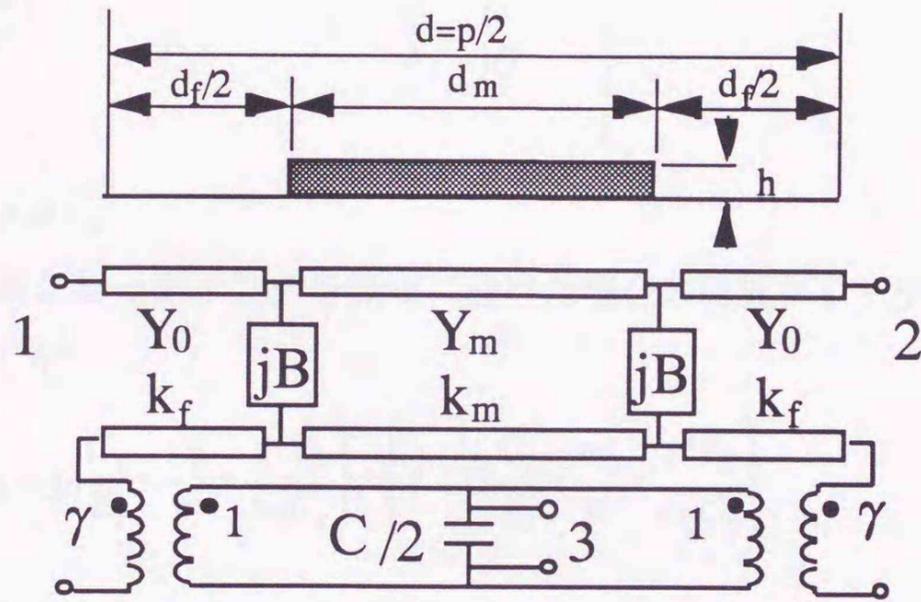


図2. 1 正規型IDTとその単位区間の等価回路

## 2. 3 IDTの等価回路定数の決定法

特性解析に必要な回路定数は特性アドミタンスの不整合量 $Y_m/Y_0 - 1$ ，規格化サセプタンス $B/Y_0$ ，巻線比 $\gamma$ ，静電容量 $C_s$ である．

いま，無限長のIDTを考えると，その電気端子を短絡した場合に対応する短絡グレーティングの分散方程式は

$$\cos \beta d = A_1 \tag{2.1}$$

で与えられる<sup>(76)</sup>．ここに $\beta$ は伝搬定数， $A_1$ は短絡グレーティングの単位区間に対する等

価回路の四端子定数 ( $A_1, B_1, C_1, D_1 = A_1$ ) の一つである<sup>(76), (80)</sup>.

式(2.1)に含まれる等価回路定数は特性アドミタンスの不整合量  $Y_m/Y_0 - 1$  と規格化サセプタンス  $B/Y_0$  であるが、これらは、文献(76), (80)に示されているように短絡グレーティングのストップバンドの上下限の周波数を有限要素法<sup>(115), (116)</sup>を用いて求め、これらの周波数を式(2.1)に代入して得られる二つの式を連立して解き、さらに有限要素法解析によって算出される電位定在波分布を考慮することによって定められる。

次に、IDTの電気端子を開放した場合に対応する開放グレーティングを考えると、その単位区間の等価回路のF行列は次式で与えられる。

$$[F_0] = \frac{1}{1-jQ} \begin{bmatrix} A_1 - jQ & B_1 - j\frac{2(A_1-1)Q}{C_1} \\ C_1 & A_1 - jQ \end{bmatrix}$$

$$Q = 2\gamma^2 C_1 / \omega C_s \quad (2.2)$$

したがって、金属グレーティングを無限に設けた場合の開放グレーティングの分散方程式は可逆性を考慮して

$$\cos \beta d = \left( A_1 - j2\frac{C_1}{Y_0} \cdot \frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{\gamma^2 Y_0}{\omega_0 C_s} \right) / \left( 1 - j2\frac{C_1}{Y_0} \cdot \frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{\gamma^2 Y_0}{\omega_0 C_s} \right) \quad (2.3)$$

のように求められる。ここに  $\omega_0$  は基準周波数  $f_0 = v_f/2d$  に対応する角周波数である。ところで、ブラッグ条件  $\beta d = \pi$  を考慮すると、短絡グレーティングのストップバンドの上下限の周波数において、式(2.1)は  $-1 = A_1$  となるので、さらに回路の可逆条件  $A_1^2 - B_1 C_1 = 1$  を考慮すると、 $B_1 C_1 = 0$  となることがわかる。

また、図2.1の等価回路から得られる短絡グレーティングの等価回路を縦続接続して得られる無限長短絡グレーティングの等価回路の入射端(図2.1の単位区間の左端)における反射係数  $\Gamma_{in}$  は次式で与えられる。

$$\Gamma_{in} = \left( \sqrt{\frac{B_1}{C_1}} - \frac{1}{Y_0} \right) / \left( \sqrt{\frac{B_1}{C_1}} + \frac{1}{Y_0} \right) \quad (2.4)$$

式(2.4)において、 $B_1 = 0$  の場合  $\Gamma_{in} = -1$ 、 $C_1 = 0$  の場合  $\Gamma_{in} = 1$  となる。

ここで、有限要素法を用いて、無限長の短絡グレーティングにおける電位定在波分布を求め、そこから図2.1の単位区間の左端における反射係数を求めると、

(1) ストップバンドの下限の周波数において  $\Gamma_{in} = -1$ , ストップバンドの上限の周波数において  $\Gamma_{in} = 1$

(2) ストップバンドの下限の周波数において  $\Gamma_{in} = 1$ , ストップバンドの上限の周波数において  $\Gamma_{in} = -1$

のいずれかとなる. すなわち,  $C_1$  はストップバンドの上下限のいずれかの周波数で零になり, このとき, 式 (2. 3) も  $-1 = A_1$  となる. したがって, 開放グレーティングのストップバンドの上下限のいずれかの周波数は, 短絡グレーティングのストップバンドの上下限のいずれかの周波数と一致する. そこで, まず, 短絡グレーティングのストップバンドの上下限のいずれかの周波数とも一致しない開放グレーティングのストップバンドの上限, あるいは下限の周波数を, 有限要素法を用いて算出する. 次に, この周波数を式 (2. 3) に代入し, ブラッグ条件を考慮すれば, 残る回路定数  $\gamma^2 Y_0 / \omega_0 C_s$  の値が求められることになる. さらに, IDT 1 対当りの静電容量  $C_s$  がわかっているならば  $\gamma^2 Y_0$  の値を求めることができ, ここに計算に必要な回路定数は, すべて決定されたことになる. なお, 静電容量については静電界の問題を有限要素法解析して容易に求められる<sup>(114)</sup>. また, 本論文における有限要素法解析には, すべて図 2. 2 に示す 8 節点長方形要素を用いている.

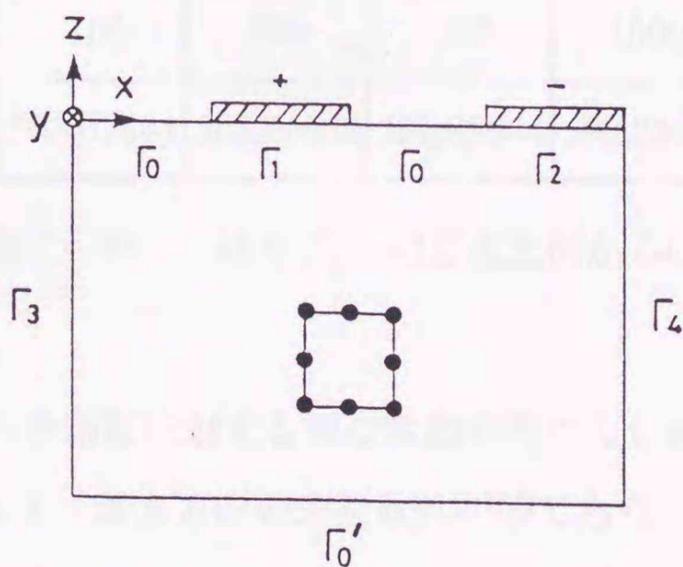


図 2. 2 有限要素法の適用領域

## 2. 4 IDT の等価回路定数の算出

まず, LNO 基板の場合に対して, 電極幅を  $d_m = 0.5 d$  とし, IDT 1 対当りの静電容量についての計算値の収束性を調べた結果を示す. なお, ここに示した静電容量はいず

れも開口長方向（ $y$ 方向）の単位長当りの値である。

表2. 1は、図2. 2の伝搬方向（ $x$ 方向）を56分割、深さ方向（ $-z$ 方向）を6  $\lambda$ 当り50分割（ $\lambda$ は表面波の波長）したときの境界  $\Gamma_0'$  の位置による解の変動を調べたものである。深さを6  $\lambda$ から18  $\lambda$ と変化させても静電容量の値はほとんど変動せず、境界  $\Gamma_0'$  の位置は、基板表面から6  $\lambda$ 程度で十分と考えられる。

表2. 2は、伝搬方向を56分割、境界  $\Gamma_0'$  までの深さを6  $\lambda$ としたときの深さ方向の分割数に対する解の収束性を調べたものである。解の変動は、分割数が1000以上では十分小さくなっており、分割数を2000とした場合の値を深さ方向の分割に対する収束値とする。

表2. 1 境界  $\Gamma_0'$  の基板表面からの距離に対する解の収束性

境界 $\Gamma_0'$ の基板表面からの距離	6 $\lambda$	9 $\lambda$	12 $\lambda$	15 $\lambda$	18 $\lambda$
静電容量 (pF/m)	603.59469	603.59380	603.59441	603.59316	603.59359

伝搬方向の分割数： 56      深さ方向の分割数： 6  $\lambda$  当たり50

表2. 2 深さ方向の分割数に対する解の収束性

深さ方向の分割数	50	100	200	500	1000	1500	2000
静電容量 (pF/m)	603.59441	591.02484	585.26652	581.85064	580.23606	579.77384	579.57006

伝搬方向の分割数： 56      境界  $\Gamma_0'$  の基板表面からの距離： 6  $\lambda$

図2. 3は、伝搬方向の分割数に対する解の変動を調べたものである。基板表面から境界  $\Gamma_0'$  までの深さは6  $\lambda$ 、深さ方向の分割数は2000であり、横軸は伝搬方向の分割数  $N'$  の逆数をとったものである。ここでは、伝搬方向の分割数を32, 48, 64, 208として静電容量の値を求めているが、分割数を48, 64, 208とした場合の値がほぼ直線上にあることから、これらの値によって  $N' \rightarrow \infty$  としたときの外挿値、すなわち収束値を求めることができる。

図2. 4は、IDT1 対当りの静電容量の電極幅依存性をLNO, LTO, LBO, 水晶基板に対して調べたものである。静電容量は、LNOが最も大きく、以下、LTO, LBO, 水晶の順に小さくなっている。また、いずれの基板を用いた場合にも、電極幅が広

くなるとともに静電容量は大きくなっている。なお、LNOに対する本解析結果は実験値<sup>(81)</sup>とよく一致しており、本手法による静電容量の評価の妥当性が確認される。

次に、IDTの等価回路定数 $Y_m/Y_0 - 1$ 、 $B/Y_0$ 、 $\gamma^2 Y_0$ の電極膜厚依存性ならび電極幅依存性をLNO、LTO、LBO、水晶基板に対して調べた結果を示す。

図2.5(a)～(c)は、それぞれ $Y_m/Y_0 - 1$ 、 $B/Y_0$ 、 $\gamma^2 Y_0$ の電極膜厚依存性を示したものである。なお、電極としてはアルミニウムを用い、電極幅を $d_m = 0.5d$ としてある。また、 $p$ はIDTの周期、 $w$ は開口長である。

LNOの場合、膜厚の増加に伴い $Y_m/Y_0 - 1$ の値は減少しているが、他の圧電基板では増加している。特にLBOでは、 $Y_m/Y_0 - 1$ の値が非常に大きく反射量が大いものと考えられる<sup>(76)</sup>、<sup>(80)</sup>。図中の▲、●、○は、それぞれ基準周波数が60MHz、90MHz、850MHzの場合のLBOについての実験値<sup>(21)</sup>、<sup>(22)</sup>であるが、本手法による結果は電極が薄い場合は実験値と比較的よく一致しているが、電極が厚い場合には、実験値よりも大きな値となっている。この原因としては、電極が厚くなるとともに増加することが知られているバルク波へのモード変換が考えられる。

$B/Y_0$ の値は、いずれの基板においても電極が厚くなるとともに増加している。また、各圧電基板の中ではLTOが最も $B/Y_0$ の値の変化が少なく、逆にLBOはその変化が大い。図中の■、□はそれぞれ、基準周波数が90MHz、850MHzの場合のLBOについての実験値<sup>(22)</sup>であるが、本手法による結果は実験値とよく一致している。

$\gamma^2 Y_0$ の値は、電極が厚くなるとともに、LNO、LBO基板では増加しており、逆にLTO、水晶基板では減少している。また、電極膜厚 $h = 0$ 、電極幅 $d_m = 0.5d$ の場合、 $\gamma^2 Y_0$ の値が、電気機械結合係数を $K^2$ として

$$\gamma^2 Y_0 = \omega_0 C_s K^2 / 2\pi \quad (2.5)$$

で与えられることが知られている<sup>(78)</sup>が、本手法による計算値は、この式から求まる値よりも、いずれの基板の場合にも1割程度大きな値になっている。

図2.6(a)～(c)は、それぞれ $Y_m/Y_0 - 1$ 、 $B/Y_0$ 、 $\gamma^2 Y_0$ の電極幅依存性を、電極膜厚を零として調べたものである。 $Y_m/Y_0 - 1$ の値は、いずれの基板の場合も、 $d_m = 0.4d$ 近傍で最小となっている。逆に、 $B/Y_0$ の値は $d_m = 0.4d$ 近傍で最大となり、電極幅の増加とともに急激に減少している。 $\gamma^2 Y_0$ の値は各基板とも、電極幅が広がるとともに増加しているが、これは静電容量の電極幅依存性に起因していると思われる。

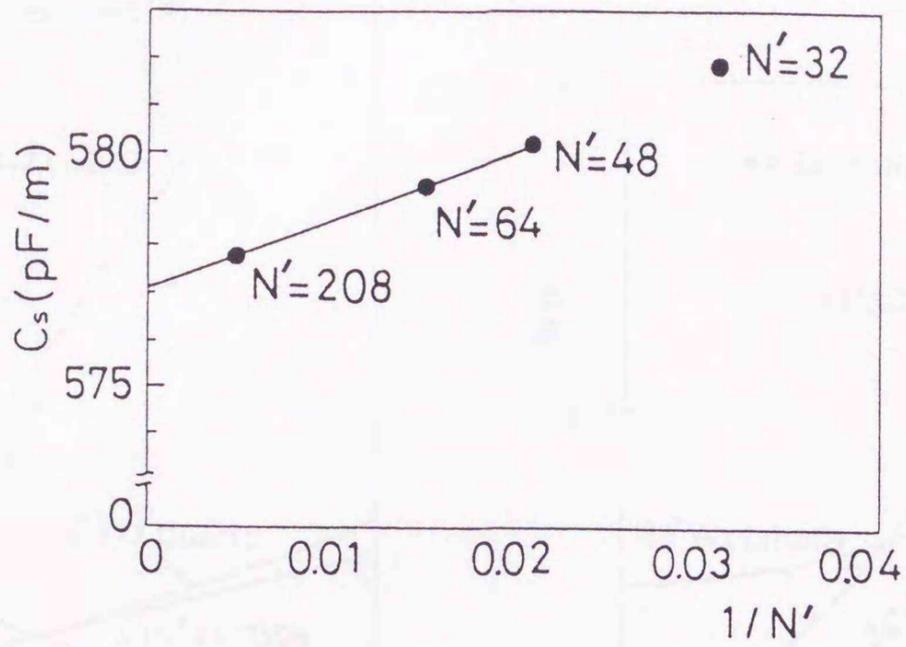


図2. 3 伝搬方向の分割数に対する解の収束性

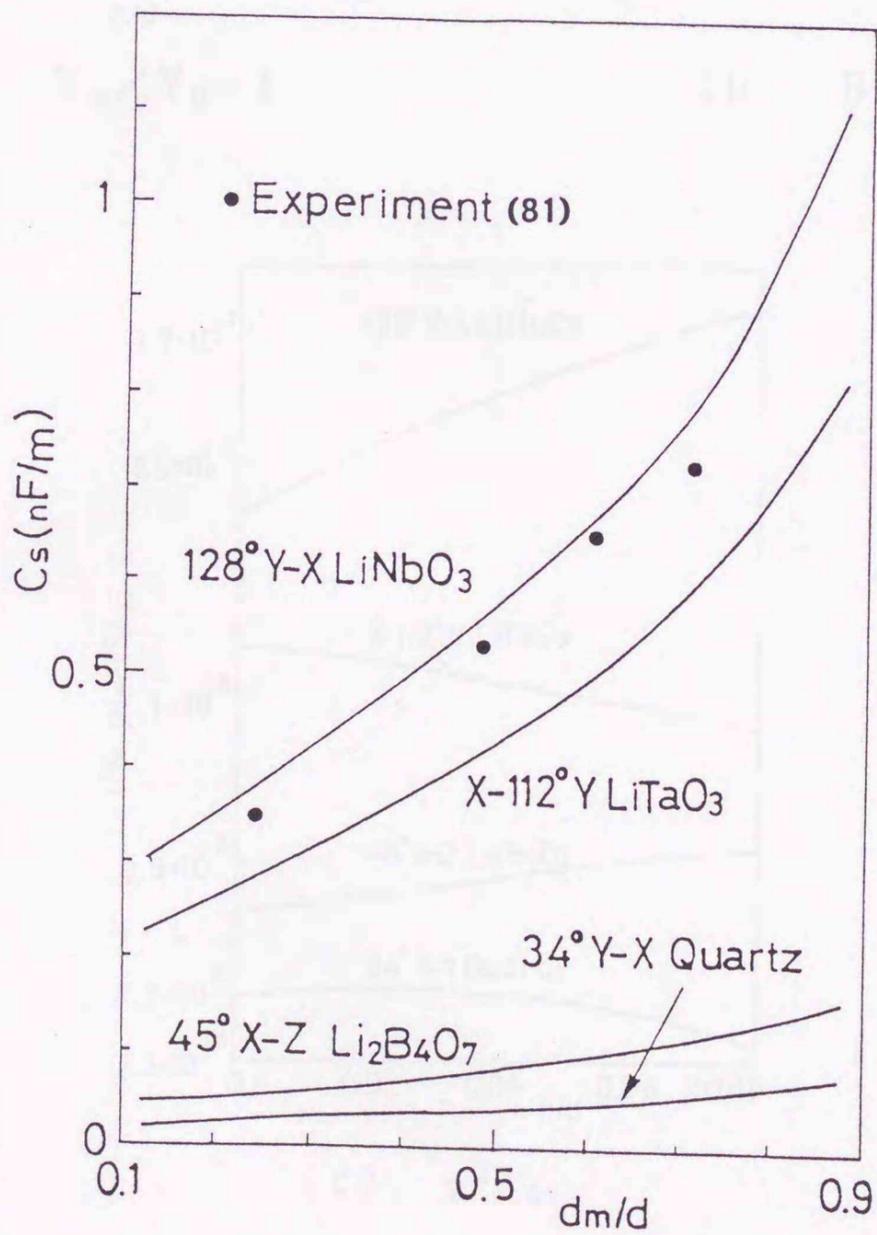
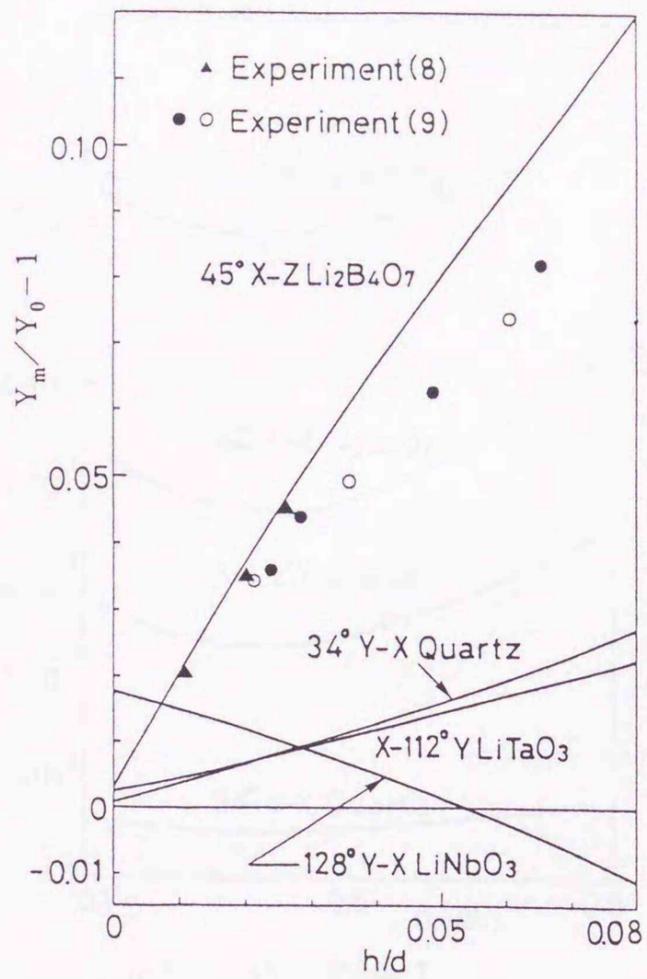
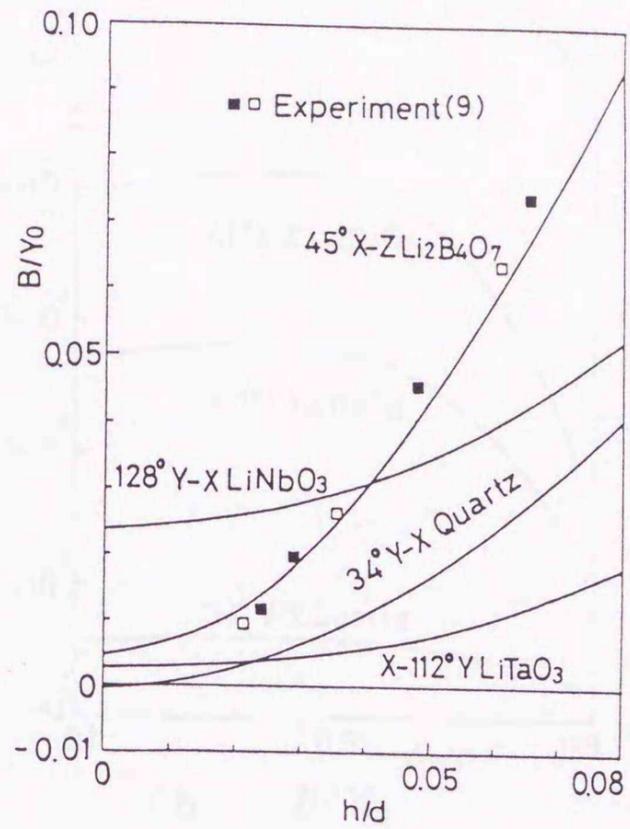


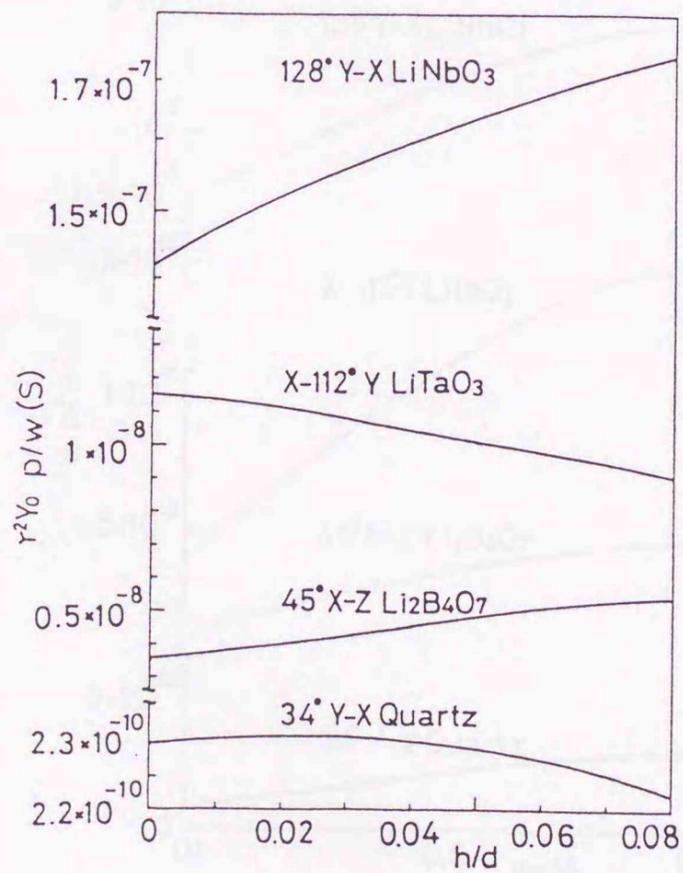
図2. 4 S I D T 1 対 当 た り の 静 電 容 量



(a)  $Y_m/Y_0 - 1$

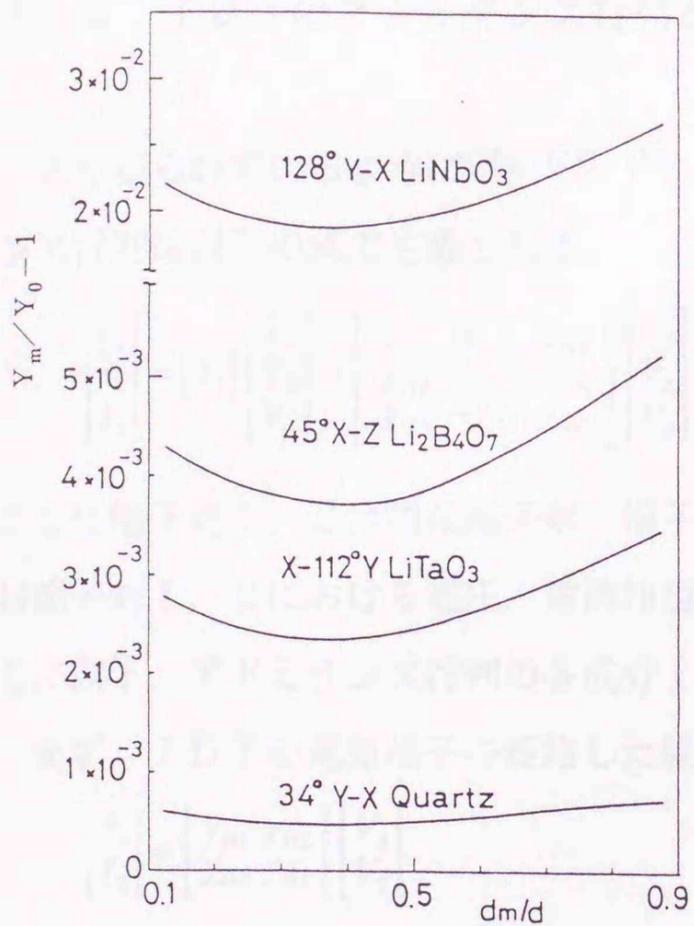


(b)  $B/Y_0$

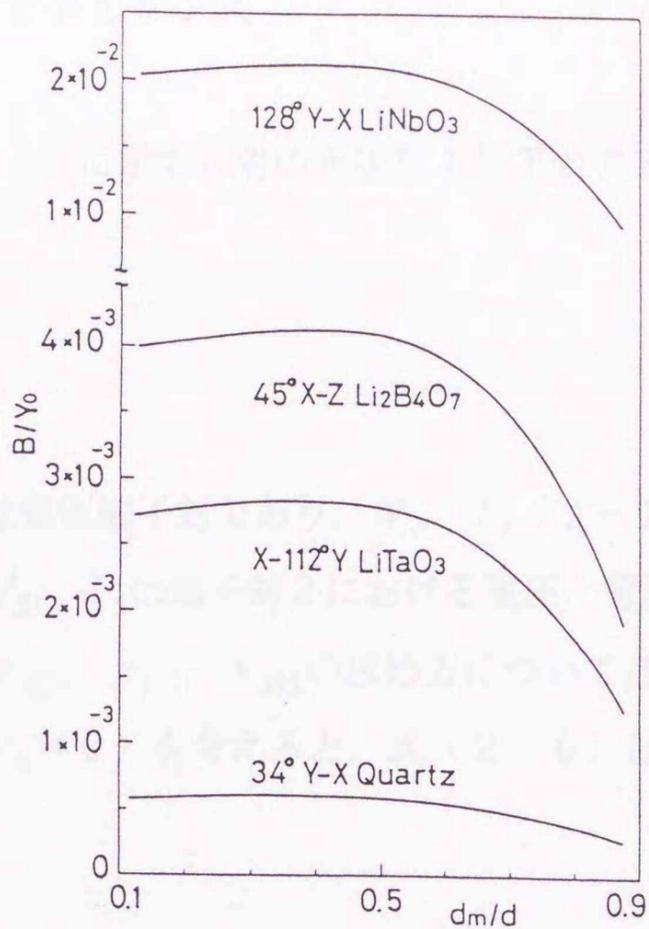


(c)  $\gamma^2 Y_0$

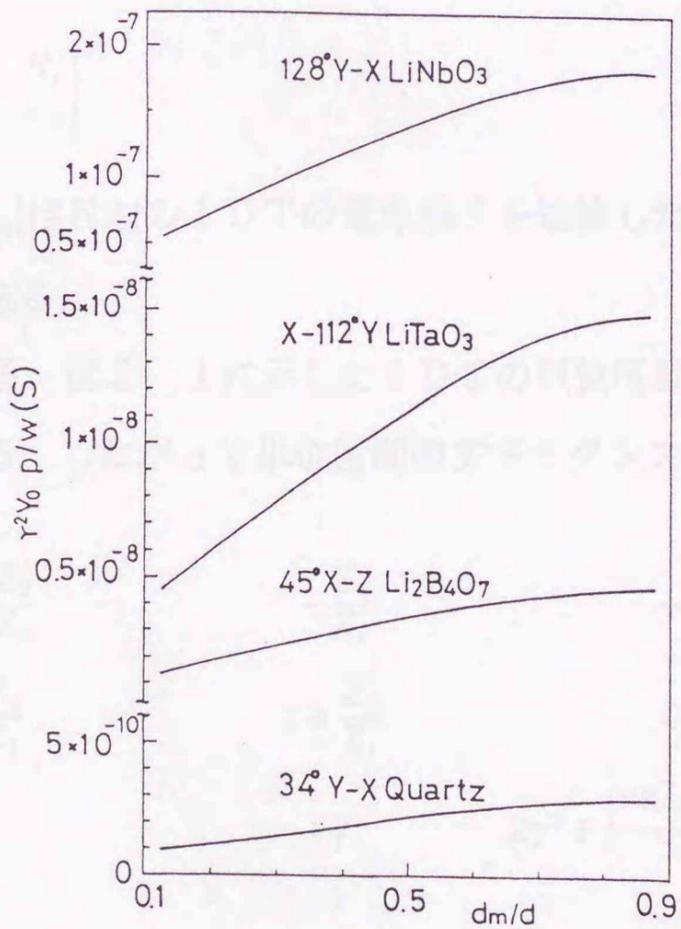
図 2. 5 S I D T の等価回路定数の電極膜厚依存性



(a)  $Y_m/Y_0 - 1$



(b)  $B/Y_0$



(c)  $\gamma^2 Y_0$

図 2. 6 S I D T の等価回路定数の電極幅依存性

## 2.5 IDTのアドミタンス行列と入力アドミタンス

よく知られているように(78), (79), (81), 図2.7に示す  $N$  対の正規型 IDT のアドミタンス行列は以下の式で定義される.

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \end{bmatrix} = [Y_t] \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{t11} & y_{t12} & y_{t13} \\ y_{t12} & y_{t11} & -y_{t13} \\ y_{t13} & -y_{t13} & y_{t33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

ここに端子対 1, 2 は機械端子対, 端子対 3 は電気端子対であり,  $V_i, I_i$  ( $i = 1, 2$ ) は端子対 1, 2 における電圧, 電流相当量,  $V_3, I_3$  は端子対 3 における電圧, 電流である. 以下, アドミタンス行列の各成分  $y_{t11}, y_{t12}, y_{t13}, y_{t33}$  の求め方について述べる.

まず, IDT の電気端子を短絡した場合 ( $V_3 = 0$ ) を考えると, 式 (2.6) は

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{t11} & y_{t12} \\ y_{t12} & y_{t11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} \quad (2.7)$$

となるから,  $y_{t11}, y_{t12}$  は

$$y_{t11} = A_{2N}/B_{2N}$$

$$y_{t12} = -1/B_{2N}$$

$$[F_{2N}] = \begin{bmatrix} A_{2N} & B_{2N} \\ C_{2N} & A_{2N} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & A_1 \end{bmatrix}^{2N} \quad (2.8)$$

と求められる. ここに  $[F_{2N}]$  は  $N$  対の IDT の電気端子を短絡した場合に対応する短絡グレーティングの  $F$  行列である.

次に  $y_{t13}, y_{t33}$  を求める. 図2.1に示した IDT の単位区間の等価回路は図2.8のように表すことができる. したがって単位区間のアドミタンス行列は

$$[Y_{1t}] = \frac{1}{Z_1 + 2Z_2} \begin{bmatrix} 1 + \frac{Z_2}{Z_1} & -\frac{Z_2}{Z_1} & -\gamma \\ -\frac{Z_2}{Z_1} & 1 + \frac{Z_2}{Z_1} & -\gamma \\ -\gamma & -\gamma & 2\gamma^2 + j\frac{\omega C_s(Z_1 + 2Z_2)}{2} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

となり, これより  $N$  対 IDT の  $y_{t13}, y_{t33}$  は電気端子が並列接続されることから以下のように求められる.

$$y_{113} = \frac{-\gamma}{Z_1 + 2Z_2} = \frac{-\gamma(A_1 - 1)}{B_1}$$

$$y_{133} = j\omega NC_s + \frac{4N\gamma^2}{Z_1 + 2Z_2} = j\omega NC_s + \frac{4N\gamma^2(A_1 - 1)}{B_1} \quad (2.10)$$

IDTの電気端子における入力アドミタンスは、機械端子対である端子対1, 2が無反射終端であること、すなわち負荷 $Y_0$ が接続されていることを考慮して次式で算出される。

$$Y = y_{133} - \frac{2y_{113}^2}{y_{111} - y_{112} + Y_0} \quad (2.11)$$

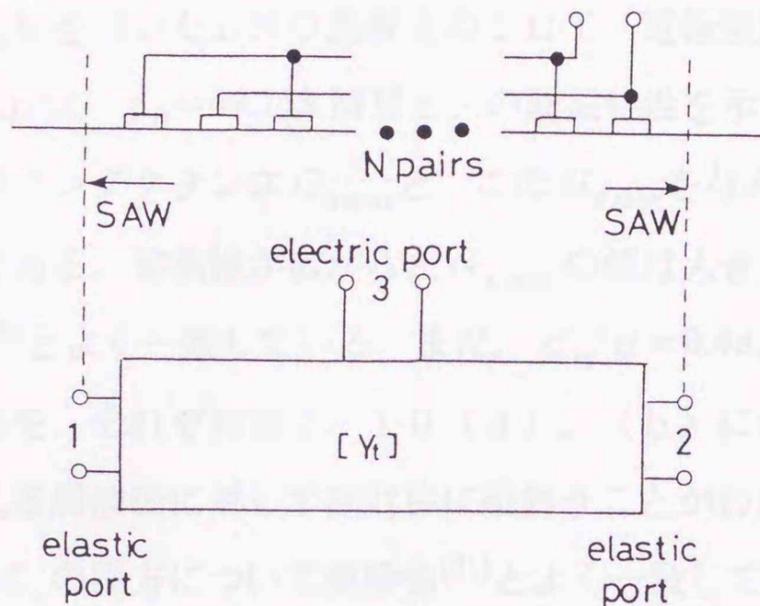
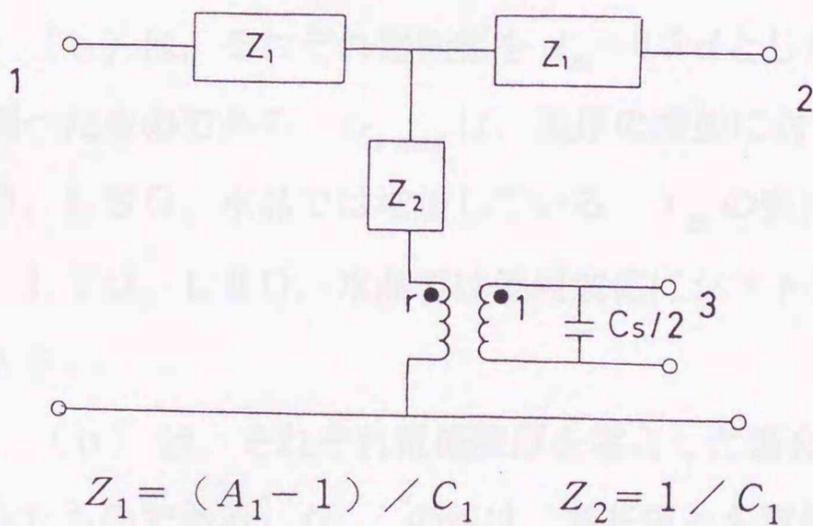


図2. 7 N対正規型IDTとアドミタンス行列



$$Z_1 = (A_1 - 1) / C_1 \quad Z_2 = 1 / C_1$$

$$[F] = \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & A_1 \end{bmatrix}$$

$[F]$  : SIDTの電気端子を短絡した場合に対応する短絡グレーティングの単位区間のF行列

図2. 8 集中定数回路を用いたIDT単位区間の等価回路

## 2. 6 正規型 I D T の励振特性評価

式(2. 11)で求められた I D T の入力アドミタンスは

$$Y = j \omega N C_s + Y_a \quad (2.12)$$

$$Y_a = G_a + j B_a \quad (2.13)$$

と表すことができる<sup>(66)</sup>. ここに  $Y_a$  は放射アドミタンスであり,  $G_a$  はそのコンダクタンス分,  $B_a$  はサセプタンス分である.

まず, アルミニウム電極を用いた L N O 基板上の I D T (電極膜厚  $h = 0.009 d$ , 対数  $N = 10$ , 開口長  $w = 3.2 \text{ mm}$ ,  $f_0 = 49.713 \text{ MHz}$ ) の励振特性を示す.

図 2. 9 は, 最大放射コンダクタンス  $G_{a \max}$  と, この  $G_{a \max}$  を与える周波数  $f_m$  の電極幅依存性を調べたものである. 電極幅が広がると  $G_{a \max}$  の値は大きくなっており, 本手法による結果は実験値<sup>(78)</sup>とよく一致している. また,  $d_m/d = 0.48, 0.60$  の場合の I D T の入力アドミタンスの値を, それぞれ図 2. 10 (a), (b) に示す. 放射コンダクタンスはその最大値を与える周波数に対して非対称に振舞うことがわかる. 本手法による計算値は,  $G_a, B_a + \omega N C_s$  の両方について実験値<sup>(81)</sup>とよく一致している.

次に,  $G_{a \max}, f_m$  の値の電極膜厚ならびに電極幅依存性を, L N O, L T O, L B O, 水晶基板について調べた結果を示す.

図 2. 11 (a), (b) は, それぞれ電極幅を  $d_m = 0.5 d$  とした場合の  $G_{a \max}, f_m$  の電極膜厚依存性を調べたものである.  $G_{a \max}$  は, 膜厚の増加に対して, L T O では減少しているが, L N O, L B O, 水晶では増加している.  $f_m$  の値は, 膜厚に対して, L N O では高周波側に, L T O, L B O, 水晶では低周波側にシフトしており, 特に L B O ではそのシフト量大きい.

図 2. 12 (a), (b) は, それぞれ電極膜厚を零とした場合の  $G_{a \max}, f_m$  の値の電極幅依存性を調べたものである.  $G_{a \max}$  の値は, 各基板とも電極幅が広がるとともに大きくなっている. また,  $G_{a \max}$  の値は, L N O が最も大きく, 以下, L T O, L B O, 水晶の順に小さくなっている.  $f_m$  の値は, L T O, L B O, 水晶では  $d_m = 0.3 d$  近傍で, L N O では  $d_m = 0.4 d$  近傍で最小となっている. L N O 基板は, 他の基板に比べて  $f_m$  の値の基準周波数からのずれが大きい.

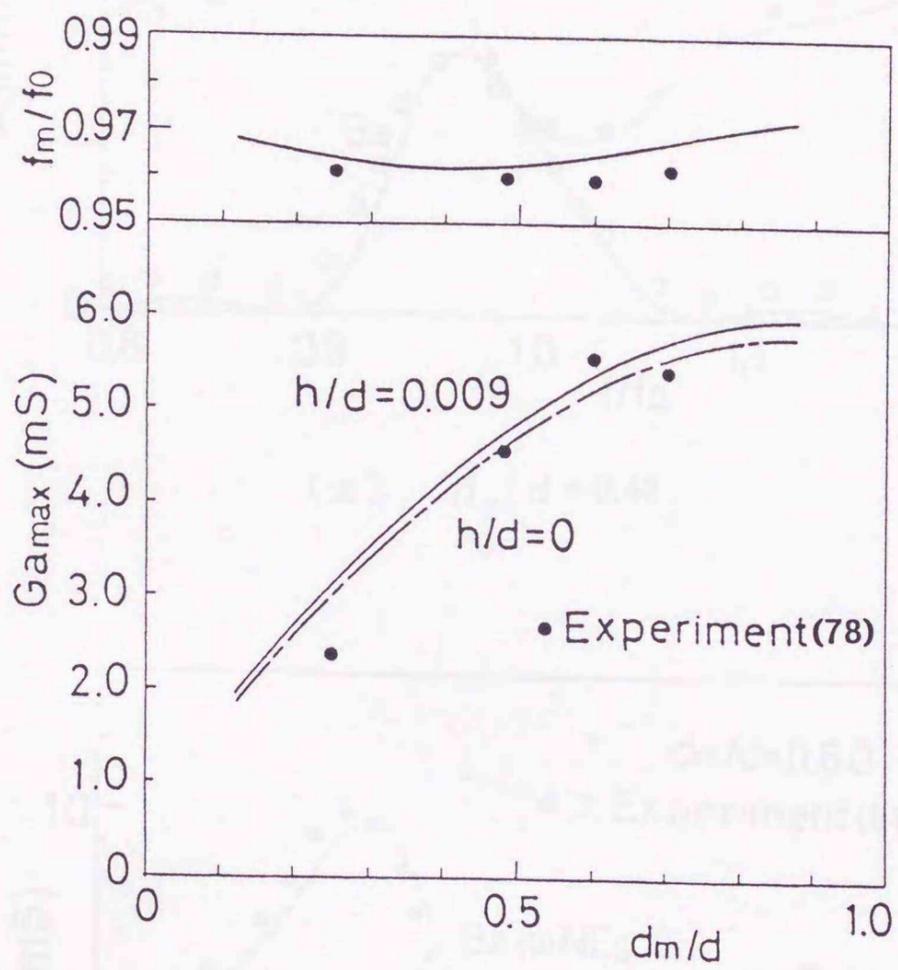
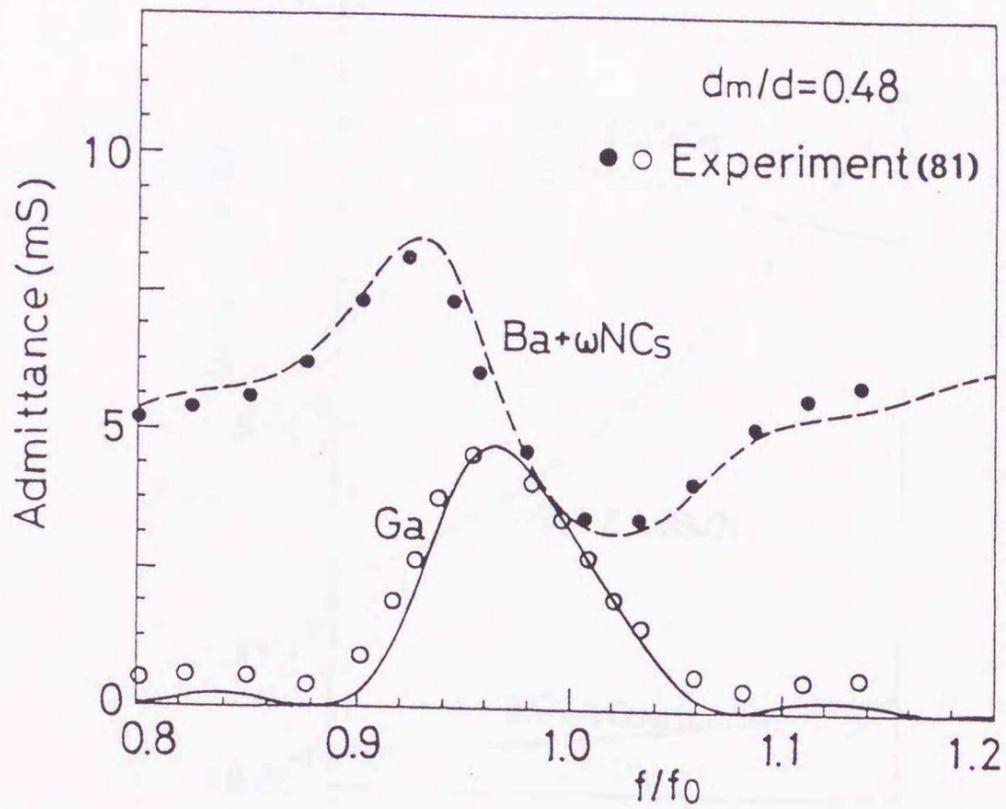
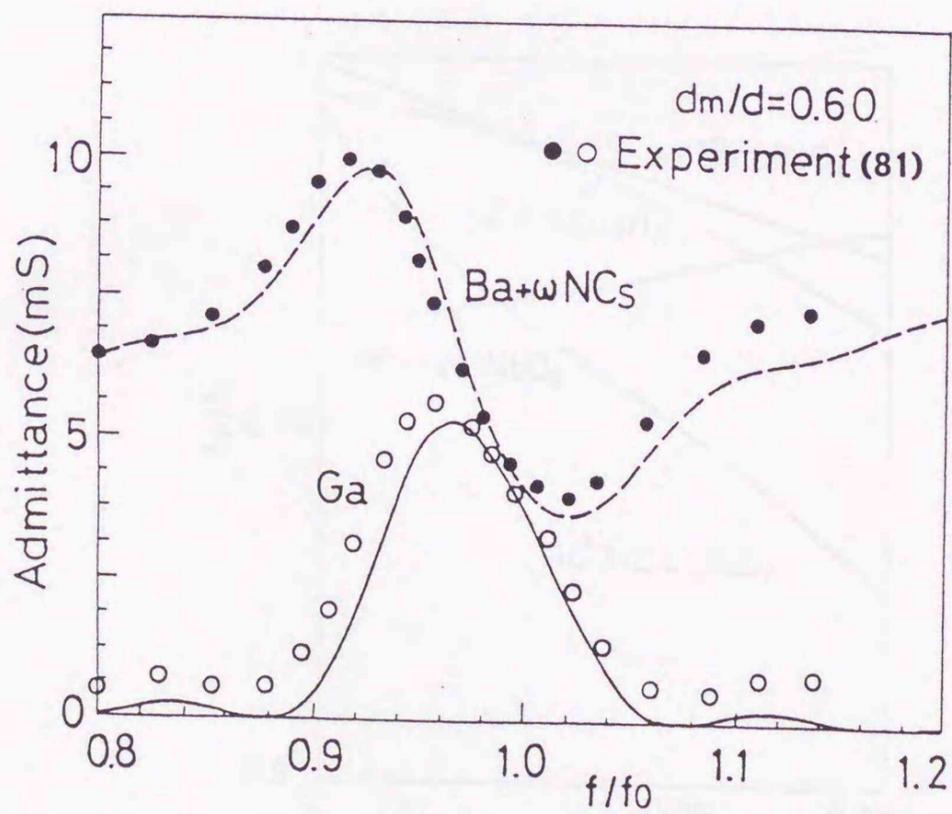


図2. 9 128°Y-XLiNbO<sub>3</sub>基板IDTの $G_{a\max}$ と $f_m$

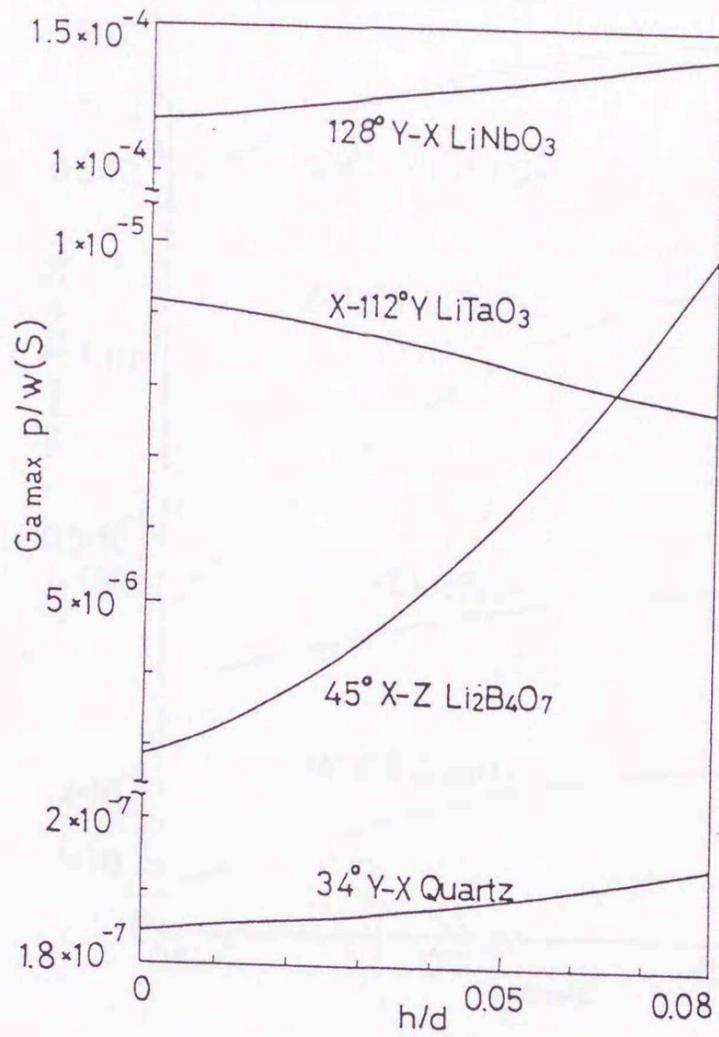


(a)  $d_m/d=0.48$

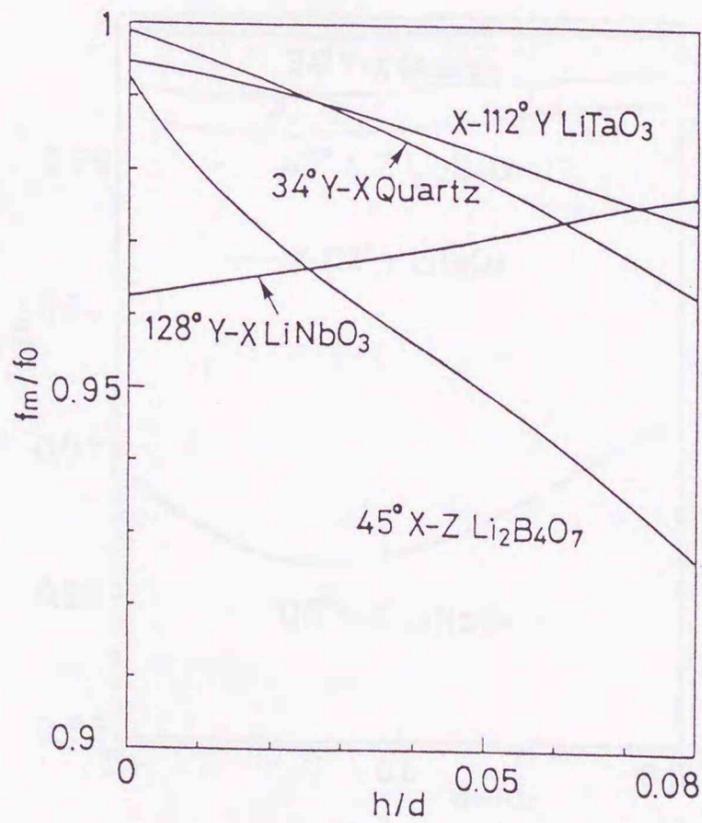


(b)  $d_m/d=0.60$

図2. 10  $128^\circ\text{Y-XLiNbO}_3$ 基板 IDTの入力アドミタンス

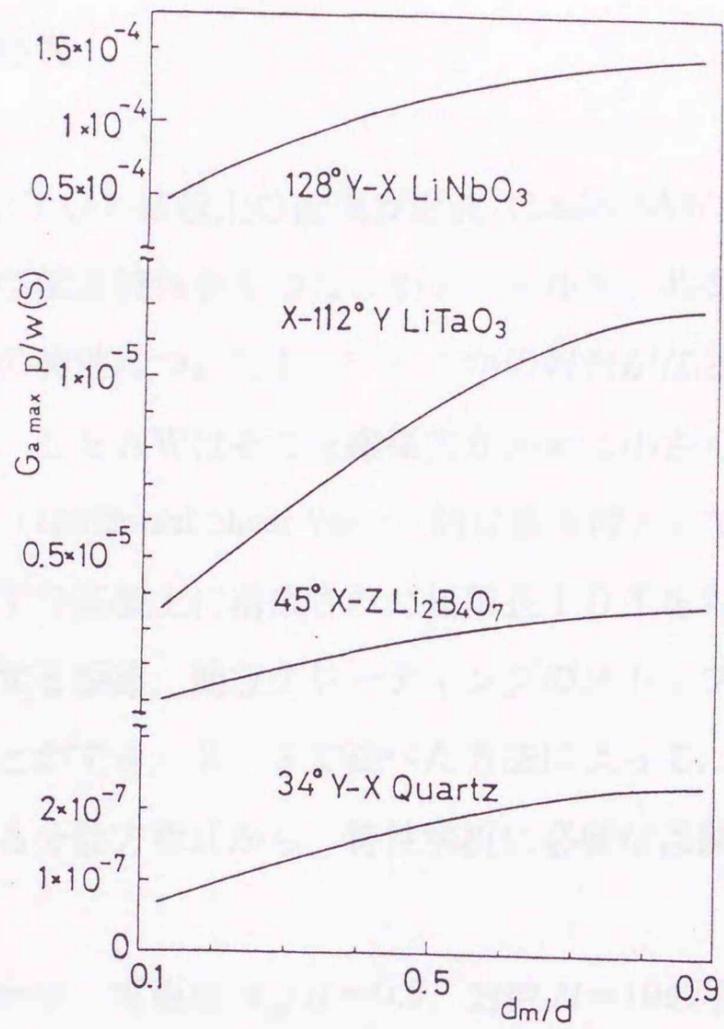


(a)  $G_{a \max}$

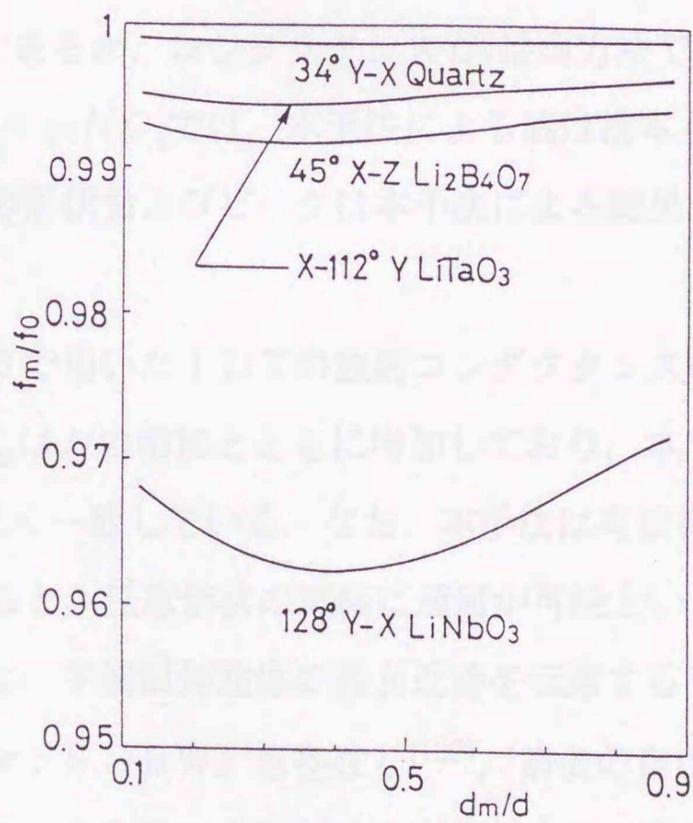


(b)  $f_m$

図2. 11  $G_{a \max}$  と  $f_m$  の電極膜厚依存性



(a)  $G_{a \max}$



(b)  $f_m$

図 2. 12  $G_{a \max}$  と  $f_m$  の電極幅依存性

## 2. 7 LSAWの励振特性

$36^\circ Y-X \text{LiTaO}_3$  (36-LTO) 基板上の漏洩表面波 (Leaky SAW: LSAW) は大きな電気機械結合係数と良好な温度特性をもつことからフィルタ、共振子へ応用されており、36-LTO 基板上の IDT の特性についても、いくつかの報告がなされている<sup>(122)~(126)</sup>.

ところで36-LTOでは、LSAWはその伝搬損失が非常に小さく、有限要素法による解析ではLSAWをSH波 (Horizontal Shear Wave) 的な表面波として扱うことが可能である。したがって、36-LTO 基板の上に構成された無限長 IDT を考え、その電気端子を短絡、開放した場合に対応する短絡、開放グレーティングのストップバンドの周波数を有限要素法を用いて求めることができ、2. 3で述べた方法によって、それらの周波数と図2. 1の等価回路から求まる分散方程式から、特性解析に必要な回路定数はすべて求められる。

図2. 13に電極膜厚  $h=0$ 、電極幅  $d_m/d=0.5$ 、対数  $N=10$  の場合の入力アドミタンスの周波数特性を示す。なお、IDTの両側は電氣的に短絡した状態とし、 $f_0$ は  $f_0 = v_m/p$  ( $v_m$ : 短絡表面におけるLSAWの速度、 $p$ : IDTの周期長  $p=2d$ ) である。図中の実線、破線は本手法による計算値であり、○、●は橋本らによるMorganの方法<sup>(127)</sup>を用いた場合の計算値<sup>(124)</sup>であるが、コンダクタンス  $G_L$  は両方法でよく一致している。入力アドミタンスの虚部  $B_L + \omega N C_s$  では、本手法による値は橋本らの値よりもやや小さな値となっているが、曲線の形状およびピークは本手法による結果と橋本らによる結果でほぼ一致している。

図2. 14は、図2. 13で用いたIDTの放射コンダクタンスの最大値  $G_{Lmax}$  の電極対数  $N$  依存性である。 $G_{Lmax}$  は  $N$  の増加とともに増加しており、本手法による結果は橋本らによる結果<sup>(124)</sup> (○) とよく一致している。なお、本手法は有限要素法を用いているので、Morganの方法と比較すると、任意形状の電極に適用が可能という長所をもつ。

ところで、36-LTOでは、半無限弾性体の表面近傍を伝搬するSHタイプのバルク波 (Surface Skimming Bulk Wave: SSBW) も存在し<sup>(122)</sup>、基板の自由表面での伝搬速度がLSAWにほぼ等しく、また、IDTによるLSAW放射とSSBW放射の周波数が近いことから、IDTの放射特性を評価する場合には、LSAWとSSBWの相互作用を何らかの形で考慮する必要がある。

最後に、36-LTO上の正規型IDTの電極指1対当りの静電容量の電極幅依存性を図2.15に、36-LTO上の正規型IDTがLSAWのみを放射するとした場合の $Y_m/Y_0 - 1$ ,  $B/Y_0$ ,  $\gamma^2 Y_0$ の電極幅依存性ならび電極膜厚依存性を図2.16および図2.17に、放射コンダクタンスの電極幅依存性ならび電極膜厚依存性を図2.18および図2.19に示す。

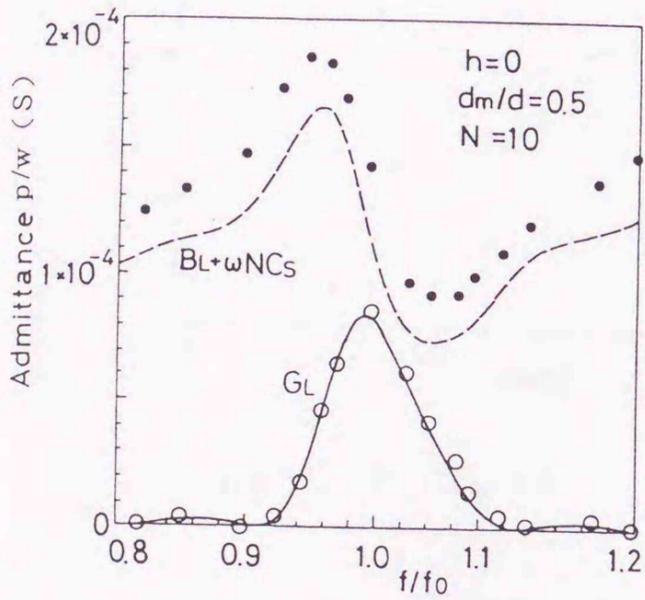


図2.13 36°Y-X LiTaO<sub>3</sub> 基板正規型IDTのLSAW励振特性

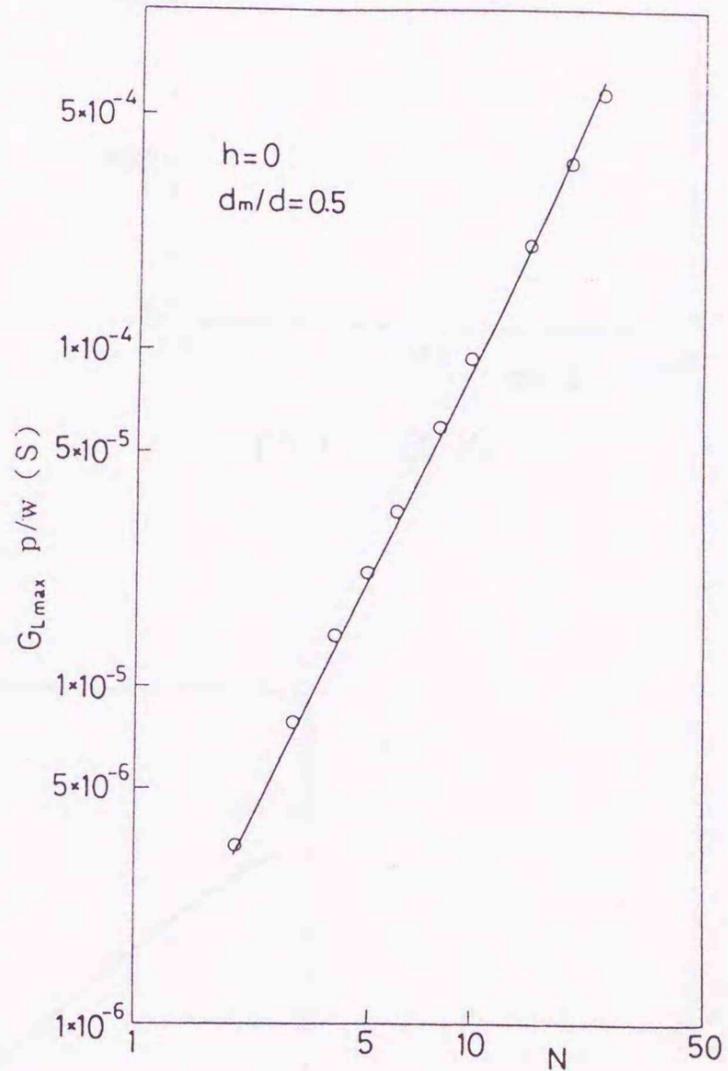


図2.14  $G_{Lmax}$ の電極対数依存性

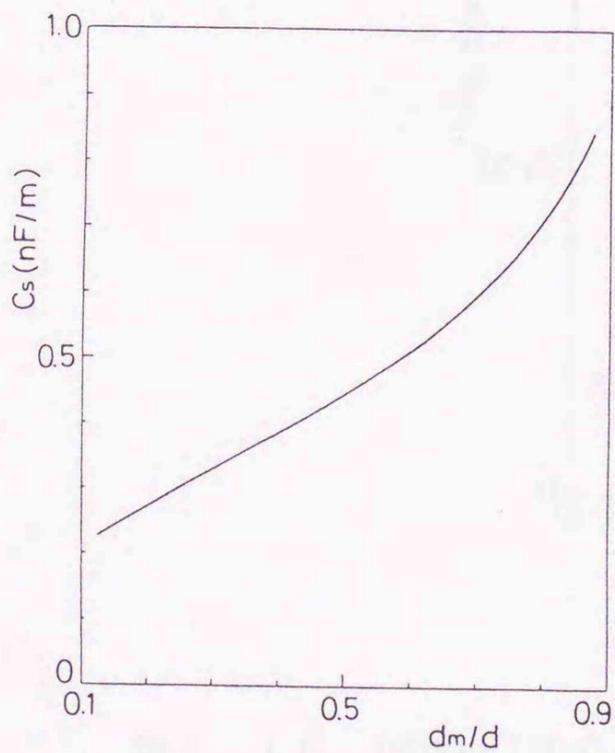
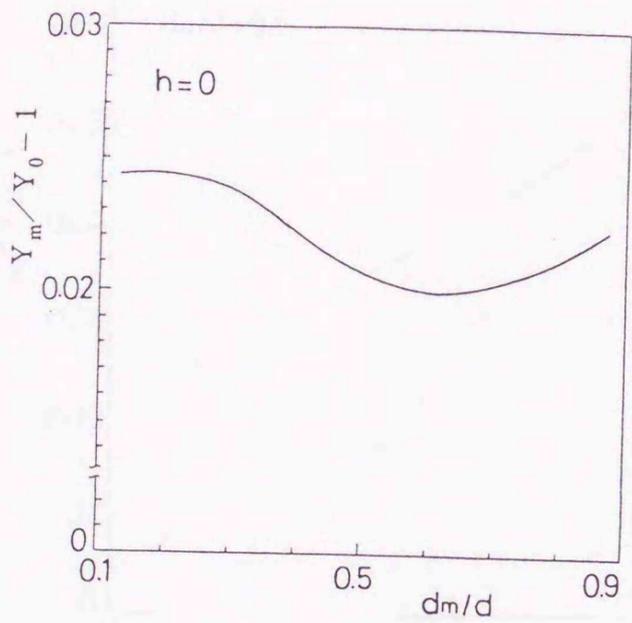
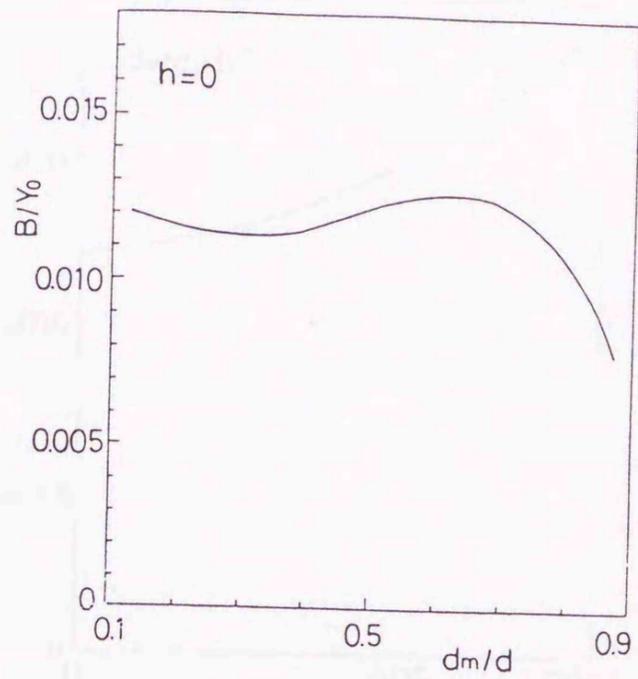


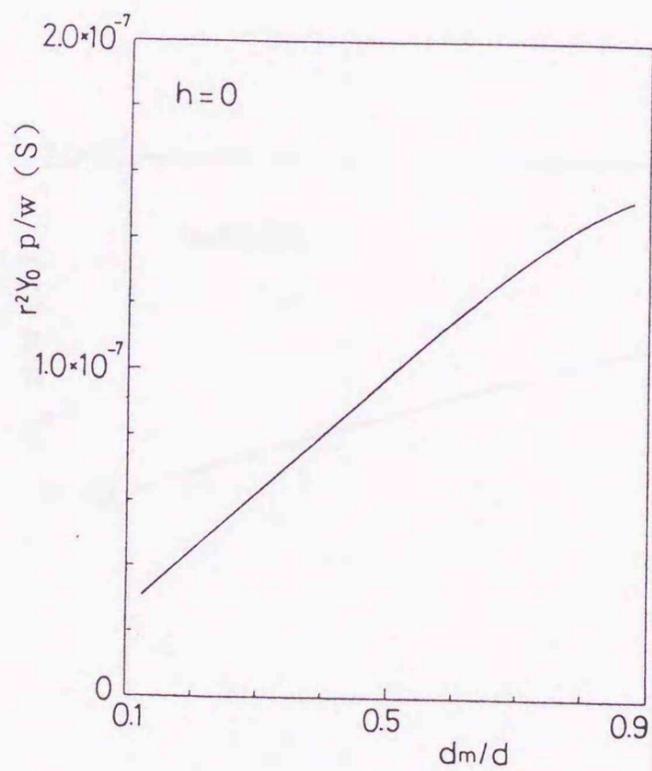
図2.15 36°Y-X LiTaO<sub>3</sub> 基板正規型IDTの静電容量の電極幅依存性



(a)  $Y_m/Y_0 - 1$

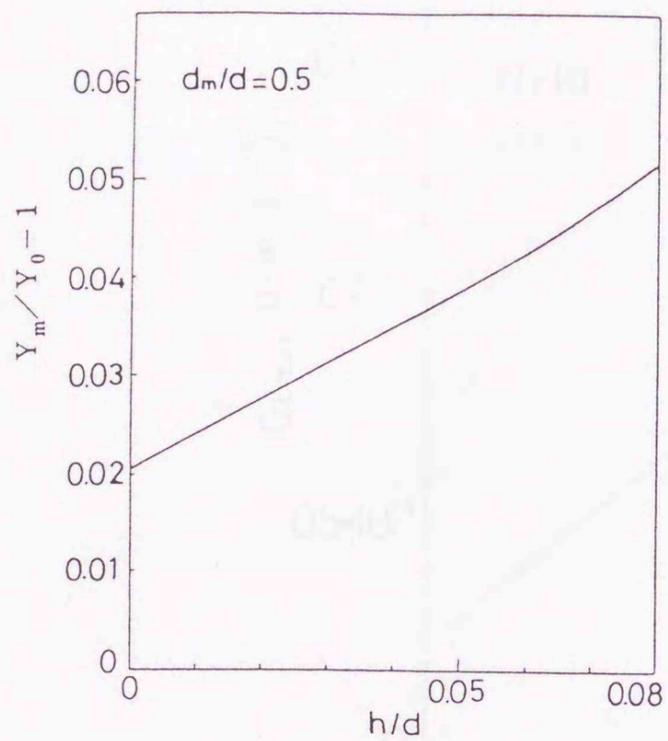


(b)  $B/Y_0$

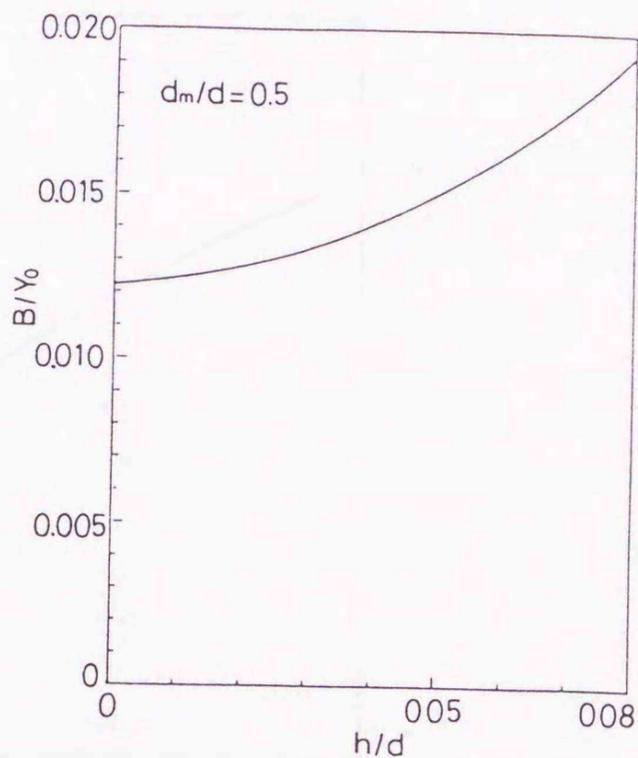


(c)  $r^2 Y_0$

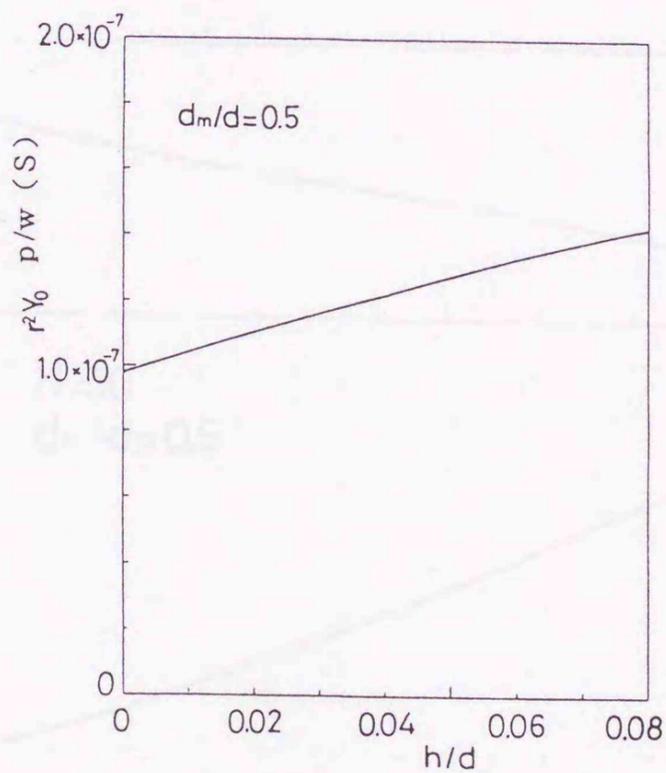
図2. 16  $36^\circ\text{Y-XLiTaO}_3$  基板正規型 IDT の等価回路定数の電極幅依存性



(a)  $Y_m/Y_0 - 1$



(b)  $B/Y_0$



(c)  $\gamma^2 Y_0$

図 2. 1 7  $36^\circ Y-XLiTaO_3$  基板正規型 IDT の等価回路定数の電極膜厚依存性

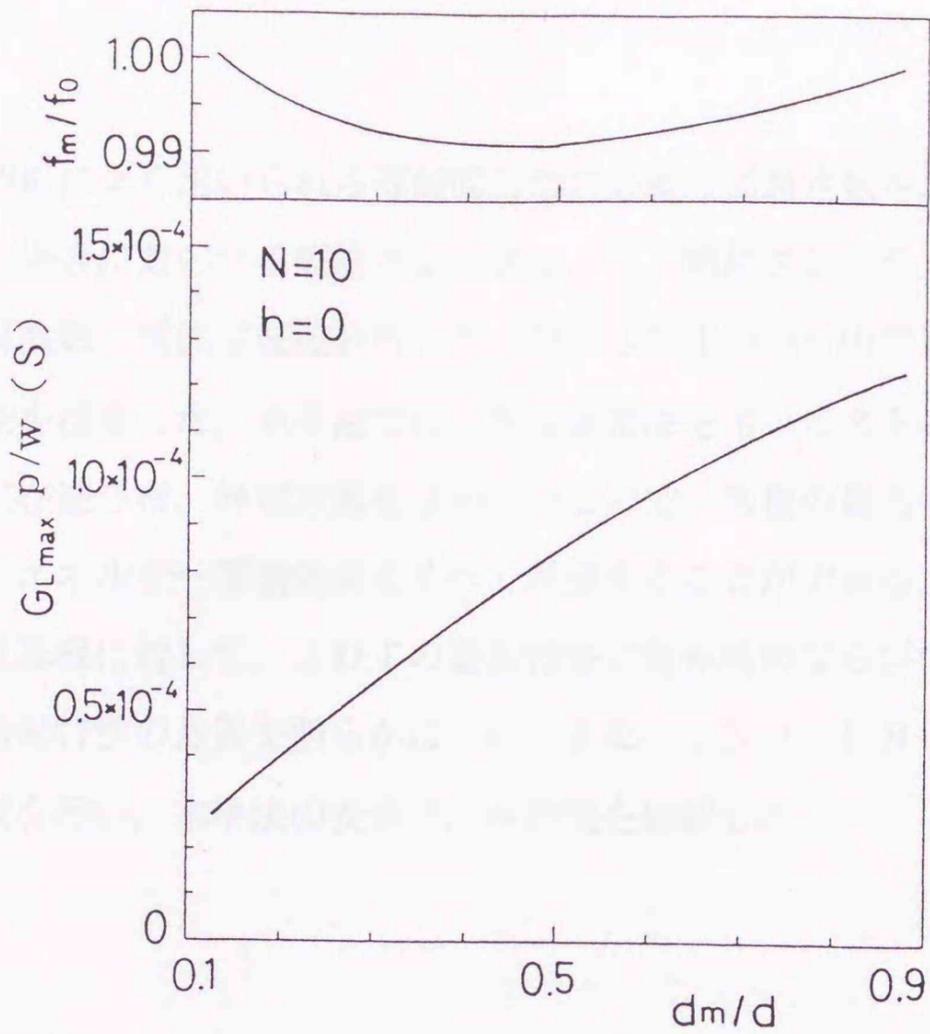


図2. 18  $36^\circ Y-XLiTaO_3$  基板正規型 IDT の LSAW 放射コンダクタンスの電極幅依存性

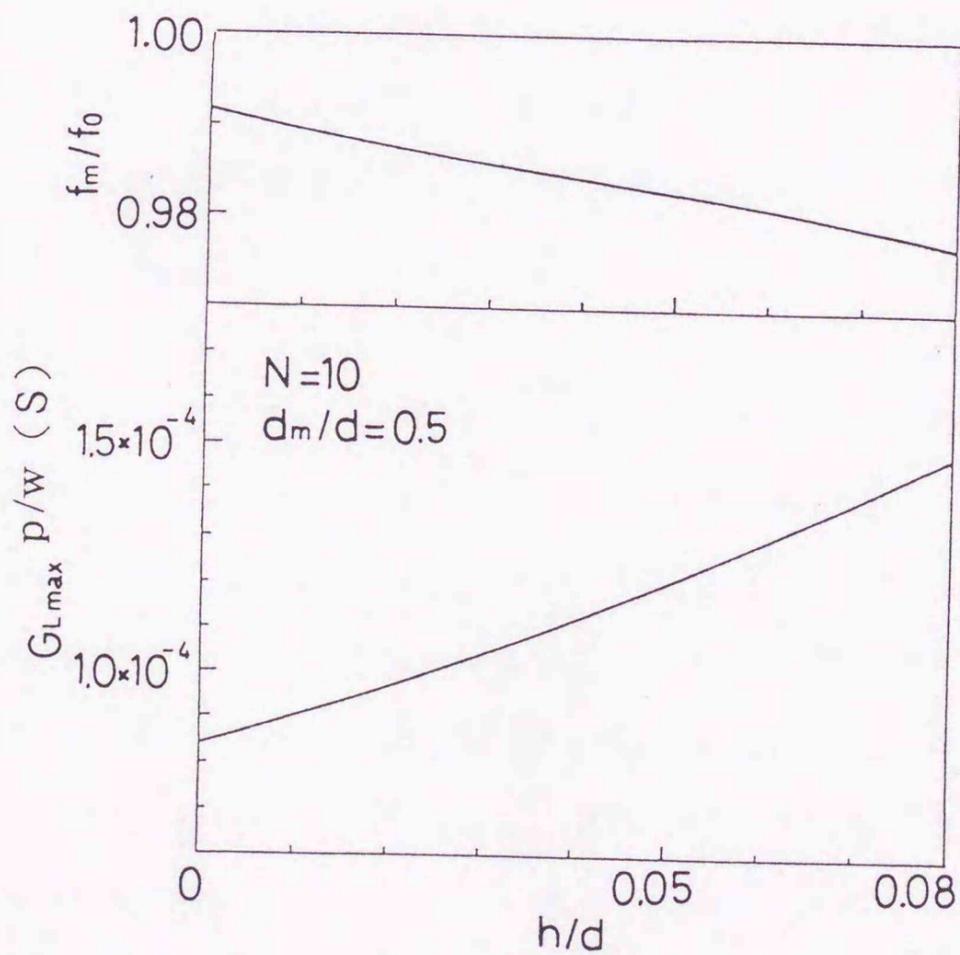


図2. 19  $36^\circ Y-XLiTaO_3$  基板正規型 IDT の LSAW 放射コンダクタンスの電極膜厚依存性

## 2. 8 むすび

I D T の特性解析によく用いられる等価回路法に必要な回路定数を, I D T の電気端子を短絡, 開放した場合に対応する短絡グレーティング, 開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と電位定在波分布, および I D T 1 対当りの静電容量からすべて理論的に定める方法を提案した. 本手法では, 有限要素法を用いてストップバンドの上下限の周波数, 電位定在波分布, 静電容量を求めているので, 基板の異方性, 電氣的ならびに弾性的摂動効果, エネルギー蓄積効果をすべて考慮することができる. 実際に, 実用的に重要な種々の圧電基板に対して, I D T の励振特性の電極膜厚ならびに電極幅依存性を調べ, 各基板間の励振特性の差異を明らかにした. また, L N O, L B O 基板の場合に対して実験値との比較を行い, 本手法の妥当性, 有用性を確認した.

#### 3. 1 まえがき

弾性表面波 (SAW) すだれ状電極 (IDT) は SAW デバイスの最も基本的な構成要素であり、フィルタ、共振子などに用いられている。ところで、SAW フィルタの特性を劣化させる原因の一つとして、電極による多重反射<sup>(113)</sup>があり、これを抑圧するために、ダブル電極 (またはスプリット電極) IDT<sup>(111), (112)</sup> (DIDT) が広く用いられている。DIDT は2本の極性の等しい電極を1/2対としており、電極は $\lambda/4$ 間隔で配置されている ( $\lambda$  は基準周波数  $f_0$  における表面波の波長)。

さて、DIDT の特性解析には通常 of シングル電極 (またはソリッド電極) IDT (SIDT) の場合と同様に、その取り扱いの容易さから、等価回路法<sup>(66), (68)</sup> が広く用いられている<sup>(69), (70), (75), (81), (82)</sup> が、特性解析に必要な回路定数は、実験的、経験的に求められているのが実状であり、基板の異方性、電極による電氣的・弾性的摂動効果、エネルギー蓄積効果をすべて考慮して DIDT の等価回路定数を理論的に決定した例はない。

そこでここでは、DIDT の等価回路中の回路定数を、有限要素法<sup>(114)~(116)</sup> (FEM) を用いてすべて理論的に決定する一方法を提案する。具体的には、回路定数の一つである特性アドミタンスの不整合量に、DIDT と同じ電極幅を持つ SIDT の値を用い、他の回路定数を、DIDT の電気端子を短絡した場合に対応する SMSA、ならびに開放した場合に対応する SOMSA<sup>(81)</sup> のストップバンドの周波数、および IDT 1 対当りの静電容量から決定している。なお、特性アドミタンスの不整合量の決定、ストップバンドの周波数の算出には FEM を用いて、基板は勿論のこと、電極部分も要素分割し、圧電弾性波の基本式を近似することなく、直接離散化しているので、基板の異方性、電極による電氣的・弾性的摂動効果、エネルギー蓄積効果はすべて考慮することができる。また、ダブル電極の場合には、等電位の電極の間隙が電気機械変換の弱結合領域となるが、ここでは、静電容量の算出にも FEM を用いているので、こうした点も考慮することができる。実際に、実用上重要な種々の圧電基板について、等価回路定数を求め、その電極幅ならびに電極膜厚依存性を調べた。また、 $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$  基板に

については、IDTの入力アドミタンス、反射特性を求め、実験値<sup>(81)</sup>との比較から本手法の妥当性を確認している。

### 3. 2 ダブル電極 IDT の等価回路モデル

いま、図3. 1 (a) に示すような周期  $p=2d=\lambda$ 、電極幅  $d_m$ 、電極厚み  $h$  の IDT 1/2 対当りの等価回路として図3. 2 を考える。この等価回路では、導体被覆されていない部分を特性アドミタンス  $Y_0$ 、伝搬定数  $k_f = \omega/v_f$  の伝送線路で、導体被覆された部分を特性アドミタンス  $Y_m$ 、伝搬定数  $k_m = \omega/v_m$  の伝送線路で表しており、回路に並列に入っているサセプタンス  $B$  は電極端部での非放射バルク波の発生によるエネルギー蓄積効果を、巻線比  $\gamma$  の変成器は電気系と機械系の結合を考慮したものである。また、IDT 1 対当りの静電容量を  $C_s$  としている。ここに  $\omega$  は角周波数であり、 $v_f$  は基板上を導体被覆しないときの表面波速度、 $v_m$  は基板上を一様に導体被覆したときの表面波速度である。

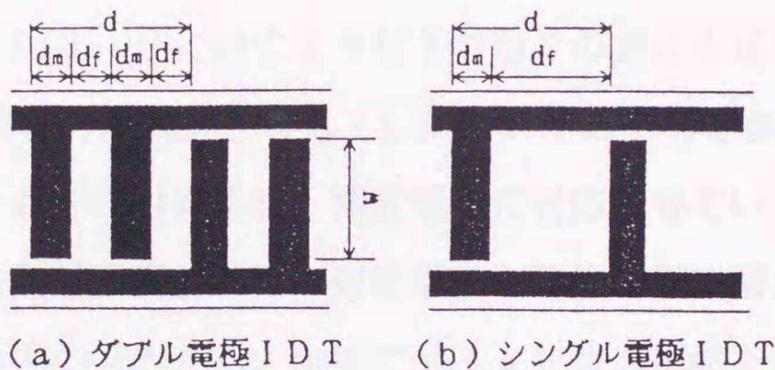


図3. 1 SAW-IDT

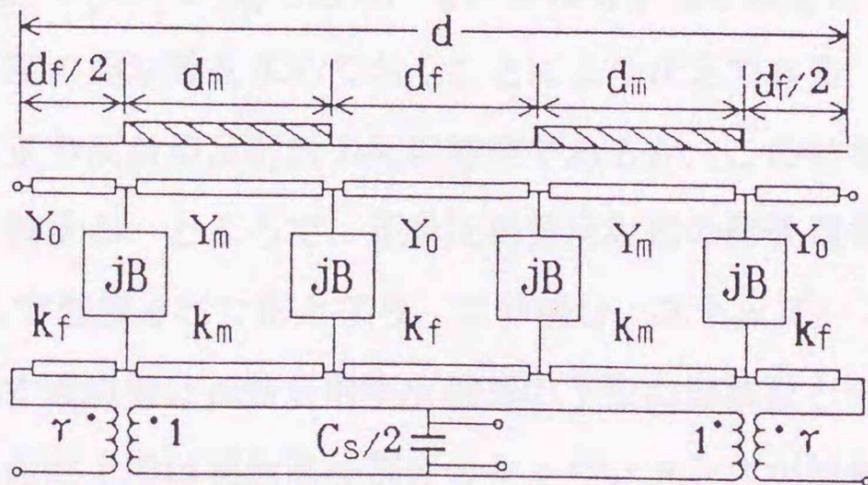


図3. 2 ダブル電極 IDT の等価回路

### 3. 3 回路定数の決定

特性解析に必要な回路定数は、特性アドミタンスの不整合量  $\varepsilon = Y_m/Y_0 - 1$ 、規格化サセプタンス  $B/Y_0$ 、巻線比  $\gamma$ 、静電容量  $C_s$  である。

#### 3. 3. 1 特性アドミタンスの不整合量 $\varepsilon$

図 3. 3 に示すような、電氣的に短絡、開放された幅の等しい電極が、 $\lambda/4$  間隔で並べられた正負反射型反射器を考える。さて、正負反射型反射器の等価回路としては、既に水戸部らの報告がある<sup>(77)</sup>。図 3. 4 に示すこの等価回路は、短絡・開放電極反射器共に、特性アドミタンスの不整合量  $\varepsilon$  と規格化サセプタンス  $B/Y_0$  で表すモデルに基づいており、 $\varepsilon_+$ 、 $\varepsilon_-$  にはそれぞれ電極幅が等しい短絡、開放電極反射器の値を用い、 $B_+/Y_0$ 、 $B_-/Y_0$  については等価回路から求まる正負反射型反射器のストップバンドの上下限の周波数が、有限要素法から求まるものと一致するように定めている。

一方、D I D T の等価回路から導かれる正負反射型反射器の等価回路を図 3. 5 に示す。この等価回路は、図 3. 6 に示すような 1 対当りの長さを正負反射型反射器の周期長  $d = \lambda/2$  ( $\lambda$ : 表面波の波長) と等しくした、S I D T の等価回路の電気端子を短絡、開放した場合をそれぞれ短絡電極、開放電極に対応させている。

いま考えている正負反射型反射器は、短絡電極と開放電極の幅が等しいことを考慮すると、水戸部らの方法との対応から、特性アドミタンスの不整合量  $\varepsilon$  に短絡電極反射器の値を用いることになる。また、正負反射型反射器としたことによって修正すべきパラメータは  $B/Y_0$ 、 $\gamma_{PN}^2 Y_0 / \omega_0 C_{sPN}$  であり、これらは有限要素法を用いてあらかじめストップバンドの上下限の周波数を求めておくことにより決定できる。図 3. 7 は、図 3. 5 の等価回路による正負反射型反射器の反射特性であるが、この結果は図 3. 4 の等価回路による結果と一致する。ところで、正負反射型反射器の開放電極列をも短絡した場合、短絡電極が  $\lambda/4$  で配置された形となり、この場合、ストップバンドは生じず、また、 $\beta d = \pi$  を満たす周波数は正負反射型反射器の下限の周波数と一致する。したがって、図 3. 5 の等価回路上では開放電極部分のキャパシタンスが短絡されることになるが、その場合の等価回路は、図 3. 2 に示す D I D T の等価回路の電気端子を短絡した

場合と同一であり、このことからD I D Tの $\epsilon$ として、電極幅の等しい短絡電極反射器の値、換言すると、S I D T（1対当りの長さ $2d$ 、図3. 6のI D Tとは異なる）の値を用いることの妥当性がわかる。

以上のことから、D I D Tの特性アドミタンスの不整合量 $\epsilon$ については、D I D Tの電極幅と同じ電極幅を持つ図3. 1（b）示すようなS I D Tの不整合量 $\epsilon$ を用いる。

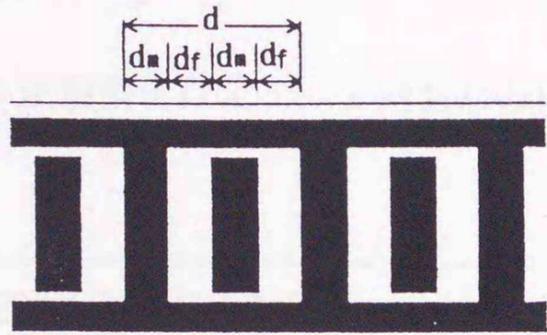


図3. 3 正負反射型反射器

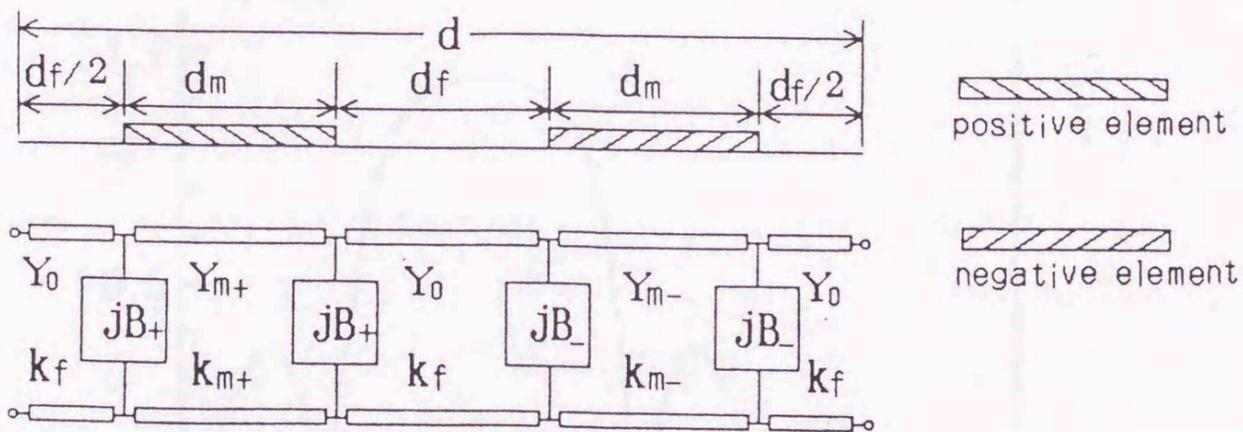


図3. 4 正負反射型反射器の等価回路

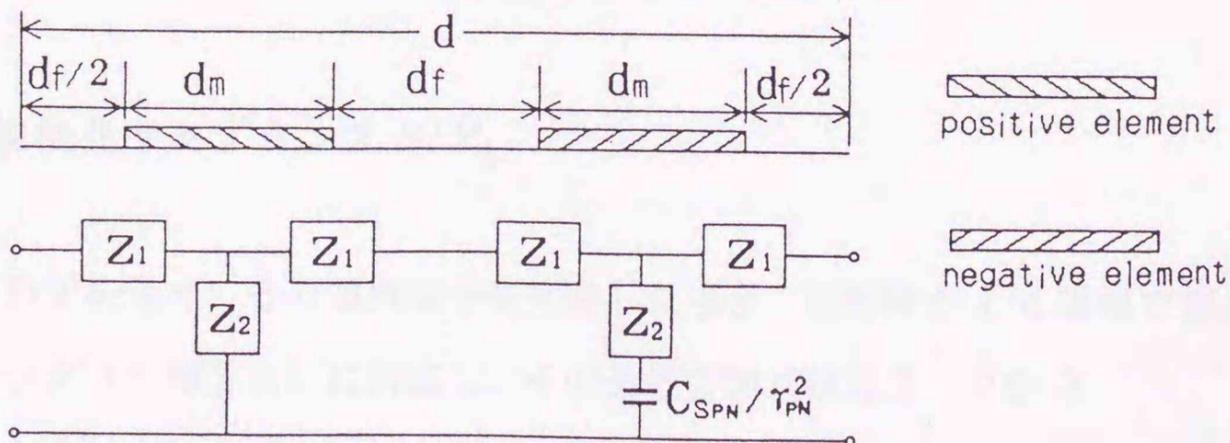


図3. 5 I D Tの等価回路から得られる正負反射型反射器の等価回路

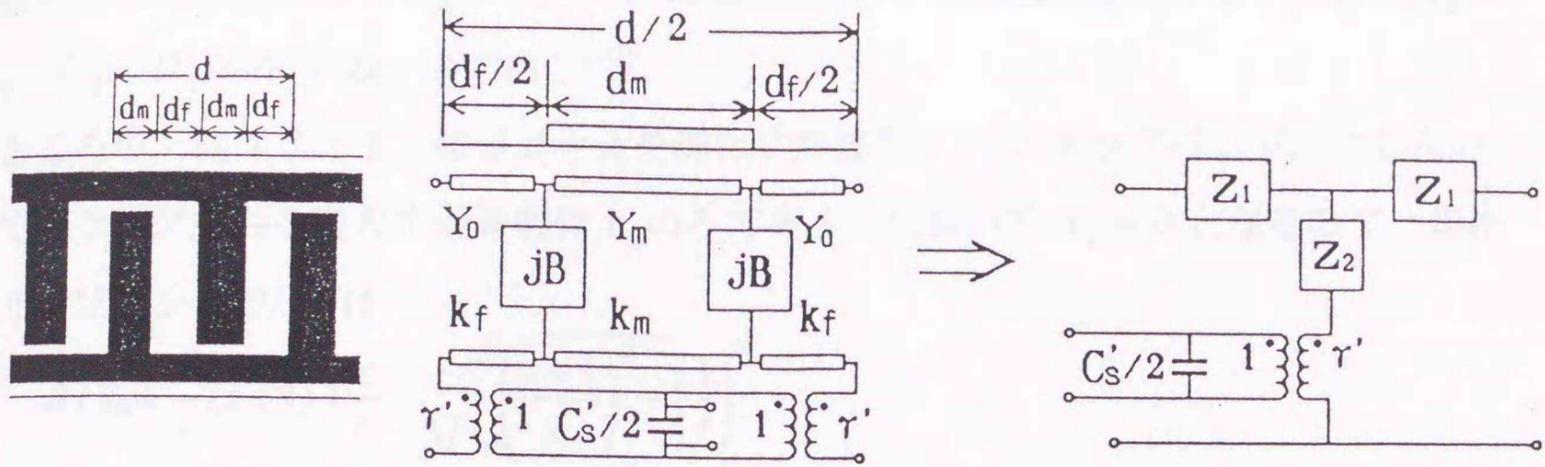


図3. 6 正規型IDT 1/2 対当たりの等価回路

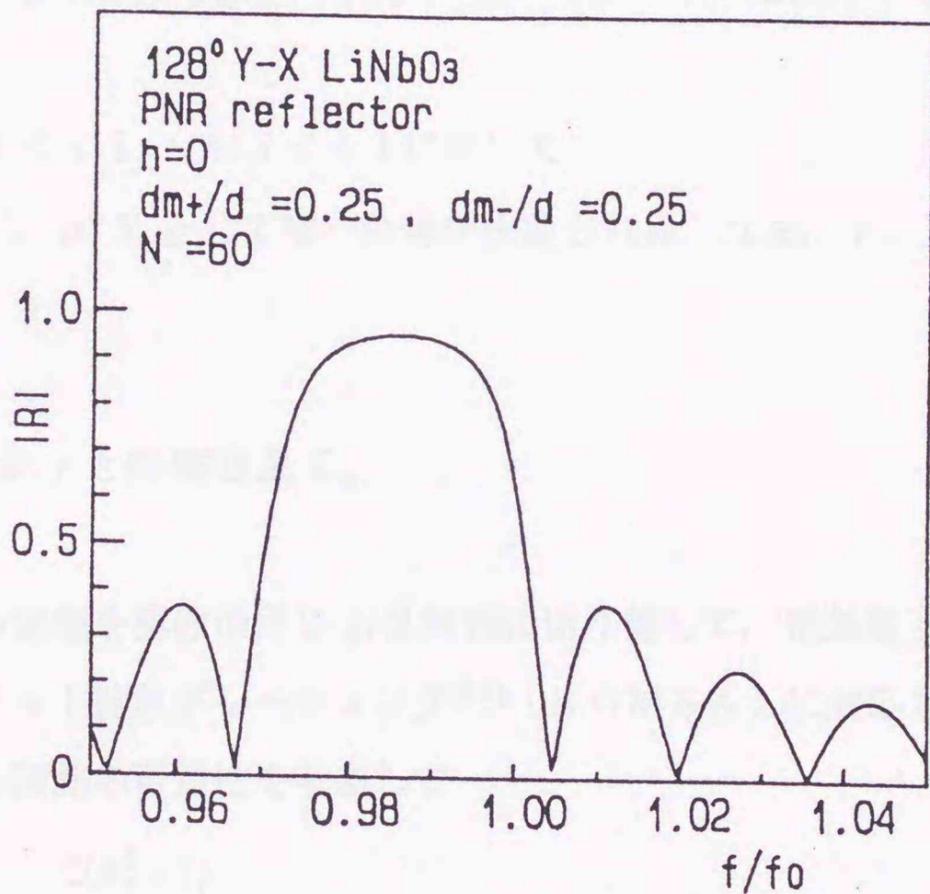


図3. 7 正負反射型反射器の反射特性

### 3. 3. 2 規格化サセプタンス $B/Y_0$

無限長D I D Tを考え、その電気端子を短絡した場合、反射体が  $\lambda/4$  間隔で並ぶ短絡グレーティング (SMSA) に対応し、その分散方程式は図3. 2から

$$\cos(\beta d/2) = A_1 \tag{3.1}$$

で与えられる<sup>(80)</sup>。ここに  $\beta$  は伝搬定数、 $A_1$  はSMSAの単位区間 (図3. 2において

電極の中心から左右に  $(d_m + d_f)/2$  の区間) に対する等価回路の 4 端子定数 ( $A_1, B_1, C_1, D_1 = A_1$ ) の一つである<sup>(80)</sup>.

ところで、式 (3. 1) は  $\beta d = \pi$  を満たす周波数  $f_s$  (ストップバンドが生じないのでブラッグ条件を満たす周波数は  $f_s$  のみである) において  $A_1 = 0$  となるので、規格化サセプタンス  $B/Y_0$  は

$$B/Y_0 = \frac{c'}{s'}(\varepsilon + 1) + \frac{c}{s} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon + 1}{s'}\right)^2 + \left(\frac{1}{s}\right)^2}$$

$$c = \cos(k_f d_f), \quad s = \sin(k_f d_f)$$

$$c' = \cos(k_m d_m), \quad s' = \sin(k_m d_m) \quad (3.2)$$

で与えられるが、FEMにより求められる  $f_s$  を式 (3. 2) に代入すると二つの解のうち一方は

$$|B/Y_0| \ll 1, \quad h/\lambda \ll 1 \text{ に対して} \quad (3.3)$$

の条件を満足できず、 $B/Y_0$  として唯一の解が決定される。なお、 $v_f, v_m$  は FEM により求められる。

### 3. 3. 3 巻線比 $\gamma$ と静電容量 $C_s$

無限長 DIDT の電極を極性の同じ 1/2 対毎に切り離して、電気端子を開放した場合、いわゆるスプリット開放グレーティング<sup>(81)</sup> (SOMSA) に対応し、その分散方程式は図 3. 2 から回路の可逆性を考慮して

$$\cos \beta d = 1 + \frac{2(A_1^2 - 1)}{1 - j \frac{4A_1 C_1}{Y_0} \cdot \frac{\omega_0}{\omega} \cdot \frac{\gamma^2 Y_0}{\omega_0 C_s}} \quad (3.4)$$

となる。ここに  $\omega_0$  は基準周波数  $f_0 = v_f/2d$  に対応する角周波数である。3. 3. 2 で述べたように式 (3. 1) はブラッグ条件  $\beta d = \pi$  を満たす周波数  $f_s$  において  $A_1 = 0$  となる。このとき、式 (3. 4) の右辺は  $-1$  となることから  $f_s$  は SOMSA のストップバンドの上下限の周波数のいずれかと一致する。したがって、 $f_s$  と一致しない SOMSA のストップバンドの上限、あるいは下限の周波数を FEM を用いて算出し<sup>(116)</sup>、その周波数を式 (3. 4) に代入してブラッグ条件を考慮すれば回路定数  $\gamma^2 Y_0/$

$\omega_0 C_s$ の値が求められることになる。IDT 1 対当りの静電容量  $C_s$  は静電界の問題を FEM 解析することによって別途算出できるので<sup>(114)</sup>、結局、特性アドミタンス  $Y_0$  で規格化された巻線比  $\gamma^2 Y_0$  が求まることになり、ここに DIDT の特性解析に必要な回路定数はすべて決定されたことになる。

### 3. 4 ダブル電極 IDT の等価回路定数

ここでは、実用上重要な  $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$  (LNO),  $X-112^\circ Y \text{LiTaO}_3$  (LTO),  $45^\circ X-Z \text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  (LBO), ST-X quartz (水晶) などの圧電基板上に電極材料としてアルミニウム (Al) を用いた DIDT の等価回路定数の電極幅依存性ならびに電極膜厚依存性を調べた結果を示す。

図 3. 8 は、IDT 1 対当りの静電容量 (ただし開口長方向の単位長さ当りの値) の電極幅依存性を調べたものである。静電容量は LNO が最も大きく、以下、LTO, LBO, 水晶の順に小さくなっており、いずれの基板においても電極幅の増加とともに静電容量は大きくなっている。図中の破線は、LNO 基板上的 SIDT の値であるが、DIDT の静電容量は SIDT のそれよりも大きく、メタライゼーション (metallization) 比が 50% の場合、SIDT の値の 1.4 倍になっている。また、図中の実験値は LNO に対するものであるが、本解析結果は実験値<sup>(81), (82)</sup> と比較的よく一致している。多少の差異は、計算に用いた応力一定の場合の誘電率の値が、実際とは若干異なることによるものと考えられる。

図 3. 9 (a) ~ (c) は、それぞれ特性アドミタンスの不整合量  $\varepsilon$ 、規格化サセプタンス  $B/Y_0$ 、規格化巻線比  $\gamma^2 Y_0$  の電極幅依存性を、電極膜厚を零として求めたものである。なお、 $p$  は IDT の周期長、 $w$  は開口長である。 $\varepsilon$ 、 $B/Y_0$  の値はいずれも電極幅の増加とともに小さくなっているが、 $0.3d < d_m < 0.5d$  では  $\varepsilon$  の値の変化が緩やかになっている。また、通常、DIDT が使用される  $d_m = 0.25d$  近傍では、電極幅の変化に対する  $\varepsilon$ 、 $B/Y_0$  の値の変化が大きく、特に LNO において顕著である。さらに、 $B/Y_0$  の値は、いずれの基板においても、DIDT の場合と導体被覆されていない部分の幅  $d_f$  が等しい SIDT (例えば  $d_m = 0.25d$  の DIDT に対して  $d_m = 0.75d$  の SIDT を考える) の値とほぼ一致している点は興味深い。巻線比  $\gamma^2 Y_0$  は電気系と機械

系の間の変換効率を示す指標となるが、その値はLNOが最も大きく、次いで、LTO、LBO、水晶の順となっている。なお、いずれの基板の場合にも電極幅の増加とともにその値は大きくなっている。

図3. 10 (a) ~ (c) は、それぞれ  $\epsilon$ ,  $B/Y_0$ ,  $\gamma^2 Y_0$  の電極膜厚依存性を、電極幅  $d_m = 0.25 d$  として求めたものである。  $\epsilon$  の値は、LNOでは電極膜厚の増加とともに減少しているが、LTO, LBOでは  $h = 0.03 d$  近傍で、水晶では  $h = 0.01 d$  近傍で最大となっている。また、いずれの基板も電極が厚くなると  $\epsilon$  の値が負となっている。  $B/Y_0$  の値はいずれの基板においても、電極膜厚の増加とともにその値が大きくなっているが、特にLBOにおいて顕著である。  $\gamma^2 Y_0$  の値は電極が厚くなるとともに、LTO, 水晶では減少、LBOでは増加している。また、LNOでは、SIDTの場合と異なり、  $h = 0.05 d$  近傍で最大となった後、膜厚の増加とともにその値が減少している。

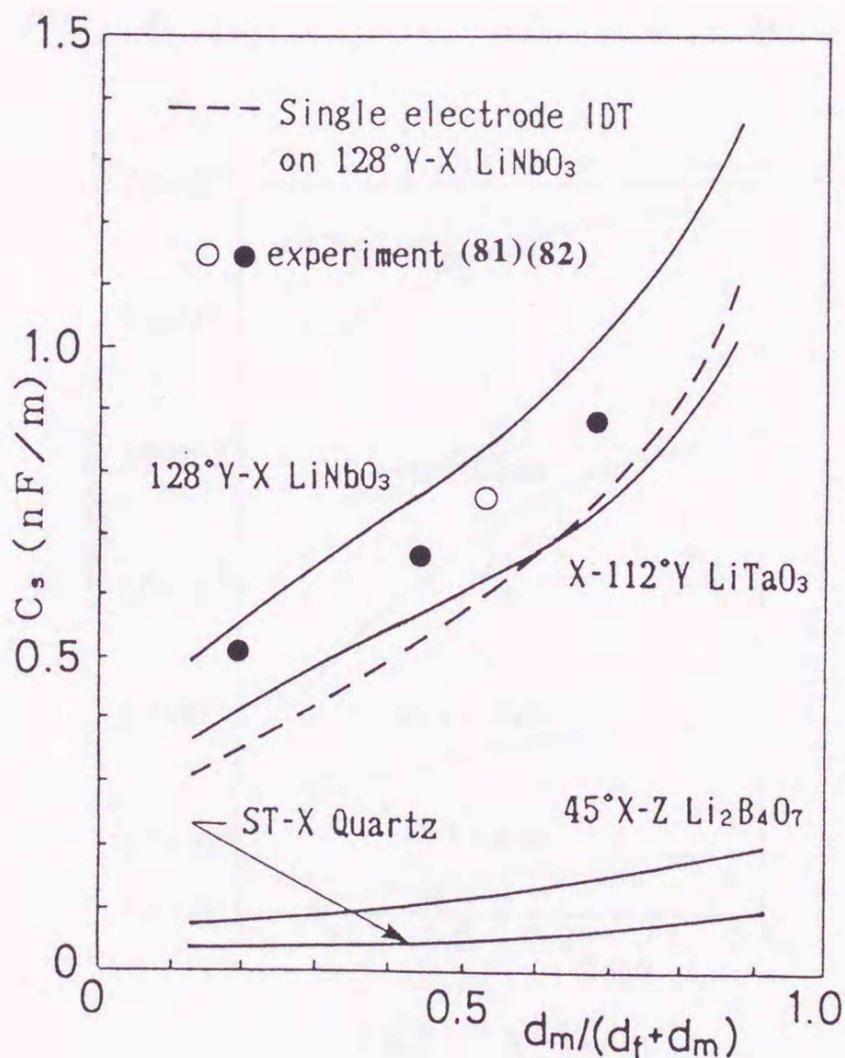
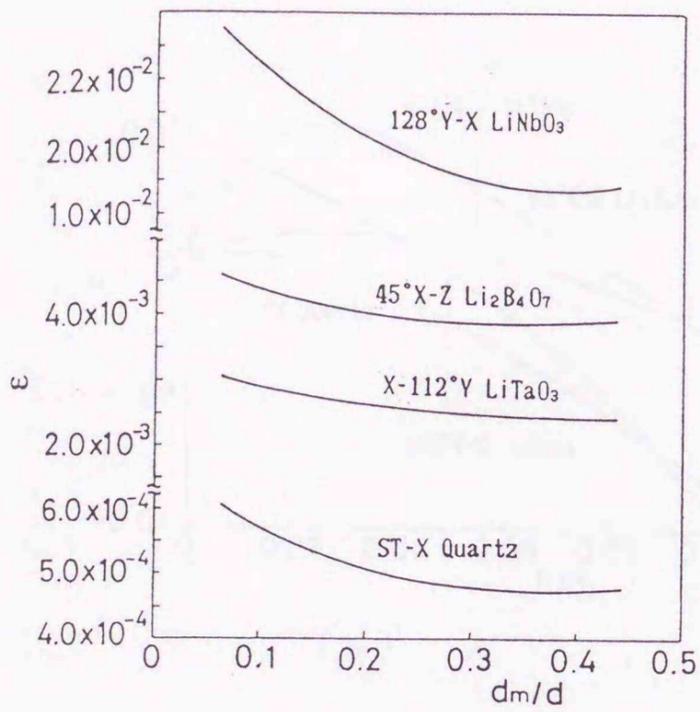
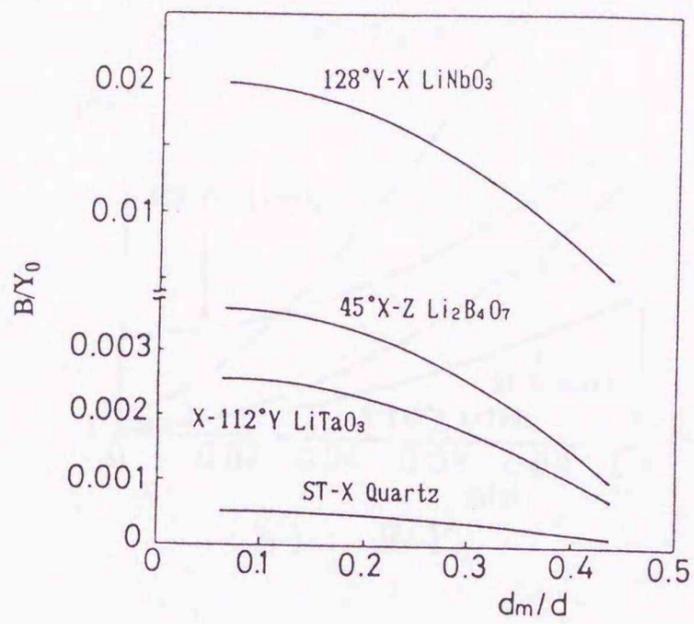


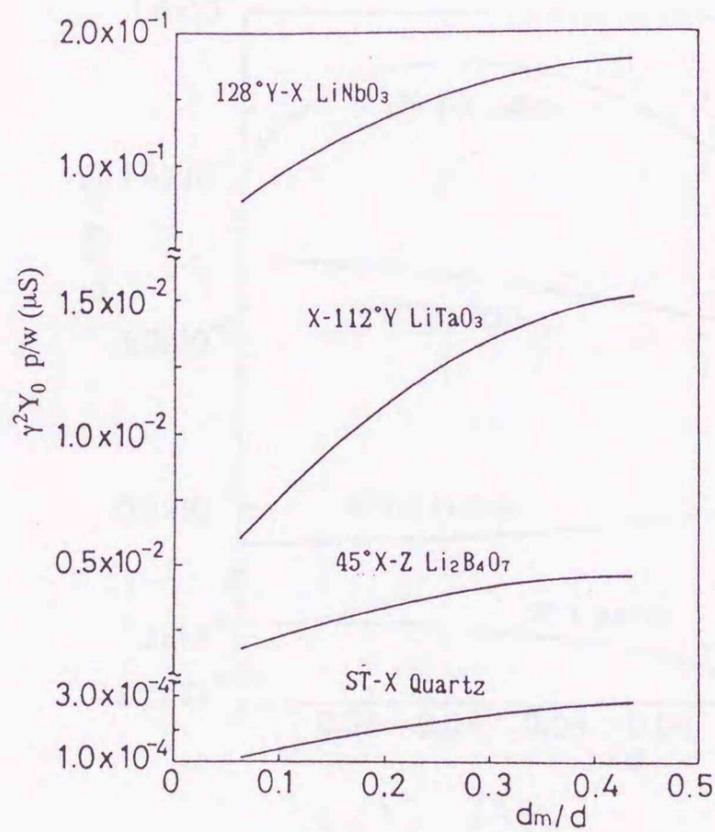
図3. 8 ダブル電極型IDT1対当りの静電容量の電極幅依存性



(a)  $\epsilon$



(b)  $B/Y_0$



(c)  $\gamma^2 Y_0$

図3. 9 ダブル電極型 IDT の等価回路定数の電極幅依存性

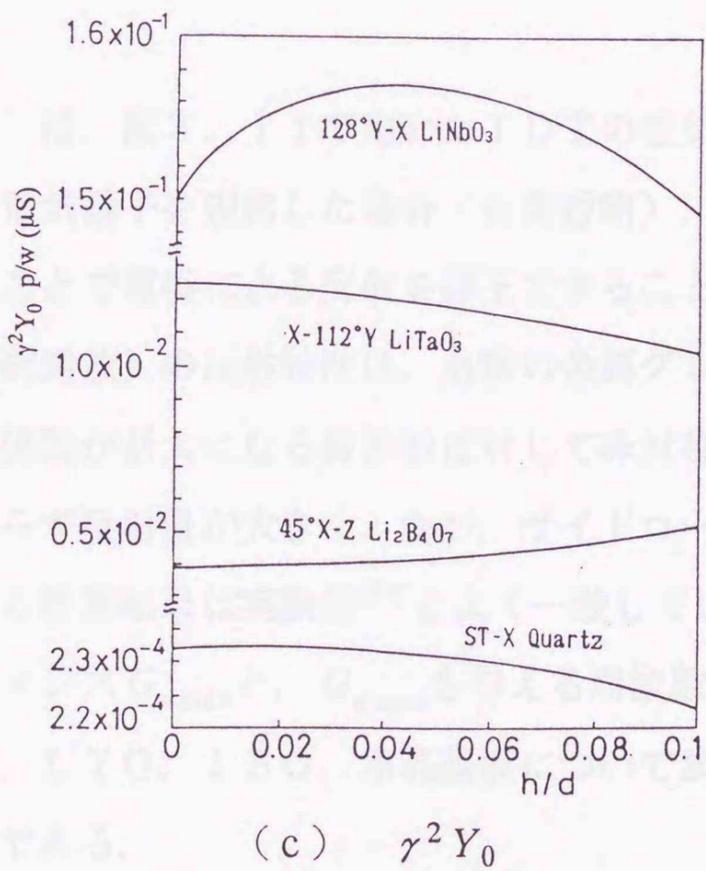
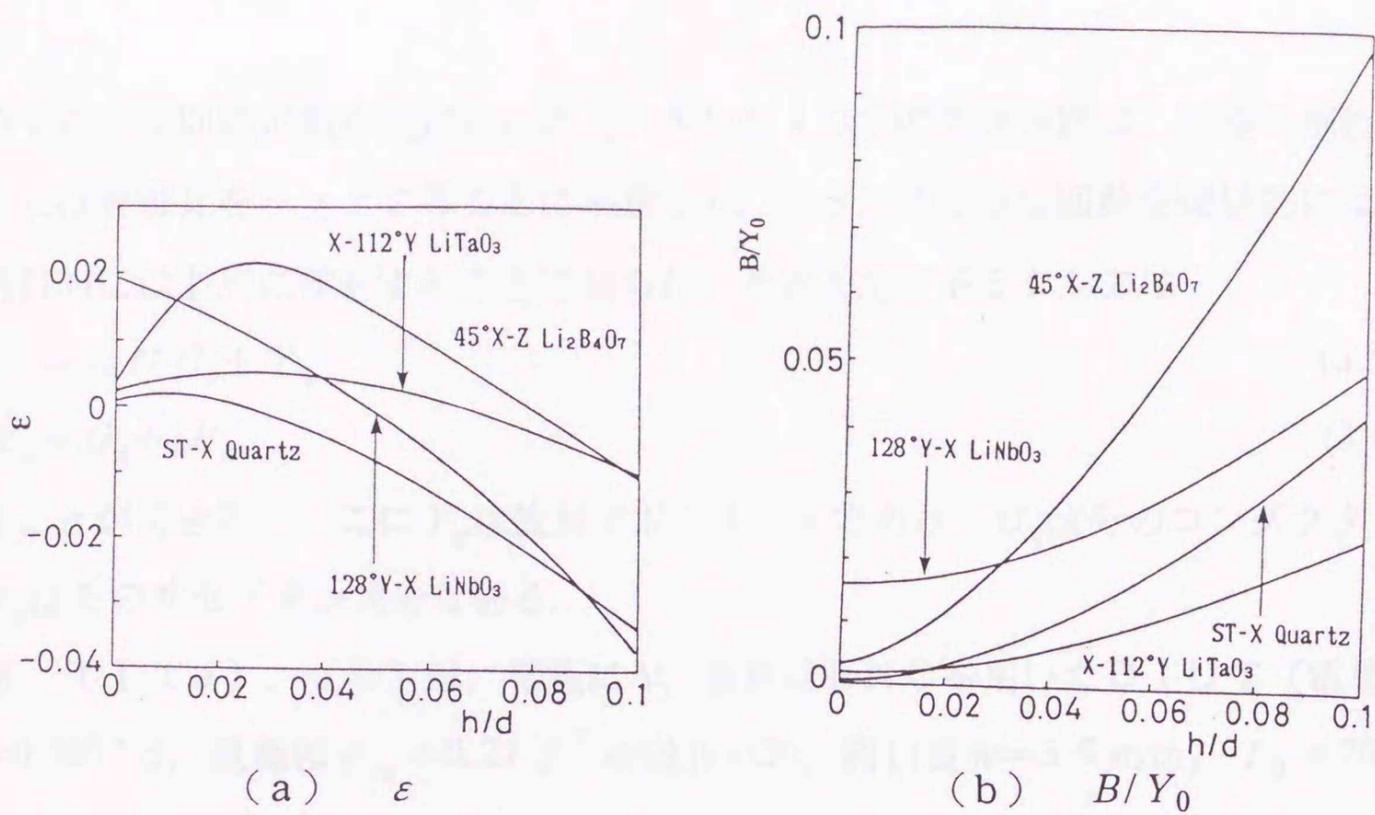


図3. 10 ダブル電極型IDTの等価回路定数の電極膜厚依存性

### 3. 5 ダブル電極 I D T の励振・反射特性評価

I D T の等価回路定数が決定されると、 $N$  対の I D T の等価回路は、電極の極性が負の場合には巻線比を  $-\gamma$  とすることに注意して、図 3. 2 の等価回路を機械的には直列に、電氣的には並列に接続することで得られ、その入力アドミタンスは

$$Y = j\omega N C_s + Y_a \quad (3.5)$$

$$Y_a = G_a + jB_a \quad (3.6)$$

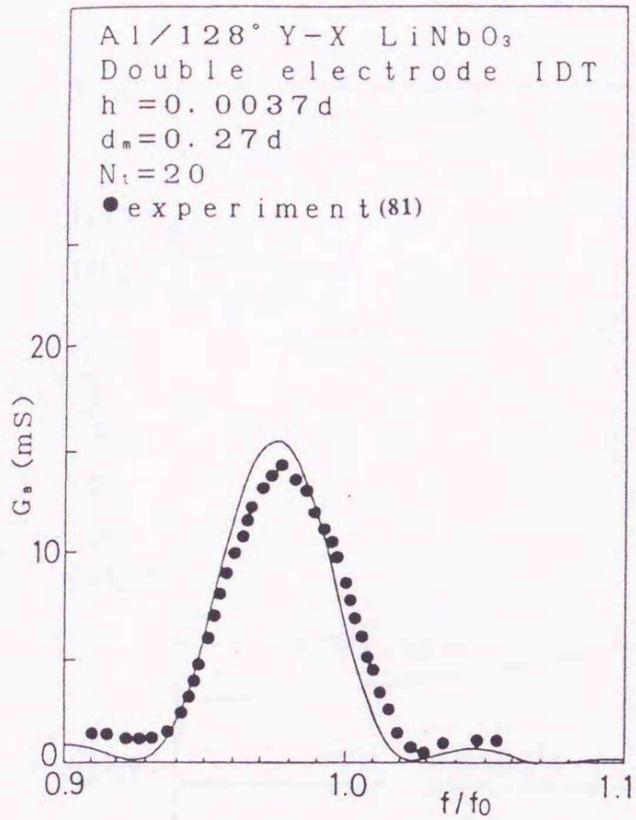
と表すことができる。ここに  $Y_a$  は放射アドミタンスであり、 $G_a$  はそのコンダクタンス分、 $B_a$  はそのサセプタンス分である。

図 3. 1 1 (a), (b) は、電極に Al、基板に L N O を用いた D I D T (電極膜厚  $h = 0.0037 d$ 、電極幅  $d_m = 0.27 d$ 、対数  $N = 20$ 、開口長  $w = 5.9 \text{ mm}$ 、 $f_0 = 20.291 \text{ MHz}$ ) の入力アドミタンスの周波数特性である。放射コンダクタンス  $G_a$  は S I D T の場合と異なり、その最大値を与える周波数に対して、対称的に振舞うことがわかる。また、本手法による計算値は実験値<sup>(81)</sup>とよく一致しており、本手法の有効性が確かめられる。

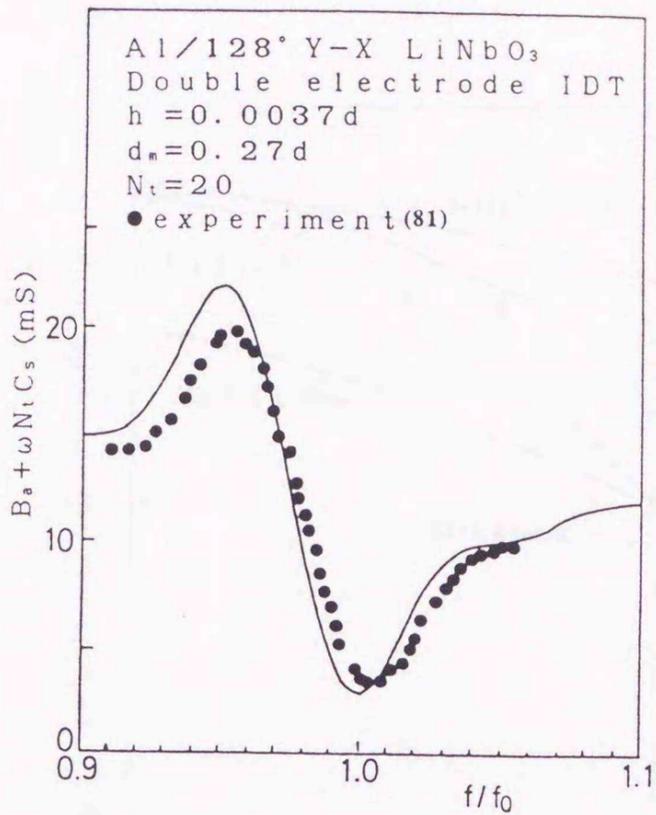
図 3. 1 2 (a), (b) は、図 3. 1 1 で用いた I D T の電気端子を短絡、開放した場合の反射特性である。電気端子を短絡した場合(負荷短絡)、ほとんど反射は生じず、ダブル電極構成としたことで電極による反射を抑圧できることが確かめられる。電気端子を開放した場合(負荷開放)の反射特性は、通常金属グレーティング反射器と異なり、主ローブが、反射係数が最大になる周波数に対して非対称になっており、また、電極数が少ないにもかかわらず反射量が大きく、かつ、サイドローブが低く抑えられている。さらに、本手法による計算結果は実験値<sup>(81)</sup>とよく一致している。

次に、最大放射コンダクタンス  $G_{a \max}$  と、 $G_{a \max}$  を与える周波数  $f_m$  の電極膜厚ならびに電極幅依存性を L N O, L T O, L B O, 水晶基板について調べた結果を示す。なお、I D T の対数は  $N = 10$  である。

図 3. 1 3 (a), (b) は、それぞれ  $d_m = d_f$  とした場合の  $G_{a \max}$ ,  $f_m$  の電極膜厚依存性を調べたものである。 $G_{a \max}$  の値は膜厚の増加に対して、L T O, 水晶では減少しているが、L B O では増加しており、L N O では  $h/d = 0.05$  の近傍で最大となることがわかる。 $f_m$  の値はいずれの基板とも低周波側にシフトしている。

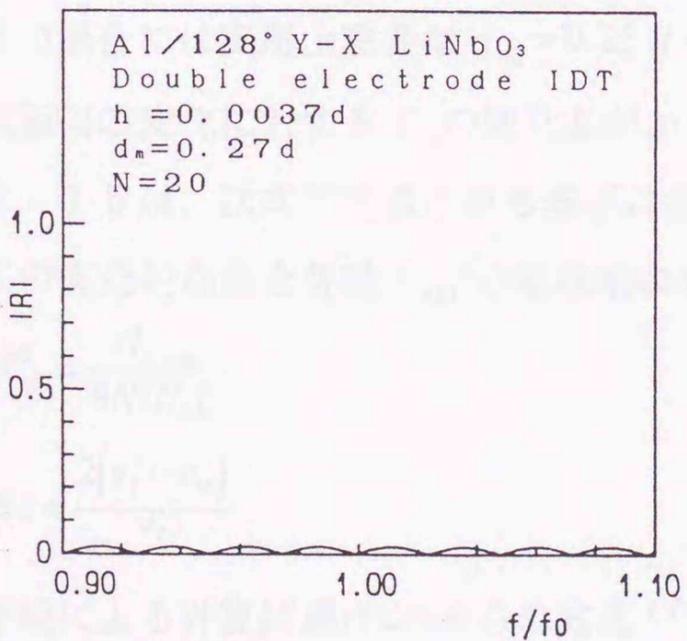


(a)  $G_a$

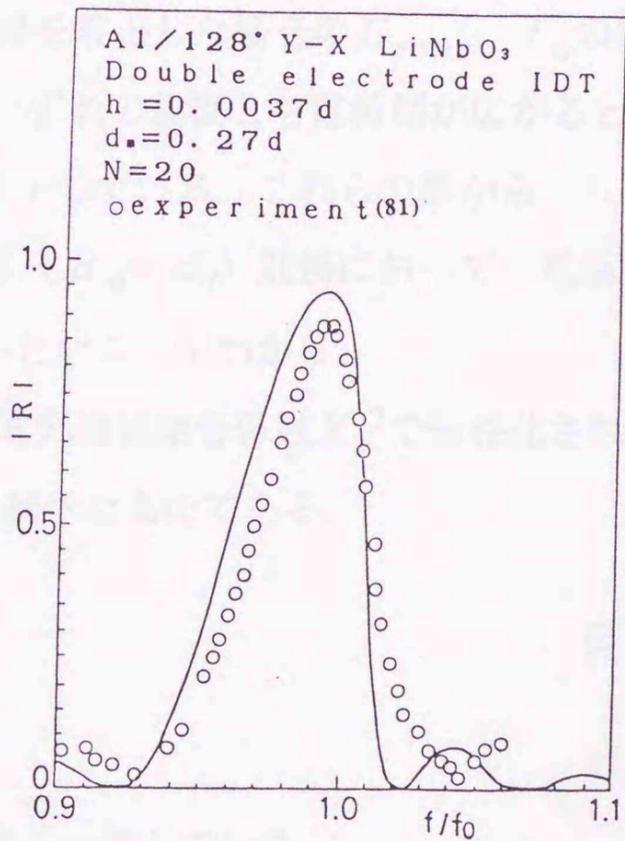


(b)  $B_a + j\omega C_s$

図3. 11 ダブル電極型IDTの入カアドミタンス



(a) 負荷短絡



(b) 負荷開放 (SOMSA)

図3. 12 ダブル電極型IDTの反射特性

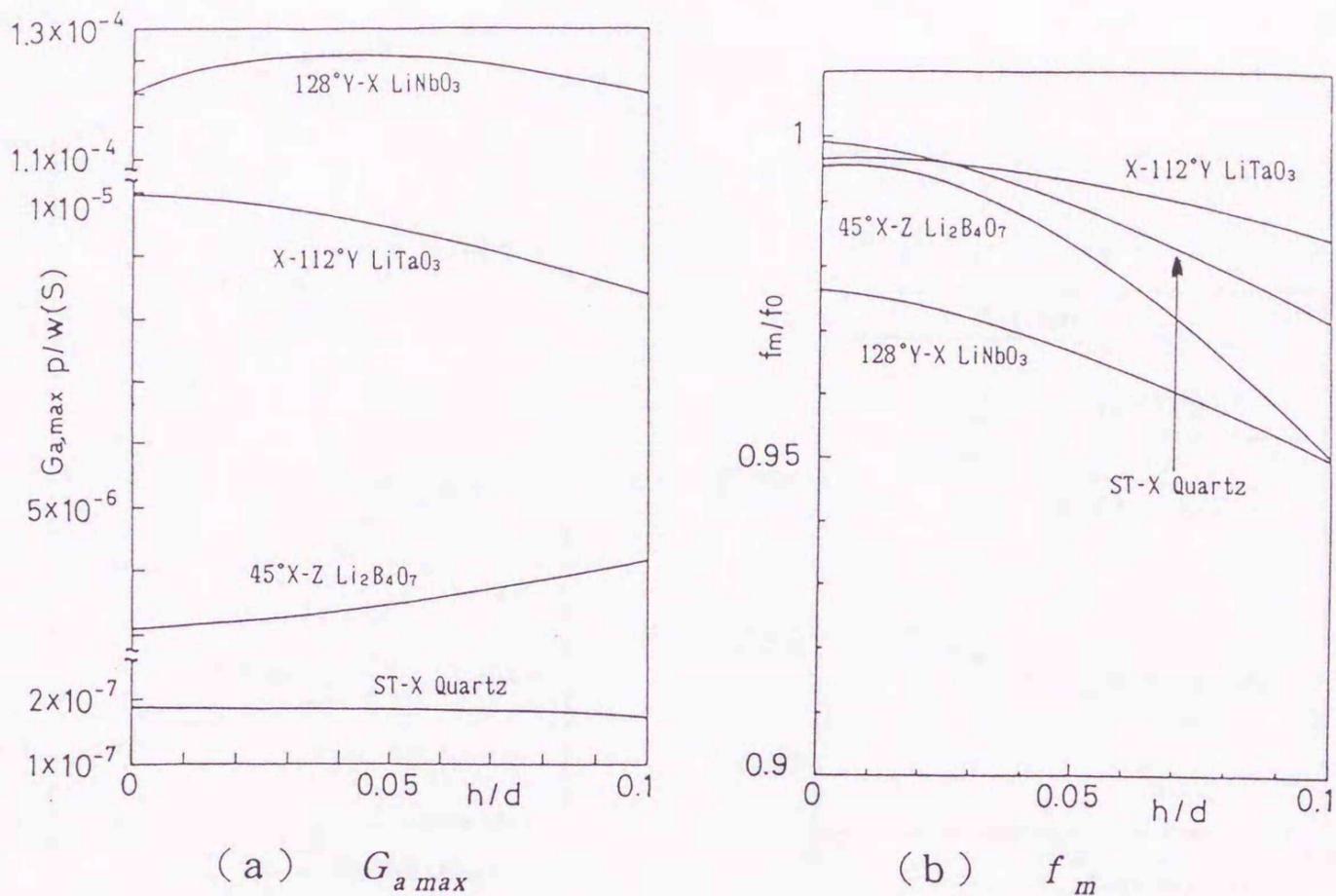


図3. 13  $G_{a\max}$ と $f_m$ の電極膜厚依存性

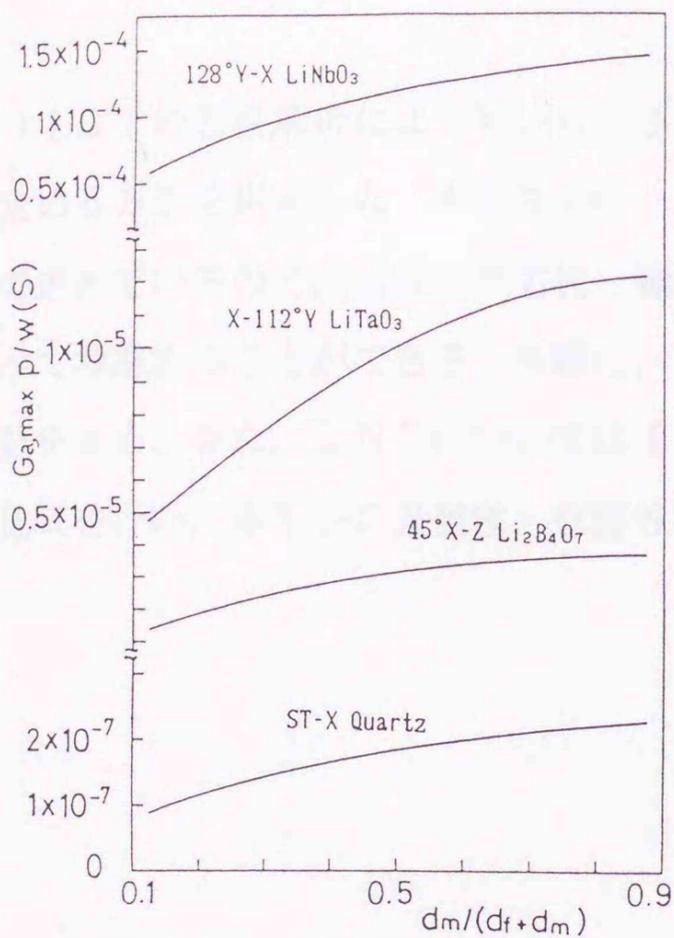
図3. 14 (a), (b)は、それぞれ電極膜厚を零とした場合の $G_{a\max}$ ,  $f_m$ の電極幅依存性を示したものである。 $G_{a\max}$ の値は、いずれの基板とも電極幅が広がるとともに大きくなっており、 $f_m$ の値は低周波側にシフトしている。これらの図から、LT0基板の場合には実用上重要な $d_m = 0.25d = \lambda/8$  ( $d_m = d_f$ )近傍において、電極膜厚や電極幅の変化に対する $f_m$ の変化量がかなり小さいことがわかる。

図3. 15は、次式で定義される基板に固有の電気機械結合係数 $K_0^2$ で規格化されたIDTの実効的な結合係数 $K_{\text{eff}}^2$ の電極幅依存性を調べたものである。

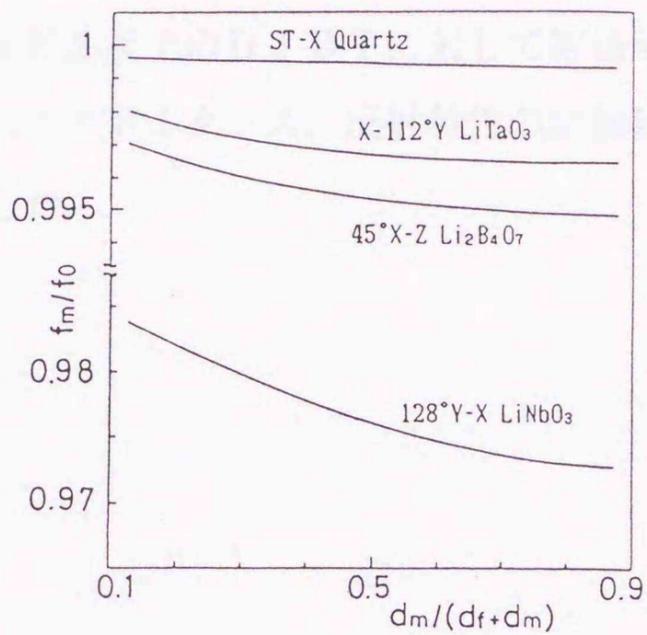
$$K_{\text{eff}}^2 = \frac{G_{a\max}}{8N^2 C_s f_m} \quad (3.7)$$

$$K_0^2 = \frac{2(v_f - v_m)}{v_f} \quad (3.8)$$

本手法による計算結果はSmithらの結果<sup>(71)</sup>とよく一致している。



(a)  $G_{a \max}$



(b)  $f_m$

図 3. 13  $G_{a \max}$  と  $f_m$  の電極膜厚依存性

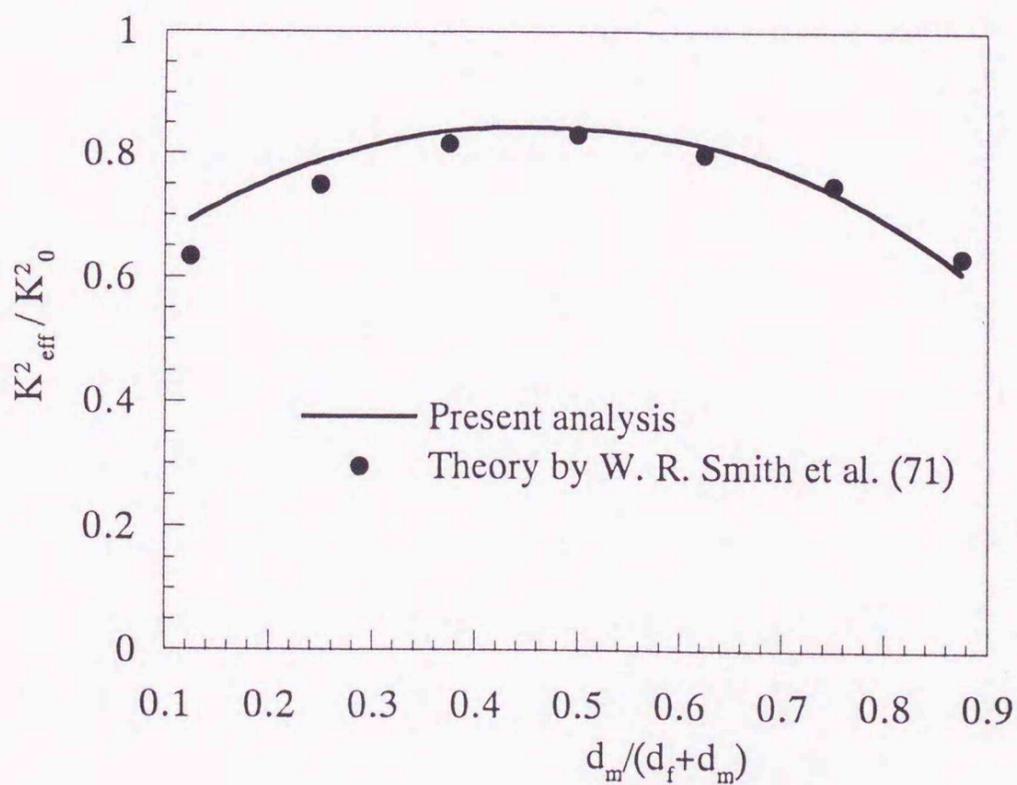


図 3. 15  $K_{\text{eff}}^2 / K_0^2$  の電極幅依存性

### 3. 6 むすび

D I D T の特性解析によく用いられる等価回路法に必要な回路定数を、すべて理論的に定める方法を提案した。本手法では、回路定数の決定に必要な諸量を有限要素法を用いて求めているので、基板の異方性、弾性的・電氣的摂動効果、エネルギー蓄積効果をすべて考慮することができる。実際に、種々の圧電基板上的 D I D T に対して等価回路定数を求め、また、L N O については I D T の入力アドミタンス、反射特性の実験値との比較を行い、本手法の妥当性、有用性を確認した。

## 第4章 1ポートキャビティ型共振器のビルディング・ブロック法解析

### 4.1 まえがき

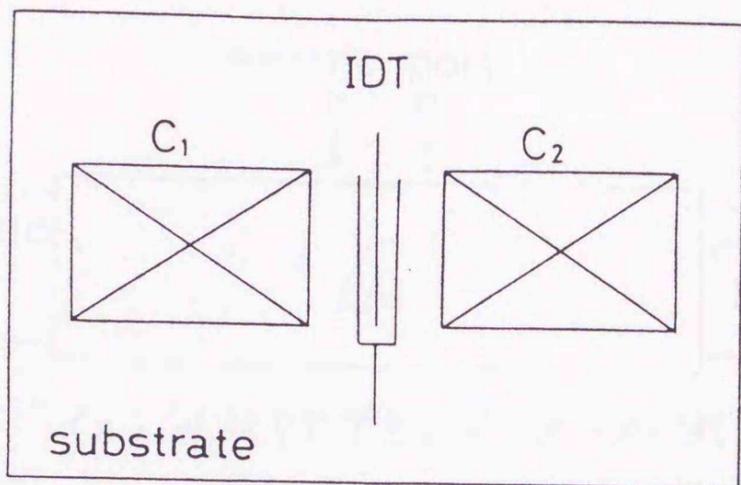
SAWデバイスの特徴は、機器の小型化、無調整化が可能なことであり、フィルタ、共振器、発振器などへの応用が図られている<sup>(3), (6), (14), (16)</sup>。SAWデバイスは、基本的にSAWを励振、検出するIDT、グレーティング、および一様な導波路などを適当に組み合わせることによって構成されるが、このような構造のデバイスを等価回路解析する場合、ビルディング・ブロック法<sup>(119)</sup>を用いると、その取り扱いが容易になる。本章では、ビルディング・ブロック法を用いて、SAW共振器の一つである1ポートキャビティ型共振器<sup>(81)</sup>について、共振特性、およびIDTとグレーティングの結合長の共振特性への影響を調べる。

### 4.2 ビルディング・ブロック法

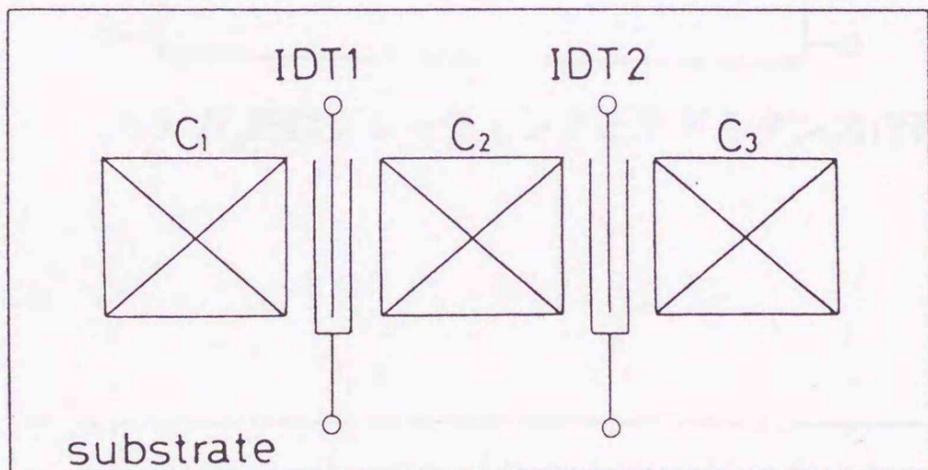
SAWデバイスは図4.1に示すようにIDT、グレーティング、およびこれらを接続する一様導波路から構成される。

図4.1(a)は1ポート型のSAWデバイスであり、 $C_1$ 、 $C_2$ を一様導波路とし、IDTの対数を数百対以上とするか、または $C_1$ 、 $C_2$ をグレーティングとすることで共振器とすることができる。図4.1(b)は2ポート型のSAWデバイスであり、 $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$ を一様導波路とすることでトランスバーサルフィルタ<sup>(1), (3)</sup>になる。

これらのデバイス特性を等価回路解析する場合、ビルディング・ブロック法を用いるとデバイス全体に対する等価回路が容易に得られる。ビルディング・ブロック法は、図4.2に示すように、IDT、グレーティング、結合部である一様導波路について、それぞれのアドミタンス行列を求めておき、それらを適当に接続し、デバイス全体に対応する等価回路を得るものである。IDTのアドミタンス行列の具体的な形は第2章に示してある。また、グレーティングについては、その等価回路から $F$ 行列を求めておき、それらを縦続接続したものから求めることができる。

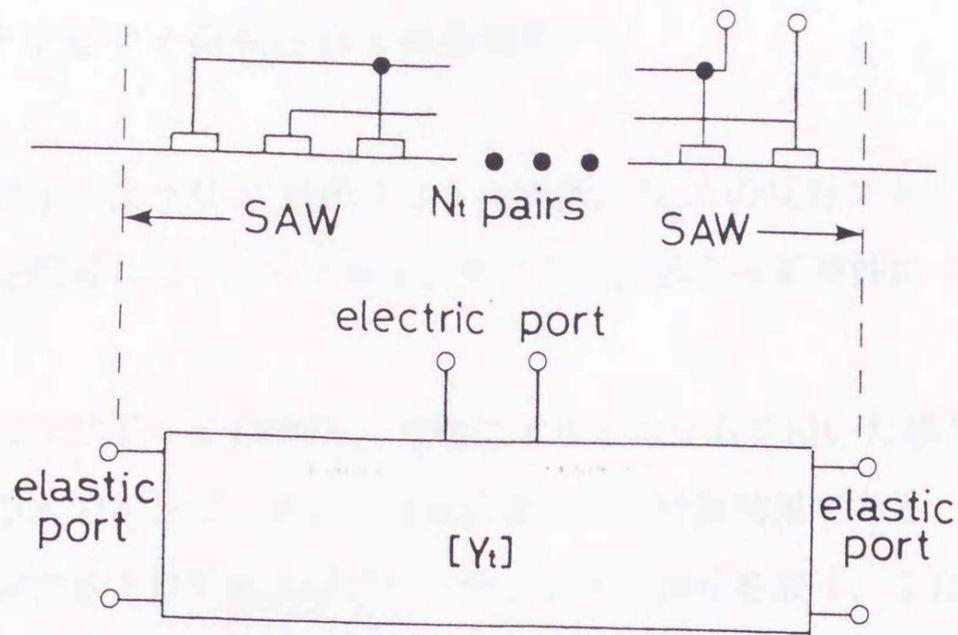


(a) 1ポート型SAWデバイス

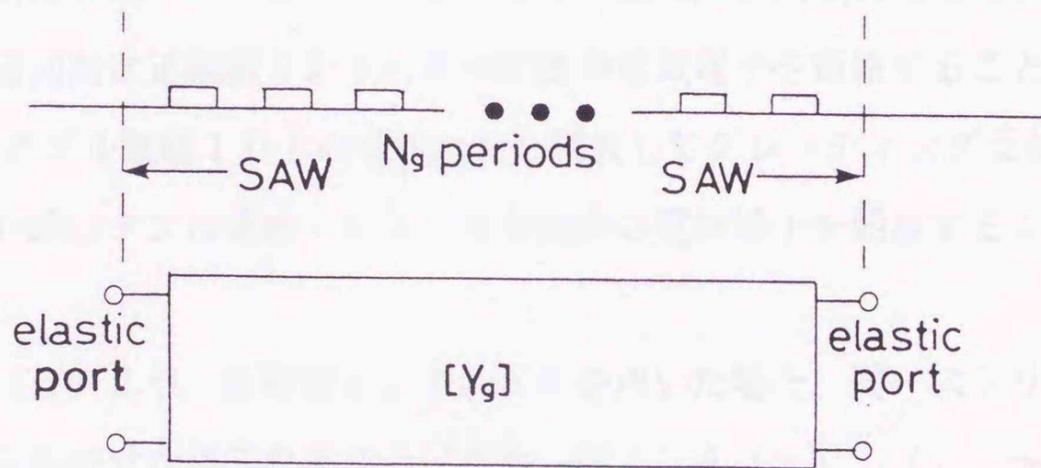


(b) 2ポート型SAWデバイス

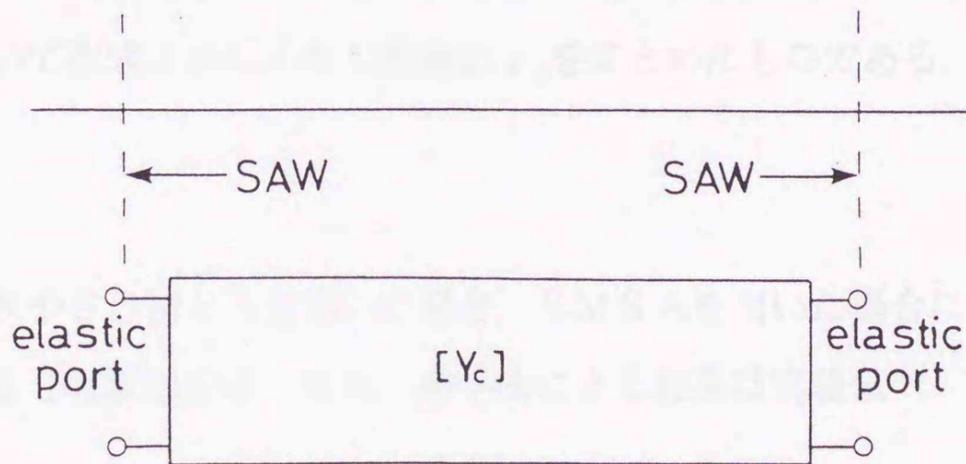
図4. 1 SAWデバイスの構成例



(a)  $N_t$ 対IDTとアドミタンス行列



(b)  $N_g$ 周期グレーティングとアドミタンス行列



(c) 一様導波路とアドミタンス行列

図4. 2 SAWデバイスの構成要素

### 4. 3 1ポートキャビティ型共振器の共振特性

ここでは図4. 3に示すような $N_r$ 対のIDTの両側に $N_g$ 本の反射ストリップからなる金属グレーティングを配置した1ポートキャビティ型共振器の共振特性について検討した結果を示す。

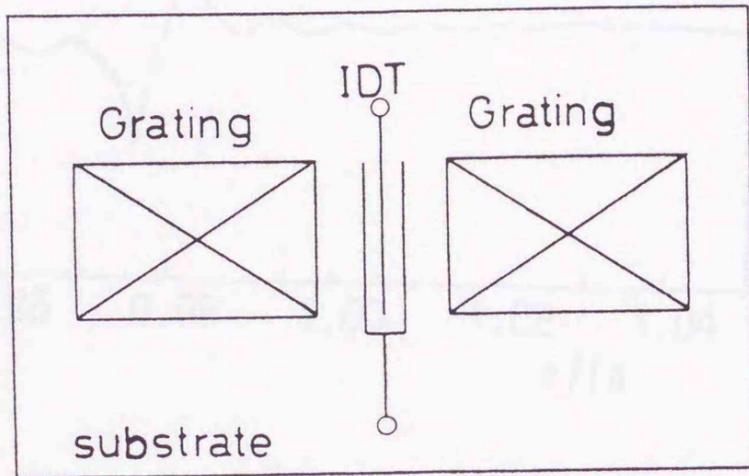
図4. 4は、基板に $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$ 、電極にアルミニウムを用いた場合の1ポートキャビティ型共振器の入力インピーダンスの周波数特性の計算結果である。1ポートキャビティ型共振器を構成するIDTおよびグレーティングの諸元を表4. 1に示す。表4. 1におけるPNR (Positive/Negative SAW reflection type Reflector) は正負反射型反射器<sup>(120)</sup>であり、その等価回路は文献(77)のものを使用した。また、SMSAは短絡グレーティングであり、その等価回路は正規型IDTの等価回路の電気端子を短絡することで得られる。SOMSA<sup>(81)</sup>はダブル電極IDTの電気端子を開放してグレーティング反射器としたもので、その等価回路はダブル電極IDTの等価回路の電気端子を開放することで得られる。

図4. 4(a), (b)より、反射器としてPNRを用いた場合、同一ストリップ数のSMSAよりも鋭い共振特性が得られること、また、図4. 4(a), (c)~(e)より、反射器としてSOMSAを用いた場合、SMSAを用いた場合に比べて、より小型でQの高い共振器が得られることがわかる。

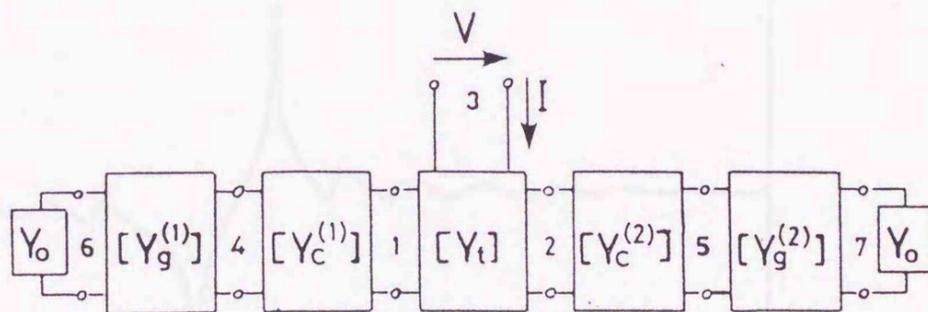
表4. 2は、図4. 4の共振特性から得られる直列共振周波数 $f_1$ と並列共振周波数 $f_2$ 、ならびにそれらを用いて次式より得られた容量比 $\gamma_c$ をまとめたものである。

$$\gamma_c = \frac{f_1}{2(f_2 - f_1)} \quad (4.1)$$

反射器としてPNRやSOMSAを用いた場合、SMSAを用いた場合に比べて低容量比の共振器が得られることがわかる。また、本手法による結果は実験値<sup>(81), (120)</sup>とよく一致している。

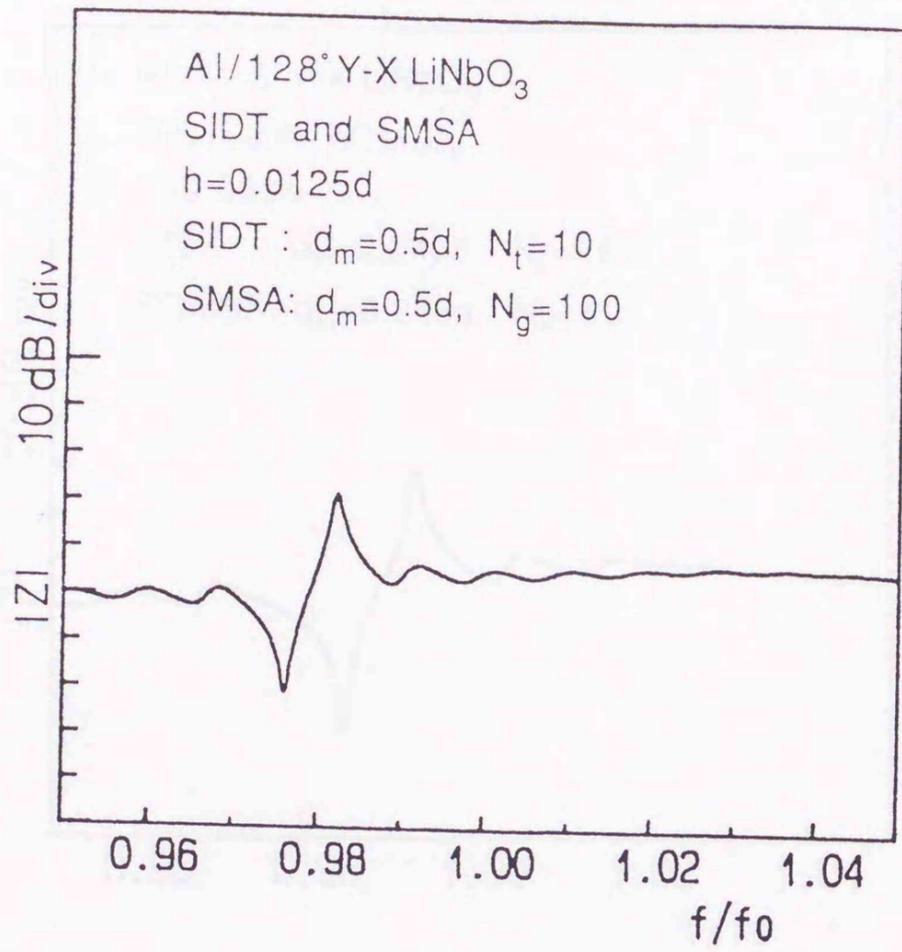


(a) 1ポートキャビティ型共振器の構造

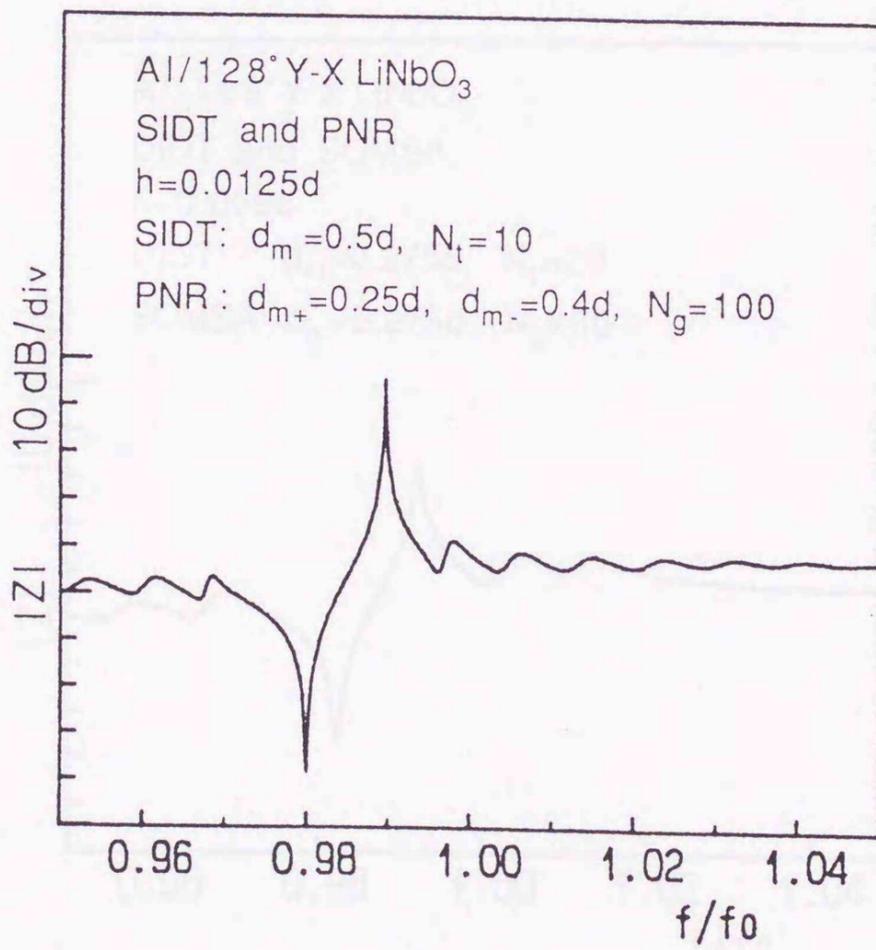


(b) 1ポートキャビティ型共振器の等価回路

図4. 3 1ポートキャビティ型共振器

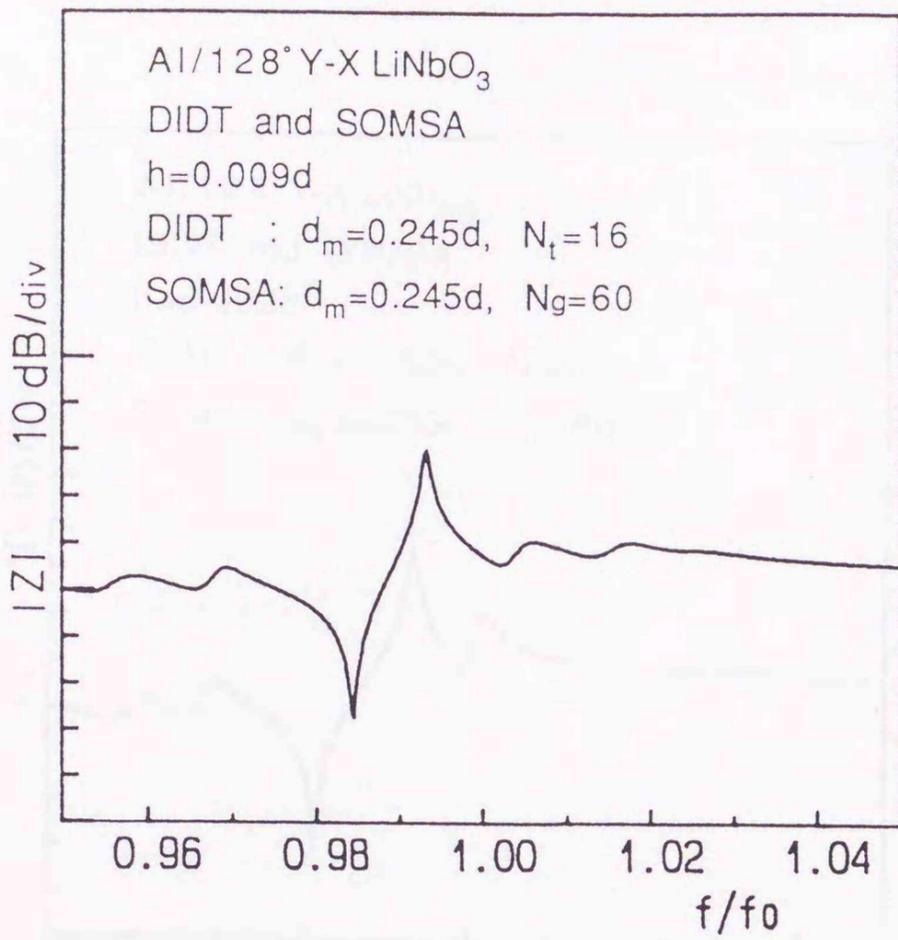


(a)

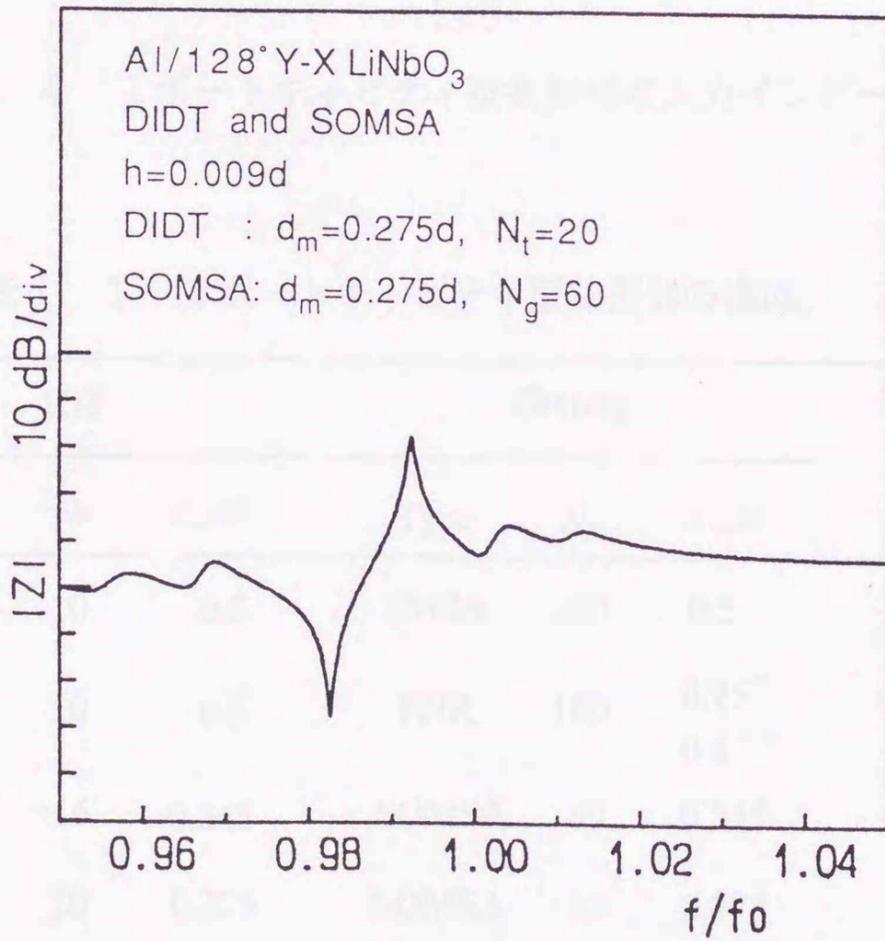


(b)

図4. 4 1ポートキャビティ型共振器の入力インピーダンス

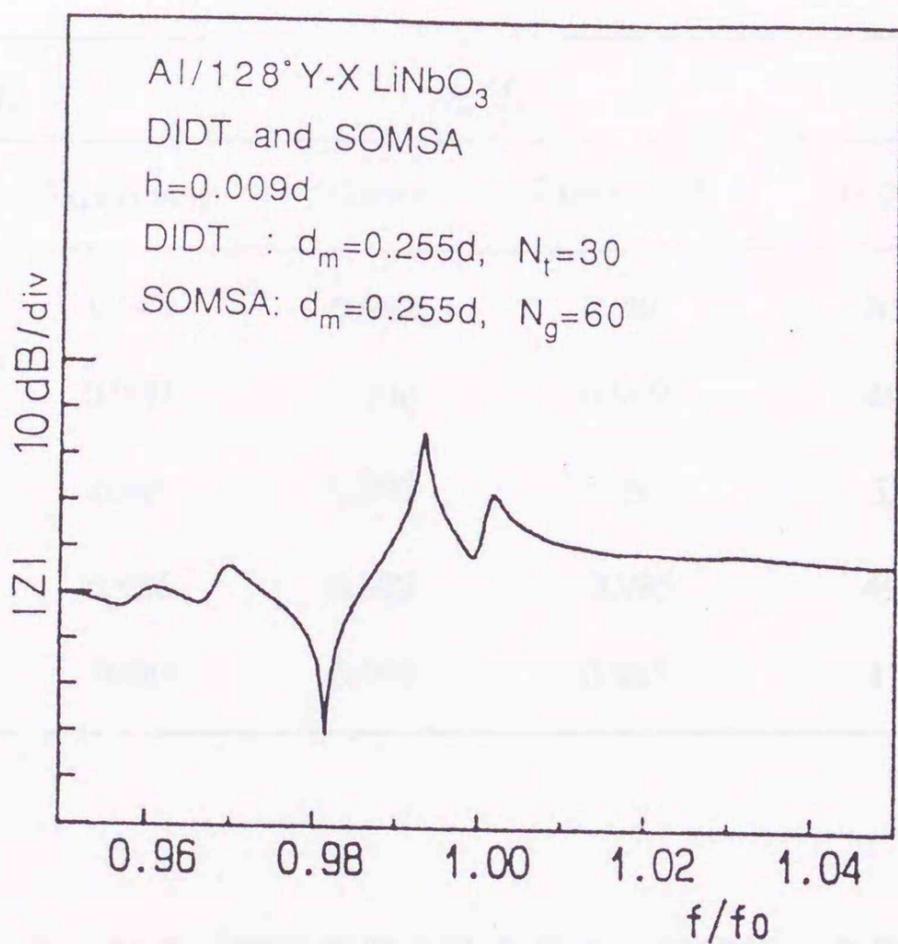


(c)



(d)

図4. 4 1ポートキャビティ型共振器の入カインピーダンス



(e)

図4. 4 1ポートキャビティ型共振器の入カインピーダンス

表4. 1 1ポートキャビティ型共振器の構成

Case	IDT			Grating			Coupling length $l_c/d$
	Type	$N_t$	$d_m/d$	Type	$N_g$	$d_m/d$	
1	SIDT	10	0.5	SMSA	100	0.5	0.25
2	SIDT	10	0.5	PNR	100	0.25* 0.4**	0.375
3	DIDT	16	0.245	SOMSA	60	0.245	2.405
4	DIDT	20	0.275	SOMSA	60	0.275	2.375
5	DIDT	30	0.255	SOMSA	60	0.255	2.395

\* width of the metal strips with positive reflection coefficient (shorted strip)

\*\*width of the metal strip with negative reflection coefficient (opened strip)

表4. 2 1ポートキャビティ型共振器の共振周波数および容量比

Case	$f_1/f_0$		$f_2/f_0$		$\gamma_c$	
	Theory	Experiment	Theory	Experiment	Theory	Experiment
1	0.976	0.979	0.982	0.986	81	70
2	0.980	0.980	0.990	0.989	49	54
3	0.984	0.989	0.993	0.997	55	62
4	0.982	0.986	0.992	0.995	49	55
5	0.981	0.985	0.993	0.997	41	41

#### 4. 4 1ポートキャビティ型共振器の結合長の共振特性への影響

1ポートキャビティ型共振器の場合，IDTはその電極中心が，対向している反射器によって生ずるSAW定在波の腹に位置するように配置される．このとき，IDTとグレーティングの結合長  $l_c$  (IDTの電極中心とグレーティング反射器の電極中心間の距離) は一般に

$$\begin{aligned}
 l_c &= (n - 1/4)d && \text{for } Y_m/Y_0 - 1 > 0 \\
 &= (n + 1/4)d && \text{for } Y_m/Y_0 - 1 < 0
 \end{aligned}
 \tag{4.2}$$

となる<sup>(3)</sup>．ここに  $d$  はIDTの単位区間の周期長， $n$  は任意の整数である．

ところでSAWデバイスの場合，IDTやグレーティング反射器は圧電基板上にマスク蒸着あるいはフォトエッチングなどによって作製される．このため，1ポートキャビティ型共振器においては，蒸着，フォトエッチングの精度，使用するマスクパターンの精度などにより，結合長が式(4.2)で求められる値からずれる場合が考えられる．そこでここでは，その共振特性への影響を調べることにする．

図4.5は， $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$  基板に対数  $N_t=10$  のIDT (電極幅  $d_m=0.5d$ ，電極膜厚  $h=0.0125d$ ，電極：アルミニウム) と周期数  $N_g=100$  の短絡グレーティング (電極幅  $d_m=0.5d$ ，電極膜厚  $h=0.0125d$ ，電極：アルミニウム) によって構成される1ポ

ートキャビティ型共振器の入力インピーダンスの周波数特性である。(a)では、結合長  $l_c$  を式(4.2)から求められる値  $l_c = 0.75d$  とし (b) では  $l_c$  を (a) よりも  $0.00625d$  だけ短くしている。(b)では並列共振のピークが(a)の場合に比べてつぶれている。

表4.3は、結合長による直列共振周波数  $f_1$ 、並列共振周波数  $f_2$ 、容量比  $\gamma_c$  の変化を調べたものである。直列共振周波数  $f_1$ 、並列共振周波数  $f_2$  は結合長が最適値  $l_c = 0.75d$  より短くなった場合は高周波側に、長くなった場合は低周波側にシフトしている。また、結合長が最適値よりずれた場合は、容量比が大きくなることがわかる。

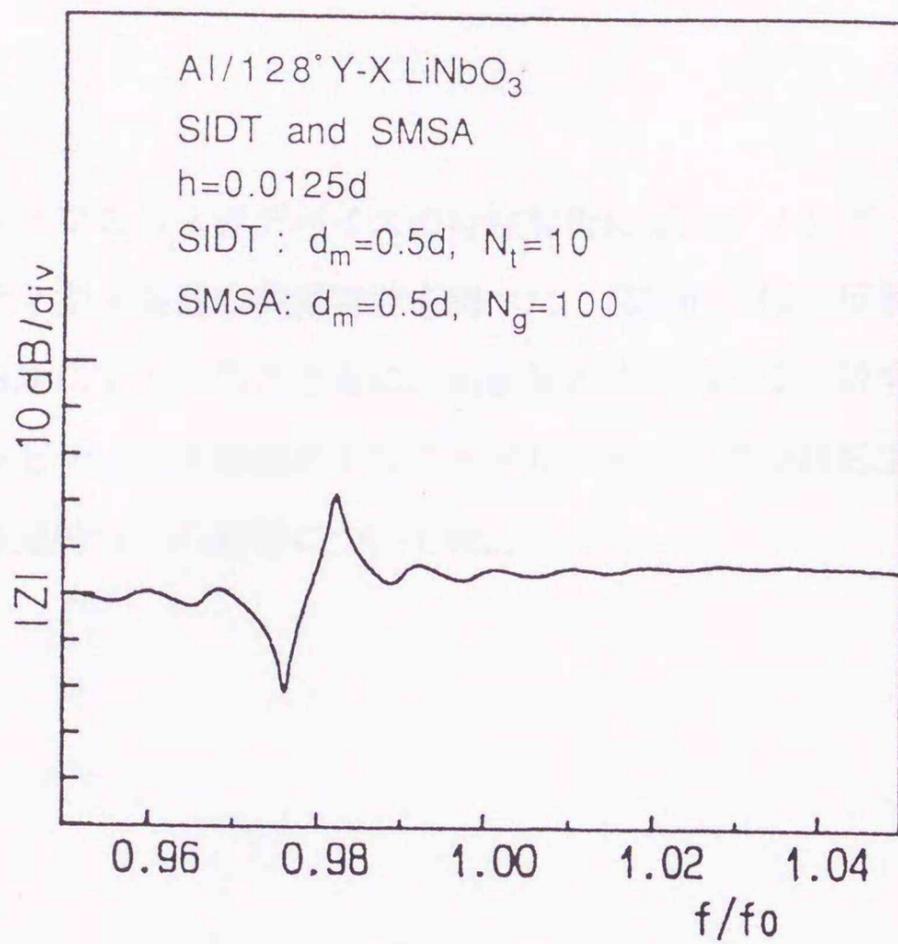
表4.3 結合長による1ポートキャビティ型共振器の共振周波数および容量比の変化

$l_c/d$	$f_1/f_0$	$f_2/f_0$	$\gamma_c$
(3/4-3/16)	0.9830	0.9847	289
(3/4-2/16)	0.9790	0.9839	100
(3/4-1/16)	0.9775	0.9829	91
(3/4)	0.9761	0.9822	80
(3/4+1/16)	0.9747	0.9805	84
(3/4+2/16)	0.9734	0.9791	85
(3/4+3/16)	0.9722	0.9776	90

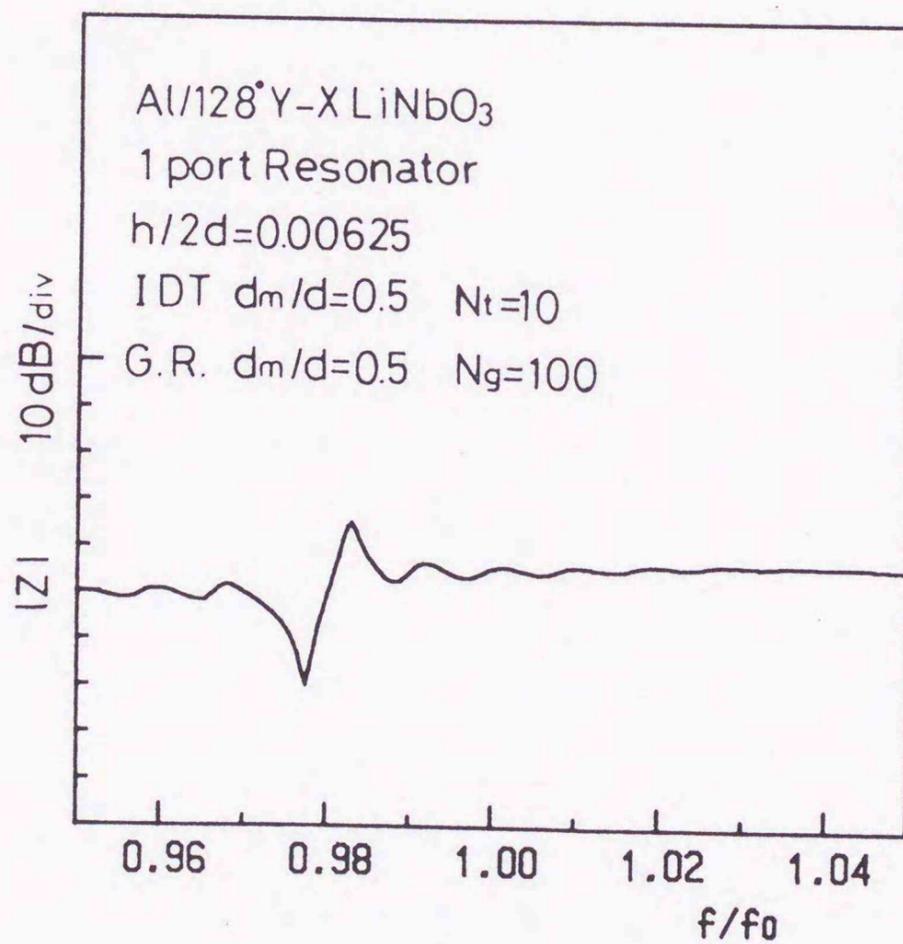
$$h = 0.0125d$$

I D T  $d_m = 0.5d$   $N_t = 10$  Type: S I D T

G.R.  $d_m = 0.5d$   $N_g = 100$  Type: S M S A



(a)



(b)

図4. 5 結合長  $l_c$  の共振特性への影響

#### 4. 5 むすび

本章では1ポートタイプのSAWデバイスの特性解析にビルディング・ブロック法を用い、1ポートキャビティ型共振器の共振特性を調べた。具体的には、反射器の違いによる共振特性の差異を明らかにするとともに、実験値と比較的よく一致する結果を得た。

また、1ポートキャビティ型共振器のIDTとグレーティング反射器間の結合長の最適値からのずれによる共振特性への影響について検討した。

## 第5章 基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極の 等価回路法解析

### 5.1 まえがき

弾性表面波フィルタの挿入損失を低減するため、種々の一方向性IDTが提案されているが、特に外部回路を必要としない单相型一方向性IDT、いわゆるSPUDTの研究が盛んに行われている<sup>(36)</sup>。これまで提案されてきたSPUDTは、いずれも電極構造を非対称とすることによって一方向性を生じさせているが、電極構造が複雑であったり、電極幅が細く、高周波化に不利といった欠点がある。

このため、最近、シングル電極構造であっても、基板の異方性と電極膜厚を適当に設定することによって一方向性が生ずるNSPUDTが提案され、高周波化に有利と考えられるところから、盛んに研究が行われている<sup>(41), (48)~(50), (83), (85)</sup>。

ところで、双方向性のIDTに対しては、理論的な特性解析法の一つに等価回路を用いる方法があり、その工学的な見通しの良さ、扱いやすさから広く用いられている<sup>(66)</sup>、<sup>(81)</sup>。NSPUDTに関しては、最近、Adler, da Cunhaらが双方向性IDTの等価回路の電極の両端に対応する位置に、それぞれ異なるサセプタンスを並列に接続した等価回路を提案し、特性解析を行っている<sup>(83), (85)</sup>。その回路定数の決定には摂動法を用いているが、エネルギー蓄積効果に関係するサセプタンスについては理論的に決定することができず、経験的に定めている。また、摂動法を用いているため、電極膜厚の増加とともに精度が低下すると考えられる<sup>(109)</sup>。

そこでここでは、NSPUDTに対する等価回路の回路定数を有限要素法<sup>(114), (116)</sup>を用いてすべて理論的に決定する一方法を提案する。具体的には、NSPUDTの電気端子を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングを考え、これらの分散方程式にストップバンドの上下限の周波数を代入することによって得られる4元連立方程式と、短絡グレーティングのストップバンドにおける電位定在波分布、NSPUDT1対当りの静電容量から、方向性も含めて回路定数を決定した。本手法ではストップバンドの上下限の周波数、電位定在波分布、NSPUDT1対当りの静電容量を有限要素法を用いて求めているので、基板の異方性、電氣的摂動効果、弾性的摂動

効果，エネルギー蓄積効果をすべて考慮することができる．実際に，STカット $25^\circ X$ 伝搬水晶基板上のNSPUDTに対する等価回路定数を算出し，表面波の反射特性や励振特性を求め，実験値<sup>(48)</sup>，<sup>(49)</sup>との比較から本手法の妥当性，有用性を確認した．

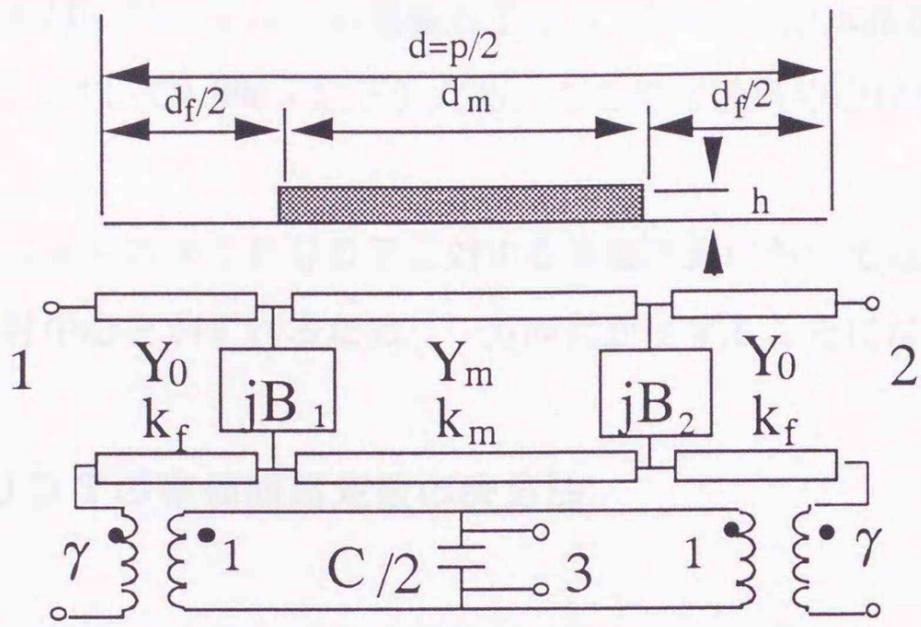
## 5. 2 NSPUDTの等価回路モデル

いま，NSPUDT（周期 $p = 2d = \lambda$ ： $\lambda$ は表面波の波長，電極幅 $d_m$ ，電極厚み $h$ ）の $1/2$ 対当りの等価回路モデルとして，図5. 1（a）の等価回路を考える．この等価回路では，正規型IDTと同様に，導体被覆されていない部分を特性アドミタンス $Y_0$ ，伝搬定数 $k_f = \omega/v_f$ の伝送路で，導体被覆された部分を特性アドミタンス $Y_m$ ，伝搬定数 $k_m = \omega/v_m$ の伝送路で表し，電気系と機械系の結合を巻線比 $\gamma$ の変成器で考慮している．なお， $C$ はNSPUDT1対当りの静電容量， $\omega$ は角周波数， $v_f$ は導体被覆しないときの表面波速度， $v_m$ は基板上を一様に導体被覆したときの表面波速度である．

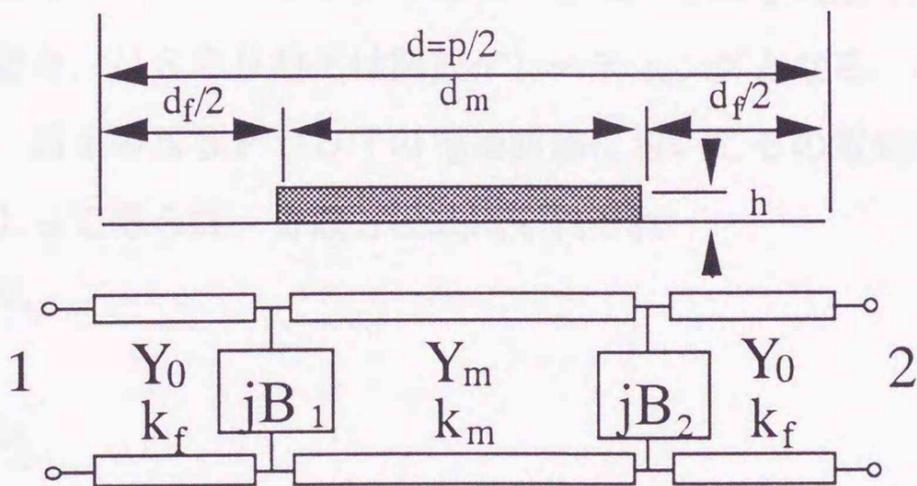
さて，IDTは，その電気端子を短絡した場合，短絡グレーティングとなり，その等価回路は図5. 1（b）となる．双方向性IDTの電気端子を短絡して得られる短絡グレーティングの場合，その反射中心（反射係数の位相が $\pm 90^\circ$ ）は電極の中央に位置する．したがって，等価回路は電極中心に対して対称となり，回路に並列に入っているサセプタンスは $B_1 = B_2$ となる．この場合のサセプタンスは，電極端部での非放射バルク波の発生に起因するエネルギー蓄積効果を考慮したものである．

NSPUDTから得られる短絡グレーティングの場合，基板の異方性と電極による弾性的摂動効果によって，反射中心が電極中心からずれるため，その等価回路は電極の中心に対して非対称となる．Adler, da Cunhaらはこの点を考慮するために，方向性を表すサセプタンス $B_r$ を導入し，電極端部における並列サセプタンスを，エネルギー蓄積効果を表すサセプタンス $B_e$ とあわせて電極の左右の端部でそれぞれ $B_e + B_r$ ， $B_e - B_r$ とし，電極の中心に対する等価回路の非対称性を考慮している<sup>(83)</sup>．図5. 1の等価回路のサセプタンス $B_1$ ， $B_2$ はそれぞれ $B_e + B_r$ ， $B_e - B_r$ に対応し，エネルギー蓄積効果と反射中心のずれを同時に考慮したものになっている（付録5. 1参照）．

ところで，励振中心は，基板の異方性によって電極中心からずれる可能性があるため，



(a) NSPUDT



(b) 短絡グレーティング

図5.1 NSPUDTの単位区間の等価回路

Wrightは等価回路の励振中心を電極中心からずらしたモデルを提案している<sup>(41)</sup>。しかしながら、有限要素法を用いてNSPUDTの励振中心の位置を求める（詳細は第6章で説明する）と、励振中心の電極中心からのずれは実用的な電極膜厚に対して無視できる程度である（例えば、アルミニウム電極STカット25°X伝搬水晶基板では、膜厚  $h = 0.005\lambda \sim 0.05\lambda$  に対して  $0.006\lambda$  以下）ため、ここでは励振中心は電極中心に一致するものとする。

結局、図5.1(a)のNSPUDTに対する等価回路においては、電極中央に存在する励振中心と反射中心とがずれるため、一方向性が生ずることになる。

### 5.3 NSPUDTの等価回路定数の決定法

等価回路法によるNSPUDTの特性解析に必要な回路定数は、特性アドミタンスの不整合量  $\varepsilon = Y_m/Y_0 - 1$ 、規格化サセプタンス  $B_1/Y_0$ 、 $B_2/Y_0$ 、規格化巻線比  $\gamma^2 Y_0$ 、IDT1対当りの静電容量  $C$  である。

まず、無限長NSPUDTを考える。NSPUDTを受信側とし、その負荷を短絡するとNSPUDTは短絡グレーティングとなる。また、負荷を開放し、バスバーを電極ごとに切り離した場合、NSPUDTは開放グレーティングとなる。各々のグレーティングの等価回路は、図1のNSPUDTの等価回路においてその電気端子を短絡あるいは開放することによって得られ、分散方程式はそれぞれ

$$\cos \beta_s d = \frac{A_s + D_s}{2} \quad (5.1)$$

$$\cos \beta_o d = \frac{A_o + D_o}{2} \quad (5.2)$$

で与えられる<sup>(76)</sup>。ここに、 $\beta_s$ 、 $\beta_o$ はそれぞれ短絡グレーティング、開放グレーティングに対する伝搬定数、 $A_s$ 、 $D_s$ は短絡グレーティングの単位区間に対するFパラメータ ( $A_s$ 、 $B_s$ 、 $C_s$ 、 $D_s$ )、 $A_o$ 、 $D_o$ は開放グレーティングの単位区間に対するFパラメータ ( $A_o$ 、 $B_o$ 、 $C_o$ 、 $D_o$ ) であり、これらは次式で与えられる。

$$A_s = c_m c_f - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} c_m s_f + \frac{\hat{B}_1 - \hat{B}_2}{2(\varepsilon + 1)} s_m - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2(\varepsilon + 1)} s_m c_f$$

$$+ \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\varepsilon + 1)} - \frac{1}{(\varepsilon + 1)} - (\varepsilon + 1) \right) s_m s_f \quad (5.3a)$$

$$B_s = \frac{j}{Y_0} \left\{ \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} c_m c_f + c_m s_f - \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\varepsilon + 1)} - \frac{1}{(\varepsilon + 1)} - (\varepsilon + 1) \right) s_m c_f \right. \\ \left. - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2(\varepsilon + 1)} s_m s_f - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} c_m + \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\varepsilon + 1)} + \frac{1}{(\varepsilon + 1)} - (\varepsilon + 1) \right) s_m \right\} \quad (5.3b)$$

$$C_s = jY_0 \left\{ \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} c_m c_f + c_m s_f - \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\varepsilon + 1)} - \frac{1}{(\varepsilon + 1)} - (\varepsilon + 1) \right) s_m c_f \right. \\ \left. - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2(\varepsilon + 1)} s_m s_f - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} c_m - \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\varepsilon + 1)} + \frac{1}{(\varepsilon + 1)} - (\varepsilon + 1) \right) s_m \right\} \quad (5.3c)$$

$$D_s = c_m c_f - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} c_m s_f - \frac{\hat{B}_1 - \hat{B}_2}{2(\varepsilon + 1)} s_m - \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2(\varepsilon + 1)} s_m c_f \\ + \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\varepsilon + 1)} - \frac{1}{(\varepsilon + 1)} - (\varepsilon + 1) \right) s_m s_f \quad (5.3d)$$

$$A_o = 1 + \frac{j\omega C (A_s - 1)}{j\omega C + 2\gamma^2 C_s} \quad (5.3e)$$

$$B_o = \frac{j\omega C}{j\omega C + 2\gamma^2 C_s} \cdot \frac{(A_s - 1)(D_s - 1)}{C_s} + \frac{A_s + D_s - 2}{C_s} \quad (5.3f)$$

$$C_o = \frac{j\omega C C_s}{j\omega C + 2\gamma^2 C_s} \quad (5.3g)$$

$$D_o = 1 + \frac{j\omega C (D_s - 1)}{j\omega C + 2\gamma^2 C_s} \quad (5.3h)$$

$$c_f = \cos(k_f d_f) \quad (5.3i)$$

$$s_f = \sin(k_f d_f) \quad (5.3j)$$

$$c_m = \cos(k_m d_m) = \cos(\alpha k_f d_m) \quad (5.3k)$$

$$s_m = \sin(k_m d_m) = \sin(\alpha k_f d_m) \quad (5.31)$$

$$\alpha = v_f / v_m \quad (5.3m)$$

$$\hat{B}_1 = B_1 / Y_0 \quad (5.3n)$$

$$\hat{B}_2 = B_2 / Y_0 \quad (5.3o)$$

ところで、短絡グレーティング、開放グレーティングのそれぞれにおいて、1次ブラッグ反射の条件  $\beta_s d = \pi$ ,  $\beta_o d = \pi$  が成立するとき、式(5.1), (5.2)は式(5.3)を用いると、次式となる。

$$c_m c_f - P c_m s_f - Q s_m c_f + R s_m s_f + 1 = 0 \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} & c_m c_f - P c_m s_f - Q s_m c_f + R s_m s_f + 1 \\ &= -4 \frac{\omega_0}{\omega} \frac{\gamma^2}{Y_0} \cdot \left\{ P c_m (1 + c_f) - Q s_m s_f - R s_m c_f - \left( R + \frac{Q}{P} \right) s_m + c_m s_f \right\} \end{aligned} \quad (5.5)$$

ここに  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  はそれぞれ次式で与えられる。

$$P = \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2} \quad (5.6a)$$

$$Q = \frac{\hat{B}_1 + \hat{B}_2}{2(\epsilon + 1)} \quad (5.6b)$$

$$R = \frac{1}{2} \left( \frac{\hat{B}_1 \hat{B}_2}{(\epsilon + 1)} - \frac{1}{(\epsilon + 1)} - (\epsilon + 1) \right) \quad (5.6c)$$

短絡グレーティングのストップバンドの上下限の周波数  $f_{su}$ ,  $f_{sl}$ , 開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数  $f_{ou}$ ,  $f_{ol}$  は NSPUDT が一方向性を示す場合には、他の SPUDT の場合と同様に、お互いに一致するものはない。したがって、有限要素法を用いて  $f_{su}$ ,  $f_{sl}$ ,  $f_{ou}$ ,  $f_{ol}$ , および基板上を一様に導体被覆した場合の表面波速度  $v_m$ , 導体被覆しない場合の表面波速度  $v_f$  を求め<sup>(116)</sup>, これらの値を式(5.4), (5.5)に代入すると4本の独立な方程式が得られるので、これらの方程式を連立させることにより、回路定数が決定される。

具体的には、まず、式(5.5)に  $f_{ou}$ ,  $f_{ol}$  を代入して得られる2本の方程式から  $\gamma^2 Y_0 / \omega_0 C$  を消去する。この結果得られた  $P$ ,  $Q$ ,  $R$  を未知数として含む方程式と、式(5.4)に  $f_{su}$ ,  $f_{sl}$  を代入して得られる方程式を用いて  $Q$ ,  $R$  を消去すると、最終的に  $P$  に関する3次方程式が

$$\left( K_1 K_7 - \frac{f_{ou}}{f_{ol}} K_3 K_5 \right) P^3 + \left\{ K_2 K_7 + K_1 K_8 - \frac{f_{ou}}{f_{ol}} (K_3 K_6 + K_4 K_5) \right\} P^2$$

$$+ \left\{ K_2 K_8 - s_{m4} q K_1 - \frac{f_{ou}}{f_{ol}} (K_4 K_6 - s_{m3} q K_3) \right\} P$$

$$+ \frac{f_{ou}}{f_{ol}} s_{m3} q K_4 - s_{m4} q K_2 = 0 \quad (5.7a)$$

$$K_1 = s_{f3} s_{m3}^a - c_{f3} s_{m3} g - s_{f3} c_{m3} \quad (5.7b)$$

$$K_2 = c_{m3} c_{f3} - c_{f3} s_{m3} q + s_{f3} s_{m3} b + 1 \quad (5.7c)$$

$$K_3 = s_{f4} s_{m4}^a - c_{f4} s_{m4} g - s_{f4} c_{m4} \quad (5.7d)$$

$$K_4 = c_{m4} c_{f4} - c_{f4} s_{m4} q + s_{f4} s_{m4} b + 1 \quad (5.7e)$$

$$K_5 = c_{m3} c_{f3} - c_{f3} s_{m3}^a - s_{f3} s_{m3} g + c_{m3} - s_{m3}^a \quad (5.7f)$$

$$K_6 = s_{f3} c_{m3} - c_{f3} s_{m3} b - s_{f3} s_{m3} q - s_{m3} (b + g) \quad (5.7g)$$

$$K_7 = c_{m4} c_{f4} - c_{f4} s_{m4}^a - s_{f4} s_{m4} g + c_{m4} - s_{m4}^a \quad (5.7h)$$

$$K_8 = s_{f4} c_{m4} - c_{f4} s_{m4} b - s_{f4} s_{m4} q - s_{m4} (b + g) \quad (5.7i)$$

$$a = \frac{c_{f2} s_{m2} s_{f1} c_{m1} - c_{f1} s_{m1} s_{f2} c_{m2}}{c_{f2} s_{m2} s_{f1} s_{m1} - c_{f1} s_{m1} s_{f2} s_{m2}} \quad (5.7j)$$

$$b = \frac{c_{f1} s_{m1} (1 + c_{f2} c_{m2}) - c_{f2} s_{m2} (1 + c_{f1} c_{m1})}{c_{f2} s_{m2} s_{f1} s_{m1} - c_{f1} s_{m1} s_{f2} s_{m2}} \quad (5.7k)$$

$$g = \frac{s_{f2} s_{m2} s_{f1} c_{m1} - s_{f1} s_{m1} s_{f2} c_{m2}}{c_{f2} s_{m2} s_{f1} s_{m1} - c_{f1} s_{m1} s_{f2} s_{m2}} \quad (5.7l)$$

$$q = \frac{s_{f1} s_{m1} (1 + c_{f2} c_{m2}) - s_{f2} s_{m2} (1 + c_{f1} c_{m1})}{c_{f2} s_{m2} s_{f1} s_{m1} - c_{f1} s_{m1} s_{f2} s_{m2}} \quad (5.7m)$$

$$c_{fi} = \cos(k_{fi} d_f) \quad (5.7n)$$

$$s_{fi} = \sin(k_{fi} d_f) \quad (5.7o)$$

$$c_{mi} = \cos(k_{mi} d_m) = \cos(\alpha k_{fi} d_m) \quad (5.7p)$$

$$s_{mi} = \sin(k_{mi} d_m) = \sin(\alpha k_{fi} d_m) \quad (5.7q)$$

$$i = 1 \sim 4 \quad (5.7r)$$

$$k_{f1} = 2\pi f_{sl}/v_f \quad (5.7s)$$

$$k_{f2} = 2\pi f_{su}/v_f \quad (5.7t)$$

$$k_{f3} = 2\pi f_{ol}/v_f \quad (5.7u)$$

$$k_{f4} = 2\pi f_{ou}/v_f \quad (5.7v)$$

のように導かれる。この3次方程式、すなわち式(5.7a)をCardanoの公式を用いて解くと三つの実根が得られる(付録5.2参照)。ところで、電極の厚さ $h$ が表面波の波長 $\lambda$ に比べて十分薄い場合には

$$|B_1/Y_0| \ll 1, |B_2/Y_0| \ll 1, |P| = |B_1/Y_0 + B_2/Y_0|/2 \ll 1$$

$$h/\lambda \ll 1 \text{ に対して} \quad (5.8)$$

となる必要があるが<sup>(76)</sup>、三つの実根のうち二つはこの条件を満足できず、残りの根から $P$ として唯一の解が決定される。この結果を用いて $Q$ 、 $R$ を求めると、式(5.6)から回路定数が次式のように決定される。

$$\varepsilon = \frac{P}{Q} - 1 \quad (5.9)$$

$$B_1/Y_0 = P \pm \sqrt{P^2 - 1 - \frac{2PR}{Q} - \left(\frac{P}{Q}\right)^2} \quad (5.10a)$$

$$B_2/Y_0 = P \mp \sqrt{P^2 - 1 - \frac{2PR}{Q} - \left(\frac{P}{Q}\right)^2} \quad (5.10b)$$

ここに式(5.10a)と(5.10b)において複号同順である。また、 $\gamma^2 Y_0$ の値は、 $\gamma^2 Y_0/\omega_0 C$ の値が式(5.5)に $P$ 、 $Q$ 、 $R$ を代入することにより求められるので、IDT1対当たりの静電容量 $C$ を、有限要素法<sup>(114)</sup>を用いて別途求めておけば決定できる。なお、式(5.10)からわかるように

$$B_+/Y_0 = P + \sqrt{P^2 - 1 - \frac{2PR}{Q} - \left(\frac{P}{Q}\right)^2} \quad (5.11a)$$

$$B_-/Y_0 = P - \sqrt{P^2 - 1 - \frac{2PR}{Q} - \left(\frac{P}{Q}\right)^2} \quad (5.11b)$$

とすると、 $B_1$ として $B_+$ を用い、 $B_2$ として $B_-$ を用いる場合と、 $B_1$ として $B_-$ を用い、 $B_2$ として $B_+$ を用いる場合の二通りが考えられ、両者の場合で、NSPUDTの方向性が異なることになる。それぞれの場合について、NSPUDTを短絡グレーティングと

した場合のストップバンドの上下限の周波数における電位定在波分布を求めると、それらは異なった分布を与える。したがって、有限要素法を用いてNSPUDTを短絡グレーティングとした場合のストップバンドの上下限の周波数における電位定在波分布を求めておけば $B_+$ 、 $B_-$ のどちらを $B_1$ とするかが決まり、ここに方向性も含めて、すべての回路定数が決定されることになる。

#### 5. 4 数値計算例

ここでは、STカットX伝搬水晶基板上で伝搬方位を $+25^\circ$ 回転させ、電極にアルミニウムを用いたNSPUDTについて解析した結果を示す。

図5. 2は、基板を導体被覆した場合の表面波速度 $v_m$ の電極膜厚依存性を調べたものである。 $v_m$ は電極が厚くなるとともに遅くなり、また、基板を導体被覆しない場合の表面波速度 $v_f$ との差は増加することがわかる。

図5. 3に電極幅を $d_m=0.5d$ とした場合のNSPUDTの等価回路定数 $Y_m/Y_0-1$ 、 $B_1/Y_0$ 、 $B_2/Y_0$ 、 $\gamma^2 Y_0$ の電極膜厚依存性を示す。なお、IDT1対当りの静電容量 $C$ の値は、開口長方向の単位長当り $42.0 \text{ pF/m}$ である。また、図5. 3(d)における $p$ 、 $w$ はそれぞれIDTの周期長と開口長である。 $Y_m/Y_0-1$ は、双方向性となるSTカットX伝搬水晶基板上のIDTでは、電極膜厚の増加とともに増加し、また、その値は常に正となるが、STカット $25^\circ$ X伝搬水晶基板上のNSPUDTでは、電極膜厚の増加とともに減少し、 $h=0.06d$ 付近でその符号が正から負に反転している。

$B_2$ は、Adler, da Cunhaらの等価回路<sup>(83), (85)</sup>におけるエネルギー蓄積効果を表わすサセプタンス $B_e$ 、方向性を表すサセプタンス $B_r$ と、 $B_2 = B_e + B_r$ の関係にある。したがって、電極膜厚に対する $B_2/Y_0$ の増加は、電極膜厚の増加とともにエネルギー蓄積効果が大きくなり、かつ、方向性も強まることによるものと考えられる。これに対して $B_1$ は、 $B_1 = B_e - B_r$ の関係があることから、電極膜厚の増加に対するその値の変化が $B_2$ に比べ緩やかで、また、電極が薄い場合には、エネルギー蓄積効果が小さいため、負の値となるものと考えられる。 $\gamma^2 Y_0$ は、双方向性となるSTカットX伝搬水晶基板上のIDTでは、第2章で示したように、電極膜厚に対して $h=0.02d$ を頂点とする放物線状の変化を示すが、STカット $25^\circ$ X伝搬水晶基板上のNSPUDTでは、電極膜

厚の増加とともに増加している。

表5. 1は、電極膜厚  $h = 0.02 d$ 、電極幅  $d_m = 0.5 d$  の NSPUDT を短絡グレーティングとした場合の伝搬速度  $v_s$ 、電極1本当りの反射係数の大きさ  $\Gamma_0$ 、図5. 1の端子1における反射係数の位相  $\theta$ 、および電気機械結合係数  $K^2$  の計算値である。本手法による結果は、実験値<sup>(49)</sup>とよく一致しており、本手法の妥当性が確認される。

図5. 4は、電極膜厚  $h = 0.02 d$ 、電極幅  $d_m = 0.5 d$ 、電極対数  $N = 250$  とした NSPUDT の入力アドミタンス

$$Y = G_a + j(B_a + \omega NC) \quad (5.12)$$

の周波数特性である。放射コンダクタンス  $G_a$  は一方向性の IDT に特有の双峰特性となっている。

図5. 5は、電極膜厚  $h = 0.02 d$ 、電極幅  $d_m = 0.5 d$ 、電極対数  $N = 250$ 、開口長  $w = 1.6 \text{ mm}$ 、動作中心周波数  $f_0 = 162.4 \text{ MHz}$  における NSPUDT の変換損失の周波数特性である。 $f/f_0 = 0.998$  付近で約 12.5 dB の方向性が得られている。また、本手法による計算結果は、実験値<sup>(48)</sup>と比較的よく一致している。なお、この実験値は文献(48)の図10、12に示されている送信側の NSPUDT と受信側の DIDT 間での挿入損失を、文献(48)の言及に従って、NSPUDT 単体の変換損失に換算したものである。

図5. 6～5. 8は、それぞれ電極幅  $d_m = 0.5 d$ 、電極対数  $N = 250$ 、開口長  $w = 1.6 \text{ mm}$ 、動作中心周波数  $f_0 = 162.4 \text{ MHz}$  における NSPUDT の、方向性が最大となる周波数  $f_m$ 、 $f_m$  における変換損失、および  $f_m$  における入力アドミタンスの電極膜厚

表5. 1 NSPUDTを短絡グレーティングとした場合の諸定数

	本手法	摂動法 <sup>(49)</sup>	実験値 <sup>(49)</sup>
$v_s \text{ (m/s)}$	3244.4	3242.1	3239.7
$\Gamma_0$	0.00307	0.00245	0.00292
$\theta$	278.72°	279.20°	275.68°
$K^2$	0.001634	0.001315	0.001442

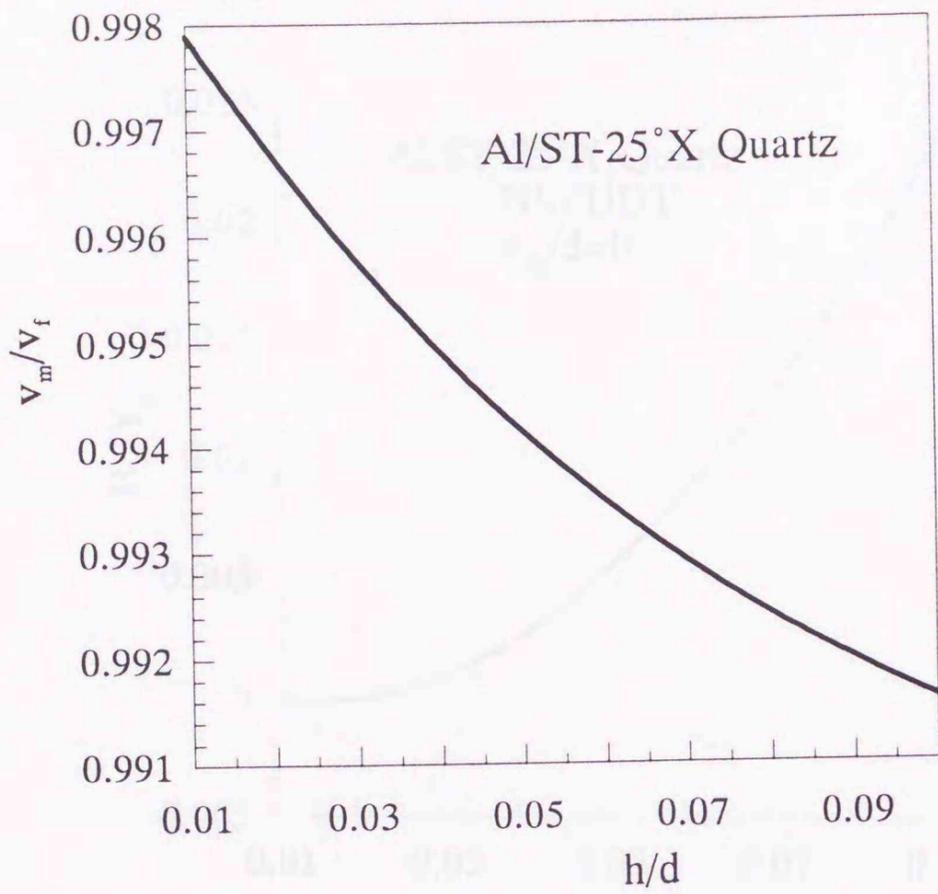
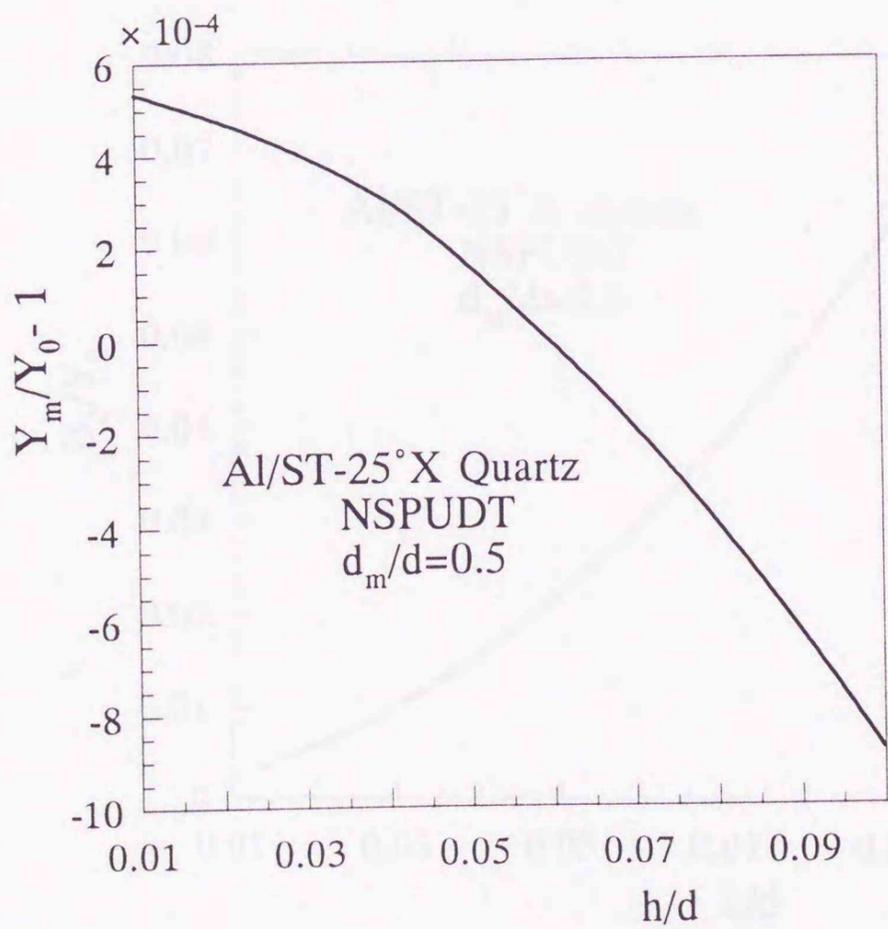
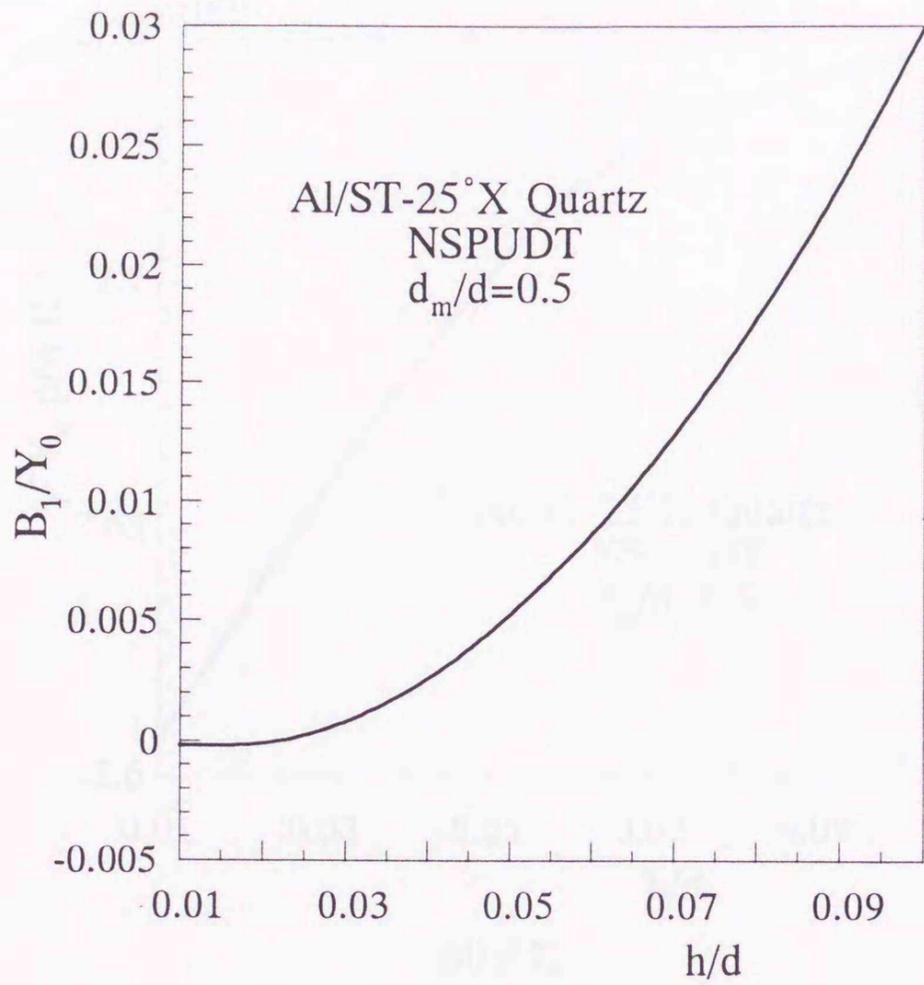


図5. 2  $v_m/v_f$ の値

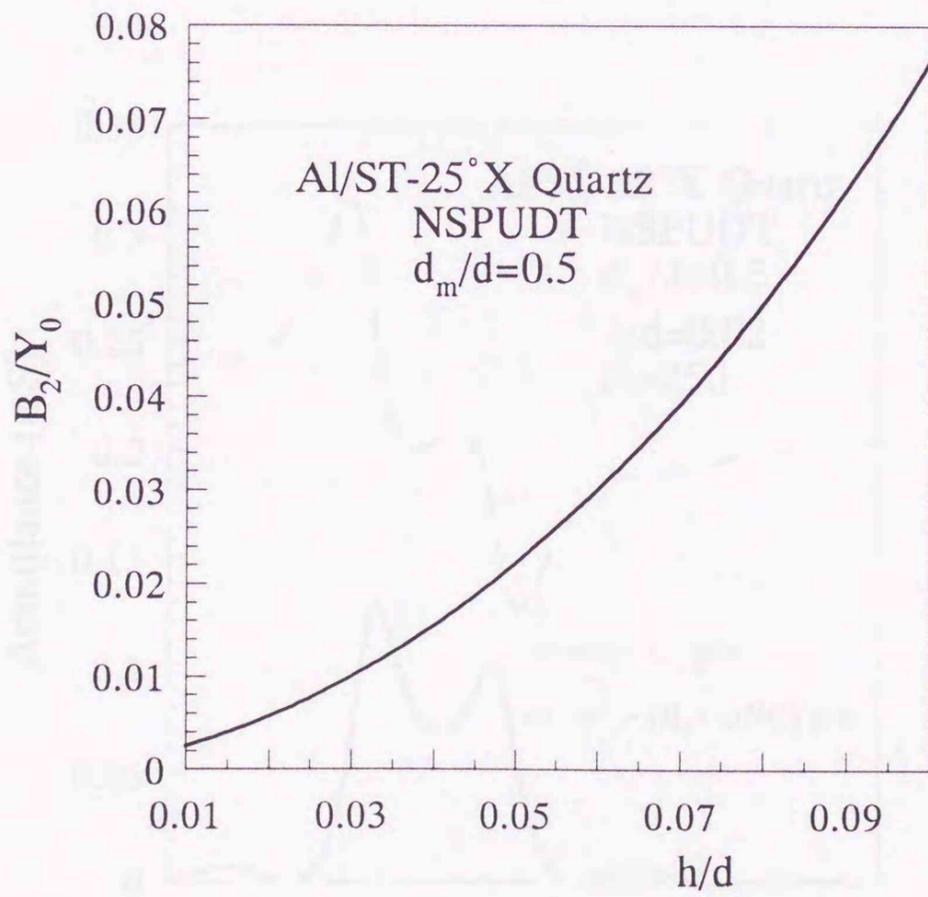


(a)  $Y_m/Y_0 - 1$

図5. 3 NSPUdTの等価回路定数の電極膜厚依存性

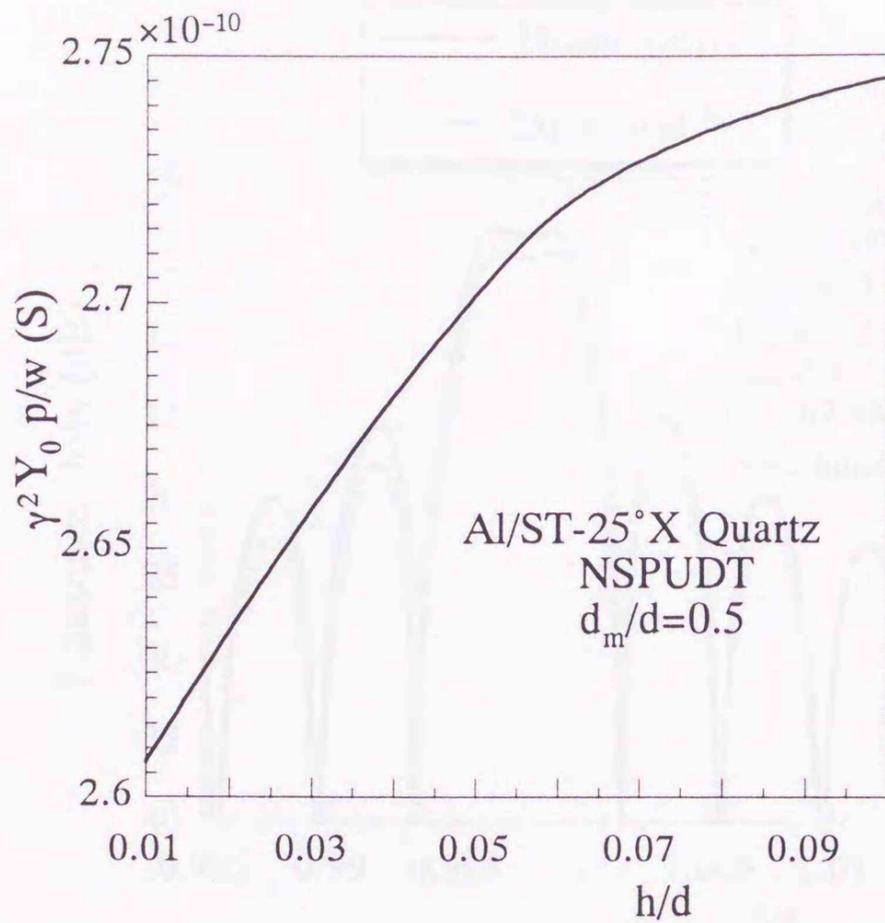


(b)  $B_1/Y_0$



(c)  $B_2/Y_0$

図5. 3 NSPU DTの等価回路定数の電極膜厚依存性



(d)  $\gamma^2 Y_0$

図5. 3 NSPUDTの等価回路定数の電極膜厚依存性

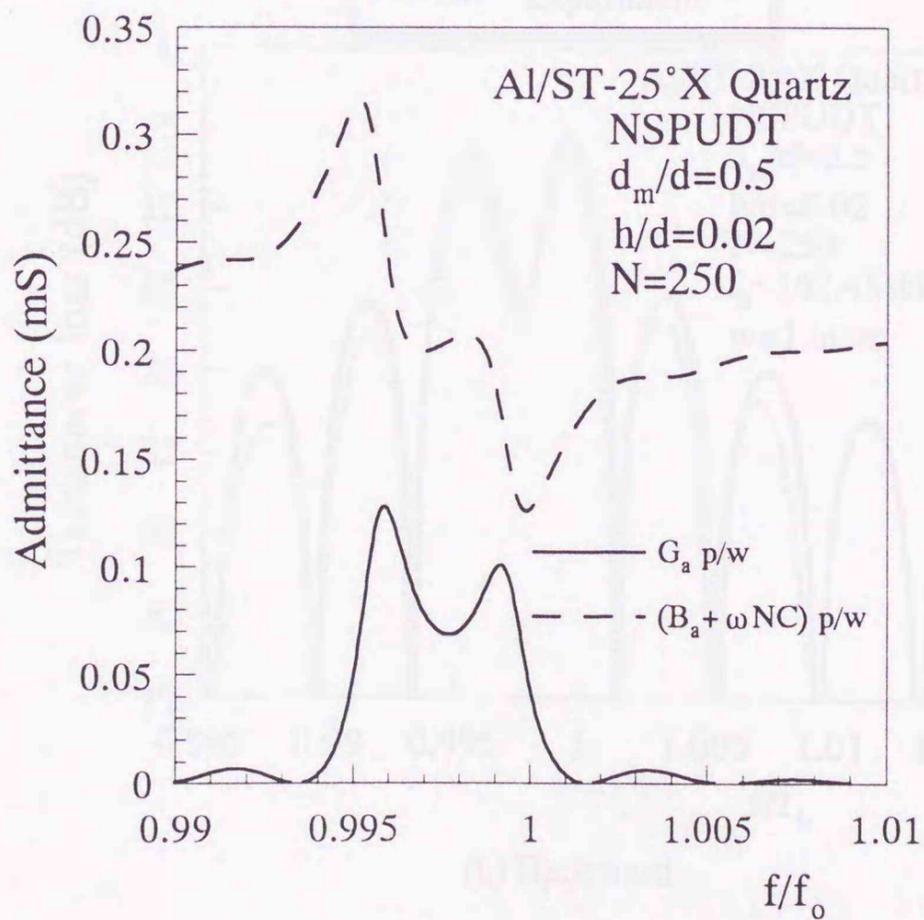
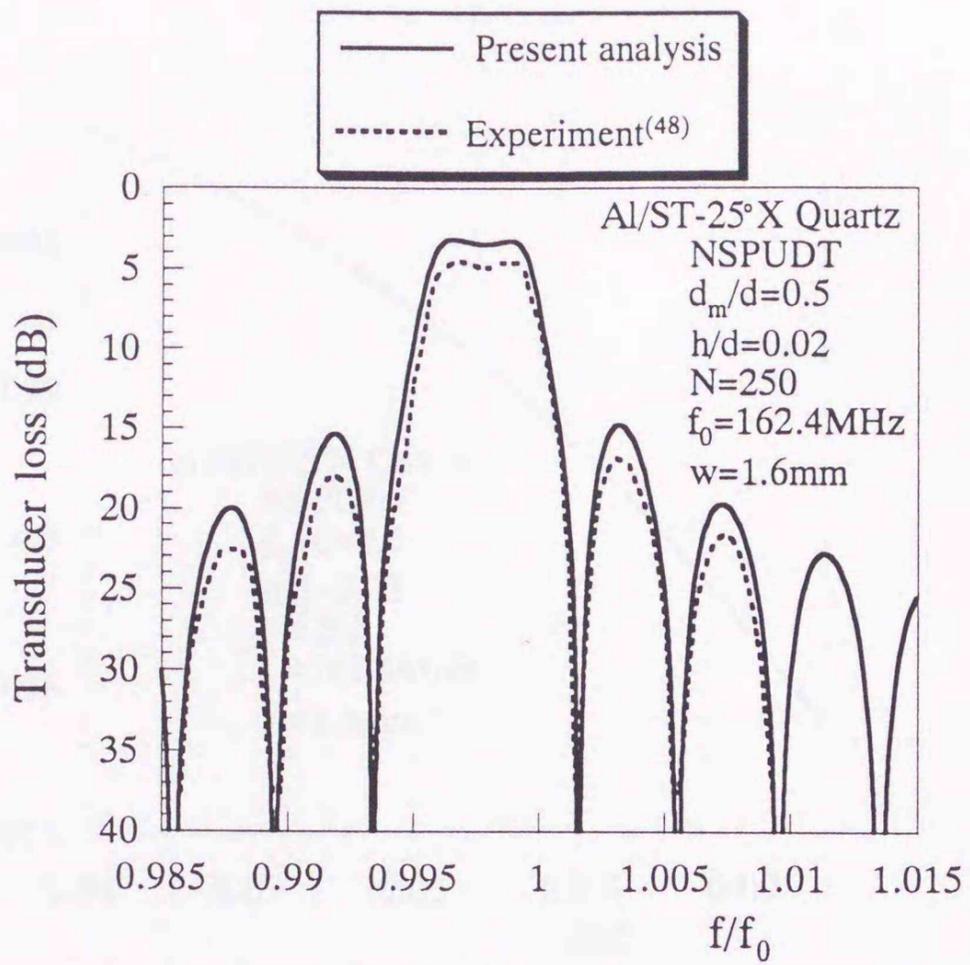
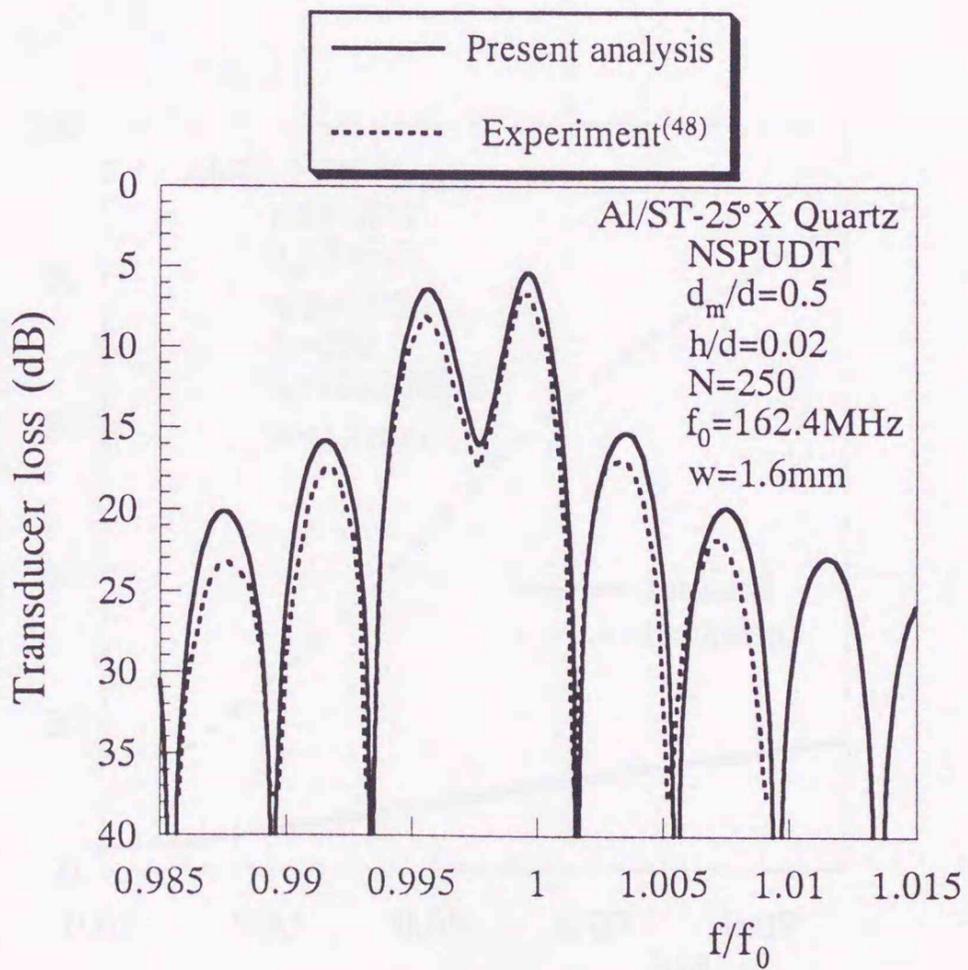


図5. 4 NSPUDTの入力アドミタンス



(a) Forward



(b) Backward

図 5. 5 NSPUDTの変換損失

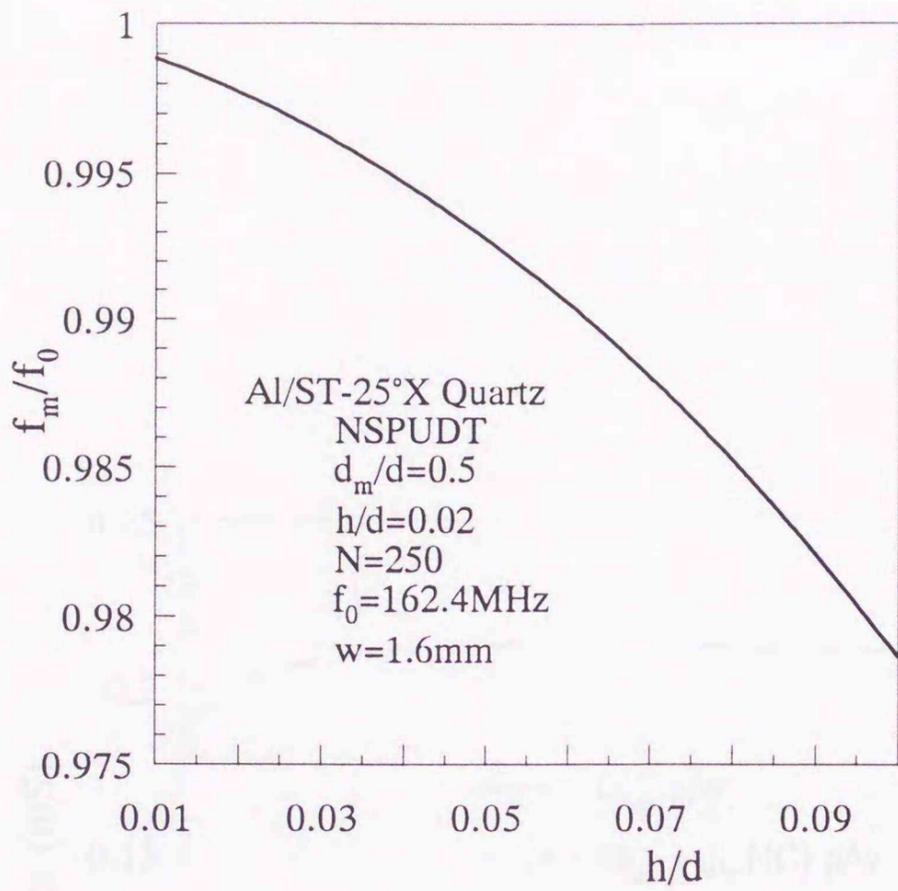


図5. 6  $f_m$ の電極膜厚依存性

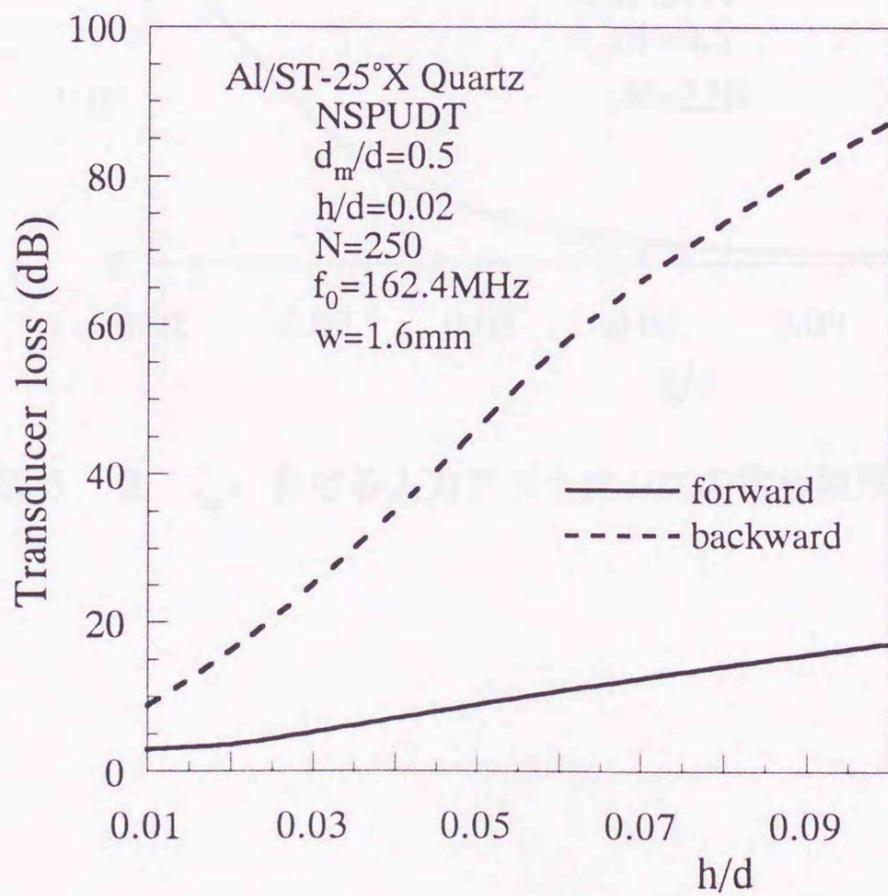


図5. 7  $f_m$ における変換損失の電極膜厚依存性

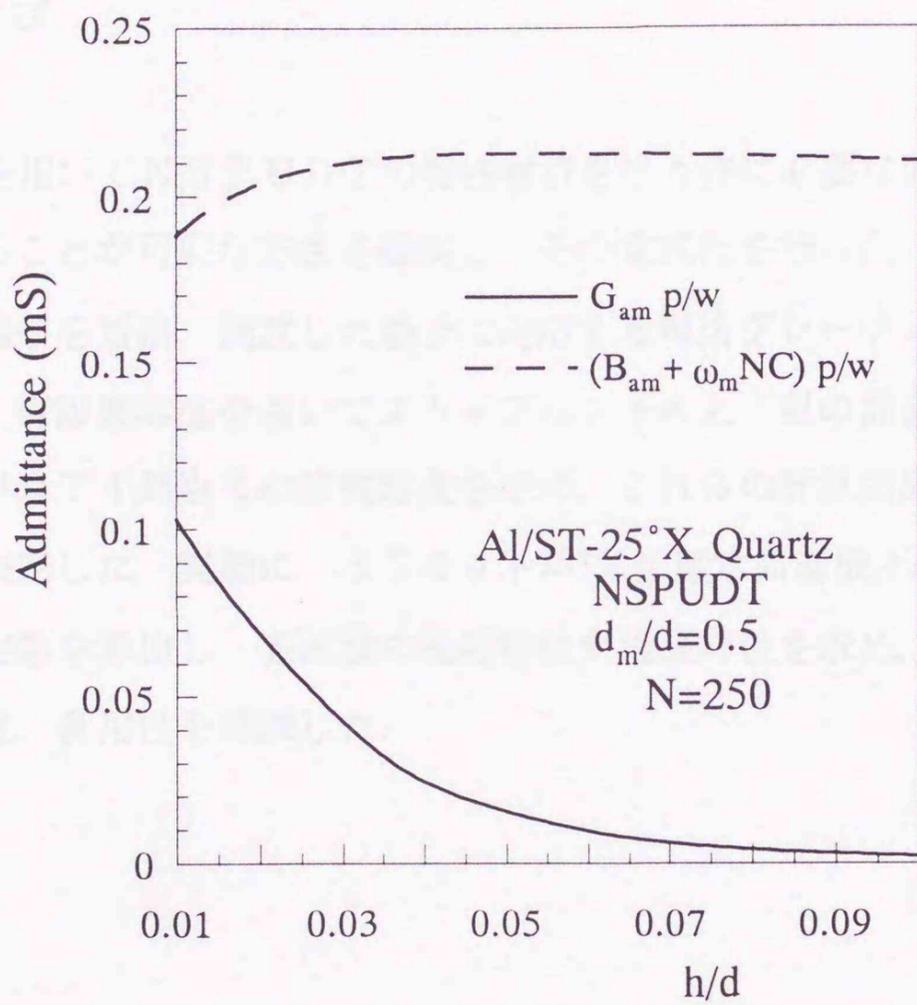


図5. 8  $f_m$ における入力アドミタンスの電極膜厚依存性

依存性である。  $f_m$  は膜厚の増加とともに低周波側にシフトしており，中心周波数からのずれが大きくなっているが，これはエネルギー蓄積効果の影響と考えられる。順方向と逆方向の変換損失の差は膜厚とともに増加し，方向性が大きくなるが，同時に順方向の変換損失も増加しており，膜厚の設定には注意を要する。入力アドミタンスのサセプタンス分は，膜厚に対して  $h=0.04d$  付近まで増加し，その後ほぼ一定の値となるのに対し，コンダクタンス分は膜厚の増加に反比例する形で減少している。

## 5. 5 むすび

等価回路法を用いて NSPUDT の特性解析を行う際に必要な回路定数を，すべて理論的に求めることが可能な方法を提案し，その定式化を行った。具体的には，NSPUDT の電気端子を短絡，開放した場合に対応する短絡グレーティング，開放グレーティングを考え，有限要素法を用いてストップバンドの上下限の周波数，電位定在波分布，および NSPUDT 1 対当りの静電容量を求め，これらの計算結果を基に方向性も含めて回路定数を決定した。実際に，ST カット  $25^\circ$  X 伝搬水晶基板上の NSPUDT に対する等価回路定数を算出し，表面波の反射特性や励振特性を求め，実験値との比較から本手法の妥当性，有用性を確認した。

付録 5. 1 ステップ状不連続における反射係数

図 A・1 のような左右に無限に広がるステップ状不連続を, Adler らの等価回路を用いてモデル化すると, 上方ステップに左から入射する SAW の反射係数  $\vec{\Gamma}_u$  と, 右から入射する SAW の反射係数  $\overleftarrow{\Gamma}_u$ , および下方ステップに左から入射する SAW の反射係数  $\vec{\Gamma}_d$  と, 右から入射する SAW の反射係数  $\overleftarrow{\Gamma}_d$  は次のように与えられる.

$$\vec{\Gamma}_u \cong (Y_0 - Y_m)/2Y_0 - jB_e/2Y_0 - jB_r/2Y_0 \quad (\text{A}\cdot\text{1})$$

$$\overleftarrow{\Gamma}_u \cong (Y_0 - Y_m)/2Y_0 - jB_e/2Y_0 + jB_r/2Y_0 \quad (\text{A}\cdot\text{2})$$

$$\vec{\Gamma}_d \cong -(Y_0 - Y_m)/2Y_0 - jB_e/2Y_0 + jB_r/2Y_0 \quad (\text{A}\cdot\text{3})$$

$$\overleftarrow{\Gamma}_d \cong -(Y_0 - Y_m)/2Y_0 - jB_e/2Y_0 - jB_r/2Y_0 \quad (\text{A}\cdot\text{4})$$

通常の方方向性 IDT では  $B_r = 0$  であるため  $\vec{\Gamma}_u = \overleftarrow{\Gamma}_u$ ,  $\vec{\Gamma}_d = \overleftarrow{\Gamma}_d$  となるが, NSPU DT では  $B_r \neq 0$  であるので  $\vec{\Gamma}_u \neq \overleftarrow{\Gamma}_u$ ,  $\vec{\Gamma}_d \neq \overleftarrow{\Gamma}_d$  となる. ことなることの物理的妥当性については検討の余地がある.

付録 5. 2  $P$  に関する 3 次方程式の解

式 (5. 7 a) において

$$\psi = K_1 K_7 - \frac{f_{ou}}{f_{ol}} K_3 K_5 \quad (\text{A}\cdot\text{5})$$

$$\varphi = K_2 K_7 + K_1 K_8 - \frac{f_{ou}}{f_{ol}} (K_3 K_6 + K_4 K_5) \quad (\text{A}\cdot\text{6})$$

$$\eta = K_2 K_8 - s_{m4} q K_1 - \frac{f_{ou}}{f_{ol}} (K_4 K_6 - s_{m3} q K_3) \quad (\text{A}\cdot\text{7})$$

$$\xi = \frac{f_{ou}}{f_{ol}} s_{m3} q K_4 - s_{m4} q K_2 \quad (\text{A}\cdot\text{8})$$

とおく. さらに

$$u = \frac{\eta}{3\psi} - \frac{\varphi^2}{9\psi^2} \quad (\text{A}\cdot\text{9})$$

$$z = \frac{\xi}{\psi} - \frac{\varphi\eta}{3\psi^2} + \frac{2}{27} \left( \frac{\varphi}{\psi} \right)^3 \quad (\text{A}\cdot\text{10})$$

とし、 $z^2 + 4u^3 < 0$ であれば

$$\theta = \tan^{-1} \frac{\sqrt{-z^2 - 4u^3}}{-z} \quad (\text{A}\cdot 11)$$

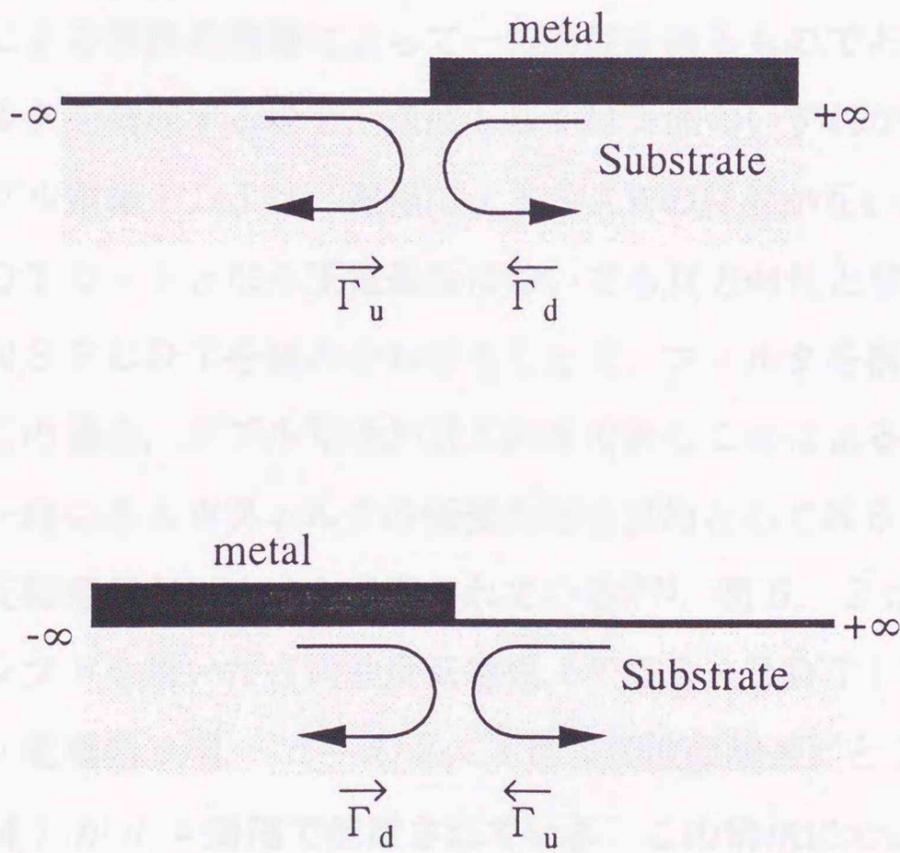
として、三つ実根 $P_1, P_2, P_3$ が

$$P_1 = 2\sqrt{-u} \cos \frac{\theta}{3} - \frac{\varphi}{3\psi} \quad (\text{A}\cdot 12)$$

$$P_2 = -2\sqrt{-u} \cos \frac{\pi - \theta}{3} - \frac{\varphi}{3\psi} \quad (\text{A}\cdot 13)$$

$$P_3 = -2\sqrt{-u} \cos \frac{\pi + \theta}{3} - \frac{\varphi}{3\psi} \quad (\text{A}\cdot 14)$$

のように与えられる。



図A・1 上方ステップと下方ステップにおける反射係数

## 第6章 基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極の モード結合理論解析

### 6.1 まえがき

水晶と同じ三方晶系に属するランガサイト ( $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ : LGS) 単結晶は、多くの温度特性に優れたカットを有し、また、水晶と比較して電気機械結合係数が大きく、より遅い弾性表面波 (Surface Acoustic Wave: SAW) 速度を有する<sup>(31)</sup>。このため、フィルタの小型化に有利であることなどから、新しいSAWデバイス用圧電結晶として注目され、LGS単結晶に関する研究が多数報告されている<sup>(25)~(27), (30), (34)</sup>。竹内らは、LGS単結晶においても、基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極 (NSPUDT) となるカットが存在することを明らかにしている<sup>(52), (53)</sup>。

NSPUDTは、図6.1に示すように、正規型電極と同じ構造でありながら、基板の異方性と電極による弾性的摂動によって一方向性を得るものであるが<sup>(41)</sup>、トランスバーサル型フィルタを構成する場合、送波もしくは受波のいずれか一方にしか用いることができない。ダブル電極IDTは、電極によるSAWの反射が互いに打ち消し合うことから、NSPUDTカットとなる圧電基板においても双方向性となり、したがってダブル電極IDTとNSPUDTを組み合わせることで、フィルタを構成することは可能である。しかし、この場合、ダブル電極が双方向性であることによる挿入損失が生ずる。このため、より一層のSAWフィルタの低損失化を目的としてNSPUDTと逆の方向性をもつ方向性反転電極がいくつか提案されている<sup>(51)</sup>。図6.2は開放型浮き電極による励振中心のシフトを用いた方向性反転電極 (TCS-RDT) であり、1波長内に2本の励振電極 (電極幅  $d/4$ :  $d = \lambda/2$ ,  $\lambda$ は表面波の波長) と1本の開放型浮き電極 (電極幅  $3d/4$ ) が  $d/4$  間隔で配置されている。この構造においては、2本の励振電極による反射は互いに打ち消し合うため、反射中心は開放型浮き電極の反射のみで決定される。また、電極構造の非対称性と開放型浮き電極の存在によって、励振中心は励振電極の中心からシフトする。以上の効果によって、TCS-RDTでは、その順方向がNSPUDTの順方向に対して反転する。

ところで、TCS-RDTをはじめとする方向性反転電極は、その構造がNSPUD

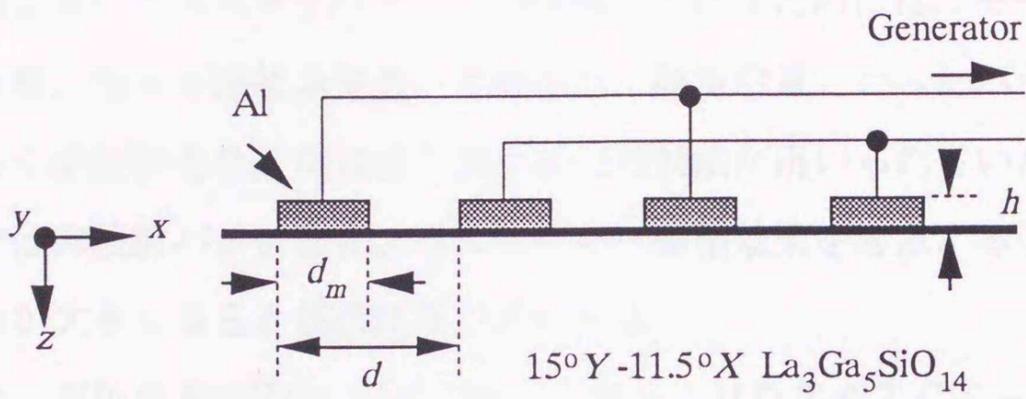


図6.1 NSPUDT

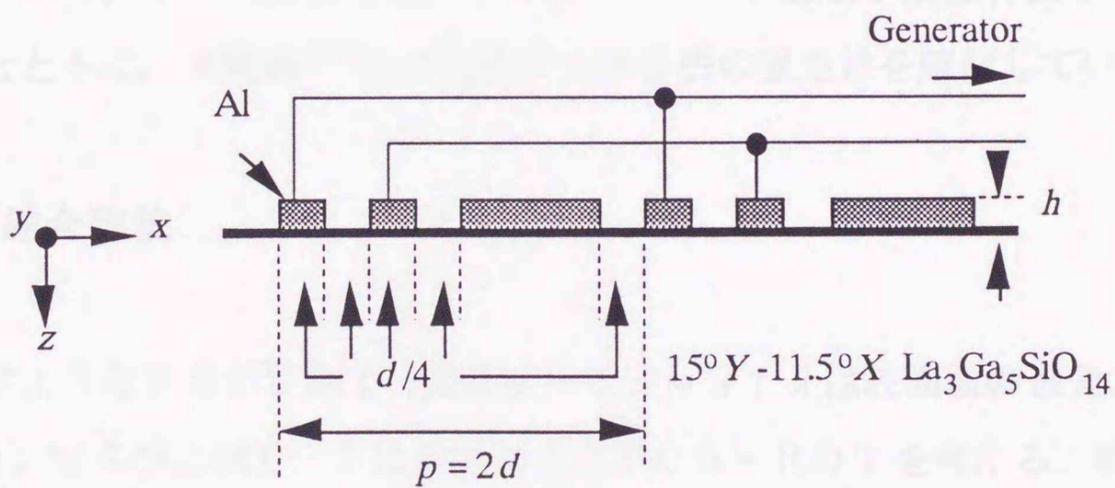


図6.2 TCS-RDT

Tと比較して複雑である。したがって、その等価回路も複雑なものとなり、決定しなければならない等価回路パラメータが増加し、実際には等価回路法によって方向性反転電極の特性解析を行うことは困難である。

そこでここでは、等価回路法とともにSAWデバイスの特性解析によく用いられるモード結合理論<sup>(89)</sup>によって、LGS基板上のNSPUDTならびにTCS-RDTの特性解析を行う。

モード結合理論を用いてSAWデバイスの特性解析を行うためには、モード結合方程式中の自己結合係数、モード間結合係数、変換係数、静電容量といったパラメータをあらかじめ求めておく必要があり、従来はこのために摂動法が用いられていた<sup>(48)~(50)</sup>。しかし、摂動法では非放射バルク波によるエネルギー蓄積効果を考慮することは困難であり、また、摂動が大きくなると解析精度が劣化する。

そこでここでは、有限要素法<sup>(115), (116)</sup>を用い、NSPUDTやTCS-RDTの電気端子を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と、それぞれの周波数における電位定在波分布、および電極1対当りの静電容量を求め、これらの諸量からモード結合方程式中の諸パラメータを決定する。具体的に、 $15^\circ Y-11.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板<sup>(53)</sup>上のNSPUDTおよびTCS-RDTについて、モード結合方程式中の諸パラメータおよび励振特性の電極膜厚依存性を求めるとともに、実験値<sup>(53)</sup>との比較から本手法の妥当性を確認している。

## 6. 2 モード結合理論

図6. 1に示すようなNSPUDT（周期 $p=2d=\lambda$ ： $\lambda$ は表面波の波長、電極幅 $d_m$ 、電極厚み $h$ ）ならびに図6. 2に示すようなTCS-RDTを考える。摂動を受けていない一様な基板上を $+x$ 方向、 $-x$ 方向に伝搬する表面波をそれぞれ

$$A_f^+(x, z) = A^+ f_\phi(z) \exp(-jk_R x) \quad (6.1a)$$

$$A_f^-(x, z) = A^- f_\phi^*(z) \exp(jk_R x) \quad (6.1b)$$

と表す。ここに $k_R$ は表面波の伝搬定数、 $A^+$ 、 $A^-$ はそれぞれ $+x$ 方向、 $-x$ 方向に伝搬する表面波の電位に対応するモード振幅、 $f_\phi(z)$ は $+x$ 方向に伝搬する表面波の

$z$ 方向分布を表すモード関数であり、 $*$ は複素共役をとることを意味する。

これら二つの表面波は、摂動がないと互いに結合することなく伝搬するが、周期摂動が与えられると互いに結合し、エネルギーを交換するようになる。このため  $A^+$ 、 $A^-$  は  $x$  の関数となり、これらのモード振幅  $A^+(x)$ 、 $A^-(x)$  と、励振電極の印加電圧  $V$ 、電流  $I(x)$  は、モード結合方程式

$$\frac{dA^+(x)}{dx} = -j\kappa_{11}A^+(x) - j\kappa_{12}A^-(x)\exp(j2\delta x) + j\zeta V\exp(j\delta x) \quad (6.2a)$$

$$\frac{dA^-(x)}{dx} = j\kappa_{12}^*A^+(x)\exp(-j2\delta x) + j\kappa_{11}A^-(x) - j\zeta^*V\exp(-j\delta x) \quad (6.2b)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = -j4\zeta^*A^+(x)\exp(-j\delta x) - j4\zeta A^-(x)\exp(j\delta x) + j\frac{\omega C_s}{2d}V \quad (6.2c)$$

を満たす。ここに  $\kappa_{11}$  は自己結合係数、 $\kappa_{12}$  ( $=|\kappa_{12}|\exp(j\theta_\kappa)$ ) はモード間結合係数、 $\zeta$  ( $=|\zeta|\exp(j\theta_\zeta)$ ) は変換係数、 $C_s$  は NSPUDT や TCS-RDT などの電極 1 対当りの静電容量、 $\omega$  は角周波数である。また、 $\delta$  は波数不整合量であり、動作次数を  $m$  とすると

$$\delta = k_R - \frac{m\pi}{d} \quad (6.3)$$

で与えられる。

### 6.3 モード結合パラメータの決定

モード結合理論を用いて NSPUDT や TCS-RDT などの IDT の特性解析を行う際に必要なパラメータは自己結合係数  $\kappa_{11}d$ 、モード間結合係数の大きさ  $|\kappa_{12}d|$ 、モード間結合係数の位相  $\theta_\kappa = \arg(\kappa_{12})$ 、変換係数の大きさ  $|\zeta d|$ 、変換係数の位相  $\theta_\zeta = \arg(\zeta)$ 、および IDT 1 対当りの静電容量  $C_s$  である。

モード結合理論に基づく解析法では、無限の対数をもつ IDT のモード結合パラメータを用いて、有限対数の IDT を解析する。このため、ここでは、無限の対数をもつ IDT を考える。

IDT を受信側とし、その負荷を短絡すると IDT は無限長短絡グレーティングとなる。短絡グレーティングに対するモード結合方程式は式 (6.2) において  $V=0$  とすることにより

$$\frac{dA_s^+(x)}{dx} = -j\kappa_{11}A_s^+(x) - j\kappa_{12}A_s^-(x)\exp(j2\delta x) \quad (6.4a)$$

$$\frac{dA_s^-(x)}{dx} = j\kappa_{12}^*A_s^+(x)\exp(-j2\delta x) + j\kappa_{11}A_s^-(x) \quad (6.4b)$$

で与えられる。短絡グレーティングにおける電位  $\phi_s(x, z)$  ならびに表面波の伝搬定数  $\beta_s$  は式 (6. 4) を解くことにより

$$\phi_s(x, z) = A_s^+(x)f_\phi(z)\exp(-jk_R x) + A_s^-(x)f_\phi^*(z)\exp(jk_R x) \quad (6.5a)$$

$$\beta_s = \frac{m\pi}{d} - j\gamma_s \quad (6.5b)$$

$$A_s^+(x) = B_{1s}\exp(j(\delta - j\gamma_s)x) + B_{2s}\exp(j(\delta + j\gamma_s)x) \quad (6.5c)$$

$$A_s^-(x) = -\frac{\delta + \kappa_{11} - j\gamma_s}{\kappa_{12}}B_{1s}\exp(-j(\delta - j\gamma_s)x) - \frac{\delta + \kappa_{11} - j\gamma_s}{\kappa_{12}}B_{2s}\exp(-j(\delta + j\gamma_s)x) \quad (6.5d)$$

のように求められる。ここに  $\gamma_s$  は

$$\gamma_s = \begin{cases} \sqrt{|\kappa_{12}|^2 - (\delta + \kappa_{11})^2} & |\kappa_{12}|^2 > (\delta + \kappa_{11})^2 \\ \pm j\sqrt{(\delta + \kappa_{11})^2 + |\kappa_{12}|^2} & |\kappa_{12}|^2 < (\delta + \kappa_{11})^2 \end{cases} \quad (6.6)$$

であり、複号は、ストップバンドより上の周波数に対して+、下の周波数に対して-である。

ストップバンドの上下限の周波数では  $\gamma_s = 0$  となるので、式 (6. 3), (6. 6) から、自己結合係数  $\kappa_{11}d$  とモード間結合係数の大きさ  $|\kappa_{12}d|$  が

$$\kappa_{11}d = m\pi \left( 1 - \frac{f_{su} + f_{sl}}{2mf_0} \right) \quad (6.7)$$

$$|\kappa_{12}d| = \frac{\pi(f_{su} - f_{sl})}{2f_0} \quad (6.8)$$

のように与えられる。ここに  $f_{su}$ ,  $f_{sl}$  はそれぞれ無限長短絡グレーティングのストップバンドの上限の周波数、下限の周波数であり、 $f_0$  は基準周波数で、無摂動状態での表面波速度を  $v_R$  とすると

$$f_0 = \frac{v_R}{2d} \quad (6.9)$$

と定義される。また、電位定在波分布は式 (6. 5) から

$$|\phi_s(x, z)| \propto \begin{cases} \left| \sin \left\{ \frac{m\pi}{d}x - \frac{\theta_\kappa}{2} - \theta_\phi(z) \right\} \right| & \text{at } f = f_{su} \\ \left| \cos \left\{ \frac{m\pi}{d}x - \frac{\theta_\kappa}{2} - \theta_\phi(z) \right\} \right| & \text{at } f = f_{sl} \end{cases} \quad (6.10)$$

となる。

次に、IDTを受信側とし、その負荷を開放するとIDTは無限長開放グレーティングとなる。開放グレーティングにおいては、外部から供給される電流は零であるから、エネルギー保存の観点より式(6.2)において $dI(x)/dx=0$ となる必要がある。

したがって開放グレーティングに対するモード結合方程式は

$$\frac{dA_o^+(x)}{dx} = -j\kappa_{11o}A_o^+(x) - j\kappa_{12o}A_o^-(x)\exp(j2\delta x) \quad (6.11a)$$

$$\frac{dA_o^-(x)}{dx} = j\kappa_{12o}^*A_o^+(x)\exp(-j2\delta x) + j\kappa_{11o}A_o^-(x) \quad (6.11b)$$

で与えられる。ここに

$$\kappa_{11o} = \kappa_{11} \frac{8d}{\omega C_s} \xi \xi^* \quad (6.12a)$$

$$\kappa_{12o} = \kappa_{12} \frac{8d}{\omega C_s} \xi^2 \quad (6.12b)$$

である。開放グレーティングにおける電位 $\phi_o(x, z)$ 、ならびに表面波の伝搬定数 $\beta_o$ は式(6.11)を解くことにより

$$\phi_o(x, z) = A_o^+(x)f_\phi(z)\exp(-jk_Rx) + A_o^-(x)f_\phi^*(z)\exp(jk_Rx) \quad (6.13a)$$

$$\beta_o = \frac{m\pi}{d} - j\gamma_o \quad (6.13b)$$

$$A_o^+(x) = B_{1o}\exp(j(\delta - j\gamma_o)x) + B_{2o}\exp(j(\delta + j\gamma_o)x) \quad (6.13c)$$

$$A_o^-(x) = -\frac{\delta + \kappa_{11o} - j\gamma_o}{\kappa_{12o}}B_{1o}\exp(-j(\delta - j\gamma_o)x) - \frac{\delta + \kappa_{11o} + j\gamma_o}{\kappa_{12o}}B_{2o}\exp(-j(\delta + j\gamma_o)x) \quad (6.13d)$$

のように与えられる。ここに $\gamma_o$ は

$$\gamma_o = \begin{cases} \sqrt{|\kappa_{12o}|^2 - (\delta + \kappa_{11o})^2} & |\kappa_{12o}|^2 > (\delta + \kappa_{11o})^2 \\ \pm j\sqrt{(\delta + \kappa_{11o})^2 + |\kappa_{12o}|^2} & |\kappa_{12o}|^2 < (\delta + \kappa_{11o})^2 \end{cases} \quad (6.14)$$

であり、複号は、ストップバンドより上の周波数に対して+、下の周波数に対して-で

ある.

ストップバンドの上下限の周波数では  $\gamma_o = 0$  となるので, 式 (6. 12) ~ (6. 14) より, 変換係数の大きさ  $|\xi d|$ , 変換係数の位相  $\theta_\xi$  が

$$\frac{|\xi d|^2}{(\omega_0 C_s)} = |f_{ou} \{ \pi(f_{ou} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \}^2 - f_{ol} \{ \pi(f_{ol} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \}^2 - |\kappa_{12} d|^2 (f_{ou} - f_{ol})] / \{ 16\pi(f_{ou} - f_{ol}) \} \quad (6.15)$$

$$|\theta_\kappa - 2\theta_\xi| = \arccos (\xi_n / \xi_d) \quad (6.16)$$

$$\xi_d = f_{ou} |\kappa_{12} d| [ |\kappa_{12} d|^2 - \{ \pi(f_{ou} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \}^2 ] - f_{ol} |\kappa_{12} d| [ |\kappa_{12} d|^2 - \{ \pi(f_{ol} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \}^2 ] \quad (6.17)$$

$$\xi_n = f_{ou} \{ \pi(f_{ol} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \} [ |\kappa_{12} d|^2 - \{ \pi(f_{ou} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \}^2 ] - f_{ol} \{ \pi(f_{ou} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \} [ |\kappa_{12} d|^2 - \{ \pi(f_{ol} - mf_0) / f_0 + \kappa_{11} d \}^2 ] \quad (6.18)$$

$$|\phi_o(x, z)| \propto \begin{cases} \left| \sin \left\{ \frac{m\pi}{d} x - \frac{\theta_{ou}}{2} - \theta_\phi(z) \right\} \right| & \text{at } f = f_{ou} \\ \left| \cos \left\{ \frac{m\pi}{d} x - \frac{\theta_{ol}}{2} - \theta_\phi(z) \right\} \right| & \text{at } f = f_{ol} \end{cases} \quad (6.19)$$

$$\theta_{oi} = \arctan \frac{|\kappa_{12} d| \sin \theta_\kappa - 4 \frac{f_0}{f_{oi}} \frac{|\xi d|^2}{(\pi f_0 C_s)} \sin 2\theta_\xi}{|\kappa_{12} d| \cos \theta_\kappa - 4 \frac{f_0}{f_{oi}} \frac{|\xi d|^2}{(\pi f_0 C_s)} \cos 2\theta_\xi} \quad i = u, l \quad (6.20)$$

のように算出される. ここに  $f_{ou}$ ,  $f_{ol}$  はそれぞれ無限長開放グレーティングのストップバンドの上限の周波数, 下限の周波数である.

有限要素法を用いて短絡グレーティング, 開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と電位定在波分布<sup>(115), (116)</sup>, IDT 1 対当りの静電容量<sup>(114)</sup>, 更に無摂動状態での電位のモード関数の位相  $\theta_\phi(z)$  を求めておくと, 式 (6. 7) ~ (6. 10) および式 (6. 15) ~ (6. 20) から特性計算に必要なモード結合方程式中のすべてのパラメータを決定することができる.

ここで, モード間結合係数の位相と変換係数の位相の決定の仕方について説明する.

モード間結合係数の位相  $\theta_{\kappa}$  は、短絡グレーティングのストップバンドの上限の周波数において、電位定在波分布の最小点が電極中心にある場合を  $0^\circ$  とする。すなわち、 $z=0$  とした式 (6. 10) において  $x=0$  を電極中心にとり、基板表面での電位のモード関数の位相を  $\theta_{\phi}(0)=0^\circ$  と定めることにすると、基板表面での定在波分布の最小点の位置  $x_{min} = \theta_{\kappa} / 2 \times (d/m\pi)$  から  $\theta_{\kappa}$  が求まる。

変換係数の位相  $\theta_{\xi}$  は、先に決定されたモード間結合係数の位相  $\theta_{\kappa}$  と式 (6. 16) から二つの候補値を計算し、それらの候補値によって式 (6. 19), (6. 20) から得られる電位定在波分布と有限要素法から得られる電位定在波分布を比較し、両者が一致する候補値を選ぶことで決定される。

ところで、有限要素法を用いて求めた電極近傍(基板表面から半波長程度までの領域)における定在波分布は、各種の摂動や非放射バルク波のエネルギー蓄積効果などのため、正弦波分布から大きな変形を受けており、モード結合理論から導かれた式 (6. 10), (6. 19) と対応づけることはできない。しかしながら、基板表面からある程度(おおよそ1波長以上)離れた基板内部ではこれらの影響は小さくなるため、有限要素法を用いて求めた定在波分布は式 (6. 10), (6. 19) に対応しており、定在波分布を確定することができる。

さて、正規型電極が双方向性となる従来の基板では、定在波分布の最小点の位置は、基板の深さによらず一定であるので、基板内部の定在波分布を、そのまま基板表面での定在波分布とすることができる。一例として、 $128^\circ Y-X \text{LiNbO}_3$  基板上の短絡グレーティングの基本動作 ( $m=1$ ) におけるストップバンド上限の周波数での電位定在波分布を図 6. 3 に示す。電極近傍の  $z/d=0, 0.1$  では定在波分布は正弦波と大きく異なっているが、最小点の位置  $x_{min}(z)$  は基板の深さによらず変化しない。このため、基板表面からある程度離れた基板内部で、例えば、 $z/d=3$  において定在波の最小点の位置を定めることで、基板表面の定在波分布の最小点の位置  $x_{min}(0)$  を定めることができる。この場合の最小点の位置  $x_{min}(3d)$  は電極中心にあるので、 $[x_{min}(0)/d] \times 180^\circ = \theta_{\kappa} / 2 = 0^\circ$  となり、結局、モード間結合係数の位相が  $\theta_{\kappa} = 0^\circ$  と求まる。

一方、NSPUDT基板では、電位定在波分布が基板の深さ方向で変化するため、式 (6. 10), (6. 19) と電位のモード関数の位相  $\theta_{\phi}(z)$  とを用いて、基板内部の定在波分布から基板表面の定在波分布の最小点の位置  $x_{min}(0)$  を求める必要がある。

ここでは、一例として図6. 1に示すような $15^\circ Y-11.5^\circ X$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板上のNSPUDTを考え、具体的な手続きについて説明する。なお、NSPUDTの電極材料はアルミニウムとし、電極厚み $h/d=0.05$ 、メタライゼーション比 $d_m/d=0.5$ とする。

図6. 4は、無摂動状態において、この基板を伝搬する表面波の粒子変位 $U_x$ ,  $U_y$ ,  $U_z$ のモード関数 $f_x(z)$ ,  $f_y(z)$ ,  $f_z(z)$ と電位 $\phi$ のモード関数 $f_\phi(z)$ の振舞いを調べたものである。モード関数の振幅については、電位と粒子変位とが同じ次元の量となるように規格化してある。また、モード関数の位相については、 $\theta_x=\arg\{f_x(z)\}$ ,  $\theta_y=\arg\{f_y(z)\}$ ,  $\theta_z=\arg\{f_z(z)\}$ ,  $\theta_\phi=\arg\{f_\phi(z)\}$ とし、 $\theta_\phi(0)=0^\circ$ として各位相間の関係を示している。

図6. 5は、この基板上のNSPUDTにおいて、電気端子を短絡した短絡グレーティングのストップバンド上限の周波数における電位定在波分布である。電極近傍の $z/d=0, 0.1$ では定在波分布は正弦波と大きく異なっており、しかも、定在波の最小点の位置 $x_{min}(z)$ は基板内の深さ方向に変化している。しかし、基板表面からある程度離れた基板内部の $z/d=3$ では、定在波分布も正弦波となっており、定在波分布の最小点の位置は、 $[x_{min}(3d)/d]\times 180^\circ = \theta_x/2 + \theta_\phi(3d) = -200.7^\circ$ であることがわかる。 $z=3d$ における電位モード関数の位相の値 $\theta_\phi(z)$ は、図6. 4から $130.9^\circ$ となるので、 $\theta_x/2 = -331.6^\circ = 28.4^\circ$ となり、結局、モード間結合係数の位相 $\theta_\kappa$ は $56.8^\circ$ と求まる。

#### 6. 4 $15^\circ Y-11.5^\circ X$ $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板NSPUDTのモード結合パラメータ

ここでは、図6. 1に示すような $15^\circ Y-11.5^\circ X$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板上のNSPUDTのモード結合パラメータの計算結果を示す。なお、NSPUDTの電極材料はアルミニウムとし、メタライゼーション比 $d_m/d=0.5$ とする。また、計算の際の $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板の材料定数にはKaminskiiの値<sup>(25)</sup>を用いた。

図6. 6から6. 8は、それぞれ自己結合係数 $\kappa_{11}$ 、モード間結合係数 $\kappa_{12}$ 、変換係数 $\zeta$ の電極膜厚依存性を調べたものである。なお、変換係数についてはNSPUDTの場合、その位相 $\theta_\zeta$ は $0^\circ$ であるため、ここではその大きさのみを示す。また、図中に

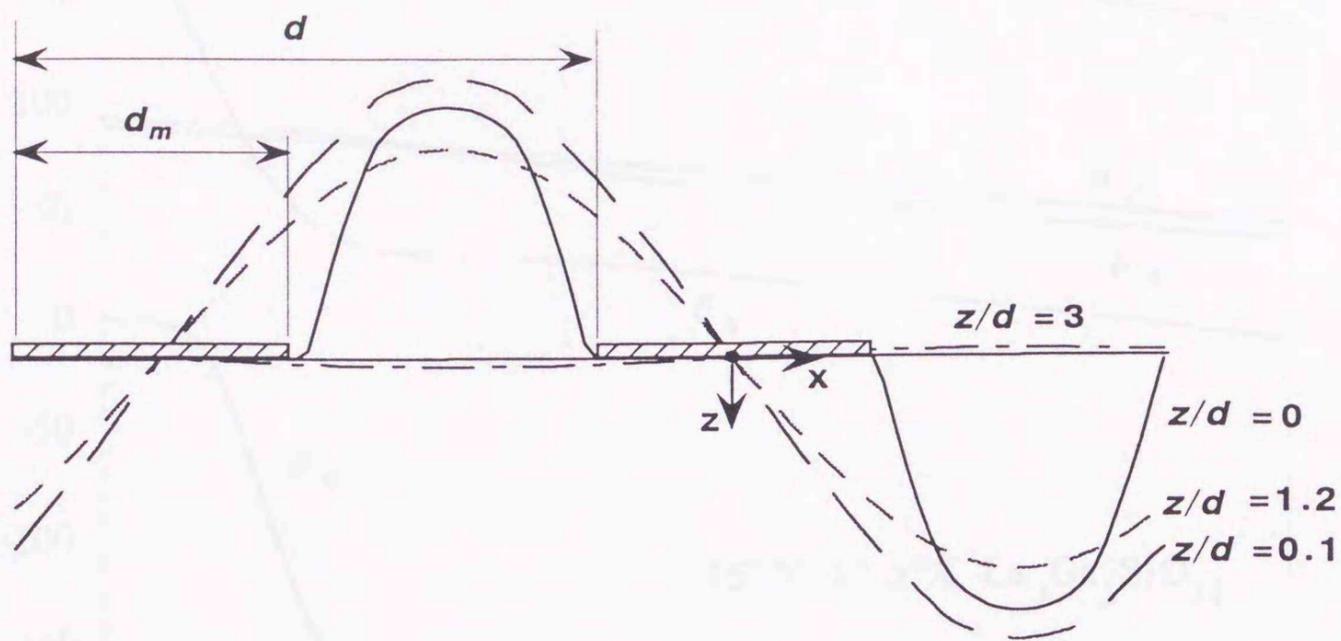
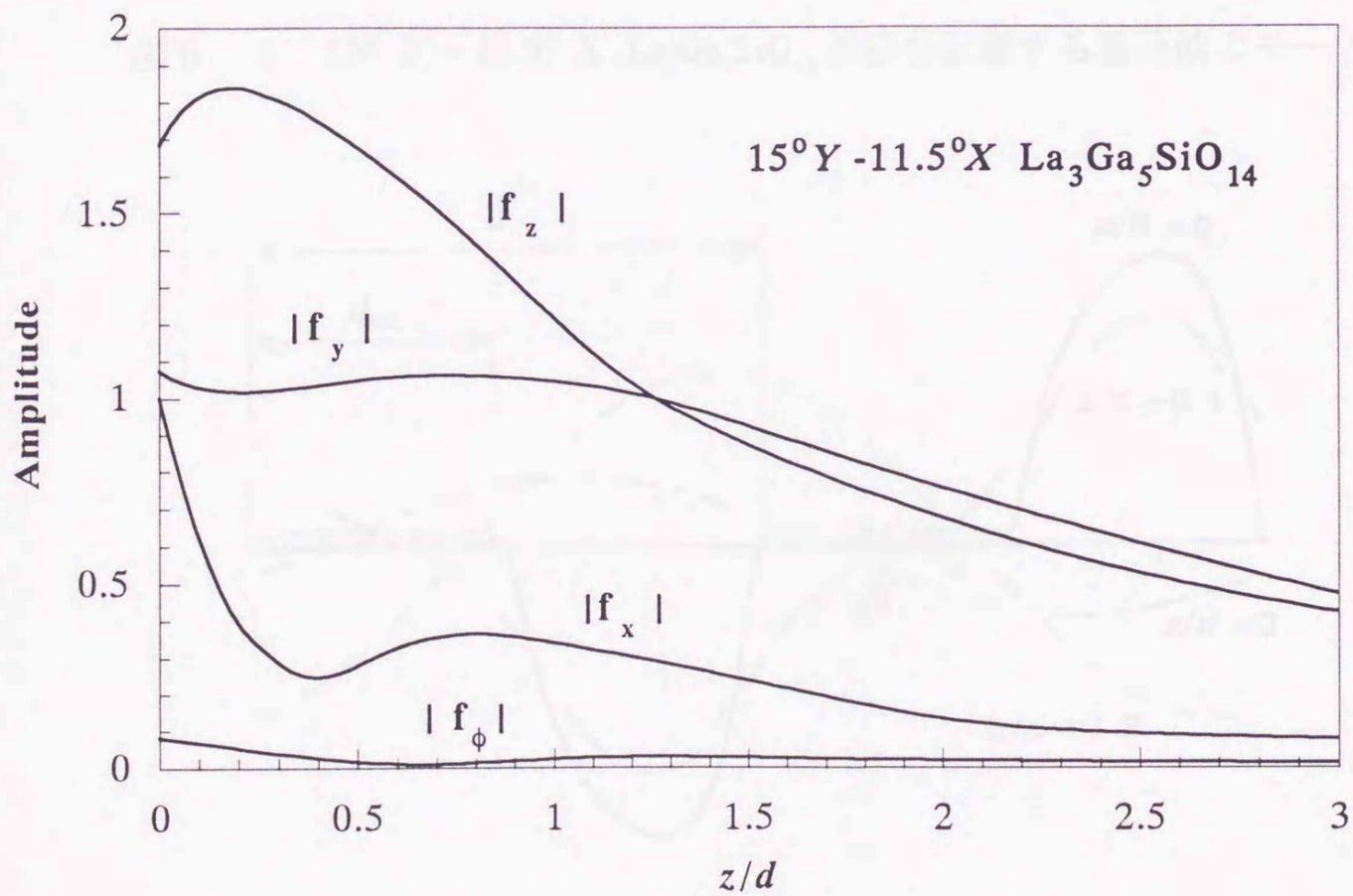
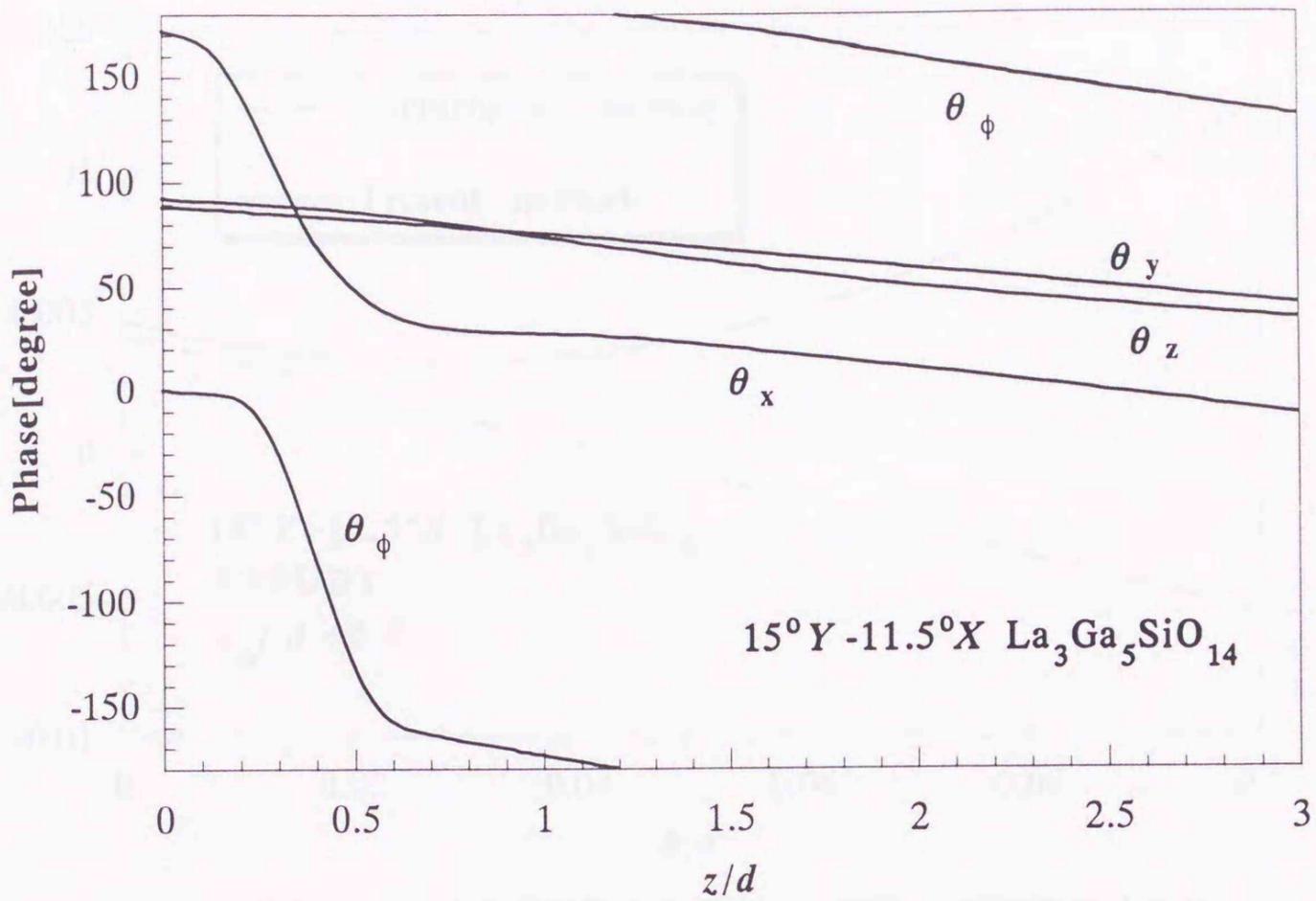


図6.3 128° Y-X LiNbO<sub>3</sub>基板短絡グレーティングのストップバンド  
上限の周波数における電位定在波分布



(a) 振幅

図6.4 15° Y - 11.5° X La<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>SiO<sub>14</sub>基板を伝搬する表面波のモード関数



(b) 位相

図 6. 4  $15^\circ Y - 11.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板を伝搬する表面波のモード関数

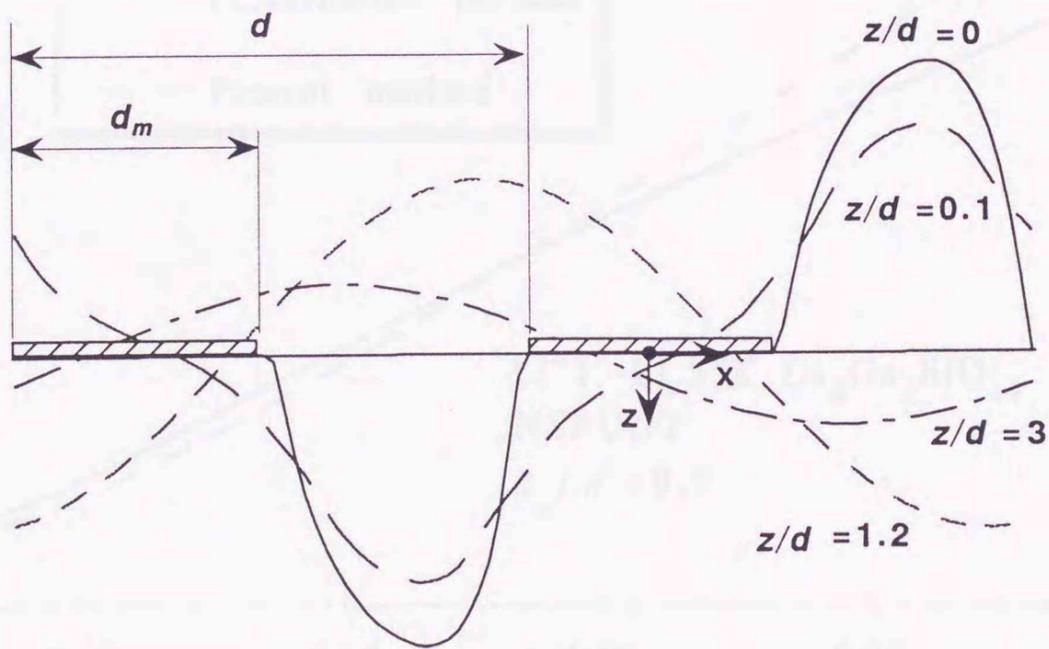


図 6. 5  $15^\circ Y - 11.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板短絡グレーティングのストップバンド上限の周波数における電位定在波分布

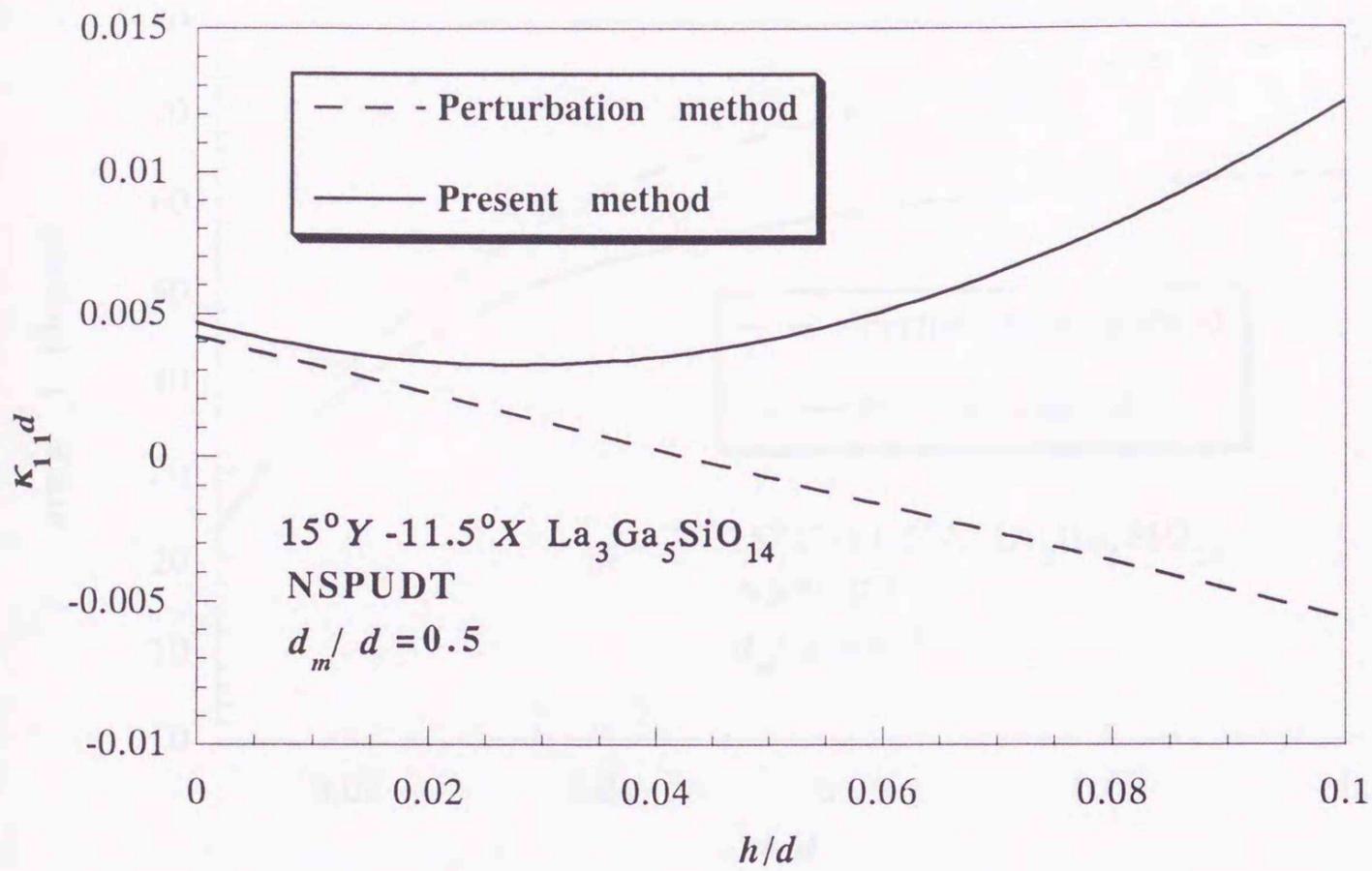
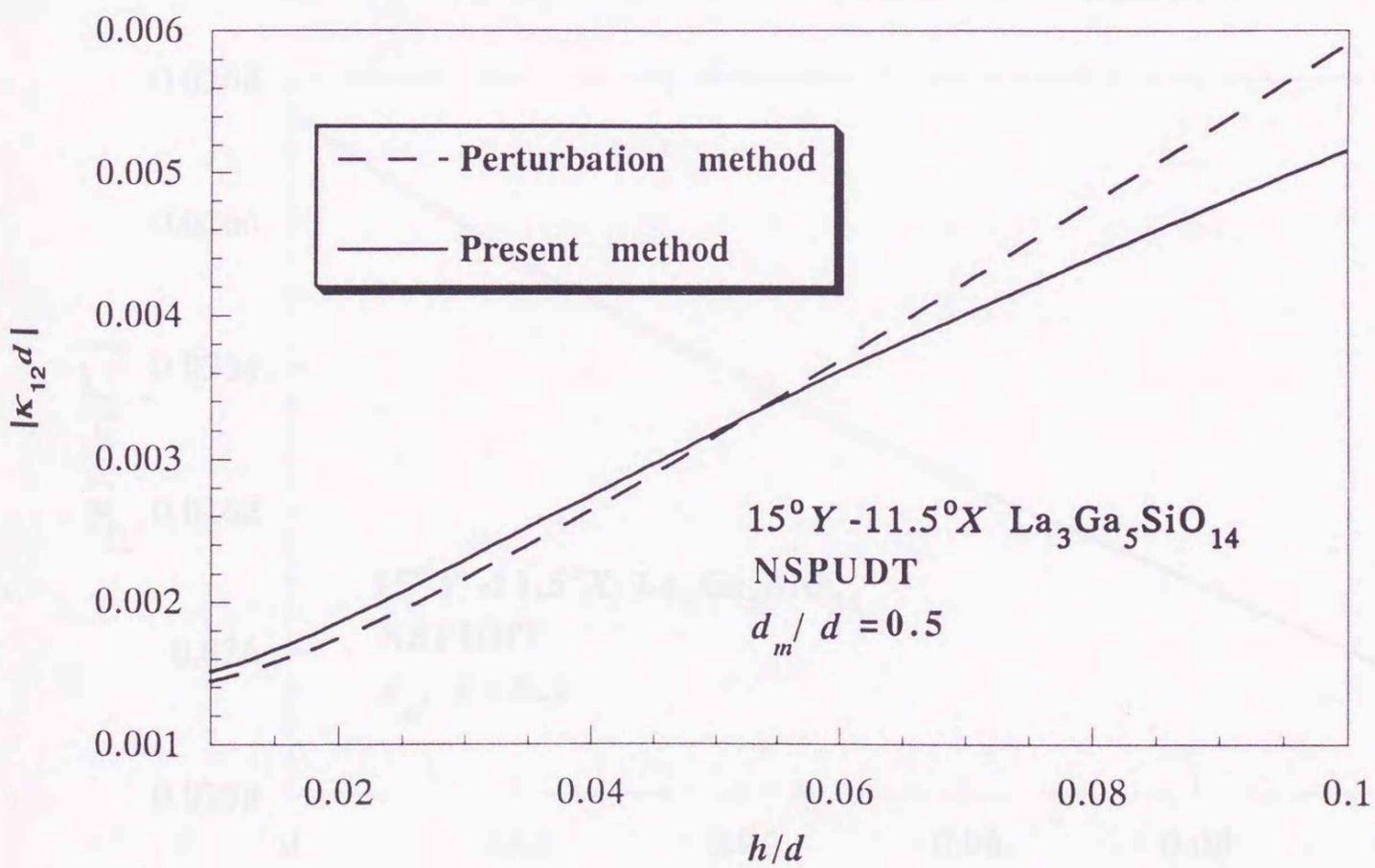
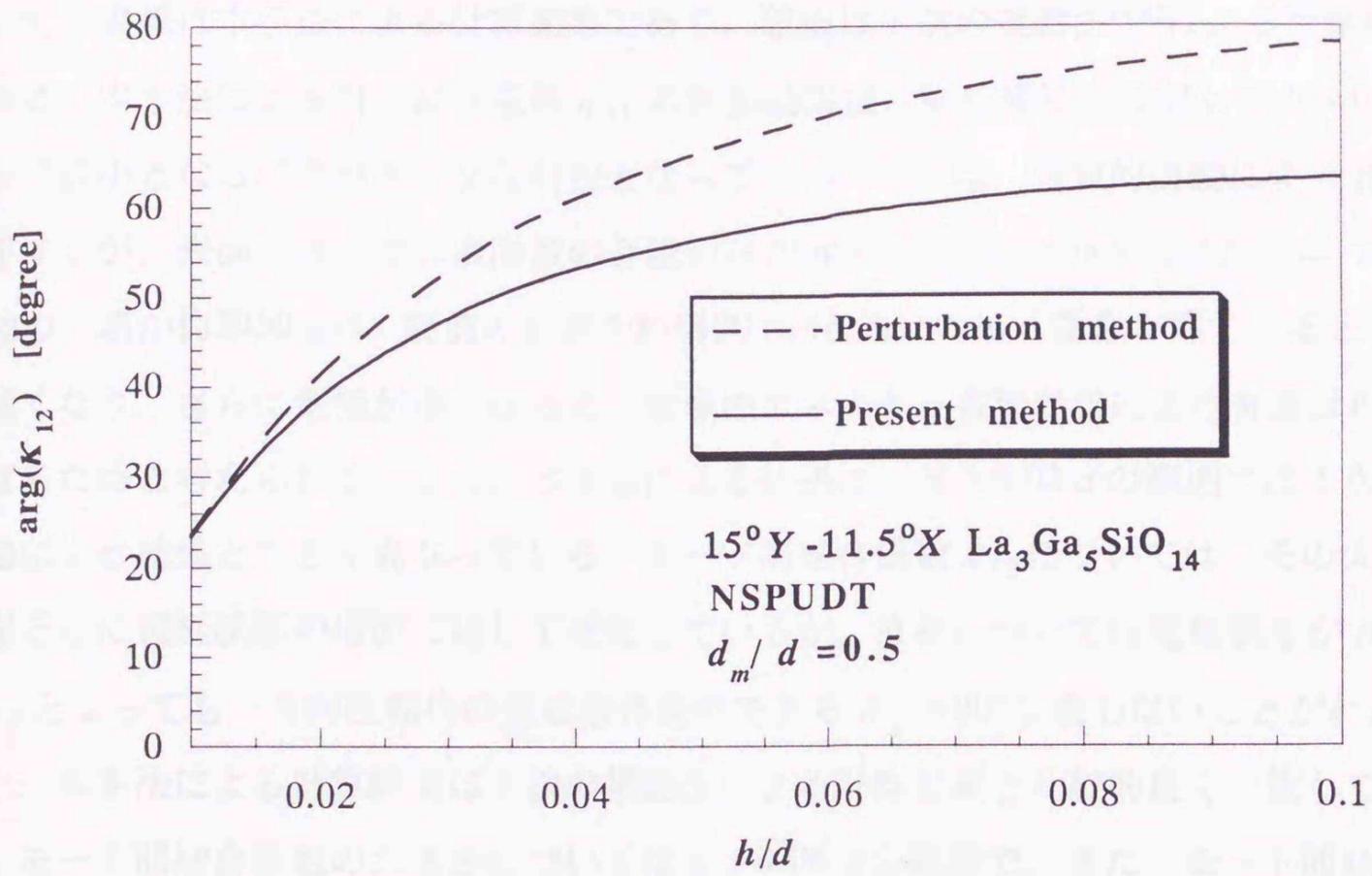


図6. 6 NSPUDTの自己結合係数の電極膜厚依存性



(a) 振幅

図6. 7 NSPUDTのモード間結合係数の電極膜厚依存性



(b) 位相

図6. 7 NSPUDTのモード間結合係数の電極膜厚依存性

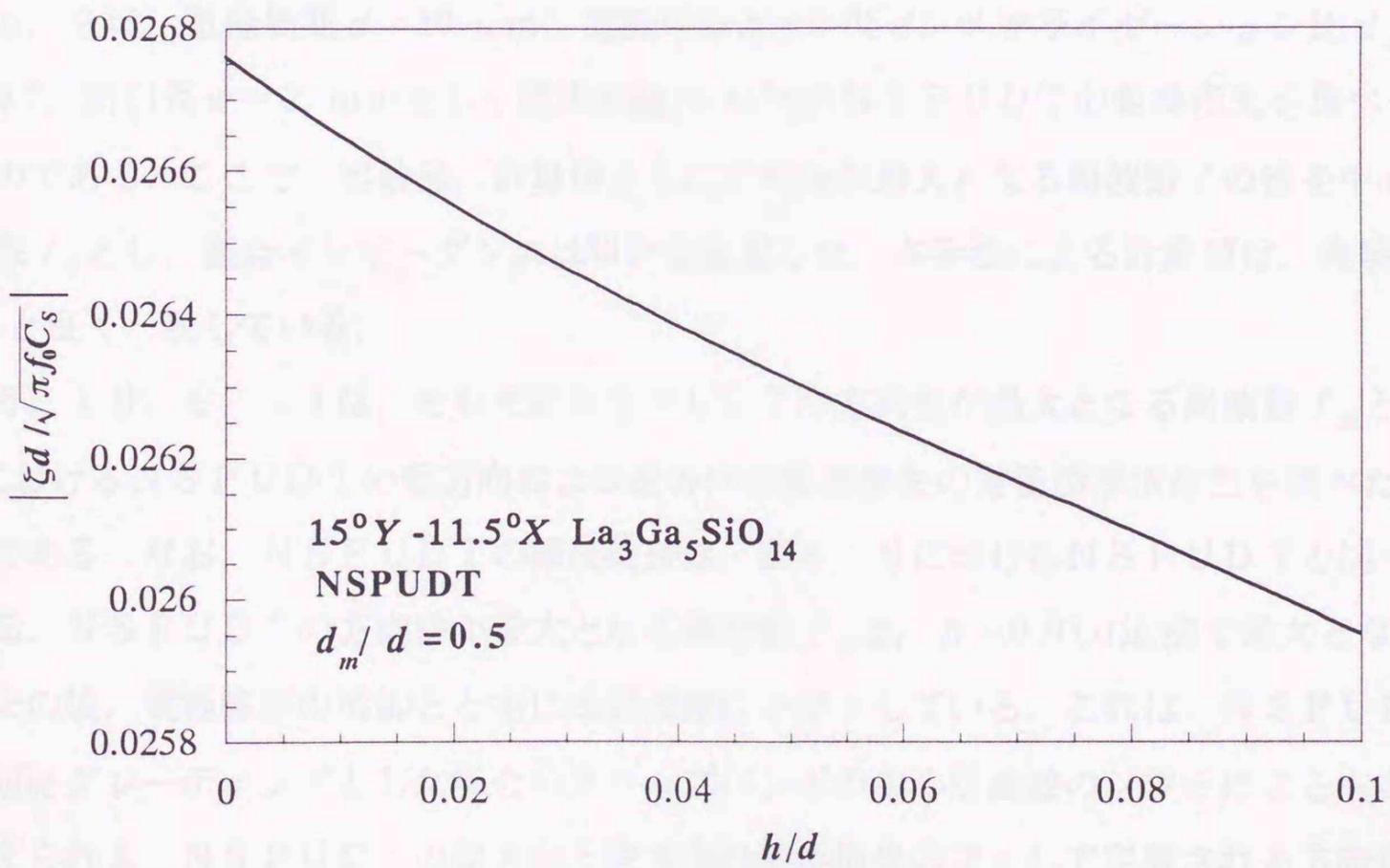


図6. 8 NSPUDTの変換係数の電極膜厚依存性

おいて、実線は本手法による計算結果であり、破線は1次の摂動法<sup>(48)</sup>による計算結果である。本手法による自己結合係数 $\kappa_{11}$ の計算結果は、電極膜厚 $h$ に対して $h=0.03d$ 近傍で最小となるパラボリックな特性となっている。これは、電氣的摂動により音速が低下するが、表面フリーでの表面波の音速約2420 m/sと比べ、バルクのアルミニウムの横波の音速が約3050 m/s、縦波の音速が約6420 m/sと速いため、電極が厚くなると音速が速くなり、さらに電極が厚くなると、電極のエネルギー蓄積効果により音速は再び遅くなるためと考えられる。また、本手法による結果は、 $h>0.02d$ の範囲では1次の摂動法による結果と大きく異なっている。モード間結合係数 $\kappa_{12}$ については、その大きさ、位相ともに電極膜厚の増加に対して増加しているが、位相については電極膜厚が $h=0.1d$ となっても一方向性動作の最適動作条件である $\theta_{\kappa}=90^{\circ}$ に達しないことがわかる。また、本手法による計算結果は1次の摂動法による計算結果と比較的良く一致しているが、モード間結合係数の大きさについては $h>0.06d$ の範囲で、また、モード間結合係数の位相については $h>0.02d$ の範囲で両手法による計算結果の差が大きくなっている。変換係数 $\zeta$ の大きさは膜厚の増加とともに減少している。

図6. 9は、電極周期 $d=10\ \mu\text{m}$ 、電極厚み $h=0.05d$ 、メタライゼーション比 $d_m/d=0.5$ 、開口長 $w=2\ \text{mm}$ とした電極対数 $N=150$ のNSPUDTの変換損失を調べたものである。ここで、実験値、計算値ともに方向性が最大となる周波数 $f$ の値を中心周波数 $f_0$ とし、整合インピーダンスは $50\ \Omega$ を仮定した。本手法による計算値は、実験値<sup>(53)</sup>と良く一致している。

図6. 10, 6. 11は、それぞれNSPUDTの方向性が最大となる周波数 $f_m$ と $f_m$ におけるNSPUDTの順方向および逆方向の変換損失の電極膜厚依存性を調べたものである。なお、NSPUDTの構成条件は、図6. 9におけるNSPUDTと同一である。NSPUDTの方向性が最大となる周波数 $f_m$ は、 $h=0.03d$ 近傍で最大となり、その後、電極膜厚の増加とともに低周波側にシフトしている。これは、NSPUDTを短絡グレーティングとした場合のストップバンドの中心周波数のシフトによるものと考えられる。NSPUDTの順方向と逆方向の変換損失の差として定義される方向性は、電極膜厚の増加とともに増加している。これは、NSPUDTの方向性は、反射中心と励振中心間の位相条件と電極反射の大きさによって決まるため、反射中心と励振中心間の位相差が $h>0.04d$ の領域ではあまり変化しなくても、電極による反射が大きく

増加していることによるものと考えられる。

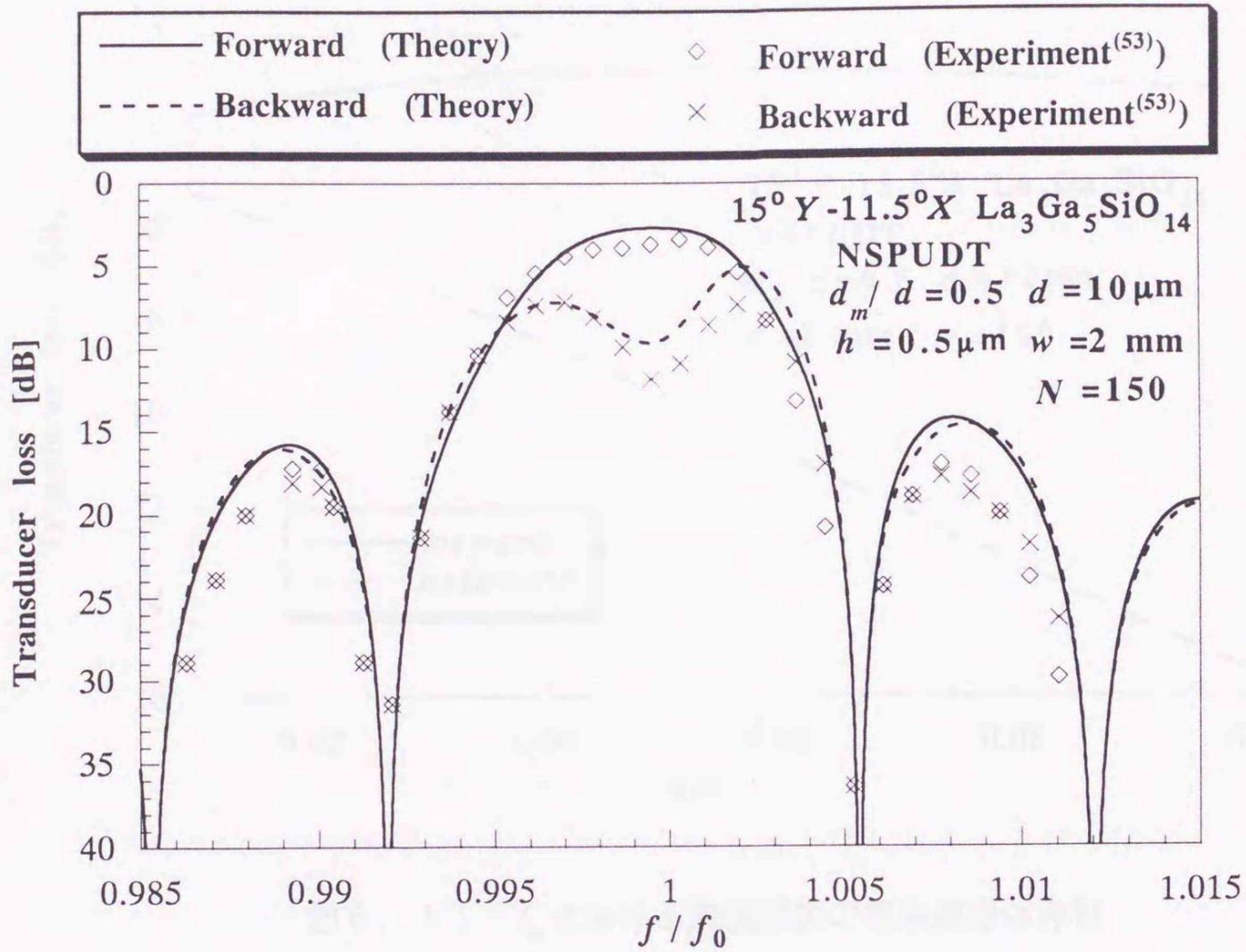


図6. 9 変換損の周波数特性

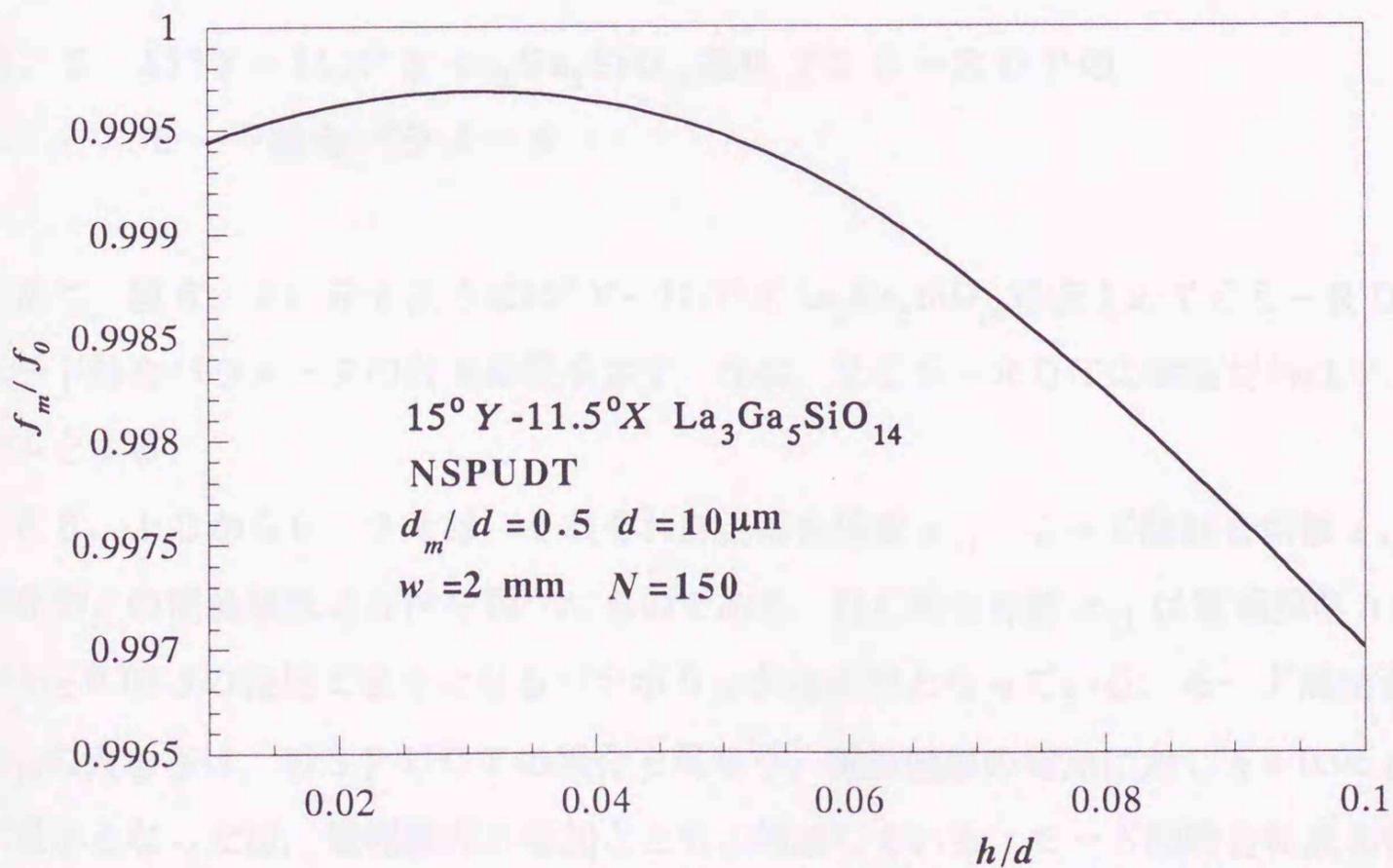


図6. 10 方向性が最大となる周波数  $f_m$  の電極膜厚依存性

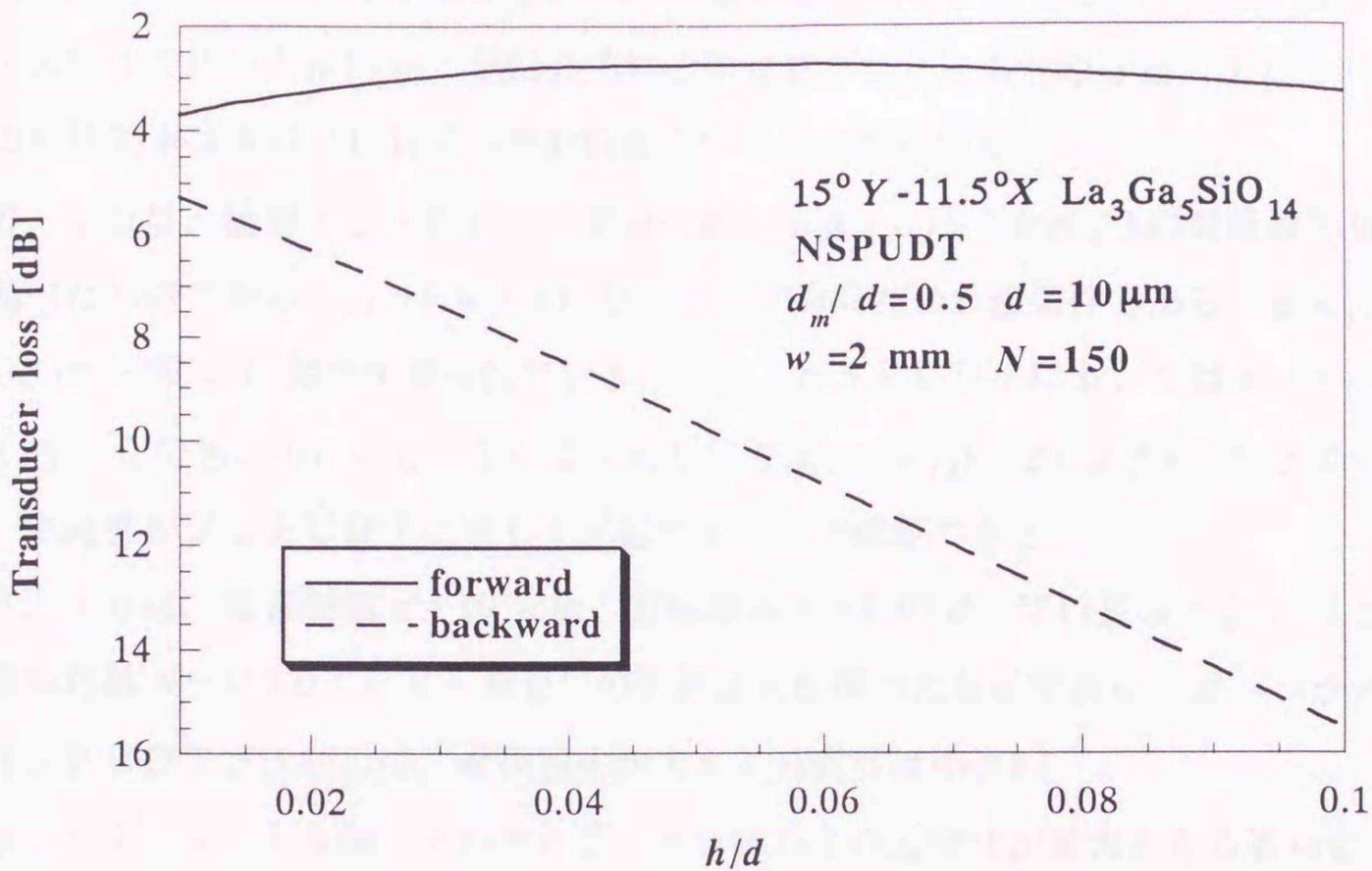


図6. 11  $f_m$ における変換損失の電極膜厚依存性

#### 6. 5 $15^\circ Y-11.5^\circ X \text{ La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板 TCS-RDTの モード結合パラメータ

次に、図6. 2に示すような $15^\circ Y-11.5^\circ X \text{ La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板上的TCS-RDTのモード結合パラメータの計算結果を示す。なお、TCS-RDTの電極材料はアルミニウムとする。

図6. 12から6. 14は、それぞれ自己結合係数 $\kappa_{11}$ 、モード間結合係数 $\kappa_{12}$ 、変換係数 $\zeta$ の電極膜厚依存性を調べたものである。自己結合係数 $\kappa_{11}$ は電極膜厚 $h$ が $0.02d$ から $0.03d$ の範囲で最小となるパラボリックな特性となっている。モード間結合係数 $\kappa_{12}$ の大きさは、NSPUDTの場合と異なり、電極膜厚の増加に対し $h=0.05d$ 近傍で最小となった後、電極膜厚の増加とともに増加している。モード間結合係数の位相、および変換係数の大きさと位相は、電極膜厚の増加とともに減少している。また、変換

係数の大きさは、静電容量で規格化された値でNSPUDTの6割程度である。静電容量の差（メタライゼーション比  $d_m/d=0.5$  においてNSPUDTで約200 pF/m, TCS-RDTで約150 pF/m：開口長方向の単位長さ当り）も含めると、TCS-RDTの変換効率はNSPUDTの半分程度ということがわかる。

図6. 15は、反射中心と励振中心間の位相差  $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta)$  の電極膜厚依存性を調べたものである。  $h=0.065d$  において、一方向性の最適条件である  $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta) = -90^\circ$  の位相差が得られている。また、NSPUDTにおいては  $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta) > 0$  であるのに対し、TCS-RDTでは  $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta) < 0$  となっており、方向性がNSPUDTに対して反転することが確認できる。

図6. 16は、電極周期  $d=10 \mu\text{m}$ 、電極厚み  $h=0.05d$ 、開口長  $w=2 \text{ mm}$  とした、電極対数  $N=150$  のTCS-RDTの変換損失を調べたものである。同一パラメータのNSPUDTと比較して、変換損失が大きく方向性は小さい。

図6. 17, 6. 18は、それぞれTCS-RDTの方向性が最大となる周波数  $f_m$  と  $f_m$  におけるTCS-RDTの順方向および逆方向の変換損失の電極膜厚依存性を調べたものである。なお、TCS-RDTの構成条件は図6. 16におけるTCS-RDTと同一である。TCS-RDTの方向性が最大となる周波数  $f_m$  は、  $h=0.02d$  近傍で最大となり、その後、電極膜厚の増加とともに低周波側にシフトしている。TCS-RDTの方向性は、  $h < 0.04d$  の領域では4 dB程度であまり変化しない。  $h > 0.04d$  の範囲では、方向性は電極膜厚の増加とともに増加しているが、同時に順方向の変換損失も増加するため、膜厚の設定には注意が必要である。

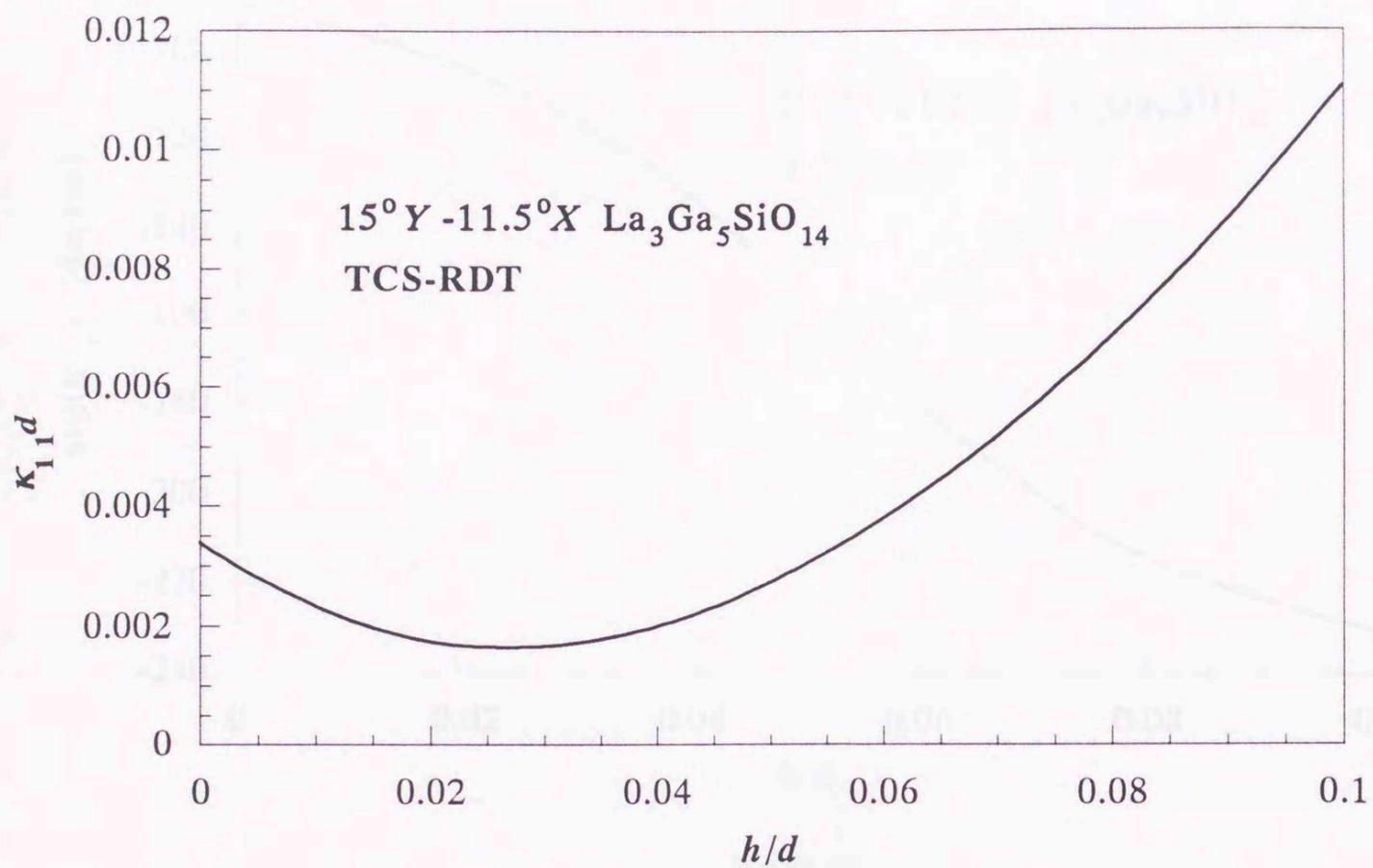
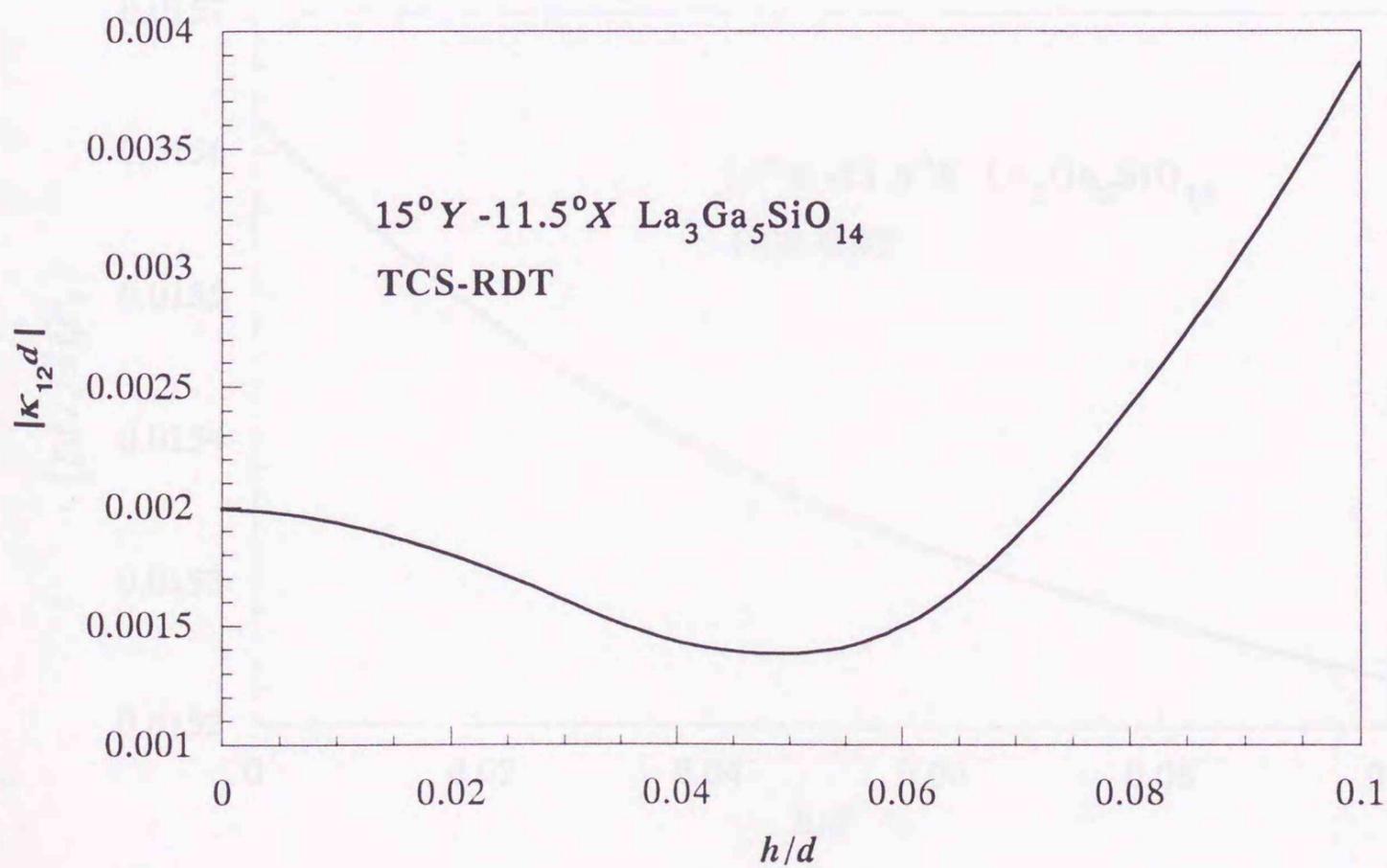
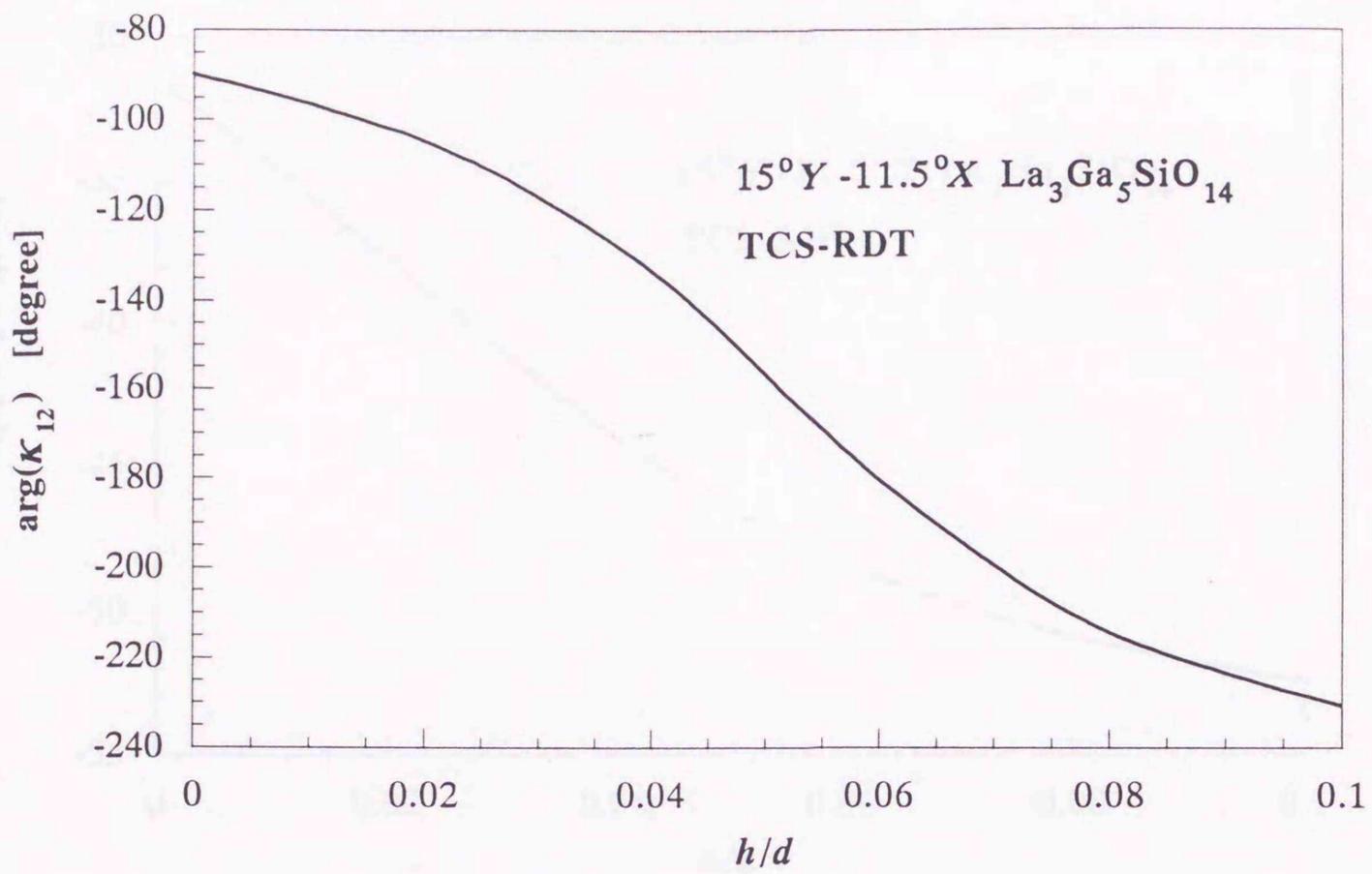


図6. 12 TCS-RDTの自己結合係数の電極膜厚依存性



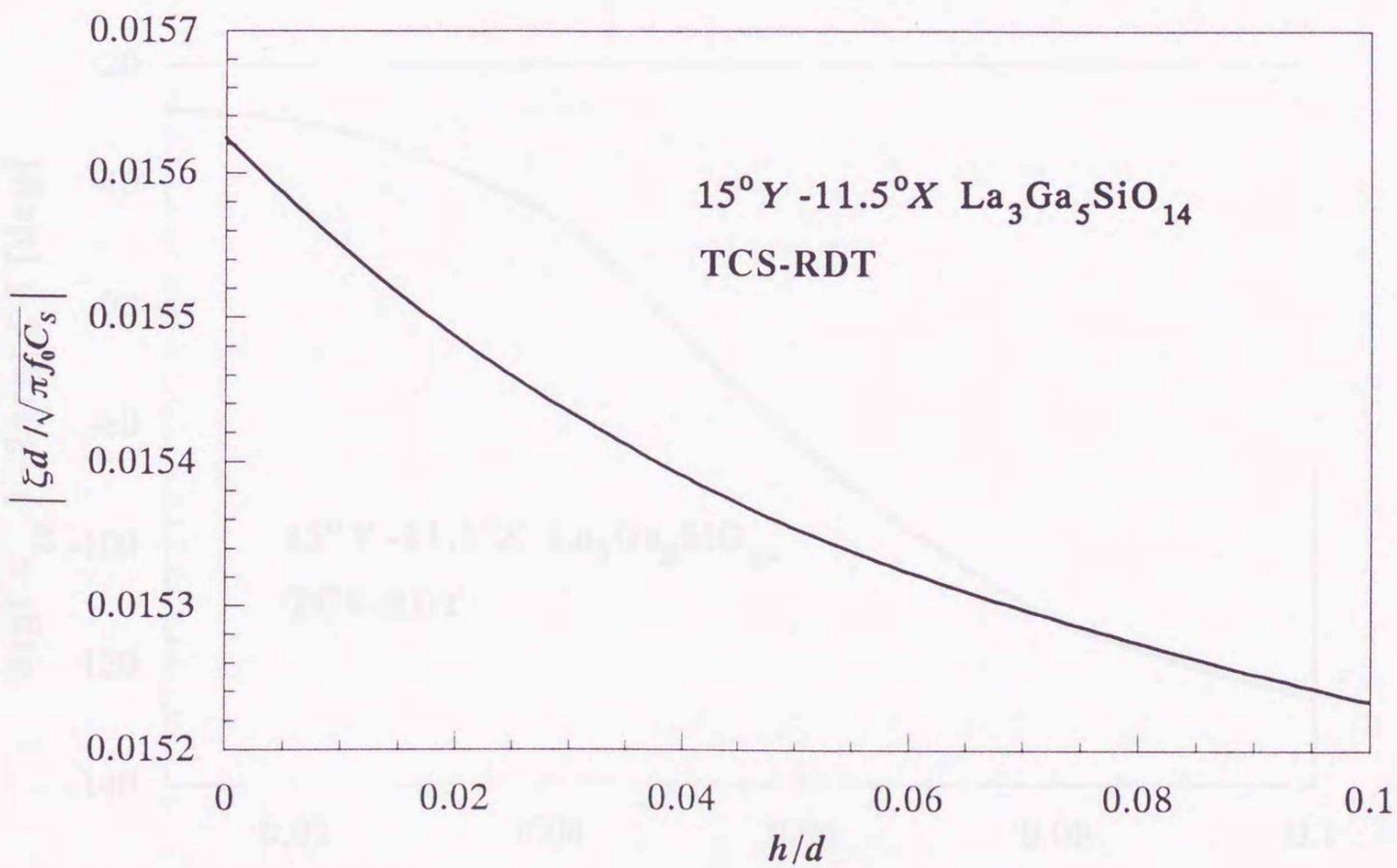
(a) 振幅

図6. 13 TCS-RDTのモード間結合係数の電極膜厚依存性



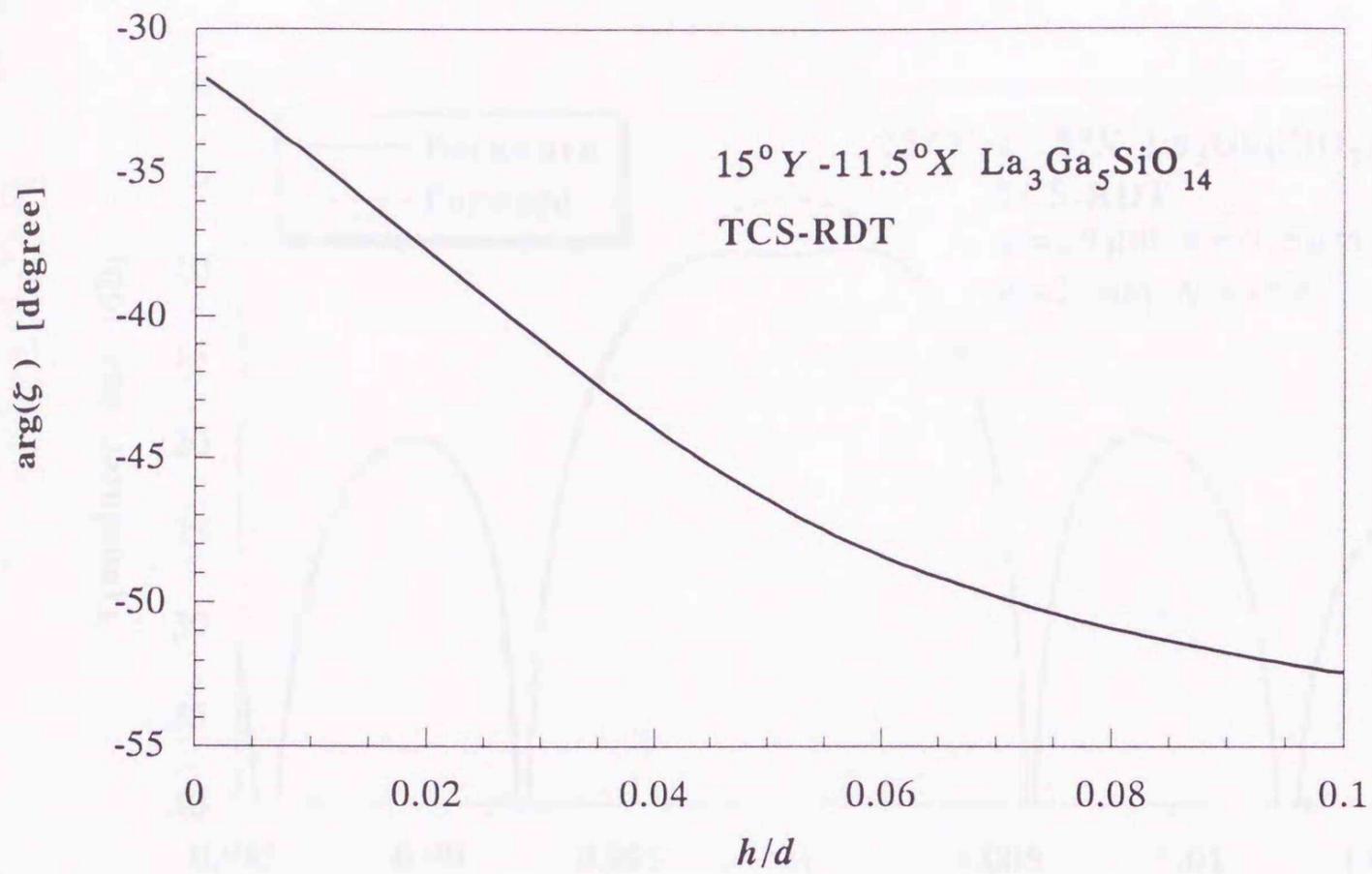
(b) 位相

図6. 13 TCS-RDTのモード間結合係数の電極膜厚依存性



(a) 振幅

図6. 14 TCS-RDTの変換係数の電極膜厚依存性



(b) 位相

図6. 14 TCS-RDTの変換係数の電極膜厚依存性

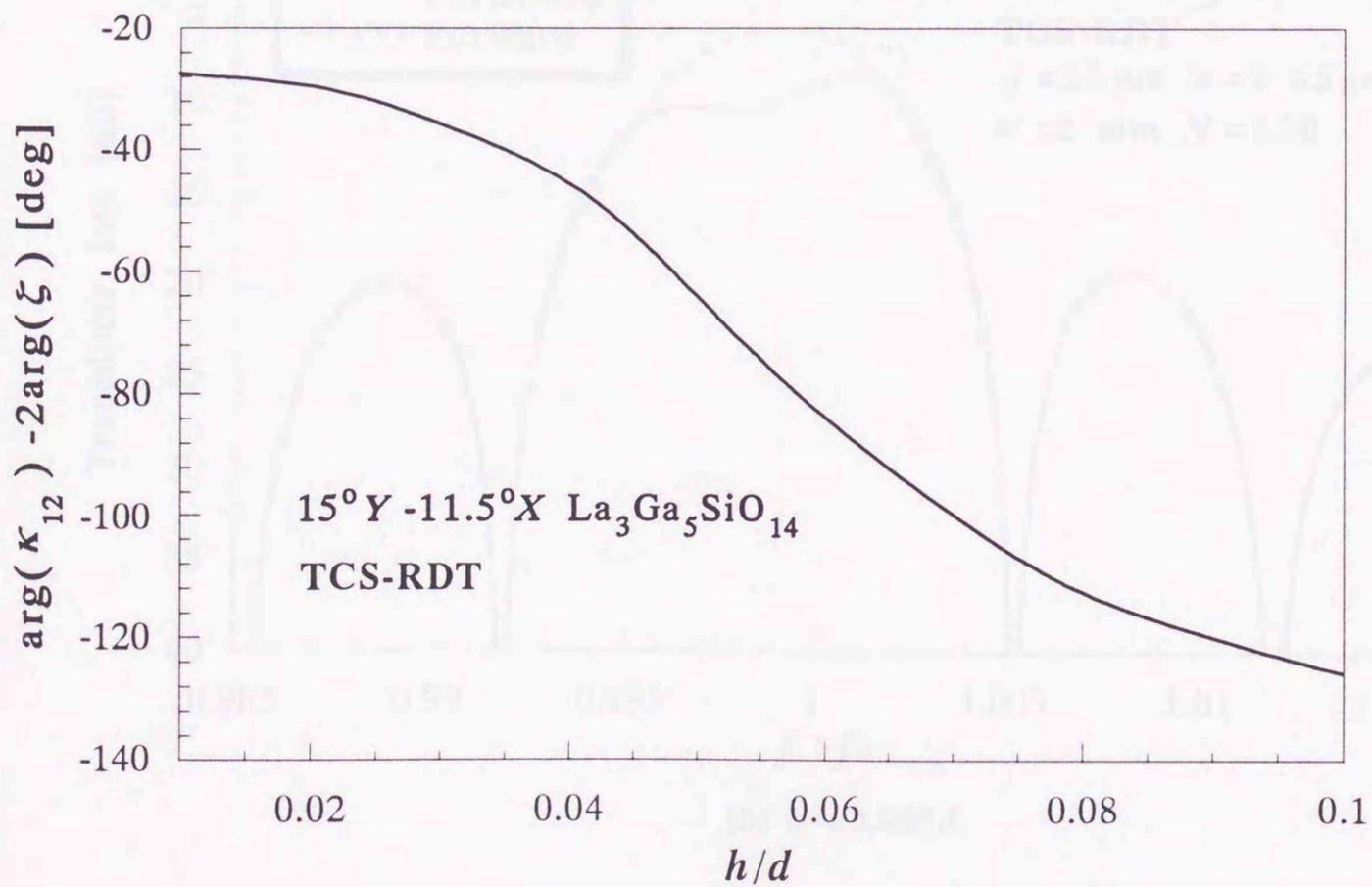
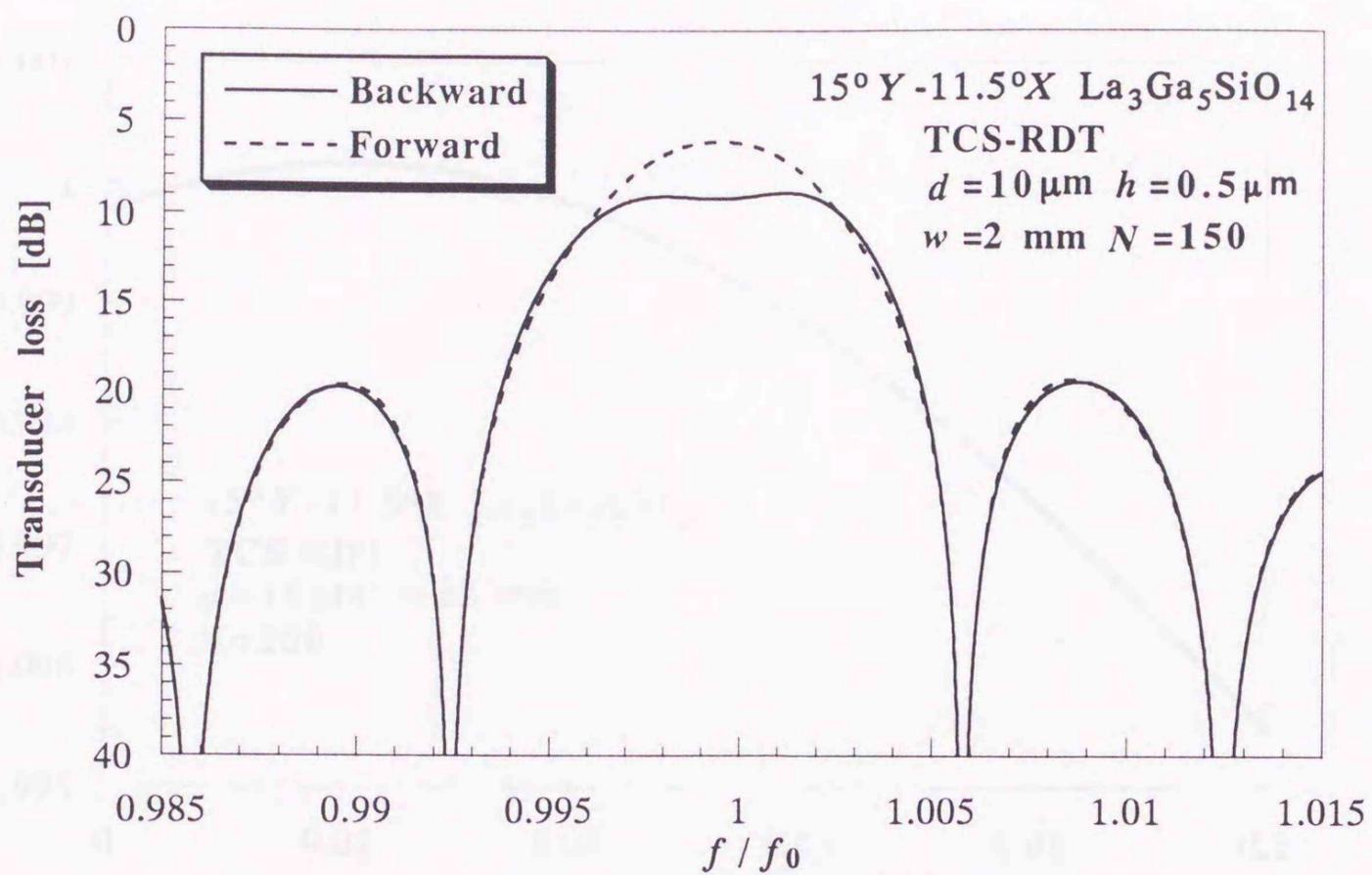
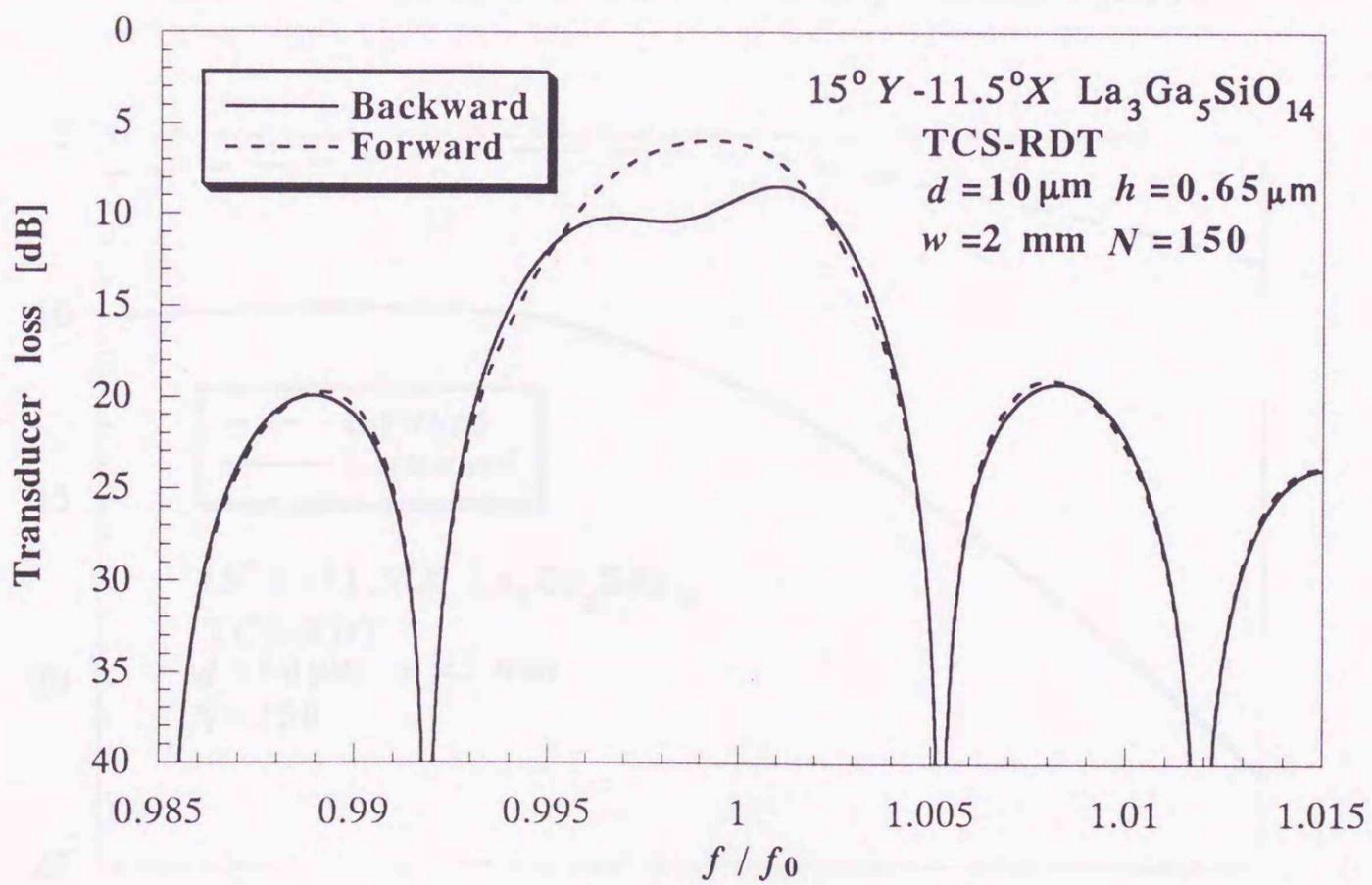


図6. 15 反射中心と励振中心の位相差の電極膜厚依存性



(a)  $h = 0.05 d$



(b)  $h = 0.065 d$

図 6. 1 6 変換損の周波数特性

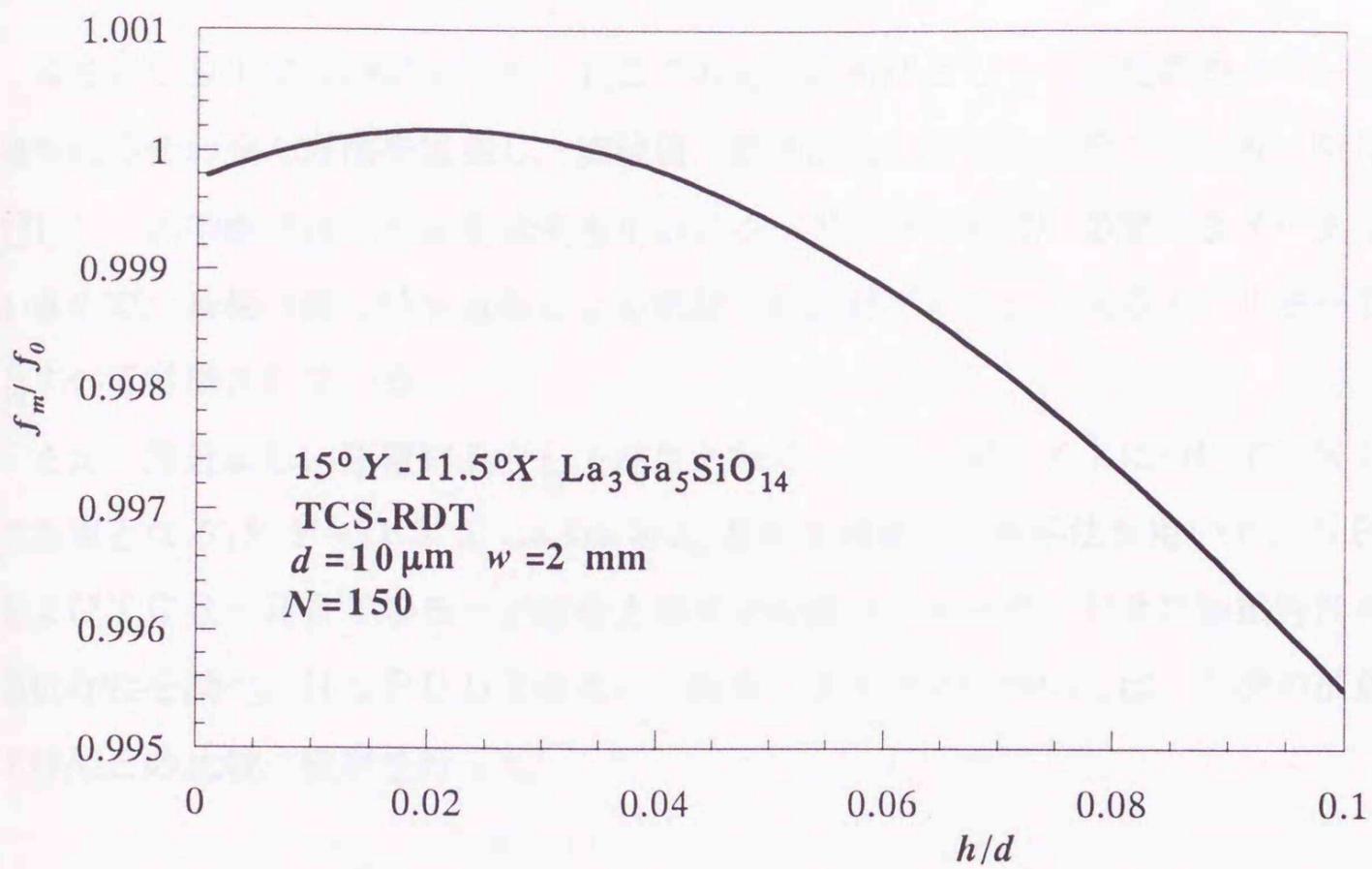


図6. 17 方向性が最大となる周波数  $f_m$  の電極膜厚依存性

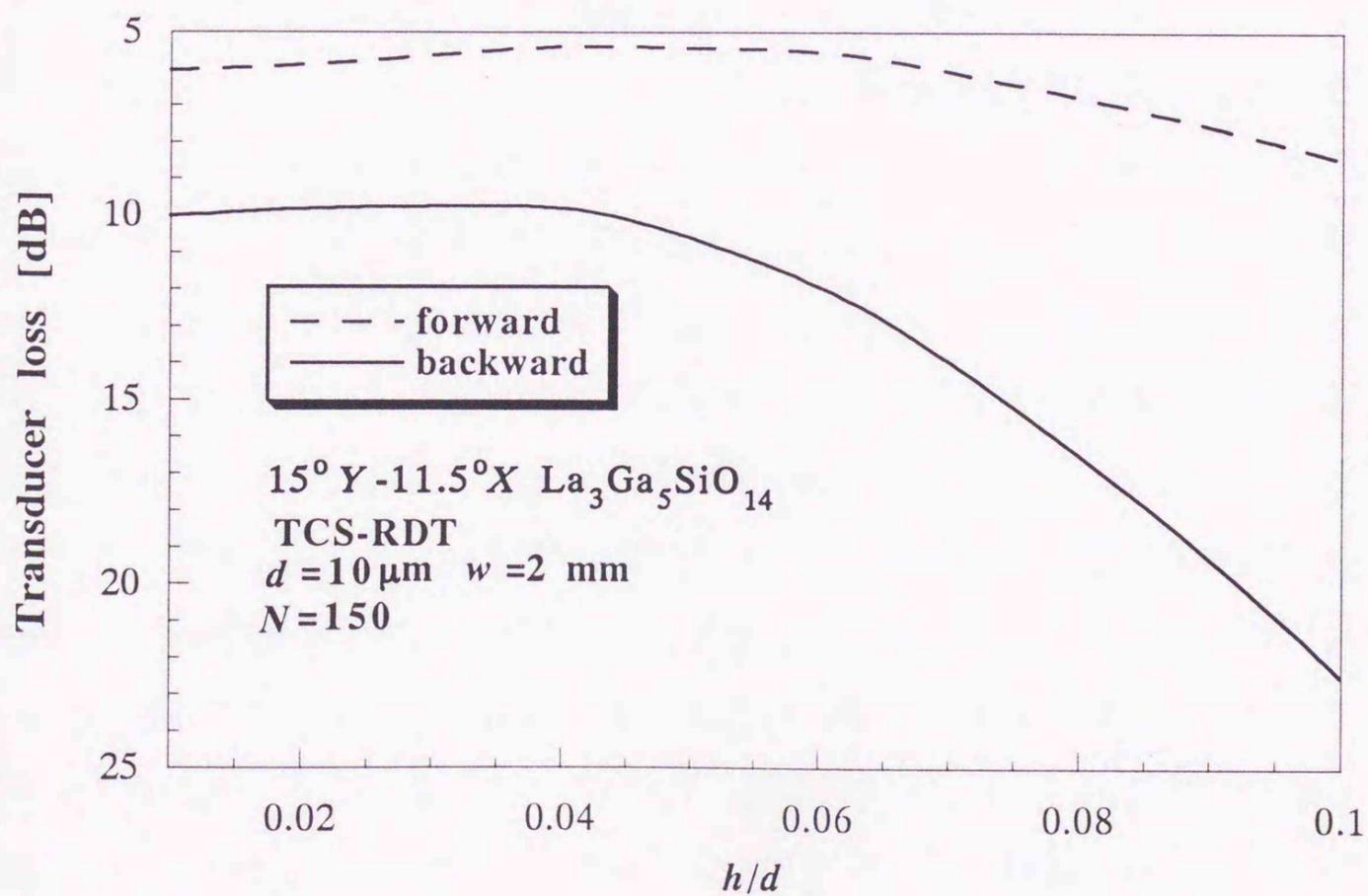


図6. 18  $f_m$  における変換損失の電極膜厚依存性

## 6. 6 むすび

NSPUDTならびにTCS-RDTの特性解析法として有限要素法とモード結合理論を組み合わせた方法を提案し、実験値、摂動法との比較からその妥当性、有用性を確認した。本手法では、有限要素法を用いてモード結合方程式中の諸パラメータを定めているので、基板の異方性や電極による摂動、非放射バルク波によるエネルギー蓄積効果はすべて考慮されている。

また、最近新しい圧電結晶として注目されているランガサイトについて、NSPUDT基板となる $15^\circ Y-11.5^\circ X$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板を対象に、本手法を用いてNSPUDTおよびTCS-RDTのモード結合方程式中の諸パラメータ、および励振特性の電極膜厚依存性を調べ、NSPUDTのモード結合パラメータについては、1次の摂動法による結果との比較、検討を行った。

## 第7章 基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極のハイブリッド 有限要素法を併用したモード結合理論解析

### 7.1 まえがき

温度特性に優れ、比較的大きな電気機械結合係数をもつ弾性表面波の伝搬方位が最近発見されたことから、ランガサイト ( $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ ) 基板の検討が盛んに行われている<sup>(31), (34), (53), (54)</sup>. 特に $50^\circ$ 回転Yカット $22.5^\circ$ X伝搬 ( $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ )  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板は、STカットX伝搬水晶基板に匹敵する程の優れた温度特性を有し<sup>(31), (34)</sup>, 正規型すだれ状電極 (IDT) でありながら一方向性をもつNSPUDTとなる伝搬方位をもつ<sup>(54)</sup>ことから注目されている.

また、置換型ランガサイトについても検討が行われており<sup>(23), (28), (33), (35)</sup>,  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  のSiをGaとNbで置き換えたランガナイト ( $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ )<sup>(23), (28)</sup> は、オイラー角 ( $110^\circ, 145^\circ, 145^\circ$ ) の基板において、0.3%を超える電気機械結合係数、零温度係数を持ち、さらにPFA (Power Flow Angle) もほぼ零であり、かつNSPUDT動作することが報告され<sup>(57)</sup>,  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板同様に注目されている.

さて、NSPUDTは、電極指を正規型とし、基板の異方性と弾性的摂動を利用して反射中心と励振中心の位置をずらすことで一方向性を得るものである. 基板の異方性を積極的に利用するため、設計は容易ではなく、従来は、モード結合理論と摂動法とを組み合わせてNSPUDTの特性解析が行われてきた<sup>(48)~(50)</sup>. しかしながら、モード結合理論と摂動法の組合せでは非放射バルク波によるエネルギー蓄積効果を考慮することは困難であり、また、摂動が大きくなると解析精度が劣化する. さらに、NSPUDT基板上で、NSPUDTと反対の方向性を持つTCS-RDTや、EWD-RDTなどの方向性反転電極<sup>(51)</sup>の特性評価は困難である.

一方、第6章のモード結合理論と有限要素法の組合せでは、摂動法を用いた場合の上述の欠点はない. この方法では、モード間結合係数の位相と変換係数の位相を電気端子対を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数における基板表面での電位定在波分布から決定する. 電極近傍 (基板表面から表面波の半波長程度までの領域) においては、各種の摂動やモード変

換などの影響のために、定在波の最大点や最小点を特定することは難しい。しかしながら、基板表面からある程度（おおよそ1波長以上）離れた基板内部では、これらの影響は小さくなり、定在波の最大点や最小点を確定できるので、無摂動状態における電位の基板の深さ方向の分布関数をモード結合理論に組み込むことによって、基板内部の電位定在波分布を基に、基板表面での電位定在波分布を決定していた。このため、基板表面から十分離れた基板内での界分布が、無摂動状態での界分布で近似できることが第6章での手法を適用するための条件となっている。ところが、 $50^\circ Y-22.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板や、オイラー角（ $110^\circ$ ,  $145^\circ$ ,  $145^\circ$ ）の $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板に有限要素法を適用したところ、この条件が満足されておらず、モード間結合係数の位相と変換係数の位相を決定できなかった。

そこで本章では、IDTのモード結合方程式中の諸定数決定法として、ハイブリッド有限要素法<sup>(117)</sup>, <sup>(118)</sup>を用いる方法を提案している。有限要素法<sup>(114)</sup>~<sup>(116)</sup>を用いる決定法と同様に、ハイブリッド有限要素法は、IDTの電気端子対を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数とそれぞれの周波数における電位定在波分布、および電極1対当りの静電容量の算出に用いられ、これらの諸量から、モード結合方程式中の諸パラメータが決定される。基板表面における電位定在波分布は、無摂動状態における粒子変位の3成分と電位の基板の深さ方向の分布関数をモード結合理論に組み込み、基板内全域で界分布の重なり積分を評価することによって決定している。ところで、有限要素法から求まる界分布を用いると、重なり積分の評価には数値面積分を行う必要があり、計算は容易ではない。ここでは、ハイブリッド有限要素法を用いたので、基板全体での重なり積分を解析的に実行でき、容易に計算できるようになった。

具体的に、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$ および $15^\circ Y-11.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板（オイラー角（ $0^\circ$ ,  $105^\circ$ ,  $11.5^\circ$ ）および（ $0^\circ$ ,  $140^\circ$ ,  $22.5^\circ$ ））、および $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板（オイラー角（ $110^\circ$ ,  $145^\circ$ ,  $145^\circ$ ））上のNSPUDT, TCS-RDT, EWD-RDTに本手法を適用し、その妥当性、有効性を確認している。

## 7. 2 モード結合理論

図7. 1に示すようなNSPUDT (周期 $p = 2d = \lambda$ :  $\lambda$ は表面波の波長, 電極幅 $d_m$ , 電極厚み $h$ )あるいは図7. 2, 7. 3に示すようなTCS-RDT, EWD-RDTを考える.

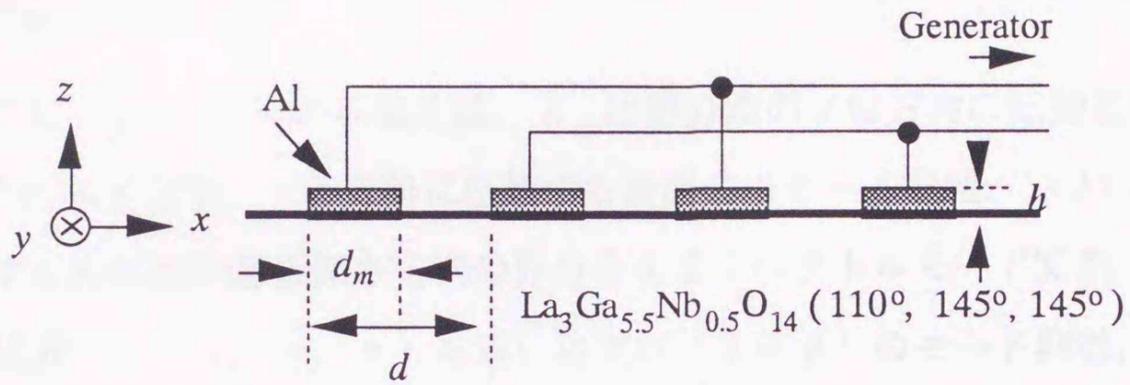


図7. 1 NSPUDT

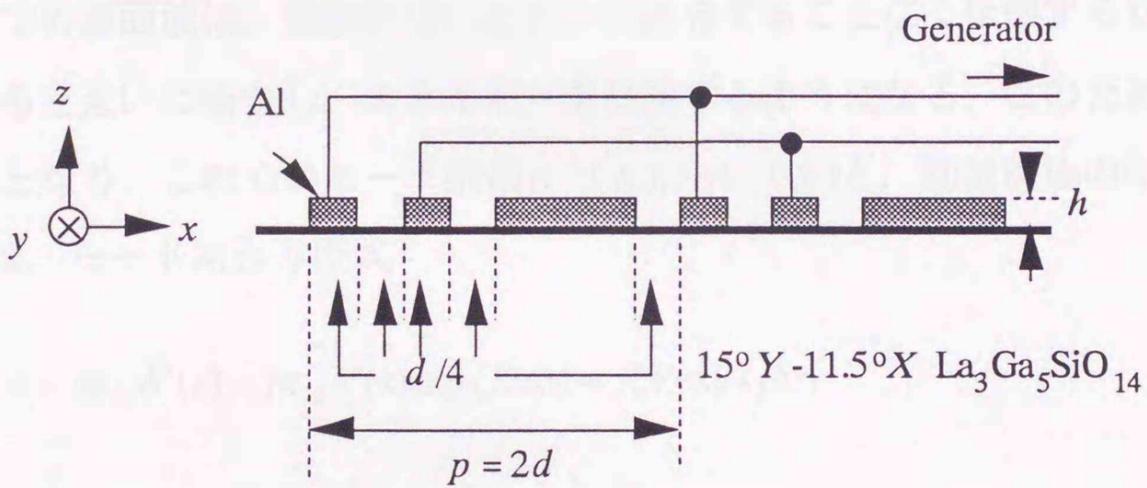


図7. 2 TCS-RDT

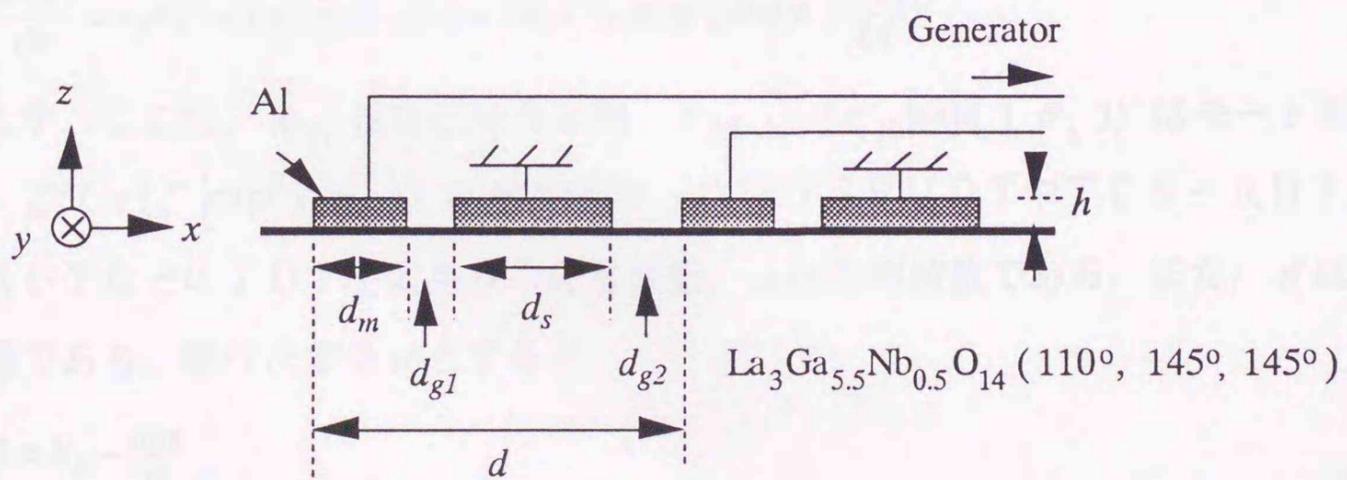


図7. 3 EWD-RDT

摂動を受けていない一様な基板上を +x 方向, -x 方向に伝搬する表面波をそれぞれ

$$\{A_j^+(x, z)\} = A^+\{F(z)\}\exp(-jk_R x) \quad (7.1a)$$

$$\{A_j^-(x, z)\} = A^-\{F(z)\}^* \exp(jk_R x) \quad (7.1b)$$

$$\begin{aligned} \{F(z)\} &= \{f_x(z) \ f_y(z) \ f_z(z) \ f_\phi(z)\}^T \\ &= \sum_{p=1}^4 \{C_p\} \exp(k_{zp} z) \end{aligned} \quad (7.1c)$$

と表す. ここに  $k_R$  は表面波の伝搬定数,  $k_{zp}$  は部分波の  $z$  軸方向の伝搬定数,  $A^+$ ,  $A^-$  はそれぞれ +x 方向, -x 方向に伝搬する表面波のモード振幅,  $\{F(z)\}$  は +x 方向に伝搬する表面波の基板深さ方向の界分布を表すベクトルモード関数,  $f_i(z)$  は粒子変位の  $i$  成分 ( $i = x, y, z$ ) あるいは電位 ( $i = \phi$ ) のモード関数,  $\{C_p\}$  は第  $p$  部分波のベクトル振幅である. また,  $*$ ,  $T$  は複素共役をとること, 転置をとることを意味する.

これら二つの表面波は, 摂動がないと互いに結合することなく伝搬するが, 周期摂動が与えられると互いに結合し, エネルギーを交換するようになる. このため  $A^+$ ,  $A^-$  は  $x$  の関数となり, これらのモード振幅  $A^+(x)$ ,  $A^-(x)$  と, 励振電極の印加電圧  $V$ , 電流  $I(x)$  は, モード結合方程式

$$\frac{dA^+(x)}{dx} = -j\kappa_{11}A^+(x) - j\kappa_{12}A^-(x)\exp(j2\delta x) + j\zeta V\exp(j\delta x) \quad (7.2a)$$

$$\frac{dA^-(x)}{dx} = j\kappa_{12}^*A^+(x)\exp(-j2\delta x) + j\kappa_{11}A^-(x) - j\zeta^*V\exp(-j\delta x) \quad (7.2b)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = -j4\zeta^*A^+(x)\exp(-j\delta x) - j4\zeta A^-(x)\exp(j\delta x) + j\frac{\omega C_s}{2d}V \quad (7.2c)$$

を満たす. ここに,  $\kappa_{11}$  は自己結合係数,  $\kappa_{12}$  ( $=|\kappa_{12}|\exp(j\theta_\kappa)$ ) はモード間結合係数,  $\zeta$  ( $=|\zeta|\exp(j\theta_\zeta)$ ) は変換係数,  $C_s$  は NSPUDT や TCS-RDT, EW D-RDT などの IDT 1 対当りの静電容量,  $\omega$  は角周波数である. また,  $\delta$  は波数不整合量であり, 動作次数を  $m$  とすると

$$\delta = k_R - \frac{m\pi}{d} \quad (7.3)$$

で与えられる. さらに, 摂動後の界分布  $\{A(x, z)\}$  は

$$\{A(x, z)\} = A^+\{F(z)\}\exp(-jk_R x) + A^-\{F(z)\}^*\exp(jk_R x) \quad (7.4)$$

となる.

### 7. 3 モード結合パラメータの決定

モード結合理論を用いて I D T の特性解析を行う際に必要なパラメータは自己結合係数  $\kappa_{11} d$ , モード間結合係数の大きさ  $|\kappa_{12} d|$ , モード間結合係数の位相  $\theta_\kappa = \arg(\kappa_{12})$ , 変換係数の大きさ  $|\zeta d|$ , 変換係数の位相  $\theta_\zeta = \arg(\zeta)$ , および I D T 1 対当りの静電容量  $C_s$  である.

モード結合理論に基づく解析法では, 無限の対数をもつ I D T のモード結合パラメータを用いて, 有限対数の I D T を解析する. このため, ここでは無限の対数をもつ I D T を考える.

I D T を受信側とし, その負荷を短絡すると, I D T は無限長短絡グレーティングとなる. 短絡グレーティングに対するモード結合方程式は, 式 (7. 2) において  $V=0$  とすることにより得られ, それを解くことにより, 短絡グレーティングにおける表面波の伝搬定数  $\beta_s$  は

$$\beta_s = \frac{m\pi}{d} - j\gamma_s \quad (7.5a)$$

$$\gamma_s = \begin{cases} \sqrt{|\kappa_{12}|^2 - (\delta + \kappa_{11})^2} & |\kappa_{12}|^2 > (\delta + \kappa_{11})^2 \\ \pm j\sqrt{(\delta + \kappa_{11})^2 + |\kappa_{12}|^2} & |\kappa_{12}|^2 < (\delta + \kappa_{11})^2 \end{cases} \quad (7.5b)$$

で与えられる. 複号は, ストップバンドより上の周波数に対して+, 下の周波数に対して-である.

ストップバンドの上下限の周波数では  $\gamma_s = 0$  となるので, 式 (7. 3), (7. 5) から, 自己結合係数  $\kappa_{11} d$  とモード間結合係数の大きさ  $|\kappa_{12} d|$  が

$$\kappa_{11} d = m\pi \left( 1 - \frac{f_{su} + f_{sl}}{2mf_0} \right) \quad (7.6)$$

$$|\kappa_{12} d| = \frac{\pi(f_{su} - f_{sl})}{2f_0} \quad (7.7)$$

のように与えられる. ここに  $f_{su}$ ,  $f_{sl}$  はそれぞれ無限長短絡グレーティングのストッ

バンドの上限の周波数, 下限の周波数であり,  $f_0$ は基準周波数で, 無摂動状態での表面波速度を  $v_R$  とすると

$$f_0 = \frac{v_R}{2d} \quad (7.8)$$

と定義される. また, ストップバンドの上下限の周波数における界分布は,  $V=0$  とした場合の式 (7. 2) の解と, 式 (7. 4) より

$$\{A_s(x, z)\} = B_s[\{F(z)\} \exp(-j\frac{m\pi}{d}x) \mp \exp(-j\theta_k)\{F(z)\}^* \exp(j\frac{m\pi}{d}x)] \quad (7.9)$$

となる. ここに複号は上限の周波数に対して-をとり, 下限の周波数に対して+をとる. また,  $B_s$ は複素定数である. ストップバンドの上限の周波数における電位定在波分布  $|\phi_s(x, z)|$  は, 式 (7. 9) の絶対値をとると

$$|\phi(x, z)| = |B_s f_\phi(z)| \times \left| \sin \left\{ \frac{m\pi}{d}x - \frac{\theta_k}{2} - \arg(f_\phi(z)) \right\} \right| \quad (7.10)$$

と求まる.

次に, IDTを受信側とし, その負荷を開放するとIDTは無有限長開放グレーティングとなる. 開放グレーティングにおいては, 外部から供給される電流は零であるから, エネルギー保存の観点より式 (7. 2) において  $dI(x)/dx = 0$  となる必要がある. この条件を式 (7. 2) に課して得られる開放グレーティングのモード結合方程式を解くことにより, 開放グレーティングにおける表面波の伝搬定数  $\beta_o$  は

$$\beta_o = \frac{m\pi}{d} - j\gamma_o \quad (7.11a)$$

$$\gamma_o = \begin{cases} \sqrt{|\kappa_{12o}|^2 - (\delta + \kappa_{11o})^2} & |\kappa_{12o}|^2 > (\delta + \kappa_{11o})^2 \\ \pm j\sqrt{(\delta + \kappa_{11o})^2 + |\kappa_{12o}|^2} & |\kappa_{12o}|^2 < (\delta + \kappa_{11o})^2 \end{cases} \quad (7.11b)$$

$$\kappa_{11o} = \kappa_{11} \frac{8d}{\omega C_s} \xi \xi^* \quad (7.11c)$$

$$\kappa_{12o} = \kappa_{12} \frac{8d}{\omega C_s} \xi^2 \quad (7.11d)$$

で与えられる. ここに, 複号は, ストップバンドより上の周波数に対して+, 下の周波数に対して-である.

ストップバンドの上下限の周波数では  $\gamma_o = 0$  となるので, 式 (7. 11) より変換係

数の大きさ  $|\zeta d|$ , 変換係数の位相  $\theta_\zeta$  が

$$\frac{|\zeta d|^2}{(\omega_0 C_s)} = |f_{ou}\{\pi(f_{ou} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\}^2 - f_{ol}\{\pi(f_{ol} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\}^2 - |\kappa_{12}d|^2(f_{ou} - f_{ol})| / \{16\pi(f_{ou} - f_{ol})\} \quad (7.12)$$

$$|\theta_\kappa - 2\theta_\zeta| = \arccos(\xi_n / \xi_d) \quad (7.13)$$

$$\xi_d = f_{ou} |\kappa_{12}d| \left[ |\kappa_{12}d|^2 - \{\pi(f_{ou} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\}^2 \right] - f_{ol} |\kappa_{12}d| \left[ |\kappa_{12}d|^2 - \{\pi(f_{ol} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\}^2 \right] \quad (7.14)$$

$$\xi_n = f_{ou} \{\pi(f_{ol} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\} \left[ |\kappa_{12}d|^2 - \{\pi(f_{ou} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\}^2 \right] - f_{ol} \{\pi(f_{ou} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\} \left[ |\kappa_{12}d|^2 - \{\pi(f_{ol} - mf_0)/f_0 + \kappa_{11}d\}^2 \right] \quad (7.15)$$

で与えられる. ここに  $f_{ou}$ ,  $f_{ol}$  はそれぞれ無限長開放グレーティングのストップバンドの上限の周波数, 下限の周波数である.

また, 開放グレーティングの界分布は

$$\{A_o(x, z)\} = B_o[\{F(z)\} \exp(-j\frac{m\pi}{d}x) \mp \exp(-j\theta_i)\{F(z)\}^* \exp(j\frac{m\pi}{d}x)] \quad (7.16)$$

となる. ここに  $B_o$  は複素定数であり, 角度  $\theta_{oi}$  は

$$\theta_{oi} = \arctan \frac{|\kappa_{12}d| \sin \theta_\kappa - 4 \frac{f_0}{f_{oi}} \frac{|\zeta d|^2}{(\pi f_0 C_s)} \sin 2\theta_\zeta}{|\kappa_{12}d| \cos \theta_\kappa - 4 \frac{f_0}{f_{oi}} \frac{|\zeta d|^2}{(\pi f_0 C_s)} \cos 2\theta_\zeta} \quad i = u, l \quad (7.17)$$

で与えられる.

さて, 短絡あるいは開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数における基板内界分布は, ハイブリッド有限要素法<sup>(117), (118)</sup>を用いると, 空間高調波展開されて

$$\{A^r(x, z)\} = \sum_{n=-M}^M \sum_{p=1}^4 \{D_{pn}^r\} \exp(-j\beta_n x + k_{zp, n}^r z) \quad (7.18)$$

$$\beta_n = \beta + \frac{2\pi n}{d} \quad (7.19)$$

と求まる. ここに上添字  $r$  は,  $s$  の場合, 短絡グレーティング,  $o$  の場合, 開放グレーティングに関する量であること, 下添字  $n$  は  $n$  次空間高調波に関する量であることを表す.

また,  $M$  は空間高調波の切断項数,  $\{D_{p, n}^r\}$ ,  $k_{p, n}^r$  はそれぞれ第  $n$  次空間高調波の第

$p$  部分波のベクトル振幅,  $z$  軸方向波数である.

この界分布とモード結合理論から導かれた式 (7. 9), (7. 16) の界分布とは, 特に基板表面付近において, 一般に大きく異なっているが, 基板の1周期分 (半無限矩形領域  $0 \leq x \leq d, -\infty \leq z \leq 0$ ) での重なり積分を評価することで, 式 (7. 18) の界分布から式 (7. 9), (7. 16) の界分布成分を取り出すと

$$\{A^r(x, z)\} \sim G_r^+ \{F(z)\} \exp(-j \frac{m\pi}{d} x) + G_r^- \{F(z)\}^* \exp(j \frac{m\pi}{d} x) \quad (7.20)$$

$$G_r^+ = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^0 \int_0^d \{A^r(x, z)\}^\dagger \{F(z)\} \exp(-j \frac{m\pi}{d} x) dx dz = \sum_{p=1}^4 \sum_{q=1}^4 \frac{\{D_{p,0}^r\}^\dagger \{C_q\}}{k_{zp,0}^r + k_{zq}} \quad (7.21)$$

$$G_r^- = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^0 \int_0^d \{A^r(x, z)\}^\dagger \{F(z)\}^* \exp(j \frac{m\pi}{d} x) dx dz = \sum_{p=1}^4 \sum_{q=1}^4 \frac{\{D_{p,-m}^r\}^\dagger \{C_q\}}{k_{zp,-m}^r + k_{zq}} \quad (7.22)$$

となる. ここに $\dagger$ は転置共役をとることを意味する. なお, 弾性表面波の基板深さ方向への放射条件とモード関数の規格化直交条件

$$\int_{-\infty}^0 \{F(z)\}^\dagger \{F(z)\} dz = 1 \quad (7.23)$$

を用いた.

式 (7. 9) と式 (7. 20), 式 (7. 16) と式 (7. 20) を比べると, 結局, モード間結合係数の位相  $\theta_k$  と角度  $\theta_{oi}$  は

$$\theta_k = j \ln \left( \mp \frac{G_s^-}{G_s^+} \right) \quad (7.24)$$

$$\theta_{oi} = j \ln \left( \mp \frac{G_o^-}{G_o^+} \right) \quad (7.25)$$

で与えられる. ここに複号は上限の周波数に対して $-$ をとり, 下限の周波数に対して $+$ をとる.

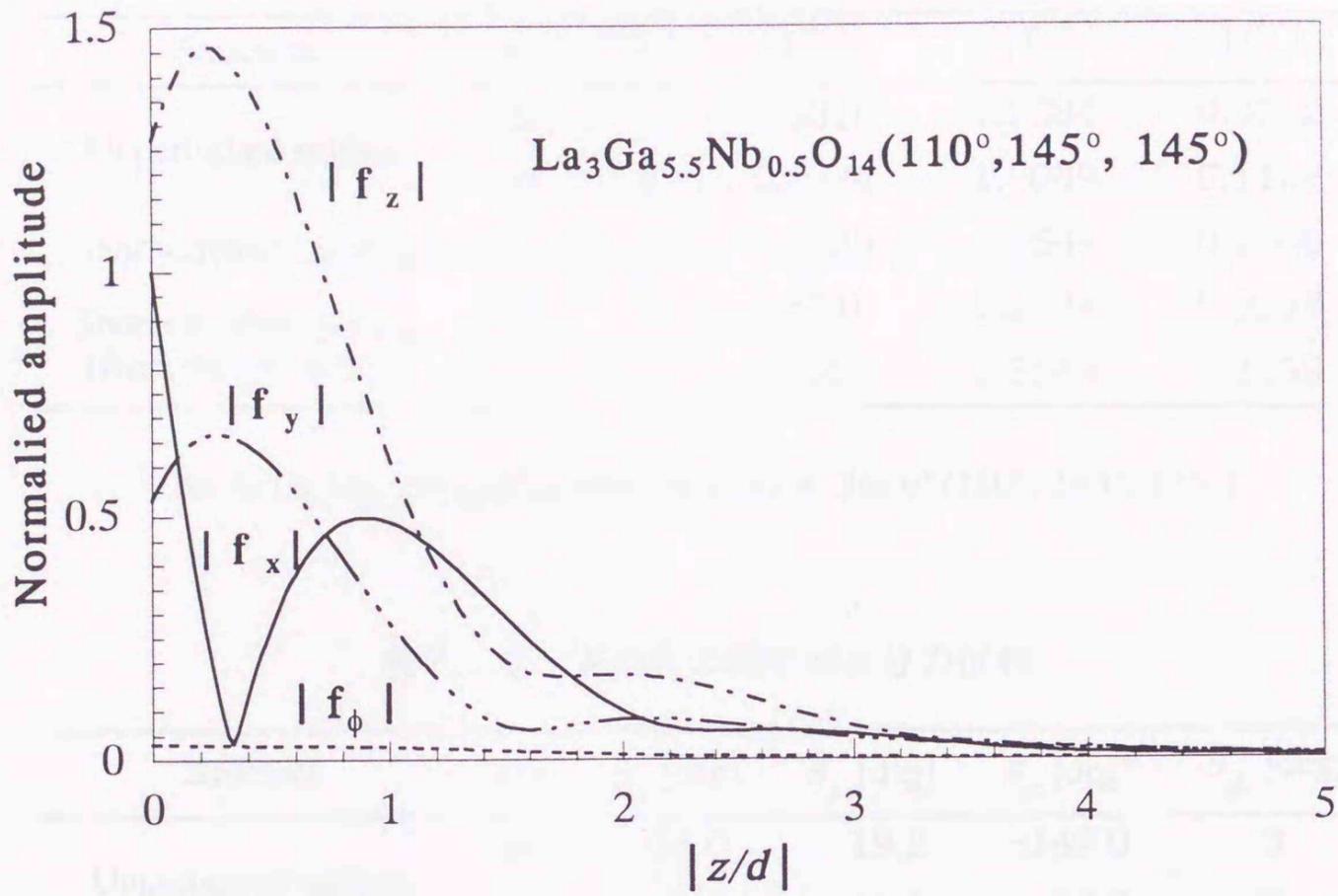
ハイブリッド有限要素法を用いて短絡グレーティング, 開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と基板内界分布, IDT1 対当りの静電容量, さらに無摂動状態でのベクトルモード関数  $\{F(z)\}$  を求めておくと, 式 (7. 6) ~ (7. 10), (7. 12) ~ (7. 17), (7. 24), (7. 25) から計算に必要なモード結合方程式中のすべてのパラメータを決定することができる. ここで, モード間結合係数と変換係数の位相の決定の仕方について説明する. モード間結合係数の位相  $\theta_k$  は, 電気端子対を短絡したすだれ状電極のストップバンドの上限の周波数において, モード結合理論から導か

れる電位定在波分布の最小点が電極中心にある場合を $0^\circ$ とする。すなわち、 $z=0$ とした式(7.10)において $x=0$ を電極中心にとり、基板表面での電位のモード関数の位相を $\arg(f_\phi(0))=0^\circ$ と定めることにすると、式(7.24)から $\theta_x$ が求まる。変換係数の位相は、求めたモード間結合係数の位相 $\theta_x$ と式(7.13)から二つの候補値を計算し、式(7.25)から求めた $\theta_{oi}$ と各候補値について式(7.17)から求まる $\theta_{oi}$ とが一致する方の候補を選ぶことで求まる。

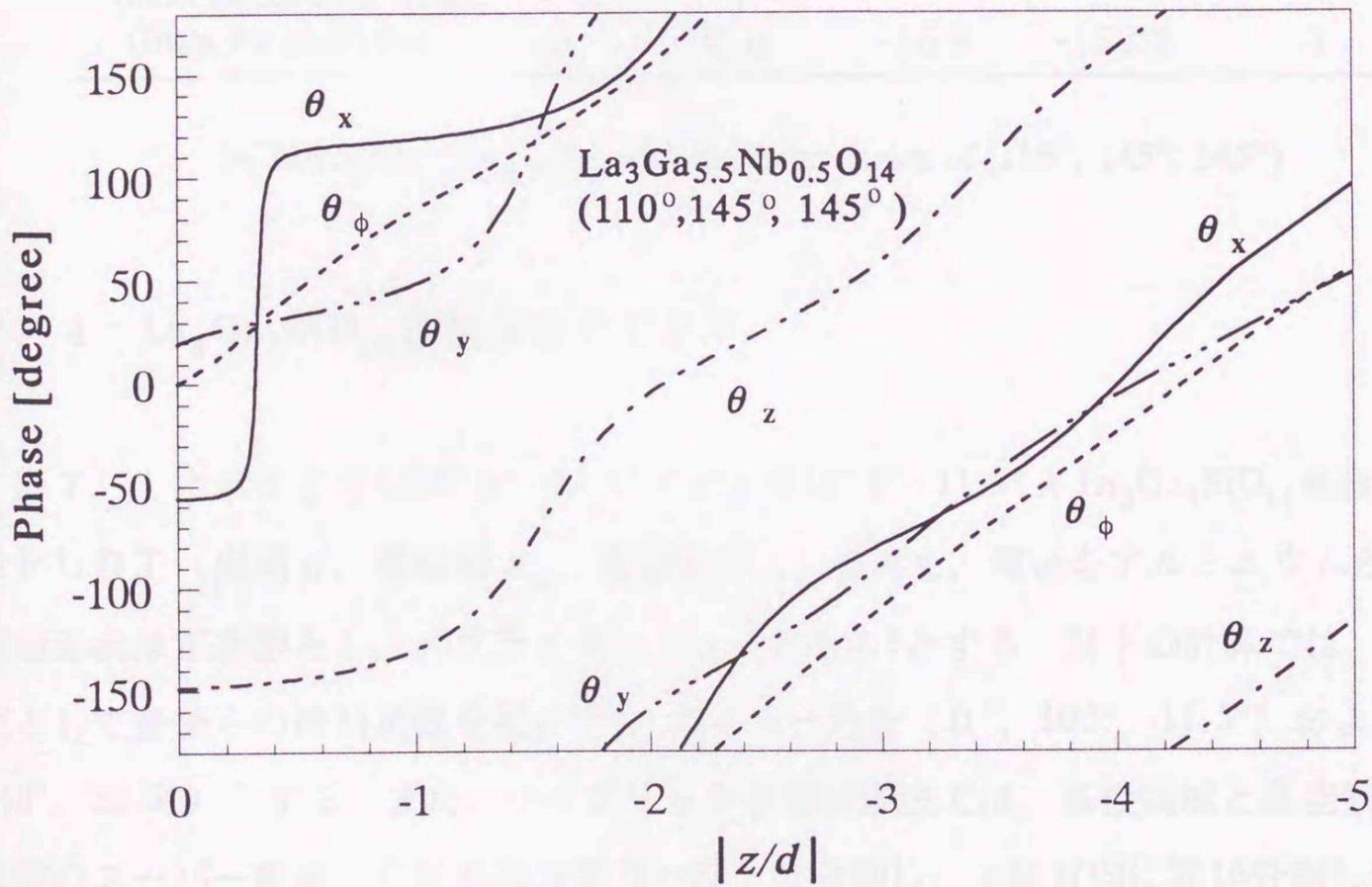
本章におけるモード結合理論では、式(7.1)、(7.4)に粒子変位の3成分と電位の基板深さ方向のモード関数を含んでいるところが第6章のそれとは異なり、従来の電位定在波分布の式に替えて基板内分布の式(7.9)、(7.16)を採用している。これは、第6章における有限要素法とモード結合理論を組み合わせた方法で前提としている、基板表面から十分離れた基板内での界分布が無摂動状態での界分布で近似できるという条件が成立しない基板に対応するためである。例えば、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板やオイラー角 $(110^\circ, 145^\circ, 145^\circ)$ の $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板などが該当する。以下、具体的に、 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  ( $110^\circ, 145^\circ, 145^\circ$ )基板の場合について説明する。

図7.4は、無摂動状態において、 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  ( $110^\circ, 145^\circ, 145^\circ$ )基板を伝搬する表面波の粒子変位 $U_x, U_y, U_z$ のモード関数 $f_x(z), f_y(z), f_z(z)$ と電位 $\phi$ のモード関数 $f_\phi(z)$ の振舞いをハイブリッド有限要素法を用いて調べたものである。ここにモード関数の振幅(図7.4(a))については、電位と粒子変位とが同じ次元の量となるように規格化してある。また、モード関数の位相(図7.4(b))については、 $\theta_x = \arg\{f_x(z)\}$ ,  $\theta_y = \arg\{f_y(z)\}$ ,  $\theta_z = \arg\{f_z(z)\}$ ,  $\theta_\phi = \arg\{f_\phi(z)\}$ とし、 $\theta_\phi(0) = 0^\circ$ として各位相間の関係を示している。表7.1, 7.2は、無摂動状態およびNSPUDTを短絡グレーティングとした場合における界分布の基本波成分の振幅と位相を、基板表面( $z=0$ )および基板内部( $z=-6d$ )において比較したものである。ここで、振幅は同一の $z$ での $|f_x(z)|$ で規格化しており、位相は電位の位相 $\theta_\phi(z)$ を $0^\circ$ としている。 $z=-6d$ と基板表面から十分離れた場合でも、短絡グレーティング( $h=0.02d$ ,  $d_m=0.5d$ )の界分布は、特に位相について、無摂動状態におけるものと大きく異なっており、第6章の方法を適用できないことがわかる。これに対し、当然のことながら、式(7.20)の界分布は、基板表面( $z=0$ )、基板内部( $z=-6d$ )ともに、無摂動状態の界分布のモード関数と一致しており、モード結合理論に対応した摂動状態の界分布が得ら

れていることがわかる。



(a) 振幅



(b) 位相

図7. 4  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  基板 (オイラー角  $(110^\circ, 145^\circ, 145^\circ)$ ) を伝搬する表面波のモード関数

表 7. 1 界分布の基本波成分の振幅

Structure	$z/d$	$ f_x $	$ f_y $	$ f_z $	$ f_\phi $
Unperturbed surface	0	1	0.5316	1.2694	0.0332
	-6	1	0.9234	1.5049	0.1159
Short-circuited grating	-6	1	1.1039	1.5548	0.1166
Short-circuited grating (from the projection)	0	1	0.5316	1.2694	0.0332
	-6	1	0.9239	1.5044	0.1159

on Al/La<sub>3</sub>Ga<sub>5.5</sub>Nb<sub>0.5</sub>O<sub>14</sub> with the Euler angles of (110°, 145°, 145°)

表 7. 2 界分布の基本波成分の位相

Structure	$z/d$	$\theta_x$ [deg]	$\theta_y$ [deg]	$\theta_z$ [deg]	$\theta_\phi$ [deg]
Unperturbed surface	0	-56.0	19.2	-149.0	0
	-6	52.0	-16.8	-152.2	0
Short-circuited grating	-6	40.4	2.6	-163.9	0
Short-circuited grating (from the projection)	0	-56.0	19.3	-148.9	0
	-6	52.0	-16.9	-152.2	0

on Al/La<sub>3</sub>Ga<sub>5.5</sub>Nb<sub>0.5</sub>O<sub>14</sub> with the Euler angles of (110°, 145°, 145°)

#### 7. 4 La<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>SiO<sub>14</sub> 基板 NSPUT

図 7. 1 に示すような 50° Y-22.5° X および 15° Y-11.5° X La<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>SiO<sub>14</sub> 基板上的 NSPUT (周期  $d$ , 電極幅  $d_m$ , 電極膜厚  $h$ ) を考え, 電極をアルミニウムとする. 電極形状は正規型とし, メタライゼーション比を 0.5 とする. 以下の計算では, 材料定数として豊後らの材料定数を用い<sup>(34)</sup>, オイラー角を (0°, 105°, 11.5°) および (0°, 140°, 22.5°) とする. また, ハイブリッド有限要素法では, 基板領域と真空領域を各 1 個のスーパー要素 (空間高調波数  $M=32$ ) で分割し,  $x$  軸方向に等 16 分割している. また, 電極が厚みをもつ場合は, 8 節点矩形要素で電極厚み方向を 1 分割している.

図 7. 5 は, 自己結合係数  $\kappa_{11}$  の電極膜厚依存性を調べたものである. 自己結合係数は 15° Y-11.5° X 基板, 50° Y-22.5° X 基板のどちらにおいても, 電極膜厚に対してパ

ラボリックに変化しており、 $h > 0.03 d$ では膜厚の増加とともに自己結合係数の大きさが増加している。図中の破線は1次の摂動法<sup>(48), (49)</sup>による計算値であるが、どちらの基板においても $h > 0.02 d$ の領域では、本手法との差異が大きくなっている。また、 $15^\circ Y - 11.5^\circ X$ 基板の結果における一点鎖線は、Kaminskiiの材料定数<sup>(25)</sup>を用いた計算結果であるが、豊後らの定数を用いた場合とあまり大きな差異は認められない。

図7. 6, 7. 7は、それぞれモード間結合係数 $\kappa_{12}$ の大きさと位相を調べたものである。モード間結合係数の大きさは、 $15^\circ Y - 11.5^\circ X$ 基板、 $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板のどちらにおいても、膜厚の増加とともに増加しているが、同じ膜厚においては、 $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板の方が、モード間結合係数が大きく、より大きな反射が得られることがわかる。また、 $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板では、 $h > 0.04 d$ の領域で、1次の摂動法による計算値との差異が大きくなっている。モード間結合係数の位相は、どちらの基板の場合にも、おおむね $h = 0.02 d$ を境として、膜厚の変化に対する値の変化が緩やかになっている。また、同じ電極膜厚では $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板の方が、理想的な位相である $90^\circ$ に近い。また、 $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板では、本手法による計算値と1次の摂動法による計算値との差は小さいが、 $15^\circ Y - 11.5^\circ X$ 基板では $h > 0.02 d$ の領域でその差が大きくなっている。材料定数としてKaminskiiの値を用いた計算結果は、豊後らの材料定数を用いた結果と、モード間結合係数の大きさ、および位相の両方で、特に電極膜厚が厚くなると、大きく異なっている。

図7. 8は、変換係数の大きさと位相を調べたものである。変換係数の大きさは、電極膜厚が厚くなると、 $15^\circ Y - 11.5^\circ X$ 基板では単調に減少し、 $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板では単調に増加している。変換係数の位相は、 $15^\circ Y - 11.5^\circ X$ 基板ではほぼ零であり、励振中心は電極中心にあるが、 $50^\circ Y - 22.5^\circ X$ 基板では負の値をもち、単調に減少しており、励振中心が電極中心に対して反射中心とは逆の方向にずれていくことがわかる。これは、電気機械結合係数が0.4%と比較的大きなため、電極の摂動により生ずる弾性的な異方性が正負の電極間で形成される基板内の電束密度分布に影響を与え、電氣的にも異方性があるようにみえるためと考えられる。

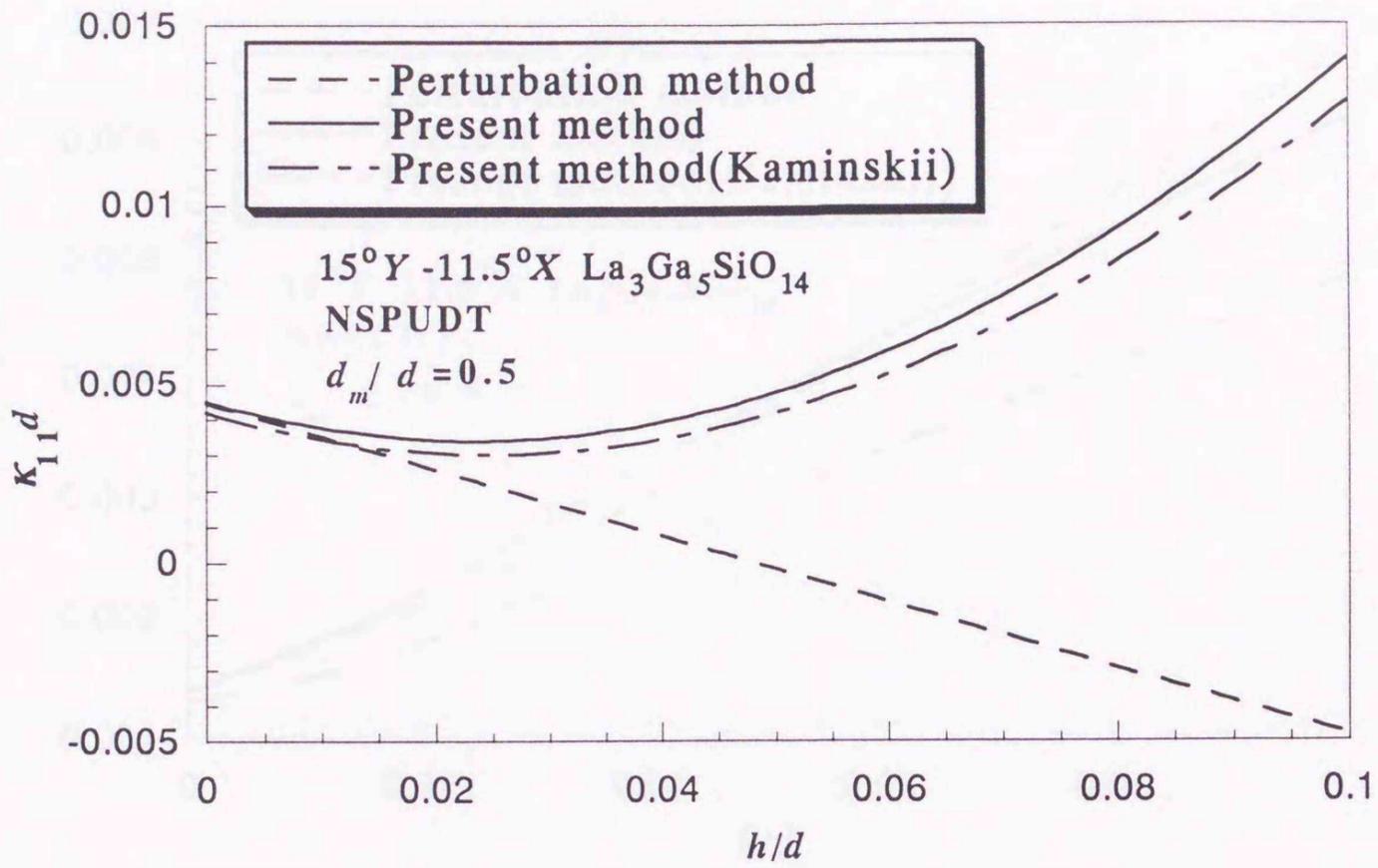
NSPUDT基板は、従来の双方向性基板と比べて異方性の高いSAW伝搬方位を用いるため、励振中心は電極中心からずれる可能性があることが指摘されている<sup>(41)</sup>。しかしながら、グリーン関数を用いてNSPUDTの変換係数を解析的に求めた結果<sup>(97)</sup>、

励振中心は電極中心にあることが報告されている。また、ここでは示さないが、STカット $25^\circ X$ 伝搬水晶基板NSPUTについて、第6章で述べた方法を用いて解析し、励振中心は電極中心にあることを数値的に確認している。ここで、電気機械結合係数は、STカット $25^\circ X$ 伝搬水晶基板では約0.14%と小さい。また、 $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板では約0.4%と、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$ 基板と同程度であるが、図7.7(a)から電極厚みが $h=0.1d$ の場合でもモード間結合係数の位相は約 $52^\circ$ と、図7.7(b)に示した $50^\circ Y-22.5^\circ X$ 基板での $h=0.011d$ 程度の値であり、このとき図7.8(b)から励振中心のずれは約 $-0.7^\circ$ にすぎない。さらに、 $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板では電極が厚くなると変換係数の大きさは単調に小さくなっていることから、実効電気機械結合係数も小さくなると考えられる。このため、STカット $25^\circ X$ 伝搬水晶基板、ならびに $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板では、弾性的な異方性が電束密度分布に与える影響が小さく、励振中心の電極中心からのずれは小さかったと考えられる。

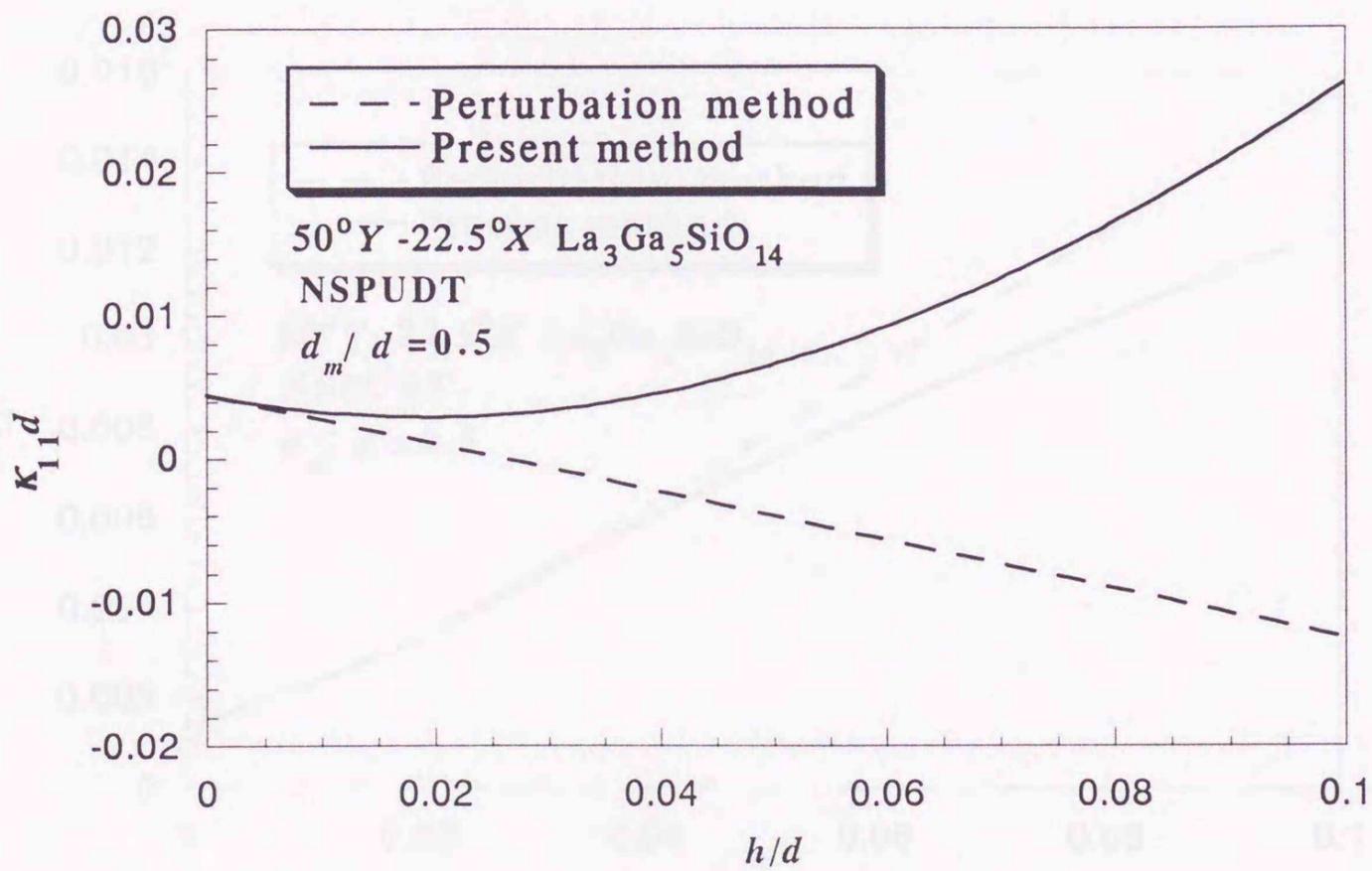
なお、図7.5から図7.8のKaminskiiの材料定数を用いた $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板に関する結果は、第6章における従来の有限要素法を用いた方法による結果と一致している。

図7.9は、電極周期 $d=10\mu\text{m}$ 、電極幅 $d_m=0.5d$ 、開口長 $2\text{mm}$ とした150対のNSPUTの変換特性を調べたものである。電極膜厚 $h$ ならびに基板は、図7.9(a)では $h=0.05d$ 、 $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板、図7.9(b)では $h=0.02d$ 、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$ 基板としている。さらに図7.9(a)では、実験値<sup>(53)</sup>、計算値ともに方向性が最大となる周波数 $f$ を中心周波数 $f_0$ としている。なお、整合インピーダンスは $50\Omega$ を仮定した。 $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板における本手法による計算値は、実験値と良く一致している。また、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$ 基板では、 $15^\circ Y-11.5^\circ X$ 基板の40%の電極膜厚でほぼ同程度の方向性が得られることが分かる。

図7.10は材料定数として豊後らの値を用いた場合と、Kaminskiiの値を用いた場合のNSPUTの変換特性を比較したものである。なお、ここでは、ハイブリッド有限要素法で求まる無摂動状態におけるSAW速度 $v_f$ と電極周期 $d$ から、 $f_0=v_f/2d$ として得られる $f_0$ を中心周波数としている。材料定数にKaminskiiの値を用いた場合に比べて、豊後らの値を用いた場合は、計算値と実験値の周波数に関するずれが比較的少なく、また、中心周波数付近の逆方向特性でも、よりよい一致が得られている。

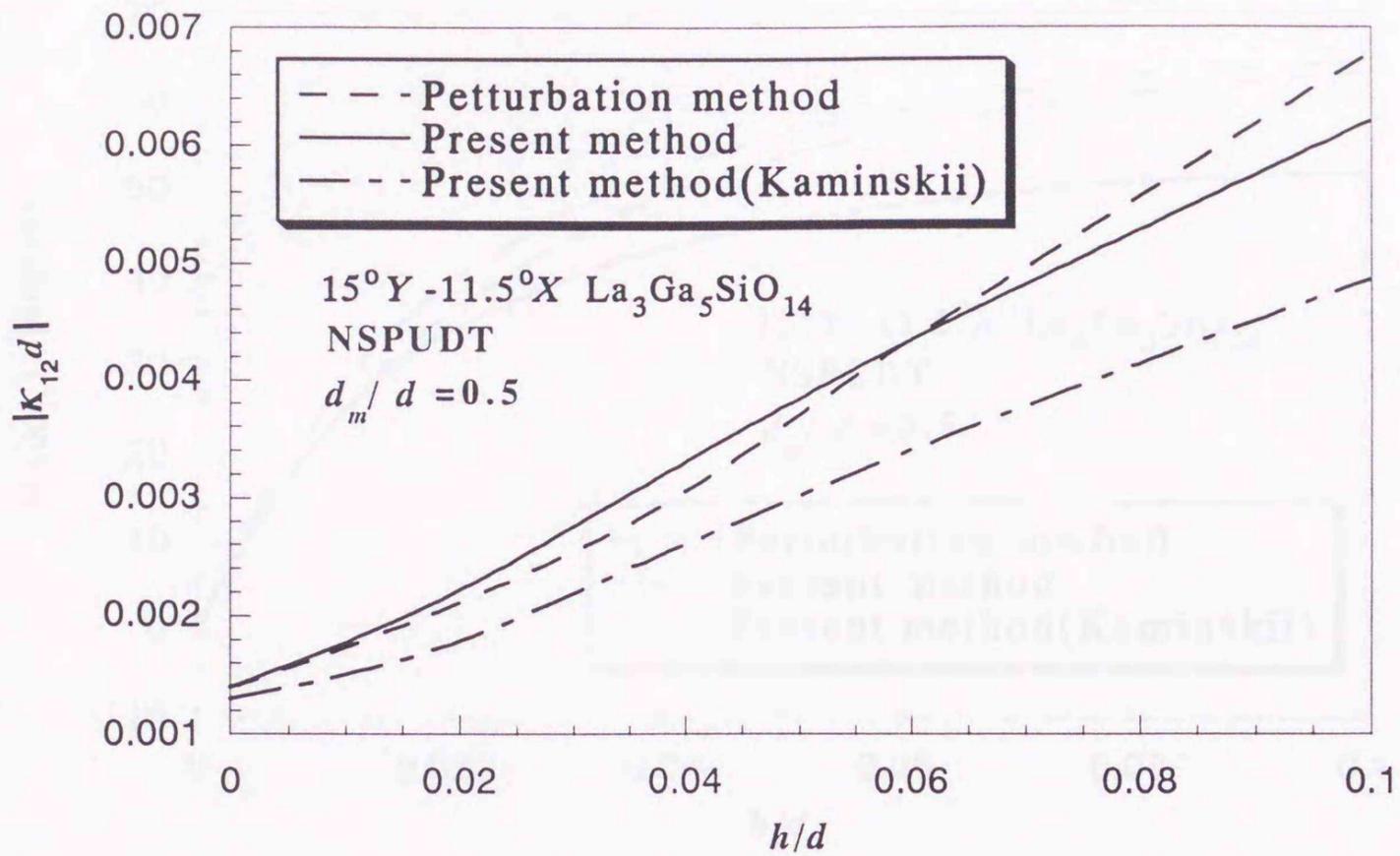


(a) 15°Y-11.5°X  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

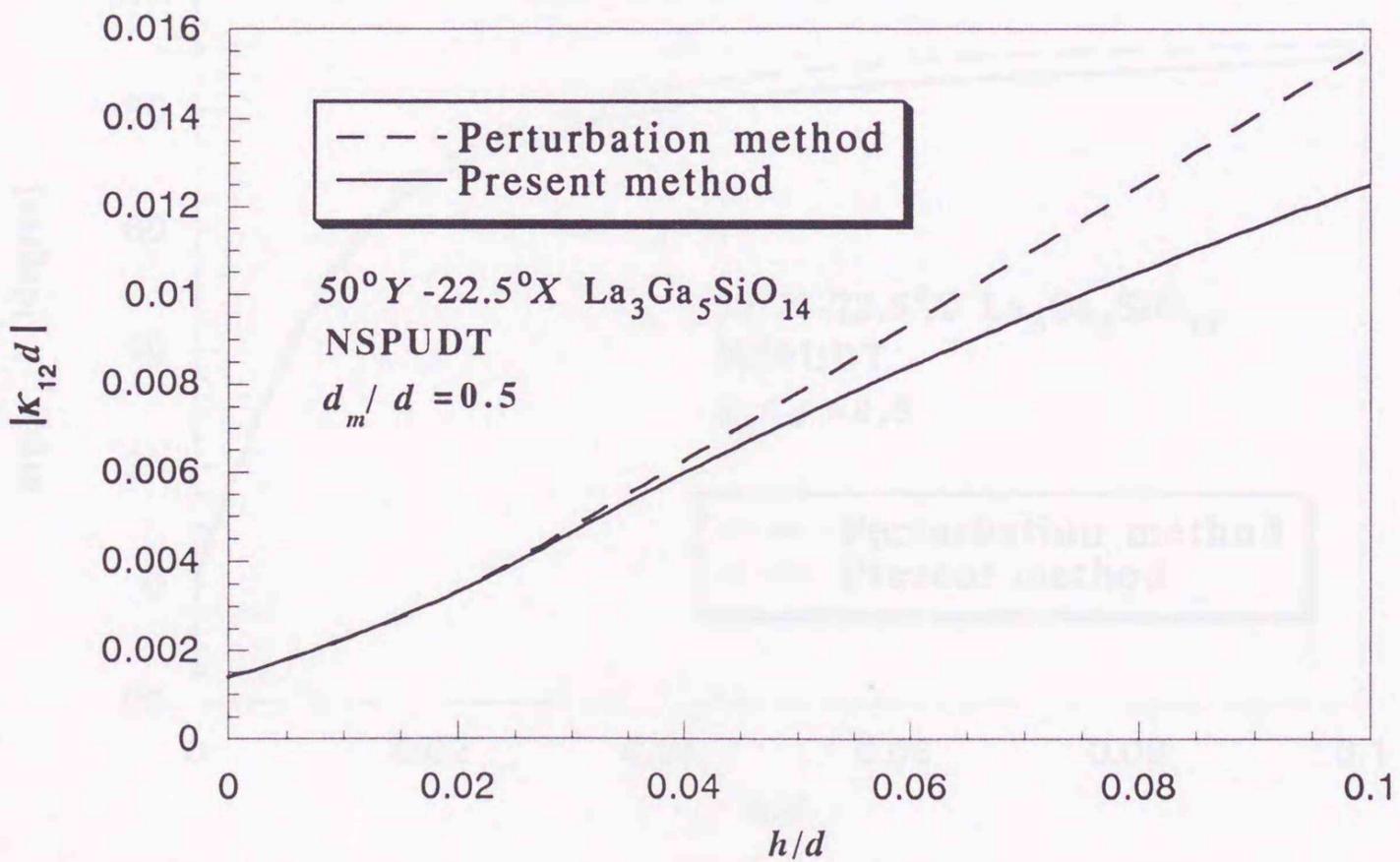


(b) 50°Y-22.5°X  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

図7. 5 自己結合係数の電極膜厚依存性

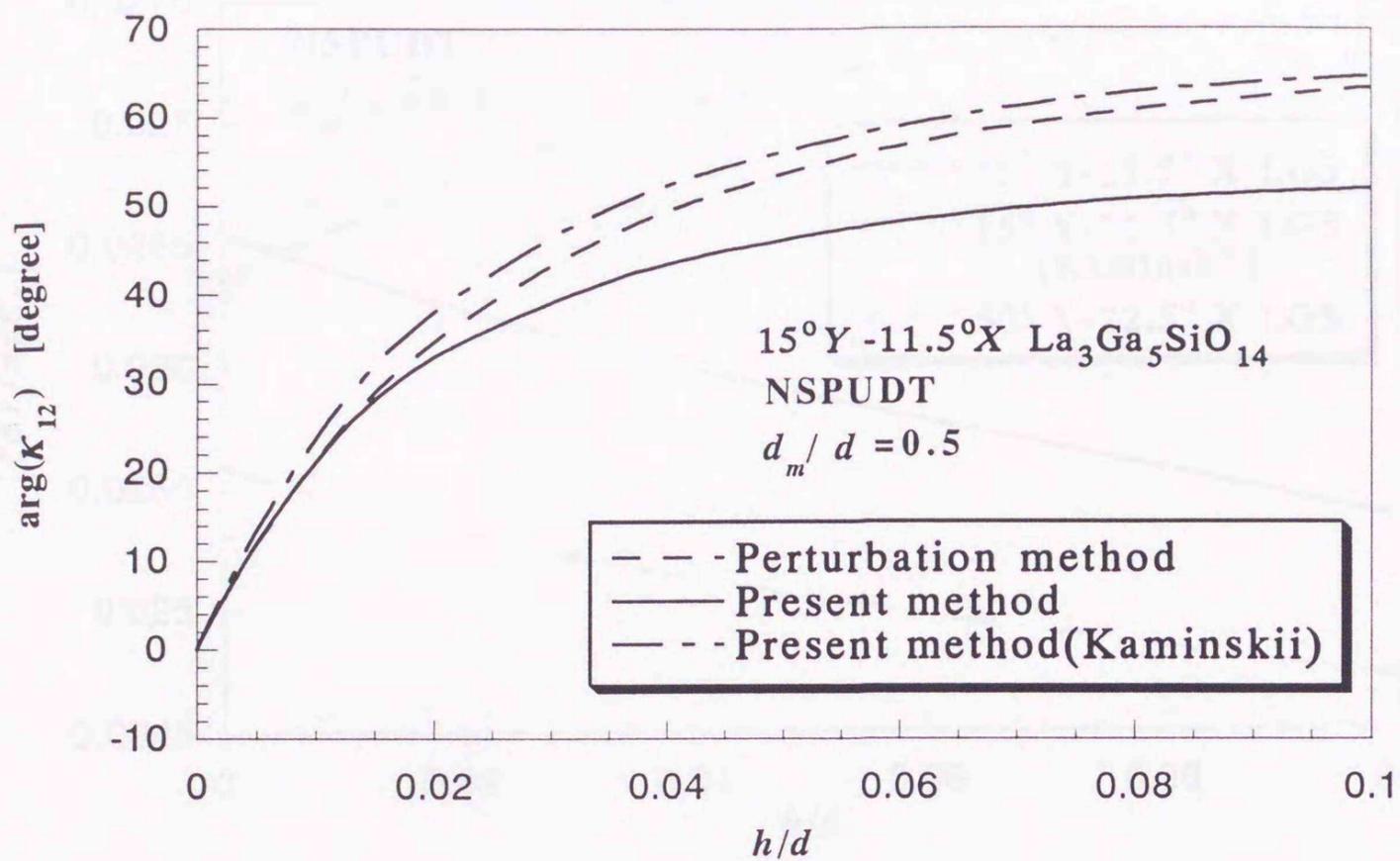


(a) 15°Y-11.5°X  $La_3Ga_5SiO_{14}$

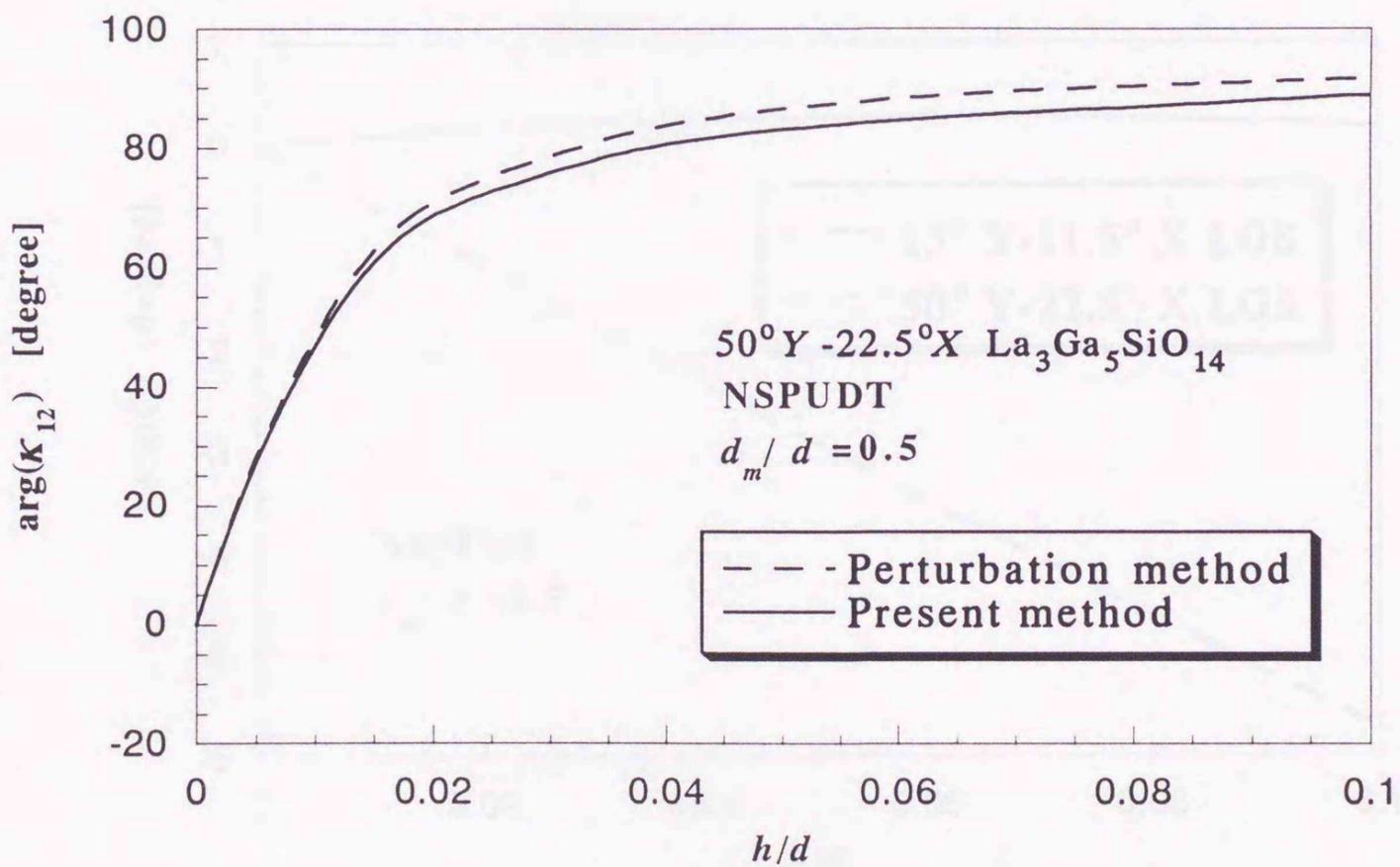


(b) 50°Y-22.5°X  $La_3Ga_5SiO_{14}$

図7.6 モード間結合係数の大きさの電極膜厚依存性

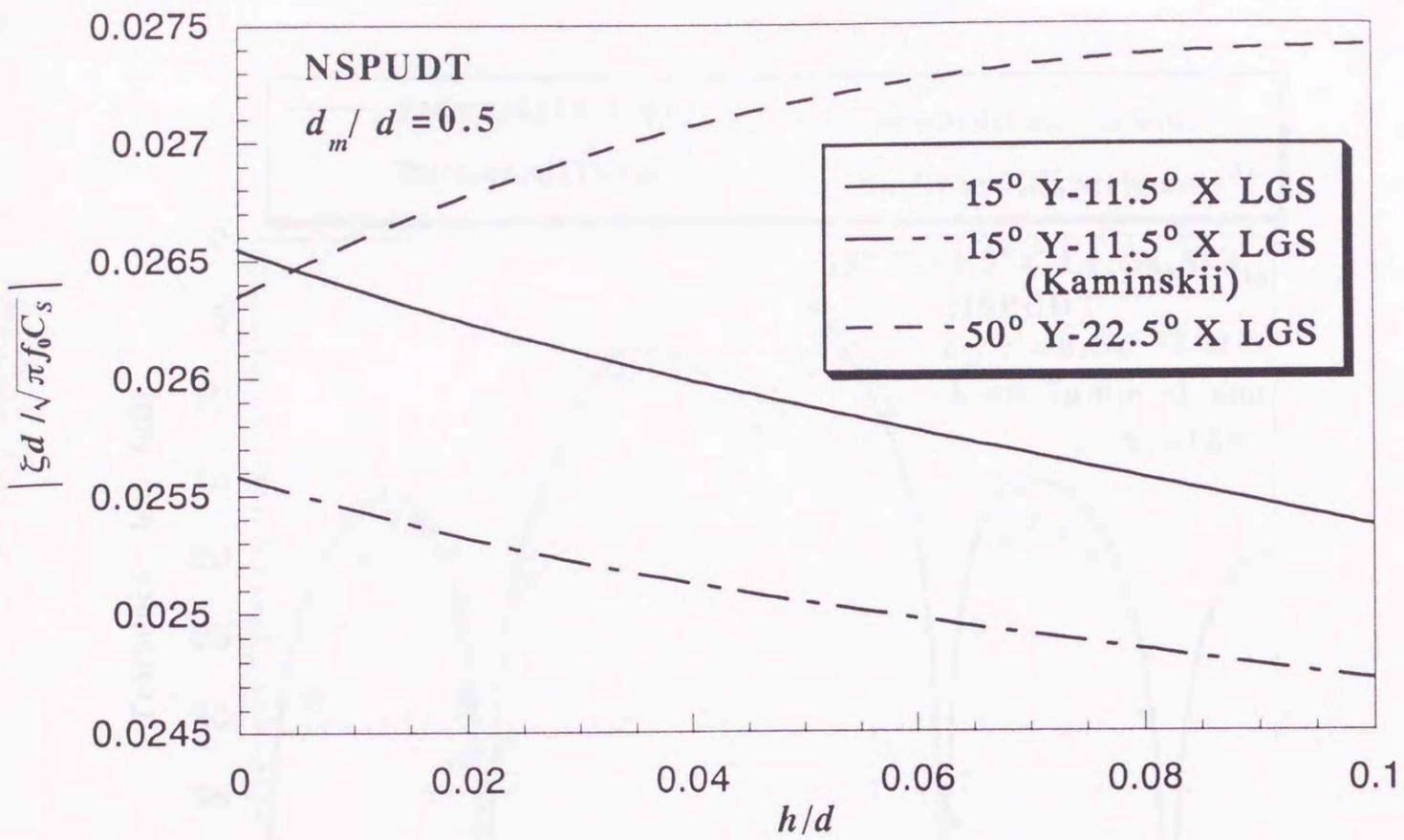


(a)  $15^\circ\text{Y} - 11.5^\circ\text{X} \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

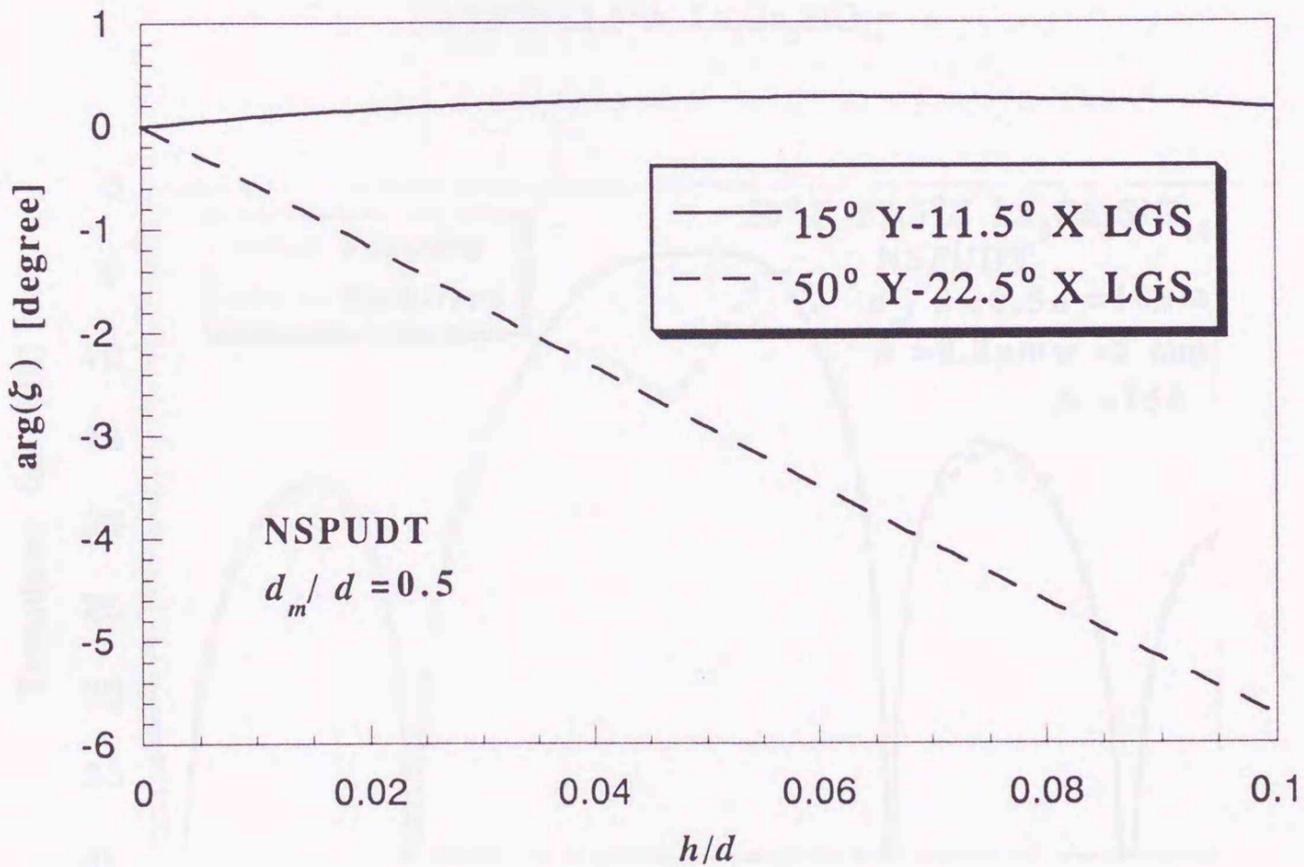


(b)  $50^\circ\text{Y} - 22.5^\circ\text{X} \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

図7.7 モード間結合係数の位相の電極膜厚依存性

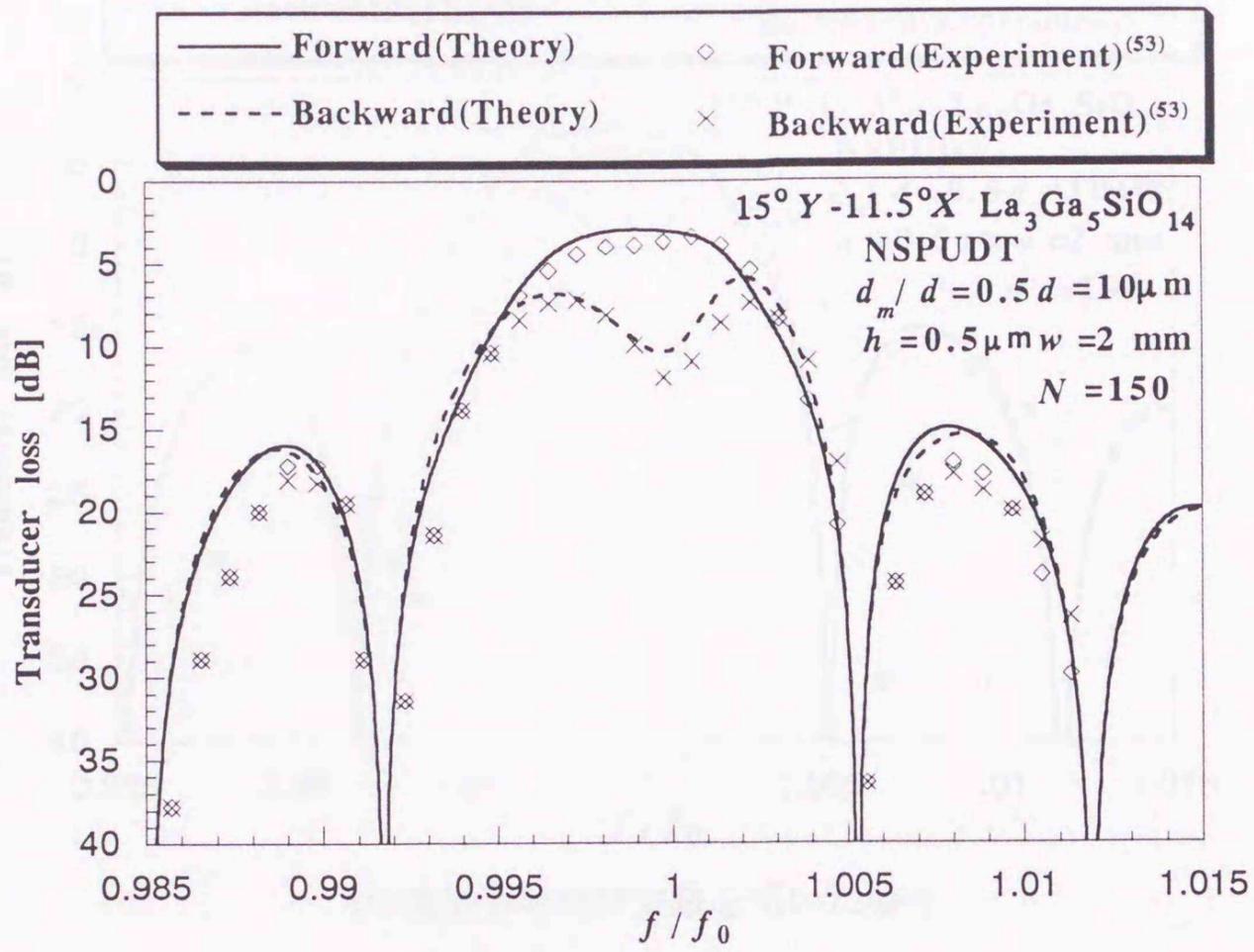


(a) 振幅

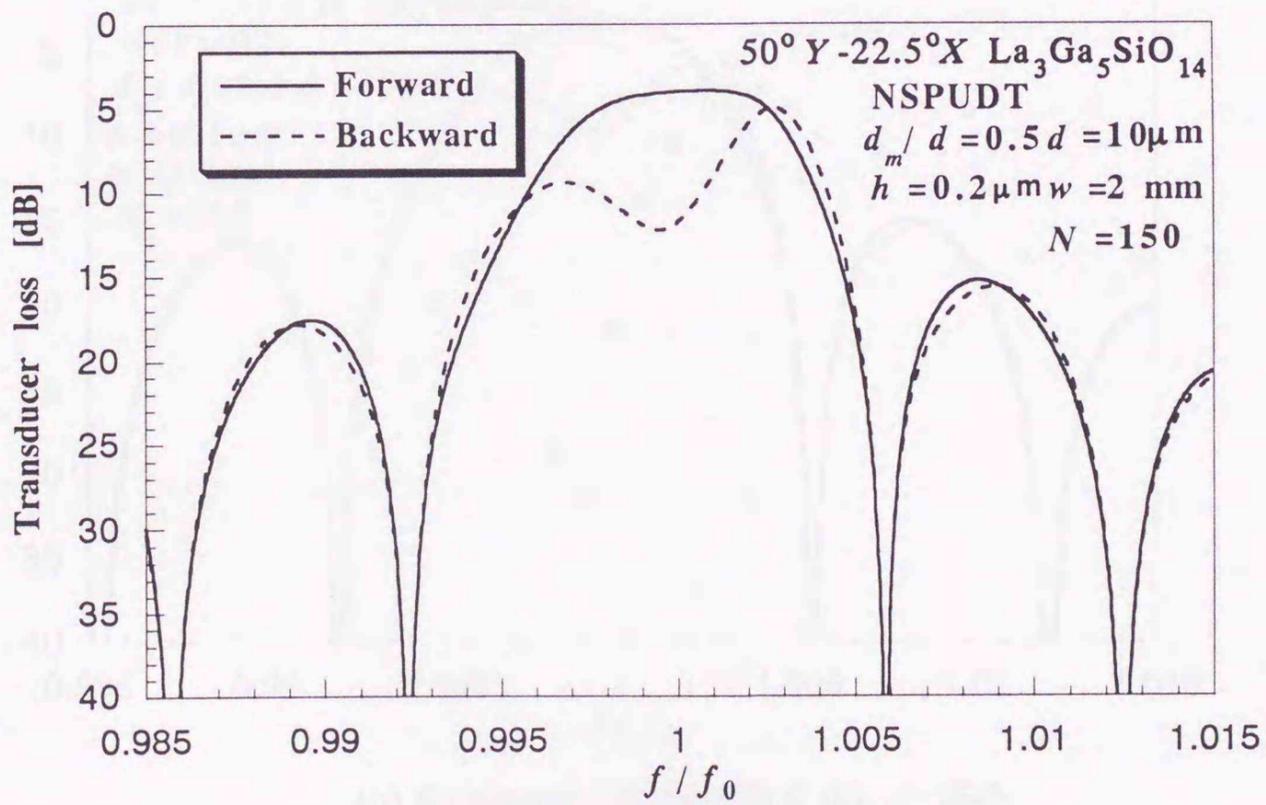


(b) 位相

図 7. 8 変換係数の電極膜厚依存性

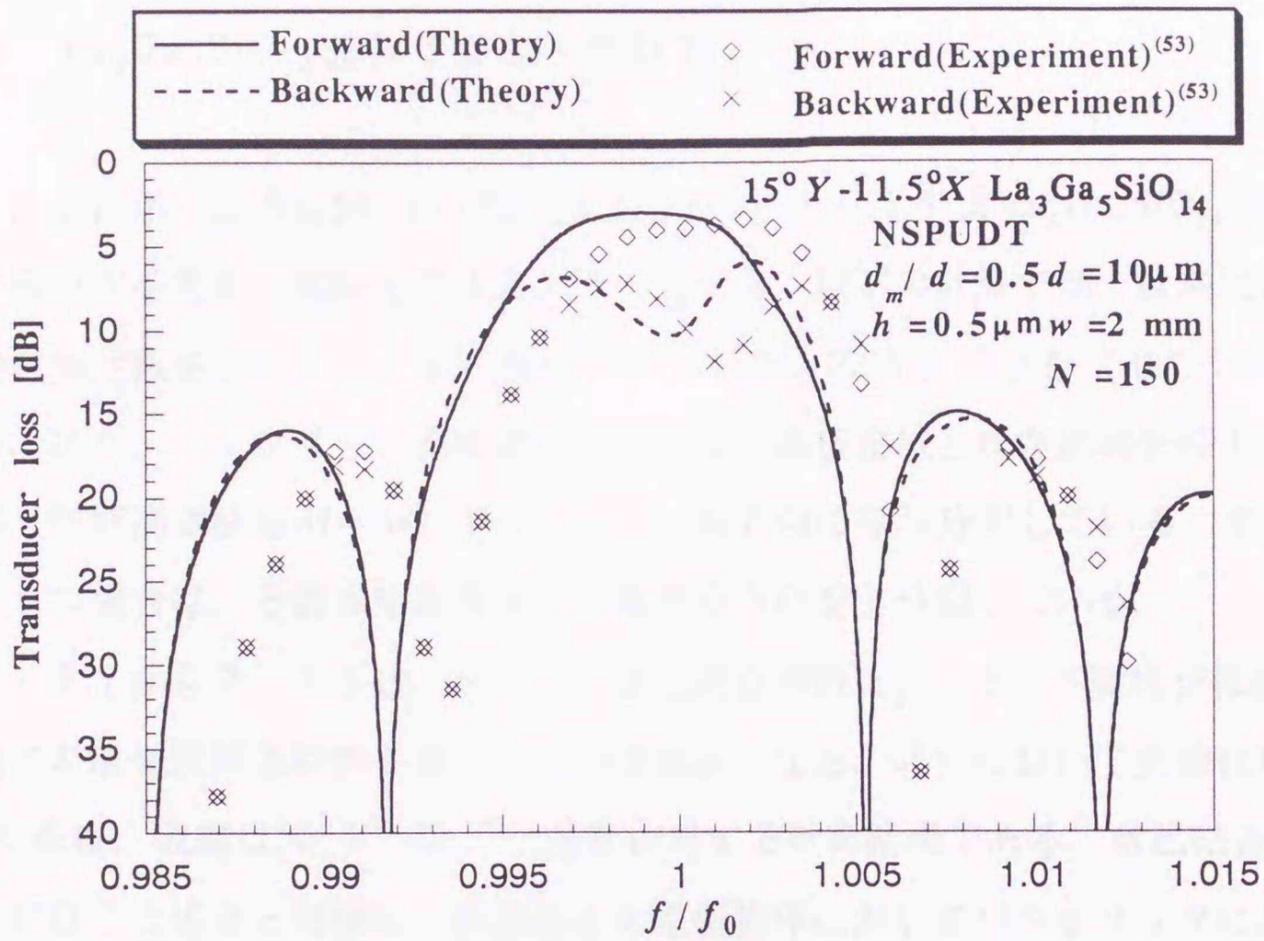


(a)  $15^\circ Y-11.5^\circ X \text{ La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

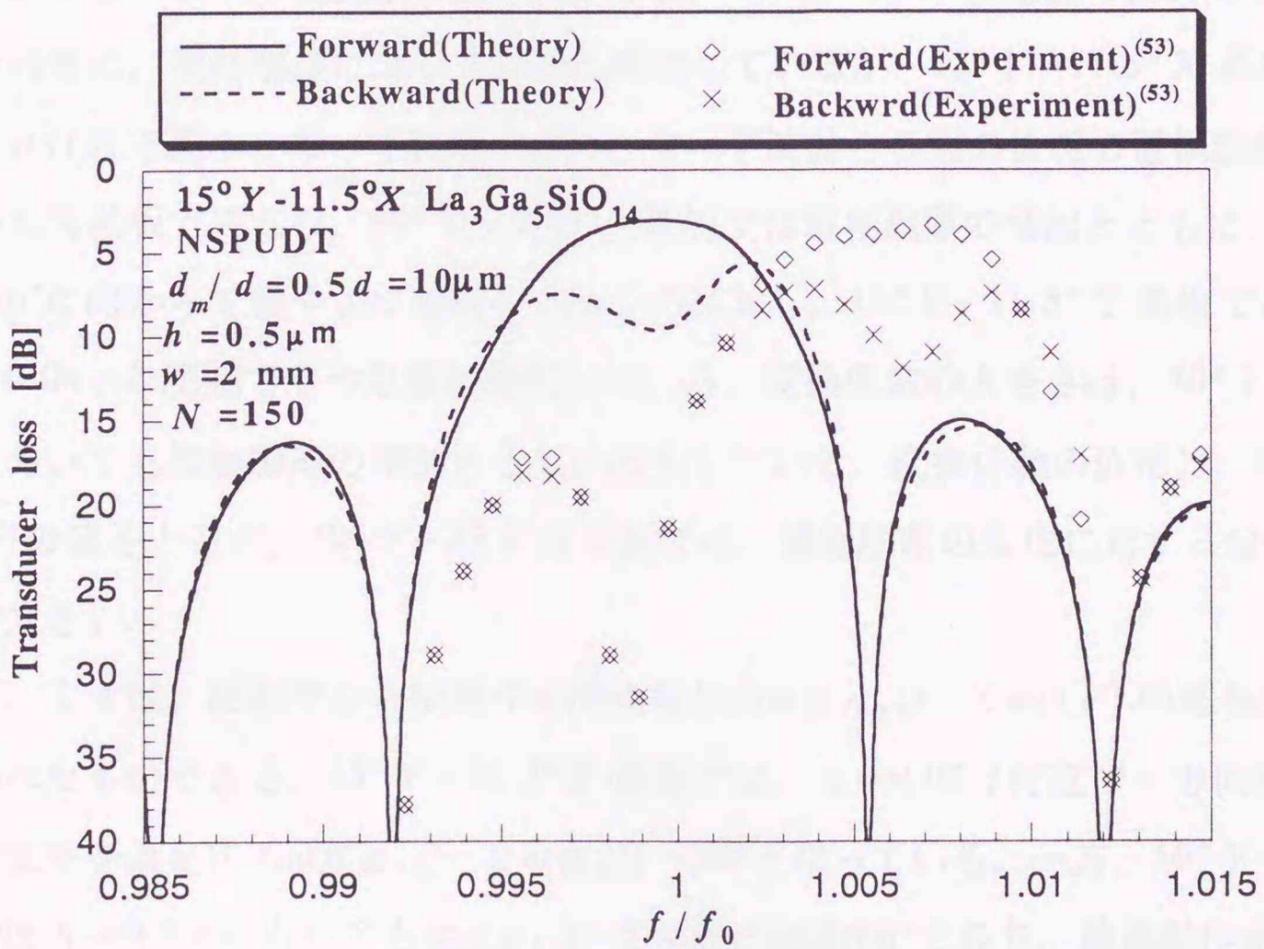


(b)  $50^\circ Y-22.5^\circ X \text{ La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$

図 7. 9 変換損失の周波数特性



(a) 豊後らの材料定数を用いた場合



(b) Kaminskii の材料定数を用いた場合

図 7. 10 変換損失の周波数特性

## 7. 5 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板 TCS-RDT

図7. 2に示すような $50^\circ Y-22.5^\circ X$ および $15^\circ Y-11.5^\circ X$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板上のTCS-RDTを考え、電極をアルミニウムとする。以下の計算では、材料定数として豊後の材料定数を用い、オイラー角を $(0^\circ, 140^\circ, 22.5^\circ)$  および $(0^\circ, 105^\circ, 11.5^\circ)$  とする。また、ハイブリッド有限要素解析では、基板領域と真空領域を各1個のスーパー要素(空間高調波数 $M=64$ )で分割し、 $x$ 軸方向に等32分割している。また、電極が厚みをもつ場合は、8節点矩形要素で電極厚み方向を1分割している。

図7. 11から7. 13は、それぞれ自己結合係数 $\kappa_{11}$ 、モード間結合係数 $\kappa_{12}$ 、変換係数 $\zeta$ の電極膜厚依存性を調べたものである。なお、図中において実線は $15^\circ Y-11.5^\circ X$  基板、破線は $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板に対する計算結果である。自己結合係数は、NSPUDTの場合と同様に、両基板とも電極膜厚に対してパラボリックに変化しているが、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板の方が電極膜厚の変化に対する自己結合係数の変化が大きいことがわかる。モード間結合係数の大きさは、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板ではNSPUDTの場合と同様に、電極膜厚に対して単調に増加しているが、 $15^\circ Y-11.5^\circ X$  基板では、 $h=0.04d$ 付近で最小となっている。また、モード間結合係数の位相の電極膜厚に対する振舞いも両基板で異なり、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板では電極膜厚の増加とともに、 $-100^\circ$ から $-150^\circ$ に向かって緩やかに漸近していくのに対し、 $15^\circ Y-11.5^\circ X$  基板では、 $0.02d < h < 0.06d$ の範囲でやや急激に変化している。変換係数の大きさは、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板においても電極膜厚の増加とともに減少している。変換係数の位相は、両基板とも約 $-45^\circ$ の値をとるが、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板では、電極膜厚の変化に対する位相の変化がやや大きい。

図7. 14は、反射中心と励振中心間の位相差 $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta)$ の電極膜厚依存性を調べたものである。 $15^\circ Y-11.5^\circ X$  基板では、 $h=0.05d$ 付近で一方向性動作の最適動作条件を満足する $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta) = 90^\circ$ となっている。一方、 $50^\circ Y-22.5^\circ X$  基板では $h=0.1d$ においても $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta)$ は約 $66^\circ$ であり、最適動作条件を満足しないことがわかる。

図7. 15, 7. 16は、それぞれ電極周期 $d=10\mu\text{m}$ 、開口長 $2\text{mm}$ とした150対のTCS-RDTの変換特性を調べたものである。なお、基板は、図7. 15では、

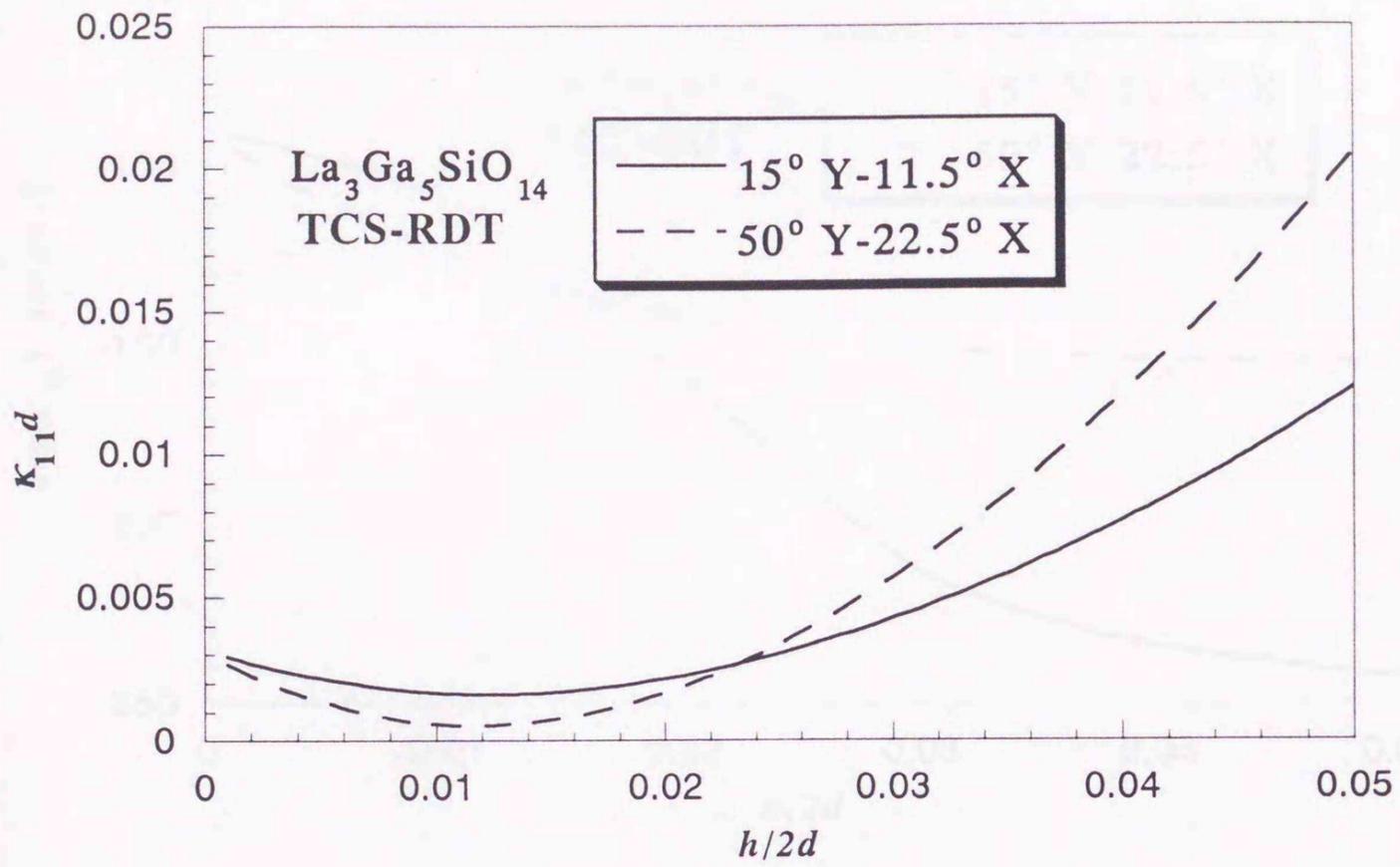
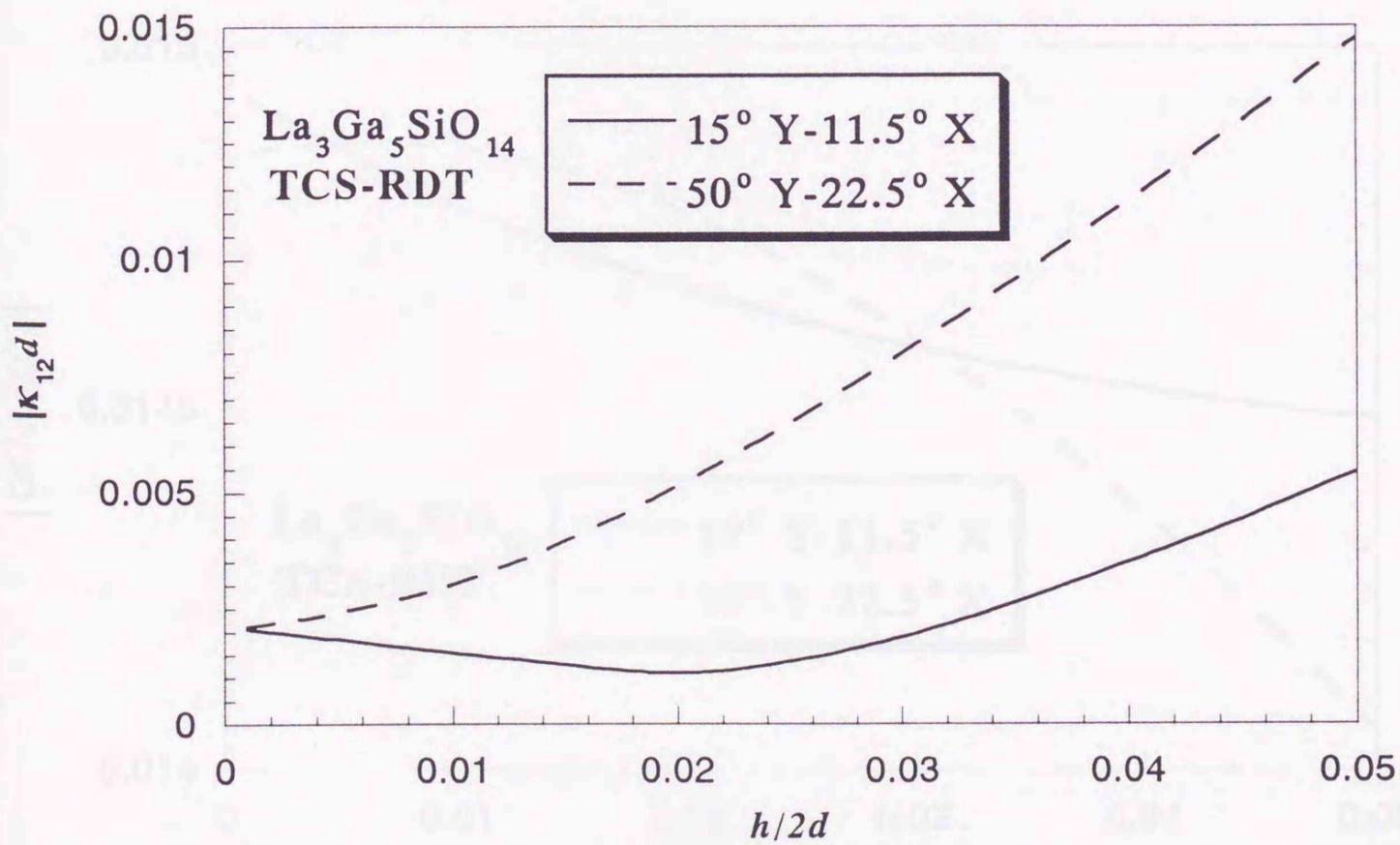
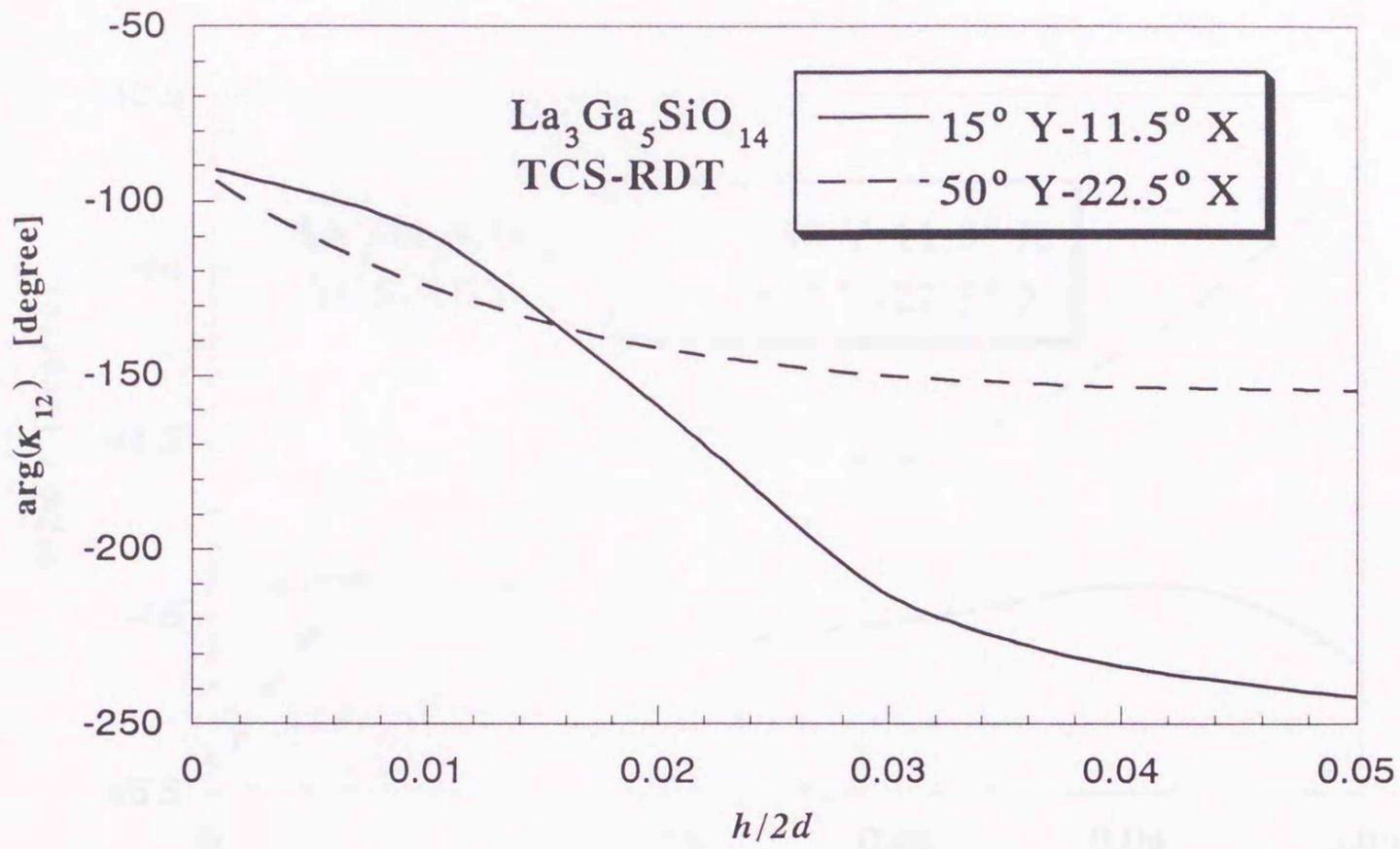


図7. 1 1 自己結合係数の電極膜厚依存性



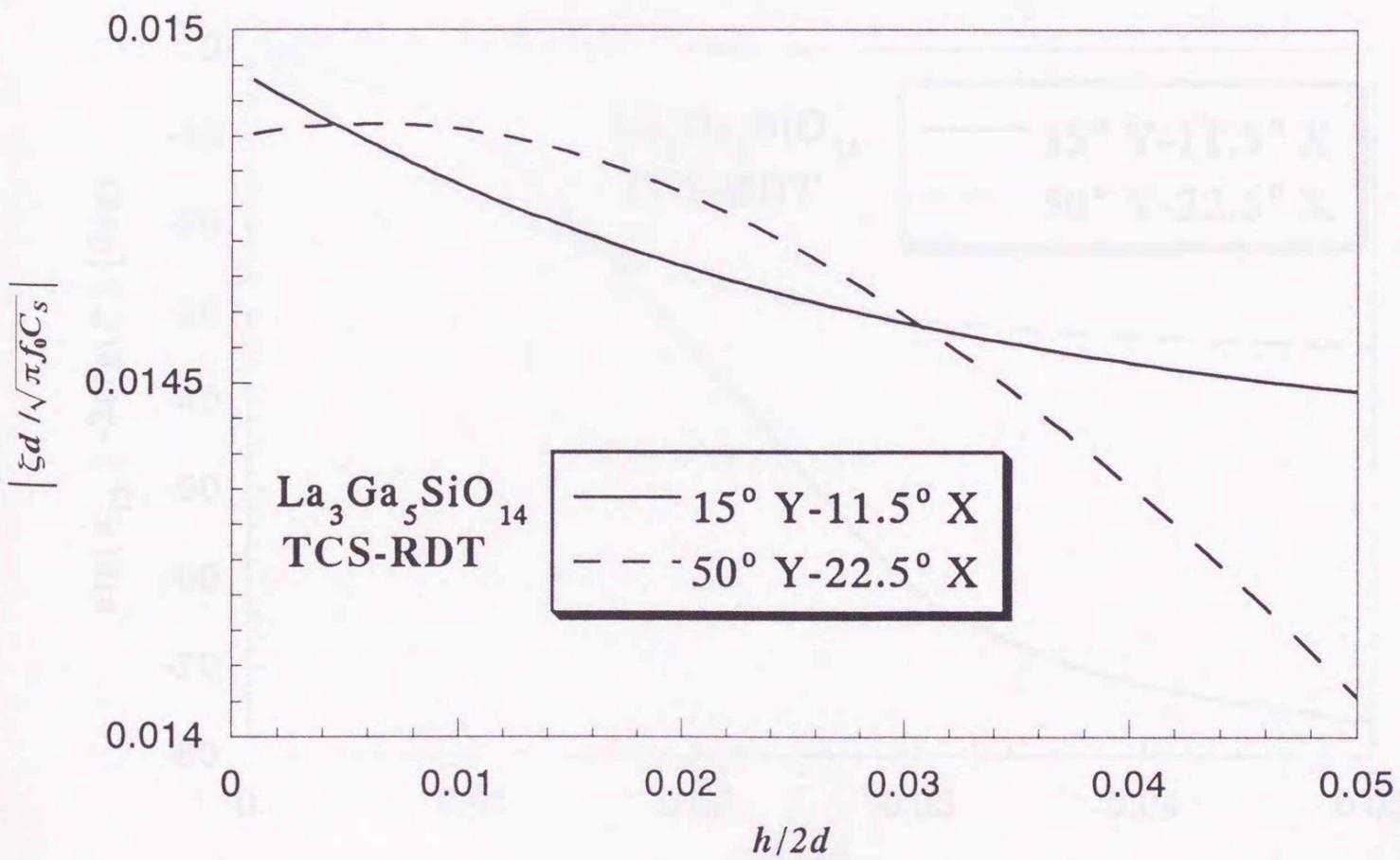
(a) 位相

図7. 1 2 モード間結合係数の電極膜厚依存性



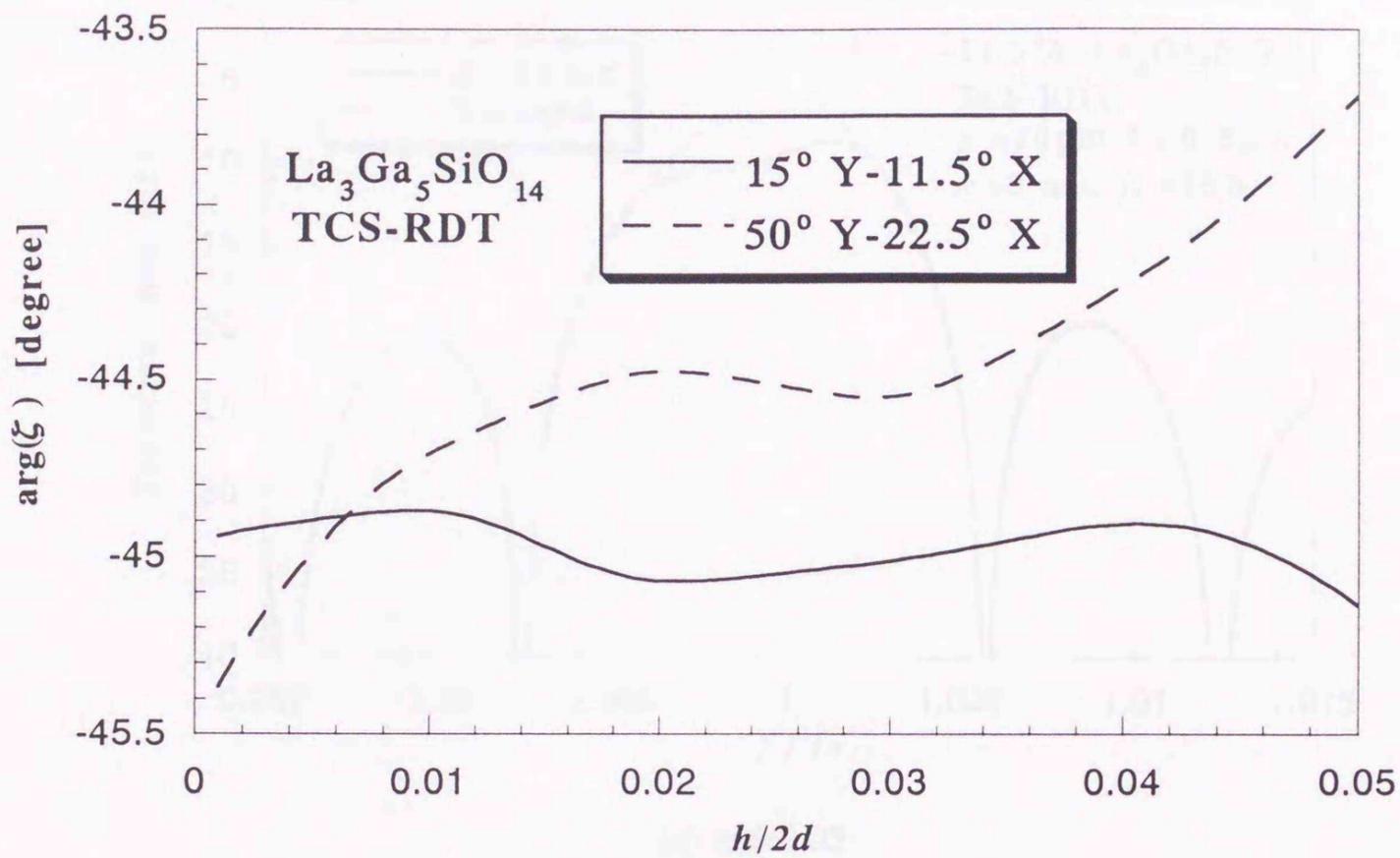
(b) 位相

図 7. 1 2 モード間結合係数の電極膜厚依存性



(a) 振幅

図 7. 1 3 変換係数の電極膜厚依存性



(b) 位相

図 7. 1 3 変換係数の電極膜厚依存性

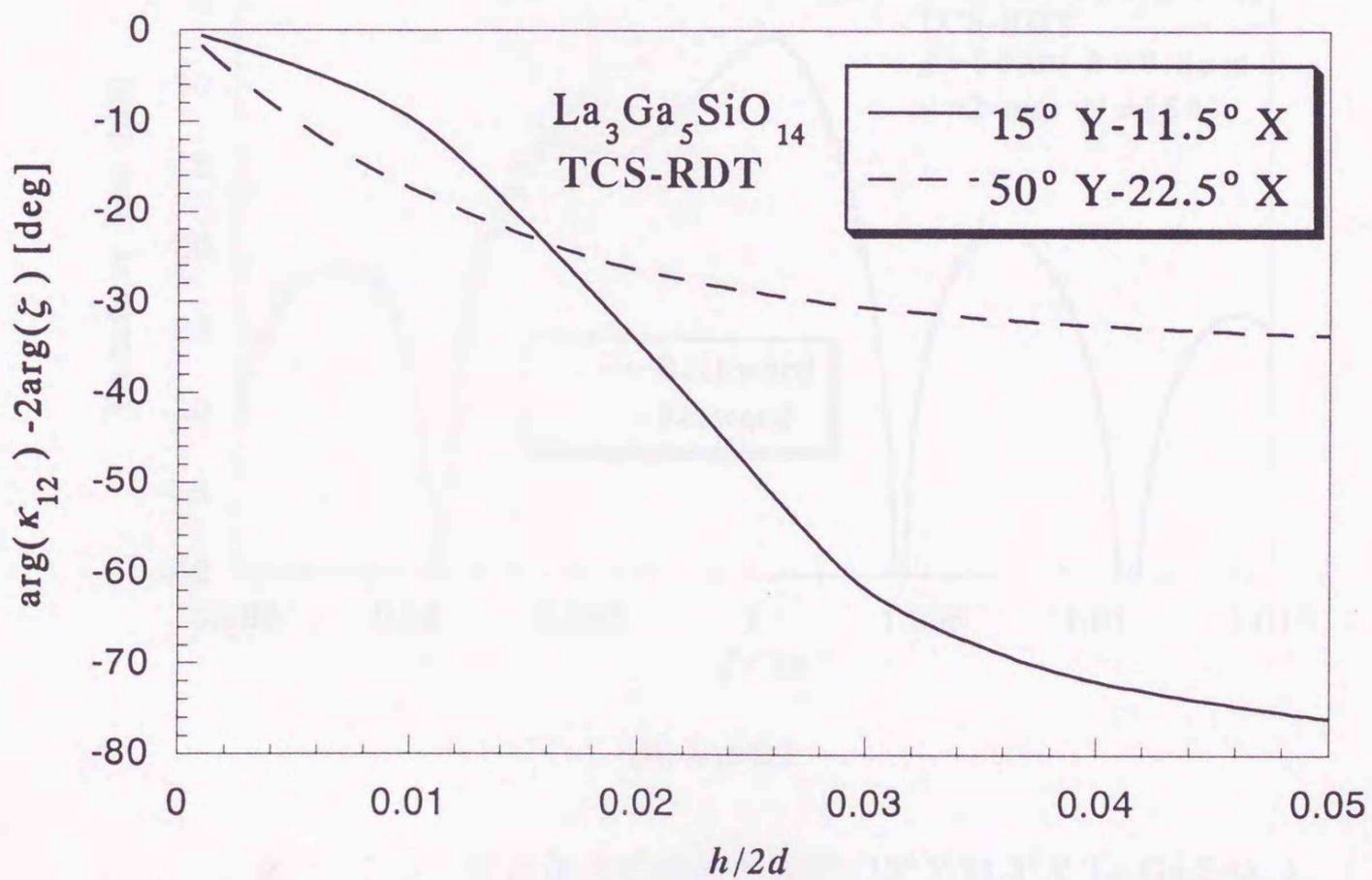
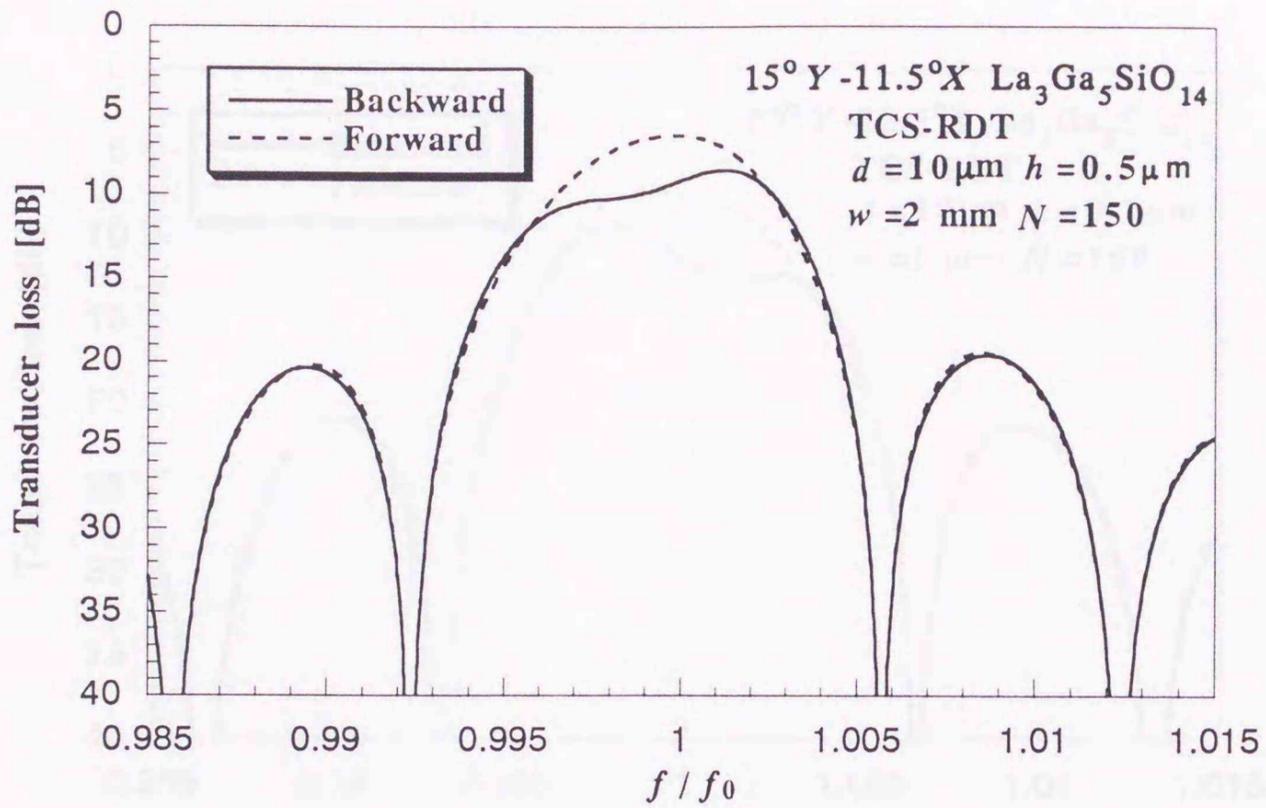
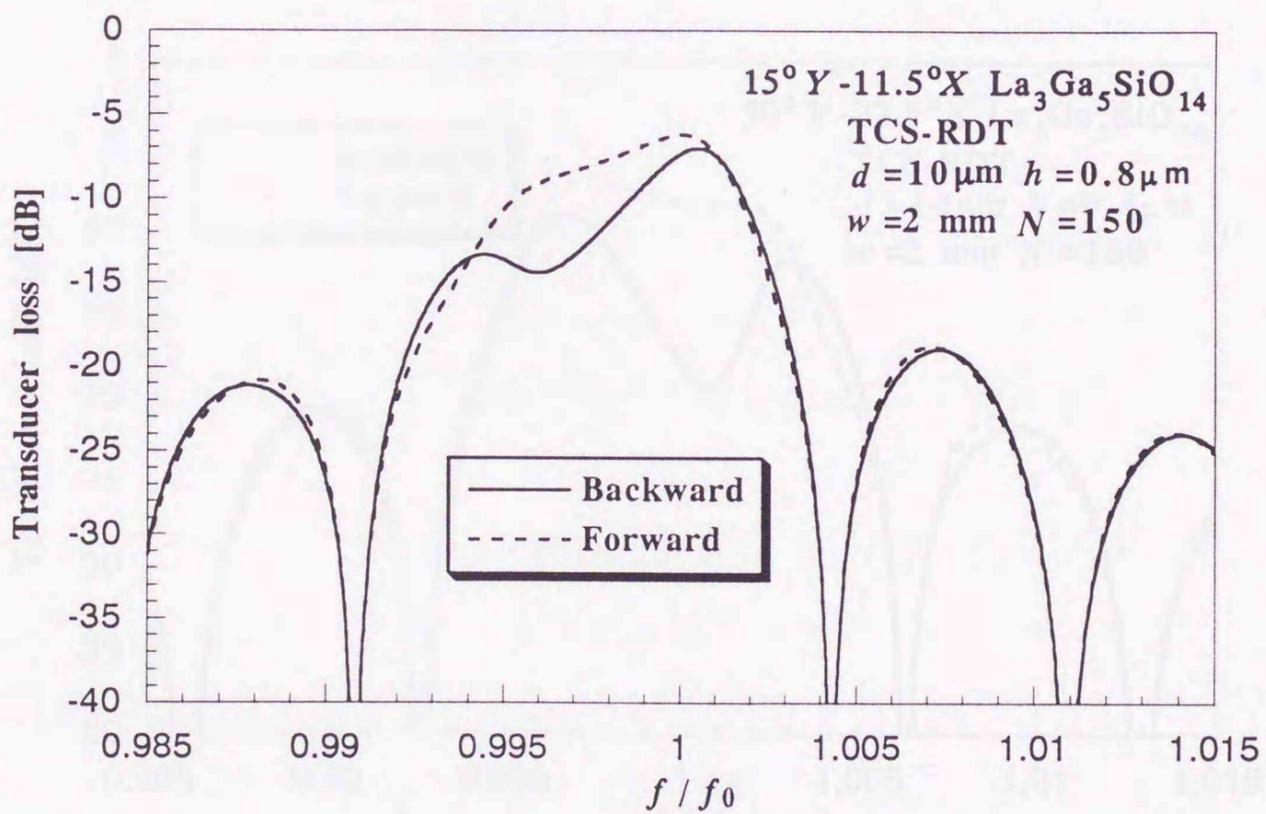


図 7. 1 4 反射中心と励振中心の位相差

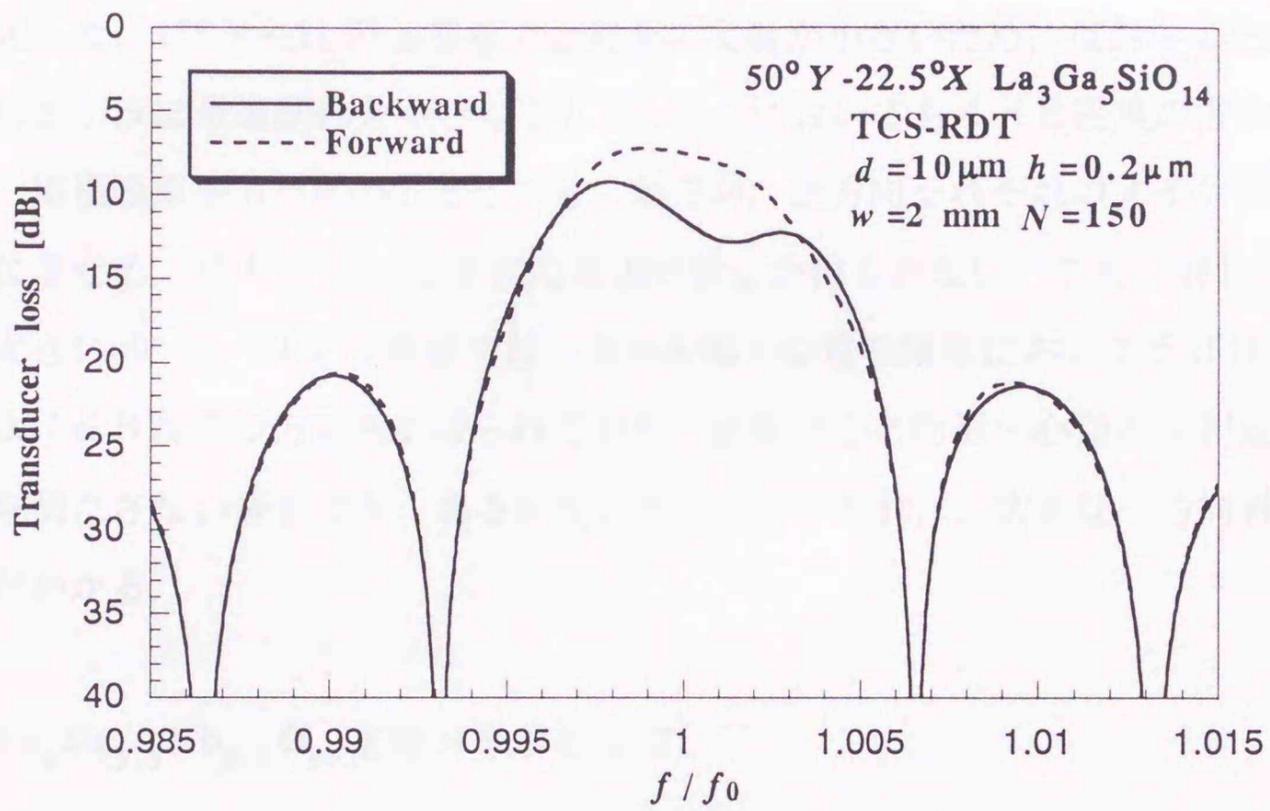


(a)  $h/d=0.05$

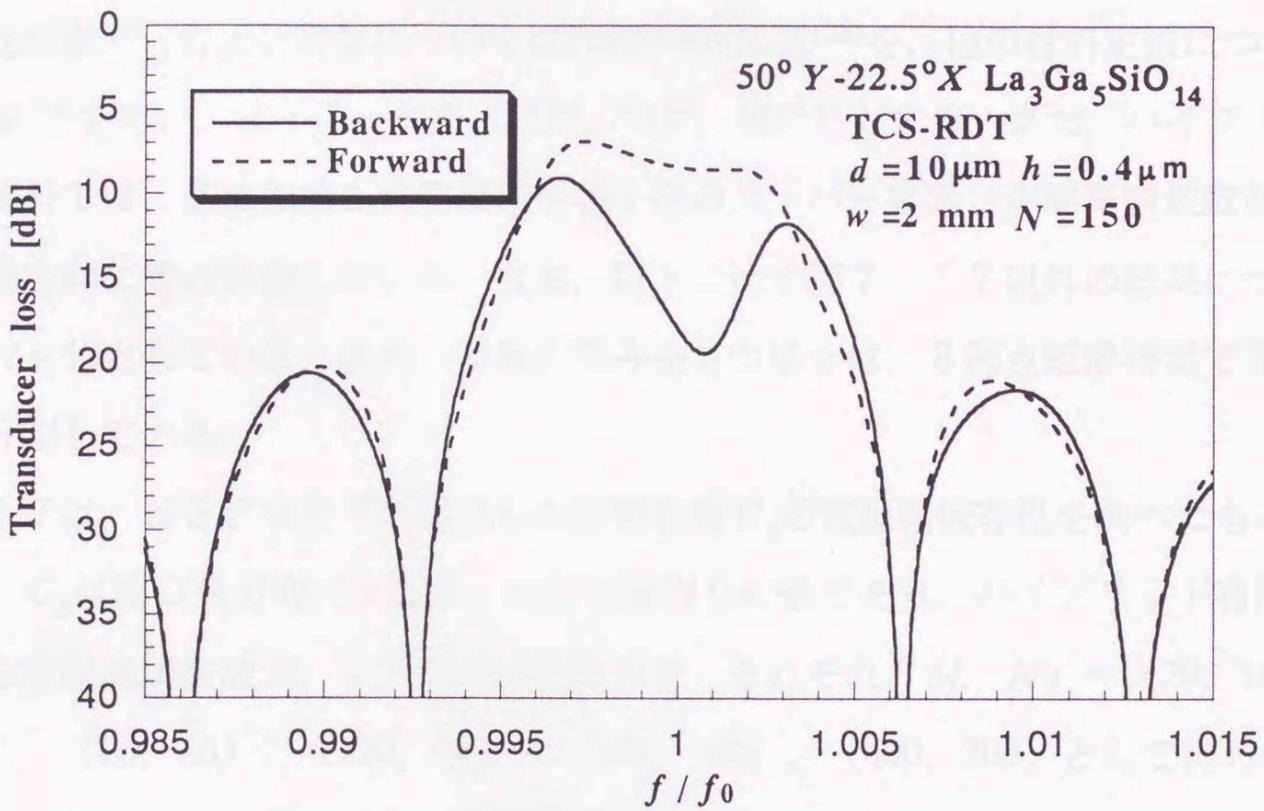


(b)  $h/d=0.1$

図 7. 1 5 変換損失の周波数特性 ( $15^\circ Y - 11.5^\circ X \text{ La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ )



(a)  $h/d=0.02$



(b)  $h/d=0.04$

図 7. 1 6 変換損失の周波数特性 ( $50^\circ\text{Y}-22.5^\circ\text{X}$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ )

15° Y-11.5° X基板, 図7. 16では50° Y-22.5° X基板とし, 整合インピーダンスは50Ωを仮定した. 15° Y-11.5° X基板では電極の反射が小さいため, 反射中心と励振中心間の位相差がほぼ最適動作条件となる $h=0.05d$ においても4dB程度の方向性しか得られず, 電極膜厚を $h=0.08d$ としても, 順方向, 逆方向それぞれのメインローブが非対称となるため, 最大でも5.5dB程度の方向性しか得られない. これに対し, 電極の反射が大きい50° Y-22.5° X基板では,  $h=0.02d$ の電極膜厚において5dB,  $h=0.04d$ では11dB程度の方向性が得られており, 反射中心と励振中心間の位相差が最適動作条件を満たさない場合でも, ある程度の電極反射があれば, 大きな一方向性が得られることがわかる.

## 7. 6 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板NSPUDT

図7. 1に示すような $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板上的NSPUDT(周期 $d$ , 電極幅 $d_m$ , 電極膜厚 $h$ )を考え, 電極をアルミニウムとする. 以下の計算では, 材料定数として圧電定数と弾性定数 $C_{13}$ および密度についてはPisarevskyの値<sup>(28)</sup>を, 他の材料定数については井上らの値<sup>(33)</sup>を用い, オイラー角を(110°, 145°, 145°)とする. また, ハイブリッド有限要素解析では, 基板領域と真空領域を各1個のスーパー要素(空間高調波数 $M$ )で分割し,  $x$ 軸方向に等 $N$ 分割している. なお, 以下に示す図7. 17以外の結果については,  $M=80$ ,  $N=40$ としている. また, 電極が厚みをもつ場合は, 8節点矩形要素で電極厚み方向を1分割している.

図7. 17は, NSPUDT1対当りの静電容量 $C_s$ の電極幅依存性を調べたものである. なお,  $C_s$ は開口長方向( $y$ 方向)の単位長当りの値であり, ハイブリッド有限要素法における空間高調波数 $M$ ,  $x$ 方向の分割数 $N$ を, それぞれ $(M, N) = (20, 10)$ ,  $(40, 20)$ ,  $(80, 40)$ ,  $(120, 60)$ ,  $(200, 100)$ ,  $(400, 200)$ として得られる計算結果による外挿値である. また, 電極膜厚 $h$ は零としている.

図7. 18および7. 19は, 自己結合係数 $\kappa_{11}$ , モード間結合係数 $\kappa_{12}$ , 変換係数 $\zeta$ , および反射中心と励振中心間の位相差 $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta)$ の電極幅ならびに電極膜厚依存性を調べたものである. 自己結合係数は $h=0$ の場合には, 電極幅の増加とともにその値が増加しているが,  $h=0.02d$ の場合には単調に減少し, さらに $h>0.04d$ では電極幅の

増加に対して極大値をもつパラボリックな変化をしている。これは、 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板の場合と同様に、 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  ( $110^\circ$ ,  $145^\circ$ ,  $145^\circ$ ) 基板上の弾性表面波の音速が、バルクのアルミニウムの横波の音速 (約3050 m/s), 縦波の音速 (約6420 m/s) よりも遅いためと思われる。モード間結合係数の大きさは、 $h = 0$  の場合には、電極幅の増加とともに減少しているが、 $h > 0.02 d$  では電極幅および電極膜厚の増加とともに増加している。モード間結合係数の位相は、すべての電極膜厚において電極幅の増加とともに増加しており、電極膜厚  $h \geq 0.02 d$  かつ電極幅  $d_m < 0.4 d$  の領域においては、電極幅に対して急激にその値が変化している。静電容量  $C_s$  で規格化された変換係数の大きさは、電極幅に対して極大値をとりつつパラボリックに変化し、 $50^\circ Y-22.5^\circ X \text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板の場合と同様に、電極膜厚の増加とともに増加することがわかる。変換係数の位相は電極膜厚が零以外の場合は零となっておらず、励振中心が電極中心からシフトすることがわかる。そのシフト量は、電極幅および電極膜厚の増加とともに増加し、 $h > 0.04 d$  の場合には、 $d_m < 0.6 d$  の範囲で電極幅の変化に対して急激に変化する。このため、モード間結合係数の位相が  $90^\circ$  となる電極幅、電極膜厚と、反射中心と励振中心の距離が最適条件である  $\lambda/8$  (位相差  $\arg(\kappa_{12}) - 2 \arg(\zeta) = 90^\circ$ ) となる電極幅、電極膜厚は一致しない。図7. 19から、 $(h, d_m) = (0.01 d, 0.65 d)$ ,  $(0.02 d, 0.5 d)$ , および  $h > 0.04 d$  においては  $d_m = 0.3 d$  において  $\arg(\kappa_{12}) - 2 \arg(\zeta) = 90^\circ$  となる一方向性動作に関する最適動作条件が得られることがわかる。

図7. 20は、モード結合パラメータの電極幅依存性について、本手法による結果と1次の摂動法<sup>(48)</sup>, <sup>(49)</sup>による結果を比較したものである。 $h \leq 0.01 d$  の領域において、本手法によって得られた自己結合係数、およびモード間結合係数の大きさは、1次の摂動法による結果とよく一致している。また、 $h \geq 0.02 d$  では、モード間結合係数の大きさが最大となる電極幅が、本手法によるものと1次の摂動法によるものとで異なることがわかる。モード間結合係数の位相については、 $d_m > 0.5 d$  の範囲において本手法による結果と1次の摂動法による結果は比較的良く一致しているが、 $d_m < 0.5 d$  の範囲では、電極幅の減少とともに両手法間の差は増加し、特に、 $h \geq 0.02 d$  ではその差が顕著なものとなっている。

図7. 21は、電極周期  $d = 12 \mu\text{m}$ , 電極幅  $d_m = 0.5 d$ , 開口長  $1.92 \text{mm}$  とした100対のNSPUDTの変換特性を調べたものである。電極膜厚  $h$  は、図7. 21 (a) では  $h = 0.04 d$ , 図7. 21 (b) では  $h = 0.08 d$  としている。整合インピーダンスは  $50 \Omega$  を仮

定した。本手法による結果は、どちらの電極膜厚の場合にも実験値<sup>(121)</sup>と良く一致している。なお、実験値における中心周波数  $f_0$  は 112.8 MHz である。

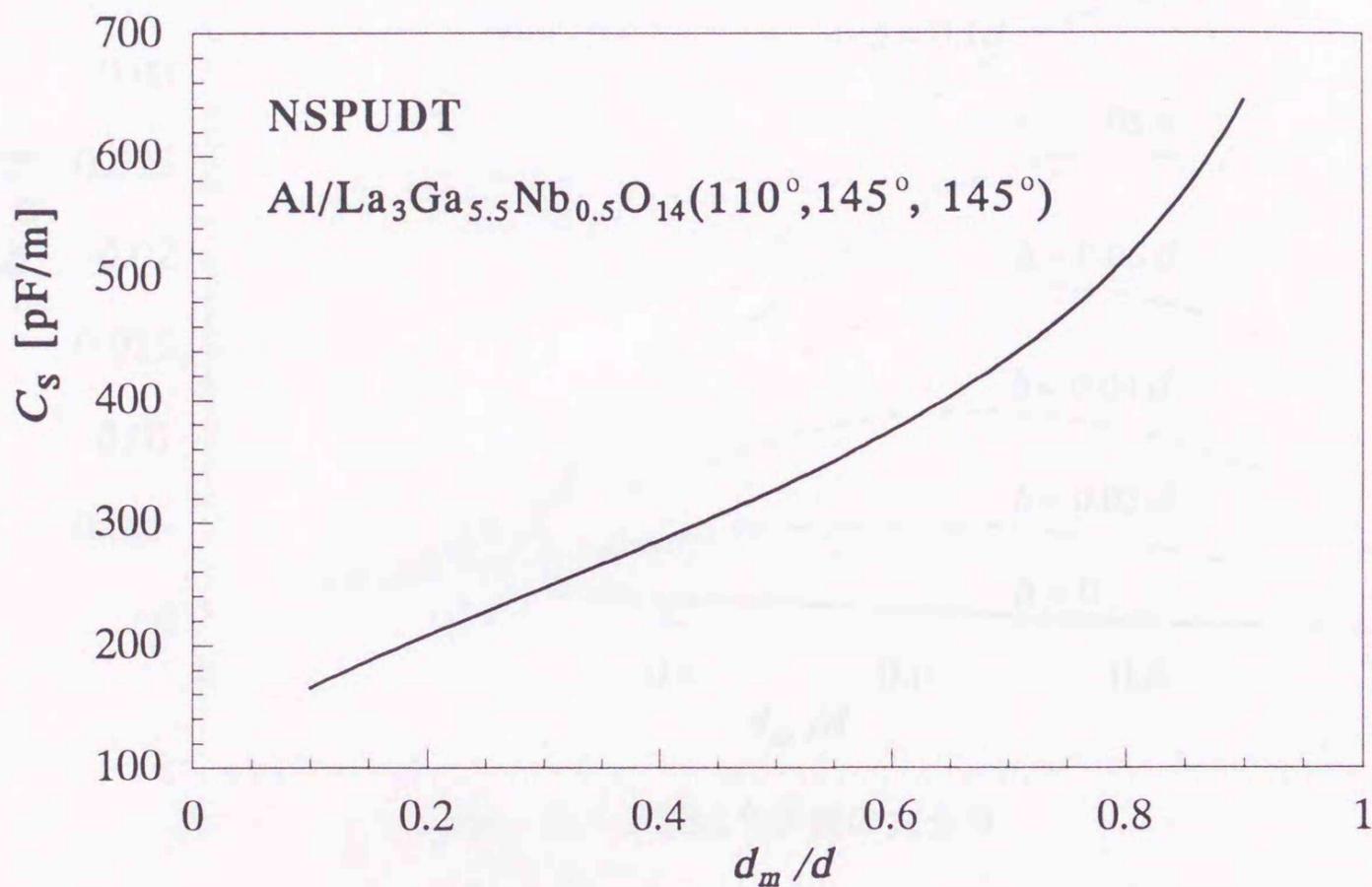
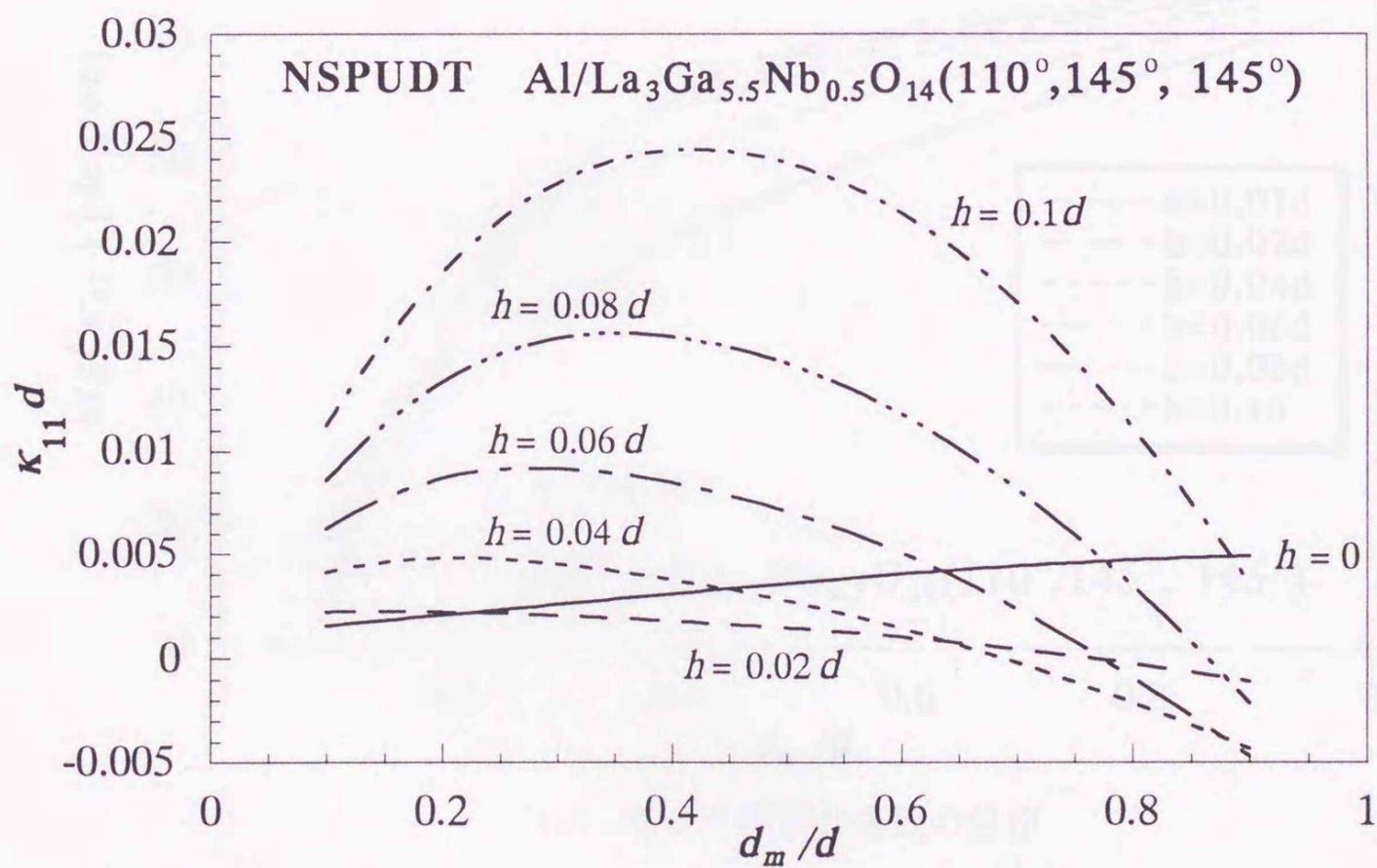
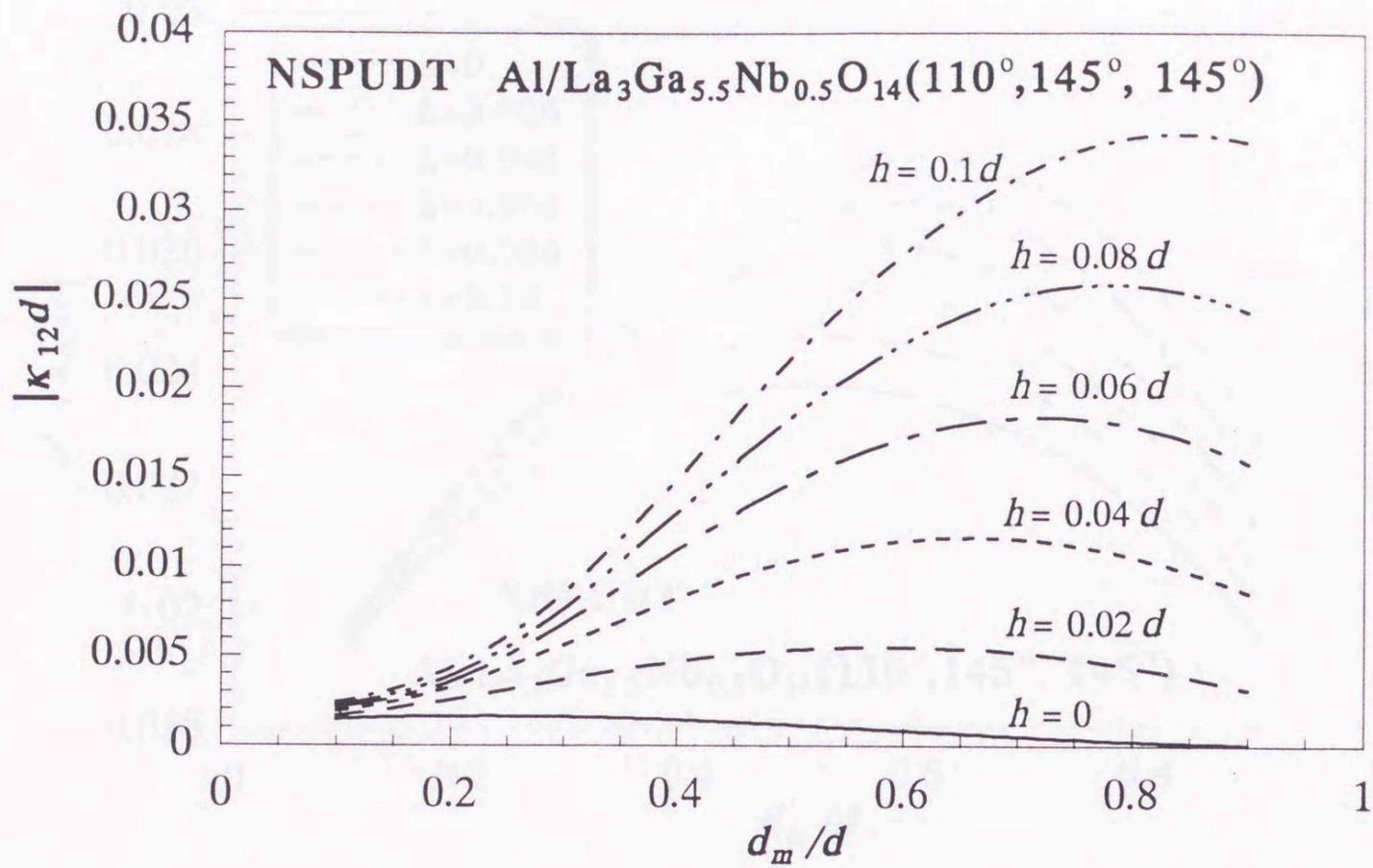


図 7. 17 静電容量の電極幅依存性

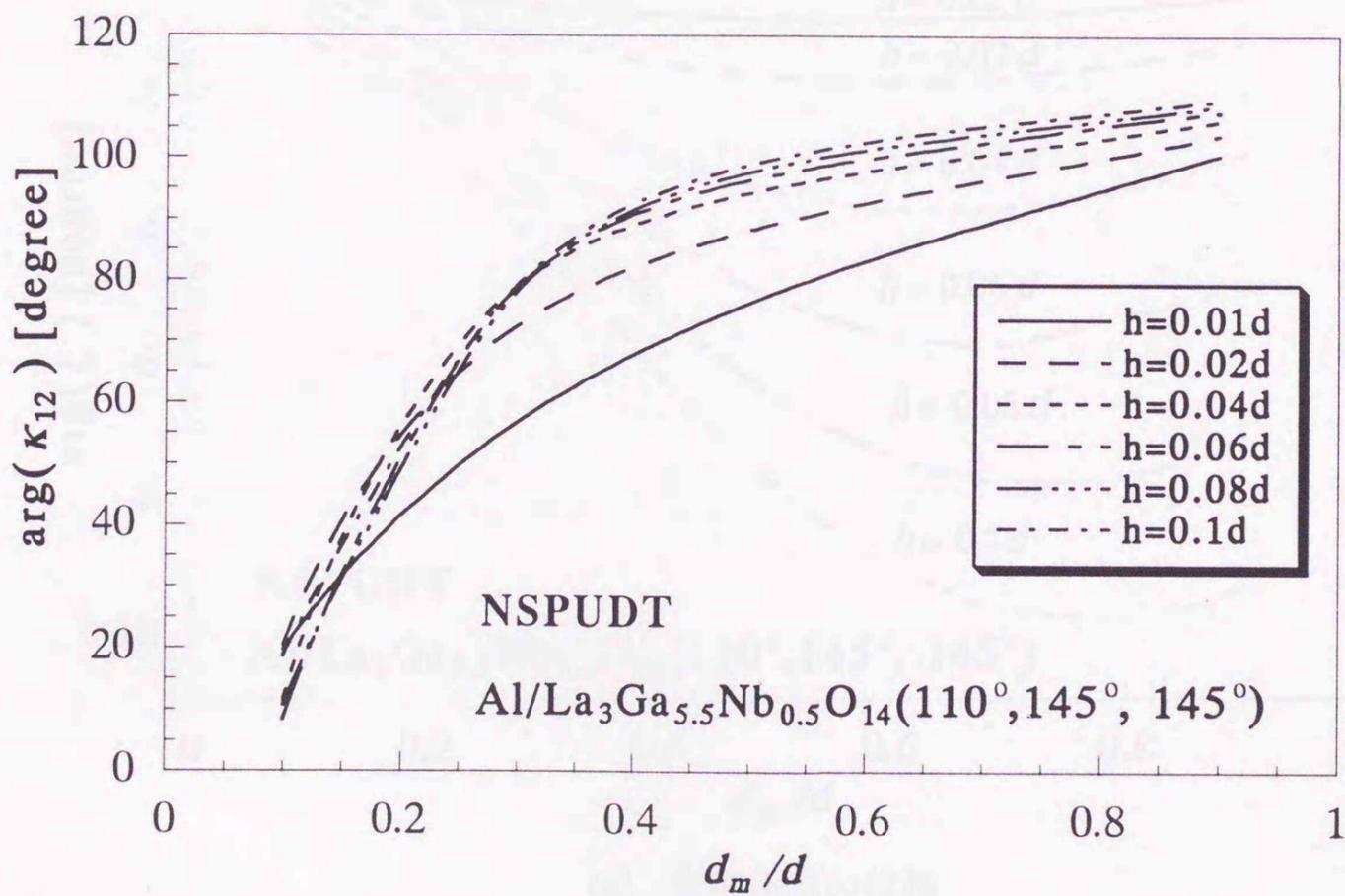


(a) 自己結合係数

図 7. 18 モード結合パラメータの電極幅依存性

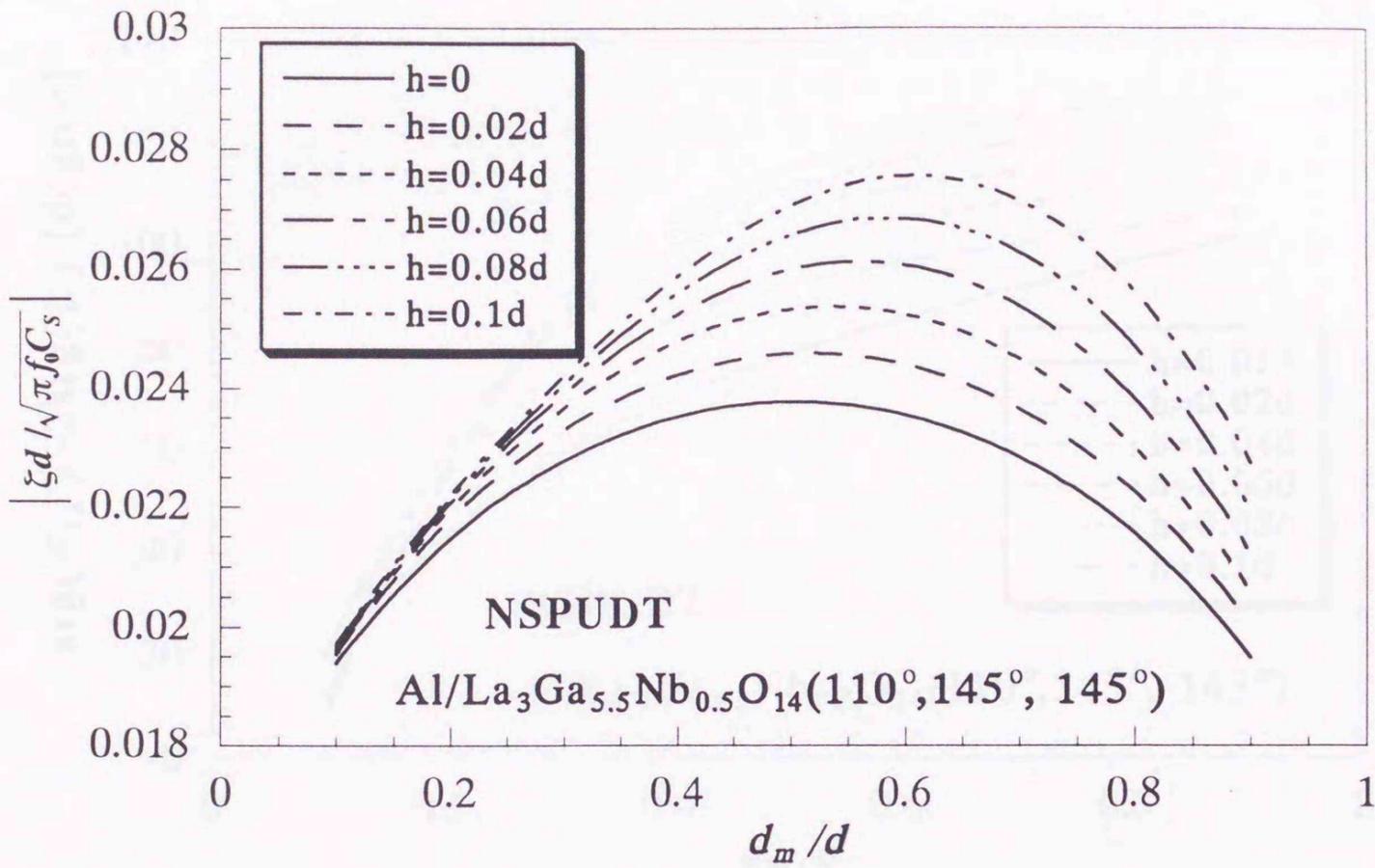


(b) モード間結合係数の大きさ

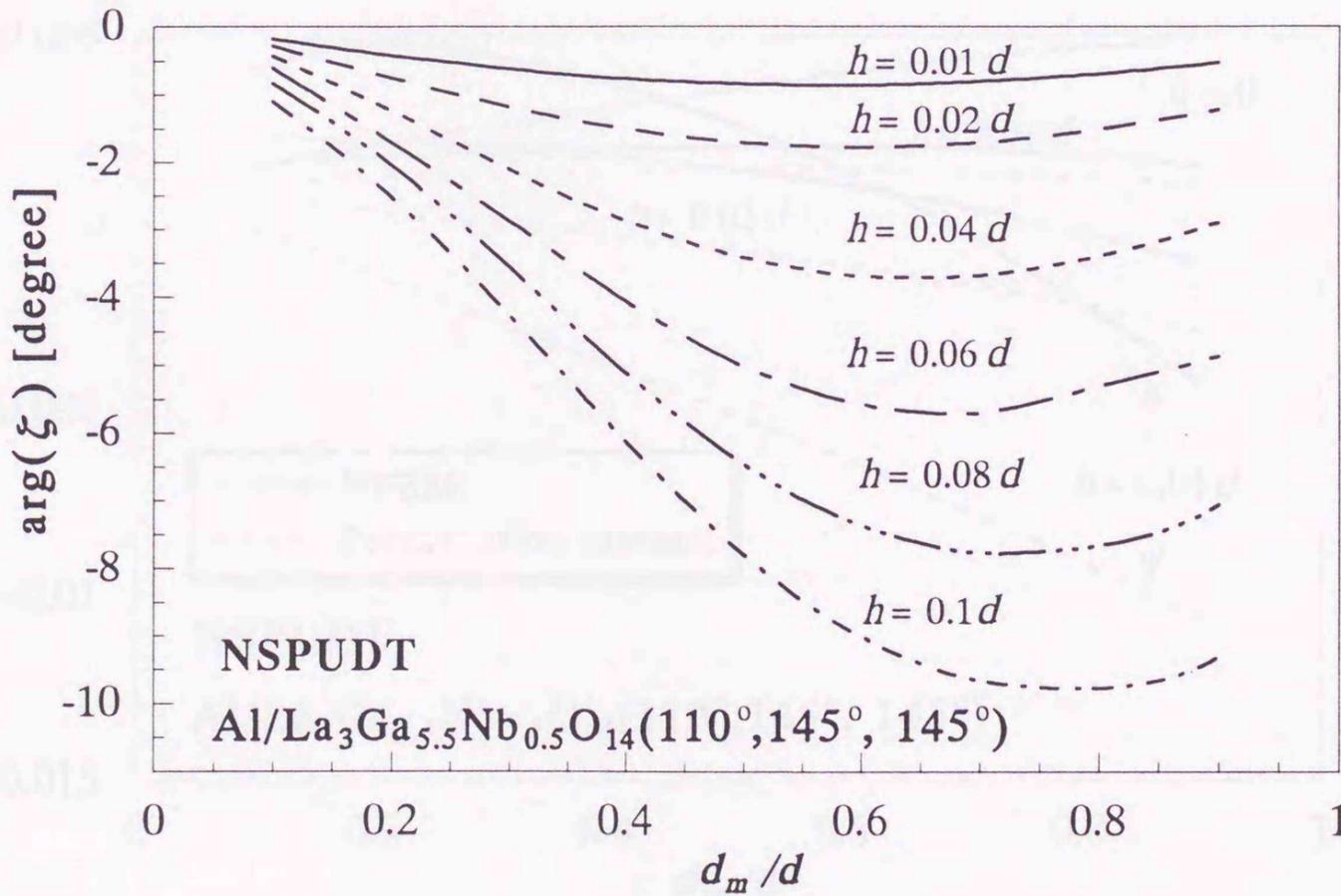


(c) モード間結合係数の位相

図7. 18 モード結合パラメータの電極幅依存性



(d) 変換係数の大きさ



(e) 変換係数の位相

図7. 18 モード結合パラメータの電極幅依存性

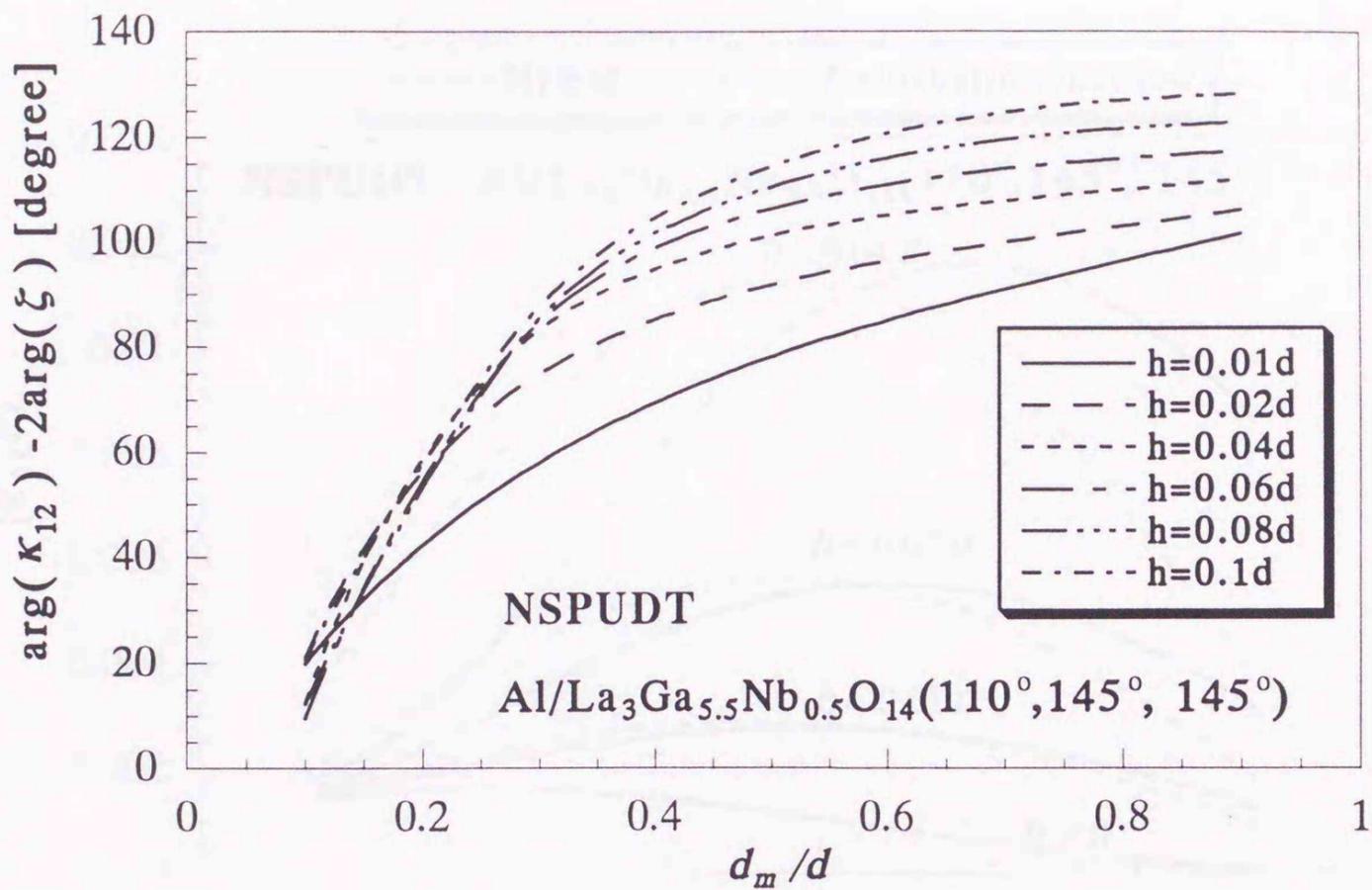
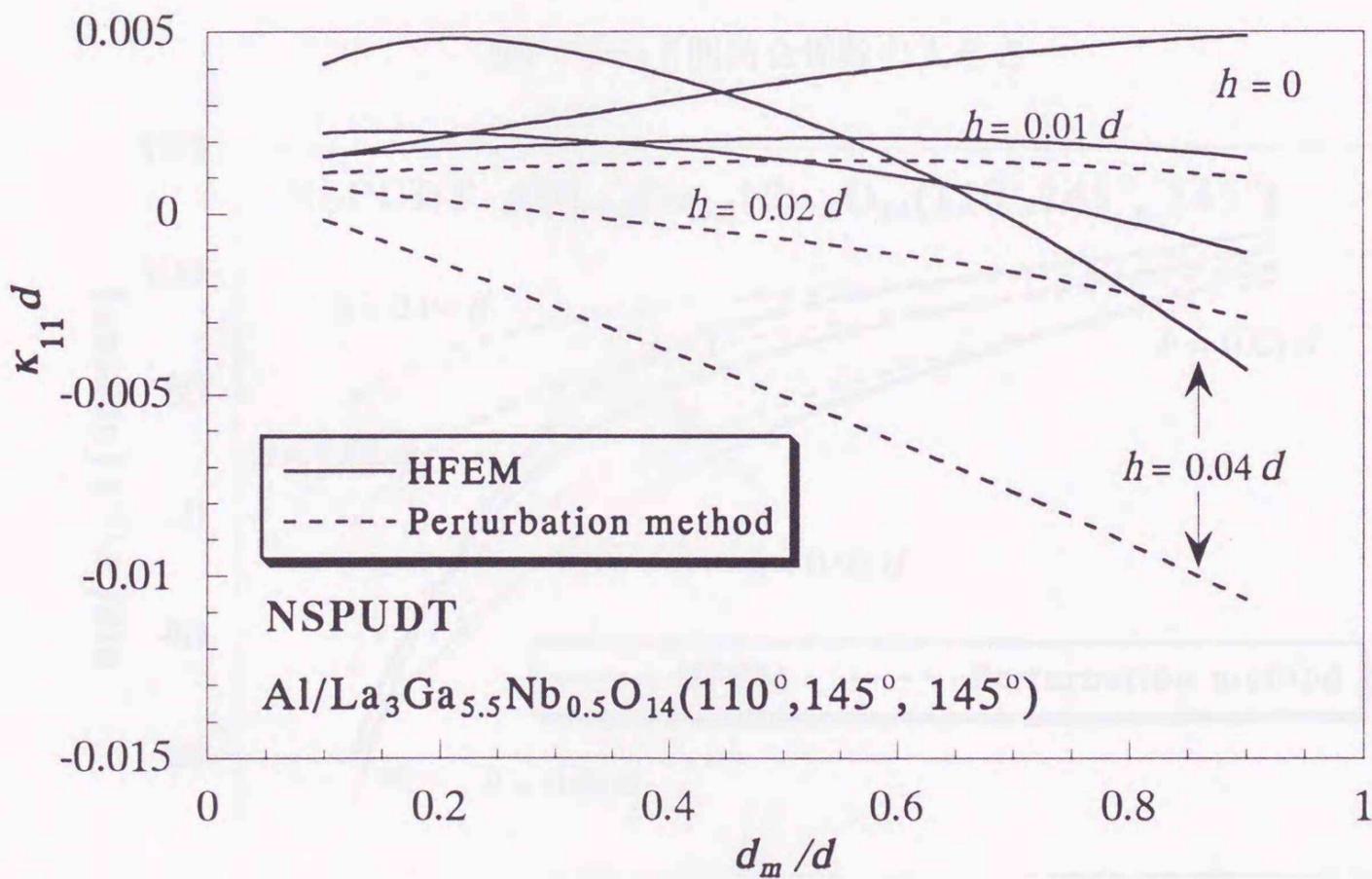
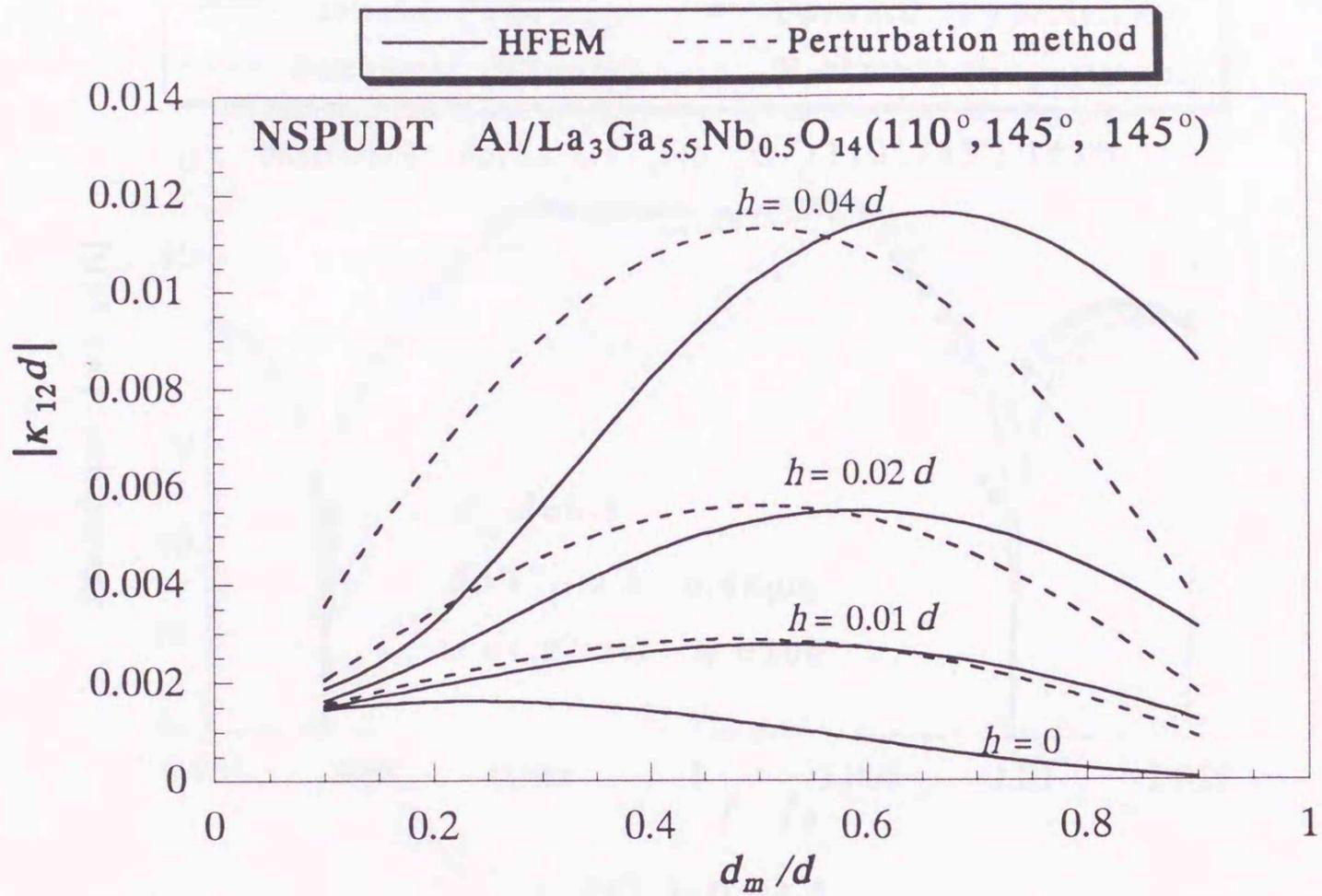


図7. 19 反射中心と励振中心の位相差の電極幅依存性

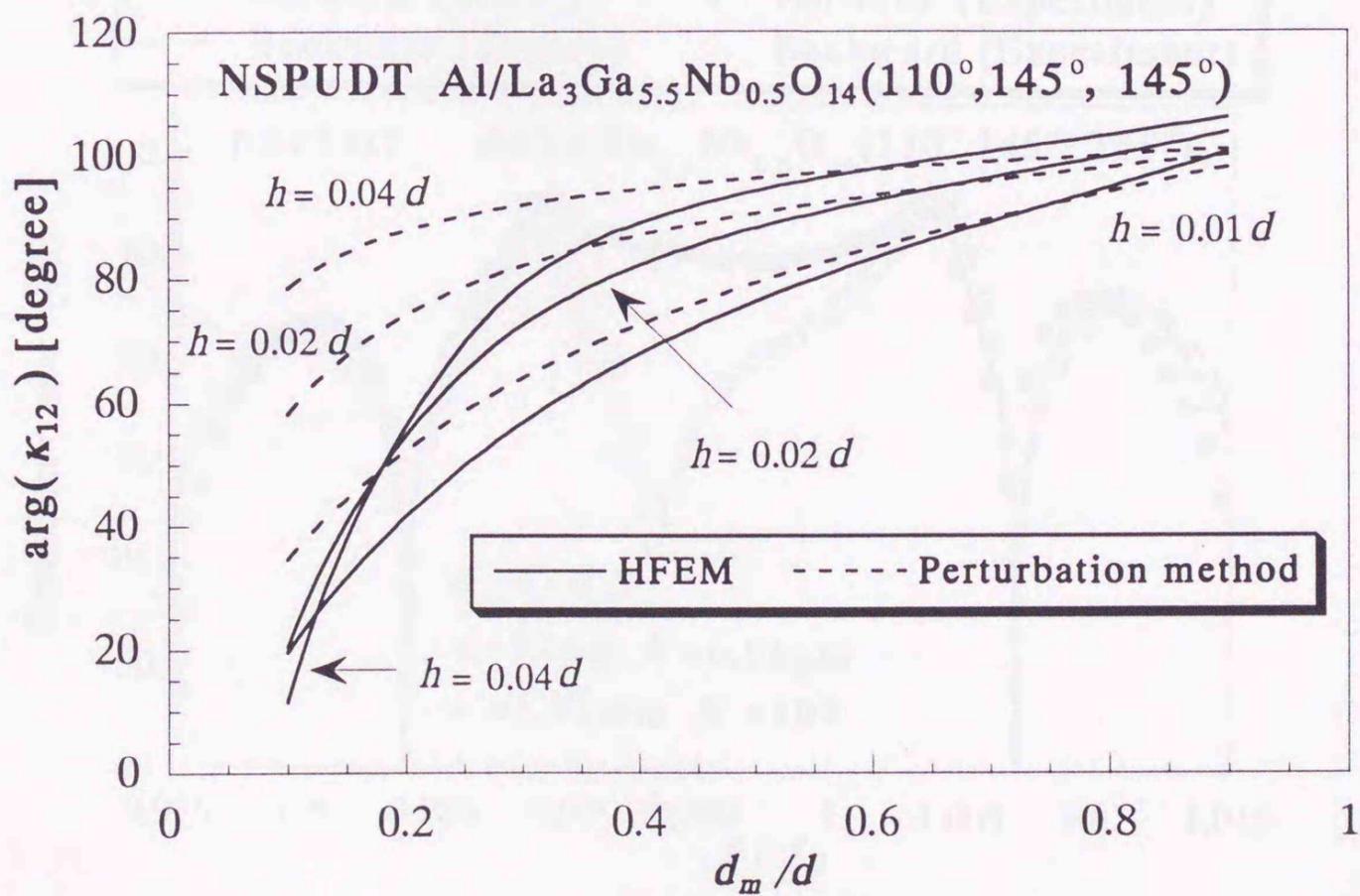


(a) 自己結合係数

図7. 20 HFEMと摂動法によるモード結合パラメータの電極幅依存性の比較

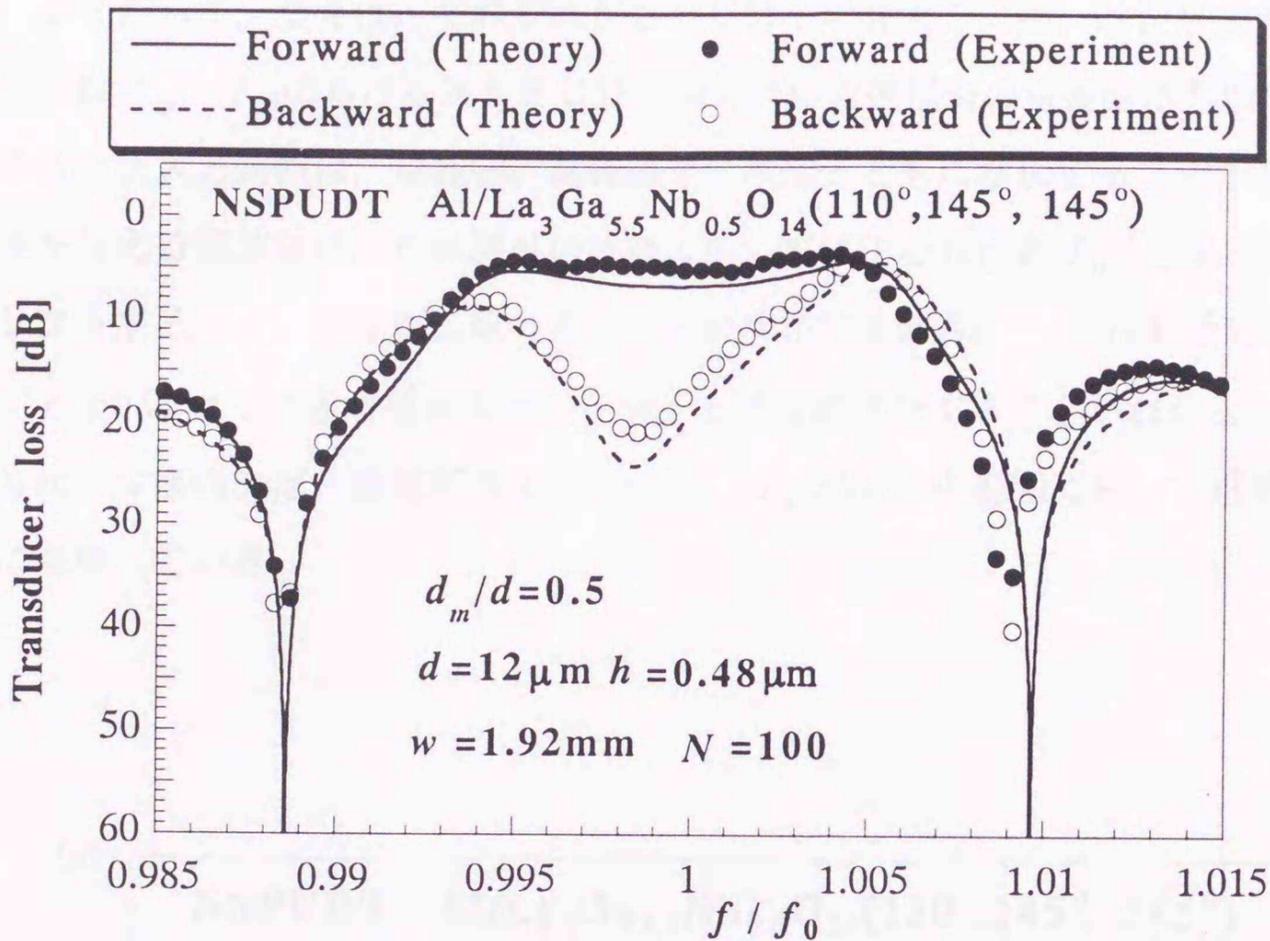


(b) モード間結合係数の大きさ

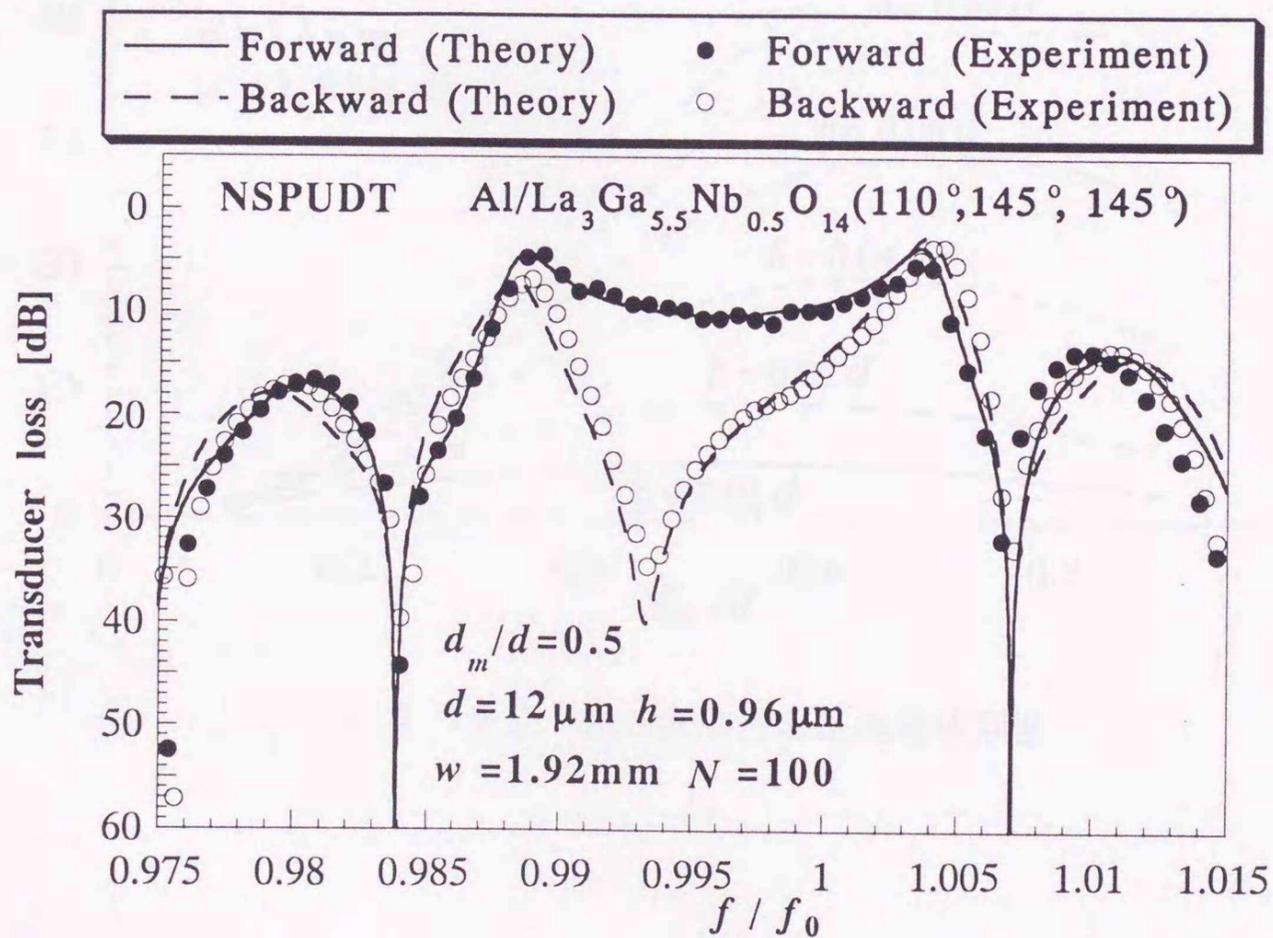


(c) モード間結合係数の位相

図7. 20 HFEMと摂動法によるモード結合パラメータの電極幅依存性の比較



(a)  $h=0.04d$



(b)  $h=0.08d$

図7. 21 変換損失の周波数特性

図7. 22から7. 24は、それぞれNSPUDTの最大方向性、および最大方向性を与える周波数  $f_m$ 、 $f_m$ におけるNSPUDT順方向の変換損失の電極幅依存性を調べたものである。最大方向性は、電極幅、電極膜厚の増加とともに増加することがわかる。最大方向性を与える周波数は、電極膜厚の増加に対しては中心周波数  $f_0$ よりも低周波側に単調にシフトすること、電極幅に対しては  $h=0.01d$ では単調に  $f_0$ よりも低周波側にシフトし、 $h \geq 0.02d$ では極小値をもつパラボリックな変化をすることがわかる。NSPUDT順方向の変換損失は、各電極膜厚において、 $d_m > 0.3d$ の範囲において電極幅の増加とともに増加している。

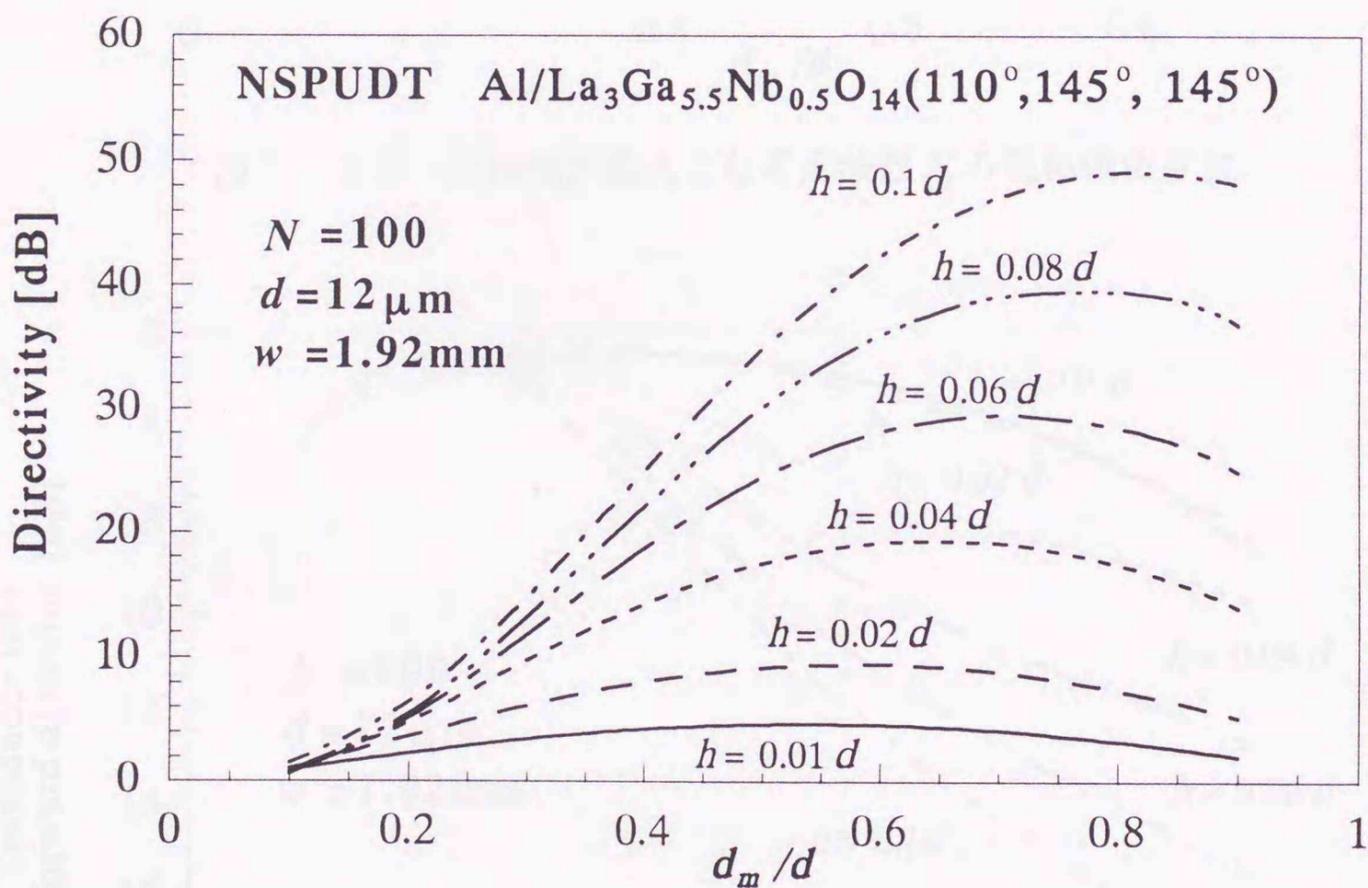


図7. 22 最大方向性の電極幅依存性

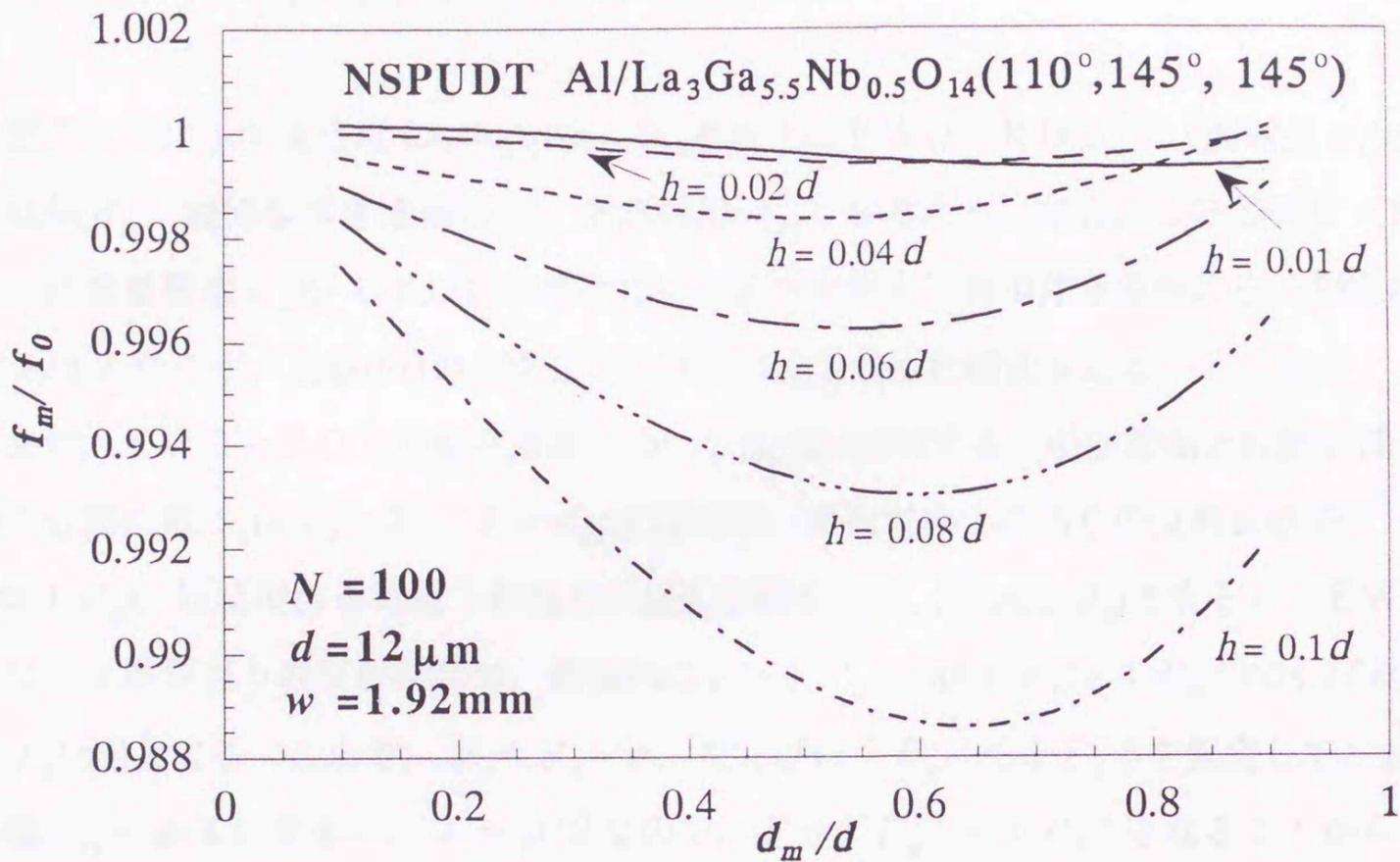


図7. 23 方向性が最大となる周波数  $f_m$  の電極幅依存性

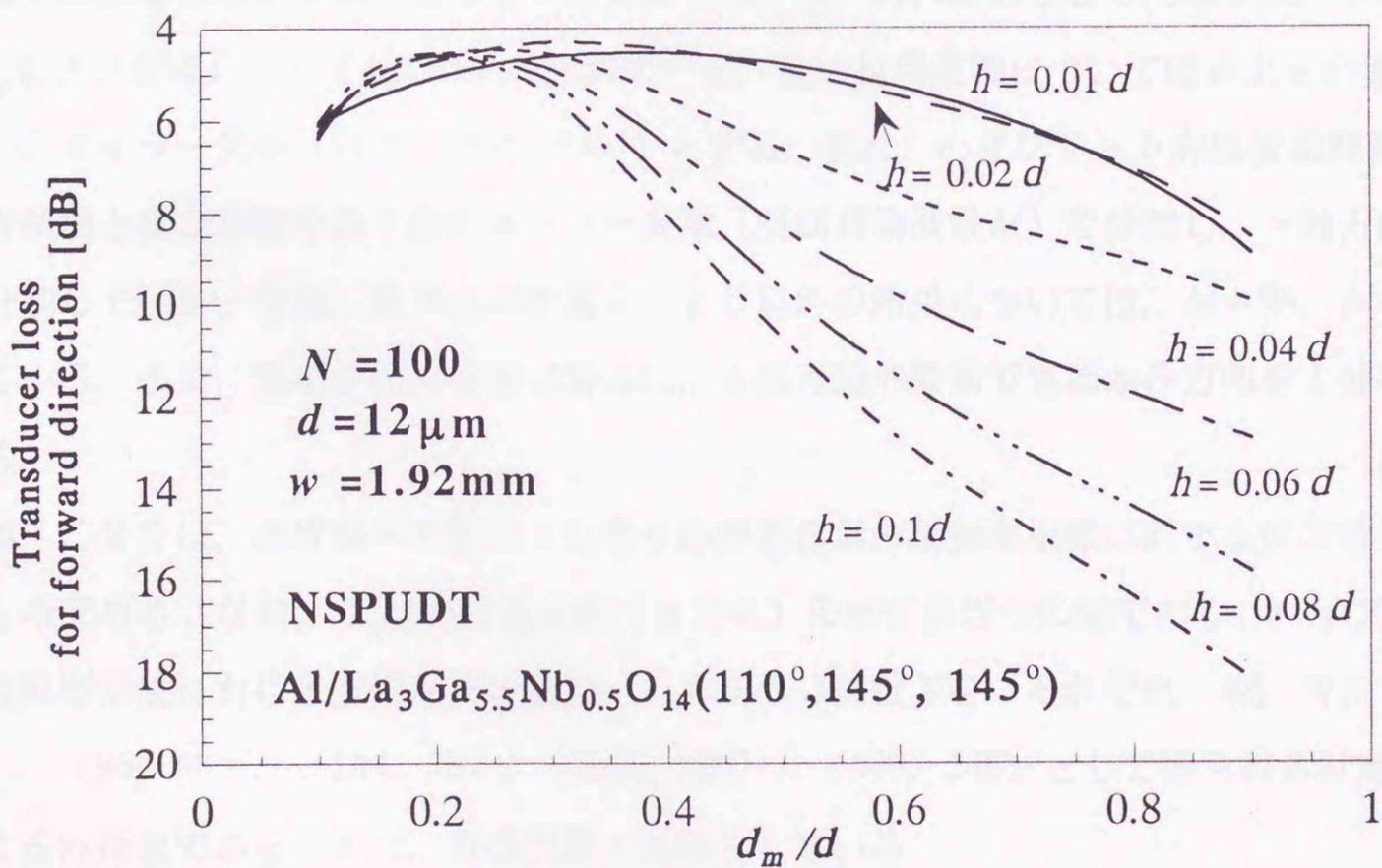


図7. 24  $f_m$  における順方向変換損失の電極幅依存性

## 7. 7 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板 EWD-RDT

図7. 3に示すような  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  基板上的 EWD-RDT<sup>(51)</sup> (周期長  $d$ , 励振電極幅  $d_m$ , 短絡型浮き電極幅  $d_s$ , 電極間隔  $d_{gl}$ ) を考える. なお, この EWD-RDT は, 励振電極幅  $d_m$  が  $\lambda/8$  以外の場合には, 励振電極と短絡型浮き電極の中心間距離  $l_s$  が  $\lambda/4$  とならず, 文献(51)の EWD-RDT とは異なった構成をとる.

まず, EWD-RDT の動作原理について簡単に説明する. 励振電極と短絡型浮き電極の中心間距離  $l_s$  は  $l_s = 3d/8 + d_m/2$  なので, 励振電極 1 本当りの反射係数を  $|\Gamma_e| \exp(j\theta_e)$ , 短絡型浮き電極 1 本当りの反射係数を  $|\Gamma_s| \exp(j\theta_s)$  とすると, EWD-RDT 1 周期当りの反射係数は, 近似的に  $\Gamma = |\Gamma_e| \exp(j\theta_e) + |\Gamma_s| \exp(j(\theta_s + 2\pi l_s/d))$  となる. ここで,  $\theta_e = \theta_s = \pi$ , ならびに  $|\Gamma_e| < |\Gamma_s|$  を仮定して, 励振電極幅  $d_m = d/4$  とすると,  $l_s = d/2$  なので,  $\Gamma = |\Gamma_e| - |\Gamma_s|$  となることから一方向性が反転する. なお, この場合, 構造の対称性から励振中心は励振電極中心にあることを仮定した.

以下の結果においては, 電極をアルミニウムとし, 材料定数として圧電定数と弾性定数  $C_{13}$  および密度については Pisarevsky の値<sup>(28)</sup> を, 他の材料定数については井上らの値<sup>(33)</sup> を用い, オイラー角を  $(110^\circ, 145^\circ, 145^\circ)$  とする. また, ハイブリッド有限要素解析では, 基板領域と真空領域を各 1 個のスーパー要素 (空間高調波数  $M$ ) で分割し,  $x$  軸方向に等  $N$  分割している. なお, 以下に示す図7. 25 以外の結果については,  $M=96$ ,  $N=48$  としている. また, 電極が厚みを持つ場合は, 8 節点矩形要素で電極厚み方向を 1 分割している.

図7. 25 は, EWD-RDT 1 対当りの静電容量の励振電極幅に対する依存性を調べたものである. なお,  $C_s$  は開口長方向 ( $y$  方向) の単位長当りの値であり, ハイブリッド有限要素法における空間高調波数  $M$ ,  $x$  方向の分割数  $N$  を, それぞれ  $(M, N) = (48, 24), (96, 48), (144, 72), (240, 120), (480, 240)$  として得られる計算結果による外挿値である. また, 電極膜厚  $h$  は零としている.

図7. 26 および 7. 27 は, 自己結合係数  $\kappa_{11}$ , モード間結合係数  $\kappa_{12}$ , 変換係数  $\zeta$ , および反射中心と励振中心間の位相差  $\arg(\kappa_{12}) - 2\arg(\zeta)$  の電極膜厚依存性を, 励振電極幅  $d_m$  が  $d/4, d/6, d/8$  のそれぞれの場合について調べたものである. 自己結合係数

およびモード間結合係数の大きさは、電極膜厚が増加するとともに増加している。励振電極幅に対しては、モード間結合係数は大きな差はないが、モード間結合係数の大きさは、励振電極と短絡型浮き電極の反射係数の重畳関係のため、励振電極幅が細いほど大きな値となっている。モード間結合係数の位相は、励振電極幅によってその値が大きく異なり、また、電極膜厚に対しては  $h < 0.04 d$  の範囲でその変化が急になっている。変換係数は、電極膜厚に対してその大きさは減少し、位相は増加している。反射中心と励振中心間の位相差  $\arg(\kappa_{12}) - 2 \arg(\zeta)$  は、 $d_m = d/4$  の場合には、方向性反転電極として理想的な値である  $-90^\circ$  とはならず、 $d_m = d/6$  の場合に  $h > 0.04 d$  の領域でほぼ  $-90^\circ$  となっている。これは、図 7. 18 (c) に示したように、励振電極、短絡型浮き電極それぞれの反射係数の位相が、 $\theta_e = \theta_s = \pi$  を満足しないためであり、 $d_m$  が小さくなると、 $I_s$  が小さくなり、 $\theta_s + 2\pi I_s/d \leq 2\pi$  となるので、 $\Gamma_e$  の虚部と  $\Gamma_s$  の虚部が相殺して理想的な位相差が得られるためである。

図 7. 28 は、電極周期  $d = 12 \mu\text{m}$ 、励振電極幅  $d_m = 0.25 d$ 、開口長  $1.92 \text{ mm}$  とした 100 対の EWD-RDT の変換特性を調べたものである。電極膜厚  $h$  は図 7. 28 (a) では  $h = 0.04 d$ 、図 7. 28 (b) では  $h = 0.08 d$  としている。整合インピーダンスは  $50 \Omega$  を仮定した。La<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>SiO<sub>14</sub> 基板上の TCS-RDT と比較して、中心周波数に関する対称性もよく、 $h = 0.04 d$  において 11 dB、 $h = 0.08 d$  において 25 dB の方向性が得られている。

図 7. 29 から 7. 31 は、それぞれ EWD-RDT の最大方向性、および最大方向性を与える周波数  $f_m$ 、 $f_m$  における EWD-RDT 順方向の変換損失の電極膜厚依存性を調べたものである。最大方向性は、電極膜厚の増加とともに増加すること、最大方向性を与える周波数は、電極膜厚の増加に対しては中心周波数  $f_0$  よりも低周波側に単調にシフトすること、EWD-RDT 順方向の変換損失は、 $h > 0.02 d$  の範囲において電極膜厚の増加とともに増加することがわかる。

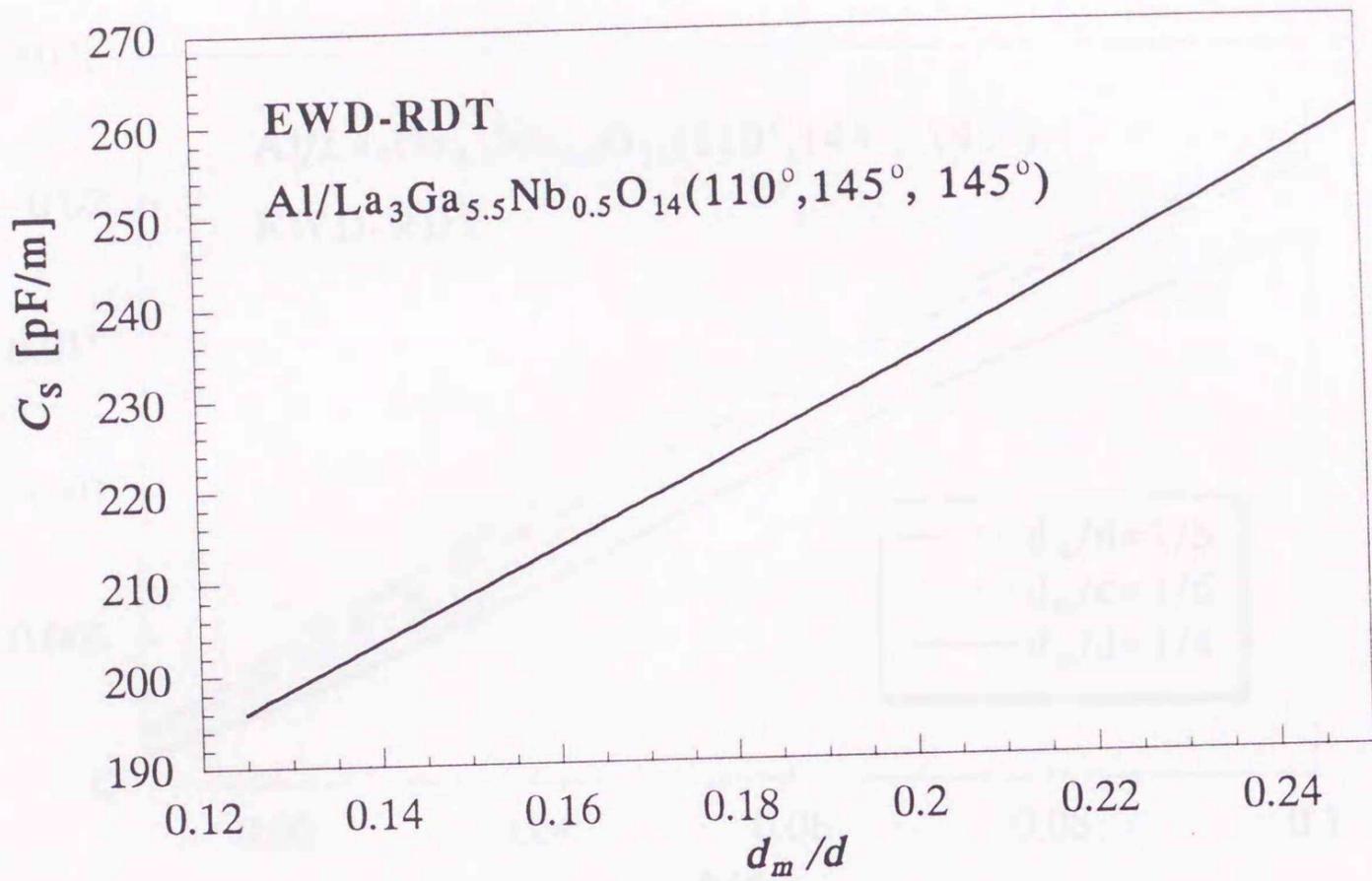
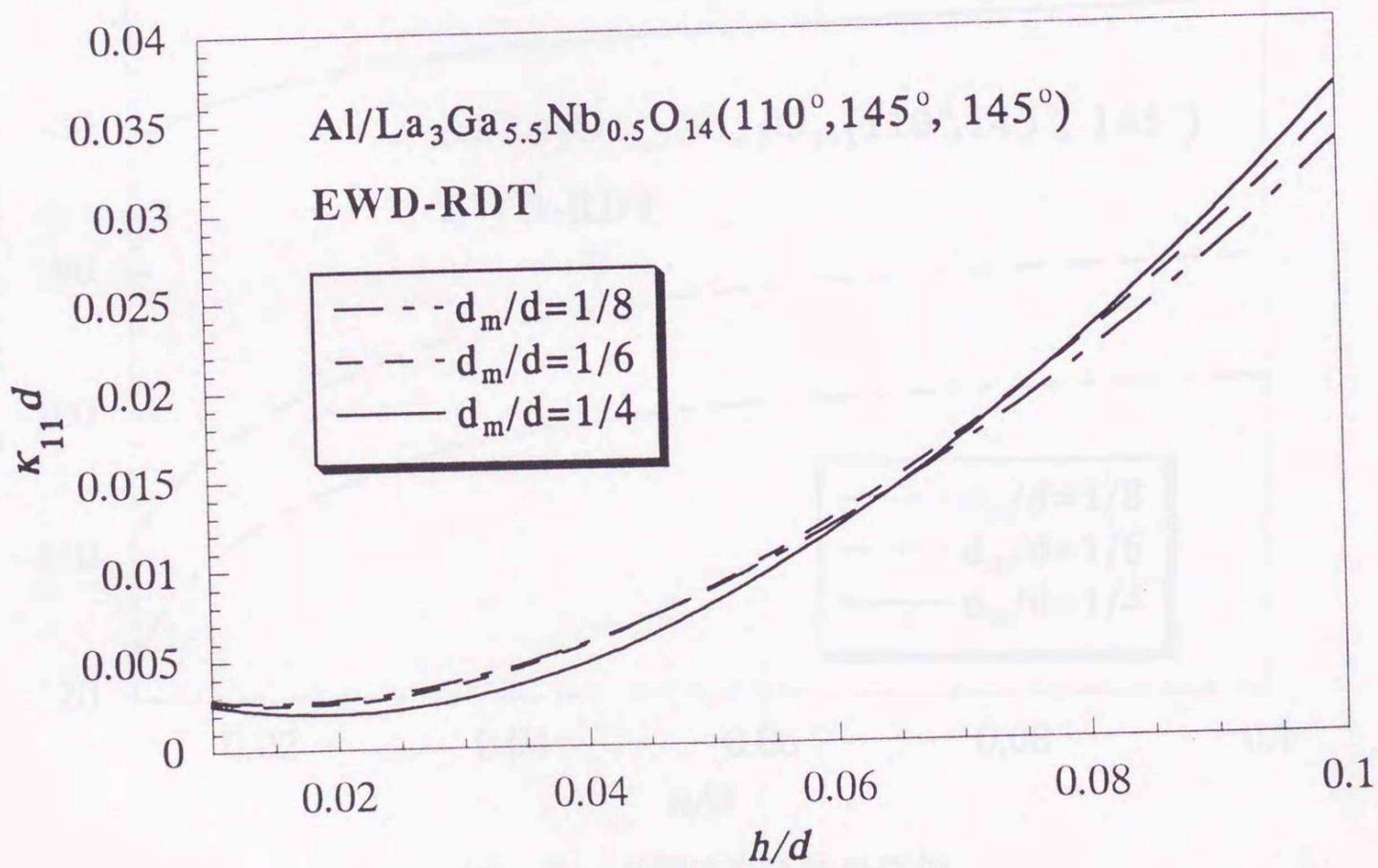
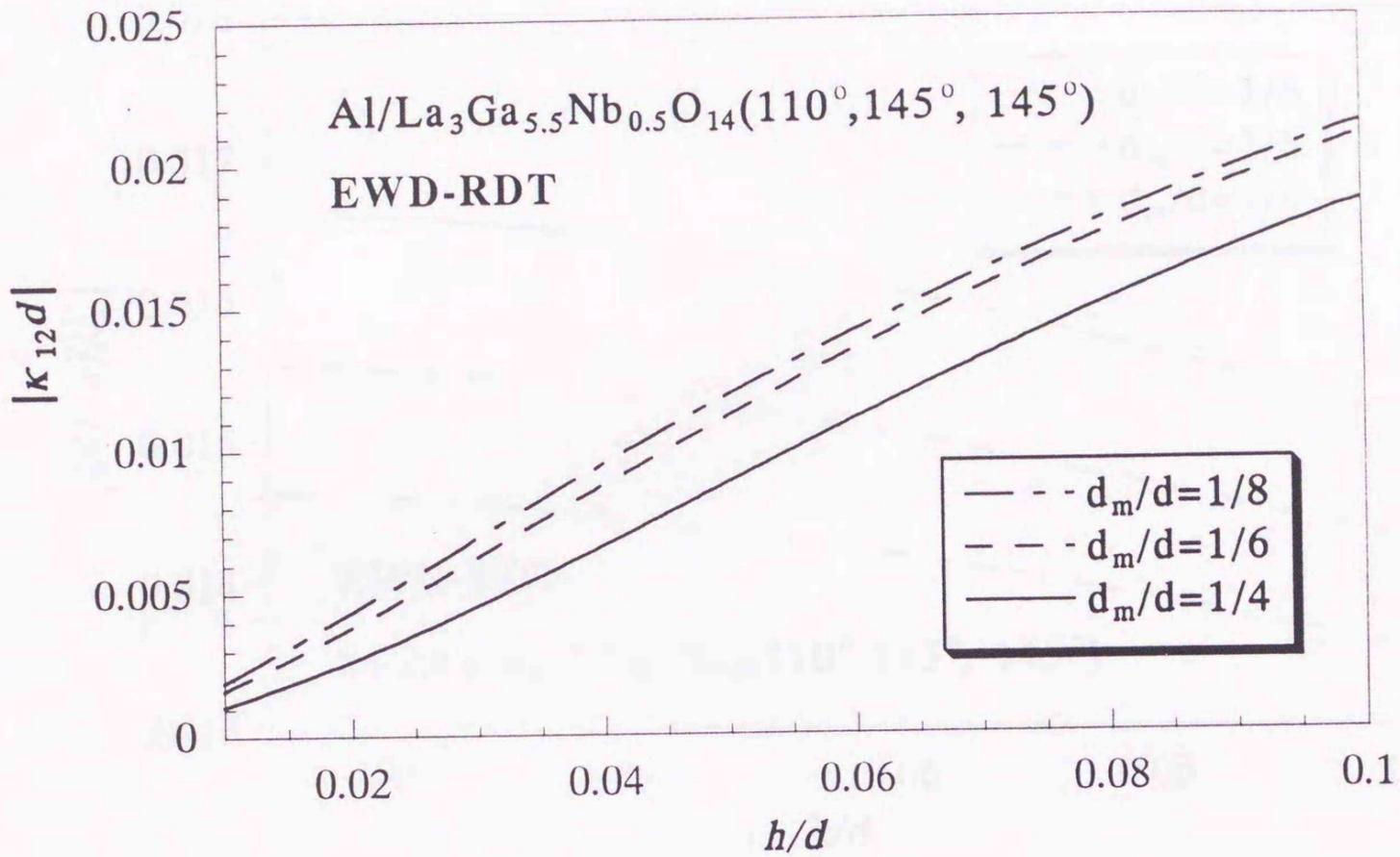


図7. 25 静電容量の電極幅依存性

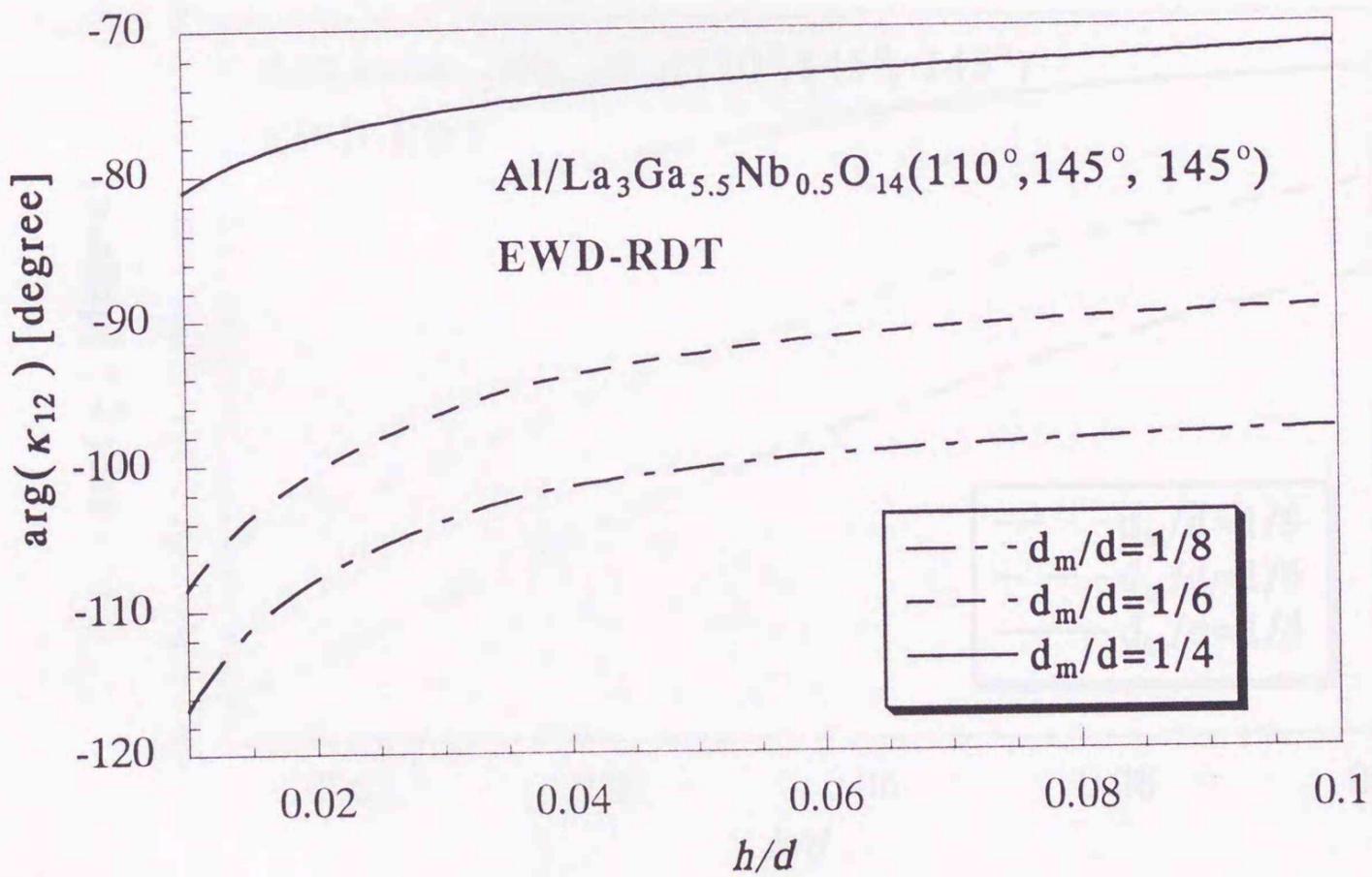


(a) 自己結合係数

図7. 26 モード結合パラメータの電極膜厚依存性

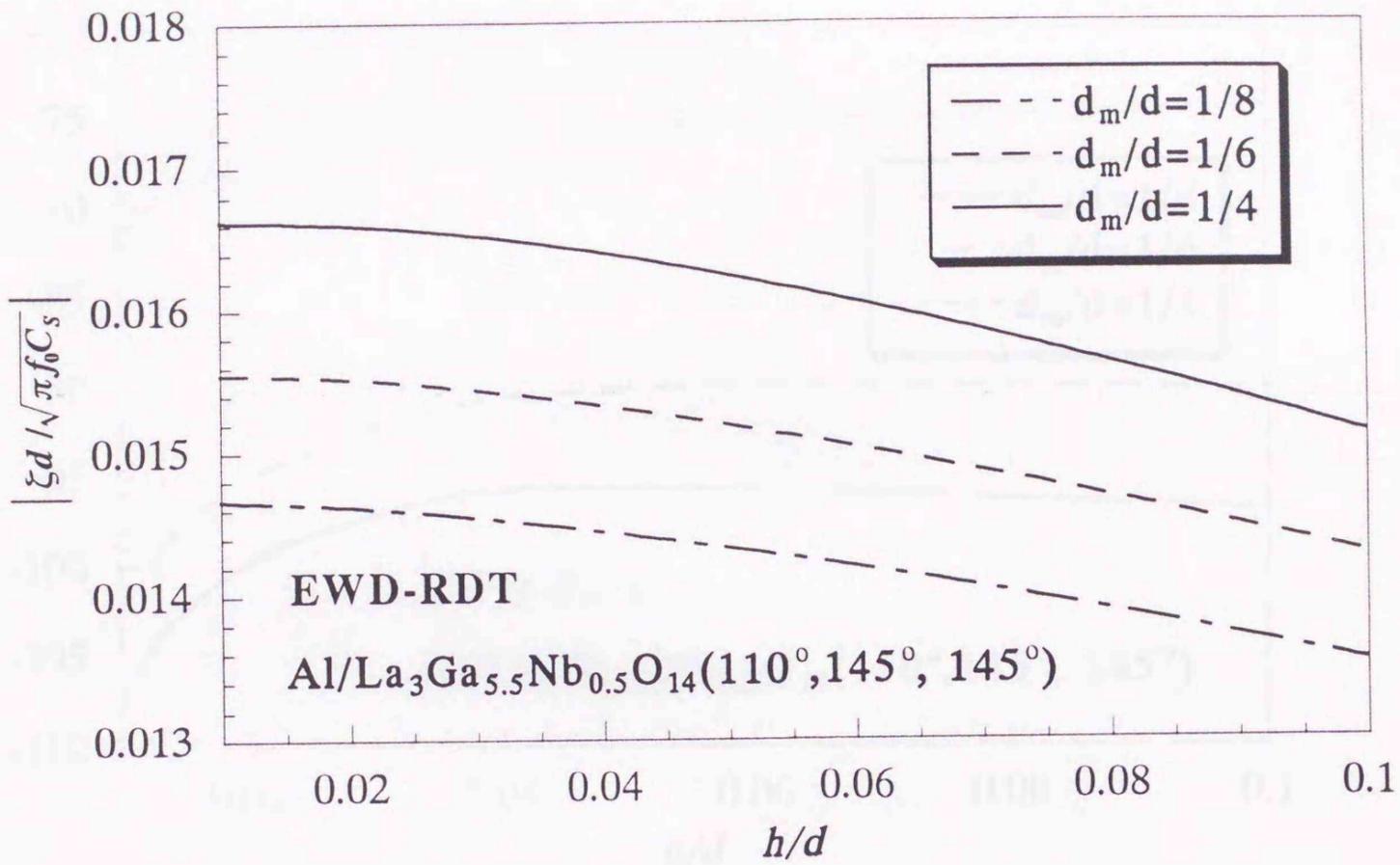


(b) モード間結合係数の大きさ

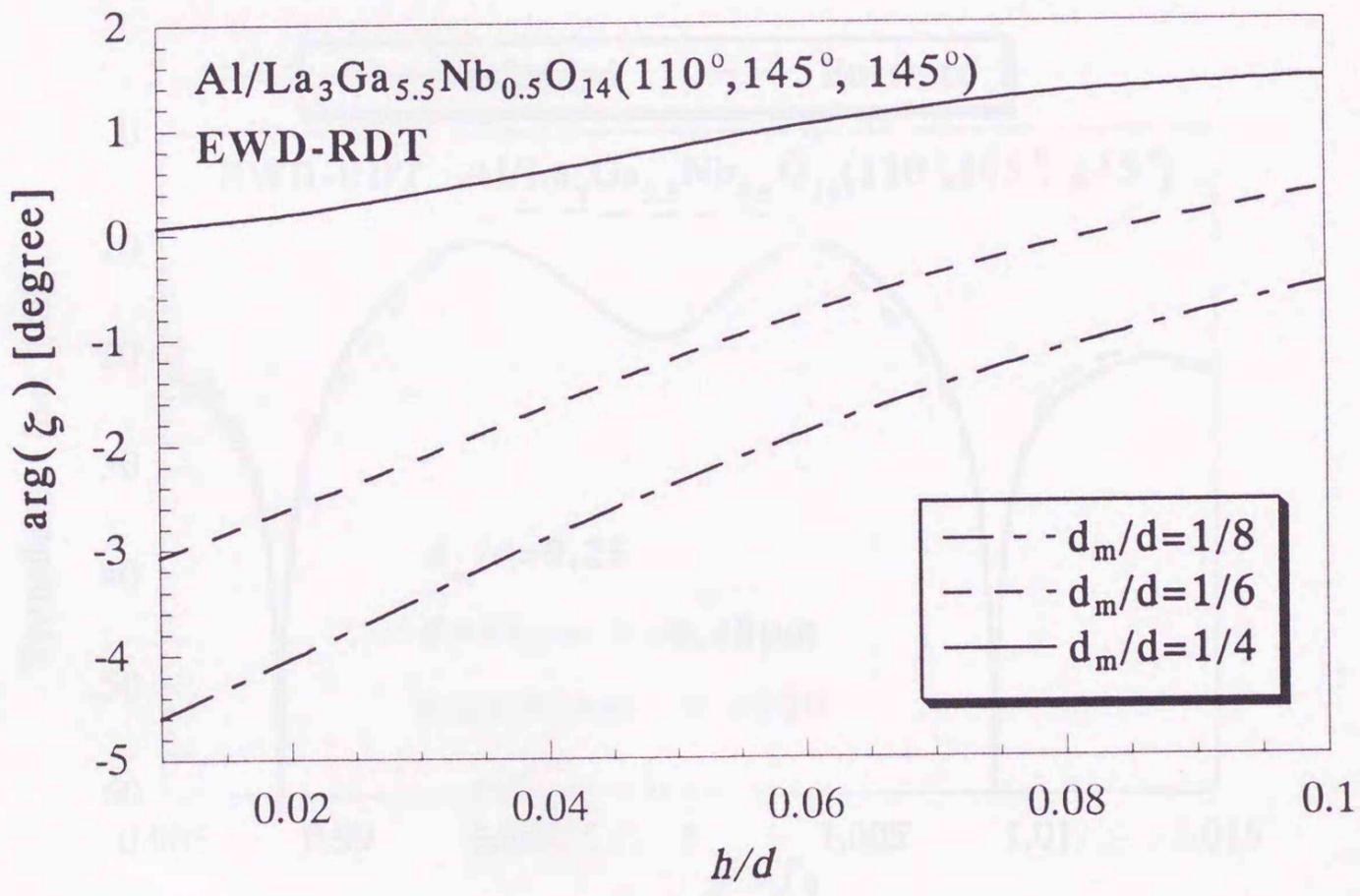


(c) モード間結合係数の位相

図7. 26 モード結合パラメータの電極膜厚依存性



(d) 変換係数の大きさ



(e) 変換係数の位相

図7. 26 モード結合パラメータの電極膜厚依存性

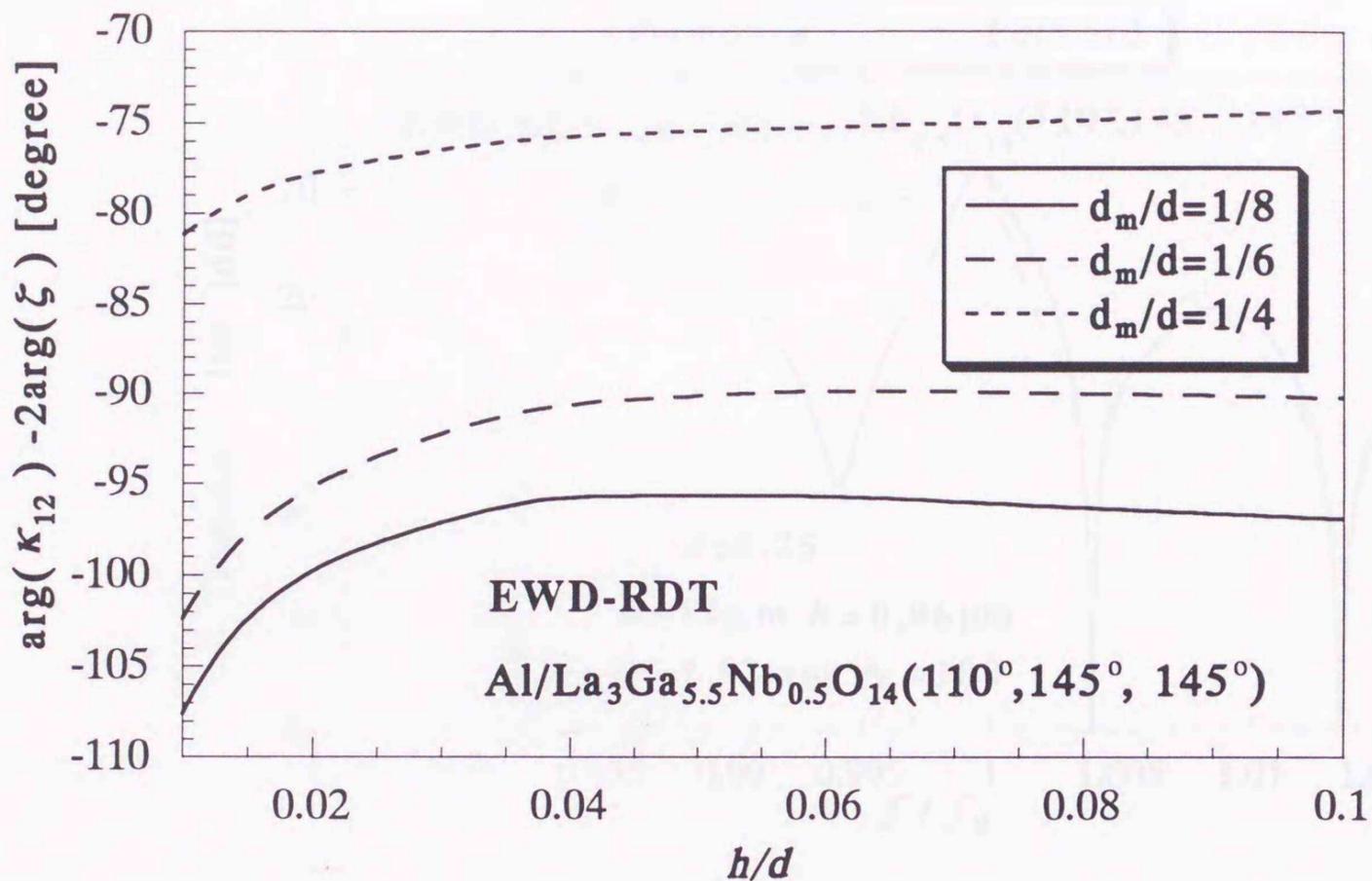
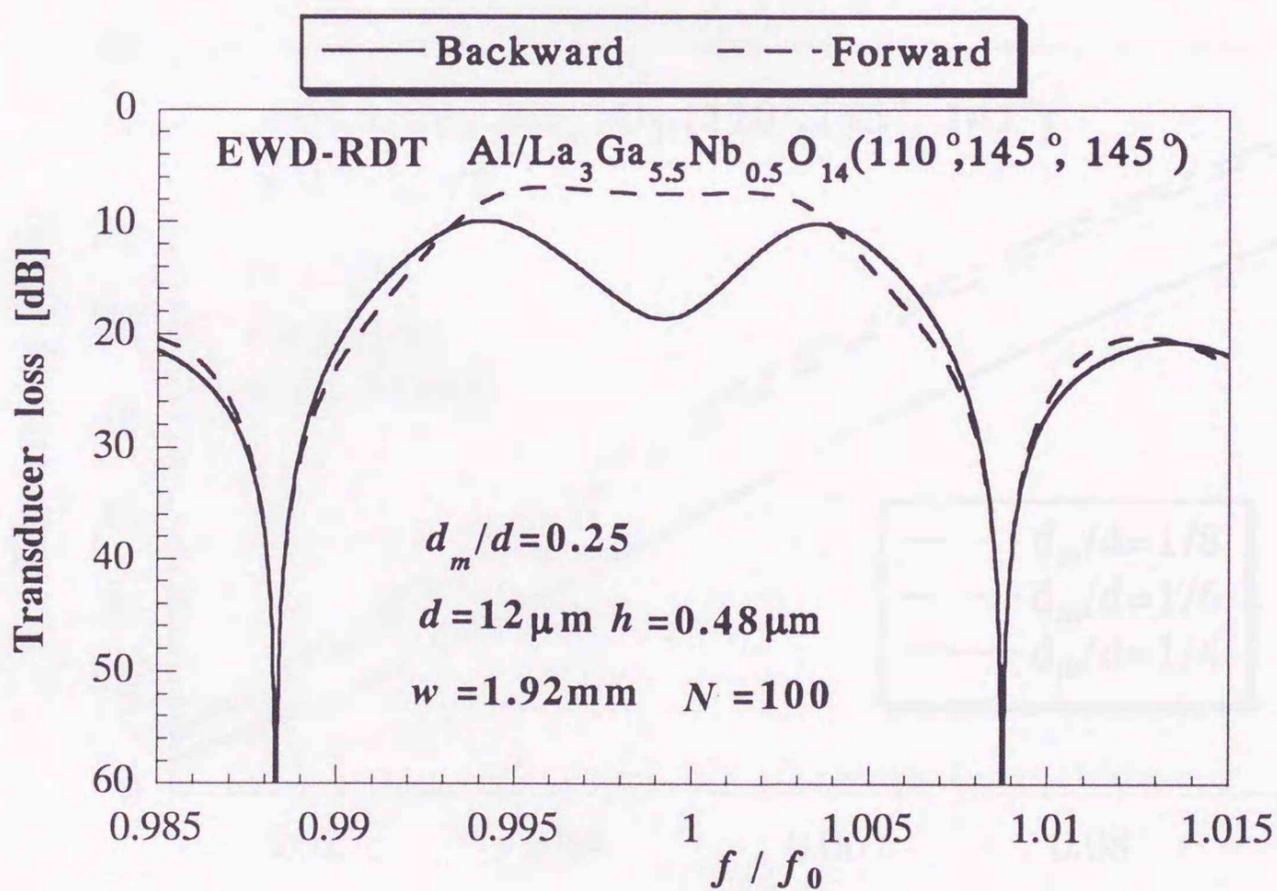
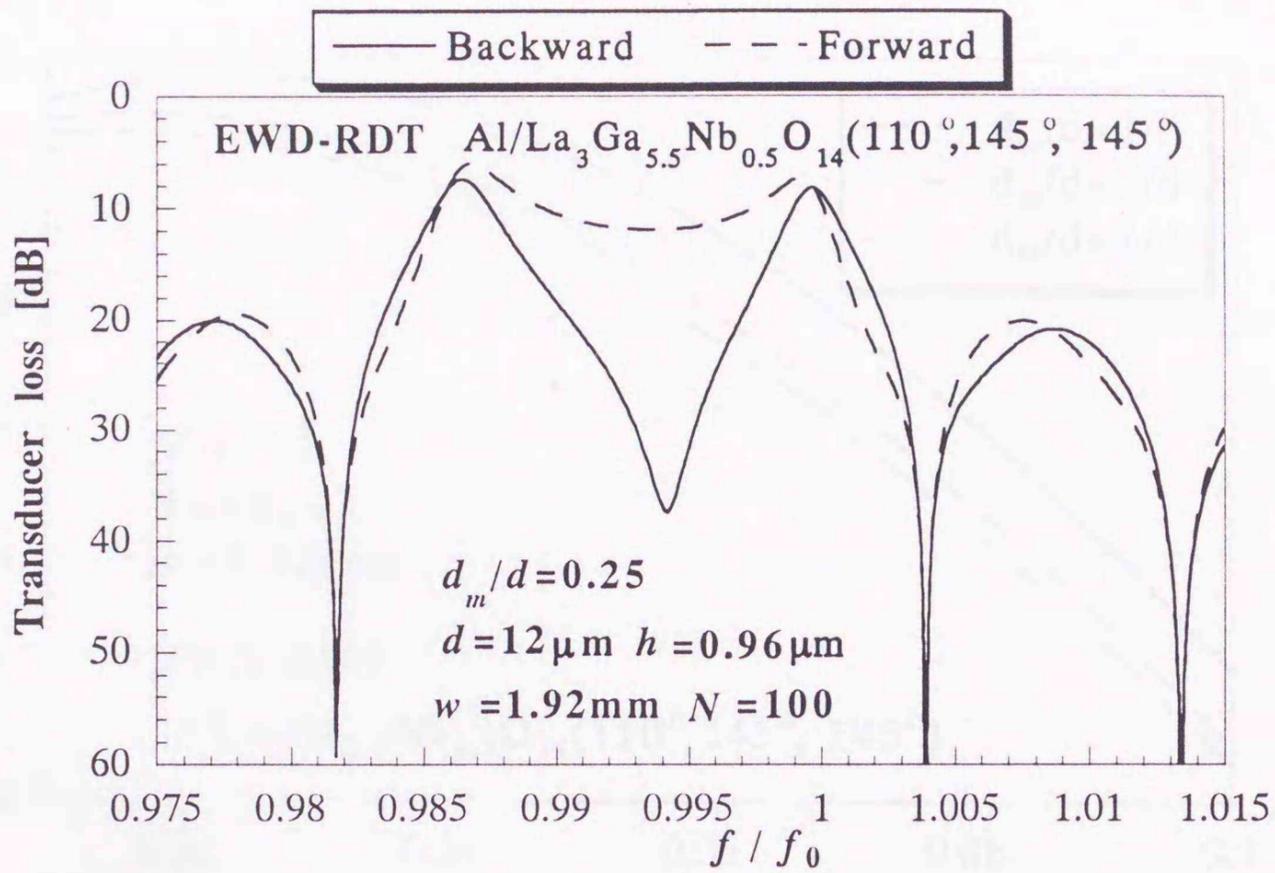


図7. 27 反射中心と励振中心の位相差の電極膜厚依存性



(a)  $h=0.04d$

図7. 28 変換損失の周波数特性



(b)  $h=0.08d$

図 7. 28 変換損失の周波数特性

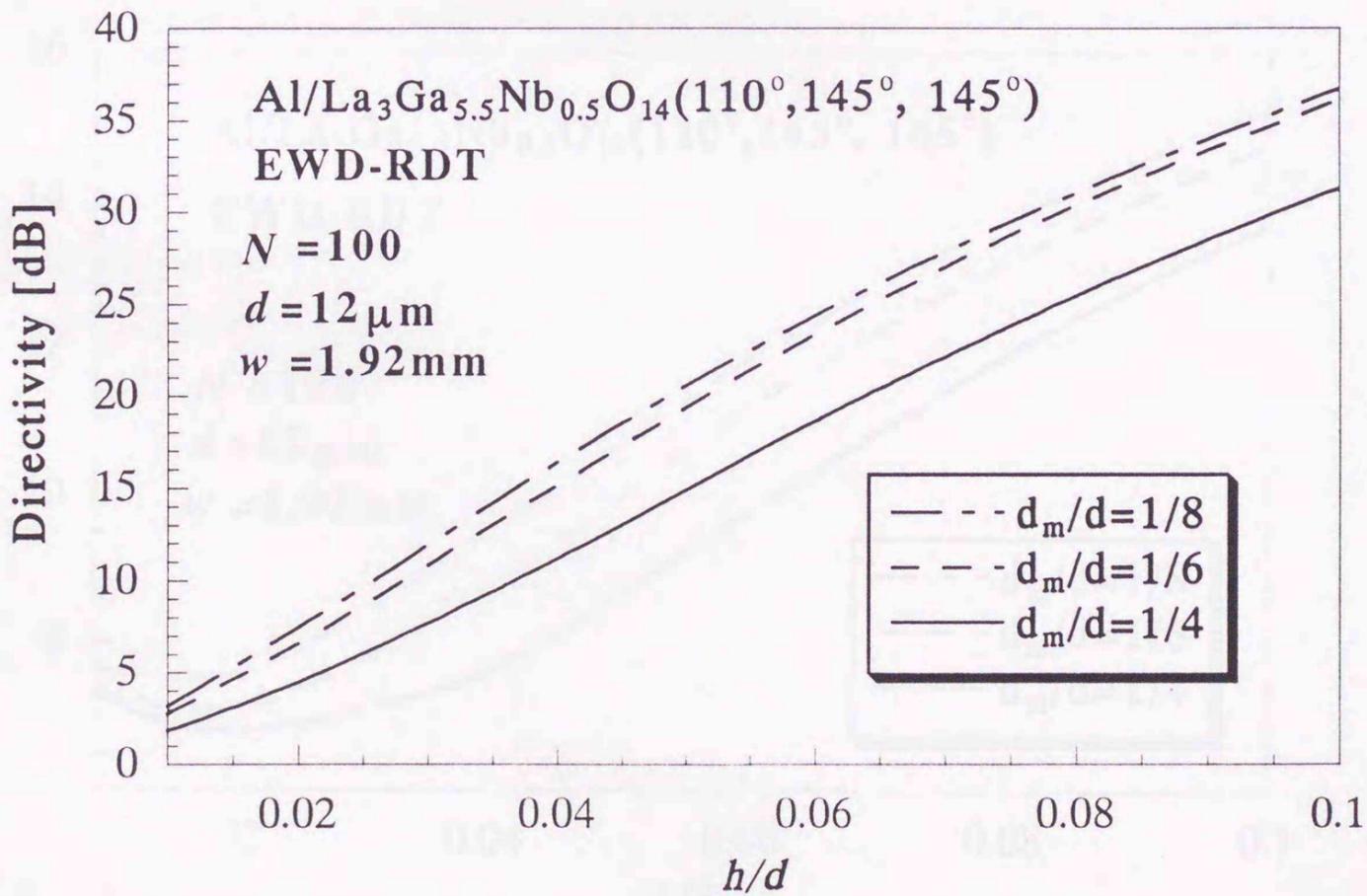


図 7. 29 最大方向性の電極膜厚依存性

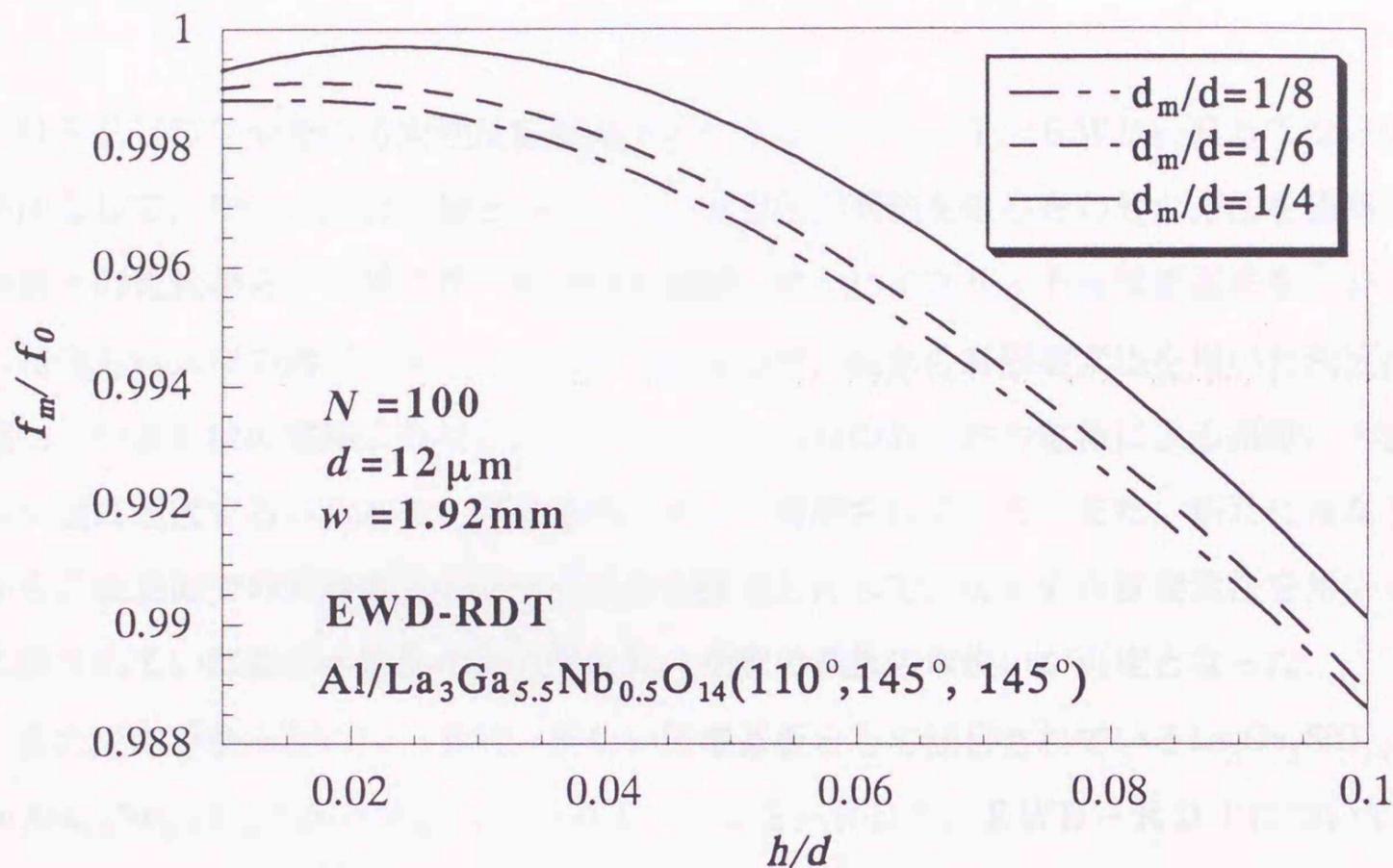


図7. 30 方向性が最大となる周波数  $f_m$  の電極膜厚依存性

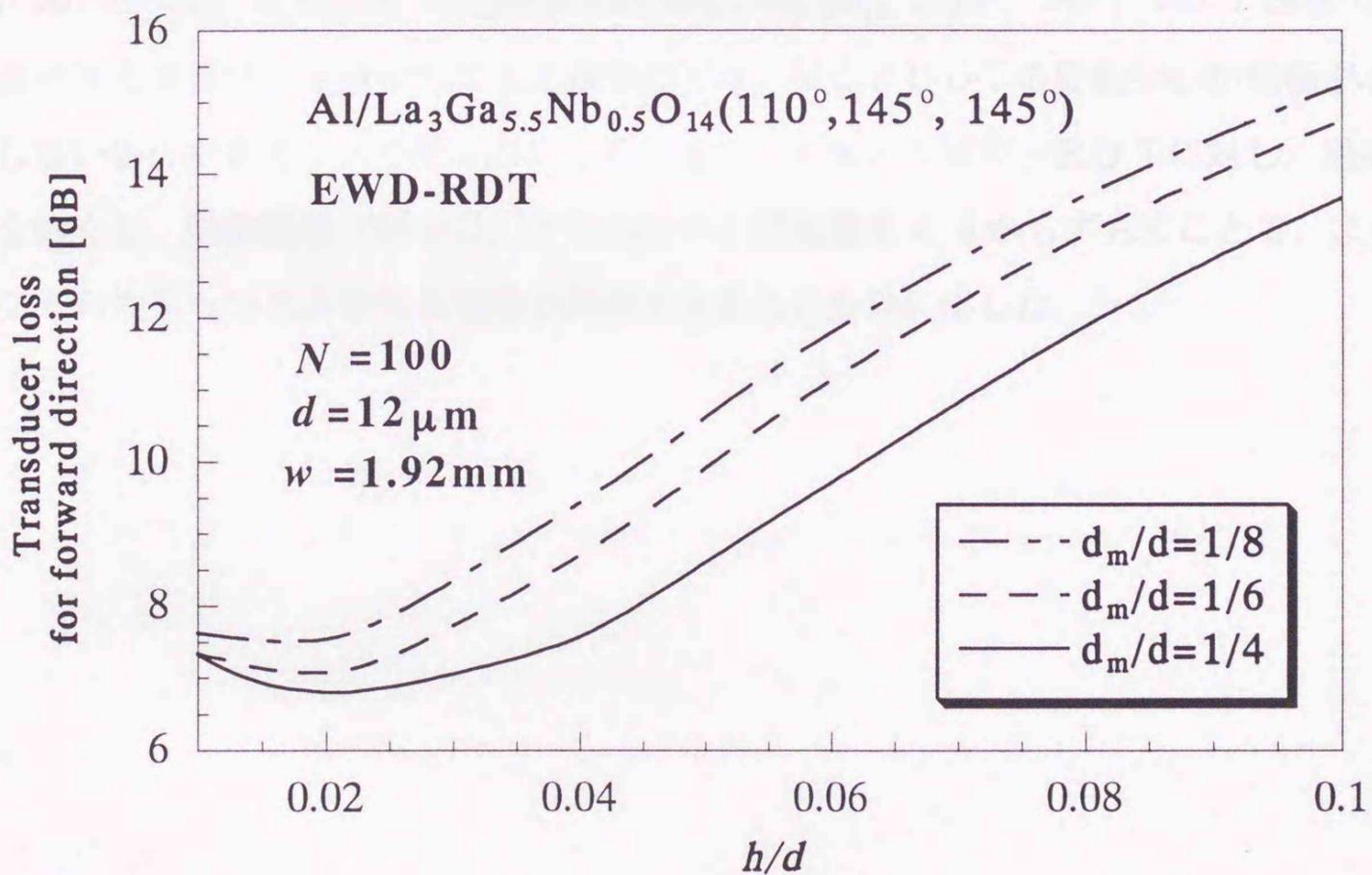


図7. 31  $f_m$  における順方向変換損失の電極膜厚依存性

## 7. 8 むすび

NSPUDTやその方向性反転電極であるTCS-RDT, EWD-RDTなどの解析手法として, モード結合理論とハイブリッド有限要素法を組み合わせた方法を提案し, 実験値との比較からその妥当性, 有用性を確認した. ハイブリッド有限要素法を用いてモード結合方程式中の諸パラメータを定めているので, 従来の有限要素法を用いた決定法と同様に, 任意形状の電極の取扱いが可能であり, 基板の異方性や電極による摂動, 非放射バルク波に起因するエネルギー蓄積効果はすべて考慮されている. また, 新たに重なり積分から基板表面での界分布を決定する方法を採用したので, 従来の有限要素法を用いる方法に課されていた基板の制約が取り除かれ, 任意の基板の取扱いが可能となった.

また, 本手法を用いて, 最近, 新しい圧電基板として注目されている $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板,  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ 基板上のNSPUDT, TCS-RDT, EWD-RDTについて, モード結合パラメータおよび変換特性の電極膜厚依存性, 電極幅依存性を明らかにし, NSPUDTのモード結合パラメータについては, 1次の摂動法との比較・検討を行った. 特に,  $50^\circ\text{Y}-22.5^\circ\text{X}$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$ 基板や $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  ( $110^\circ, 145^\circ, 145^\circ$ ) 基板のように実効電気機械結合係数の大きな圧電基板では, NSPUDTの励振中心が電極中心と一致しない場合があることを明らかにした. また, 従来のEWD-RDTに対し, 励振電極幅を細くし, 励振電極と短絡型浮き電極の中心間距離を $\lambda/4$ からずらすことで, より良好な方向性をもつ方向性反転電極が構成できることを見出した.

S AWデバイスの基本的な構成要素である弾性表面波 I D T に対し、等価回路法と有限要素法を組み合わせた方法、モード結合理論と有限要素法を組み合わせた方法、モード結合理論とハイブリッド有限要素法を組み合わせた方法を開発した。等価回路定数あるいはモード結合方程式中の諸パラメータは、有限要素法あるいはハイブリッド有限要素法を用いて、I D T の電気端子を短絡、開放した場合に対応する短絡グレーティング、開放グレーティングのストップバンドの上下限の周波数と、それぞれの周波数における電位定在波分布、および電極1対当りの静電容量を求めることにより、基板の異方性、電氣的摂動効果、弾性的摂動効果、エネルギー蓄積効果などをすべて考慮した形で理論的に決定できた。

等価回路法と有限要素法を組み合わせた方法においては、代表的な S AW 圧電基板上の正規型 I D T、およびダブル電極型 I D T について、さらに、S AW デバイスの低損失化の面から注目されている N S P U D T について、それらの等価回路定数を算出し、実験値との比較から、その妥当性、有用性を確認した。また、モード結合理論と有限要素法を組み合わせた方法、モード結合理論とハイブリッド有限要素法を組み合わせた方法においては、特に、最近、新しい圧電結晶として注目されている  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板、 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  基板上の N S P U D T ならびに T C S - R D T、E W D - R D T についてモード結合パラメータを算出し、実験値との比較から、その妥当性、有用性を確認するとともに、N S P U D T については、1次の摂動法による結果との比較を行い、その本手法による結果との差異を明らかにした。また、これらの I D T の諸特性の電極形状による依存性を検討し、より低損失な方向性反転電極の構造を見出すなど、S AW デバイス低損失化に有用な知見を得た。

本論文によって得られた各種のデータは、S AW デバイスの設計に非常に役立つものと考えられる。

## 謝辞

本論文をまとめるに際して，終始御指導，ご鞭撻を頂きました北海道大学大学院工学研究科電子情報工学専攻情報通信エレクトロニクス講座 小柴正則教授に深謝致します。

また，細部にわたってご検討頂き，貴重な御助言を頂きました北海道大学大学院工学研究科電子情報工学専攻 伊藤精彦教授，小川恭孝教授，宮永喜一教授に感謝致します。

さらに，日頃，種々御討論，御援助頂きました国立釧路工業高等専門学校電子工学科長谷川弘治助教授に感謝致します。

1. 原著論文

- (1) 稲川 清, 小柴 正則 : 「弾性表面波すだれ状電極の等価回路定数の理論的導出」  
電子情報通信学会論文誌, Vol. J73-C-I, No. 11, pp. 731-737 (1990)
- (2) 稲川 清, 小柴 正則 : 「ダブル電極形弾性表面波すだれ状電極の等価回路定数の理論的導出」  
電気学会論文誌, Vol. 111-C, No. 9, pp. 390-395 (1991)
- (3) K. Inagawa and M. Koshiha : 「Equivalent networks for SAW interdigital transducers」  
IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, Vol. UFFC-41, No. 3, pp. 402-411 (1994)
- (4) 長谷川 弘治, 稲川 清, 小柴 正則 : 「基板の異方性を用いた1方向性弾性表面波すだれ状電極のモード結合理論に基づく一解析法」  
電子情報通信学会論文誌, Vol. 77-C-I, No. 6, pp. 398-404 (1994)
- (5) 稲川 清, 長谷川 弘治, 小柴 正則 : 「基板の異方性を用いた1方向性弾性表面波すだれ状電極の等価回路定数の理論的導出」  
電子情報通信学会論文誌, Vol. J78-C-I, No. 6, pp. 305-313 (1995)
- (6) K. Inagawa, K. Hasegawa and M. Koshiha : 「Parameters in the coupling-of-modes equations for a natural single-phase unidirectional transducer and a transduction center shift reversal of directivity transducer on a  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  substrate」  
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 38, No. 5B, pp. 3248-3253 (1999)
- (7) 長谷川 弘治, 稲川 清, 小柴 正則 : 「基板の異方性を用いた一方向性弾性表面波すだれ状電極のモード結合方程式の諸定数のハイブリッド有限要素法による決定法」  
電子情報通信学会論文誌, Vol. J82-C-I, No. 12, pp. 735-743 (1999)
- (8) K. Inagawa, K. Hasegawa and M. Koshiha : 「Parameters of coupling-of-modes equations for a natural single-phase-unidirectional transducer on a  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  substrate」  
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 39, No. 5B, pp. 3014-3019 (2000)
- (9) K. Hasegawa, K. Inagawa and M. Koshiha : 「Coefficients of coupled-mode equations for a natural single-phase-unidirectional transducer and an electrode-width-difference-reversal-of-directivity transducer on a  $50^\circ\text{Y}-24^\circ\text{X}$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  substrate」  
Japanese Journal of Applied Physics, Vol. 39, No. 5B, pp. 3020-3023 (2000)

## 2. 研究会・シンポジウム

- (1) 小柴 正則, 長谷川 弘治, 稲川 清: 「弾性表面波 I D T の一解析法」 日本学術振興会弾性波素子技術150委員会第16回研究会資料, pp. 13-18 (1988)
- (2) 小柴 正則, 長谷川 弘治, 稲川 清: 「弾性表面波 I D T の励振特性の一評価法」 第9回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp. 73-74 (1988)
- (3) 小柴 正則, 稲川 清: 「ダブル電極 S A W すだれ状電極の等価回路定数の一決定法」 日本学術振興会弾性波素子技術150委員会第28回研究会資料, pp. 37-42 (1991)
- (4) 小柴 正則, 稲川 清, 長谷川 弘治: 「ランガサイト基板 N S P U D T のモード結合パラメータ」 第19回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp. 75-76 (1998)
- (5) 小柴 正則, 稲川 清, 長谷川 弘治: 「ランガサイト基板 S A W - I D T の等価回路定数の一決定法」 第28回 E M シンポジウム講演予稿集, pp. 87-92 (1999)
- (6) 小柴 正則, 稲川 清, 長谷川 弘治: 「 $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  基板 N S P U D T のモード結合パラメータ」 第20回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp. 43-44 (1999)
- (7) 小柴 正則, 長谷川 弘治, 稲川 清: 「 $50^\circ\text{Y}-24^\circ\text{X}$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板 N S P U D T ならびに E W D - R D T のモード結合パラメータ」 第20回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp. 45-46 (1999)

### 3. 講演 (学位論文関係)

- (1) 稲川 清, 小柴 正則: 「SAWグレーティングの損失を考慮した反射特性の評価」  
昭和62年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1987)
- (2) 稲川 清, 小柴 正則: 「SAWグレーティングの損失を考慮した反射特性の評価」  
昭和63年電子情報通信学会春季全国大会 (1988)
- (3) 稲川 清, 長谷川 弘治, 小柴 正則: 「弾性表面波IDTの等価回路による解析」  
昭和63年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1988)
- (4) 稲川 清, 小柴 正則: 「等価回路法による弾性表面波IDTの励振特性解析」  
平成元年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1989)
- (5) 稲川 清, 小柴 正則: 「等価回路法によるダブル電極形弾性表面波IDTの特性解析」  
1990年電子情報通信学会春季全国大会 (1990)
- (6) 稲川 清, 小柴 正則: 「ダブル電極IDTの等価回路定数決定に関する一考察」  
平成2年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1990)
- (7) 稲川 清, 小柴 正則: 「正負反射形SAW反射器とダブル電極形SAWIDTの等価回路定数に関する一考察」  
1991年電子情報通信学会春季全国大会 (1991)
- (8) 稲川 清, 小柴 正則: 「等価回路法によるLSAWの励振特性解析」  
平成3年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1991)
- (9) 稲川 清, 小柴 正則: 「NSPUDTの等価回路定数の一決定法」  
平成4年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1992)
- (10) 長谷川 弘治, 稲川 清, 小柴 正則: 「モード結合理論に基づくNSPUDTの一解析法」  
1993年電子情報通信学会秋季全国大会 (1993)
- (11) 稲川 清, 長谷川 弘治, 小柴 正則: 「NSPUDTの等価回路定数の一決定法」  
1993年電子情報通信学会秋季全国大会 (1993)
- (12) 稲川 清, 長谷川 弘治, 小柴 正則: 「NSPUDTの等価回路定数の理論的導出」  
平成5年度電気関係学会北海道支部連合大会 (1993)
- (13) 稲川 清, 長谷川 弘治, 小柴 正則: 「 $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板NSPUDTおよびTCS-RDTの特性解析」  
電子情報通信学会1999年総合大会 (1999)
- (14) 長谷川 弘治, 稲川 清, 小柴 正則: 「 $50^\circ\text{Y}-24^\circ\text{X}$   $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  基板NSPUDTのモード結合パラメータ」  
1999年電子情報通信学会ソサイエティ大会 (1999)
- (15) 稲川 清, 長谷川 弘治, 小柴 正則: 「Wrightの考察に基づくNSPUDTの新しい等価回路」  
電子情報通信学会2000年総合大会 (2000)
- (16) 柴田 浩一, 長谷川 弘治, 稲川 清, 小柴 正則: 「水晶ならびに $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  基板におけるNSPUDT方位のモード間結合係数」  
電子情報通信学会2000年総合大会 (2000)

## 文 献

- ( 1) B. A. Auld: "Acoustic fields and waves in solids", I, II, A Wiley Interscience Publication (1973).
- ( 2) 柴山乾夫監修: " 弾性表面波工学", 電子通信学会 (1983).
- ( 3) 江畑泰男, 児玉利一, 高橋貞夫: " 表面弾性波デバイスの性能向上に鍵となる技術を探る", 日経エレクトロニクス, 1982・2・15号, pp. 170-207 (1982).
- ( 4) M. F. Lewis, C. L. West, J. M. Deacon and R. F. Humphryes: "Recent development in SAW devices", IEE Proc. A, **131**, 4 (1984).
- ( 5) S. Data: "Surface acoustic wave devices", Prentice-Hall (1986).
- ( 6) 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会: " 弾性波素子技術ハンドブック", オーム社 (1991).
- ( 7) H. Nakahata, K. Higaki, A. Hachigo, S. Shikata, N. Fujimori, Y. Takahashi, T. Kajihara and Y. Yamamoto: "High frequency surface acoustic wave filter using ZnO/Diamond/Si structure", Jpn. J. Appl. Phys. **33**, pp. 324-328 (1994).
- ( 8) 佐藤良夫, 伊形理, 松田隆志, 西原時弘, 内柴秀磨: "ラダー型SAWフィルタ", 信学技報, **US95-25**, pp. 39-46 (1995).
- ( 9) 谷津田博美, 小栗正敏, 堀島平: " フリップチップ型GHz帯SAWフィルタ", 信学技報, **US95-25**, pp. 47-54 (1995).
- ( 10) Y. Kobayashi, N. Tanaka, K. Matsui, H. Okano, T. Usuki and K. Shibata: "1.9-GHz-band surface acoustic wave device using second leaky mode on LiTaO<sub>3</sub>", Jpn. J. Appl. Phys. **35**, pp. 2987-2990 (1996).
- ( 11) K. Yamanouchi, K. Aoki, T. Tsuji and Y. Wagatsuma: "10 GHz surface acoustic wave filters with narrow-gap interdigital transducer structure", Jpn. J. Appl. Phys. **35**, pp. 2994-2996 (1996).
- ( 12) H. Odagawa, T. Meguro and K. Yamanouchi: "5 GHz range low-loss wide band surface acoustic wave filters using electrode thickness difference type unidirectional transducers", Jpn. J. Appl. Phys. **35**, pp. 3028-3031 (1996).
- ( 13) H. Odagawa, T. Kojima, T. Meguro, Y. Wagatsuma and K. Yamanouchi: " GHz-range

conventional  $\lambda/4$  unidirectional surface acoustic wave transducers and their application to low-loss and zero-temperature coefficient filters", Jpn. J. Appl. Phys. **36**, pp. 3087-3090.

- ( 14) 山之内和彦 : " 移動体通信システムと弾性表面波デバイス" , 信学論(A), **J76-A**, 2, pp. 161-166 (1993).
- ( 15) 吉川昭一郎 : " 弾性表面波素子技術の発展と将来展望" , 第28回 E M シンポジウム講演予稿集, pp. 75-82 (1999).
- ( 16) 山之内和彦 : " 弾性表面波デバイス" , 信学論(C), **J82-C**, 12, pp. 689-696 (1999).
- ( 17) 清水康隆 : " 弾性表面波材料の伝搬特性と利用の現状" , 信学論(A), **J76-A**, 2, pp. 129-137 (1993).
- ( 18) 江畑泰男, 佐藤孝治 : "  $\text{LiTaO}_3$  基板上的弾性表面波共振子" , 信学技報, **US80-17**, pp. 23-29 (1980).
- ( 19) 江畑泰男, 森下繁文, 佐藤孝治 : "  $\text{LiTaO}_3$  基板上的弾性表面波共振子とその V T R 用発振器への応用" , 信学論(C), **J66-C**, 1, pp. 23-30 (1983).
- ( 20) A. B. Hyl' aev, B. S. Umarov, L. A. Shabanova and M. F. Dubovik: "Temperature dependence of electromechanical properties of LGS crystals", Phys. Status Solidi **A98** pp. 109-114 (1986).
- ( 21) S. Matsumura, T. Omi, N. Yamaji, and Y. Ebata: "A  $45^\circ X$  cut  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  single crystal substrate for SAW resonators", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 247-252 (1987).
- ( 22) H. Abe, H. Saitou, M. Ohmura, T. Yamada and K. Miwa: "Lithium tetraborate( $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ ) SAW resonators", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 91-94 (1987).
- ( 23) I. M. Sil' vestrova, Yu. V. Pisarevsky, A. A. Kaminsky and B. V. Mill: "Elastic, piezoelectric, and dielectric properties of  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  crystals", Sov. Phys. -Solid State **29** , pp. 870-871 (1987).
- ( 24) M. Zgonik, R. Schlessler, I. Biaggio, E. Voit, J. Tscerry and P. Gunter: "Materials constants of  $\text{KNbO}_3$  relevant for electro- and acousto-optics", J. Appl. Phys. **74**, pp. 1287-1297 (1993).
- ( 25) J. G. Gualtieri, J. A. Kosinski and A. Ballato: "Piezoelectric materials for acoustic wave applications", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control, **UFFC-41**, 1, pp. 53-

59 (1994).

- ( 26) K. S. Aleksandrov, B. P. Sorokin, P. P. Turchin, S. I. Burkov, D. A. Glushkov and A. A. Karpovich: "Effects of static electric field and of mechanical pressure on surface acoustic waves propagation in  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  piezoelectric single crystals", IEEE Ultrason. Symp. Proc., pp. 409-412 (1995).
- ( 27) S. Sakharov, P. Senushencov, A. Medvedev and Y. Pisarevsky: "New data on temperature stability and acoustical losses of Langasite crystals", IEEE Inte. Frequency Control Symp. Proc., pp. 647-652 (1995).
- ( 28) Yu. V. Pisarevsky, P. A. Senushencov, P. A. Popov and B. V. Mill: "New strong piezoelectric  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  with temperature compensation cuts", IEEE Int. Frequency Control Symp. Proc., pp. 653-656 (1995).
- ( 29) S. Kakio and Y. Nakagawa: " Propagation characteristics of leaky surface acoustic wave on proton-exchanged  $36^\circ$  Y- X  $\text{LiTaO}_3$ ", Jpn. J. Appl. Phys. **36**, pp. 3064-3067 (1997).
- ( 30) T. Sato, A. Nishikata and Y. Shimizu: "Characteristics of surface acoustic waves propagating on a  $\text{La}_3\text{Ga}_5\text{SiO}_{14}$  substrate", Jpn. J. Appl. Phys. **36**, pp. 3071-3073 (1997).
- ( 31) K. Inoue and K. Sato: "Propagation characteristics of surface acoustic waves on Langasite", Jpn. J. Appl. Phys. **37**, pp. 2209-2913 (1998).
- ( 32) H. Odagawa and K. Yamanouchi: "Superhigh electromechanical coupling and zero-temperature characteristics of  $\text{KNbO}_3$  and wide band filter applications", Jpn. J. Appl. Phys. **37**, pp. 2929-2932 (1998).
- ( 33) 井上真司, 片岡明彦, 村上慎, 清水貴之, 丹波哲夫, 神山一司: "  $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$  基板の弾性表面波伝搬特性", 第19回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp. 73-74 (1998).
- ( 34) A. Bungo, C. Jian, K. Yamaguchi, Y. Sawada, S. Uda and Y. P. Pisarevsky: "Analysis of surface acoustic wave properties of the rotated Y-cut Langasite substrate", Jpn. J. Appl. Phys. **38**, pp. 3239-3243 (1999).
- ( 35) 小野里紀夫, 安達正利, 唐木智明: " Ta置換型ランガサイト ( $\text{La}_3\text{Ta}_{0.5}\text{Ga}_{5.5}\text{O}_{14}$ )

- 結晶の弾性表面波伝搬特性”，第20回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集，pp. 49-50 (1999).
- ( 36) 山之内和彦：“弾性表面波一方向性変換器の研究開発動向”，日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第20回研究会資料，pp.7-14 (1990).
- ( 37) C. S. Hartmann, W. S. Jones and H. Vollers: "Wideband Unidirectional interdigital surface wave transducers", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-19**, 3, pp .378-381 (1972).
- ( 38) C. S. Hartmann, P. V. Wright, R. J. Kansy and E. M. Garber: "An analysis of SAW interdigital transducers with internal reflections and the application to the design of single-phase unidirectional transducers", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 40-45 (1982).
- ( 39) 山之内和彦，古屋敷博美：“内部反射すだれ状電極一方向性変換器を用いた弾性表面波フィルタ”，信学技報，**US84-18**，pp. 95-100 (1984).
- ( 40) K. Yamanouchi and F. Furuyashiki: "New low-loss SAW filter using internal floating electrode reflection types of single-phase unidirectional transducer", Electron. Lett., **20**, 24, pp. 989-990 (1984).
- ( 41) P. V. Wright: "The natural single-phase unidirectional transducer: A new low-loss SAW transducer", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp.58-63 (1985).
- ( 42) K. Yamanouchi, Z. H. Chen and T. Megro: "UHF-range single phase unidirectional transducers using new fabrication techniques", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp.74-77 (1985).
- ( 43) 児玉利一，川端広一，安原吉彦，佐藤弘明：“分布音響反射型トランスジューサを用いた低損失SAWフィルタの基本設計”，信学論(C)，**J69-C**，10，pp. 1297-1308 (1986).
- ( 44) E. Akcakaya: "A new analysis of single-phase unidirectional transducers", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., **UFFC-34**, 1, pp.45-52 (1987).
- ( 45) C. K. Campbell and C. B. Saw: "Analysis and design of low-loss SAW filters using single-phase unidirectional transducers", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., **UFFC-34**, 3, pp. 357-367 (1987).

- ( 46) 三島直之, 高瀬素義: "一方向性 DART 型電極における高調波励振特性". 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第14回研究会資料, pp. 7-12 (1988).
- ( 47) 山之内和彦, 目黒敏靖, 陳卓輝, 松本健司: "微小ギャップ構造すだれ状電極弾性表面波変換器", 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第14回研究会資料, pp. 13-18 (1988).
- ( 48) T. Thorovaldsson: "Analysis of the natural single phase unidirectional SAW transducer", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 91-96 (1989).
- ( 49) T. Thorovaldsson and B. P. Abbott: "Low loss SAW filters utilizing the natural single phase unidirectional transducer(NSPUDT)", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 43-48 (1990).
- ( 50) 鈴木勇次, 田島勝, 塚本豊: "LiNbO<sub>3</sub>基板上のインターディジタル・トランスジューサの一方向特性", 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第20回研究会資料, pp. 15-20 (1990).
- ( 51) M. Takeuchi, H. Odagawa, M. Tanaka and K. Yamanouchi: "SAW transducer configuration for reversing the directivity of NSPUDT substrates", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 17-22 (1995).
- ( 52) M. Takeuchi, H. Odagawa, M. Tanaka and K. Yamanouchi: "Low-loss surface acoustic wave filter on natural-single phase unidirectional transducer orientations of a Li<sub>2</sub>B<sub>4</sub>O<sub>7</sub> Substrate", Jpn. J. Appl. Phys. **36**, pp. 3091-3095 (1997).
- ( 53) 竹内正男, 田中光浩, 今西雄一郎: "ランガサイト基板のNSPUDTカット", 第18回超音波エレクトロニクスの基礎と応用に関するシンポジウム講演予稿集, pp. 11-12 (1997).
- ( 54) M. Takeuchi, T. Sakamoto and M. Tanaka: "Natural single-phase unidirectional transducer orientations on doubly rotated Y-cut Langasite substrates", Jpn. J. Appl. Phys. **38**, pp. 3244-3247 (1999).
- ( 55) N. Kimura and M. Takeuchi: "A design of surface acoustic wave wideband single-phase-unidirectional transducers using coupling-of-modes theory", Jpn. J. Appl. Phys. **38**, pp. 3265-3269 (1999).
- ( 56) K. Yamanouchi, H. Nakagawa, J. A. Qurechi and H. Odagawa: "10GHz-range surface

- acoustic wave low loss filter measured at low temperature", Jpn. J. Appl. Phys. **38**, pp. 3270-3274 (1999).
- ( 57) 竹内正男, 井上真司: "ランガナイト ( $\text{La}_3\text{Ga}_{5.5}\text{Nb}_{0.5}\text{O}_{14}$ ) 基板のNSPUD T 方位", 信学論(C), **J82-C-I**, 12, pp.744-748 (1999).
- ( 58) H. Engan: "Excitation of elastic surface waves by spatial harmonics of interdigital transducers", IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-16**, 12, pp.1014-1017 (1969).
- ( 59) B. A. Auld and G. S. Kino: "Normal mode theory for acoustic waves and its application to the interdigital transducers", IEEE Trans. Electron. Devices, **ED-18**, 10, pp.898-908 (1971).
- ( 60) 橋本研也, 山口正恆: "実効誘電率を用いたすだれ状電極からの弾性波励振特性の評価", 信学論(C), **J71-C**, 9, pp. 1297-1302 (1988).
- ( 61) M. Koshiha, K. Hasegawa and K. Inagawa: "An analysis of excitation characteristics of interdigital transducers for surface acoustic waves", Jpn. J. Appl. Phys., **28**, Suppl.28-1, pp.105-107 (1989).
- ( 62) 橋本研也, 山口正恆: "すだれ変換子特性の境界要素法解析に対する一考察", 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第19回研究会資料, pp.19-23 (1989).
- ( 63) G. Endoh, K. Hashimoto and M. Yamaguchi: "Surface acoustic wave propagation characterization by finite-element method and spectral domain analysis", Jpn. J. Appl. Phys., **34**, pp. 2638-2641 (1995).
- ( 64) 橋本研也, 鄭国強, 山口正恆: "有限膜厚多電極グレーティングにおけるSAW特性の高速解析法", 信学技報, **US96-47**, pp. 15-20 (1996).
- ( 65) 磯部敦, 疋田光孝, 浅井健吾, 住岡淳司: "有限要素-解析結合法による新モード型SAWの探索とその移動通信用デバイスへの応用", 信学論(C), **J82-C-I**, 12, pp. 697-705 (1999).
- ( 66) W. R. Smith, H. M. Gerard, J. H. Colins, T. M. Reeder and H. J. Shaw: "Analysis of interdigital transducers by use of an equivalent circuit model", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-17**, 11, pp. 856-864 (1969).
- ( 67) D. A. Leedom, R. Krimholtz and G. Matthaei: "Equivalent circuits for transducer having arbitrary even- or odd-symmetry piezoelectric excitation", IEEE Trans. Sonics &

- Ultrason., **SU-18**, 3, pp. 128-141 (1971).
- ( 68) W. R. Smith, H. M. Gerard and W. R. Jones: "Analysis and design of dispersive interdigital surface wave transducers ", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-20**, 7, pp. 458-471 (1972).
- ( 69) A. J. DeVries & S. Subramanian: "Over all comparison between theoretical predictions using the crossed-field transmission line model and experimental measurements of a split-connected transducer", Proc. IEEE Ultrasonics Symp. pp.407-409 (1973).
- ( 70) W. R. Smith: "Minimizing multiple transit echoes in surface wave devices", Proc. IEEE Ultrasonics Symp., pp.410-413 (1973).
- ( 71) W. R. Smith and W. F. Pedler: "Fundamental- and harmonic frequency circuit-model analysis of interdigital transducer with arbitrary metallization ratios and polarity sequences", IEEE Trans. Microwave Theory & Tech., **MTT-23**, 11, pp. 853-864 (1975).
- ( 72) T. Aoki and K. A. Ingebrigtsen: "Equivalent circuit parameters of interdigital transducers derived from dispersion relations for surface acoustic waves in periodic metal gratings", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-24**, 3, pp. 167-178 (1977).
- ( 73) T. Aoki and K. A. Ingebrigtsen: "Acoustic surface waves in split strip periodic metal gratings on a piezoelectric surface", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-24**, 3, pp. 179-193 (1977).
- ( 74) 兒島俊弘, 鈴木辰男: "弾性表面波すだれ状電極の放射及び反射特性の等価回路解析による検討", 日本音響学会誌, 36巻, 11号, pp. 539-548 (1980).
- ( 75) T. Kojima & Kimio Shibayama: "Investigation of an equivalent circuit for a surface-acoustic-wave double electrode", Jpn. J. Appl. Phys., **24**, Suppl. 24-1, pp. 142-144 (1985).
- ( 76) 水戸部整一, 小柴正則, 鈴木道雄: "金属 SAW グレーティング反射器の等価回路定数の理論的導出", 信学論 (C), **J69-C**, 7, pp. 884-892 (1987).
- ( 77) 水戸部整一, 小柴正則: "正負反射型 SAW 反射器の等価回路表示法", 信学論 (C), **J71-C**, 3, pp. 470-478 (1988).
- ( 78) T. Kojima and K. Shibayama: "An analysis of an equivalent circuit model for SAW

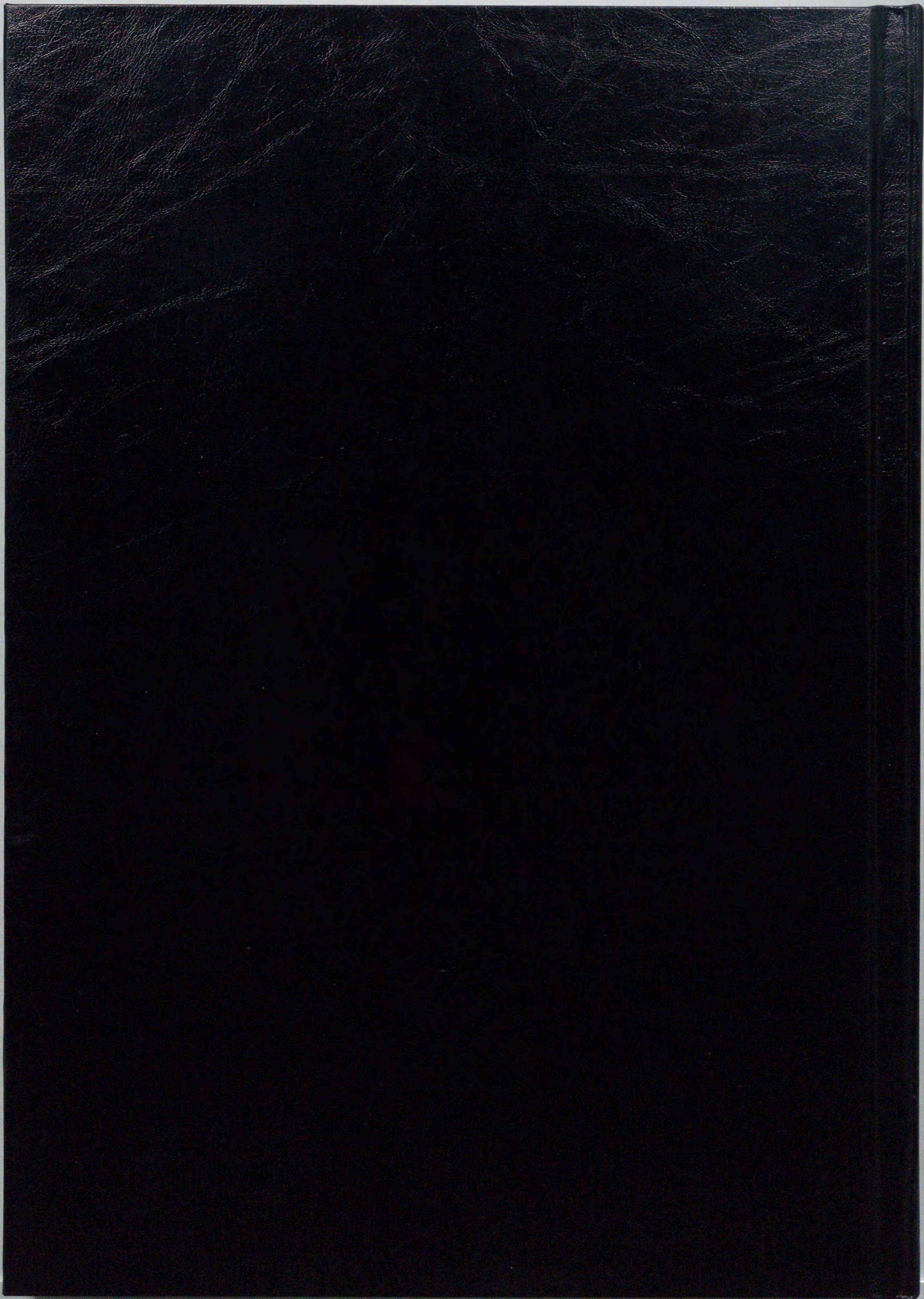
- interdigital transducer", Jpn. J. Appl. Phys., **27**, Suppl. 27-1, pp.163-165 (1988).
- ( 79) 児島俊弘, 柴山乾夫 : " S A W I D T の等価回路に関する検討" , 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第15回研究会資料, pp.11-16 (1988).
- ( 80) M. Koshiha and S. Mitobe: "Equivalent networks for SAW gratings", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-35**, 5, pp. 531-535 (1988).
- ( 81) 児島俊弘 : "弾性表面波トランスジューサの等価回路解析とその共振器への応用", 東北大学博士論文(1989).
- ( 82) T. Shiba, J. Yamada and T. Toyama: "Study on transformer ratio and capacitance in equivalent circuit model for SAW transducer", Jpn. J. Appl. Phys., **29**, Suppl. 29-1, pp. 129-132 (1990).
- ( 83) E. L. Adler, M. P. da Cunha and O. Schwelb: "Arbitrarily oriented SAW gratings: Network model and the coupling-of-modes description", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-38**, 3, pp. 220-230 (1991).
- ( 84) 芝隆司, 山田純, 湯原安章, 小田幸司 : " 弾性表面波すだれ状電極における非励振部を有する等価回路定数" , 信学技報, **US92-54**, pp. 23-30 (1992).
- ( 85) M. P. da Cunha and E. L. Adler: "A network model for arbitrarily oriented IDT Structures", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-40**, 6, pp. 622-629 (1993).
- ( 86) 鈴木辰男, 児島俊弘 : " 力係数を用いた弾性表面波すだれ状変換器の電気音響変換の基本式と等価回路" , 信学技報, **US95-8**, pp. 7-14 (1995).
- ( 87) M. Hikita, A. Isobe, A. Sumioka, N. Matsuura and K. Okazaki: "Rigorous treatment of leaky SAW's and new equivalent circuit representation for interdigital transducers", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-43**, 3, pp. 482-490 (1996).
- ( 88) 廣田和博, 渡辺吉隆 : " 新 S P U D T 構造と S A W グレーティングの改良型分布定数等価回路モデル" , 信学技報, **US97-47**, pp. 17-24 (1997).
- ( 89) 竹内正男, 山之内和彦 : " モード結合理論を用いた I D T の特性解析法" , 第21回 E M シンポジウム講演予稿集, pp. 87-94 (1992).
- ( 90) 鈴木勇次, 清水洋 : " すだれ状電極による弾性表面波の透過・反射 (共振子への応用)" , 信学技報, **US74-24**, pp. 25-36 (1974).

- ( 91) 鈴木勇次, 清水洋: " 電気的および弾性的周期摂動による音響表面波の反射とその圧電振動子への応用", 信学技報, **US74-45**, pp. 57-68 (1975).
- ( 92) 小山田弥平, 吉川正吉郎, 石原藤夫: " 多対 I D T を用いた弾性表面波共振器の解析とその応用", 信学論(A), **J60-A**, 9, pp.805-812 (1977).
- ( 93) D. P. Chen and H. A. Haus: "Analysis of metal-strip SAW gratings and transducers", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-32**, 3, pp. 395-408 (1985).
- ( 94) 鈴木勇次, 清水洋: " 圧電基板上のグレーティングによる弾性表面波の反射", 信学論(A), **J69-A**, 6, pp. 764-774 (1986).
- ( 95) M. Takeuchi and K. Yamanouchi: "Analysis of SAW single-phase unidirectional transducer and its application to reflectors and resonators", Jpn. J. Appl. Phys., **27**, Suppl. 27-1, pp. 145-147 (1988).
- ( 96) P. V. Wright: "Analysis and design of low-loss SAW devices with internal reflections using coupling-of-modes theory", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 141-152 (1989).
- ( 97) B. P. Abbott, C. S. Hartmann and D. C. Malocha: "Transduction magnitude and phase for COM modeling of SAW devices", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-39**, 1, pp. 54-60 (1992).
- ( 98) Z. H. Chen, M. Takeuchi and K. Yamanouchi: "Analysis of the film thickness dependence of a single-phase unidirectional transducer using the coupling-of-modes theory and the finite-element method," IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr., **UFFC-39**, 1, pp. 82-94 (1992).
- ( 99) 竹内正男, 山之内和彦: " モード結合理論を用いた高調波動作浮き電極型一方向性変換器の解析", 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第28回研究会資料, pp.49-54 (1992).
- (100) 鈴木勇次, 竹内正男, 中村僖良, 廣田和博: " S A W 周期構造のモード結合理論", 信学論(A), **J76-A**, 2, pp. 87-95 (1993).
- (101) K. Nakamura: "A simple equivalent circuit for interdigital transducers based on the coupled-mode approach", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-40**, 6, pp. 763-767 (1993).
- (102) V. P. Plessky, T. Thorvaldsson: "Periodic Green's function analysis of SAW and leaky

- SAW propagation in a periodic system of electrodes on a piezoelectric crystal", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-42**, 2, pp. 280-293 (1995).
- (103) K. Hashimoto and M. Yamaguchi: "General-purpose simulator for leaky surface acoustic wave devices based on coupling-of-modes theory", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 117-122 (1996).
- (104) K. Nakamura and K. Hirota: "Equivalent circuits for unidirectional SAW-IDT's based on the coupling-of-modes theory", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-43**, 3, pp. 467-472 (1996).
- (105) D. P. Morgan: "Reflective Array Modeling for Reflective and Directional SAW Transducers", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-45**, 1, pp. 152-157 (1998).
- (106) 竹内正男, 木村悟利: "SAWモード結合方程式の直接数値解析", 信学論(C), **J81-C-I**, 8, pp.476-477 (1998-08).
- (107) J. Koskela, V. P. Plessky and M. M. Salomaa: "SAW/LSAW COM Parameter Extraction from Computer Experiments with Harmonic Admittance of a Periodic Array of Electrodes", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-46**, 4, pp. 806-816 (1999).
- (108) R. C. M. Li and J. Melnagailis: "The influence of stored energy at step discontinuities on the behavior of surface-wave gratings", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-22**, 3, pp. 189-198 (1975).
- (109) 岡田昌己, 小柴正則: "SAWグレーティング解析のための摂動法の適用限界について", 平5信学春季全大, A-345 (1993).
- (110) R. M. White and F. W. Voltmer: "Direct Piezoelectric Coupling to Surface Elastic Waves", Applied Physics Letters, **7**, pp. 314-316 (1965).
- (111) T. W. Bristol, W. R. Jones, P. B. Snow & W. R. Smith: "Application of double electrodes in acoustic surface wave device design", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 343-345 (1972).
- (112) A. J. DeVries, R. L. Miller & T. J. Wojcik: "Reflection of surface wave from three types of I. D. transducers", IEEE Ultrasonics Symp. Proc., pp. 353-358 (1972).

- (113) W. S. Jones, C. S. Hartmann & T. D. Sturdivant: "Second order effects in surface wave devices", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-19**, 4, pp. 368-377 (1972).
- (114) Y. Kagawa and T. Yambuchi: "A finite element approach to electromechanical problems with an application to energy-trapped and surface-wave devices", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-23**, 4, pp. 263-272 (1976).
- (115) 水戸部整一, 小柴正則, 鈴木道雄: "周期構造圧電弾性波導波路の有限要素法解析", 信学論(C), **J68-C**, 1, pp. 21-27 (1985).
- (116) M. Koshiha, S. Mitobe and M. Suzuki: "Finite-element solution of periodic waveguides for acoustic waves", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. & Freq. Contr., **UFFC-34**, 4, pp. 472-477 (1987).
- (117) K. Hasegawa and M. Koshiha: "Hybrid Finite-Element Analysis of Leaky Surface Acoustic Waves in Periodic Waveguides", Jpn. J. Appl. Phys. **35**, pp. 2997-3001 (1996).
- (118) K. Hasegawa and M. Koshiha: "An Analysis of Periodic Leaky Surface Acoustic Waveguides Using the Hybrid Finite Element Method", Jpn. J. Appl. Phys. **37**, pp. 2901-2904 (1998).
- (119) P. S. Cross and R. V. Schmidt: "Coupled surface acoustic wave resonator", Bell Syst. Tech. J., **56**, 8, pp. 1447-1482 (1977).
- (120) M. Takeuchi and K. Yamanouchi: "New type of SAW reflectors and resonator consisting of reflecting elements with positive and negative reflection coefficient", IEEE Trans. Ultrason. Ferroelec. Freq. Contr, **UFFC-33**, 4, pp. 368-374 (1986).
- (121) 井上真司: 私信 (1999).
- (122) 橋本研也, 山口正恆, 山森康司, 小郷寛: "高結合回転 Y カット  $\text{LiNbO}_3$  及び  $\text{LiTaO}_3$  を伝搬する SSBW と Leaky SAW", 信学論(C), **J67-C**, 1, pp. 158-165 (1984).
- (123) 清水康隆, 遠藤洋介, 渡辺隆弥: "  $\text{LiTaO}_3$  基板を伝搬する漏洩弾性表面波", 日本学術振興会弾性波素子技術第150委員会第4回研究会資料, pp.15-18 (1985).
- (124) 橋本研也, 山口正恆: "SSBW / LSAW 基板の IDT 特性", 信学技報, **US86-49**, pp. 1-6 (1986).

- (125) Y. Shimizu and H. Ozawa: "Theoretical study of the characteristics of leaky-surface-acoustic-wave filters with propagation loss by an equivalent circuit Model", Jpn. J. Appl. Phys. **26**, Suppl. 26-1, pp. 165-167 (1987).
- (126) 橋本研也, 山口正恆: "36°YX-LiTaO<sub>3</sub>上の高結合Leaky-SAW励振・検出用IDTの振舞い", 信学論(C), **J71-C**, 3, pp. 479-485 (1988).
- (127) D. P. Morgan: "Quasi-static analysis of generalized SAW transducers using the Green's function method", IEEE Trans. Sonics & Ultrason., **SU-27**, 3, pp. 111-123 (1980).



inches 1 2 3 4 5 6 7 8  
cm 1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 12 13 14 15 16 17 18 19

# Kodak Color Control Patches

© Kodak, 2007 TM: Kodak

Blue	Cyan	Green	Yellow	Red	Magenta	White	3/Color	Black

# Kodak Gray Scale



© Kodak, 2007 TM: Kodak

A 1 2 3 4 5 6 M 8 9 10 11 12 13 14 15 B 17 18 19

