



Title	多対インターディジタル形トランスジューサを用いた 弾性表面波共振器とフィルタの研究
Author(s)	小山田, 弥平
Citation	大阪大学, 1978, 博士論文
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/2716">https://hdl.handle.net/11094/2716</a>
rights	
Note	

*The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA*

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

The University of Osaka

多対インターディジタル形トランス  
ジューサを用いた弾性表面波共振器  
とフィルタの研究

昭和53年5月

小山田 弥平

## 内 容 梗 概

本論文は、筆者が日本電信電話公社武蔵野電気通信研究所において行った多対インターデューシタル形トランスジューサ (IDT) を用いた弾性表面波共振器とフィルタに関する研究の成果をまとめたものであり、次の6章から成っている。

第1章は序章であり、はじめに、緒言として本研究の背景と目的について述べている。その中で、本研究は、従来からの弾性表面波フィルタの方法では実現することができなかった帯域阻止フィルタの構成を目的として始められたものであり、その構成法について検討している段階で、多対の IDT を高  $Q$  な共振器として利用できることが見出されたことを明らかにしている。また、本論文で対象とする弾性表面波共振器の構成要素である IDT とグレーティング反射器について簡単に説明し、さらに、本論文で述べる狭帯域フィルタと比較する意味において、従来からの弾性表面波フィルタについて説明している。

第2章では、IDT とこれを用いた弾性表面波共振器について結合モード解析した結果を述べている。本論文で対象としているような多対の IDT を用いた共振器においては、IDT の各電極指による表面波の反射が共振器の特性に大きな影響を及ぼすが、第2章では、先ず、この反射を考慮に入れて、IDT 内における表面波の一般的な界分布を、自由表面における前進波と後退波の一次結合として近似的に求めている。そして、その結果を利用して IDT の送受波特性を解析し、 $S$  パラメータを求めている。また、第3章、第5章で検討する1端子対共振器及び2端子対共振器について解析し、周波数特性を、以後の検討に便利な形で求めている。尚、従来から、IDT を用いたフィルタなどの特性の解析には、Smith らによって提案された IDT の等価回路がよく使われているが、この等価回路を用いて、共振器の周波数特性を電極指による表面波の反射を考慮に入れて解析した場合、結果は非常に複雑になる。そのために、その結果から共振器の一般的な特徴を把握することは困難であり、また、その結果を用いて実際の計算を行う場合には多くの時間を必要とする。これに対し、本論文の第2章で求めた結果を用いれば、共振器の一般的な特徴をある程度把握することができ、また、実際の計算は短時間で行うことが可能である。

第3章では、多対 IDT を用いた1端子対弾性表面波共振器に関する研究成果を述べている。はじめに、第2章の解析結果をもとにした理論検討により、IDT の電極指対数を増していくと、IDT はそれだけで高  $Q$  な1端子対共振器を構成し、鋭い共振及び反共振特性を示すようになること、及び、このような共振器においては、電極指による表面波の反射が表面波を IDT

内に閉じ込めるのに大きな役割を果たすことなどを明らかにしている。そして、このような単に IDT を多対にしただけの共振器により、150MHz において約 2,000 (LiNbO<sub>3</sub> 基板の場合) と 10,000 (水晶基板の場合) の Q が実験的に得られたことを示している。さらに、多対 IDT にグレーティング反射器を付けることにより、より Q を高めることができ、このような構造により、150MHz において約 20,000 の Q が水晶基板上で得られたことを示している。

第 4 章では、上述の 1 端子対共振器を利用して狭帯域フィルタを構成した結果を述べている。はじめに、帯域阻止フィルタの構成法に関する検討結果として、全通過回路の一部の容量素子を 1 端子対共振器で置換した形の回路構成により、良好なフィルタ特性を実現できることを示している。そして、この結果をもとに、周波数分割多重化 (FDM) 方式の伝送路雑音負荷試験用の帯域阻止フィルタを構成し、その結果として、阻止域減衰量が約 153MHz を中心とする 60kHz (帯域比 0.04%) の帯域において 80dB 以上、通過域の損失が阻止域付近を除く 0 ~ 300MHz の範囲において 1dB 以下の特性を得ている。この特性は、ほぼ要求値を満足するものである。尚、このような特性は、従来構造の弾性表面波フィルタでは実現することができず、また、水晶振動子 (体積波を利用) やヘリカル共振器など競合する他の共振器を用いても実現することが困難とされていたものである。次に、帯域通過フィルタに関して簡単な検討を行い、その結果として、極めて狭帯域なフィルタを低損失に実現できることを確認している。

第 5 章では、多対 IDT を用いた 2 端子対弾性表面波共振器に関する研究成果を述べている。はじめに、従来主にトランスバーサル・フィルタとして検討されてきた弾性表面波回路において、IDT の対数を増していくと、回路は、トランスバーサル・フィルタとしてよりも、むしろ 2 端子対共振器として動作し、鋭いピークを持った伝送特性を示すようになることを理論的に明らかにするとともに、実験によりその動作を確認している。また、このような回路にグレーティング反射器を付けることにより、ピークをより急峻化できることを示している。そして、この種の共振器を利用することにより、極めて狭帯域な帯域通過フィルタを低損失に、しかも LC などの回路素子を使わずにモノリシックに実現できることを、構成例を挙げて示している。

第 6 章は結言であり、本研究で得られた成果をまとめて記している。

# 目 次

内容梗概 .....	i
第1章 序 章 .....	1
1.1 緒 言 .....	1
1.2 弾性表面波フィルタの概要 .....	3
1.2.1 IDT .....	3
1.2.2 グレーティング反射器 .....	4
1.2.3 弾性表面波トランスバーサル・フィルタ .....	5
第2章 多対 IDT の結合モード解析 .....	8
2.1 まえがき .....	8
2.2 IDT 内の弾性表面波と端子電流に関する考察 .....	9
2.2.1 IDT 内の弾性表面波 .....	9
2.2.2 境界条件 .....	15
2.2.3 端子電流 .....	15
2.3 IDT の送受波特性 .....	17
2.3.1 送波特性 .....	17
2.3.2 受波特性 .....	21
2.4 弾性表面波共振器の周波数特性 .....	23
2.4.1 1 端子対共振器の入力アドミタンス .....	24
2.4.2 2 端子対共振器の伝送特性 .....	24
2.5 むすび .....	27
付録 A.2.1 係数 $\kappa_{11}, \kappa_{12}$ について .....	28
第3章 多対 IDT を用いた 1 端子対弾性表面波共振器 .....	33
3.1 まえがき .....	33
3.2 多対 IDT のインピーダンス特性 .....	33
3.2.1 理論検討 .....	33
3.2.2 実験結果 .....	42

3.3	反射器付多対 IDT のインピーダンス特性	50
3.3.1	グレーティン反射器の反射特性	51
3.3.2	反射器付多対 IDT の入力インピーダンス	53
3.4	多対 IDT の等価回路	57
3.4.1	等価回路定数の導出	57
3.4.2	キャビティー形共振器との比較	63
3.5	むすび	65
第4章	1 端子対弾性表面波共振器を用いた狭帯域フィルタ	66
4.1	まえがき	66
4.2	狭帯域阻止フィルタ	67
4.2.1	構成法に関する検討	67
4.2.2	4 段帯域阻止フィルタ (LiNbO <sub>3</sub> 基板)	71
4.2.3	3 段帯域阻止フィルタ (水晶基板)	77
4.3	狭帯域通過フィルタ	81
4.4	むすび	85
第5章	多対 IDT を用いた 2 端子対弾性表面波共振器	87
5.1	まえがき	87
5.2	多対 IDT による 2 端子対共振器の形成	87
5.2.1	理論検討	87
5.2.2	実験結果	93
5.3	反射器付 2 端子対共振器	96
5.4	2 端子付共振器の縦続接続	101
5.5	むすび	103
第6章	結 言	104
謝 辞		105
文 献		106

# 第 1 章 序 章

## 1.1 緒 言

弾性表面波の研究の歴史は古く、1885年に有名なLord Rayleighが弾性表面波の典型であるレイリー波の存在を理論的に証明したことに始まる。但し、それから1950年頃までの間は、弾性表面波はもっぱら地球物理学(地震学)または純音響・弾性理論として研究されていた。

弾性表面波を工学的に応用したのは、1946年にFirestoneらが表面クラックの検出に利用したのが最初である。しかし、その当時は励起方法が実用的でなかったため、物性研究の一手段の領域を越えなかった。その後、1963年にBTLにおいて電氣的に弾性表面波を発生する方法としてインターディジタル形トランスジューサ(以後IDTと略称する)が考案され、1965年にR.M.Whiteらが実際にIDTを用いて弾性表面波を発生検出して以来、急速にその物理的性質が明らかにされ、また、数多くの応用が生み出された。<sup>(1)~(3)</sup>

弾性表面波の工学的応用面からみた特長としては次のようなことがあげられる。

- (i) 伝ぱん速度が電磁波の $10^{-5}$ のオーダーであることから、回路の小形化、実装密度の向上、長時間遅延線の実現などが可能である。
- (ii) 波動のエネルギーが大部分表面に集中していることから、伝ぱん途上の任意の点でアクセスすることが可能である。また、比較的低電力で非直線素子をつくることが可能である。
- (iii) 固体の表面を二次元的に伝ぱんする波動であるため、電極配列の自由度が大きい。
- (iv) 他種の弾性波や光、磁氣的波動との相互作用が存在することから、さまざまな機能素子の実現の可能性がある。
- (v) 半導体キャリアとの相互作用を利用することによって能動化が可能である。
- (vi) 製作にIC技術が転用できる。

これらの特長を活かしたデバイスとして、先ず、IDTを利用した遅延線メモリ、帯域通過フィルタ、信号処理装置などが考案された。また、電磁波の誘電体線路と同じ原理にもとづく弾性波ガイドが考案され、これを用いた種々のマイクロ波コンポーネントが検討された。その他、イメージ・センサなど光応用素子、コンボルバなど非直線素子、能動素子、非相反素子などが生み出された。

これらの中で、帯域通過フィルタと軍用のレーダ、ソーナ等に使う信号処理装置に関する研究の進歩は目ざましく、今日すでに実用の域に達している。<sup>(4),(5)</sup>

このうちの帯域通過フィルタは、2個のIDTを用いて信号を電気→弾性表面波→電気と変換せしめ、IDTの変換特性を利用するものであるが、近似的には一種のトランスバーサル・フィルタ<sup>(6)</sup>と考えることができる。従って、最小位相推移系におけるフィルタとは異なり、振幅特性と位相(遅延)特性とを独立に制御でき、画像や波形の伝送にきわめて魅力的である。また、他の種類の部品の苦手とする数100MHz帯において、比較的容易に回路を製作できるという利点がある。このようなことから、この種のフィルタは弾性表面波の応用デバイスとしては遅延線と共に最も早くから取り上げられ、精力的な研究が行われてきた。そして、最近、いくつかの部品メーカーがTV用のIFフィルタなどの生産を開始する段階にまで至った。

電電公社電気通信研究所においては、1971年から弾性表面波デバイスの公衆通信システムへの応用を目的とする研究を開始し、遅延線、フィルタ、論理回路などについて検討を行ってきた。

ところで、現在公衆通信に供されている各種通信システムにおいては、水晶振動子を用いた狭帯域通過フィルタおよび阻止フィルタが様々な用途に使われている。周波数分割多重化(FDM)方式における搬送波フィルタ<sup>(7)</sup>やパイロットフィルタ<sup>(8)</sup>などがその例である。これらのフィルタは、要求される狭帯域性から高Qな素子を用いて構成する必要があり、そのために水晶振動子が用いられているわけであるが、この水晶振動子を良好に適用できる周波数範囲は、現在のところ大体100MHz以下である。

ところが、近年、伝送容量の需要の増大に伴い、より大容量の伝送方式が検討されるようになり、100MHz以上においても同程度の狭帯域性を有するフィルタが要望されるようになった。この要望に応える方法としては、先ず、水晶振動子の適用領域を拡げることが考えられるが、今後その領域を大巾に拡げることは不可能である。別の方法として、ヘリカル共振器<sup>(9)</sup>やスパイラル共振器<sup>(10)</sup>など弾性波動を利用しない共振器の使用が考えられるが、この場合には素子が大型になる。

このようなことから、弾性表面波フィルタにその期待がかけられるようになり、1973年から筆者らのグループにおいて狭帯域フィルタの検討を開始するに至った。そして、低損化や不要波の除去法などに関して種々の工夫をこらしつつ検討を進めた結果、狭帯域通過フィルタに関しては、前述した弾性表面波フィルタに反射器を付けた構造で、徐々に良好な特性が得られるようになった。<sup>(11), (12)</sup>しかし、帯域阻止フィルタについては、このような構造で良好な特性を得ることは原理的に不可能であり、全く新しい構造について検討する必要があった。

このような理由で、筆者は、1974年の初めから、IDTをインピーダンス素子として用いて帯域阻止フィルタを構成する方法についての検討を始めた。この種の検討は従来全くなされていなかったため、筆者は考えられるいくつかの方法について主に実験的な検討を進めたが、その段階で、IDTの電極指対数を極端に多くすると、IDTはそれだけで1,000以上の $Q$ を有する1端子対共振器としてのインピーダンス特性を示すようになることが見出された。<sup>(13)~(15)</sup>そして、このようなIDTを用いることにより、良好な狭帯域阻止フィルタを構成できる見通しが得られた。そしてさらに、この種の共振器について検討を進めた結果、100MHz以上において10,000以上の $Q$ が得られることが判明した。<sup>(16),(17)</sup>

これらの結果より、この種の共振器は、従来水晶振動子の限界の辺りから1GHzに至る周波数帯をカバーする高 $Q$ 、高安定な共振器として期待できることが明らかとなった。このようなことから、筆者は、本共振器に関して理論、実験の両面からさらに詳しい検討を進めた。

本論文は、このような背景、経過を経て行った、多対IDTを用いた弾性表面波共振器とフィルタに関する研究の成果をまとめたものである。

尚、筆者が本研究を始めた頃は、弾性表面波共振器に関する報告はほとんど皆無であった。しかし、筆者が上述の共振現象を見出した頃、Lakinらも同じ現象を見出した。<sup>(18)</sup>また、同じ頃、Staplesは、2個のグレーティング反射器を用いてキャビティを構成し、その中に少対IDTを設置することによって $Q=10,000$ に及ぶ1端子対共振器が得られることを示し、<sup>(19)</sup>大きな注目を集めた。そして、これらの発表を契機として、弾性表面波共振器は、すでに基礎研究の段階を終りつつあった従来からの弾性表面波トランスバーサル・フィルタに替って、活発に研究されるようになった。<sup>(20),(21)</sup>

## 1.2 弾性表面波フィルタの概要

本節では、先ず、弾性表面波共振器やフィルタなどの重要な構成要素であるIDTとグレーティング反射器について簡単に説明する。そのあと、本論文で対象とする共振器及びそれを利用した狭帯域フィルタと比較する意味において、従来からの弾性表面波トランスバーサル・フィルタについて説明する。

### 1.2.1 IDT

IDTは、図1.1に示されているように、圧電基板上に交さ指電極を蒸着したものである。この電極の電気端子にRF電圧を印加すると、基板の圧電効果によって電極指間に弾

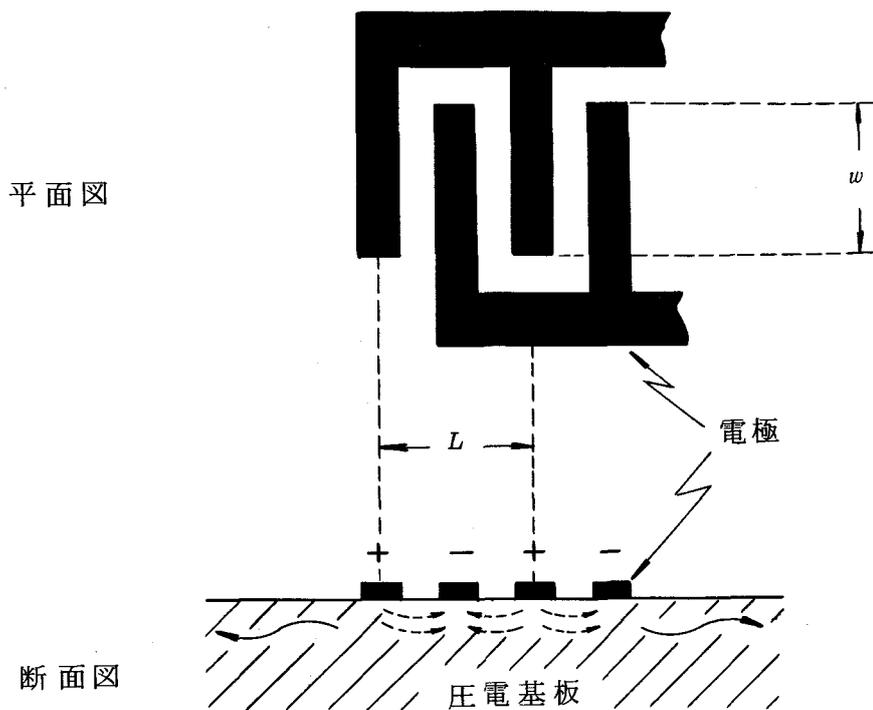


図1.1 IDTの電極構造

—→: 弾性表面波

- - →: 電界

性表面波が励起され、基板表面を電極指と直交する方向へ向けて伝ぱんする。この場合、波長が電極指周期 $L$ と一致するような周波数において弾性表面波は最も強く励振される。この機構は相反的なものであるから、1個のIDTは、弾性表面波の送信と受信の両方を行うことが可能である。

### 1.2.2 グレーティング反射器

グレーティング反射器は、基板表面に周期的な摂動を与えて表面波を徐々に反射するものであり、これにより0.95以上の反射係数を得ることが可能である。この種の反射器に関する研究は以前にも一部行われていたが、弾性表面波共振器が注目を集めるようになってから活発に研究されるようになった。

グレーティングを構成する方法としては、これまでに、図1.2に示すようなものが提案されている。<sup>(20)</sup> (a)は蒸着、スパッタリングなどによって基板表面に金属などを付加するものである。(b)はイオン・エッチングなどによって基板に溝を掘るものであり、(c)はイオン打ち込みなどによって不純物を基板に注入し、弾性定数を変えるものである。(b)、

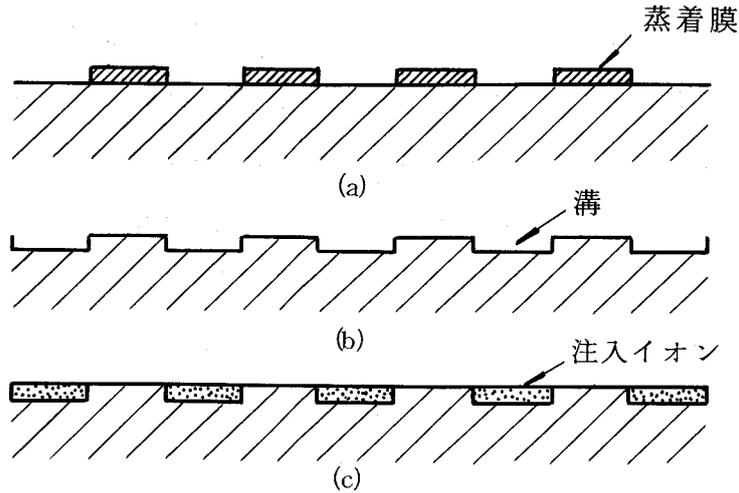


図1.2 種々のグレーティング反射器の断面図

(c)はいずれも弾性的な摂動のみを与える方法である。これに対し，(a)は，付加物として金属を用いた場合，弾性的な摂動とともに電気的な摂動（圧電基板の表面を電氣的に短絡する）を与えるものである。

本論文では，(a)のタイプで，付加物としてアルミニウム・ストリップを蒸着して構成した反射器を使用している。

### 1.2.3 弾性表面波トランスバーサル・フィルタ

2個の IDT を図1.3 に示されているように同一基板上に配置した場合，信号源からの

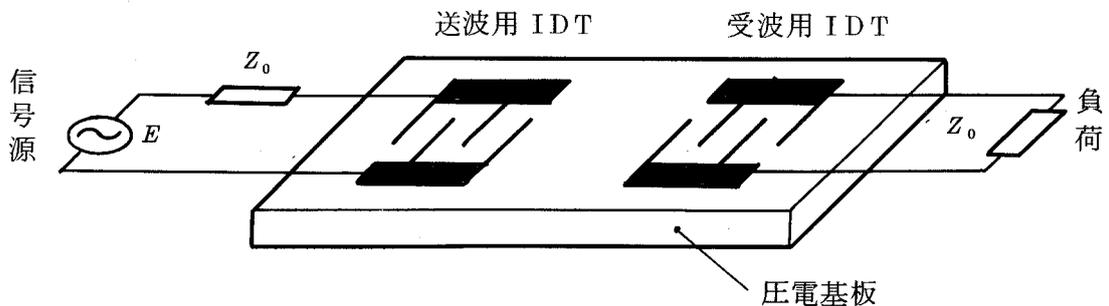


図1.3 弾性表面波トランスバーサル・フィルタの基本構造

電気信号は，先ず送波用 IDT によって弾性表面波信号に変換される。そして，基板上を受波用 IDT へ向けて伝ぱんし，受波用 IDT によって再び電気信号に変換され，負荷へ到達する。このときの信号源から負荷への伝送特性は 2 個の IDT の電気⇔弾性表面波変換

特性によって決まるが、IDTの変換特性はその電極形状（電極指周期 $L$ ，交さ幅 $w$ ，及び対数など）によって決まる。従って、IDTの電極形状を適切に設定することによって所望の伝送特性を得ることができ、図1.3の回路はフィルタとして利用することができる。特に、対数があまり多くなく、入出力インピーダンスが外部回路のインピーダンス $Z_0$ に比べて十分高いIDTを用いれば、図1.3の構造により近似的にトランスバーサル・フィルタ<sup>(6)</sup>を構成することが可能である。このようなフィルタにおいては、振幅特性と位相（遅延）特性とを独立に制御することができる。従って、画像伝送などにおいてきわめて有用であり、現在、テレビ等（IFフィルタとして）への導入が積極的に進められている。図1.4は、考えられる本フィルタの適用領域を、他種フィルタのそれと比較して示したものである（LONDE ELECTRIQUE（1972,02）より引用）。図よりわかるように、本フィルタは、他種フィルタの苦手とする数10MHz～数100MHz帯を中心に広い適用領域を持っている。

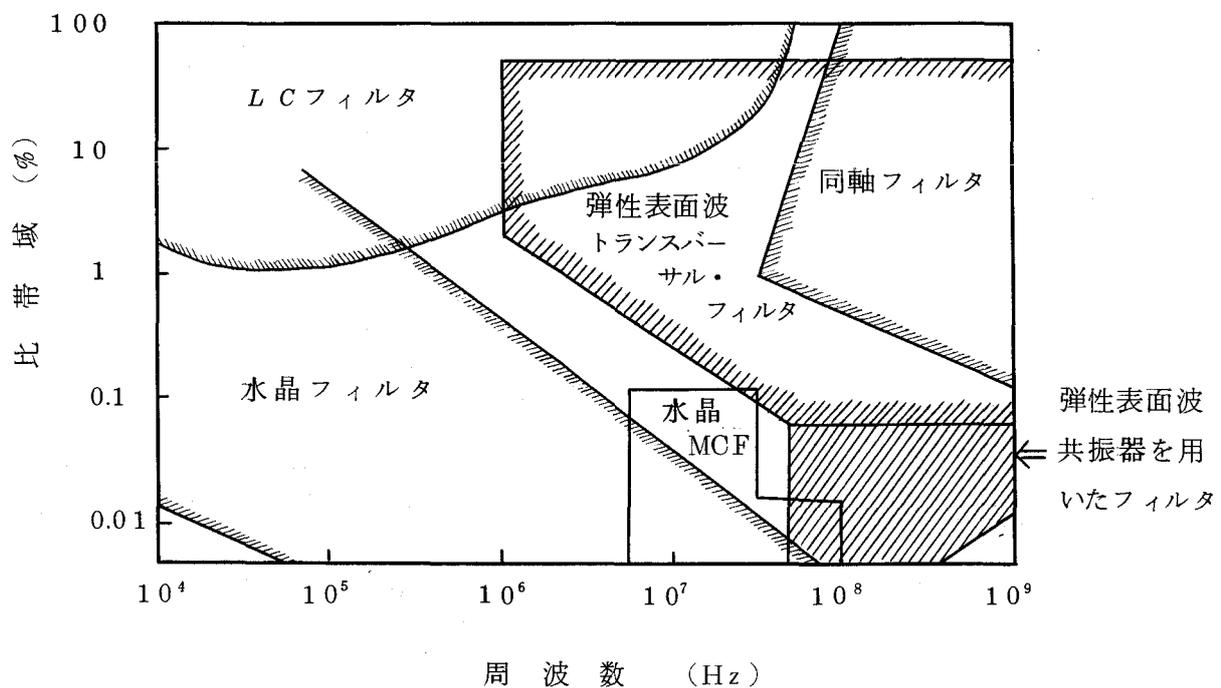


図1.4 各種フィルタの適用領域

尚，図中の斜線を施した部分は，本論文で対象とするような弾性表面波共振器を利用したフィルタの適用領域として，筆者があとで付け加えたものである\*。図に示したように，弾性表面波共振器は，数100 MHz帯において比帯域が0.1～0.01%程度のフィルタを構成する手段を新しく提供するものである。

---

\*) 1972年頃は，まだ弾性表面波共振器は生み出されておらず，図の斜線部は空白になっていた。

## 第2章 多対 IDT の結合モード解析

### 2.1 まえがき

本論文の第3章, 第5章において, 多対 IDT を用いた弾性表面波共振器に関して検討した結果を述べるが, 本章では, それに先立ち, IDT について結合モード解析を行い, その結果を利用して第3章, 第5章で論ずる共振器の周波数特性を求めた結果を示す。<sup>(22)</sup>

IDT 内を伝はんする弾性表面波は, 電極指による電氣的及び弾性的な周期摂動を受けて少しずつ反射されるが, 多対 IDT の場合, この反射が周波数特性に大きく影響する。従って, 多対 IDT を用いた弾性表面波共振器の周波数特性を求める場合には, この反射を含めて計算する必要がある。

ところで, 従来から, IDT を用いたフィルタなどの周波数特性の解析には, Smith らによって提案された IDT の等価回路<sup>(23)</sup>がよく使われている。この等価回路は, 一応, 任意の形状の IDT に適用できるという利点を持っている。最初に提案されたこの種の等価回路は, 上述の電極指による周期摂動を含んでいなかったが, その後, これを含むように若干変形された等価回路も提案されている。<sup>(24, 25)</sup> 従って, 変形された等価回路を使えば, 任意の形状の IDT を用いた回路について, 周期摂動による表面波の反射を考慮に入れて解析することが可能である。しかし, 変形された等価回路を用いて解析した場合, 正規形 IDT のような単純な形の IDT の周波数特性についても, その結果は非常に複雑になる。従って, このような方法で多対 IDT を用いた弾性表面波共振器を解析した場合, その結果から共振器の一般的な特徴を把握することは困難であり, また, その結果を用いて実際の計算を行う際には多くの時間を必要とする。

これに対し, Emtage は, IDT について周期摂動を考慮に入れて波動論的に解析し, 入力アドミタンスなどを扱い易い形で求めているが,<sup>(26)</sup> この場合には, 電極指による電氣的摂動のみを考慮に入れ, 弾性的摂動は無視している。従って, 電極膜厚がある程度厚く, 弾性的摂動が大きい場合には, このような解析では不十分である。特に, 基板が水晶の場合には, 電氣的摂動よりも弾性的摂動の方が大きくなりやすいことから, 後者を考慮することが重要である。

このようなことから, 筆者は, Auld の周期摂動を無視した IDT に関する解析と,<sup>(27)</sup> 鈴木らのグレーティング反射器に関する解析<sup>(28), (29)</sup>を組合わせて, IDT に関して, 電極指による電氣的及び弾性的な周期的摂動を考慮に入れて解析し, その結果を利用して弾性表面波共振器の周波数特性を求めた。本章では, これらの結果を述べる。

## 2.2 IDT 内の弾性表面波と端子電流に関する考察

本節では，IDT 内における弾性表面波の界分布と端子電流についての考察を行い，IDT 及び IDT を用いた弾性表面波共振器の諸特性を解析する際の基本式を導出する。

### 2.2.1 IDT 内の弾性表面波

図 2.1 に IDT の断面図を示す。弾性表面波は  $z$  方向に伝ぱんする。IDT の交さ幅（ $y$  方向への幅）を  $w$  とし，幅  $w$  の範囲においては，表面波は  $y$  方向に一様であるとする。また，それより外では，表面波は存在しないとする。<sup>\*</sup> 今，IDT の端子間に電圧  $V$  が印加

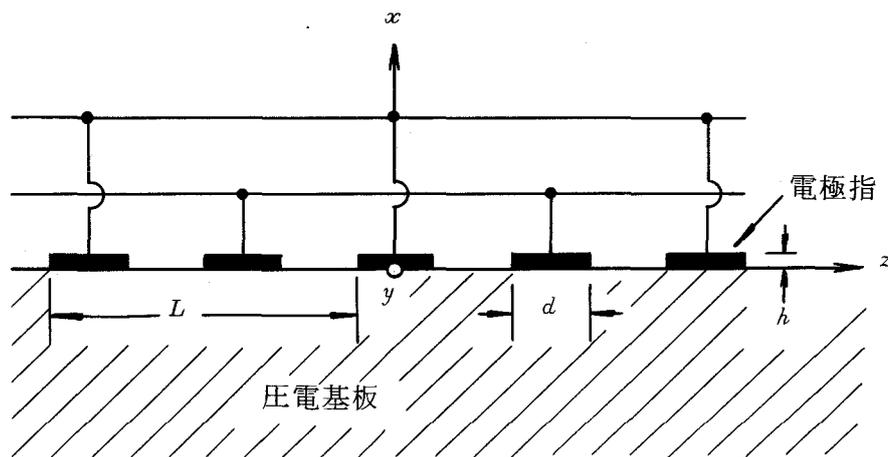


図 2.1 IDT の断面図

され，端子電流  $I$  が流れている場合について考える。この場合，IDT 内の各点において  $V$  に比例した弾性表面波が励振され， $z$  の正負両方向へ向けて伝ぱんする。そして，IDT 内を伝ぱんする弾性表面波は，電極指による電氣的及び弾性的な周期摂動を受けて少しずつ反射される。図 2.2 に，IDT 内の一点で励振された弾性表面波の伝ぱんの様子を示す。このような IDT 内における弾性表面波の界分布を厳密に求めることは困難である。そこで，本論文では，以下に述べるように近似的に求める。

図 2.1 あるいは図 2.2 に示したように，IDT 内には金属膜より成る電極指が周期的に並んでいるが，電極指のある部分における表面波の伝ぱん姿態は，ない部分におけるそれとは異なる。しかし，基板の電気機械結合係数が十分小さく，また電極膜厚  $h$  が表面波波

---

\*）本論文における解析では，回折による表面波の拡がりは考慮しない。

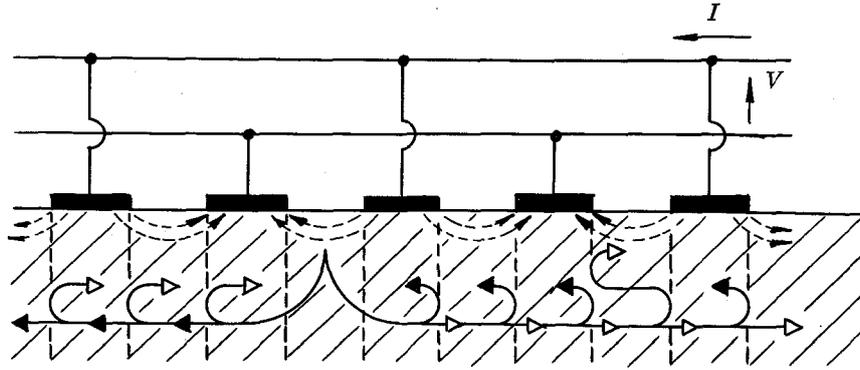


図 2.2 IDT 内における弾性表面波の伝搬の様子

→ : 弾性表面波,    - - - → : 電界

長に比べて十分小さい場合には<sup>\*</sup>, その差は非常に小さい。そこで本論文では, 近似的に, 電極指のある部分における表面波の伝搬状態は, ない部分におけるそれと変わらないとし, 電極指のある部分を含む IDT 内のすべての点における表面波の界分布を, 自由表面<sup>\*\*</sup>における前進波と後退波の合成として求める。ただし, この場合, 電極指のある部分とない部分の境界において音響インピーダンスのミスマッチによって生ずる表面波の反射は, 前進波と後退波の結合として解析に組入れる。また, 表面波速度は電極指のある部分においては若干遅くなるが, これも組入れる。

初めに, 自由表面における前進波と後退波の粒子速度及び電気ポテンシャルをまとめて次のように表わす。

$$U_1(x, z) = \mathbf{u}_1(x) \exp(-j k_f z) = \begin{bmatrix} \mathbf{v}_1(x) \\ \phi_1(x) \end{bmatrix} \exp(-j k_f z) \quad (\text{前進波})^{***} \quad (2.1)$$

$$U_2(x, z) = \mathbf{u}_2(x) \exp(j k_f z) = \begin{bmatrix} \mathbf{v}_2(x) \\ \phi_2(x) \end{bmatrix} \exp(j k_f z) \quad (\text{後退波})^{***} \quad (2.2)$$

ここで,  $k_f$  は自由表面における表面波の位相定数である。  $\mathbf{v}_1(x)$ ,  $\mathbf{v}_2(x)$  は粒子速度を表

\* ) 大抵の場合, これらの条件は満足される。

\*\* ) 本論文では, 金属膜など付加物の付いていない平らな表面を自由表面と称する。

\*\*\* ) 時間の要素 ( $\exp j \omega t$ ) は省略した。本論文では,  $z$  の正方向に進む波 ( $\propto \exp j (\omega t - k_f z)$ ) を前進波, 負方向に進む波 ( $\propto \exp j (\omega t + k_f z)$ ) を後退波と呼ぶ。

わし， $\phi_1(x)$ ， $\phi_2(x)$  は電気ポテンシャルを表わしている。この場合， $v_1(x)$ と $v_2(x)$ ，及び $\phi_1(x)$ と $\phi_2(x)$ の間には，次の関係がある。<sup>(27)\*</sup>

$$v_2(x) = -v_1^+(x) \quad , \quad \phi_2(x) = \phi_1^+(x) \quad (2.3)$$

ここで，+は共役複素を表わす。

次に，IDT内における弾性表面波の粒子速度等の界分布 $U(x, z)$ を，自由表面における前進波と後退波の合成として次のように近似する。

$$U(x, z) = A_1(z)u_1(x) + A_2(z)u_2(x) \quad (2.4)$$

$U(x, z)$ をこのようにおいた場合，IDT内において表面波が $z$ 方向に周期的に励振されること，及び電極指による周期摂動を受けて表面波が少しずつ反射されることなどより， $A_1(z)$ と $A_2(z)$ の間には次の形の結合方程式が存在すると考えられる。

$$\left(\frac{d}{dz} + jk_f\right) A_1(z) = c_{11}(z)A_1(z) + c_{12}(z)A_2(z) + c_1(z)V \quad (2.5)$$

$$\left(\frac{d}{dz} - jk_f\right) A_2(z) = c_{21}(z)A_1(z) + c_{22}(z)A_2(z) + c_2(z)V \quad (2.6)$$

式(2.5)の右辺第1項と式(2.6)の第2項は周期摂動による位相速度の変化を表わし，式(2.5)の第2項と式(2.6)の第1項は反射，すなわち，前進波と後退波の間の結合を表わしている。各点における摂動量は電極指のあるなしに応じて変化するが，電極指の極性には無関係である。従って，その周期は $L/2$ であり，第1項と第2項の係数 $c_{11}(z)$ 等は周期が $L/2$ の周期関数である。右辺第3項は端子電圧 $V$ に応じて電極指間に現われる電界によって励振される表面波を表わす強制項である。従って，この項は電界に応じて変化するが，図2.2に示したように，電界は周期 $L$ で変化している。よって，第3項の係数 $c_1(z)$ と $c_2(z)$ は周期 $L$ の周期関数である。

式(2.5)，(2.6)において

$$A_1(z) = a_1(z) \exp(-jk_f z) \quad (2.7)$$

$$A_2(z) = a_2(z) \exp(jk_f z) \quad (2.8)$$

とおくと， $a_1(z)$ と $a_2(z)$ の間に次の結合方程式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} a_1(z) &= c_{11}(z)a_1(z) + c_{12}(z) \exp(2jk_f z) a_2(z) \\ &\quad + c_1(z) \exp(jk_f z) V \end{aligned} \quad (2.9)$$

---

\* 本論文では， $\phi_1(0) = \phi_2(0)$  (正の実数) となるように $u_1(x)$ と $u_2(x)$ の間の位相関係を定めておく。

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} a_2(z) = & c_{21}(z) \exp(-2j k_f z) a_1(z) + c_{22}(z) a_2(z) \\ & + c_2(z) \exp(-j k_f z) V \end{aligned} \quad (2.10)$$

ここで、右辺第1項と第2項の係数  $c_{11}(z)$  等を  $\exp(2j n k_0 z)$ , ( $k_0 = 2\pi/L$ ,  $n = \pm 1, \pm 2, \dots$ ) でフーリエ級数に展開し、第3項の係数  $c_1(z)$ ,  $c_2(z)$  を  $\exp(j n k_0 z)$  で展開する。そして、個々の項において最も寄与する成分のみを取り出すと、式(2.9), (2.10) は次のような形になる。

$$\frac{d}{dz} a_1(z) = r_{11} a_1(z) + r_{12} \exp(2j \delta z) a_2(z) + r_1 \exp(j \delta z) V \quad (2.11)$$

$$\frac{d}{dz} a_2(z) = r_{21} \exp(-2j \delta z) a_1(z) + r_{22} a_2(z) + r_2 \exp(-j \delta z) V \quad (2.12)$$

$$\text{ただし,} \quad \delta = k_f - k_0 \quad (2.13)$$

係数  $r_{11}$ ,  $r_1$  等は定数である。

ここで、 $r_{11}$ ,  $r_1$  等を、Auldと鈴木らの解析結果をもとに決定する。

先ず、Auldは、相反関係式を利用してIDT内における弾性表面波を解析し、式(2.5), (2.6)において右辺第1項と第2項を零とした形の式を導いている。<sup>(27)</sup>この場合、電極指による周期摂動は無視している。このときに求められた  $c_1(z)$ ,  $c_2(z)$  より  $r_1$  と  $r_2$  を決定すると、次のようになる。

$$r_1 = -r_2 = j\zeta = -j \frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{\omega C_S}{2\omega P_R K(\alpha)K(\sqrt{1-\alpha^2})}} \cdot \frac{\Delta v}{v_f} \quad (2.14)$$

ただし、

$$\alpha = \cos \left[ \frac{\pi}{2} \left( 1 - \frac{2d}{L} \right) \right] \quad (2.15)$$

ここで、 $\omega$  は角周波数、 $C_S$  はIDTの1対当りの静電容量、 $P_R$  は  $U_1(x, z)$ ,  $U_2(x, z)$  の単位幅 ( $y$  方向に関して) 当りの伝送パワーであり、 $K(\cdot)$  は第1種の完全楕円積分を表わしている。また、 $\Delta v$  は、無限に薄い金属で基板表面をメタライズしたときの表面波速度の低下量である。尚、弾性表面波に関する実効的な電気機械結合係数は  $2(\Delta v/v_f)$  で与えられる。

次に、鈴木らは、図2.3に示す構造のグレーティング反射器について解析している。<sup>(28), (29)</sup>この場合には、もちろん電極指による周期摂動を考慮している。その中で、式(2.11), (2.12)に対応する式として、結合方程式、

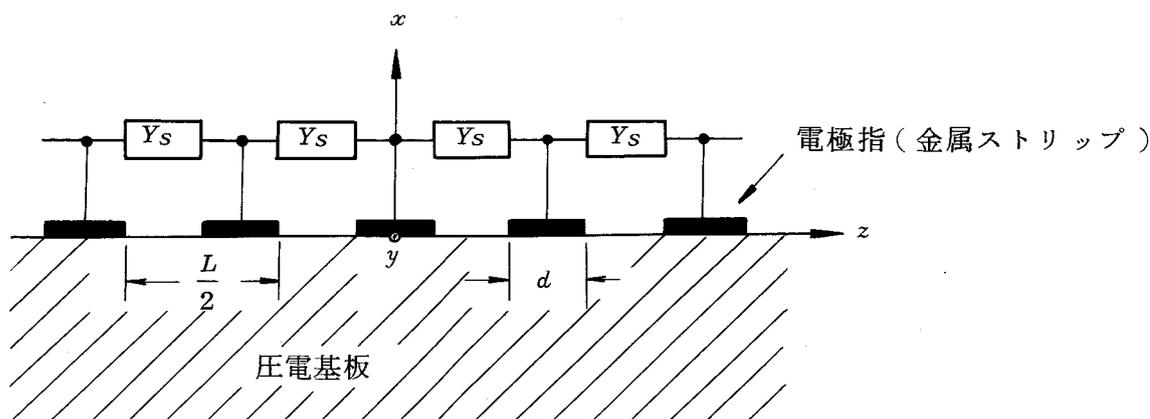


図 2.3 グレーティングの断面図

$$\frac{d}{dz} a_1(z) = -j \kappa_{11} a_1(z) - j \kappa_{12} \exp(2j \delta z) a_2(z) \quad (2.16)$$

$$\frac{d}{dz} a_2(z) = j \kappa_{12}^+ \exp(-2j \delta z) a_1(z) + j \kappa_{11} a_2(z) \quad (2.17)$$

を導き，係数  $\kappa_{11}$  と  $\kappa_{12}$  を，摂動法により，電極指の電氣的摂動による項と弾性的摂動による項の和として求めている。この場合，電氣的摂動による項は， $Y_s$  の値によって異なることが示されている。さて，図 2.1 において，電氣端子を短絡したときの構造は，図 2.3 において， $Y_s = \infty$  (短絡) としたときのそれと同じになる。従って， $V = 0$  とした式 (2.11)，(2.12) は式 (2.16)，(2.17) と一致するはずである。但し，この場合， $\kappa_{11}$  と  $\kappa_{12}$  は， $Y_s = \infty$  のときの値である。ここで，式 (2.11)，(2.12) の右辺第 1 項と第 2 項を，式 (2.16)，(2.17) のそれらと比較すると，係数を除いて一致する。そこで，係数が合うように  $\gamma_{11}$  等を決めると，次のようになる。

$$\gamma_{11} = -\gamma_{22} = -j \kappa_{11} \quad (2.18)$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{21}^+ = -j \kappa_{12} \quad (2.19)$$

尚，筆者の共同研究者である卜部は，鈴木らの解析結果をもとに，基板として  $\text{LiNbO}_3$  (128°回転 Y 板 - X 伝ぱん)<sup>(30)</sup> と ST カット水晶<sup>(31)</sup>，電極金属としてアルミニウムを用いた場合について，グレーティング反射器に関する実験を行い， $\kappa_{11}$  と  $\kappa_{12}$  を実験的に求めた<sup>(32)</sup>。その結果，ほぼ解析結果と合った値が得られたが，水晶基板の場合の  $\kappa_{11}$  についてのみ，解析結果との間にやや大きな差があった。このため，次章以降に示す計算では，この  $\kappa_{11}$

については，解析結果に修正項を加えて用いている。<sup>\*</sup>

式(2.14)，(2.18)，(2.19)を式(2.11)，(2.12)に代入すると，結局， $a_1(z)$ と $a_2(z)$ の結合方程式は次のようになる。

$$\frac{d}{dz} a_1(z) = -j\kappa_{11} a_1(z) - j\kappa_{12} \exp(2j\delta z) a_2(z) + j\zeta \exp(j\delta z) V \quad (2.20)$$

$$\frac{d}{dz} a_2(z) = j\kappa_{12}^+ \exp(-2j\delta z) a_1(z) + j\kappa_{11} a_2(z) - j\zeta \exp(-j\delta z) V \quad (2.21)$$

式(2.20)および(2.21)において， $\zeta$ は式(2.14)よりわかるように常に実数である。また， $\kappa_{11}$ は伝ぱん損失を考慮しない場合には，やはり実数である。これに対し， $\kappa_{12}$ は一般に複素数である。しかし，表面波の伝ぱん方向に垂直な面に関して基板が対称性を持つ場合には， $v_1(x)$ および $v_2(x)$ の各成分が実数または純虚数となることから<sup>(27)</sup>， $\kappa_{12}$ は実数となる。<sup>\*\*</sup>そして，本論文の次章以降で対象とするLiNbO<sub>3</sub>(128°回転Y板-X伝ぱん)やSTカット水晶のように，実用上重要な多くの基板<sup>\*\*\*</sup>においては， $\kappa_{12}$ は実数となる。しかも， $\kappa_{12}$ を実数として扱う場合には，複素数として扱う場合に比べて，以後の解析が非常に簡単になる。このようなわけで，以後の解析は， $\kappa_{12}$ を実数として進める。

式(2.20)，(2.21)を解いて $a_1(z)$ ， $a_2(z)$ を求め，これらを式(2.7)，(2.8)に代入し，さらに $A_1(z)$ ， $A_2(z)$ を式(2.4)に代入することにより，IDT内における弾性表面波の界分は，一般に， $h_1$ ， $h_2$ を任意定数として次のように求められる。

$$U(x, z) = A_1(z) \mathbf{u}_1(x) + A_2(z) \mathbf{u}_2(x) \quad (2.22)$$

ただし

$$A_1(z) = g_1(z) \exp(-jk_0 z) \quad (2.23)$$

$$A_2(z) = g_2(z) \exp(jk_0 z) \quad (2.24)$$

$$g_1(z) = h_1 \exp(-j\beta_m z) + p h_2 \exp(j\beta_m z) + (\delta')^{-1} \zeta V \quad (2.25)$$

$$g_2(z) = p h_1 \exp(-j\beta_m z) + h_2 \exp(j\beta_m z) + (\delta')^{-1} \zeta V \quad (2.26)$$

$$\beta_m = \sqrt{(\delta + \kappa_{11})^2 - \kappa_{12}^2} \quad (2.27)$$

\* ) 鈴木らの解析結果と，筆者らの実験結果を比較して付録A.2.1に示す。

\*\* ) 付録の式(A.2.2)，(A.2.4)，(A.2.6)を参照。本論文では， $\phi_1(0) = \phi_2(0)$  (正の実数)となるように $\mathbf{u}_1(x)$ と $\mathbf{u}_2(x)$ の位相を定めていることから， $\kappa'_{12E}$ は常に実数となる。

\*\*\* ) 切断面と表面波の伝ぱん方位は指定されている。

$$p = \{ \beta_m - (\delta + \kappa_{11}) \} \kappa_{12}^{-1} \quad (2.28)$$

$$\delta' = \delta + \kappa_{11} + \kappa_{12} \quad (2.29)$$

$h_1, h_2$  は次に述べる境界条件により決定される。

### 2.2.2 境界条件

IDT と自由表面の境界における条件は、粒子変位、応力、電気ポテンシャル及び電束の垂直成分が連続になることである。本章における解析の場合、IDT 内における表面波を式(2.4)に示すように自由表面における前進波と後退波のみの一次結合として近似していることから、上記の条件を厳密に満たすことは不可能であるが、前進波と後退波を夫々境界において連続にすることによって近似的に満たすことができる。そこで、以下の解析は前進波と後退波の連続を境界条件として進めることにする。すなわち、図2.4に示すように、自由表面における前進波と後退波を夫々  $A_r(z)$ 、 $A_i(z)$  とした場合、 $z = z_a$  における境界条件として次式を用いることにする。

$$A_1(z_a) = A_r(z_a) \quad (2.30)$$

$$A_2(z_a) = A_i(z_a) \quad (2.31)$$

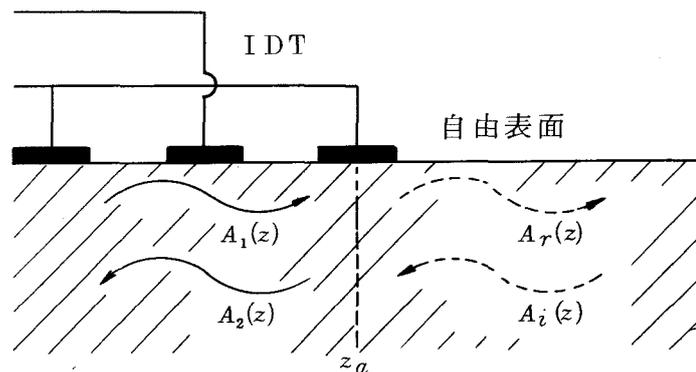


図2.4 IDTの境界付近における弾性表面波

### 2.2.3 端子電流

電極指下に弾性表面波が存在する場合、電極指の各点には圧電効果によって電荷が誘起されるが、その電荷密度は各点における表面波振幅に比例する。従って、例えば、図2.1において  $-d/2 \leq z \leq d/2$  の位置にある電極指に誘起される全電荷量  $q_0$  は次の積分で与え

られると考えられる。

$$q_0 = \eta' \int_{-d/2}^{d/2} \{A_1(z) + A_2(z)\} dz \quad (2.32)$$

ここで、 $\eta'$  は基板の電気機械結合係数等によって決まる定数である。ところで、一般に、式(2.23)及び(2.24)において、 $g_1(z)$ 及び $g_2(z)$ の $z$ に対する変化は、電極指周期 $L$ の範囲においては極めて僅かである。従って、 $q_0$ は近似的に次のように求められる。

$$\begin{aligned} q_0 &\approx \eta' g_1(0) \int_{-d/2}^{d/2} \exp(-jk_0 z) dz + \eta' g_2(0) \int_{-d/2}^{d/2} \exp(jk_0 z) dz \\ &= \frac{2\eta'}{k_0} \sin \frac{k_0 d}{2} \{g_1(0) + g_2(0)\} \end{aligned} \quad (2.33)$$

一方、上記電極指の右隣りの電極指 ( $\frac{1}{2}(L-d) \leq z \leq \frac{1}{2}(L+d)$  にある) には

$$q'_0 \approx -\frac{2\eta'}{k_0} \sin \frac{k_0 d}{2} \{g_1(L/2) + g_2(L/2)\} \quad (2.34)$$

なる電荷量が誘起されるが、先にも述べたように、 $g_1(z)$ 及び $g_2(z)$ の変化は $L$ の範囲においては極めて僅かであることより、

$$q_0 \approx -q'_0 \quad (2.35)$$

となることがわかる。

従って、上記2本の電極指で1対の電極指対を形成していると考えた場合、この電極指対には、弾性表面波が存在することによって次の電流 $i_0$ が流れる。

$$\begin{aligned} i_0 &= j\omega q_0 \\ &\approx \frac{2j\omega\eta'}{k_0} \sin \frac{k_0 d}{2} \{g_1(0) + g_2(0)\} \end{aligned} \quad (2.36)$$

このように、一般に、 $nL - \frac{1}{2}d \leq z \leq nL + \frac{1}{2}d$ にある電極指と $(n + \frac{1}{2})L - \frac{1}{2}d \leq z \leq (n + \frac{1}{2})L + \frac{1}{2}d$ にある電極指より成る電極指対には、弾性表面波により次の電流 $i_n$ が流れる。

$$i_n \approx \frac{2j\omega\eta'}{k_0} \sin \frac{k_0 d}{2} \{g_1(nL) + g_2(nL)\} \quad (2.37)$$

従って、電気端子には、IDT内に弾性表面波が存在することによって次の電流 $I_s$ が

流れる。

$$I_S = \sum_n i_n$$

$$\simeq \frac{2j\omega\eta'}{k_0} \sin \frac{k_0 d}{2} \sum_n \{g_1(nL) + g_2(nL)\} \quad (2.38)$$

ここで、 $g_1(z)$ と $g_2(z)$  の変化が $L$ の範囲においては極めて僅かであることを利用すれば、式(2.38)は近似的に次のように変形される。

$$I_S \simeq \eta \int \{g_1(z) + g_2(z)\} dz$$

$$= \eta \int \left[ (1+p) \{h_1 \exp(-j\beta_m z) + h_2 \exp(j\beta_m z)\} + 2(\delta')^{-1} \zeta V \right] dz \quad (2.39)$$

ただし、

$$\eta = \frac{j\omega\eta'}{\pi} \sin \frac{k_0 d}{2} \quad (2.40)$$

式(2.39)において、積分はIDTの存在する範囲にわたって行うものとする。これまでの議論からでは、 $\eta$ 及び $\eta'$ の値は決められないが、次節において $\eta$ は $-2j\omega PR\zeta$ に等しいことが示される。IDT端子には $I_S$ の他に静電容量 $NC_S$ による電流が流れることから、全端子電流 $I$ は次のようになる。

$$I = j\omega NC_S + I_S \quad (2.41)$$

ここで、 $N$ はIDTの電極指対数である。

## 2.3 IDTの送受波特性

本節では、前節で検討した結果をもとに、IDTの送受波特性を求めた結果を示す。

### 2.3.1 送波特性

はじめに、図2.5に示すように、 $N$ 対IDTの電気端子に、開放電圧が $E$ で内部インピーダンスが $Z_0$ の信号源を接続した場合の送波特性について解析した結果を示す。

図に示すように、IDTの電気端子にかかる電圧を $V$ 、電流を $I$ とする。また、IDT内部における表面波を $A_1(z)$ 、 $A_2(z)$ (式(2.23)、(2.24))で表わし、IDT外へ放射される表面波を、

$$A_{rad}(z) = h_{rad} \exp\{jk_f(z + NL/2)\} \quad (2.42)$$

$$A'_{rad}(z) = h'_{rad} \exp\{-jk_f(z - NL/2)\} \quad (2.43)$$

で表わす。すると、まず、 $z = -NL/2$ における境界条件より次式が得られる。



$$Y = \frac{I}{V} = j\omega NC_S - 2\eta\zeta NL(\delta')^{-1} \left\{ \frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \frac{\sin\varphi}{\varphi} - 1 \right\} \quad (2.52)$$

ここで、式(2.52)の右辺第2項の括弧内を実数部と虚数部に分け、関係式

$$\frac{1}{\delta'} = \frac{NL}{2\varphi} \cdot \frac{1+p}{1-p} \quad (2.53)$$

を用いることにより、式(2.52)は次のように変形される。

$$Y = j\omega NC_S + j\zeta\eta(NL)^2 \left[ \left| \frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \right|^2 \frac{\sin^2\varphi}{\varphi^2} + \frac{j}{\varphi} \cdot \frac{1+p}{1-p} \left\{ \left| \frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \right|^2 \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi} - 1 \right\} \right] \quad (2.54)$$

次に、式(2.49)を式(2.45)、(2.47)に代入し、式(2.53)を用いることにより、 $h_{rad}$ 、 $h'_{rad}$ は次のように求められる。

$$h_{rad} = h'_{rad} = \frac{j\zeta NL(1+p)}{e_0 + pe_0^{-1}} \frac{\sin\varphi}{\varphi} V \quad (2.55)$$

ところで、先に述べたように $U_1$ 又は $U_2$ によって単位幅当り運ばれる表面波パワーは $P_R$ であり、従って、今の場合単位時間当りにIDT外に放射される表面波エネルギーは次のようになる。

$$\begin{aligned} P_{out} &= (|h_{rad}|^2 + |h'_{rad}|^2) \omega P_R \\ &= 2(\zeta NL)^2 \left| \frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \right|^2 \frac{\sin^2\varphi}{\varphi^2} \omega P_R |V|^2 \end{aligned} \quad (2.56)$$

一方、信号源からIDTに単位時間当りに供給されるエネルギー $P_{in}$ は

$$P_{in} = \text{Re}(Y) |V|^2 \quad (2.57)$$

であるが、これは式(2.56)の $P_{out}$ に等しいはずである。ここで、式(2.54)を式(2.57)に代入し、式(2.56)と比較すると、 $P_{in}$ と $P_{out}$ が等しくなるための条件として $\zeta$ と $\eta$ の間に先に述べた次の関係があることがわかる。

$$\eta = -2j\omega P_R \zeta \quad (2.58)$$

式(2.14)、(2.58)より、式(2.54)の右辺第2項の係数 $j\zeta\eta(NL)^2$ は次のようになることがわかる。

$$j\zeta\eta(NL)^2 = G_N \quad (2.59)$$

ただし

$$G_N = \frac{\pi^2 \omega N^2 C_S}{K(\alpha)K(\sqrt{1-\alpha^2})} \frac{\Delta v}{v_f} \quad (2.60)$$

電極指のある部分とない部分との長さの比が1の場合，すなわち， $2^d/L=0.5$ の場合， $G_N$  は次の値になる。

$$G_N = 2.87 \omega N^2 C_S \frac{\Delta v}{v_f} \quad (2.61)$$

式(2.59)を式(2.54)に代入することにより，IDTの入力アドミタンス $Y$ は結局次のように求められる。

$$Y = G_a + j(\omega N C_S + B_a) \quad (2.62)$$

ただし

$$G_a = G_N \left| \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \right|^2 \frac{\sin^2 \varphi}{\varphi^2} \quad (2.63)$$

$$B_a = \frac{G_N}{\varphi} \frac{1+p}{1-p} \left\{ \left| \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \right|^2 \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi} - 1 \right\} \quad (2.64)$$

尚，式(2.63)，(2.64)において $\kappa_{11} = \kappa_{12} = 0$ とおくと，

$$G_a = G_N \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} \quad (2.65)$$

$$B_a = G_N \frac{\sin 2\psi - 2\psi}{2\psi^2} \quad (2.66)$$

ただし  $\psi = \delta NL/2$  (2.67)

となり，式(2.62)は電極指による周期摂動を無視した場合について従来から求められている結果と一致することが示される。

最後に，IDTを図2.6に示すように等価な3端子対回路で表示したときの $S$ パラメータ $S_{13}$ ， $S_{23}$ ， $S_{33}$ を求めておく。図2.5の信号源からの最大有能電力は $\frac{|Y_0|^2}{4G_0}|E|^2$ ，( $G_0 = \text{Re}(Y_0)$ ， $Y_0 = 1/Z_0$ )，であるが，一方，2つの音響端子からの表面波出力は夫々 $|h_{rad}|^2 w P_R$ である。従って， $S_{13}$ ， $S_{23}$ は次のようになる。

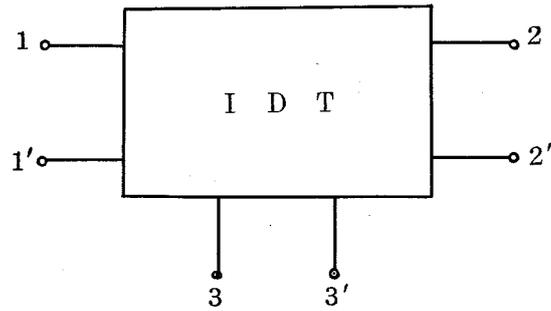


図 2.6 IDT の等価 3 端子対回路

$1-1'$   
 $2-2'$  } : 音響端子  
 $3-3'$  : 電気端子

$$\begin{aligned}
 S_{13} = S_{23} &= \frac{h_{rad} \sqrt{w P_R}}{|Y_0| E / 2 \sqrt{G_0}} \\
 &= -j \frac{\sqrt{2 G_N G_0} Y_0}{(Y_0 + Y) |Y_0|} \left( \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right) \quad (2.68)
 \end{aligned}$$

式 (2.68) の導出に当っては

$$V = \frac{Y_0}{Y_0 + Y} E \quad (2.69)$$

となることを用いた。次に  $S_{33}$  は次式で与えられる。

$$S_{33} = \frac{Y_0 - Y}{Y_0 + Y} \quad (2.70)$$

### 2.3.2 受波特性

次に、図 2.7 に示すように、IDT の一方の音響端子から表面波が入射した場合の受波特性について解析した結果を示す。

図に示したように、入射波、反射波、及び他の音響端子への透過波を夫々、

$$A_i(z) = h_i \exp \{ -j k_f (z + NL/2) \} \quad (2.71)$$

$$A_r(z) = h_r \exp \{ j k_f (z + NL/2) \} \quad (2.72)$$

$$A_t(z) = h_t \exp \{ -j k_f (z - NL/2) \} \quad (2.73)$$

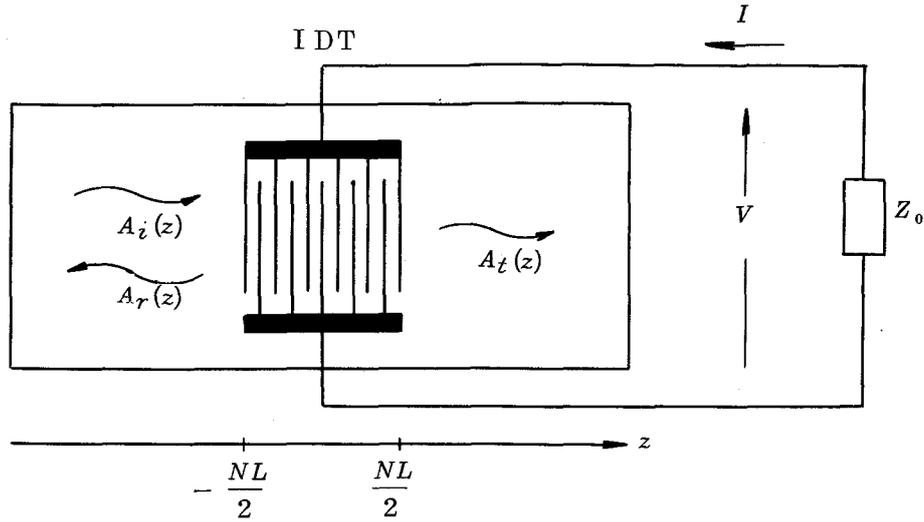


図 2.7 IDT の受波の様子

で表わす。また、このとき IDT 端子に現われる電圧を  $V$ 、流れる電流を  $I$  で表わす。

先ず、 $z = -NL/2$  及び  $z = NL/2$  における境界条件より次式が得られる。

$$A_1(-NL/2) = h_1 e_0 + p h_2 e_0^{-1} + (\delta')^{-1} \zeta V = h_i \quad (2.74)$$

$$A_2(-NL/2) = p h_1 e_0 + h_2 e_0^{-1} + (\delta')^{-1} \zeta V = h_r \quad (2.75)$$

$$A_1(NL/2) = h_1 e_0^{-1} + p h_2 e_0 + (\delta')^{-1} \zeta V = h_t \quad (2.76)$$

$$A_2(NL/2) = p h_1 e_0^{-1} + h_2 e_0 + (\delta')^{-1} \zeta V = 0 \quad (2.77)$$

式 (2.74), (2.77) より  $h_1, h_2$  は次のように求められる。

$$h_1 = -\frac{(\delta')^{-1} \zeta V}{e_0 + p e_0^{-1}} + \frac{e_0 h_i}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}} \quad (2.78)$$

$$h_2 = -\frac{(\delta')^{-1} \zeta V}{e_0 + p e_0^{-1}} - \frac{p e_0^{-1} h_i}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}} \quad (2.79)$$

そして、式 (2.78), (2.79) を式 (2.39), (2.41) に代入することにより、電流  $I$  が次のように求められる。

$$I = YV + \eta NL \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} h_i \quad (2.80)$$

ただし、 $Y$  は式 (2.62) で与えられる。

$I$  は式 (2.80) で与えられるが、一方、 $I$  と  $V$  の間に次の関係がある。

$$I = -Y_0 V \quad (2.81)$$

従って、式(2.80)、(2.81)より $V$ は次のように求められる。

$$V = -\frac{\eta NL}{Y_0 + Y} \left( \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right) h_i \quad (2.82)$$

式(2.82)より $S$ パラメータ $S_{31}$ は次のように求められ、

$$\begin{aligned} S_{31} &= \frac{\frac{\sqrt{G_0} Y_0}{|Y_0|} V}{h_i \sqrt{w P_R}} \\ &= -j \frac{\sqrt{2 G_N G_0} Y_0}{(Y_0 + Y) |Y_0|} \left( \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right) \end{aligned} \quad (2.83)$$

$S_{13}$ と一致することが示される。

また、式(2.82)を式(2.78)、(2.79)に代入し、これらを式(2.75)、(2.76)に代入することにより、 $h_r$ 、 $h_t$ は次のように求められる。

$$h_r = S_{11} h_i \quad (2.84)$$

$$h_t = S_{21} h_i \quad (2.85)$$

ただし

$$S_{11} = \frac{-G_N}{Y_0 + Y} \left( \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2 + \frac{2j p \sin 2\varphi}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}} \quad (2.86)$$

$$S_{21} = \frac{-G_N}{Y_0 + Y} \left( \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)^2 + \frac{1-p^2}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}} \quad (2.87)$$

尚、図2.7において表面波が右側から入射した場合について解析を行うと

$$S_{22} = S_{11} \quad (2.88)$$

$$S_{12} = S_{21} \quad (2.89)$$

$$S_{32} = S_{23} \quad (2.90)$$

となることが示される。

#### 2.4 弾性表面波共振器の周波数特性

本節では、反射器付の1端子対共振器及び2端子対共振器について解析した結果を述べる。

尚、解析の過程は節2.3の場合と同様であるので省略し、結果だけを述べる。

### 2.4.1 1端子対共振器の入力アドミタンス

図2.8に本小節で対象とする1端子対共振器の構成を示す。これまでと同様に，IDT

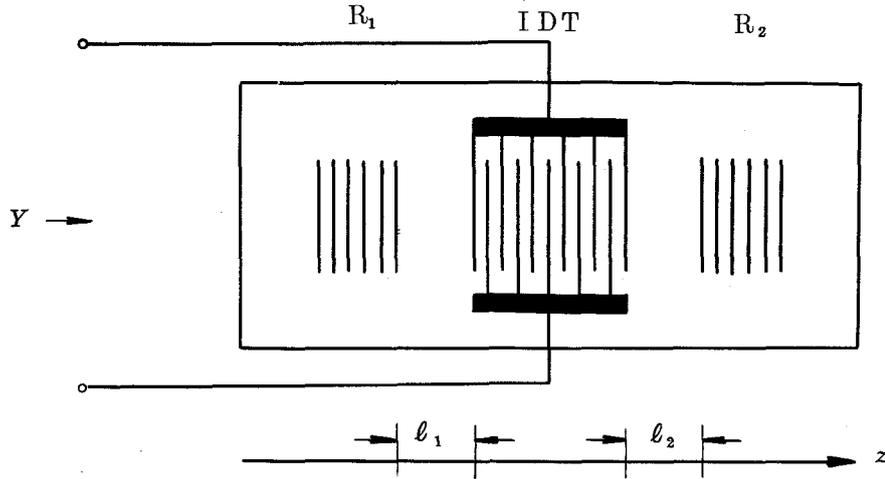


図2.8 1端子対共振器

の電極指周期を  $L$  とし，対数を  $N$  とする。また反射器  $R_1, R_2$  の反射係数を夫々  $r_1, r_2$  とする。この場合，図2.8において，IDTの電気端子から見た入力アドミタンス  $Y$  は次のように求められる。

$$Y = j\omega NC_s - \frac{2j G_N}{\delta'NL} \left\{ \frac{(1+p)(H_1+H_2)}{2} \frac{\sin \varphi}{\varphi} + 1 \right\} \quad (2.91)$$

ただし

$$H_n = \frac{-(1-r'_n)(1-pr'_{3-n})e_0 + (1-r'_{3-n})(p-r'_n)e_0^{-1}}{(1-pr'_1)(1-pr'_2)e_0^2 - (p-r'_1)(p-r'_2)e_0^{-2}} \quad (n=1,2) \quad (2.92)$$

$$r'_n = r_n \exp(-2jk_f l_n) \quad (n=1,2) \quad (2.93)$$

図2.8において左右の反射器の反射係数とIDTからの距離が等しい場合，すなわち  $r'_1 = r'_2$  の場合には  $Y$  は次のように簡単になる。

$$Y = j\omega NC_s + \frac{2j G_N}{\delta'NL} \left\{ \frac{(1+p)(1-r'_1)}{(pe_0^{-1}+e_0)-r'_1(e_0^{-1}+pe_0)} \frac{\sin \varphi}{\varphi} - 1 \right\} \quad (2.94)$$

### 2.4.2 2端子対共振器の伝送特性

はじめに，図2.9に示すように，2個の反射器の間に2個のIDTを置いた構造の共振器についての解析結果を示す。ここで，IDT<sub>1</sub>とIDT<sub>2</sub>の対数を夫々  $N_1, N_2$  とし，電極

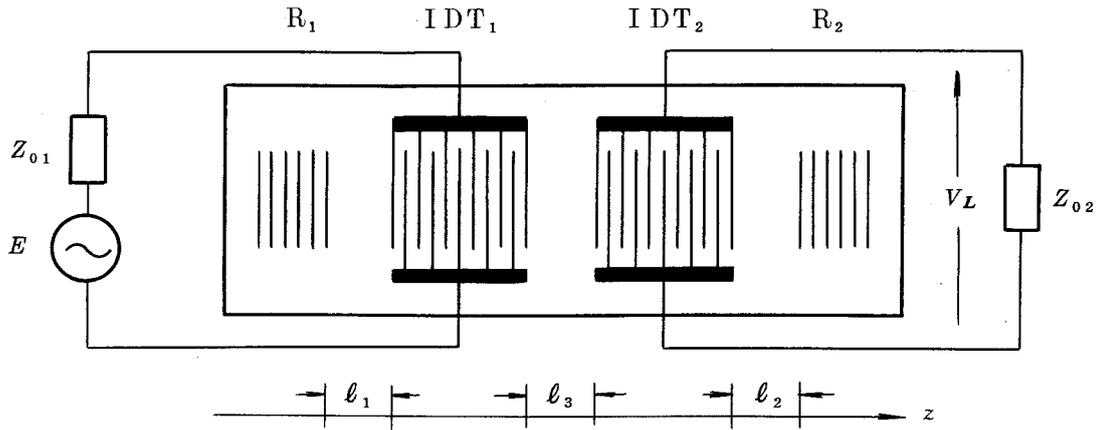


図 2.9 2 個の IDT を用いた 2 端子対共振器

指周期は  $IDT_1, IDT_2$  共に  $L$  であるとする。また, 反射器  $R_1, R_2$  の反射係数をそれぞれ  $r_1, r_2$  とする。この場合, 図に示すように  $IDT_1$  に信号源 (開放電圧を  $E$  とし, 内部インピーダンスを  $Z_{01}$  とする) を接続し,  $IDT_2$  に負荷 (インピーダンスを  $Z_{02}$  とする) を接続したときの負荷にかかる電圧  $V_L$  は次のように求められる。

$$V_L = \frac{j \sqrt{G_{N1} G_{N2}} (1+p) (H_3 e_1^{-1} + p H_4 e_1 + 1) (H_7 + H_8) \sin \varphi_2}{\delta' N_1 L \varphi_2} \times \frac{Y_{01} \exp(-j k_f \ell_3)}{(Y_{01} + Y_1)(Y_{02} + Y_2')} E \quad (2.95)$$

ただし

$$Y_1 = j \omega N_1 C_S - \frac{2j G_{N1}}{\delta' N_1 L} \left\{ \frac{(1+p)(H_3 + H_4)}{2} \frac{\sin \varphi_1}{\varphi_1} + 1 \right\} \quad (2.96)$$

$$H_3 = \{ -(1 - p r_3') (1 - r_1') e_1 + (p - r_1') (1 - r_3') e_1^{-1} \} D_1^{-1} \quad (2.97)$$

$$H_4 = \{ -(1 - p r_1') (1 - r_3') e_1 + (p - r_3') (1 - r_1') e_1^{-1} \} D_1^{-1} \quad (2.98)$$

$$D_1 = (1 - p r_1') (1 - p r_3') e_1^2 - (p - r_1') (p - r_3') e_1^{-2} \quad (2.99)$$

$$r_3' = r_3 \exp(-2j k_f \ell_3) \quad (2.100)$$

$$r_3 = (p e_2 H_7 + e_2^{-1} H_8) + T (p e_2 H_5 + e_2^{-1} H_6 + 1) \quad (2.101)$$

$$T = \frac{j G_{N2}}{\delta' N_2 L} \frac{(1+p)(H_7 + H_8)}{Y_{02} + Y_2'} \frac{\sin \varphi_2}{\varphi_2} \quad (2.102)$$

$$Y_2' = j\omega N_2 C_S - \frac{2j G_{N2}}{\delta' N_2 L} \left\{ \frac{(1+p)(H_5+H_6)}{2} \frac{\sin \varphi_2}{\varphi_2} + 1 \right\} \quad (2.103)$$

$$H_5 = \{ -(1-pr_2') e_2 + p(1-r_2') e_2^{-1} \} D_2^{-1} \quad (2.104)$$

$$H_6 = \{ -(1-r_2') e_2 + (p-r_2') e_2^{-1} \} D_2^{-1} \quad (2.105)$$

$$H_7 = (1-pr_2') e_2 D_2^{-1} \quad (2.106)$$

$$H_8 = -(p-r_2') e_2^{-1} D_2^{-1} \quad (2.107)$$

$$D_2 = (1-pr_2') e_2^2 - p(p-r_2') e_2^{-2} \quad (2.108)$$

$$r_n' = r_n \exp(-2j k_f \ell_n) \quad (2.109)$$

$$G_{Nn} = (N_n/N)^2 G_N \quad (2.110)$$

$$\varphi_n = \beta_m N_n L / 2 \quad (2.111)$$

$$e_n = \exp(j\varphi_n) \quad (2.112)$$

そして、 $Y_{01} = Z_{01}^{-1}$ 、 $Y_{02} = Z_{02}^{-1}$  である。

次に図 2.9 で用いた  $IDT_1$ 、 $IDT_2$ 、 $R_2$  を図 2.10 のように配置した共振器について

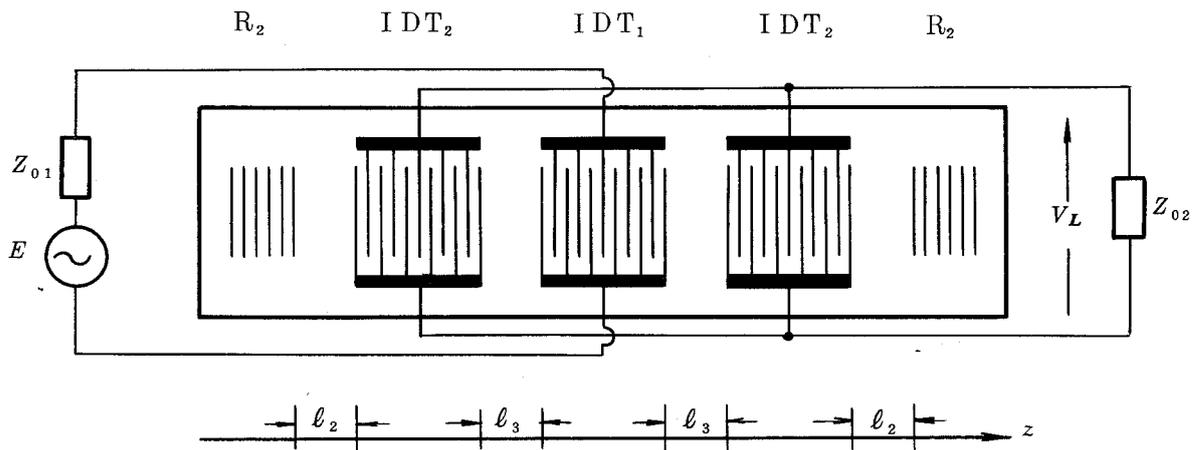


図 2.10 3 個の IDT を用いた 2 端子対共振器

考える。図 2.10 の共振器は  $IDT_1$  を中心として左右に対称である。このことを利用すれば、信号源及び負荷を図に示すように接続した場合の負荷にかかる電圧  $V_L$  は式 (2.95) ~ (2.112) をわずかに変えることによって求められる。すなわち、 $V_L$  は式 (2.95)、(2.102)

における  $Y_{02}$  を  $2Y_{02}$  で置換え，式 (2.97) ~ (2.99) における  $r'_1$  を  $r'_3$  で置換えることによ  
って求められる。

## 2.5 むすび

IDT とこれを用いた弾性表面波共振器について，理論解析した結果を述べた。

本論文の第 3 章及び第 5 章で述べるような，多対の IDT を用いた弾性表面波共振器にお  
いては，電極指の電氣的及び弾性的な周期摂動による表面波の反射が共振器の特性に大きく  
影響するが，本章では，はじめに，この反射を考慮に入れて，IDT 内における表面波を，  
自由表面における前進波と後退波の一次結合として近似的に求めた。そして，IDT の送受  
波特性を解析し， $S$  パラメータを求めた。また，第 3 章，第 5 章で論ずる弾性表面波共振器  
について解析し，その周波数特性を求めた。

後で示すように，本章における解析結果は，第 3 章及び第 5 章における理論検討の出発点  
となっている。

付 録

A.2.1 係数  $\kappa_{11}$ ,  $\kappa_{12}$  について

(i) 鈴木らの解析結果<sup>(29)</sup>

鈴木らの解析によると,  $\kappa_{11}$ ,  $\kappa_{12}$  は次のように求められる。

$$\kappa_{11} = \kappa'_{11} k_f = (\kappa'_{11E} + \kappa'_{11M}) k_f \quad (\text{A.2.1})$$

$$\kappa_{12} = \kappa'_{12} k_f = (\kappa'_{12E} + \kappa'_{12M}) k_f \quad (\text{A.2.2})$$

ただし,

$$\kappa'_{11E} = \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v_f} \frac{j\omega\epsilon(P_s - \overline{P}_s) + 2Y_s(\overline{P}_s + \overline{P}_s) \sin(s\pi)}{j\omega\epsilon P_s + 2Y_s \overline{P}_s \sin(s\pi)} \quad (\text{A.2.3})$$

$$\kappa'_{12E} = \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v_f} \frac{j\omega\epsilon(P_s P_1 - \overline{P}_s) + 2Y_s(\overline{P}_s P_1 + \overline{P}_s) \sin(s\pi)}{j\omega\epsilon P_s + 2Y_s \overline{P}_s \sin(s\pi)} \frac{\phi_1^+(0) \phi_2(0)}{|\phi_1(0)|^2} \quad (\text{A.2.4})$$

$$\begin{aligned} \kappa'_{11M} = \frac{1}{4} v_f \rho' \left\{ \left( 1 - \frac{4\mu'}{v_f^2 \rho'} \frac{\lambda' + \mu'}{\lambda' + 2\mu'} \right) \frac{|v_{1z}(0)|^2}{P_R} + \left( 1 - \frac{\mu'}{v_f^2 \rho'} \right) \frac{|v_{1y}(0)|^2}{P_R} \right. \\ \left. + \frac{|v_{1x}(0)|^2}{P_R} \right\} \frac{2d}{L} h \quad (\text{A.2.5}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \kappa'_{12M} = \frac{1}{4} v_f \rho' \left[ \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{1}{s} \right) \frac{4\mu'}{v_f^2 \rho'} \frac{\lambda' + \mu'}{\lambda' + 2\mu'} \right\} \frac{v_{1z}^+(0) v_{2z}(0)}{P_R} \right. \\ \left. + \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{1}{s} \right) \frac{\mu'}{v_f^2 \rho'} \right\} \frac{v_{1y}^+(0) v_{2y}(0)}{P_R} + \frac{v_{1x}^+(0) v_{2x}(0)}{P_R} \right] \frac{h}{\pi} \sin\left(\frac{2d}{L} \pi\right) \quad (\text{A.2.6}) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} P_s &= P_s \left( \cos \frac{2d}{L} \pi \right) \\ \overline{P}_s &= P_s \left( -\cos \frac{2d}{L} \pi \right) \end{aligned} \right\} : s \text{ 次ルジャンドル関数} \quad (\text{A.2.7})$$

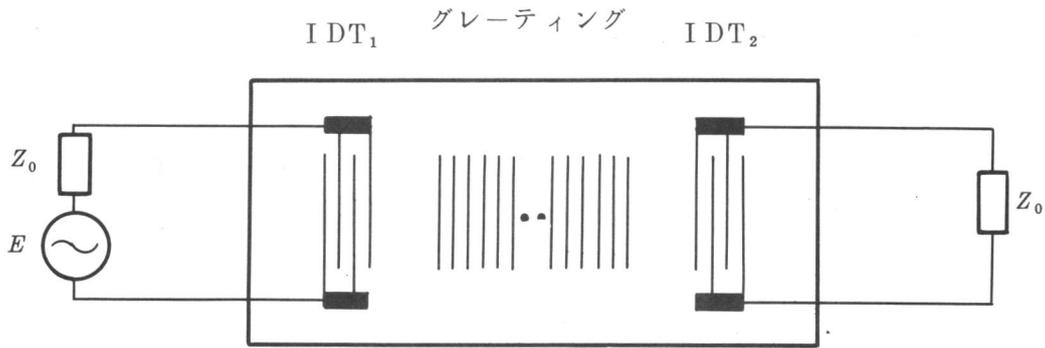
$$s = k_f / 2k_0 \quad (\text{A.2.8})$$

ここで,  $\epsilon$  は基板の誘電率を表わし,  $\rho'$  は金属ストリップの密度,  $\lambda'$ ,  $\mu'$  はラーメの定数を表わしている。その他の記号は本文と同じである。

式(A.2.3) ~ (A.2.6) よりわかるように, 式(A.2.1), (A.2.2) における右辺のうち,  $\kappa'_{11E} k_f$  と  $\kappa'_{12E} k_f$  は金属ストリップの電氣的振動による項を表わし,  $\kappa'_{11M} k_f$  と  $\kappa'_{12M} k_f$  は弾性的振動による項を表わしている。

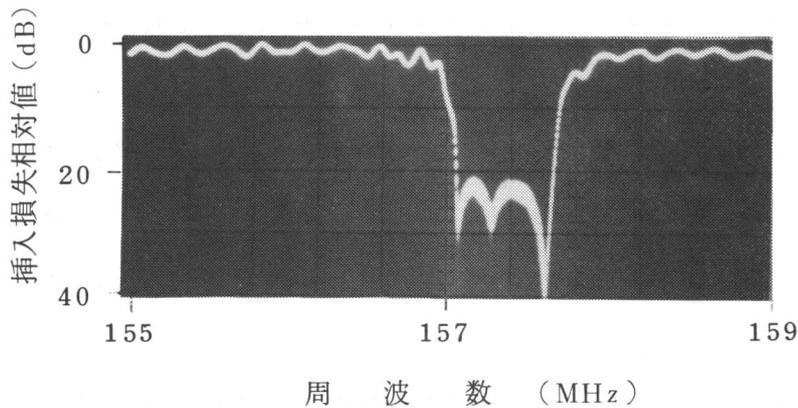
(ii) 筆者らの実験結果<sup>(32)</sup>

図A.2.1 に示すように、十分ストリップ本数の多いグレーティングの両側に広帯域（少



図A.2.1 グレーティングの  $\kappa_{11}$ ,  $|\kappa_{12}|$  を測定するための電極配置

対数)な IDT を置き、その間の伝送特性を測定すると、図A.2.2 に示すように、グレー



図A.2.2 IDT<sub>1</sub>, IDT<sub>2</sub>間の伝送特性の一例

（基板：水晶，電極金属：アルミニウム  
 各 IDT の電極指周期：20  $\mu\text{m}$ ，対数：10，膜厚：0.31  $\mu\text{m}$   
 グレーティングのストリップ周期：10  $\mu\text{m}$ ，本数：1,000，膜厚：0.31  $\mu\text{m}$   
 挿入損失の絶対値は（69 + 相対値）dB

ティングにおける反射のために、大きく減衰する帯域が現われる。この帯域は、丁度、

$$|\delta + \kappa_{11}| < |\kappa_{12}| \quad (\text{A.2.9})$$

となる帯域に相当している。従って、減衰帯域を測定することにより、 $\kappa_{11}$ と  $|\kappa_{12}|$  を実験的に求めることができる。

筆者らは、基板として LiNbO<sub>3</sub> (128° 回転 Y 板 - X 伝ぱん) と ST カット水晶，ストリ

ッブ金属としてアルミニウムを用いた場合について、このような方法で  $\kappa_{11}$  と  $|\kappa_{12}|$  を実験的に求めた。そして、 $Y_S = 0$  と  $Y_S = \infty$  の場合について、 $\kappa_{11}$ 、 $|\kappa_{12}|$  と  $h/L$  との関係を実験式として求めた。但し、この間、 $2d/L = 0.5$  で一定とした。

求めた結果を以下に示す。

LiNbO<sub>3</sub> 基板の場合：

$$\left. \begin{array}{l} \kappa'_{11} = 0.006 \\ \kappa'_{11} = 0.021 \end{array} \right\} + 9.06 \times 10^{-2} \left( \frac{h}{L} \right) \quad \begin{array}{l} (0.006 : Y_S = 0) \\ (0.021 : Y_S = \infty) \end{array} \quad (\text{A.2.10})$$

$$|\kappa'_{12}| = 7.7 \times 10^{-3} \pm 0.233 \left( \frac{h}{L} \right) \quad \begin{array}{l} (+ : Y_S = 0) \\ (- : Y_S = \infty) \end{array} \quad (\text{A.2.11})$$

水晶基板の場合：

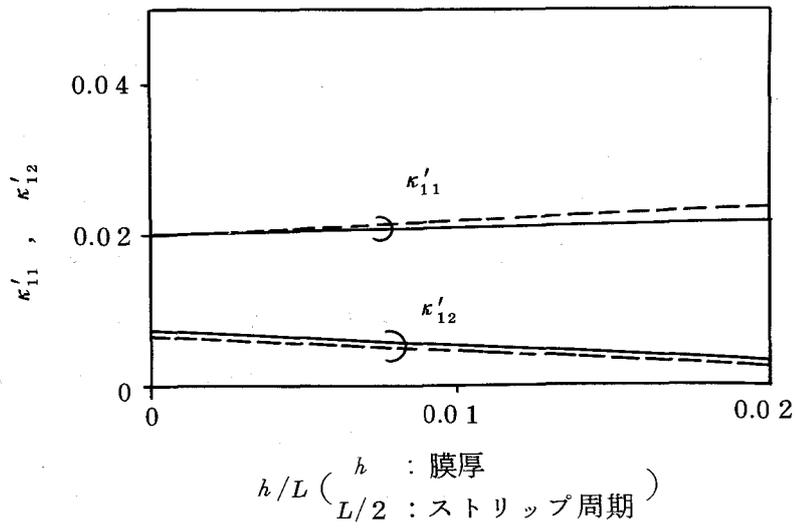
$$\kappa'_{11} = 4.33 \times 10^{-4} + 4.23 \times 10^{-2} \left( \frac{h}{L} \right) + 7.90 \left( \frac{h}{L} \right)^2 \quad (\text{A.2.12})$$

$$|\kappa'_{12}| = 6.25 \times 10^{-4} + 0.121 \left( \frac{h}{L} \right) \quad (\text{A.2.13})$$

水晶基板の値は、 $Y_S = \infty$  の場合のものであるが、 $Y_S = 0$  の場合も、これとほとんど同じである。

上記の実験からは、 $\kappa'_{12}$  の符号を知ることができないが、次章で述べる多対の IDT の共振周波数の位置より、 $Y_S = \infty$  の場合については、それを知ることができる。それによると、次章以後で示す実験で用いている程度の膜厚では、LiNbO<sub>3</sub> 基板の場合も、水晶基板の場合も  $\kappa'_{12}$  は正となる。

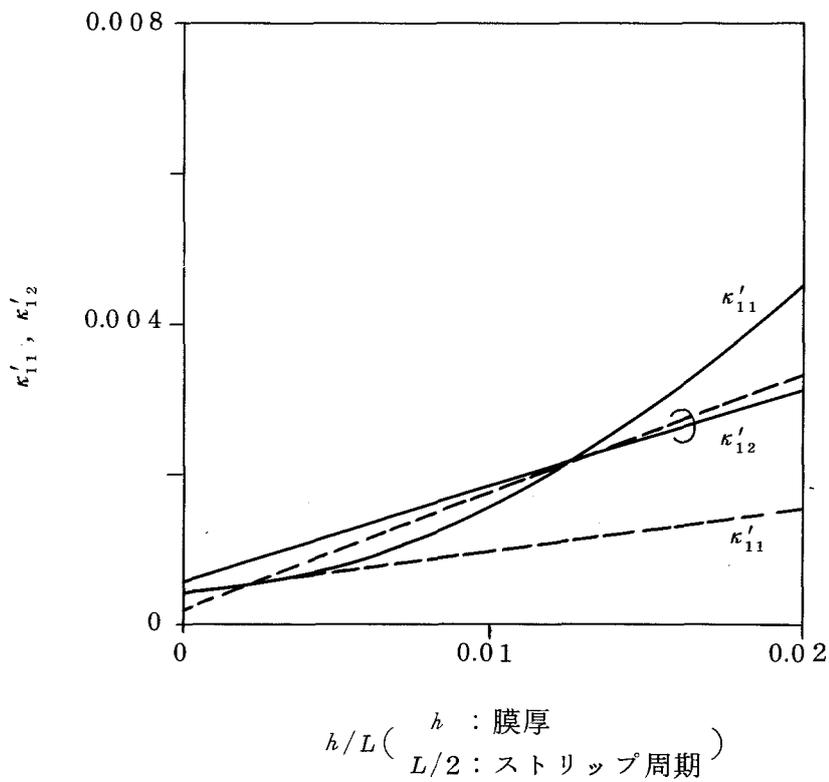
このことを考慮に入れて、式 (A.2.10) ~ (A.2.13) より求めた  $\kappa'_{11}$  と  $\kappa'_{12}$  の値を、式 (A.2.1) ~ (A.2.8) より求めた値と比較して図 A.2.3 (LiNbO<sub>3</sub> 基板)、図 A.2.4 (水晶基板) に示す。LiNbO<sub>3</sub> 基板の場合については、 $\kappa'_{11}$ 、 $\kappa'_{12}$  共に、実験結果と解析結果はよく合っている。これに対し、水晶基板の場合については、 $\kappa'_{12}$  はよく合っているが、 $\kappa'_{11}$  は、実験結果と解析結果との間にかなりの差がある。



図A.2.3  $\kappa'_{11}, \kappa'_{12}$ と $h/L$ との関係 (LiNbO<sub>3</sub>基板の場合)

— : 筆者らの実験式による

----- : 鈴木らの解析式による



図A.2.4  $\kappa'_{11}, \kappa'_{12}$ と $h/L$ との関係 (水晶基板の場合)

— : 筆者らの実験式による

----- : 鈴木らの解析式による

この差について検討を行うと、鈴木らの解析結果には、式(A.2.12)の右辺第3項に相当する項が欠けていることがわかる。この項は、ストリップのある部分とない部分の境界に蓄えられる弾性エネルギーによる項であるが、<sup>(8)</sup> この項が欠けていることより、鈴木らの解析では、境界に蓄えられる弾性エネルギーが考慮されていないことがわかる。にもかかわらず、 $\kappa'_{12}$ については実験結果と解析結果がよく合っているが、これは、境界の弾性エネルギーは $\kappa'_{12}$ に対してはほとんど寄与しないためである。また、式(A.2.10)には、式(A.2.12)の右辺第3項に相当する項がないが、これは、この項が第1項及び第2項に比べて非常に小さいために、実験的に認められなかったことによるものである。

以上のことを考慮に入れて、次章以降に示す実際の計算では、水晶基板の場合の $\kappa'_{11}$ については、鈴木らの解析結果に式(A.2.12)の右辺第3項を加えて用いている。

## 第3章 多対 IDT を用いた 1 端子対弾性表面波共振器

### 3.1 まえがき

第1章の緒言でも述べたように，帯域阻止フィルタの実現の可能性について検討している段階で，多対の IDT がそれだけで高 Q な 1 端子対共振器を構成し，鋭い共振及び反共振特性を示すことが見出された。そこで，筆者は，あらためて多対 IDT のインピーダンス特性について理論的，実験的に詳しく検討を行ったが，本章では，その結果を述べる<sup>(14)~(17), (34), (35)</sup>。

IDT のインピーダンス特性については従来からよく検討されているが，これらはいずれもトランスバーサル・フィルタの構成を目的としたものである。従って，対象とする IDT は，大体 100 対程度までの比較的少対のものであり，本章で対象としているような多対の IDT については，全く検討されていない。

第2章で説明したように，IDT 内を伝はんする弾性表面波は，電極指による周期摂動を受けて少しずつ反射されるが，多対 IDT の場合には，この反射のインピーダンス特性に及ぼす影響が極めて大きくなる。本章では，この反射が多対 IDT のインピーダンス特性にどのような影響を及ぼすか，また，多対 IDT より成る共振器でどの程度の Q が達成され得るか，といった点を中心に検討した結果を述べる。

尚，本検討を始めるきっかけを作った帯域阻止フィルタの構成法に関する基礎検討の結果，多対 IDT の反共振点を利用することによって良好な帯域阻止フィルタを構成できる見通しが得られていたので，本検討は，反共振特性に重点を置いて進めている。基板材料としては  $\text{LiNbO}_3$  (128° 回転 Y 板 - X 伝はん) と ST カット水晶を用い，電極金属としてはアルミニウムを用いている。

以下，検討結果について述べる。

### 3.2 多対 IDT のインピーダンス特性

#### 3.2.1 理論検討

はじめに，節 2.3 で導出した IDT の入力アドミタンス  $Y$  の理論式 (2.62) ~ (2.64) をもとに，多対 IDT のインピーダンス特性について理論検討した結果を述べる。

ここで，説明の便宜のために，式 (2.62) ~ (2.64) を若干変形して以下に書き下しておく。

$$Y = G_a + j(\omega N C_s + B_a) \quad (3.1)$$

$$G_a = G_N \Gamma \frac{\sin^2 \varphi}{\varphi^2} \quad (3.2)$$

$$B_a = \frac{2G_N}{NL\delta'} \left( \Gamma \cdot \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi} - 1 \right) \quad (3.3)$$

ただし,

$$\Gamma = \left| \frac{1+p}{\epsilon_0 + p\epsilon_0^{-1}} \right|^2 = \frac{2 - \delta'/\kappa_{12}}{2(1 - \sin^2 \varphi) - \delta'/\kappa_{12}} \quad (3.4)$$

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{NL}{2} \sqrt{(\delta + \kappa_{11})^2 - \kappa_{12}^2} \quad , \quad \delta' = \delta + \kappa_{11} + \kappa_{12} \quad , \\ \delta &= k_f - k_0 = 2\pi \left( \frac{f}{v_f} - \frac{1}{L} \right) \quad , \quad G_N = 2.87 \omega N^2 C_S \frac{\Delta v}{v_f} \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

式(3.1)～(3.5)より, 以下のことが導かれる。

先ず,  $G_a$  と  $|B_a|$  は,  $\delta = -\kappa_{11}$  となる周波数(これを  $f_s$  とする)の近傍において最大となり,  $f_s$  から離れるに従って小さくなる。そして,  $f_s$  から十分離れた周波数においては,  $\omega N C_S$  に比べて十分小さくなることから,  $Y \approx j\omega N C_S$  となる。このことより,  $f_s$  から十分離れた周波数においては, IDT は単なる容量素子として動作することがわかる。

先にも述べたように,  $G_a$  と  $|B_a|$  は  $f_s$  の近傍で最大となるが, 対数  $N$  があまり大きくない場合には, 最大となっても  $\omega N C_S$  に比べて小さい。従って,  $Y$  のサセプタンス分 ( $\omega N C_S + B_a$ ) は全ての周波数において正(容量性)となり, また,  $|Y|$  及び  $1/|Y|$  は,  $f_s$  付近においても, 大きくは変化しない。

このような場合の一例として, 10対 IDT の  $G_a$ ,  $\omega N C_S + B_a$  及び  $1/|Y|$  を計算した値を図 3.1, 3.2 に示す。ここで, IDT の基板として  $\text{LiNbO}_3$  (128° 回転 Y 板-X 伝ぱん) を仮定している。本基板における表面波速度  $v_f$  は 4,000 m/sec であり, 電気機械結合係数  $2 \left( \frac{\Delta v}{v_f} \right)$  は 0.055 である。電極金属としてはアルミニウムを仮定し, 電極指周期を 26  $\mu\text{m}$ , 交さ幅を 0.5 mm, 膜厚を 0.30  $\mu\text{m}$  としている。この場合, 周期振動を考慮しなかった場合 ( $\kappa_{11} = \kappa_{12} = 0$  とした場合) の中心周波数  $f_0$  は 153.85 MHz である。一方,  $f_s$  は,  $\kappa'_{11} = \kappa_{11}/k_0 = 0.02$ ,  $\kappa'_{12} = \kappa_{12}/k_0 = 4.7 \times 10^{-3}$  であることから, 150.78 MHz となる。図中, 実線は  $\kappa_{11}$ ,  $\kappa_{12}$  を考慮した値である。これに対し, 破線は  $\kappa_{12} = 0$  とした場合の値である。第 2 章で述べたように,  $\kappa_{11}$  は周期振動による表面波速度の変化を表わす量であり, 従って, 単に IDT の動作周波数を  $\delta = -\kappa_{11}$  分だけ変える作用を及ぼすだけであ

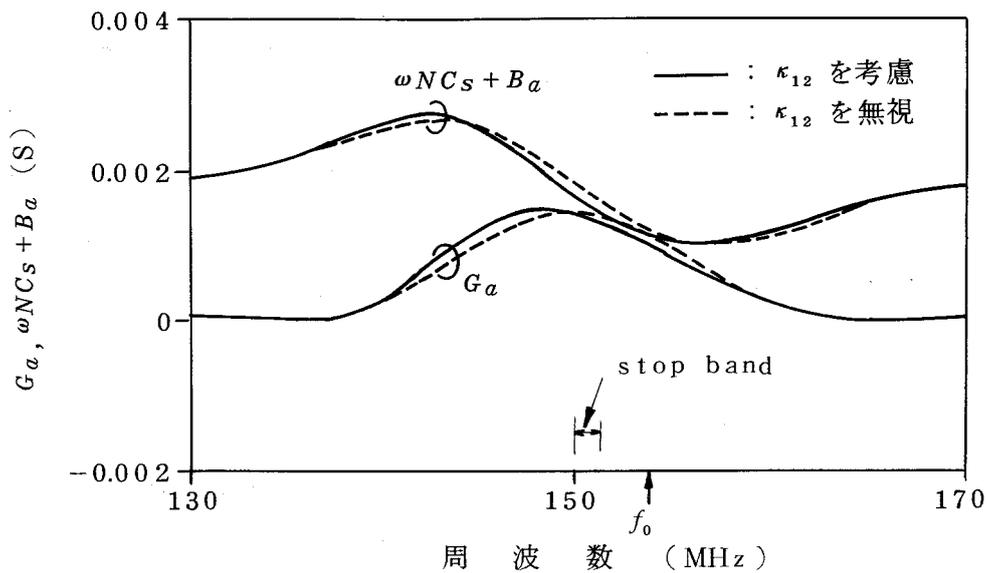


図 3.1 10 対 IDT (基板:  $\text{LiNbO}_3$ , 交さ幅: 0.5 mm) の入力アドミタンス

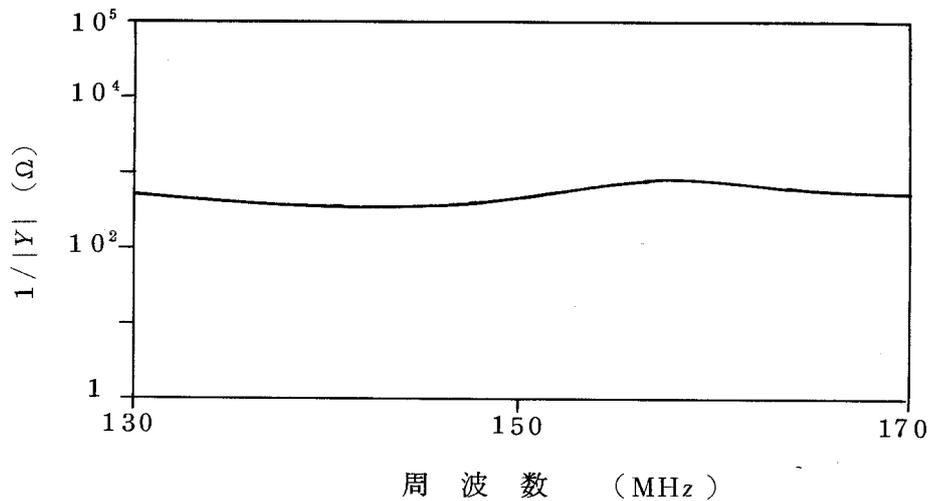


図 3.2 10 対 IDT (基板:  $\text{LiNbO}_3$ , 交さ幅: 0.5 mm) の入力インピーダンス。(  $\kappa_{12}$  を考慮した場合と無視した場合はほとんど重なっている )

る。これに対し、 $\kappa_{12}$  は周期摂動による表面波の反射を表わす量であり、 $G_a, B_a$  を大きく変化させる可能性をもっている。尚、図 3.1 にストップ・バンド (stop band) と称する帯域が示されているが、これは、 $|\delta + \kappa_{11}| < |\kappa_{12}|$  となる帯域を指している。従って、この帯域においては、 $\varphi$  は純虚数となる。

10 対 IDT の場合、 $G_a, |B_a|$  は最大となっても  $\omega NC_s$  よりも小さく、従って、

$\omega NC_S + B_a$ は常に正(容量性)となっている(図3.1)。一方,  $1/|Y|$ は150MHzの前後の周波数で極小, 極大となっているが, その周波数特性は極めて穏やかである(図3.2)。また, 周期摂動による表面波の反射の効果は小さく, 従って, 実線と破線の差は僅かである(図3.1, 3.2)。

次に,  $N$ を十分大きくすると,  $G_a$ と $|B_a|$ の最大値は $\omega NC_S$ に比べて大きくなり, その結果,  $\omega NC_S + B_a < 0$ (誘導性)となる周波数域が現われ, その上下端周波数(以後, 下端周波数を $f_r$ , 上端周波数を $f_a$ で表わす)において,  $1/|Y|$ は鋭い極小, 極大を示すようになる。また, 周期摂動による反射の効果が顕著になる。

このような場合の一例として, 300対IDTの $G_a$ ,  $\omega NC_S + B_a$ 及び $1/|Y|$ の計算値を図3.3, 3.4に示す。 $G_a$ と $B_a$ がストップ・バンドの下端周波数の近傍で鋭い変化を示し,  $\omega NC_S + B_a < 0$ (誘導性)となる帯域が現われている(図3.3)。一方,  $1/|Y|$ は $f_r$ ,  $f_a$ において鋭い極小, 極大を示している(図3.4)。また, 周期摂動による表面波の反射の効果は極めて大きく,  $G_a, B_a$ に, 大きく, かつ, 急峻な変化(周波数に対する)を持たらしている。 $f_r, f_a$ は, これらの点におけるインピーダンス特性より, 共振点及び反共振点となっていることがわかる。

ここで,  $f_r, f_a$ において $1/|Y|$ に鋭い極小, 極大を持たらしている要因について考える。まず,  $f_r$ において鋭い極小を持たらしているのは, 図3.3より明らかなように, 周期摂動による表面波の反射である。従って,  $f_r$ 付近においては, この反射が表面波をIDT内に閉じ込めるのに大きな役割を果していると考えられる。これに対し,  $f_a$ において鋭い極大を持たらしているのは, IDT内の各点より放射される表面波間の干渉である。このことは, 図3.3の拡大図よりわかる。すなわち, 同拡大図を見ると,  $f_r$ から $f_a$ にかけて $G_a$ が波を打っているが, この波打ちは, 各点より放射される表面波間の干渉によるものである。そして,  $f_a$ が丁度 $G_a$ の谷に当たっていることから,  $\omega NC_S + B_a$ と $G_a$ とがほとんど同時に零となっているが,  $1/|Y|$ に鋭い極大が現われているのは, このためである。これらのことより,  $f_a$ における鋭い極大は, お互いの干渉によって表面波がIDT内に閉じ込められた結果, 現われたものであることがわかる。もし,  $f_a$ が $G_a$ の山に当たった場合には,  $1/|Y|$ の極大は鈍いものとなる。後で示すように,  $f_a$ の位置は対数 $N$ によらずほぼ一定であるが,  $f_a$ における $G_a$ は,  $N$ の変化に対して周期的に山と谷を繰り返す。その結果,  $f_a$ における $1/|Y|$ の極大は,  $N$ を変えるに従って鋭くなったり, 鈍くなったりする。尚, このような周期的な変化は,  $f_a$ がストップ・バンドの外にあって, この点における $\varphi$ の値が実数となる場合に見られ, 次に示す水晶基板上のIDTのように,  $f_a$

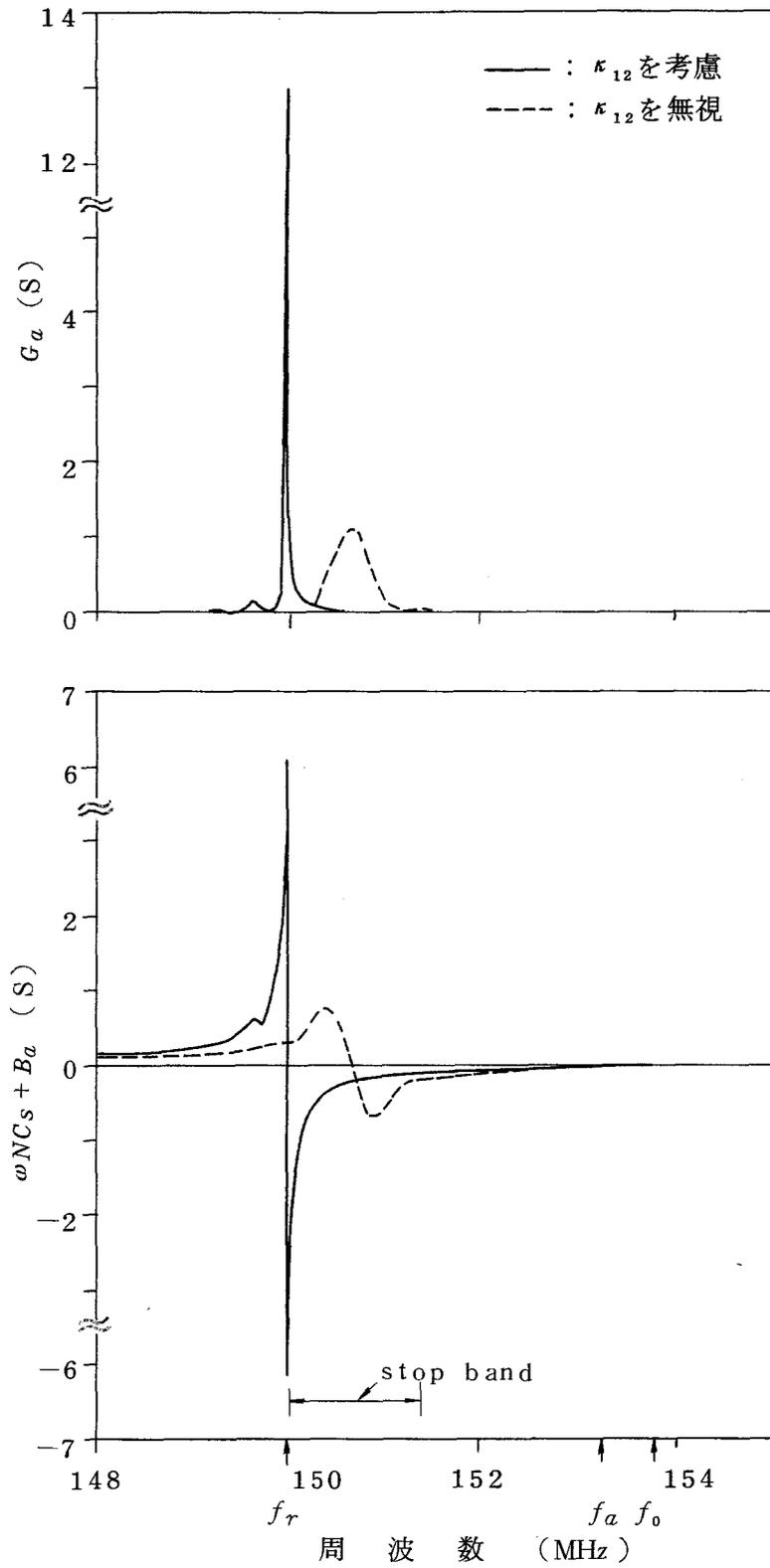


図 3.3 300 対 IDT (基板:  $\text{LiNbO}_3$ , 交さ幅: 0.5 mm) の入力アドミタンス

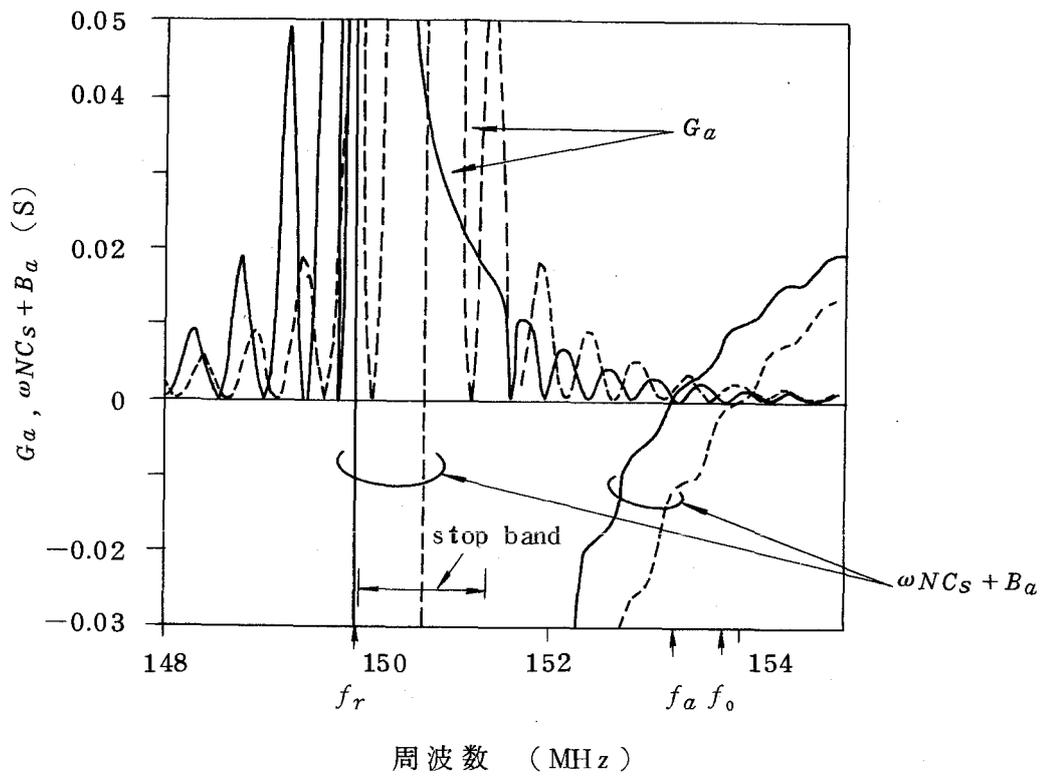


図 3.3 (続, 縦軸拡大図)

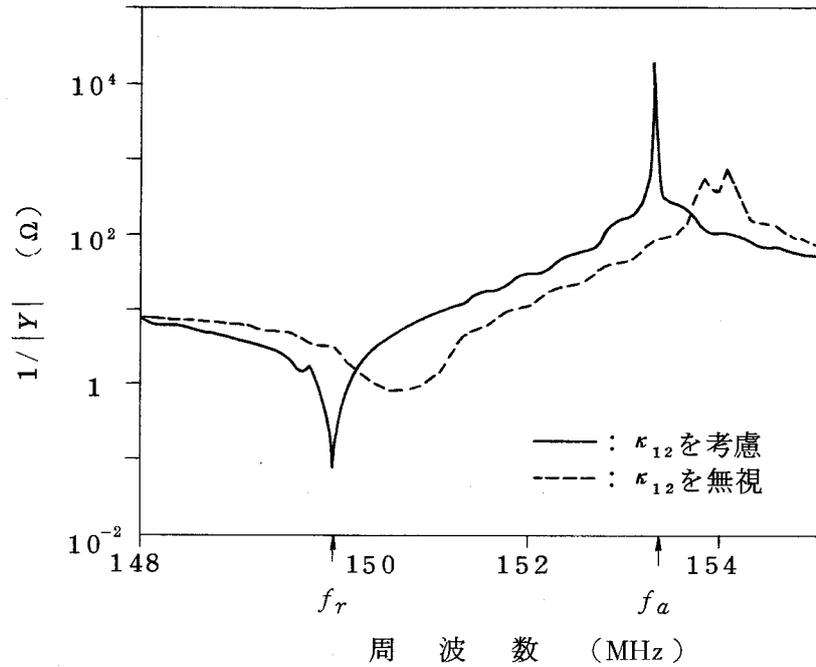


図 3.4 300 対 IDT (基板:  $\text{LiNbO}_3$ , 交さ幅: 0.5mm) の入力インピーダンス

がストップ・バンドの中に入ることには見られない現象である。

多対 IDT のもう一つの例として、ST カット水晶基板上の 600 対 IDT について、 $G_a$ 、 $\omega NC_s + B_a$ 、及び  $1/|Y|$  を計算した値を図 3.5、3.6 に示す。ここで、電極金属としてアルミニウムを仮定し、電極指周期を  $20 \mu\text{m}$ 、交さ幅を  $0.3 \text{mm}$ 、膜厚を  $0.35 \mu\text{m}$  としている。ST カット水晶基板における表面波速度  $v_f$  は  $3,158 \text{m/sec}$  であり、結合係数  $2\left(\frac{A v}{v_f}\right)$  は  $0.00116$  である。従って、本 IDT の場合  $f_0 = 157.9 \text{MHz}$  となる。また、 $\kappa'_{11} = 3.6 \times 10^{-3}$ 、 $\kappa'_{12} = 2.9 \times 10^{-3}$  であることから、 $f_s = 157.43 \text{MHz}$  となる。

本 IDT の場合、300 対 IDT ( $\text{LiNbO}_3$  基板) の場合と同様に、ストップ・バンドの下端周波数の近傍において  $G_a$  と  $B_a$  が急峻な変化を示し、 $\omega NC_s + B_a < 0$  となる帯域が現われている (図 3.5)。一方、 $1/|Y|$  は、 $f_r$ 、 $f_a$  において鋭い極小、極大を示している (図 3.6)。また、周期摂動による反射の効果が極めて大きい。但し、300 対 IDT ( $\text{LiNbO}_3$  基板) の場合と異なり、 $f_r$  から  $f_a$  にかけて  $G_a$  は波を打たず、きれいな共振特性を示している。これは、ストップ・バンドの中においては  $\varphi$  が純虚数となり、その結果  $G_a$  は波を打たず、 $f_r$  から離れるに従って単調に減少するためである。従って、このような場合、 $f_a$  において  $G_a$  が零になることは決してないが、それでも、図 3.6 に示したように、 $f_a$  において  $1/|Y|$  は鋭い極大を示す。これは、ストップ・バンドの中においては

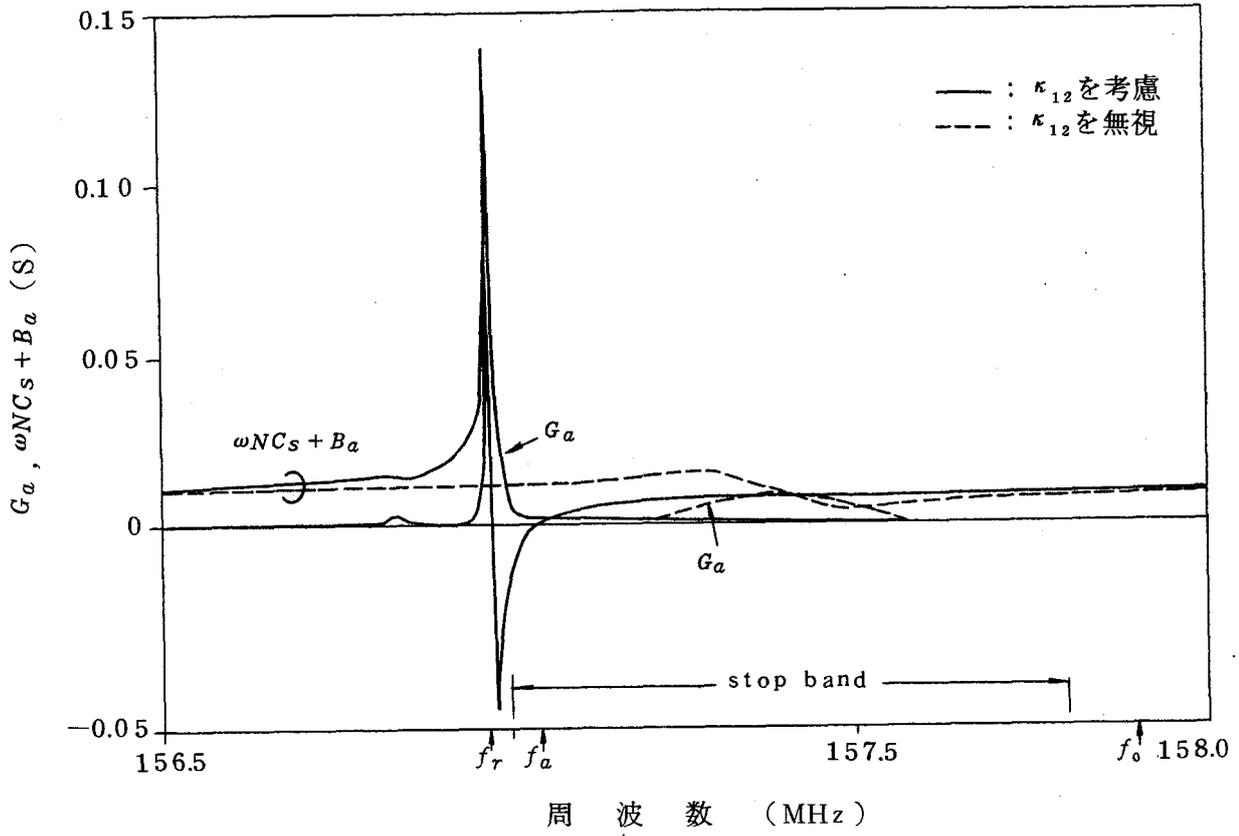


図 3.5 600 対 IDT (基板: 水晶, 交さ幅: 0.3 mm) の入力アドミタンス

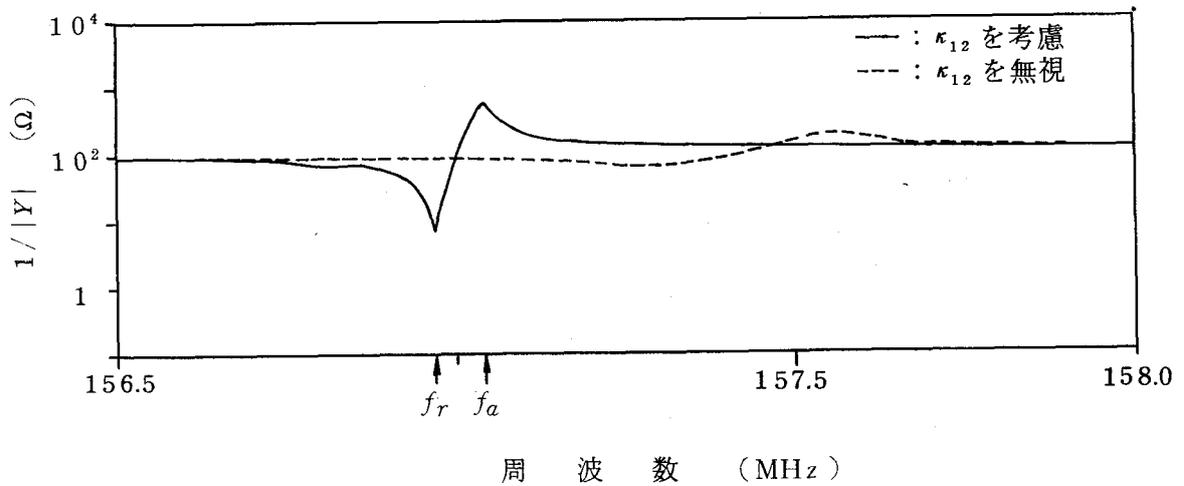


図 3.6 600 対 IDT (基板: 水晶, 交さ幅: 0.3 mm) の入力インピーダンス

周期振動による反射の効果が大きく、これによって表面波が IDT 内に閉じ込められるためである。

このように、600 対 IDT (水晶基板) の場合、 $f_a$  がストップ・バンドの中に含まれることから、300 対 IDT (LiNbO<sub>3</sub> 基板) の場合に比べて反共振特性が大分異なるが、これは、水晶の結合係数  $2(\Delta v/v_f)$  が LiNbO<sub>3</sub> のそれに比べて約 1/50 と小さく、その結果  $(\Delta v/v_f)$  が  $\kappa'_{12}$  に比べて相対的に小さくなるためである。後で示すように、 $\frac{8}{\pi^2}(\Delta v/v_f) < 2\kappa'_{12}$  となると、 $f_a$  はストップ・バンドに含まれる。

図 3.3, 3.5 のように、 $\kappa'_{12}$  の効果が極めて大きい場合について、 $f_r, f_a$ , 及び  $f_r$  における  $G_a$  (これを  $G_{ar}$  とする) を式 (3.1) ~ (3.5) より近似的に求めた結果を以下に示す。

$$f_r \simeq f_{SL} - f_0 (8N^2 \kappa'_{12})^{-1} \quad (3.6)$$

$$f_a \simeq f_{SL} + f_0 (8/\pi^2) (\Delta v/v_f) \left\{ 1 - \frac{1}{2\pi N \kappa'_{12}} \sqrt{\frac{\pi^2 \kappa'_{12}}{4(\Delta v/v_f)} - 1} \right\} \quad (3.7)$$

$$G_{ar} \simeq G_N (8N \kappa'_{12} / \pi)^2 \quad (3.8)$$

ただし、

$$f_{SL} = f_0 (1 - \kappa'_{11} - \kappa'_{12}) \quad (3.9)$$

ここで、 $f_{SL}$  はストップ・バンドの下端周波数に対応している。式 (3.6) より、 $N$  が十分大きい場合には、IDT の共振はほぼ  $f_{SL}$  で起ることがわかる。また、この場合、式 (3.6), (3.7) より、

$$\frac{\Delta f}{f_r} \triangleq \frac{f_a - f_r}{f_r} \simeq \frac{8}{\pi^2} \frac{\Delta v}{v_f} \quad (3.10)$$

となることがわかる。式 (3.10) は、 $N$  が十分大の場合には、 $\omega N C_S + B_a < 0$  (誘導性) となる周波数域の共振周波数  $f_r$  に対する比帯域がほぼ  $(\Delta v/v_f)$  のみによって決まることを示している。式 (3.8) は、 $G_a$  の最大値が、周期振動による反射の効果により、反射を考慮しなかった場合の最大値  $G_N$  に比べて  $(8N \kappa'_{12} / \pi)^2$  倍されることを示している。

$(8N \kappa'_{12} / \pi)^2$  の値は、 $N \kappa'_{12} = 1$  の場合約 6.5 となる。従って、 $N \kappa'_{12} > 1$  の場合には、反射の効果は非常に大きいことがわかる。尚、ストップ・バンドの上端周波数  $f_{SH}$  は、式 (3.5) より、

$$f_{SH} = f_{SL} + 2 \kappa'_{12} f_0 \quad (3.11)$$

で与えられるが、これと式 (3.10) より、

$$\frac{8}{\pi^2} \frac{\Delta v}{v_f} < 2\kappa'_{12} \quad (3.12)$$

の場合、 $f_a$  はストップ・バンドに含まれることがわかる。

最後に、 $f_r$  における  $Q (Q_r)$  と、 $f_a$  がストップ・バンドに含まれる場合の  $f_a$  における  $Q (Q_a)$  を、式 (3.1) ~ (3.5) より近似的に求めた結果を以下に示す。

$$Q_r \simeq 4\pi N(N\kappa'_{12})^2 \quad (3.13)$$

$$Q_a \simeq \frac{\pi^3 N \kappa'_{12}}{8(\Delta v/v_f)} \quad \left( \frac{8}{\pi^2} \frac{\Delta v}{v_f} < 2\kappa'_{12} \text{ の場合} \right) \quad (3.14)$$

上式より、 $Q_r$  は対数  $N$  の 3 乗に比例し、 $f_a$  がストップ・バンドに含まれるときの  $Q_a$  は  $N$  に比例することがわかる。 $f_a$  がストップ・バンド外にある場合には、 $f_a$  付近における  $G_a, B_a$  の変化が複雑なことから、 $Q_a$  を簡単な形に求めることは困難であるが、先に述べたように、 $f_a$  における  $G_a$  が  $N$  に対して周期的に変化することから、 $Q_a$  も  $N$  に対して周期的に変化することが予想される。

尚、式 (3.13), (3.14) は、IDT から見た損失として、基板表面上において、IDT の両端から放射される表面波 (図 2.5 における  $A_{rad}(z)$  と  $A'_{rad}(z)$ ) のみを考慮したものであり、基板の粘性損など他の損失は考慮していない。従って、他の損失が両端からの放射損よりも大きくなる場合には、 $Q$  は、式 (3.13), (3.14) で与えられるよりもかなり小さくなる。この点については、後で触れる。

### 3.2.2 実験結果

#### (i) 試料の作成及び測定方法

以下、実験結果について説明するが、その前に、試料の作成方法と測定方法について簡単に説明しておく。

#### <試料の作成方法>

はじめに、蒸着、フォト・エッチング工程により、500 対 (LiNbO<sub>3</sub> 基板) 又は 1500 対 (水晶基板) の IDT パターンを作成した。そして、パターン作成後、図 3.7 に示すように、IDT の取り出し電極部をレーザー・トリミングによって切断し、所望の対数の IDT を得た。この際、残りの電極部分には、この部分からの表面波の反射を押えるために、粘着テープを貼り付けた。尚、次節では、残りの電極の一部を反射器として利用した場合について検討する。

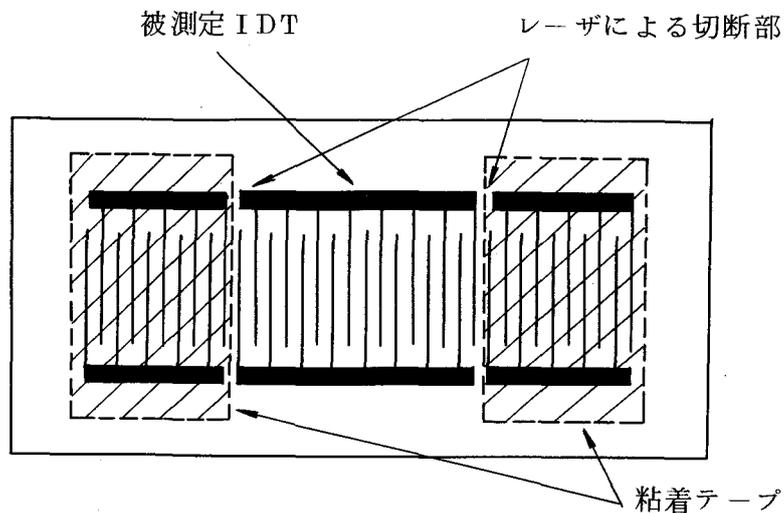


図 3.7 レーザによる取り出し電極部の切断と粘着テープ貼り付けの様子

<測定方法>

インピーダンスの測定は，ネットワーク・アナライザ（ $50\Omega$ 系）のスミス・チャート・ディスプレイを用いて行った。

また，図 3.8 に示すように，IDT を信号源と負荷の間に直列に入れたときの，反共振

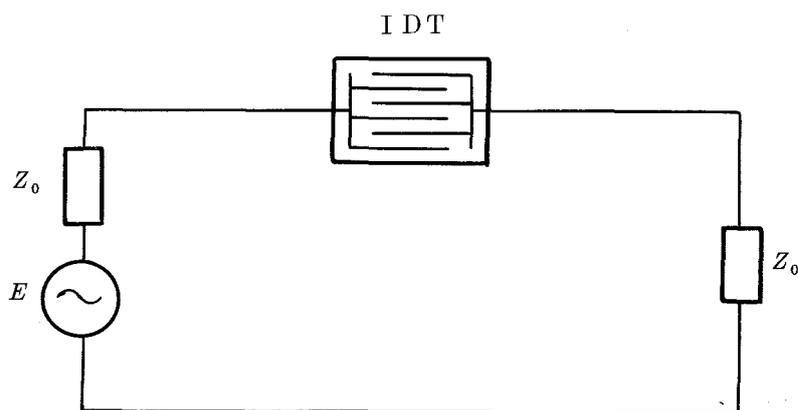
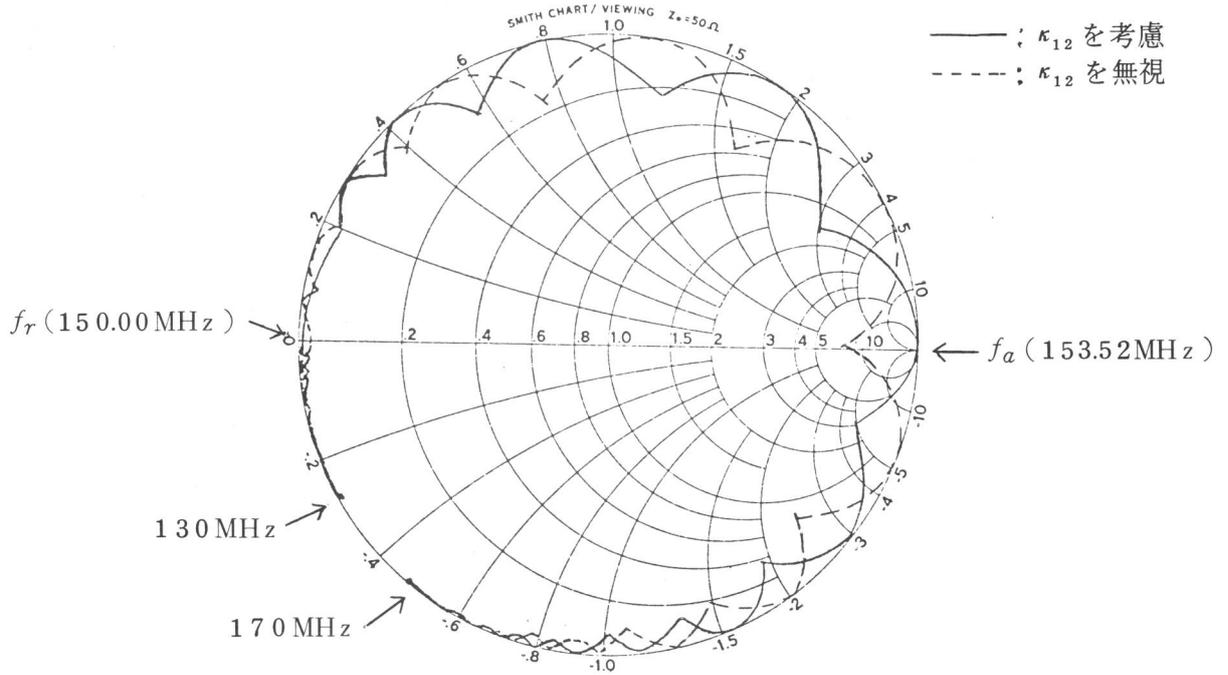


図 3.8 帯域阻止フィルタの構成図

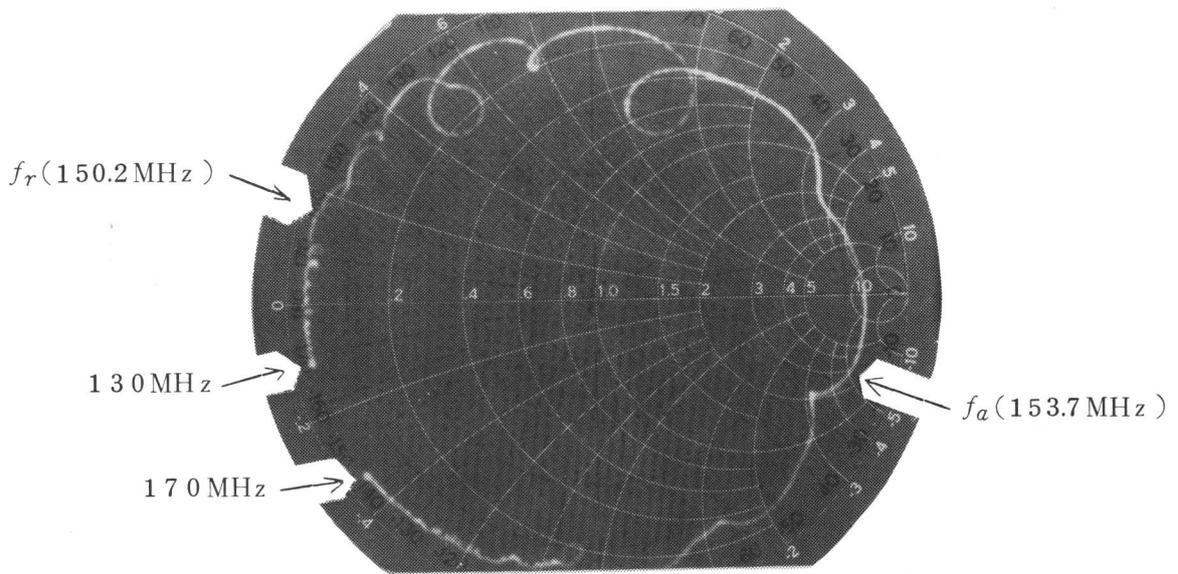
点  $f_a$  付近における減衰特性を測定した。これは，予備実験の結果，多対 IDT を図 3.8 のように接続することにより，反共振点付近を阻止域とする良好な帯域阻止フィルタを実現できる見通しが得られていたために行ったものである。

(ii)  $\text{LiNbO}_3$  基板上的 IDT についての実験結果

図 3.9 に，図 3.3 に対応する，300 対 IDT のスミス・チャート・ディスプレイを示



計 算 値



実 験 値

図 3.9 300 対 IDT (基板:  $\text{LiNbO}_3$ , 交さ幅: 0.5 mm) の入力インピーダンス

す。図の計算値において、インピーダンス曲線は波を打ちつつ大きな円を描いているが、この波は、図 3.3 における  $G_a$  の波に対応している。そして、外周に接している部分が  $G_a$  の谷に当たっている。実験値においても、ほぼ同様の円を描いているが、 $G_a$  の谷に当たるところが外周から離れている。これは、谷においても  $G_a$  が完全には 0 にならないことを示している。図 3.9 より  $\Delta f/f_r$  を求めると、0.023 となるが、この値は、式 (3.10) に  $2(\Delta v/v_f) = 0.055$  (LiNbO<sub>3</sub> 基板の結合係数) を代入して得られる 0.022 とほぼ一致している。尚、実験値において、 $f_r, f_a$  が中央の横線から若干傾いたところに位置しているが、これは、IDT と測定端子とを結ぶリード線に伴うインダクタンスの影響により、インピーダンス曲線全体が時計回り方向に若干回転した結果、なったものである。

次に、300 対 IDT を、図 3.8 のように接続したときの挿入損失特性を図 3.10 に示す。

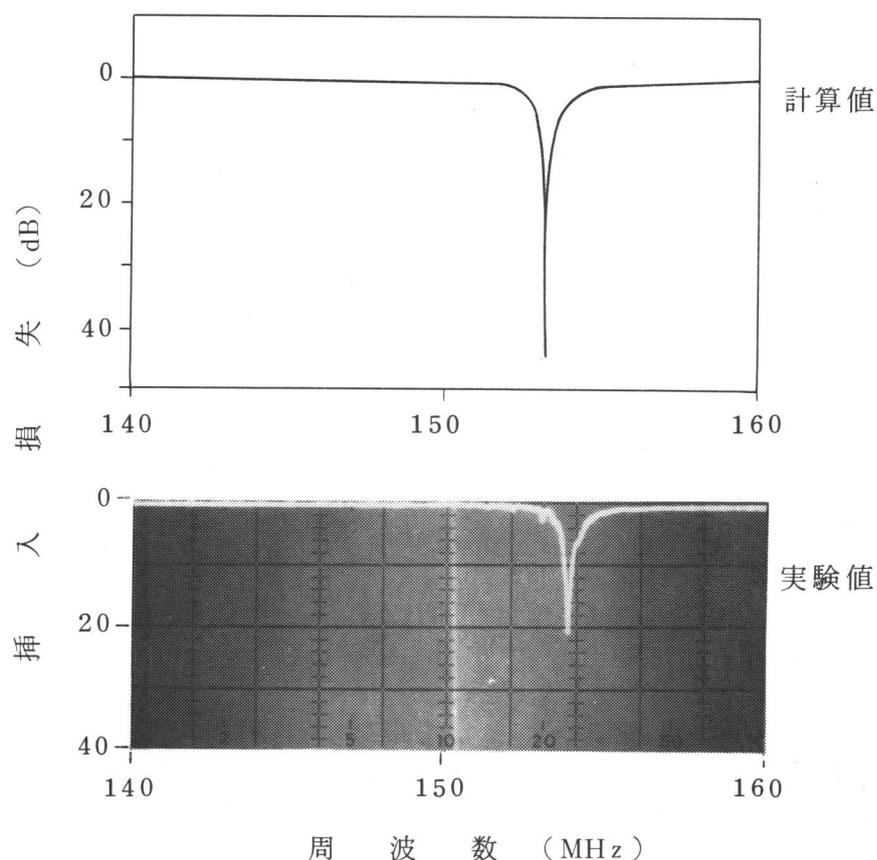


図 3.10 帯域阻止フィルタ (図 3.8) の挿入損失特性  
(300 対 IDT を用いた場合)

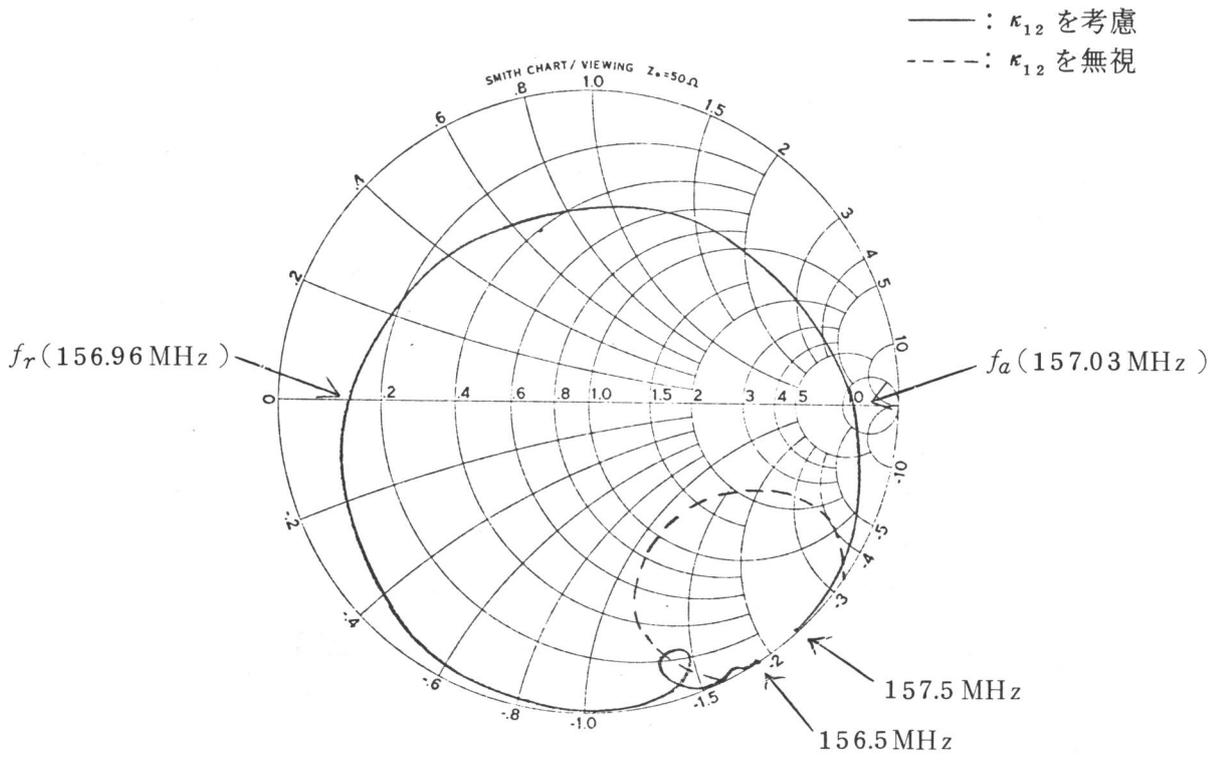
実験値を見ると， $f_a$  付近において約 21 dB の阻止減衰量が得られていること， $f_a$  より  $\pm 2$  MHz 以上離れた周波数においては損失は 1 dB 以下になっていることなど，良好な帯域阻止フィルタ特性が得られていることがわかる。細かく見ると，阻止域付近を除いては，損失は 0.2 dB 以下になっている。このように，IDT を単に信号源と負荷の間に直列に入れるだけで良好な帯域阻止フィルタ特性が得られるのは，IDT の静電容量  $\omega NC_s$  が大きいことから， $f_a$  付近を除いては，IDT のインピーダンス ( $1/|Y|$ ) が信号源及び負荷のインピーダンス ( $Z_0 = 50 \Omega$ ) に比べて小さくなり， $f_a$  においては， $1/|Y|$  が  $Z_0$  に比べて十分大きくなるためである。実験値において，最大減衰点より 3 dB 上昇している周波数間の間隔は 75 kHz である。これより，反共振  $Q$  値 ( $Q_a$ ) は約 2,000 であることがわかる。この値を，上の計算値より読みとった値 (16,000) と比較すると，約 1/8 と非常に小さくなっている。

レーザ・トリミングにより，IDT の対数を減らしつつ，図 3.9，3.10 に示すような測定を行った。その結果， $f_a$  における  $1/|Y|$  のピークは， $N$  を変えるに従って周期的に鋭くなったり，鈍くなったりし，特に， $f_a$  が  $G_a$  の山に当たるような  $N$  の場合には，図 3.4 の破線のごとく，ピークが 2 つに割れる傾向が見られた。<sup>(14), (34)</sup> この間，得られた反共振  $Q$  ( $Q_a$ ) の最大値は約 2,000 であった。また，この間， $\Delta f/f_r$  は大体 0.023 でほとんど変化しなかった。交さ幅を 1 mm, 2 mm とした場合についても実験を行ったが， $Q_a$  及び  $\Delta f/f_r$  は，0.5 mm の場合とほとんど変わらなかった。

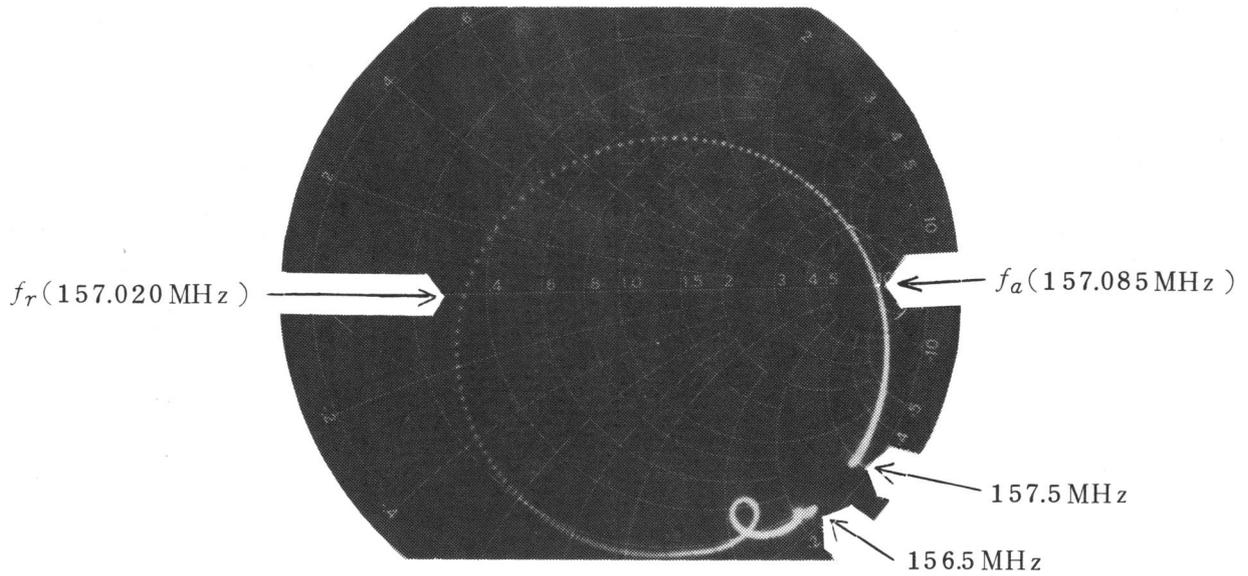
### (iii) 水晶基板上の IDT についての実験結果

まず，図 3.11 に，図 3.5 に対応する，600 対 IDT のスミス・チャート・ディスプレイの計算値と実験値を比較して示す。ほぼ計算値に対応した実験結果が得られているが，実験値の場合，インピーダンス曲線の描く円が，計算値に比べてやや小さくなっている。図 3.11 におけるインピーダンス曲線は，図 3.9 におけるような波打ちがなく，きれいな共振曲線を示している。但し，曲線のはじめの部分に小さな円が見られるが，これは，下周波側の第 1 サイド・ローブに対応する円である。図 3.11 より  $\Delta f/f_r$  を求めると 0.00042 となるが，これは，式 (3.10) に  $2(\Delta v/v_f) = 0.00116$  (水晶基板の結合係数) を代入して得られる値 (0.00047) に比べて若干小さい。

図 3.12 は，600 対 IDT を図 3.8 のごとく接続したときの挿入損失特性である。 $f_a$  付近において最大約 17 dB の阻止減衰量が得られている。細かく見ると，最大減衰点より 3 dB 上昇している周波数間の間隔は 26 kHz となっている。このことより，反共振  $Q$



計 算 値



実 験 値

図 3.11 600 対 IDT (基板 : 水晶 , 交さ幅 : 0.3 mm) の入力インピーダンス

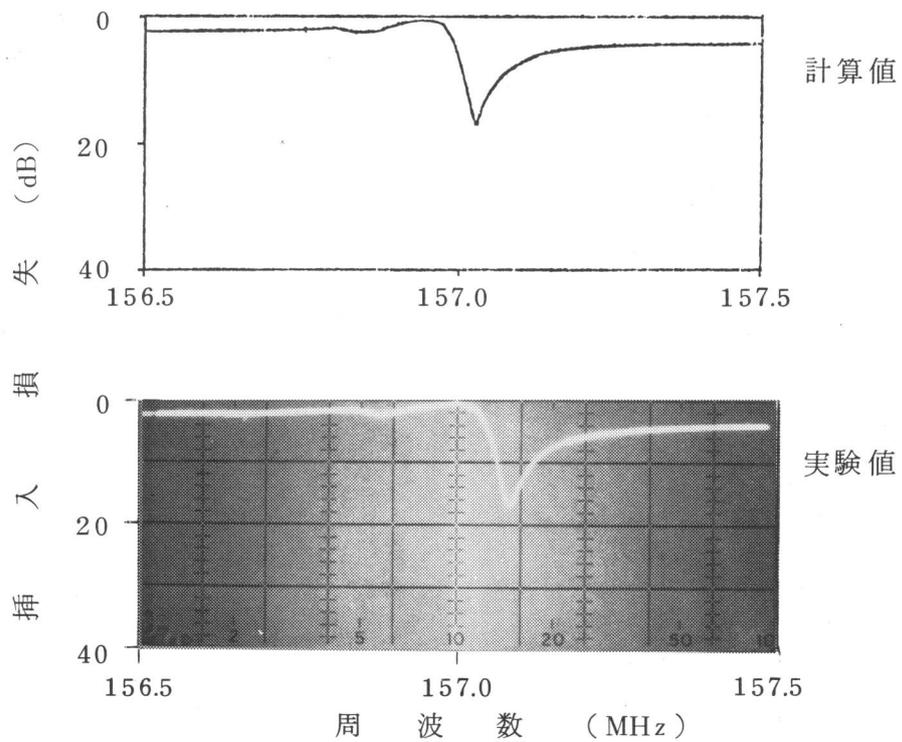


図 3.12 帯域阻止フィルタ (図 3.8) の挿入損失特性  
(600対IDTを用いた場合)

値 ( $Q_a$ ) は約 5,800 であることがわかる。

図 3.11, 3.12 に示したような測定を 600 対から 1,500 対までの IDT について行ったが、この間の  $Q_a$  の測定結果を図 3.13 に示す。図中、 $\cdot$  が測定値であり、破線は式

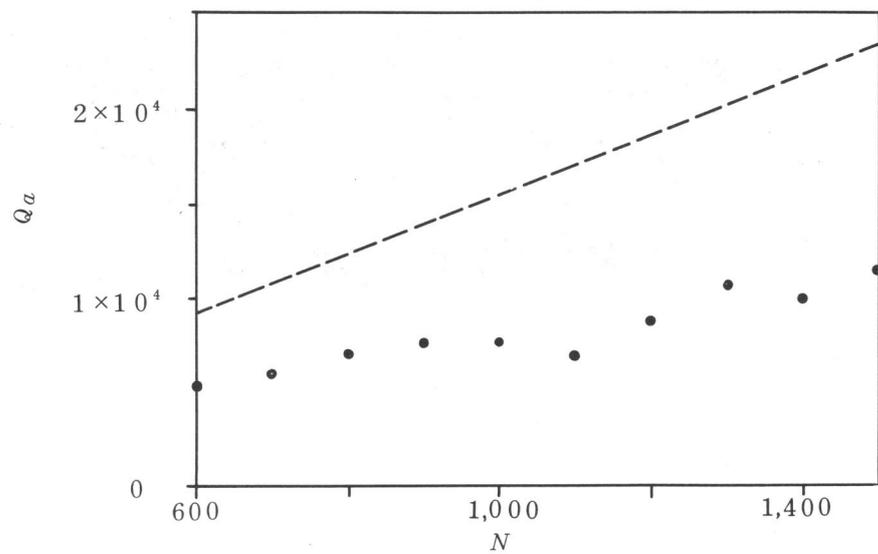


図 3.13 対数  $N$  と反共振  $Q$  ( $Q_a$ ) の関係  
 $\cdot$  : 実験値, --- : 計算値

(3.14)にもとづく計算値である。測定値を見ると、 $N$ を増すに従って徐々に大きくなり、1,500 対において約11,000に達している。但し、1,100対と1,400対において若干の落ち込みが見られるが、これは、レーザ・トリミングを行った際のミスで電極を痛めてしまったためである。

#### (IV) 得られた $Q$ 値についての検討

上記の実験では、 $\text{LiNbO}_3$ 基板上のIDTで最大約2,000、水晶基板上のIDTで約11,000の $Q$ が達成されたが、ここで、得られた $Q$ について若干の検討を行う。

弾性表面波共振器における損失機構としては種々のものが考えられるが、その主なものとしては、①基板の粘性による損失、②空気負荷による損失（真空封止した場合には零となる）、③基板表面において、IDTの端面から放射される表面波による損失（例、図2.5における $A_{rad}(z)$ 、 $A'_{rad}(z)$ ）、④基板表面において、回折によってIDTの側面から放射される表面波による損失、⑤表面波からバルク波へのモード変換による損失、などがあげられる。共振器の $Q$ は、上記各機構による損失の総和で決まるわけであるが、上記各機構のうちの1つの機構による損失のみを考慮したときの $Q$ を $Q_n$  ( $n=1\sim 5$ )とした場合、全損失を考慮した $Q(Q_{total})$ は、よく知られた次式

$$\frac{1}{Q_{total}} = \sum \frac{1}{Q_n} \quad (3.15)$$

で与えられる。

先に、第2章における解析結果をもとにして共振 $Q(Q_r)$ 及び反共振 $Q(Q_a)$ を導出したが、これらはいずれも $Q_3$ に対応するものである。 $Q_1$ 及び $Q_2$ については、Liらが理論的に求めているが、<sup>(36)</sup> 図3.14に、水晶基板と $\text{LiNbO}_3$ 基板における $Q_1$ と $Q_{12}$  ( $Q_{12}^{-1} = Q_1^{-1} + Q_2^{-1}$ )についての結果を示す。150MHzにおける $Q_{12}$ は、水晶の場合約30,000、 $\text{LiNbO}_3$ の場合約80,000となっている。

ここで、先の実験結果の損失要因について検討する。まず、図3.9、3.10に示した300対IDT ( $\text{LiNbO}_3$ 基板)の場合、 $Q$ の実験値(すなわち $Q_{total}$ )は約2,000であった。この場合、 $Q_{12}$ は約80,000であり、 $Q_3$ (図3.10の計算値より求める)は16,000である。これらの結果より、各機構による損失の全損失に対する割合を計算すると、①+②のそれは3%となり、③のそれは13%となる。残りの84%は④及び⑤を中心とする他の機構によるものである。

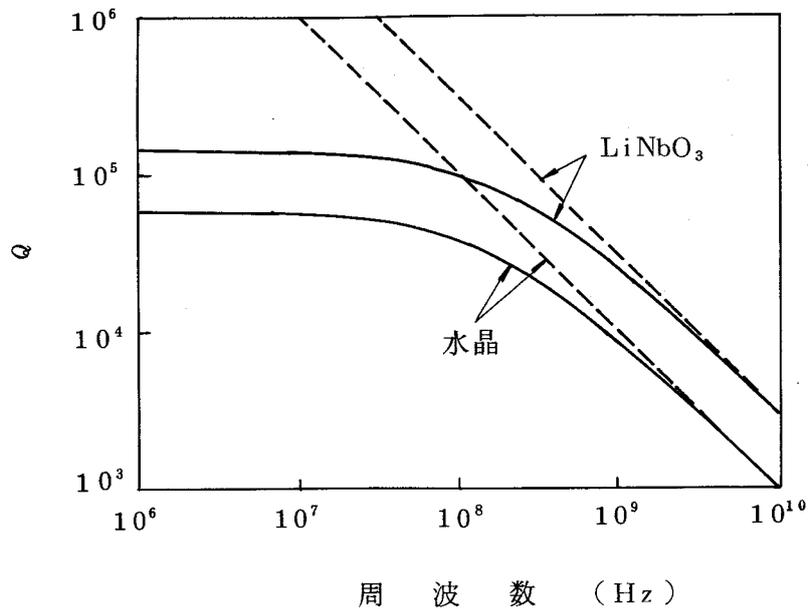


図 3.14  $Q_1, Q_{12}$  と周波数の関係

----- :  $Q_1$   
 ———— :  $Q_{12}$

次に，図 3.11 及び 3.12 に示した 600 対 IDT（水晶基板）の場合， $Q_{total}$  は 5,800 であった。これに対し， $Q_{12}$  は約 30,000 であり， $Q_3$  は 9,200 である。これより，各割合を計算すると，①と②による損失のそれは 20 % となり，③による損失のそれは 63 % になる。残り 17 % は，④，⑤他によるものである。

ところで，上記に分類した各種の損失のうち，③～⑤については，基板表面における共振器の形状に工夫を加えることにより，極力減らすことのできるものである。これに対し，①は基板の本質的な損失であるから，避けられないものであり，②についても，基板を空中に置いた場合には，必ず起る損失である。従って， $Q_1$ （真空中）あるいは  $Q_{12}$ （空中）が，夫々の基板を用いた場合に，究極的に到達し得る  $Q$  の上限である。

### 3.3 反射器付多対 IDT のインピーダンス特性

600 対 IDT（水晶基板）の場合のように，IDT の両端からの表面波放射による損失が，全損失に対して大きな割合を占める場合には，図 3.15 に示すように，IDT の両側にグレーティング反射器を置き，表面波放射を阻止することによって， $Q$  を高められることが期待できる。本節では，レーザ・トリミングによって最終的に所望の対数の IDT を作成した際（図 3.7）に残った電極の一部を，グレーティング反射器として利用した場合のインピーダンス特性について検討した結果を述べる。

反射器      IDT      反射器

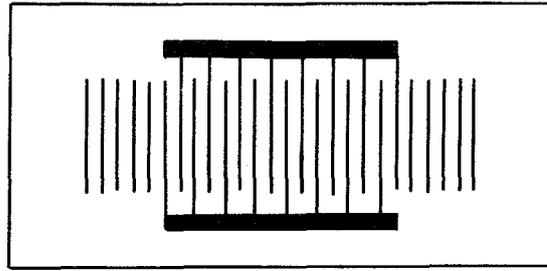


図 3.15 反射器付多対 IDT

### 3.3.1 グレーティング反射器の反射特性

はじめに，グレーティング反射器の反射特性について簡単に説明する。

IDT の残りの電極をグレーティング反射器として利用するときの形としては，図 3.16 に示すような形が考えられる。図中，(a)は電気端子を短絡して全ての電極指を同電

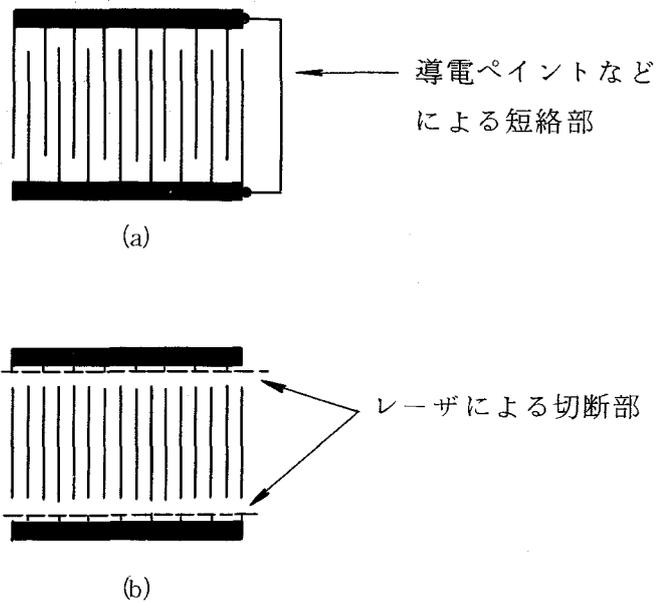


図 3.16 IDT電極を利用したグレーティング反射器

- (a) 電極指をショート・ストリップとする場合
- (b) 電極指をオープン・ストリップとする場合

位とする，すなわち，電極指をショート・ストリップとして利用するものである。一方，(b)は全ての電極指を根元から切断して電氣的に浮かせる，すなわち，電極指をオープン・ストリップとして利用するものである。

ショート・ストリップとして利用する場合の反射係数  $r$  は，式(2.86)において，右辺

第1項を零とした式

$$r = \frac{2jp \sin 2\varphi}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}} \quad (3.16)$$

で与えられる。

図 3.17 に、式 (3.16) を用いて計算した反射係数 (絶対値と位相角) の一例を示す。図中、破線は、80 対 IDT を短絡して 160 本のショート・ストリップより成るグレーティング反射器とした場合であり、実線は、400 対 IDT を短絡して 800 本のストリップより成る反射器とした場合である。いずれも、基板は水晶であり、グレーティング周期は  $10 \mu\text{m}$  (もとの電極指周期は  $20 \mu\text{m}$ )、ストリップ膜厚は  $0.30 \mu\text{m}$  である。反射係数の絶対値はストップ・バンドにおいて大きくなっており、特に、800 本のストリップより成る反射器の場合には、ストップ・バンドにおいてほぼ 1 となっている。また、位相角は、ストップ・バンドの中心において  $-\pi/2$ 、下端周波数付近で 0、上端周波数付近で  $-\pi$  となっている。

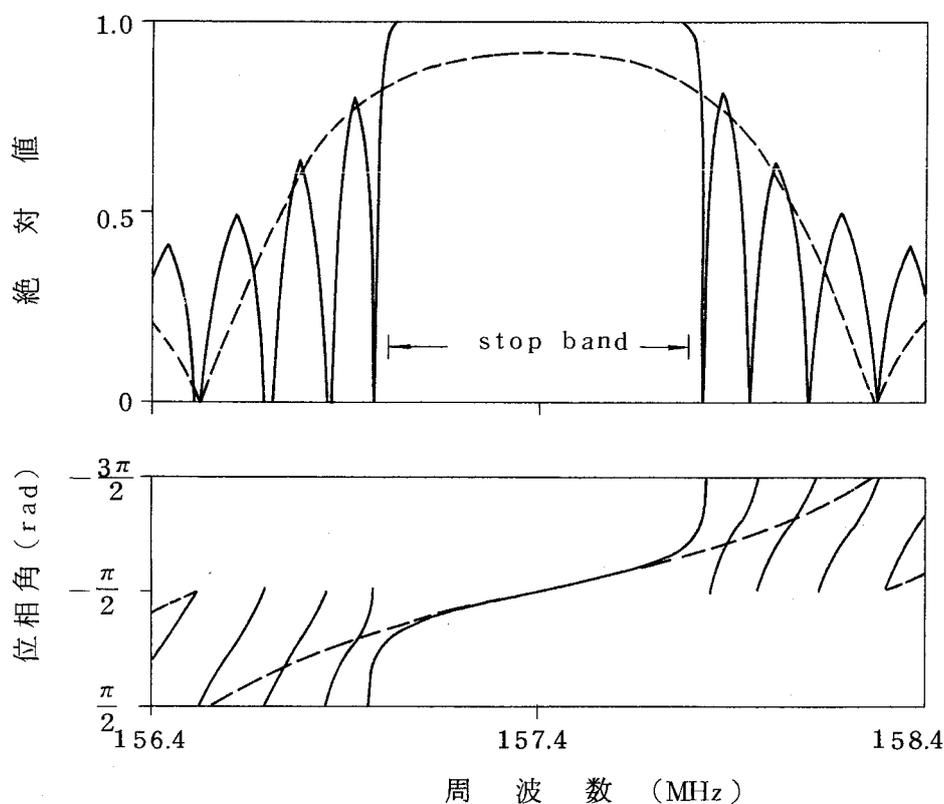


図 3.17 グレーティング反射器の反射係数

- : ストリップ本数が 160 の場合
- : ストリップ本数が 800 の場合

オープン・ストリップとしたときの反射係数も，式(3.16)と同様の形で与えられるが，この場合には式(3.16)の中の $p, \theta_0, \varphi$ を定める係数 $\kappa_{11}$ と $\kappa_{12}$ の値(電氣的振動による項の値)が異なる。但し，基板が水晶の場合には，電氣的振動よりも弾性的振動の方が非常に大きくなることから， $\kappa_{11}, \kappa_{12}$ の値は，ほとんど弾性的振動によって決まる。このため，ショート・ストリップの場合と，オープン・ストリップの場合とにおける $\kappa_{11}, \kappa_{12}$ の差は小さく，<sup>(32)</sup> 従って，反射係数も大体同じになる。

尚，以下で示す計算例，実験例では，多くの場合，IDT電極指をショート・ストリップとして反射器を構成しているが，一部，オープン・ストリップとしている場合もある。

### 3.3.2 反射器付多対IDTの入力インピーダンス

前節で説明した600対IDTに，図3.17に反射係数を示したグレーティング反射器を付けたときの入力インピーダンス $1/|Y|$ の計算値を図3.18, 3.19に示す。ここで，

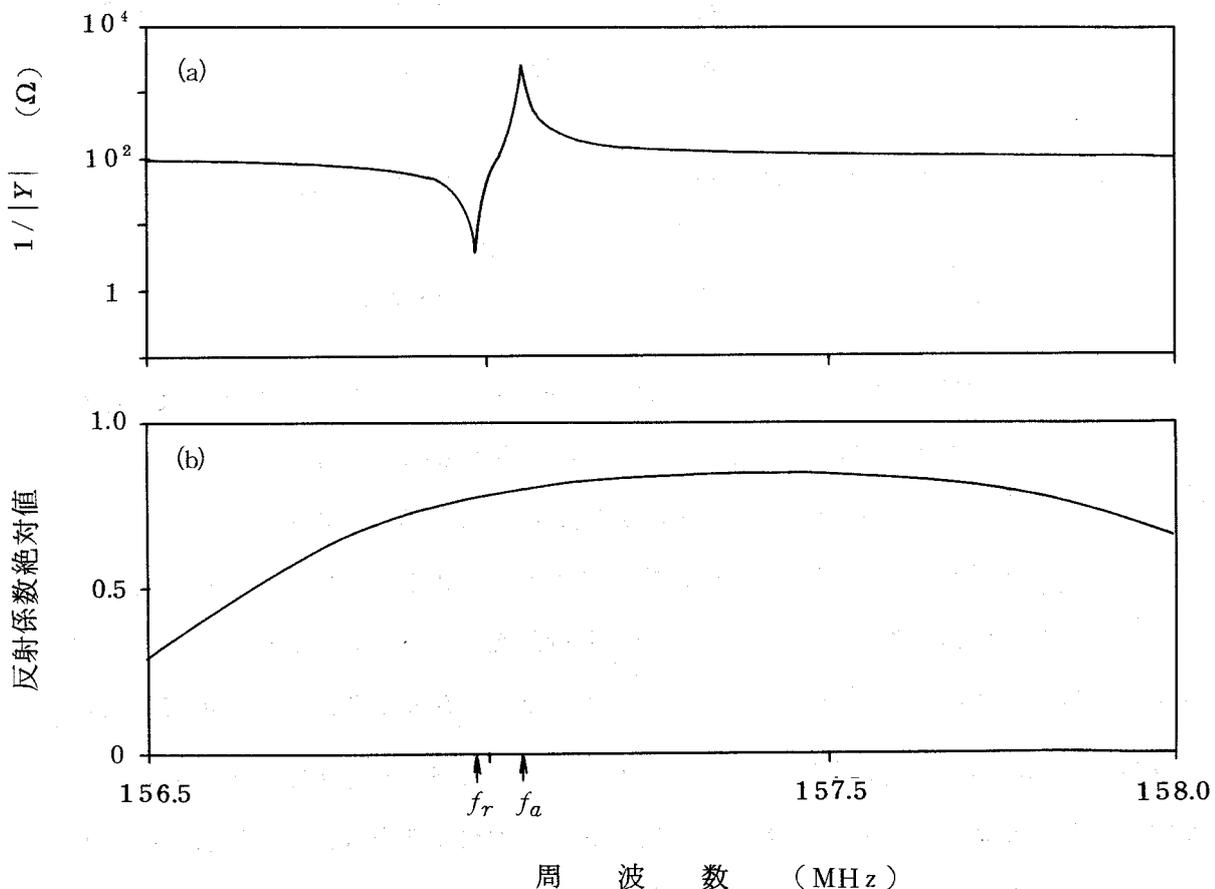


図3.18 (a) 反射器付600対IDT(基板:水晶,交さ幅:0.3mm)の入力インピーダンス  
(b) 反射器(ストリップ本数:160)の反射係数絶対値

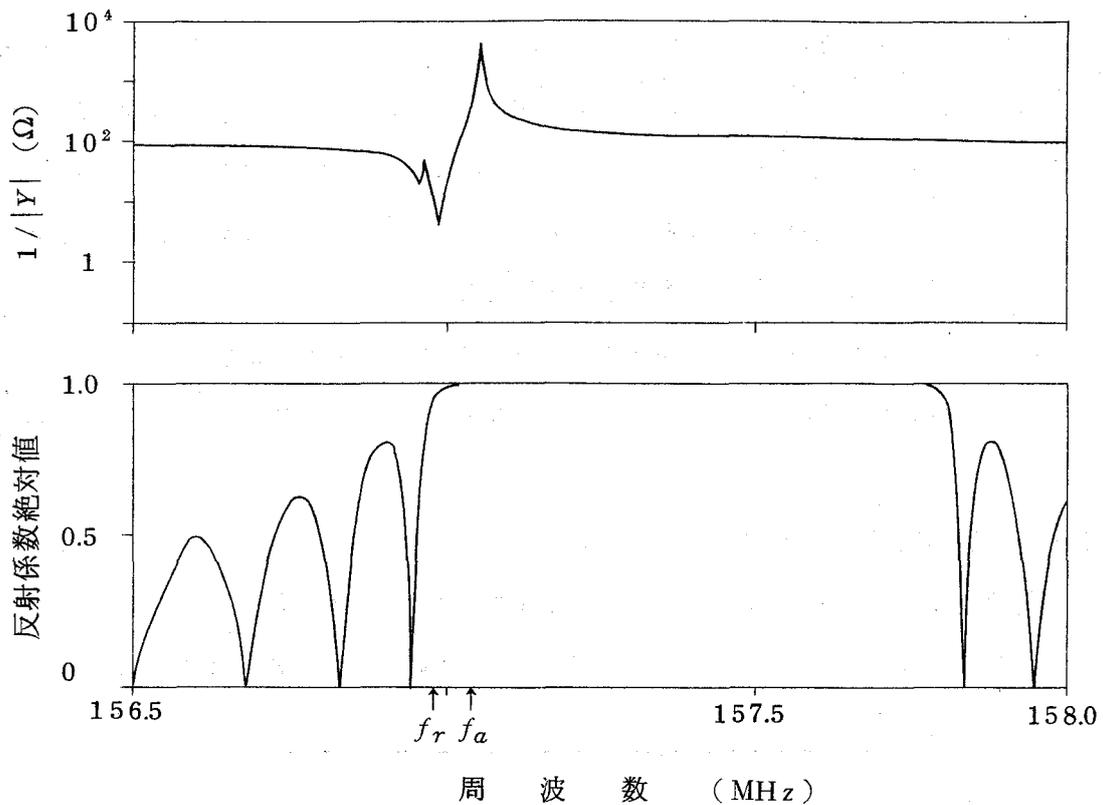
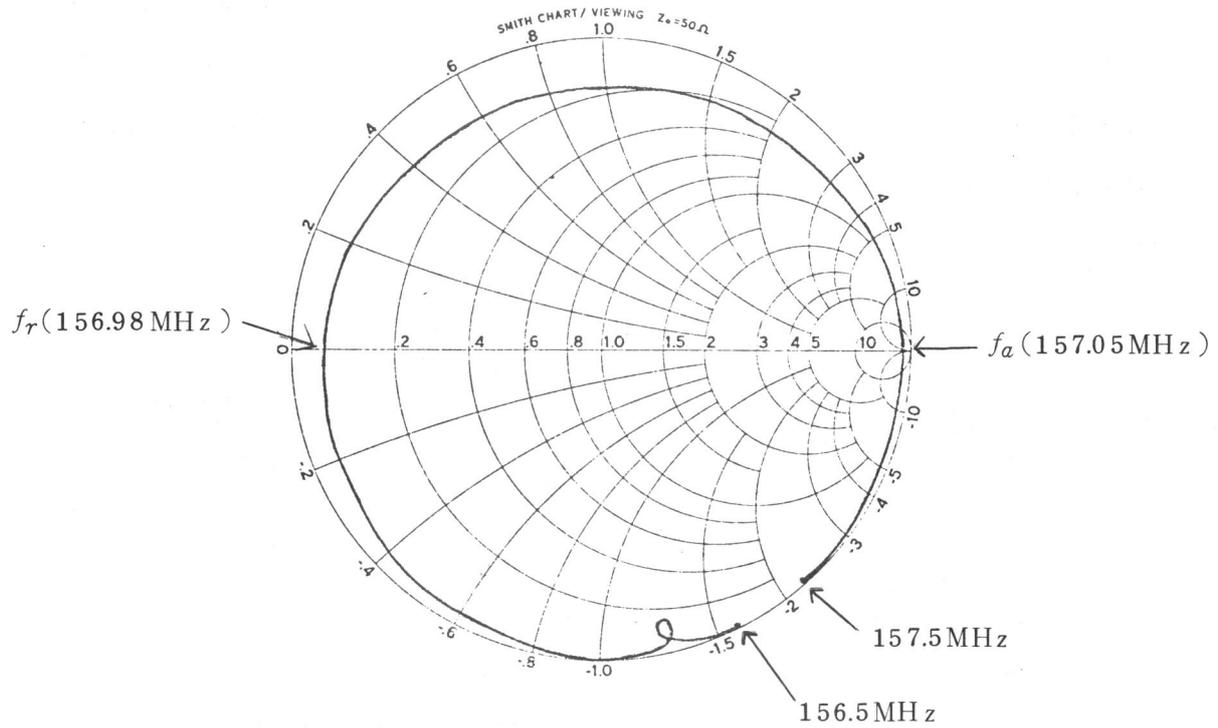


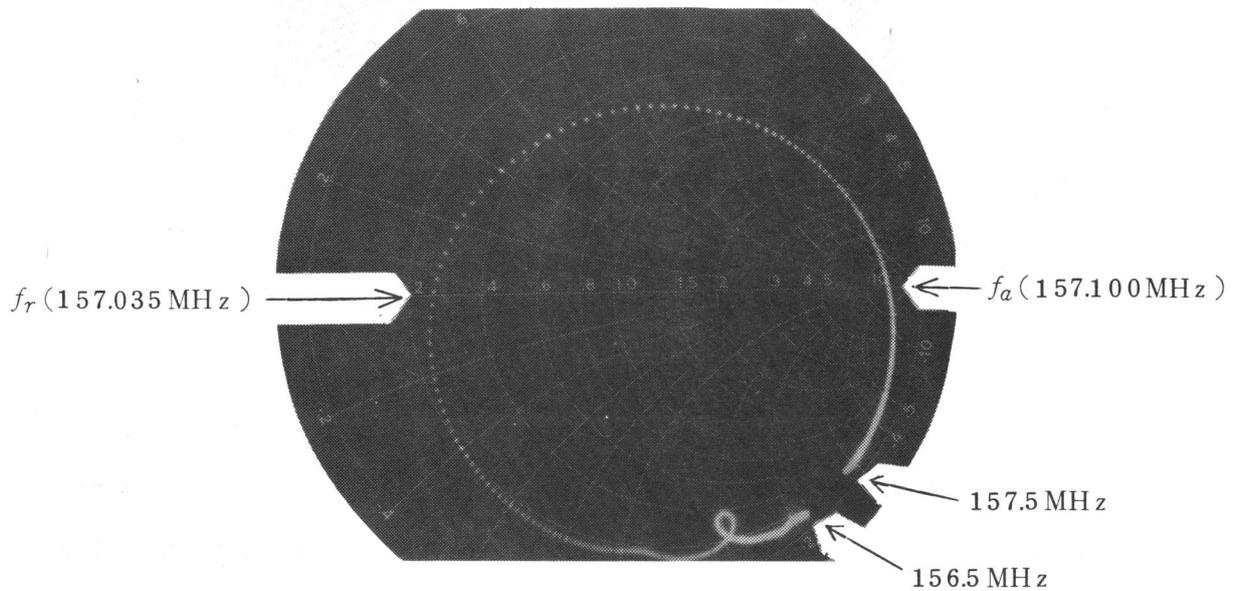
図 3.19 (a) 反射器付 600 対 IDT (基板: 水晶, 交さ幅: 0.3 mm) の入力インピーダンス  
 (b) 反射器 (ストリップ本数: 800) の反射係数絶対値

IDT と反射器との間隔は, 図 3.7 のようにレーザ・トリミングを行った際の残りの電極を反射器として利用することを考慮して,  $10\mu\text{m}$  (電極指周期の半分) としている。反射器を付けることにより, 共振点  $f_r$ , 反共振点  $f_a$  における極小, 極大は鋭くなり,  $Q$  が上昇していることがわかる。但し, 800 本のストリップより成る反射器を付けた図 3.19 の場合には,  $f_r$  の直ぐ低周波側にスプリアス共振が現われている。これは, メインの反射帯域とその直ぐ下の反射帯域との境界 (図 3.17 よりわかるように, 境界付近においては, 反射位相角の変化が急峻である) が, 丁度  $f_r$  付近に当たったために生じたものである。この例よりわかるように, 残りの電極を反射器として利用する場合には, 反射器のストリップ本数をあまり多くすると, メインの反射帯域の境界が丁度共振点  $f_r$  付近に当たるために, スプリアス共振を生じることがある。従って, このことを考慮して, 反射器のストリップ本数は適切に選ぶ必要がある。

図 3.20 は，図 3.18 に対応する，スミス・チャート・ディスプレイの計算値と実験値である。計算値，実験値共に，図 3.11 の反射器の付いていない場合に比べて，描く円が一回り大きくなっている。



計 算 値



実 験 値

図 3.20 反射器付 600 対 IDT (基板:水晶, 交さ幅: 0.3mm) の入力インピーダンス

図 3.21 は、図 3.20 の IDT を図 3.8 のごとく接続した場合の挿入損失特性である。実験値を見ると、反共振点における最大減衰量は図 3.12 のそれに比べて約 4 dB 増し、約 21 dB となっている。この最大減衰点より 3 dB 上昇している周波数間の間隔は 15 kHz である。これより、反共振  $Q$  ( $Q_a$ ) は約 10,500 であり、反射器の付かない場合に比べて 2 倍近くになっていることがわかる。今の場合、反射器を付けることにより、IDT の両端からの放射損のみが減少し、他の機構による損失は変わらなかったと仮定すると、放射損は約 70% 減少したことになる。

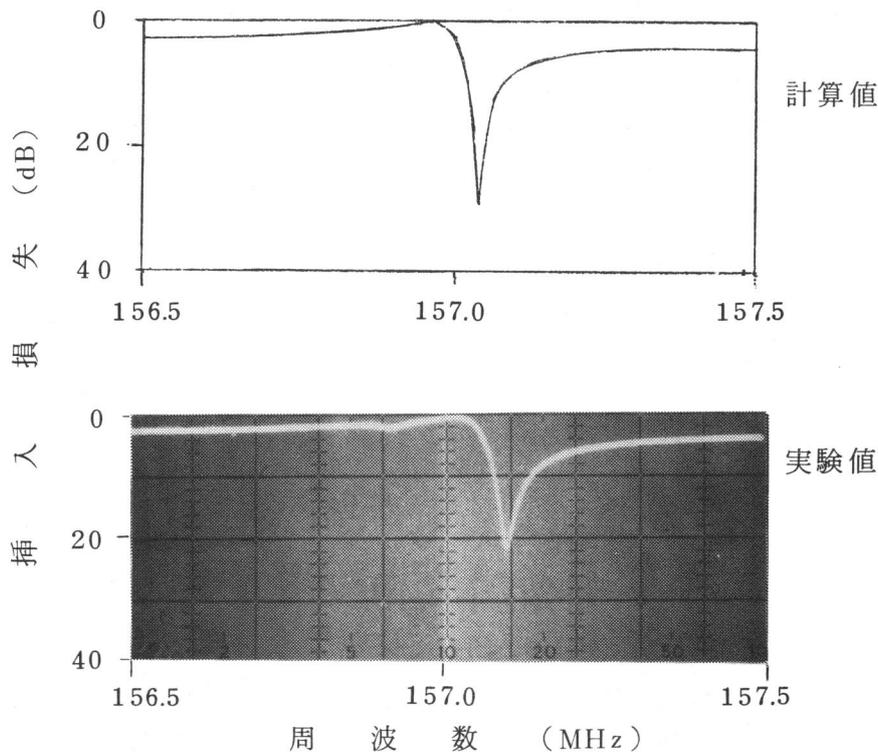


図 3.21 帯域阻止フィルタ(図 3.8)の挿入損失特性  
(反射器付 600 対 IDT を用いた場合)

最後に、1,500 対 IDT の電極を、両側から同じ対数ずつ切断し、残った電極を反射器としていった場合について、 $Q_a$  を測定した結果を図 3.22 に示す。IDT の対数  $N$  を減らし、反射器のストリップ本数を増すに従って  $Q_a$  が上昇し、 $N=700 \sim 900$  において約 19,000 にまで達している。この  $Q=19,000$  は、先の  $Q_{12}(30,000)$  の 63% に当る値である。従って、空中で到達し得る  $Q$  の上限にかなり近い値が得られたと考えられる。

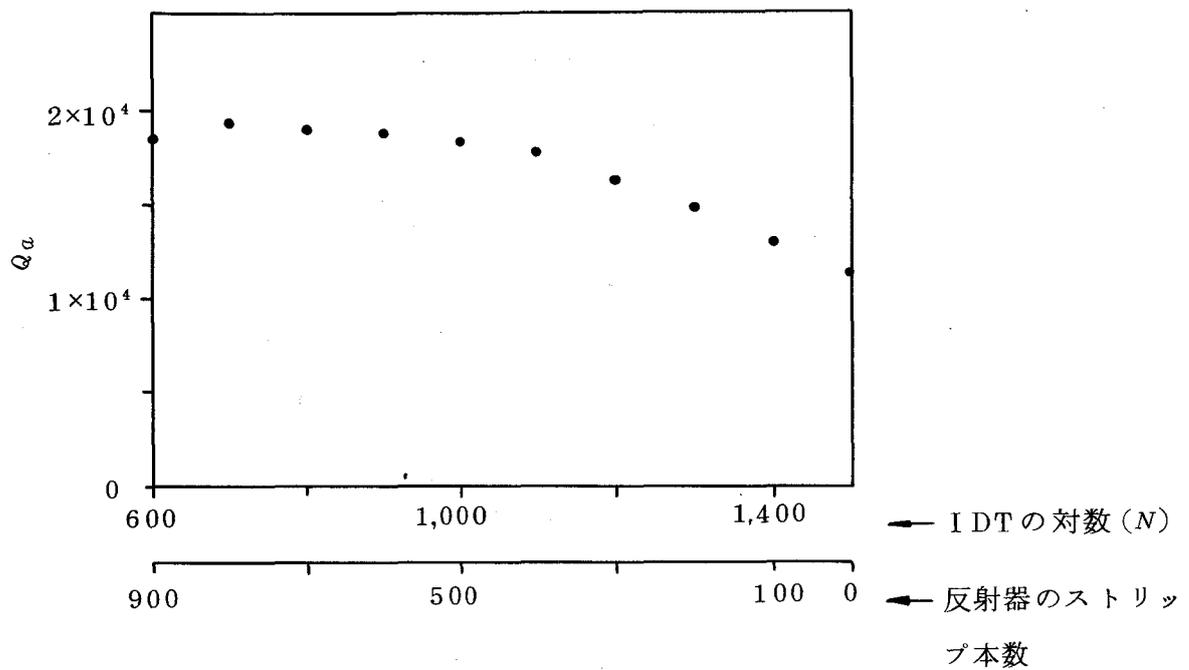


図 3.22 IDT の対数  $N$  及び反射器のストリップ本数と反共振  $Q (Q_a)$  の関係

### 3.4 多対 IDT の等価回路

本節では、多対 IDT の等価回路定数を求め、その結果をもとに、多対 IDT より成る 1 端子共振器と、Staples らによって検討されているキャビティ形 の 1 端子対共振器について、簡単な特性比較を行う。

#### 3.4.1 等価回路定数の導出

水晶振動子（体積波を利用）のインピーダンス特性は、従来から図 3.23 に示す等価回路でよく表わされているが、図 3.3 及び 3.5 に示した多対 IDT のインピーダンス特性を見ると、多対 IDT の場合についても近似的に同様の等価回路で表わされると考えられる。そこで、以下、多対 IDT を図 3.23 の等価回路で表わす場合の等価回路定数を、節 3.2 の検討結果をもとに、求める。

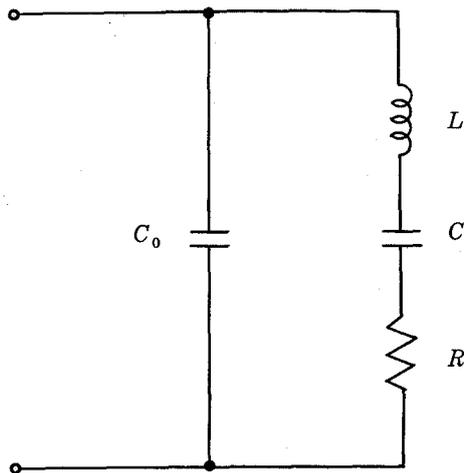


図 3.23 1 端子対共振器の等価回路

はじめに，図 3.23 に示す回路の入力アドミタンス  $Y_e$  を求めると，次のようになる。

$$Y_e = G_e + j(\omega C_0 + B_e) \quad (3.17)$$

ただし，

$$G_e = \frac{R}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (3.18)$$

$$B_e = \frac{-\omega L + \frac{1}{\omega C}}{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2} \quad (3.19)$$

式 (3.17) ~ (3.19) について計算を行うと，共振点及び反共振点を持つインピーダンス特性が得られるが，その共振周波数  $f_{er}$ ，反共振周波数  $f_{ea}$ ，及び  $Q$  ( $Q_e$  とする) は，近似的に次式で与えられる。

$$f_{er} \simeq \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3.20)$$

$$f_{ea} \simeq f_{er} \left(1 + \frac{C}{2C_0}\right) \quad (3.21)$$

$$Q_e \simeq \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.22)$$

さて、ここで、式(3.17)～(3.19)を(3.1)～(3.5)と比較し、 $Y$ と $Y_e$ がよく一致するように等価回路の諸定数を決めるわけであるが、諸定数をどのように選んでも、 $Y$ と $Y_e$ とを完全には一致させることはできない。このことは、逆に見ると、諸定数を決める方法が幾通りもあるということであるが、このような場合、応用上重要な量に着目して決定するのが妥当である。決定すべき回路定数は全部で4個であるが、このうちの $C_0$ については、式(3.1)と式(3.17)を比較すれば明らかなように

$$C_0 = NC_s \quad (3.23)$$

とするのが妥当である。残り3個の定数については、共振周波数、反共振周波数、及び $Q$ に着目して決定するのが一般的である。そこで、先ず、式(3.6)、(3.7)より $\frac{f_a - f_r}{f_r}$ を求め、これと、式(3.20)、(3.21)より求められる $\frac{f_{ea} - f_{er}}{f_{er}}$ とが一致するように、 $C$ を次のように定める。

$$\frac{C}{2C_0} = \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{\Delta v}{v_f}\right) \left\{ 1 - \frac{1}{2\pi N \kappa'_{12}} \sqrt{\frac{\pi^2 \kappa'_{12}}{4(\Delta v/v_f)} - 1} \right\} + \frac{1}{8N^2 \kappa'_{12}} \quad (3.24)$$

$N$ が十分大きい場合、式(3.24)は

$$\frac{C}{2C_0} \simeq \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{\Delta v}{v_f}\right) \quad (3.25)$$

となり、基板の結合係数のみで決まる値になる。次に、 $f_r$ (式(3.6))と $f_{er}$ (式(3.20))が一致するように $L$ を定める。

$$L = \frac{1}{C} \frac{1}{4\pi^2 f_0^2 \{1 - \kappa'_{11} - \kappa'_{12} - (8N^2 \kappa'_{12})^{-1}\}^2} \quad (3.26)$$

残った  $R$  は、 $Q$  が合うように定めるわけであるが、式(3.13)及び(3.14)に示したように、IDT の  $Q$  は共振点と反共振点とにおいて異なる。これに対し、図 3.23 の回路の  $Q$  は、いずれの点においても近似的に式(3.22)で与えられる。このような場合には、着目する点における  $Q$  が合うように、 $R$  を決定すればよい。すなわち、共振点に着目する場合には、式(3.13)より求められる  $Q_r$  を用いて

$$R = \frac{1}{Q_r} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.27)$$

とする。一方、反共振点に着目する場合には、式(3.14)より求められる  $Q_a$  を用いて

$$R = \frac{1}{Q_a} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.28)$$

とする。

以上で、4個の回路定数が全て決定されたが、一例として、これらの等価回路定数を用いて、600対 IDT(水晶基板)の入力アドミタンスを計算した値を、図 3.5 に示した計算値(式(3.1)を用いて計算)と比較して、図 3.24 に示す。今の場合、 $R$  は、共振  $Q$  に着目し、式(3.27)より決定している。式(3.1)からの計算値(実線)には、共振点より低いところにサイドローブ( $G_a$  の小さな山)が現われているが、図 3.23 の等価回路のアドミタンス(点線)には、このようなサイドローブは現われない。そのために、このサイドローブの部分で実線と点線の間で若干大きな差が見られるが、一般的に両者はよく合っている。

尚、式(3.13)及び(3.14)から求められる  $Q$  値は実験値に比べてかなり大きくなる場合があるが、このような場合には、実験的に得られた  $Q$  より  $R$  を決定すれば、等価回路は実験結果をよく説明できる。

また、反射器を付けた場合には、 $Q$  のみが大きく変化し、共振周波数などはほとんど変わらないことから、図 3.23 の等価回路において、 $R$  の大きさだけが変わる(小さくなる)と考えればよい。

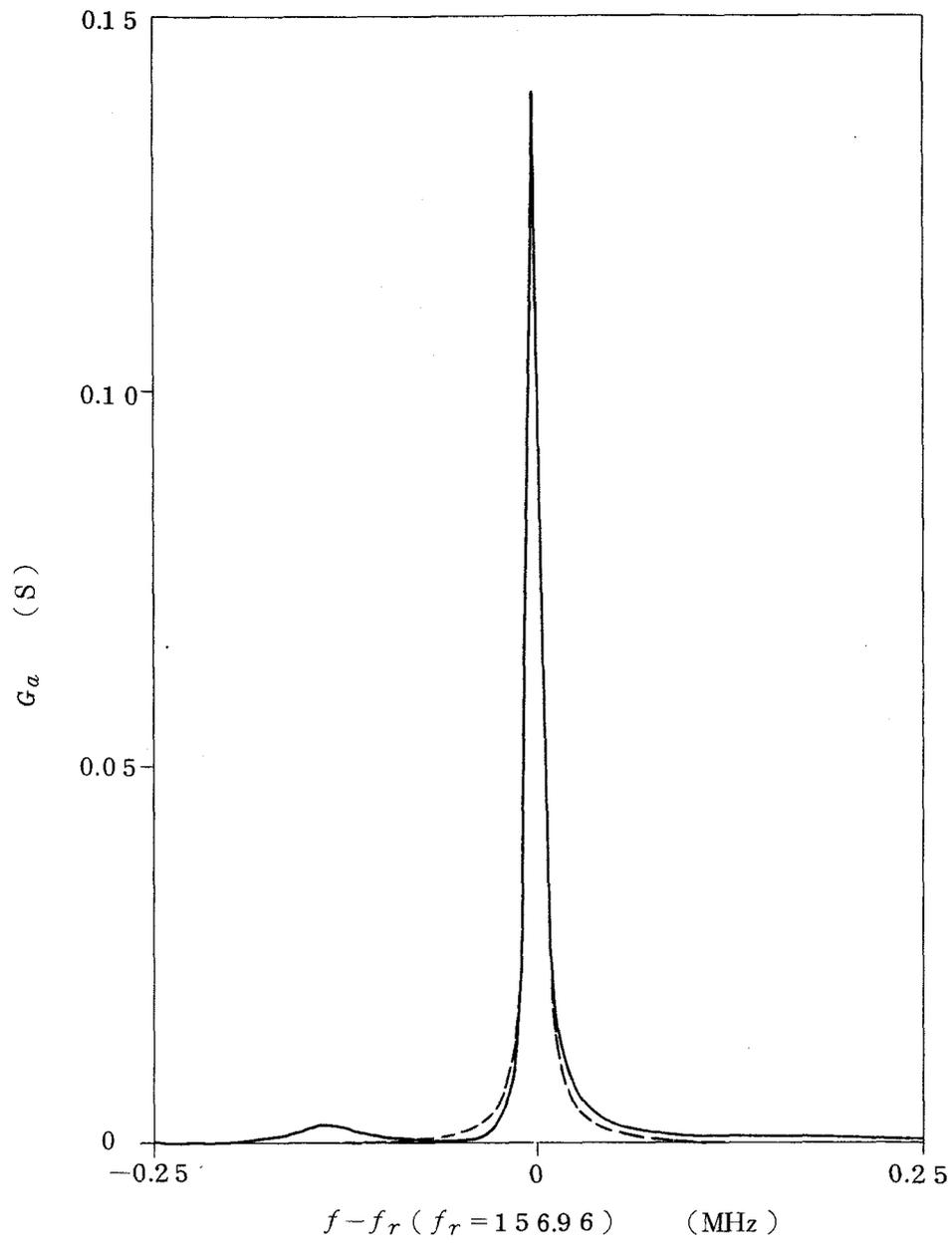


図 3.24 600 対 IDT (水晶基板) の入力アドミタンス

— : 式 (3.1) からの計算値

---- : 等価回路からの計算値

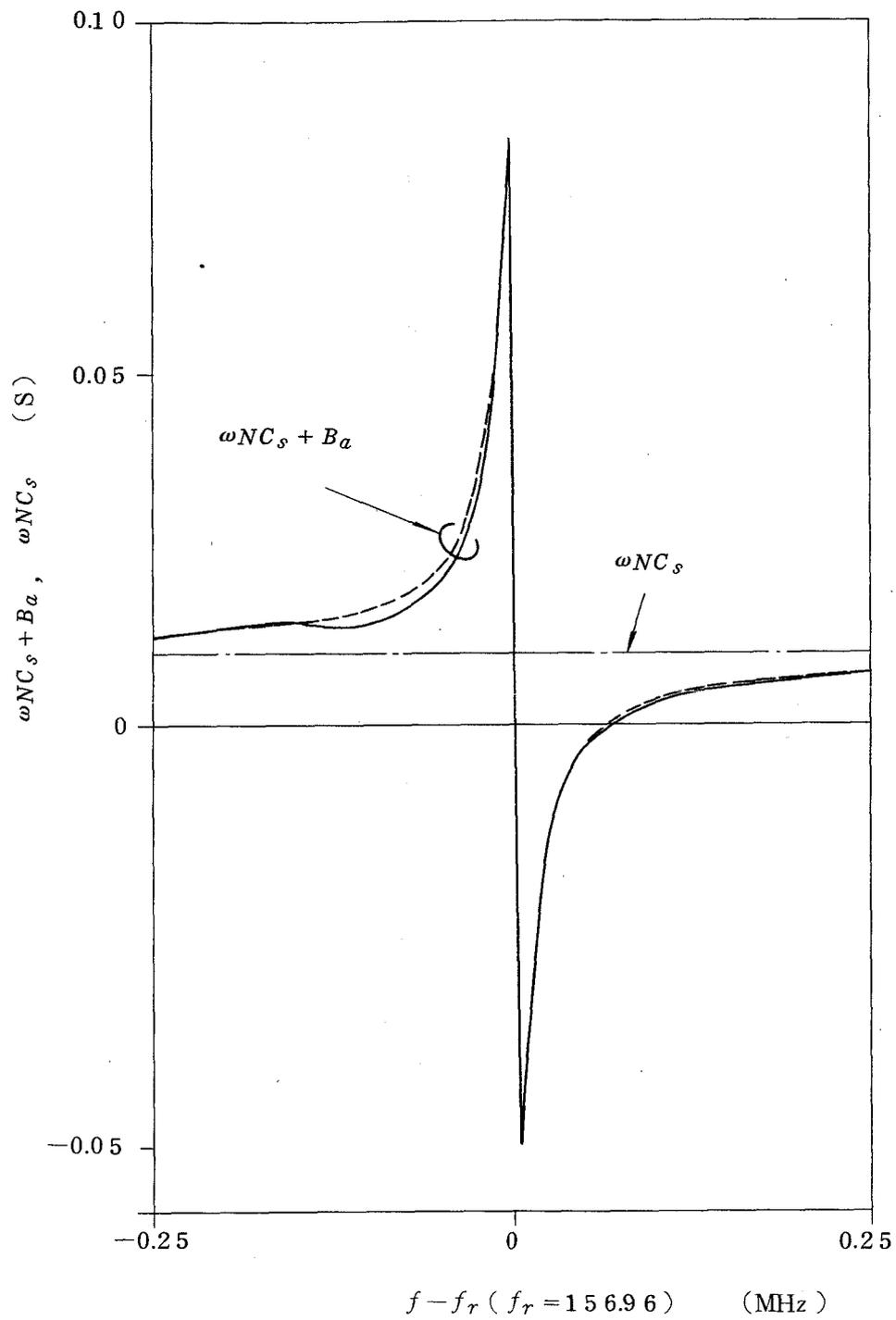


図 3.24 (続)

### 3.4.2 キャビティ形共振器との比較

Staples<sup>(19)</sup>が最初に10,000に近い $Q$ を達成して注目を集めた共振器は、図3.25に示すように、2個のグレーティング反射器を用いてキャビティを構成し、その中に対数の

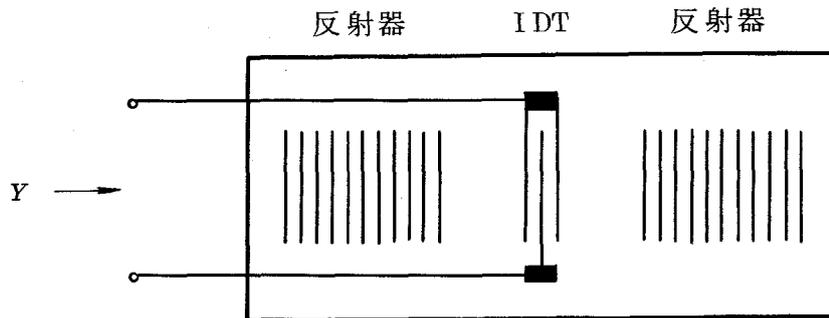


図3.25 1端子対共振器(キャビティ型)の構造

少ないIDTを設置したものである。この種の共振器を最初に提案したのはAsh<sup>(37)</sup>で、1970年のことであるが、このときは、30MHzで80程度の $Q$ しか得られなかったために、あまり注目されなかったようである。

この種の共振器の入力アドミタンス $Y$ の概略図を図3.26(a)に示す。比較のために、IDTが単独で存在する場合の $Y$ を同図(b)に示す。図に示したように、少対のIDTが単独で存在する場合には、 $Y$ の周波数に対する変化は穏やかであるが、キャビティの中に入れると、キャビティの共振点 $f_{cr}$ 付近において急峻な変化を示すようになる。

この種の共振器のインピーダンス特性も、近似的に図3.23の等価回路で説明されるが、各等価回路定数は次のように求められている。<sup>(38)</sup>

$$C_0 = N_c C_s \quad (3.29)$$

$$\frac{C}{2C_0} = \frac{8}{\pi^2} \left( \frac{\Delta v}{v_f} \right) \frac{N_c L_c}{\ell_c} \quad (3.30)$$

$$L = \frac{1}{C} \frac{1}{4\pi^2 f_{cr}^2} \quad (3.31)$$

$$R = \frac{1}{Q_c} \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (3.32)$$

ただし、

$$Q_c = \frac{2\pi \ell_c}{\lambda_c (1 - |r_c|^2)} \quad (3.33)$$

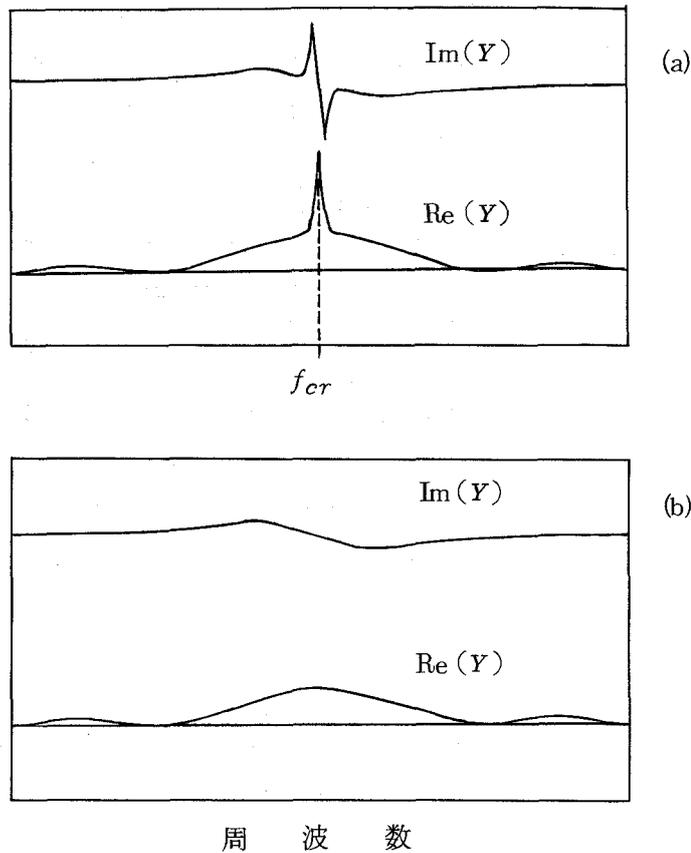


図 3.26 (a) 1 端子対共振器 (キャビティ型) の入力アド  
ミタンス  $Y$  の概略図  
(b) 少対 IDT の  $Y$  の概略図

ここで、 $N_c$  は IDT の対数、 $L_c$  はその周期、 $l_c$  は反射器間の間隔、 $f_{cr}$  は共振周波数、 $r_c$  は反射器の反射係数、 $\lambda_c$  は表面波波長である。式 (3.29) ~ (3.33) は、IDT 内における周期摂動を無視し、また、 $|r_c|$  が 1 に十分近いと仮定して導出されたものである。

ところで、図 3.25 に示した少対 IDT を用いたキャビティ形共振器の構造は、基本的には、図 3.15 に示した反射器付の多対 IDT のそれと同じである。従って、本章で対象とした多対 IDT を用いた 1 端子対共振器と、Staples らの対象としている少対 IDT を用いた 1 端子対共振器の間には、明確な境界は存在しない。多対 IDT を用いた共振器と、少対 IDT を用いた共振器の間の差異としては、静電容量  $C_0$  の大きさが異なることのほかに、前者の場合には共振器に蓄積される表面波エネルギーの大部分が IDT 下にあるのに対し、後者の場合にはその多くが IDT の外にあることが挙げられる。このことは、上述の等価回路定数の中で、 $C/2C_0$  に現われている。すなわち、式 (3.25) と (3.30) を

比較すると，式(3.30)の $C/2C_0$ は，式(3.25)のその $NcLc/lc$ 倍となっているが，この $NcLc/lc$ は，IDTの占める部分の長さの，全共振器長に対する割合を表わしており，ほぼそのまま，IDT下にあるエネルギーと，共振器内の全蓄積エネルギーとの比に対応している。 $Q$ に関しては，いずれの場合にも，水晶基板(空中)で，150MHzにおいて最大約20,000(上限値 $Q_{12}$ の約65%)が得られており，大体同じである。

### 3.5 むすび

多対IDTを用いた1端子対弾性表面波共振器について，理論的，実験的に詳しく検討した結果を述べた。

はじめに，第2章での解析結果をもとに，多対IDTのインピーダンス特性について理論的に詳しく検討した。そして，その結果として，多対のIDTがそれだけで高 $Q$ な1端子対共振器を構成し，鋭い共振，反共振特性を示すこと，及びこのような共振器においては，電極指による表面波の反射が表面波をIDT内に閉じ込めるのに大きな役割を果すことなどを明らかにした。実験的には，このような単にIDTを多対にしただけの共振器により，150MHzにおいて約2,000(LiNbO<sub>3</sub>基板の場合)と10,000(水晶基板の場合)の $Q$ が得られたことを示した。

さらに，多対IDTにグレーティング反射器を付けることにより，より $Q$ を高めることができ，このような構造により，150MHzにおいて約20,000の $Q$ が水晶基板上で得られたことを示した。

## 第4章 1端子対弾性表面波共振器を用いた狭帯域フィルタ

### 4.1 まえがき

本章では、第3章で述べた1端子対弾性表面波共振器を用いて構成した狭帯域阻止フィルタと通過フィルタについて述べる<sup>(13)~(17)</sup>。

第1章の緒言でも述べたように、本論文で述べる研究は、狭帯域阻止フィルタの構成を目的として始めたものである。具体的には、大容量FDM方式における伝送路雑音負荷試験用の帯域阻止フィルタやパイロット除波器などの構成を目標としていた。このうちの伝送路雑音負荷試験用の帯域阻止フィルタは、所定の阻止帯域において実効減衰量が75dB以上であり、かつ20~200MHz（阻止域付近を除く）という広い通過帯域において、損失変動が1dB以下、ということを要求するものである。このように広い通過域を有するフィルタは、従来からの弾性表面波トランスバーサル・フィルタのように2個のIDTを用いて信号を電気→弾性表面波→電気と変換させる構造では、原理的に実現することが困難である。

そこで、筆者は、IDTをインピーダンス素子として用いて狭帯域阻止フィルタを構成する方法についての検討を行ったが、この段階で、多対IDTがそれだけで高Qな1端子対共振器を構成することが見出された。このため、筆者は、改めて多対IDTのインピーダンス特性について詳しい検討を行い（この点については第3章で述べた）、その結果を用いて目的とする帯域阻止フィルタの構成を行った。節4.2では、その結果について詳しく説明する。

次に、多対IDTより成る1端子対共振器が見出された結果、これを用いることにより、従来からの弾性表面波トランスバーサル・フィルタでは実現できなかったような狭帯域な帯域通過フィルタを実現できる可能性が生まれた。狭帯域通過フィルタについては、筆者らのグループで検討を進めた結果、従来からの方法に種々の工夫を加えることにより、徐々に良好な特性が得られるようになった<sup>(11),(12)</sup>。しかし、このような方法で狭帯域化が図れるのは、図1.4に示したように、3dB低下帯域幅にして0.1%程度が限度と考えられていた。これに対し、上述の共振器においては10,000以上のQを達成し得ることから、これを用いれば、0.1%以下の帯域幅をもつ帯域通過フィルタを構成することは容易であると考えられる。このようなことから、簡単な回路構成により、上述の共振器を用いて狭帯域通過フィルタの構成を試みた。節4.3では、その結果を述べる。

## 4.2 狭帯域阻止フィルタ

### 4.2.1 構成法に関する検討

IDT をインピーダンス素子として用いて狭帯域阻止フィルタを構成する方法について種々検討を行ったが、結局、図 3.8 に示したように、多対 IDT を伝送路に直列に接続する方法が有望なことがわかった。しかし、図 3.10 に特性例を示したように、図 3.8 の回路 1 段で確保できる阻止減衰量は 20 dB 前後であり、目的とするフィルタを構成するためには多段化する必要があった。また、共振点付近から離れた周波数においては IDT は単なる容量素子として動作することから、図 3.8 のごとく単に IDT を直列接続しただけの回路では、低周波域における通過域のレベル低下が避けられず、これを補償する方法を検討する必要があった。このため、目的とするフィルタを構成する前に、多段化の方法と低周波域におけるレベル低下の補償法についての検討を行ったが、本小節ではその結果を述べる。

#### (i) 多段化の方法

はじめに、図 3.8 の回路における動作減衰量  $\alpha$  は次式で与えられる。

$$\alpha = 20 \log_{10} \left| \frac{Z + 2Z_0}{2Z_0} \right| \quad (\text{dB}) \quad (4.1)$$

ここで、 $Z$  は IDT の入力インピーダンスであり、 $Z_0$  (実数) は終端抵抗である。式 (4.1) より、図 3.8 の回路の多段化に関して、次のことがわかる。すなわち、図 3.8 の回路を 2 段接続する場合、2 個の IDT を単に直列接続したのでは、式 (4.1) において  $Z$  を 2 倍するだけであり、阻止減衰量は 1 段の場合よりも 6 dB しか増えない。従って、多段化の効果は十分発揮されない。

これに対し、2 個の IDT を図 4.1 に示すように阻止周波数における電磁波波長の 1/4 の長さの伝送線路を間において接続した場合、阻止域付近における動作減衰量  $\alpha$  は

$$\alpha = 20 \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left( \frac{Z}{Z_0} + 1 \right) \left( \frac{Z}{Z_0} + 1 \right) + \frac{1}{2} \right| \quad (\text{dB}) \quad (4.2)$$

となり、個々の IDT による減衰量はほぼ dB で相加される。従って、図 4.1 の方法により、効果的な多段化を行うことができる。

図 4.2 (a), (b) は、図 4.1 の方法による多段化の効果を示す実験結果である。すなわち、

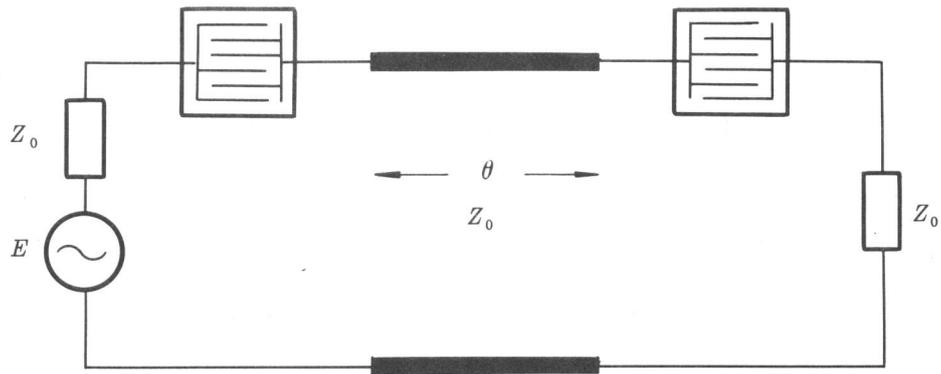


図 4.1 2 段帯域阻止フィルタの構成図

$\theta$  は阻止域中心周波数において  $\pi/2$

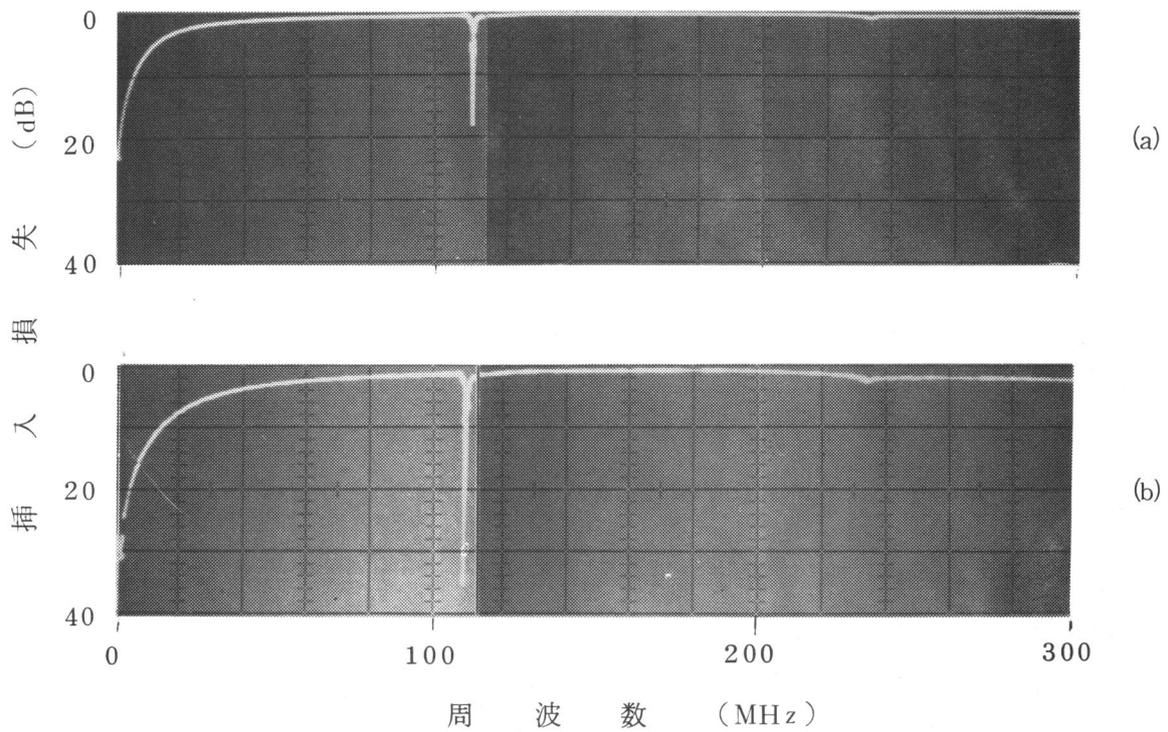


図 4.2 帯域阻止フィルタの挿入損失特性

(a) 1 段 (図 3.8) の特性

(b) 2 段 (図 4.1) の特性

(a)は図 3.8 の回路 1 段 (用いた IDT の基板:  $\text{LiNbO}_3$  (Y 板-Z 伝ぱん), 電極指周期:  $31.2 \mu\text{m}$ , 交さ幅:  $1 \text{ mm}$ , 対数:  $234$ ) の伝送特性であり, (b)は(a)の回路を約  $45 \text{ cm}$  の長さの細心同軸ケーブルを介して 2 段接続したときのそれである。2 段接続により,  $110 \text{ MHz}$  付近の阻止域減衰量は約 2 倍 (dB で計算) になっている。これに対し, 通過域の損失は全体的にほぼ 3 倍となっているが, これは, (a)の回路と接続したもう一方の回路の損失が, (a)に比べて約 2 倍であったことによるものである。従って, 通過域の損失についても, ほぼ dB で相加されると考えられる。

(ii) 低周波域におけるレベル低下の補償法

図 4.2 (a), (b)に見られるような低周波域におけるレベル低下を補償するには, 低域通過フィルタを図 3.8 の回路に並列に接続すればよい。但し, 例えばコイルを単純に並列接続したのでは, コイルと IDT の静電容量  $NC_S$  との間の並列共振により新たなレベル低下を招くことになる。このようなことの起こらない補償法として考案した回路構成を図 4.3 及び 4.4 に示す。ここで, 図 4.3 及び 4.4 における各コンデンサ及びコイルの大きさは, IDT を単なる容量素子 (容量は  $NC_S$ ) と見なした場合に回路全体が全通過回路となるように, 次のように設定する。<sup>(39)</sup>

$$\begin{aligned}
 C_1 &= 4NC_S & (F) \\
 L_1 &= 2NC_S & (H) \\
 L_2 &= NC_S & (H)
 \end{aligned}
 \tag{4.3}$$

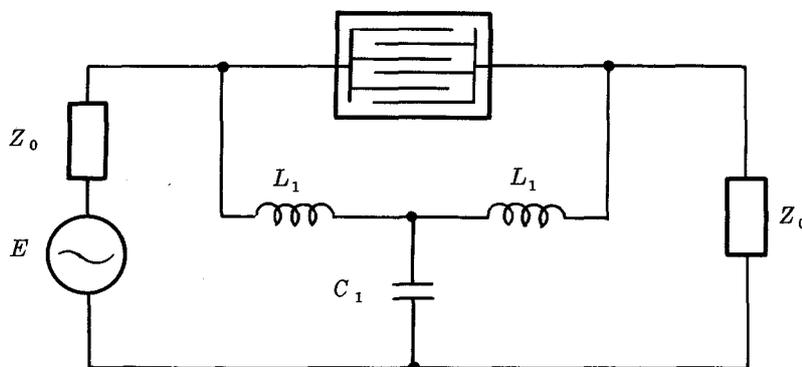


図 4.3 補償回路付帯域阻止フィルタの構成図  
(橋絡 T 形回路構成)

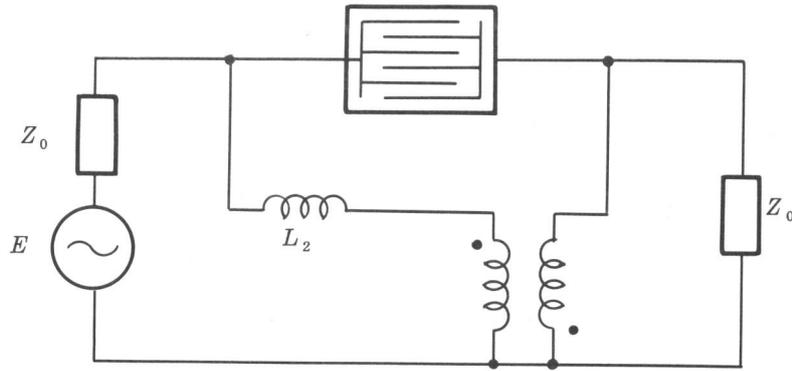


図 4.4 補償回路付帯域阻止フィルタの構成図  
(ヤーマン回路構成)

図 4.3 あるいは 4.4 の回路の動作原理は次の通りである。まず、共振点及び反共振点から離れた周波数においては、IDT は単なる容量素子として動作することから、図 4.3 あるいは 4.4 の回路は全体として全通過回路となる。従って、信号源からの信号はほとんど損失なしに負荷へ送られる。これに対し、反共振点においては、IDT のインピーダンス  $Z$  が極めて大きくなることから、負荷へ送られる信号量は非常に小さくなる。

図 4.2 (b) の回路に、図 4.3 及び 4.4 の方法で補償回路を付けたときの特性を図 4.5 及び

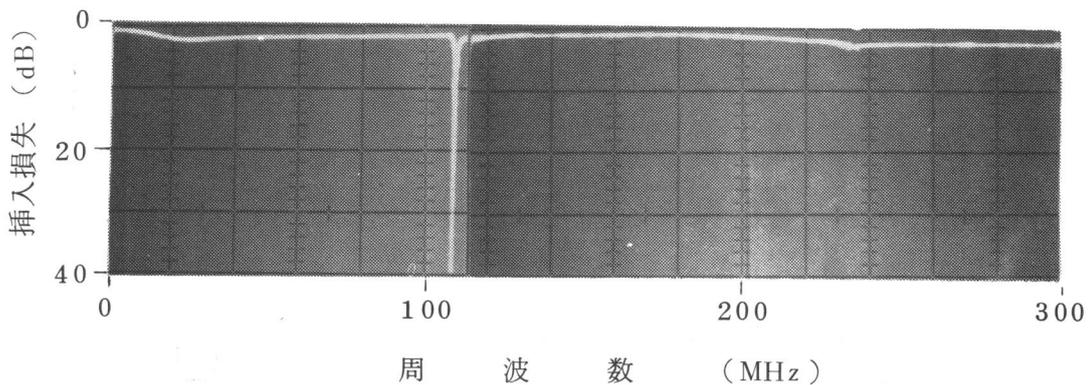


図 4.5 補償回路付 2 段帯域阻止フィルタ (橋絡 T 形回路構成) の挿入損失特性

4.6 に示す。図 4.5 の場合、高周波側にほとんど悪影響を及ぼすことなしに良好に補償されている。これに対し、図 4.6 の場合、200MHz 以上で大きなレベルの低下が見られるが、これは、使用した位相反転器が高周波側で良好に動作していないためと思われる。尚、

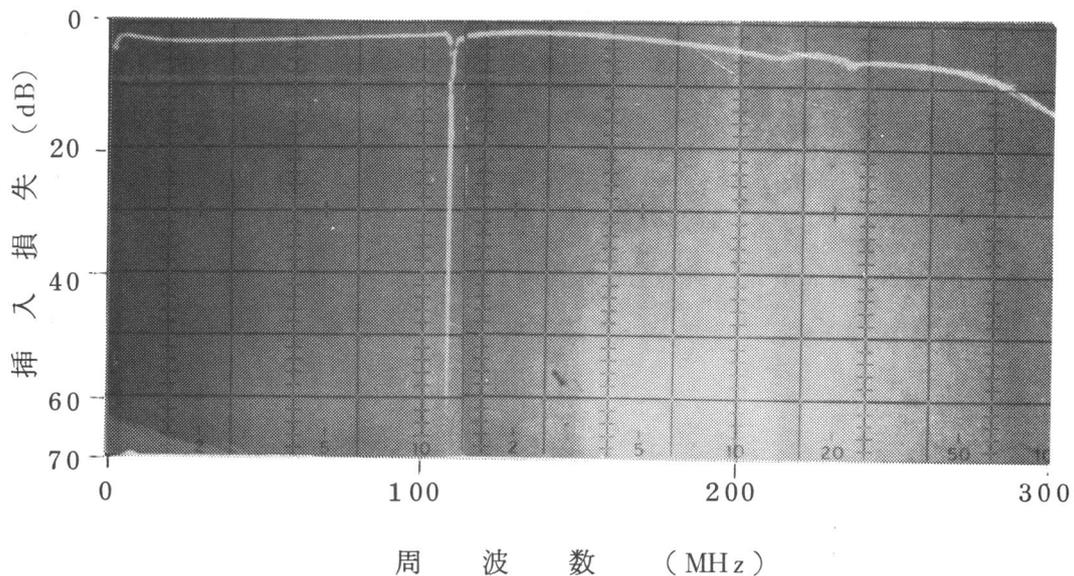


図 4.6 補償回路付 2 段帯域阻止フィルタ（ヤーマン回路構成）の挿入損失特性

図 4.6 の場合，阻止減衰量が図 4.2 (b) に比べて約 20 dB 増大しているが，これは，反共振点付近において IDT とコイルを通る信号成分が丁度相殺し合ったためである。

#### 4.2.2 4 段帯域阻止フィルタ（LiNbO<sub>3</sub>基板）

ここでは，前小節と第 3 章で述べた検討結果を利用して，大容量 FDM 方式の伝送路雑音負荷試験用の帯域阻止フィルタの構成を，LiNbO<sub>3</sub>（128° 回転 Y 板 - X 伝ぱん）基板上の IDT を用いて 4 段構成で行った結果を示す。

##### (i) フィルタ特性の目標値

伝送路雑音負荷試験とは，伝送路における準漏話を測定するための試験である。本試験では，雑音発生装置から伝送帯域全域にわたって一様なスペクトルの白色雑音をつくり，その一部を帯域阻止フィルタで消去して被測定伝送路に加える。受端では，帯域阻止フィルタの阻止域を通過域とする帯域通過フィルタを接続し，雑音レベルを測定する。このときに測定される雑音は，伝送路の非直線ひずみのため，混変調によって他の帯域から先に帯域阻止フィルタで消去した帯域へ漏れる雑音であり，これが準漏話に相当するものである。

このような雑音負荷試験に用いられる帯域阻止フィルタに要求される特性の一例を以下に示す。

阻止域中心周波数  $f_c$  : 15 3.4 5 MHz

阻止減衰量:  $f_c - 15$  kHz  $\sim$   $f_c + 15$  kHz において 75 dB 以上

通過域の損失: 数 dB 以下

通過域の損失変動: 20 MHz  $\sim$   $f_c - 1.5$  MHz 及び  $f_c + 1.5$  MHz  $\sim$  200 MHz において 1 dB 以下

$f_c - 1.5$  MHz  $\sim$   $f_c - 0.5$  MHz 及び  $f_c + 0.5$  MHz  $\sim$   $f_c + 1.5$  MHz  
において 3 dB 以下

不整合減衰量 (反響減衰量): 25 dB 以上

## (ii) フィルタの構成

本フィルタは, 75 dB という大きな阻止減衰量がある程度の帯域幅 (30 kHz) で確保する必要がある。従って, 多段化によって減衰量を稼ぐとしても, 1 段当りの減衰量が 30 kHz 以上の帯域においてできる限り大きいことが望ましい。このため, 本フィルタの構成には, 第 3 章で述べた検討の結果 50 kHz 以上の帯域において 1 段当り 20 dB 前後の減衰量を確保できることが判明していた LiNbO<sub>3</sub> 基板上的 IDT を用いた。IDT の電極指周期は, 反共振周波数を 15 3.4 5 MHz とするために 26  $\mu$ m とし, 膜厚は 0.3  $\mu$ m とした。また, 対数は 250 前後で,  $G_a$  の谷が丁度反共振点に当るような値とした\* (図 3.3 参照)。交さ幅は 1 mm とした。段数は, 上述したごとく, 1 段当りで確保できる阻止減衰量が 20 dB 前後であったことから, 4 段とした。各段の間を結ぶ伝送線としては, 約 35 cm 長の細心同軸ケーブルを用いた。

各段は, 図 4.3 に示した橋絡 T 形回路構成としたが, この際のコンデンサとしては, 高周波で良好な特性を示すチップ・マイカ・コンデンサを用いた。また, コイルは, アクリル製のボビンにエナメル線を巻いて作成した。この際, 微調整用の磁気コアを付けた。コンデンサ及びコイルの大きさは, 始めに式 (4.3) に従って値を設定し, フィルタ全体を構成した後, 特性を見ながら微調整した。

フィルタ回路全体は, 6  $\times$  4  $\times$  4 cm のパッケージに収納した。図 4.7 に, その概観図を示す。パッケージは上段と下段に分かれており, 上段には 4 個の IDT が入り, 下段にはコンデンサ及びコイルと細心同軸ケーブルが入っている。

---

\*) 特性を見つつ, レーザ・トリミングにより対数を調整した。

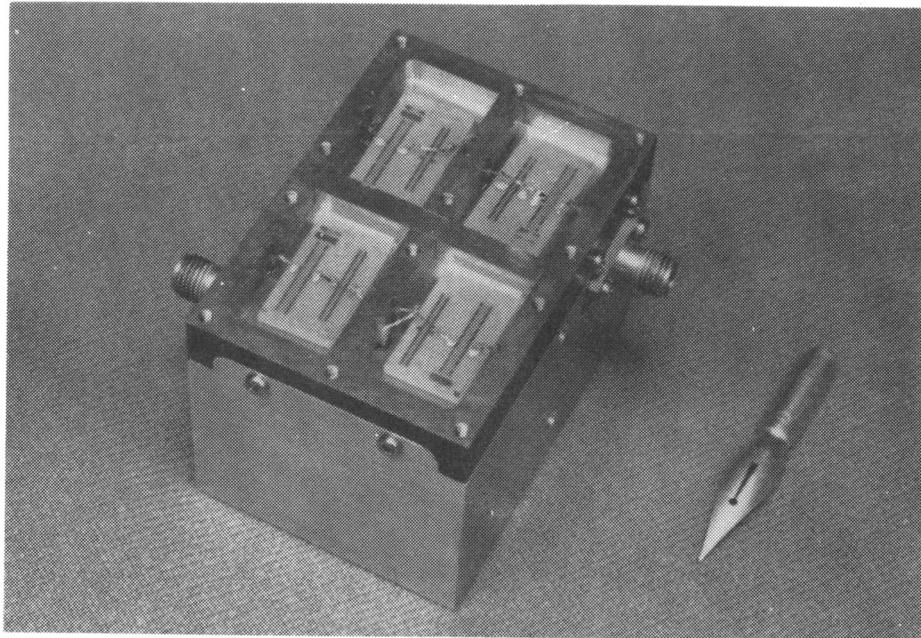


図 4.7 4 段帯域阻止フィルタの概観図

### (iii) 実験結果

先ず，図 4.8 に損失特性の測定結果を示す。阻止域の中心周波数  $f_c$  は 15 3.5 0 MHz であり，設定値より 0.05 MHz 高くなっている。阻止減衰量は 60 kHz（帯域比 0.04%）の帯域において 80 dB 以上とれており，通過域の損失は  $f_c$  を中心とする 10 MHz の帯域を除く 0～300 MHz の範囲において 1 dB 以下，上記 10 MHz の帯域においては， $f_c$  を中心とする 3 MHz の帯域を除き 1～2 dB である。

図 4.8 の損失特性を目標値と比較した図を図 4.9 に示す。但し，図 4.9 において，中心周波数は目標値（15 3.4 5 MHz）と測定値（15 3.5 0 MHz）とを合わせてある。図より，ほぼ目標値に近い値が得られていることがわかる。

次に，目標値には規定されていないが，参考のために，遅延特性を測定した結果を図 4.10 に示す。阻止域付近を除き，2 次的全通過回路（橋絡 T 型回路は 2 次的全通過回路である）としての遅延特性を示している。

図 4.11 は，入出力ポートにおける不整合減衰量である。図より，0～200 MHz における不整合減衰量は約 20 dB であり，目標値（25 dB）より 5 dB 少ないことがわかる。

図 4.12 は，中心周波数の周囲温度に対する変化である。温度変化に対して，中心周波数はほぼ直線的に変化している。このときの温度係数は， $-20^{\circ}\text{C}$  から  $80^{\circ}\text{C}$  までの平均で約  $-72.3 \text{ ppm}/^{\circ}\text{C}$  である。この値は， $\text{LiNbO}_3$  基板の温度特性として従来から知られている値とほぼ一致している。 $-20^{\circ}\text{C}$  から  $80^{\circ}\text{C}$  まで周囲温度を変えたときの通過域の損失

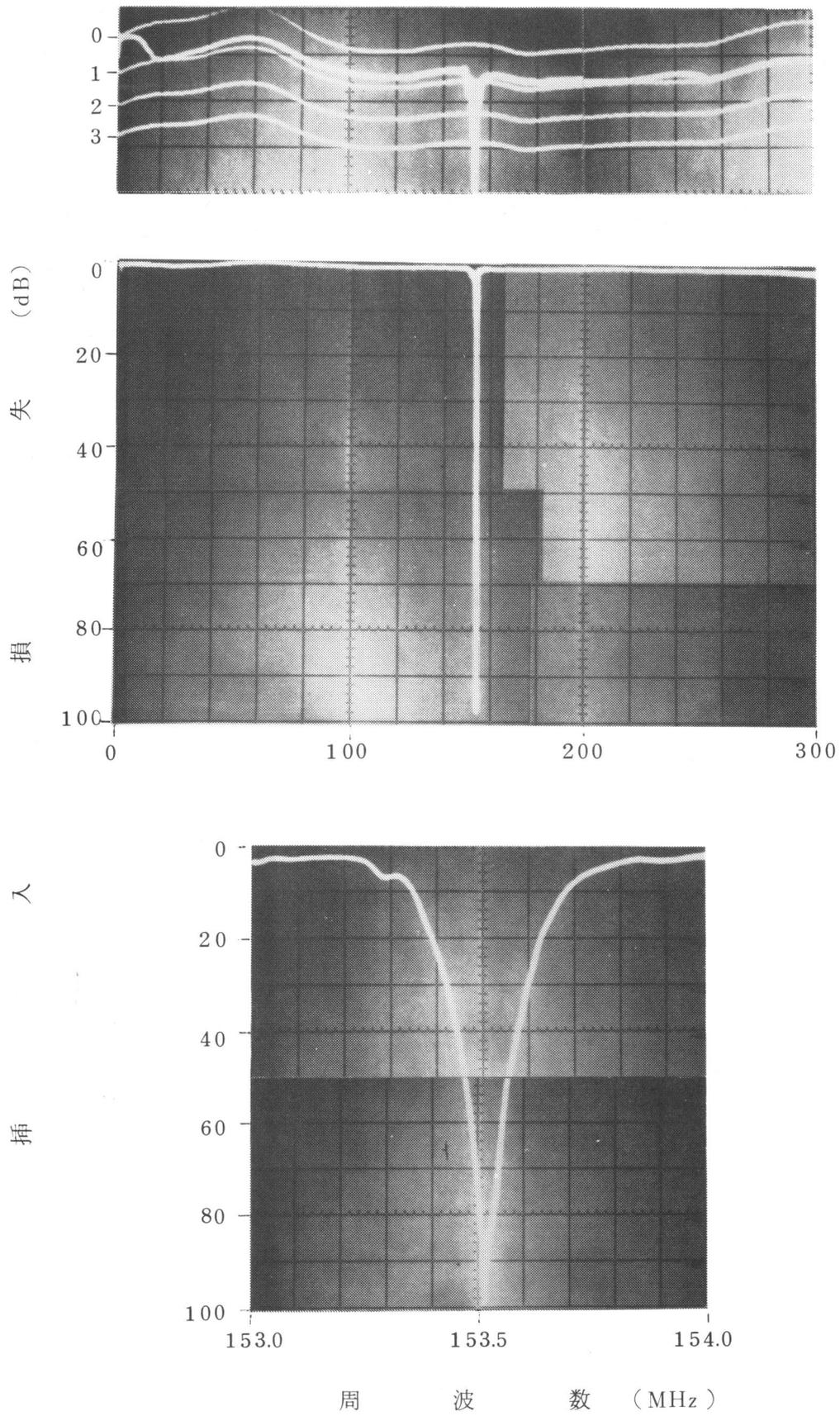


図 4.8 4 段帯域阻止フィルタの挿入損失特性

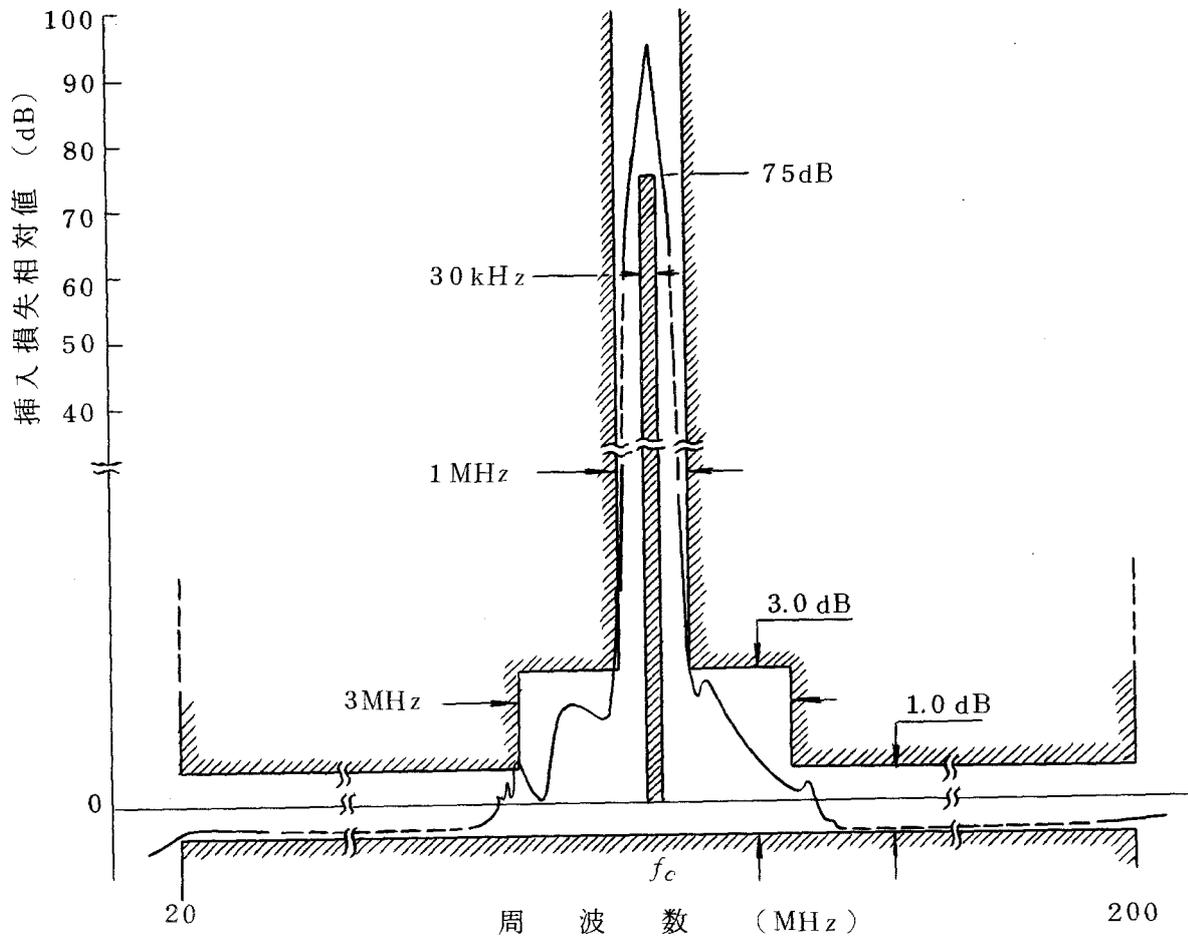


図 4.9 4 段帯域阻止フィルタの挿入損失特性測定値と伝送路  
雑音負荷試験用帯域阻止フィルタの要求値との比較

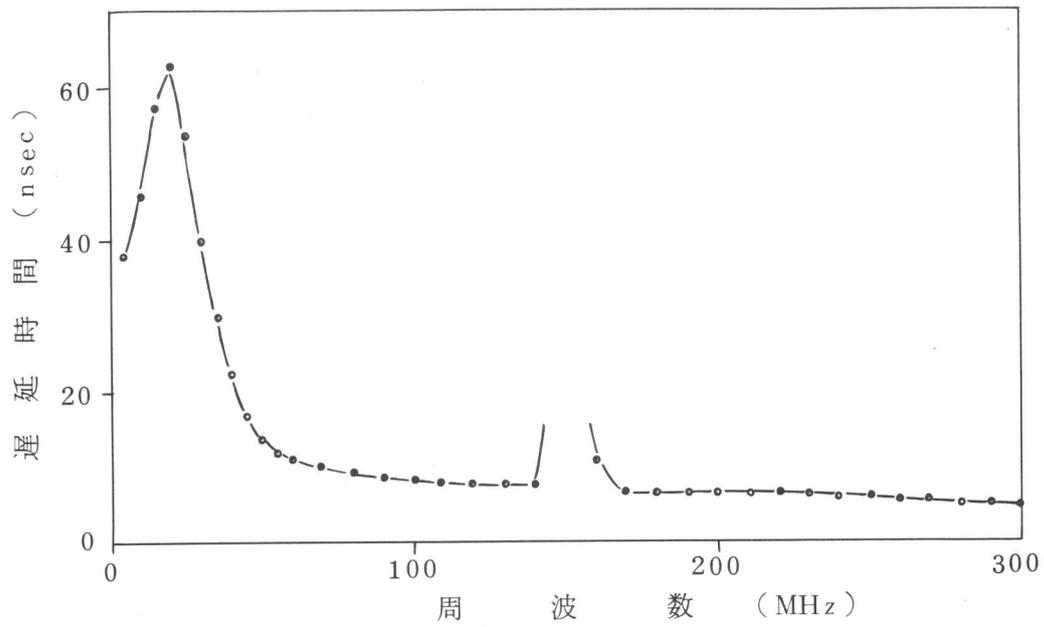


図 4.10 4 段帯域阻止フィルタの遅延特性

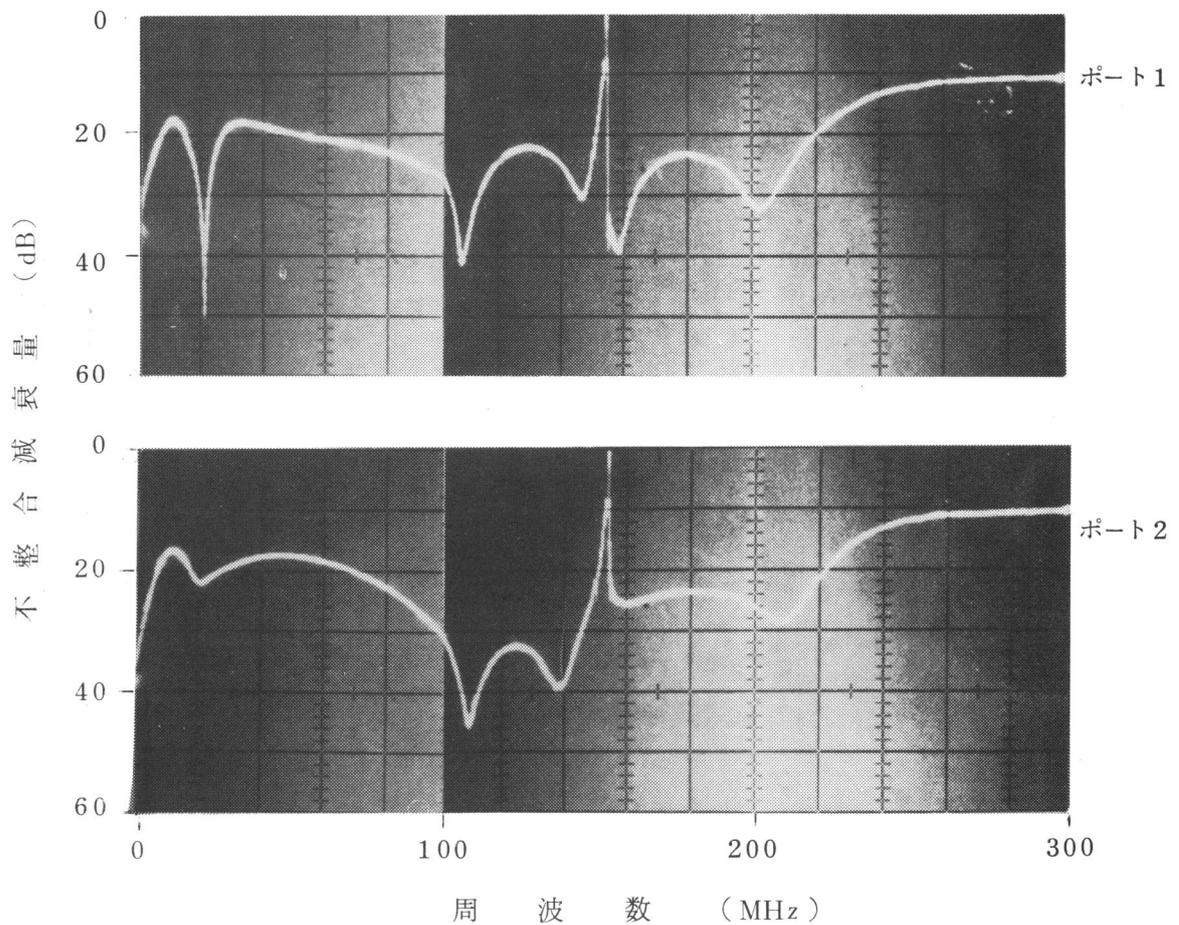


図 4.11 4 段帯域阻止フィルタの不整合減衰量

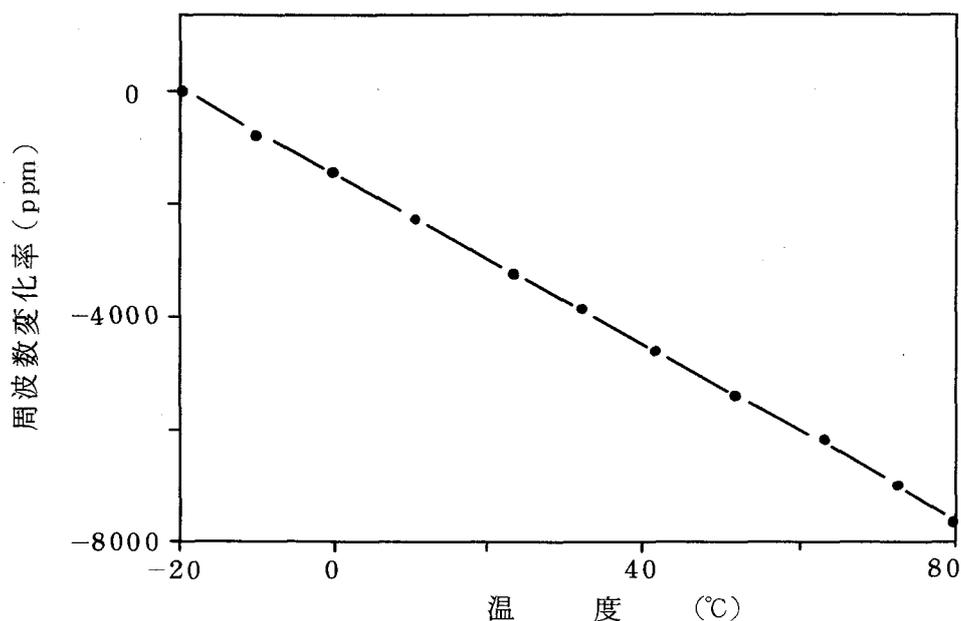


図 4.1.2 周囲温度に対する 4 段帯域阻止フィルタの中心周波数の変化  
基準周波数：154MHz

変動は 0.6 dB であった。

以上の測定結果をまとめると、中心周波数が 0.05MHz 高くなったことと不整合減衰量が 5dB 不足していることを除いては、目標値をほぼ満たすフィルタ特性が得られている。但し、LiNbO<sub>3</sub> 基板を用いていることから、図 4.1.2 に示したように温度に対する中心周波数の変化が大きく、従って、場合によっては恒温槽が必要になると考えられる。

#### 4.2.3 3 段帯域阻止フィルタ（水晶基板）

ここでは、帯域阻止フィルタのもう一つの例として、ST カット水晶基板上の共振器を用いて 3 段帯域阻止フィルタを構成した結果を示す。このフィルタは、水晶基板を用いた場合にどの程度のフィルタを構成できるかということを調べるために構成したもので、特に目標値を置いたわけではないが、後で示すように、初期特性としては大容量 FDM 方式用のパイロット除波器の要求値をほぼ満たす特性が得られている。

##### (i) 回路構成

共振器としては、第 3 章で述べた基礎実験で最も高い反共振 Q を示した、900 対 IDT に 600 本のストリップより成るグレーティング反射器を付けたものを用いた。IDT の電極指周期は 20.6 μm，交さ幅は 0.5mm，膜厚は 0.25 μm である。

図 4.3 の回路構成で基本段を構成し，35 cm 長の同軸ケーブルを通して3 段縦続接続した。この場合，1 段当りで確保できる減衰量は20 dB 前後であった。3 段構成としたのは，一応，50 dB の減衰量を得ることを狙ったからである。

コンデンサ及びコイルは，雑音負荷試験用のフィルタに用いたものと同様のものを用いた。

## (ii) 実験結果

図 4.13 に，挿入損失特性の測定結果を示す。阻止域の中心周波数 $f_c$  は152.95 MHz である。阻止減衰量は $f_c$ において最大の50 dBとれ， $f_c$  を中心とする15 kHz（帯域比0.01%）の帯域において45 dBとれている。通過域の損失は $f_c$  を中心とする1 MHzの帯域を除き1.2 dB以下である。

図 4.14 に，遅延特性の測定結果を示す。前述の4 段帯域阻止フィルタの場合と同様に，阻止域付近を除き，2 次的全通過回路としての遅延特性を示している。

図 4.15 に，入出力ポートにおける不整合減衰量の測定結果を示す。0～200 MHz において10～20 dBの不整合減衰量がとれている。

図 4.16 には，周囲温度を $-20^{\circ}\text{C}$ から $80^{\circ}\text{C}$ まで変えたときの中心周波数の変化を示す。中心周波数は $0^{\circ}\text{C}$ 付近を頂点とする2次曲線に沿って変化している。用いた水晶基板本来の温度特性は $20^{\circ}\text{C}$ 付近に頂点を持つ2次曲線であるが，図 4.16 の曲線はそれから全体的に $20^{\circ}\text{C}$ 低い方へ平行移動している。これは，基板表面に付着している電極金属の影響によって移動したものである。図 4.16 を図 4.12 と比較すると，前者の場合，後者に比べて周波数変化率が極めて小さいことがわかる。この点が，ST カット水晶基板を用いた場合の大きな特長である。

先にも述べたように，本フィルタは特に目標を持って構成したものではないが，一応，図 4.13 の挿入損失特性を大容量 FDM 方式用のパイロット除波器の要求値と比較した図を図 4.17 に示す。但し，両者の中心周波数は約10 MHz 離れているので，これが合うようにパイロット除波器の要求値の周波数を全体的に約10 MHz 高い方へ平行移動してある。パイロット除波器の要求値は，雑音負荷試験用帯域阻止フィルタに比べて，必要な阻止減衰量が小さく，阻止すべき周波数もパイロット信号の存在する一点の周波数だけでなく，通過帯域も比較的狭いが，通過帯域内における損失変動が0.1 dB 以内という厳しい面がある。それでも，3 段帯域阻止フィルタの損失特性はほぼ要求値を満たしている。本パイロット除波器の場合，通過帯域内の遅延歪を5 n sec 以内に押える必要があるが，

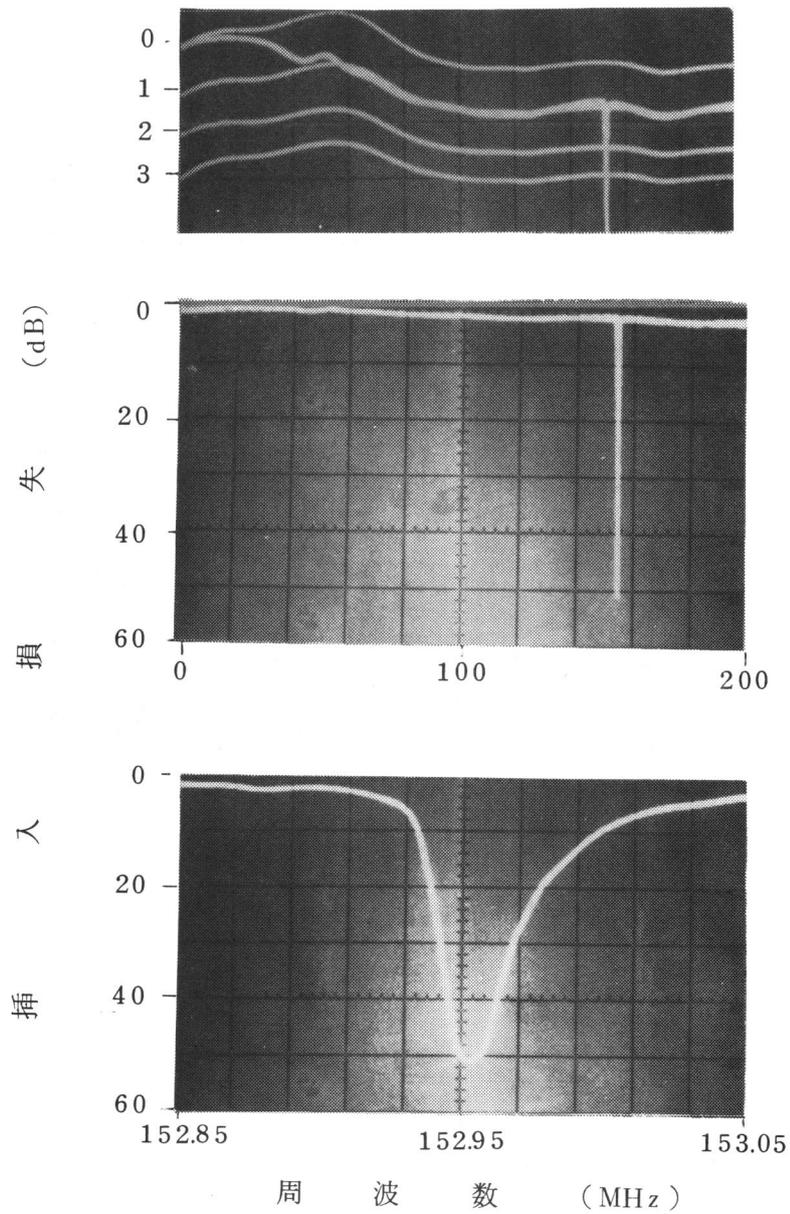


図 4.13 3 段帯域阻止フィルタの挿入損失特性

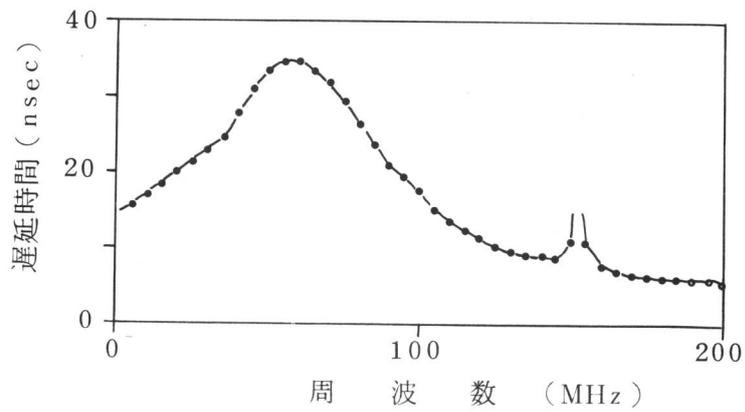


図 4.14 3 段帯域阻止フィルタの遅延特性

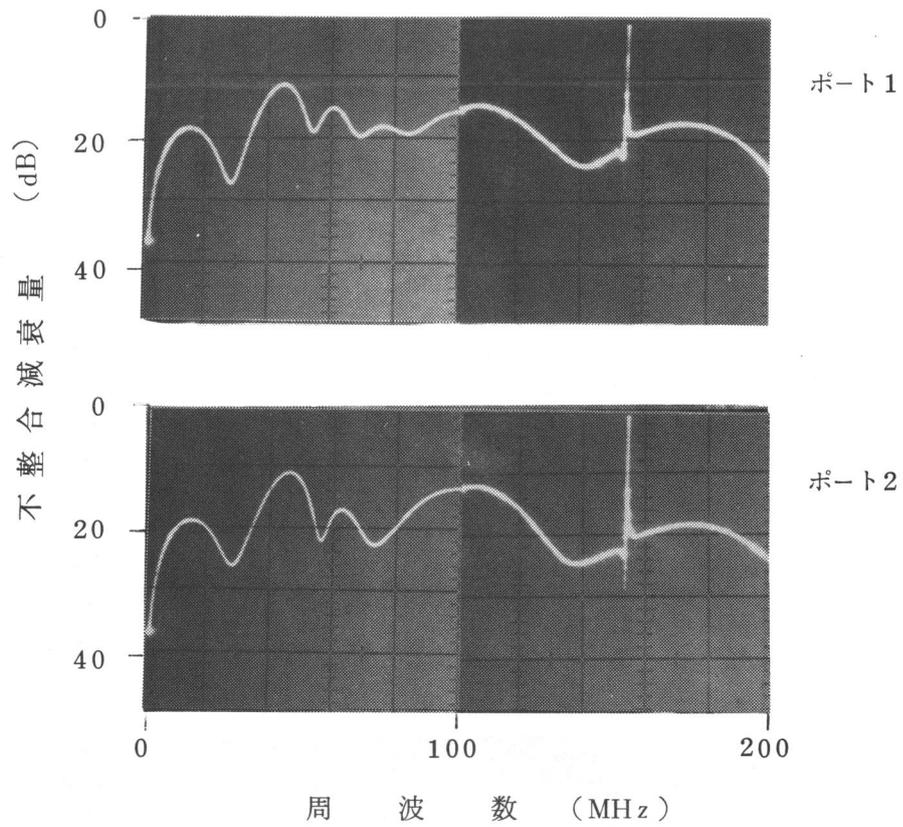


図 4.15 3 段帯域阻止フィルタの不整合減衰量

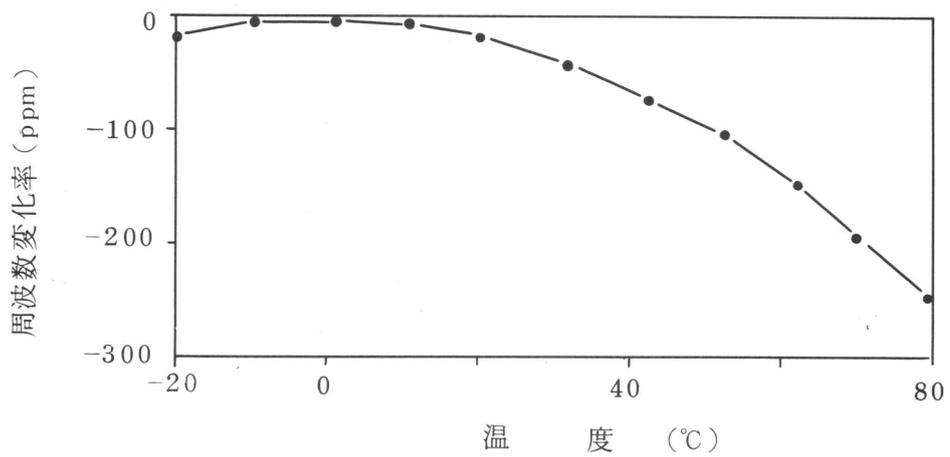


図 4.16 周囲温度に対する 3 段帯域阻止フィルタの中心周波数の変化  
基準周波数：153MHz

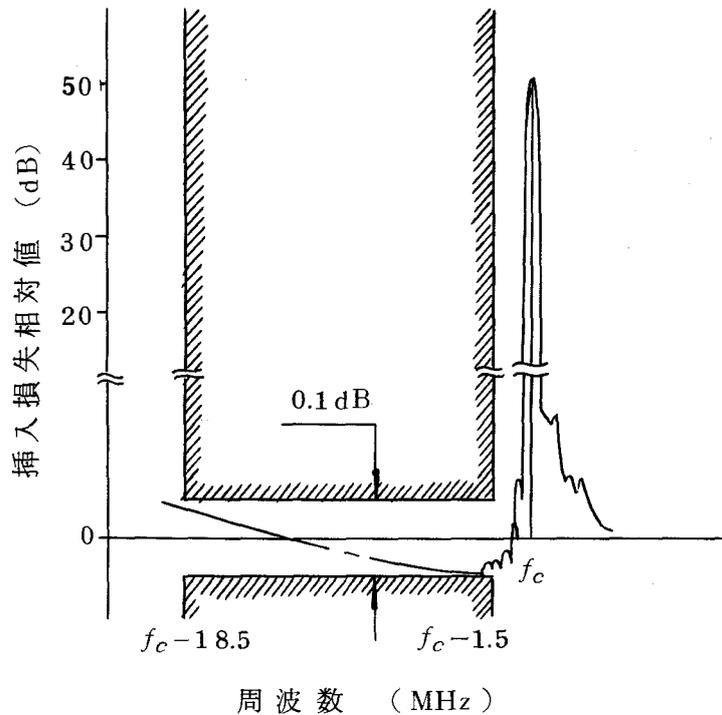


図 4.17 3 段帯域阻止フィルタの挿入損失特性測定値  
とパイロット除波器の要求値との比較

図 4.14 の遅延特性はこの要求をほぼ満たしている。不整合減衰量の要求値は 25 dB 以上であるが、図 4.15 を見ると、約 5 dB 不足している。

パイロット除波器の場合、測定用のフィルタとは異って、伝送システムの中に組み込まれることから、約 20 年間に渡って要求値を満たす必要がある。従って、上記の特性比較だけではとても十分とは言えない。しかし、上記の検討結果より、少なくとも、パイロット除波器の初期特性を満足し得る程度のフィルタを構成できることが確認されたと考えられる。

#### 4.3 狭帯域通過フィルタ

まえがきでも述べたように、多対 IDT より成る 1 端子対共振器を利用することにより、従来からの弾性表面波フィルタの構造では実現できないような狭帯域な帯域通過フィルタを実現することが可能である。本節では、このようなフィルタに関して、簡単な実験を行った結果を述べる。

##### (i) 回路構成

従来、水晶振動子を用いて狭帯域通過フィルタを構成する方法が種々検討されているが、<sup>(39)</sup>

同様の方法により，1端子対弾性表面波共振器を用いてフィルタを構成することが可能と考えられる。ここでは，そのような種々の回路構成の中で最も簡単なヤーマン回路構成により，フィルタの構成を試みた結果を示す。

図4.18に回路構成を示す。図4.18における容量素子 $C_1$ の大きさは，IDTの静電容量 $NC_s$ に等しくする。

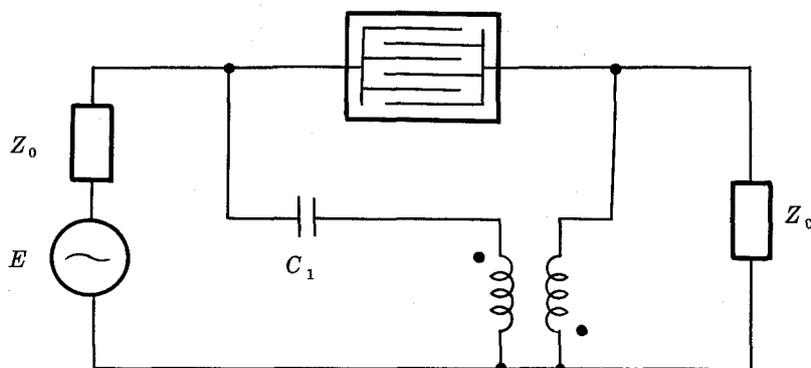


図4.18 帯域通過フィルタの構成図

本回路構成によるフィルタの動作原理は以下の通りである。まず，共振点及び反共振点から離れた周波数においては，IDTはほぼ単なる容量素子として動作することから，IDTを流れる信号の大きさと容量素子 $C_1$ を流れる信号の大きさはほぼ等しくなる。従って，両者は位相反転器を通して相殺し合うことになり，信号は負荷へは到達しない。これに対し，共振点付近においては，IDTと容量素子を流れる信号のバランスが崩れることから，両者の差が負荷へ到達する。

## (ii) 実験結果

3段帯域阻止フィルタを構成する際に用いた共振器と同様の共振器（水晶基板上で，900対IDTに600本のストリップより成るグレーティング反射器を付けたもので，IDTの電極指周期は $2.06\ \mu\text{m}$ ，交さ幅は $0.5\ \text{mm}$ ，膜厚は $0.25\ \mu\text{m}$ である）を用いて，図4.18の回路を構成したときの挿入損失特性を図4.19に示す。非常に低損失で，狭帯域なフィルタ特性が得られている。中心周波数 $f_c$ は $153.0\ \text{MHz}$ であり， $f_c$ における挿入損失は $1.5\ \text{dB}$ ， $3\ \text{dB}$ 低下帯域幅は $60\ \text{kHz}$ （帯域比 $0.04\%$ ），帯域外の実効減衰量は $0\sim 200\ \text{MHz}$ において $20\ \text{dB}$ 以上である。

帯域外減衰量を大きくとるために，上記のフィルタを2段連続接続したときの挿入損失

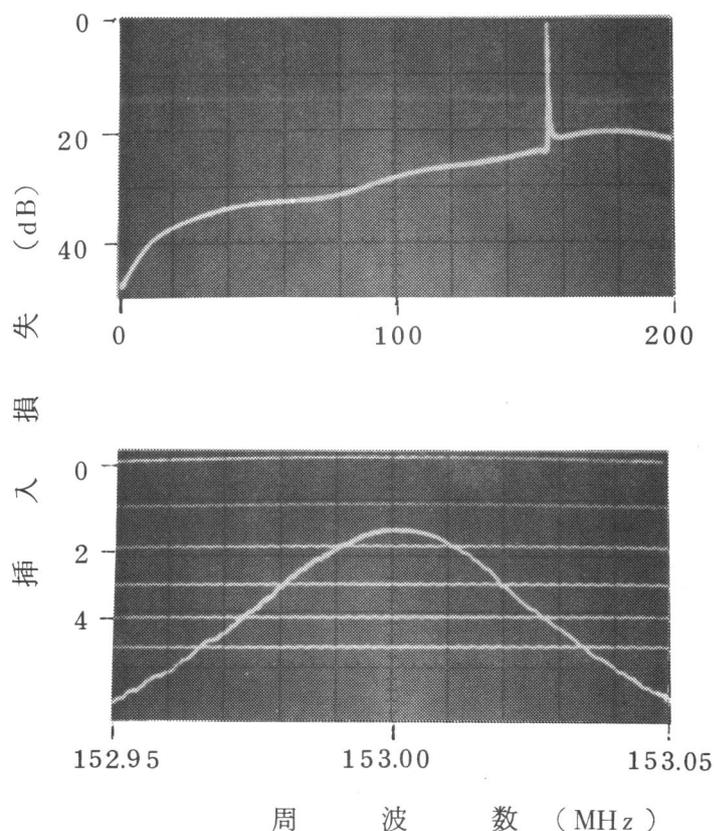


図 4.19 1 段帯域通過フィルタの挿入損失特性

特性を図 4.20 に示す。この場合の縦続接続には、帯域阻止フィルタの縦続接続に用いたような  $1/4$  波長長の伝送線は不要である。2 段縦続接続することにより、挿入損失は  $0 \sim 200$  MHz の全周波数において大体 2 倍 (dB で計算) になっている。中心周波数  $f_c$  における挿入損失は 3.0 dB であり、3 dB 低下帯域幅は 43 kHz (帯域比 0.028%)、帯域外の実効減衰量は中心付近の 1 MHz の帯域を除く  $0 \sim 200$  MHz の範囲において 40 dB 以上である。

参考のために図 4.20 の挿入損失特性を、前述した雑音負荷試験用の帯域通過フィルタの要求値と比較した図を、図 4.21 に示す。但し、中心周波数が若干異っているので、これを合わせて比較してある。図において、 $\Delta f_p$  は帯域阻止フィルタの阻止帯域幅よりも狭いことが必要である。図 4.20 の通過帯域幅を図 4.8 の阻止帯域幅と比較すると、前者の方が若干狭い。従って、図 4.8 のフィルタを送信側の帯域阻止フィルタとして使用する場合には、図 4.21 に示したように、受信側の帯域通過フィルタの挿入損失特性の要求値は、図 4.20 のフィルタで大体満足される。尚、通過域における不整合減衰量の要求値は 25 dB 以上であるが、本フィルタのそれは約 15 dB であった。従って、約 10 dB 不足

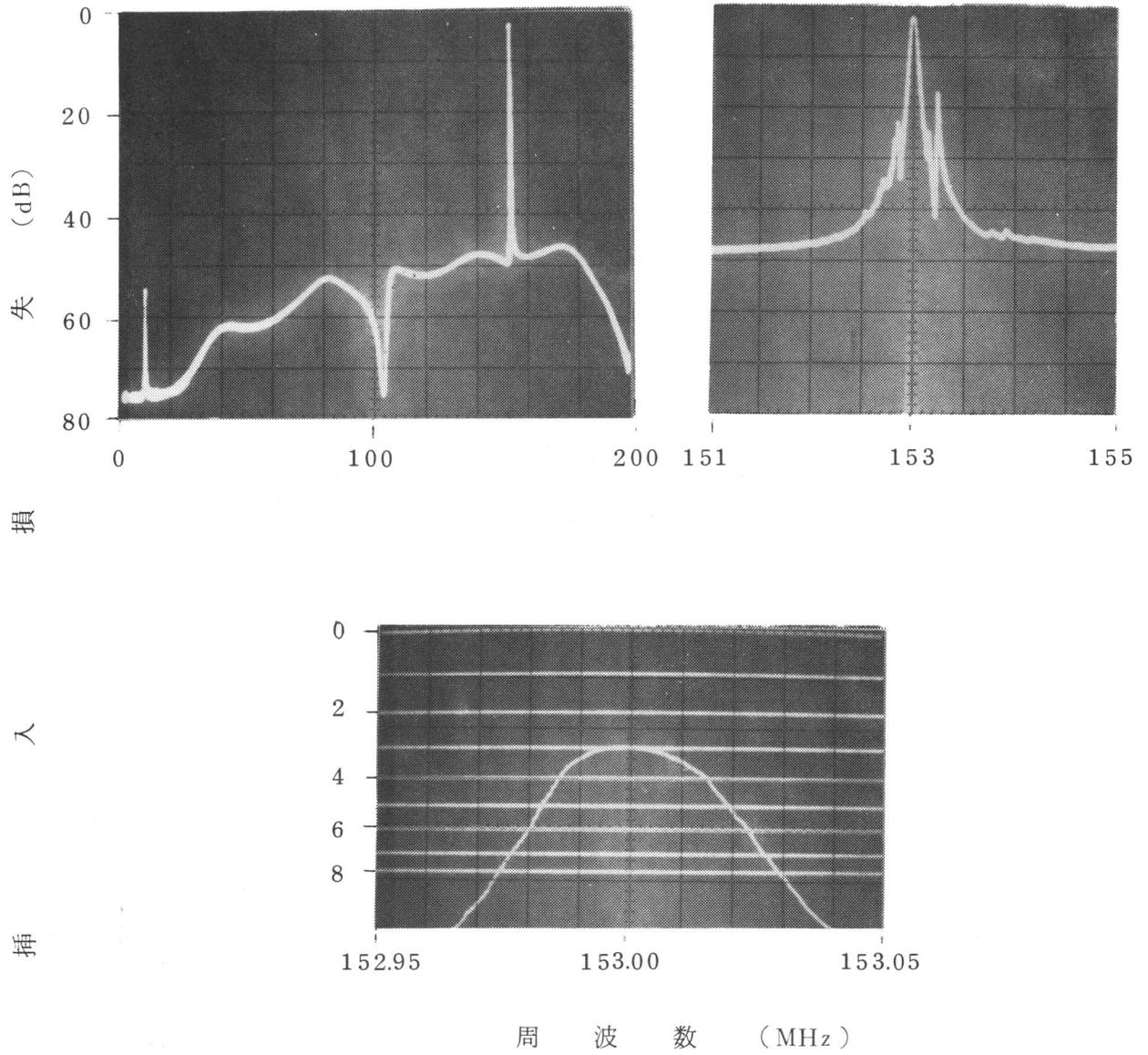


図 4.20 2 段帯域通過フィルタの挿入損失特性

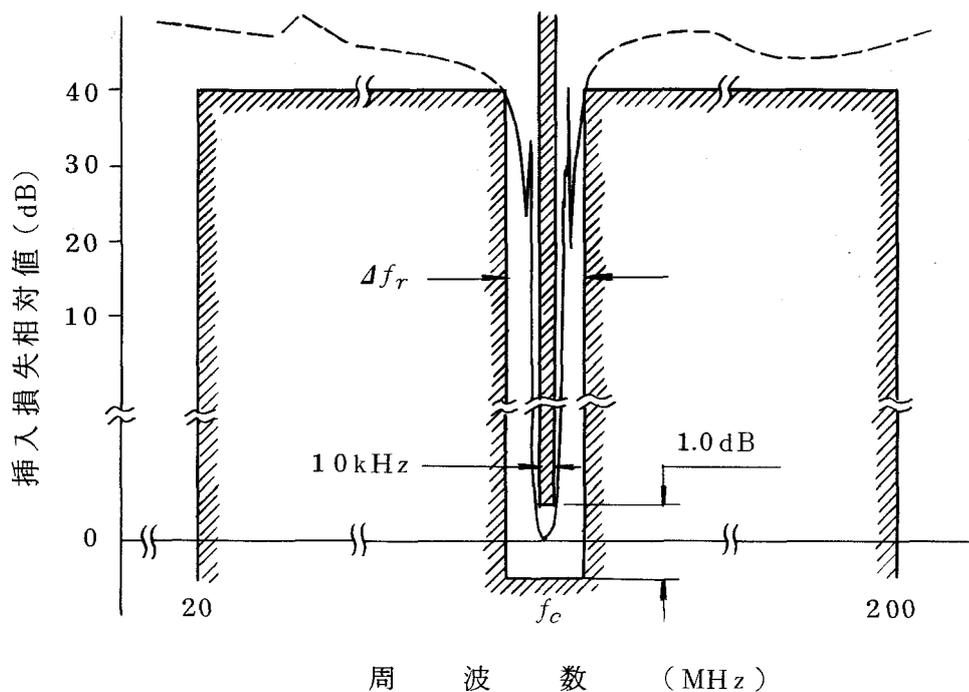


図 4.21 2 段帯域通過フィルタの挿入損失特性測定値と伝送路雑音負荷試験用帯域通過フィルタの要求値との比較

している。

#### 4.4 むすび

多対 IDT を 1 端子対共振器として利用して、帯域阻止フィルタ及び帯域通過フィルタを構成した結果を述べた。

はじめに、帯域阻止フィルタの構成法についての検討結果として、全通過回路の一部の容量素子を多対 IDT で置き換えた形の回路構成により、反共振点付近を阻止域とし、その他の広い帯域を通過域とする帯域阻止フィルタを実現できることを示した。本章における実験では、特に、橋絡 T 型の回路構成により、良好な特性が得られた。

次に、上記結果をもとに、大容量 FDM 方式の伝送路雑音負荷試験用の帯域阻止フィルタの構成を行い、その結果として、阻止減衰量が約 153 MHz を中心とする 60 kHz (帯域比 0.04%) の帯域において 80 dB 以上、通過域の損失が 0 ~ 300 MHz の範囲において 1 dB 以下の特性を得た。この特性は、上記フィルタの要求値をほぼ満たすものである。尚、このような特性は、従来構造の弾性表面波フィルタでは実現することができず、また、水晶

振動子（体積波を利用）やヘリカル共振器など競合する他の共振器を用いても実現することが困難とされていたものである。

最後に、簡単なヤーマン回路構成により、帯域通過フィルタを構成し、極めて狭帯域な帯域通過フィルタを低損失に実現できることを確認した。

## 第5章 多対IDTを用いた2端子対弾性表面波共振器

### 5.1 まえがき

第4章で示したように、1端子対弾性表面波共振器を用いることにより、従来実現できなかった帯域阻止フィルタや、非常に狭帯域な帯域通過フィルタが構成できるようになった。しかし、帯域通過フィルタに限って考えてみると、従来タイプの弾性表面波トランスバーサル・フィルタは、1枚の基板上の弾性表面波回路だけで構成することができるのに対し、1端子対共振器を用いてフィルタを構成する場合には、LC部品等を必要とし、モノリシックに構成するのが困難という欠点がある。本章で述べる2端子対共振器は、1端子対共振器のこのような欠点を克服し、狭帯域な帯域通過フィルタをモノリシックに構成することを可能ならしめるものである。<sup>(40)</sup>

第3章で示したように、多対のIDTはそれだけで高いQを有する1端子対共振器を構成するが、このことより、1枚の基板上に2個の多対IDTを並べた場合、これらのIDTによって2端子対共振器が形成されることが予想される。筆者は、このような予想のもとに、従来の弾性表面波トランスバーサル・フィルタと同じ電極構造の弾性表面波回路において、IDTを多対にした場合の伝送特性について、理論的、実験的に詳しい検討を行った。その結果、IDTを多対にすると、上記回路は、送受各IDT内及びIDT間における表面波の多重反射などの影響により、トランスバーサル・フィルタとしての伝送特性よりも、むしろ2端子対共振器としての伝送特性を示すようになること、及び、この2端子対共振器の共振特性を利用することにより、非常に狭帯域な帯域通過フィルタを構成できることなどが確認された。

本章では、これらの点について述べる。尚、本章で示す計算例及び実験例は、すべて、基板としてSTカット水晶、電極金属としてアルミニウムを用いたものである。

### 5.2 多対IDTによる2端子対共振器の形成

#### 5.2.1 理論検討

図5.1に、本章で対象とする2端子対共振器の基本的な電極構造を示す。図5.1において、2個のIDTは同一の特性を有する $N$ 対IDTであるとする。また、 $Z_0$ は実数とす数とする。

よく知られているように、図5.1に示すような弾性表面波回路は、各IDTの電極指対数が少なく、入出力インピーダンスが $Z_0$ に比べて十分高い場合（すなわち、インピーダ

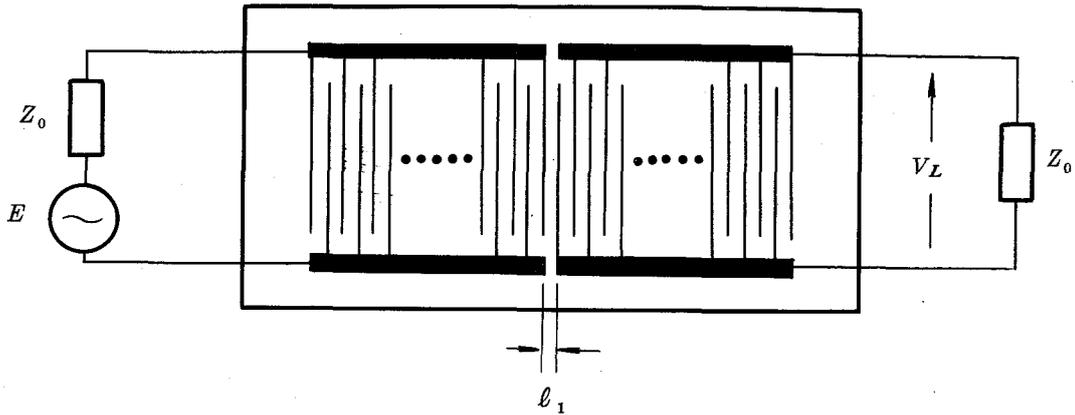


図 5.1 2 端子対弾性表面波共振器の基本的な電極構造

ンス不整合の度合いが大きい場合)には、ほぼトランスバーサル・フィルタとして動作し、 $(\sin \psi/\psi)^4$  の形の伝送特性を示す。ここで、 $\psi$  は式 (2.67) で与えられる。これに対し、各 IDT の電極指対数を増していくと、図 5.1 の回路は 2 端子対共振器として動作し、鋭いピークを持つ伝送特性を示すようになる。以下、この点について理論的に説明する。

先に、図 2.9 に示した反射器付の 2 端子対回路について解析を行い、負荷にかかる電圧  $V_L$  を求めた。このときに導出した式 (2.95) ~ (2.112) はかなり複雑であったが、これらの式より、図 5.1 に示す回路のように反射器がなく、2 個の IDT が同一の特性を持ち、信号源と負荷のインピーダンスが等しい場合には、 $V_L$  は次に示すように簡単な形で求められる。

$$V_L = \frac{S_{13}^2 \exp(-jk_f l_1)}{2 \{1 - S_{11}^2 \exp(-2jk_f l_1)\}} E \quad (5.1)$$

ここで、 $S_{13}$ 、 $S_{11}$  はそれぞれ式 (2.68)、(2.86) で与えられる  $S$  パラメータであり、 $S_{13}$  は各 IDT の電気端子と音響端子との間の透過係数を表わしており、 $S_{11}$  は音響端子の一方に表面波が入射した場合の反射係数を表わしている。ここで、以下の説明の便宜のため、式 (2.68)、(2.86) を若干変形して以下に書き下しておく。

$$S_{11} = \frac{-g_a^2}{Y_0 + Y} + \frac{2j p \sin 2\varphi}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}} \quad (5.2)$$

$$S_{13} = -j \frac{\sqrt{2Y_0} g_a}{Y_0 + Y} \quad (5.3)$$

$$\text{ただし, } Y_0 = 1/Z_0 \quad (5.4)$$

$$Y = |g_a|^2 + j(\omega NC_S + B_a) \quad (5.5)$$

$$g_a = \sqrt{G_N} \left( \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right) \quad (5.6)$$

$$B_a = \frac{2G_N}{NL\delta'} \left\{ \left| \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \right|^2 \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi} - 1 \right\} \quad (5.7)$$

式(5.1)はフエブリ・ペロー形共振器の透過係数と類似の形をしている。式(5.1)より、負荷へ到達する電力 $P_L$ は次のように求められる。

$$P_L = \frac{|S_{13}|^4}{4|1 - S_{11}^2 \exp(-2jk_f \ell_1)|^2} \cdot Y_0 \cdot |E|^2 \quad (5.8)$$

そして、信号源からの最大有能電力 $P_{\max}$ は $\frac{Y_0 |E|^2}{4}$ であるから、 $P_L/P_{\max}$ は次のようになる。

$$\frac{P_L}{P_{\max}} = \frac{|S_{13}|^4}{|1 - S_{11}^2 \exp(-2jk_f \ell_1)|^2} \quad (5.9)$$

式(5.9)より、次のようなことが導かれる。

先ず、IDTの電極指対数 $N$ が $N|\kappa'_{12}| \ll 1$ となる程度に少ない場合には、 $g_a$ は大体 $(\sin \psi/\psi)$ の形の周波数特性を示す。そして、IDTのアドミタンス $Y$ が $Y_0$ よりも十分小さい場合には $S_{13} \propto g_a$ となる。また、このような場合には $|S_{11}| \ll 1$ となることから、 $P_L/P_{\max} \approx |S_{13}|^4 \propto |g_a|^4$ となる。従って、 $P_L/P_{\max}$ は $(\sin \psi/\psi)^4$ の形の周波数特性を示す。

これに対し、 $N|\kappa'_{12}| > 1$ となる程度に $N$ を大きくした場合には、 $\kappa_{12}$ の効果により $g_a$ はIDTの共振点において鋭いピークを示すようになる。そしてこの場合、 $Y$ が $Y_0$ よりもあまり大きくならなければ、 $S_{13}$ 、 $P_L/P_{\max}$ もIDTの共振点でピークを示す。一方、 $S_{11}$ はストップ・バンドにおいて1に近い値を示すようになり、その結果、2個のIDT間に共振器が形成される。そして、この共振器の共振条件は

$$\angle S_{11}^2 \exp(-2jk_f \ell_1) = 2m\pi \quad (m: \text{整数}) \quad (5.10)$$

となるが、この条件を満たす周波数において式(5.9)の分母は極小となり、従って、

$P_L/P_{\max}$  は極大となる。このように、 $N$ を大きくすると、各 IDT と IDT 間に形成される共振器の共振に応じて  $P_L/P_{\max}$  にピークが現われる。この場合、各 IDT の共振周波数と IDT 間に形成される共振器のそれが一致するように IDT 間の間隔  $l_1$  を設定すれば、大きなピークが得られることは明らかである。

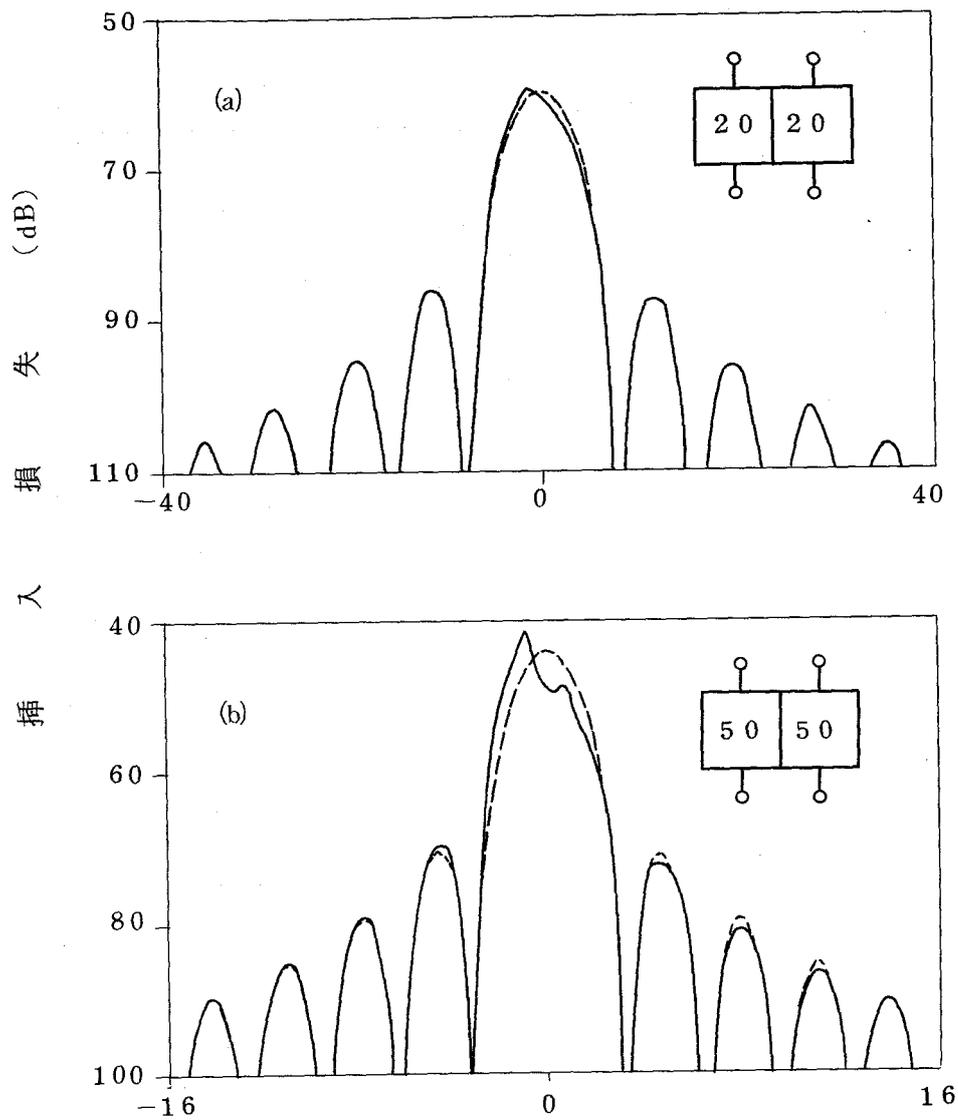
以上説明したように、図 5.1 の回路は  $N$  が小さい場合にはトランスバーサル・フィルタとして動作し、 $N$  を大きくしていくと徐々に 2 端子対共振器として動作するようになる。このような変化の様子を、数値計算例により図 5.2 に示す。図 5.2 (a)~(d) は ST カット水晶基板上で、IDT の対数を 20, 50, 100, 400 と変えたときの挿入損失 ( $-10 \log_{10} (P_L/P_{\max})$ ) の計算値である。いずれも、電極指周期は  $20 \mu\text{m}$ 、交さ幅は  $0.3 \text{ mm}$ 、膜厚は  $0.35 \mu\text{m}$  である。また、IDT 間の間隔  $l_1$  は電極指周期長の  $1/2$  ( $10 \mu\text{m}$ ) である。但し、この場合の  $l_1$  は各 IDT の端の電極指の中心間で計った値である。多対 IDT の反射係数の位相角  $\angle S_{11}$  はストップ・バンドの両端付近において  $0$  又は  $\pi$  となることから、 $l_1$  を電極指周期の  $1/2$  に選ぶと、IDT 間に形成される共振器の共振周波数はストップ・バンドの両端付近に来る。一方、第 3 章で示したように IDT の共振周波数はストップ・バンドの下端周波数付近にある。従って、今の場合、ストップ・バンドの下端周波数付近において各 IDT と IDT 間の共振器が共に共振し、大きなピークが得られることが期待できる。図 5.2 において実線が  $\kappa_{12}$  の効果を含めた場合の値であるが、参考のために、これを無視した場合の値を破線で示してある。

(a) の 20 対 IDT の場合には  $\kappa_{12}$  の効果は小さく、ほぼ  $(\sin \psi/\psi)^4$  の形の周波数特性を示している。しかし、対数を増すに従って  $\kappa_{12}$  の効果が大きくなり、ストップ・バンドの両端付近の大小のピークが次第に顕著になっている。このうちの大きい方のピークが、IDT と IDT 間の共振器が共に共振して現われたものであり、小さい方のピークは、後者の共振のみによって現われたものである。400 対 IDT の場合の大きなピークにおける挿入損失は約 3 dB と小さく、3 dB 低下帯域幅は約 60 kHz (帯域比 0.038%) と狭い。従って、この大きなピークを通過域として使えば、低損失で、非常に狭帯域な帯域通過フィルタを実現することが可能である。

ところで、従来、図 5.1 のように 2 個の IDT を並べただけの回路においては、IDT の双方向性\*のために、挿入損失は 6 dB 以上 ( $P_L/P_{\max}$  にして  $1/4$  以下) になると言われ

---

\* ) 電気端子から IDT に入射したエネルギーは、電気回路の方へ反射される成分を除いて、2 個の音響端子に均等に分配されるが、このような性質を IDT の双方向性とよぶ。

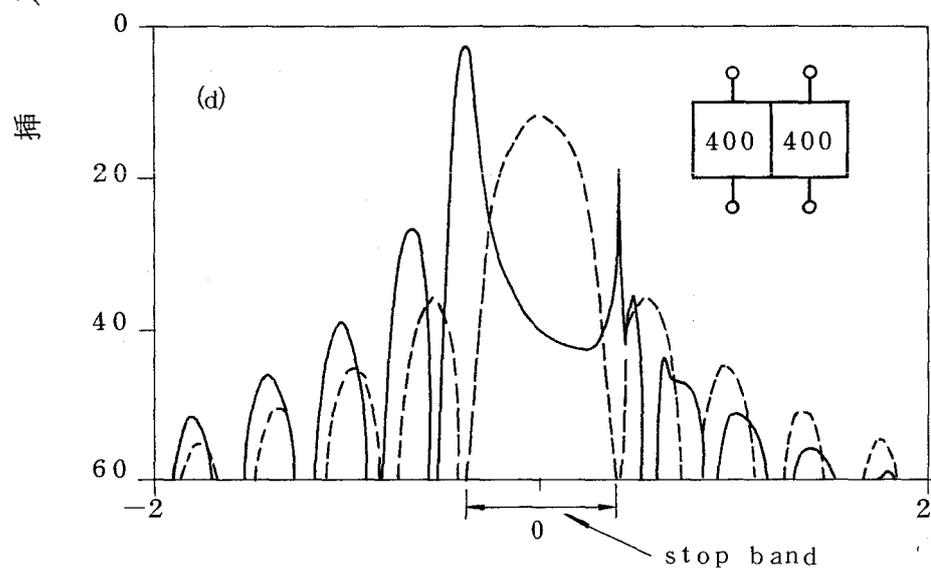
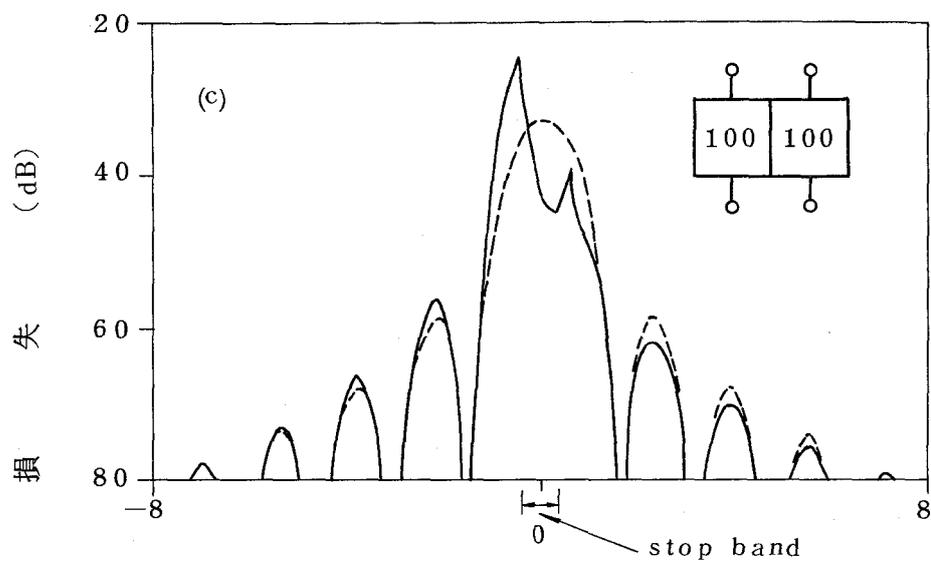


相对周波数  $f - f_s$  ( $f_s = 157.4$ ) (MHz)

図 5.2 2 端子対共振器の挿入損失特性計算値

交さ幅 : 0.3 mm

—— :  $\kappa_{12}$  を考慮 , - - - :  $\kappa_{12}$  を無視



相对周波数  $f - f_s$  ( $f_s = 157.4$ ) (MHz)

图 5.2 (续)

ていた。しかし、これは IDT 間において多重反射される表面波成分を考慮に入れなかった場合に言えることである。従って、図 5.1 の回路を 2 端子対共振器として動作させ、多重反射される表面波成分をも考慮した場合、共振周波数における挿入損失をどこまで小さくできるか（双方向性による限界があるかどうか）ということは一つの興味ある問題である。そこで、式 (5.9) について検討を行うと、IDT の交さ幅を狭くするとともに、対数を増していくと、 $P_L/P_{\max}$  はストップ・バンド内の共振周波数においては 1 に漸近することが示される。このことより、図 5.1 の回路を 2 端子対共振器として動作させる場合には、IDT の双方向性による最小挿入損失の限界は受けないことがわかる。

## 5.2.2 実験結果

### (i) 試料の作成方法

図 5.2 に数値計算例を示したような送受 IDT 間の間隔  $l_1$  が電極指周期の 1/2 である 2 端子対共振器は、はじめに多対の IDT を蒸着し、その取り出し電極部を図 5.3 に示すよ

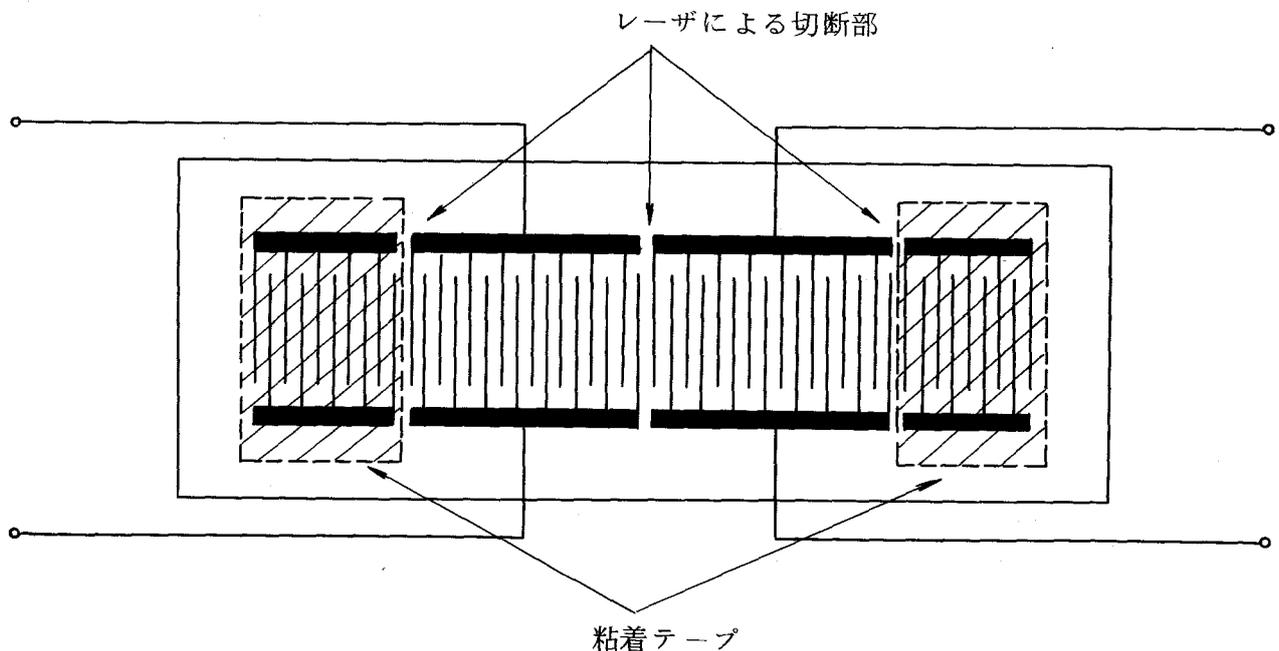


図 5.3 レーザによる取り出し電極部の切断と粘着テープ貼り付けの様子

うにレーザー・トリミングを用いて切断することによって構成することができる。従って、本章で示す実験の試料は、全てこの方法で構成している。この際、残りの電極には粘着テープを貼り付けている。但し、次節で述べるように、残りの電極の一部をグレーティング反射器として利用する場合もある。

(ii) 実験結果

図 5. 4 に , 図 5. 2 (d) の計算値に対応する実験値を示す。図 5. 4 において , 中央の図が縦

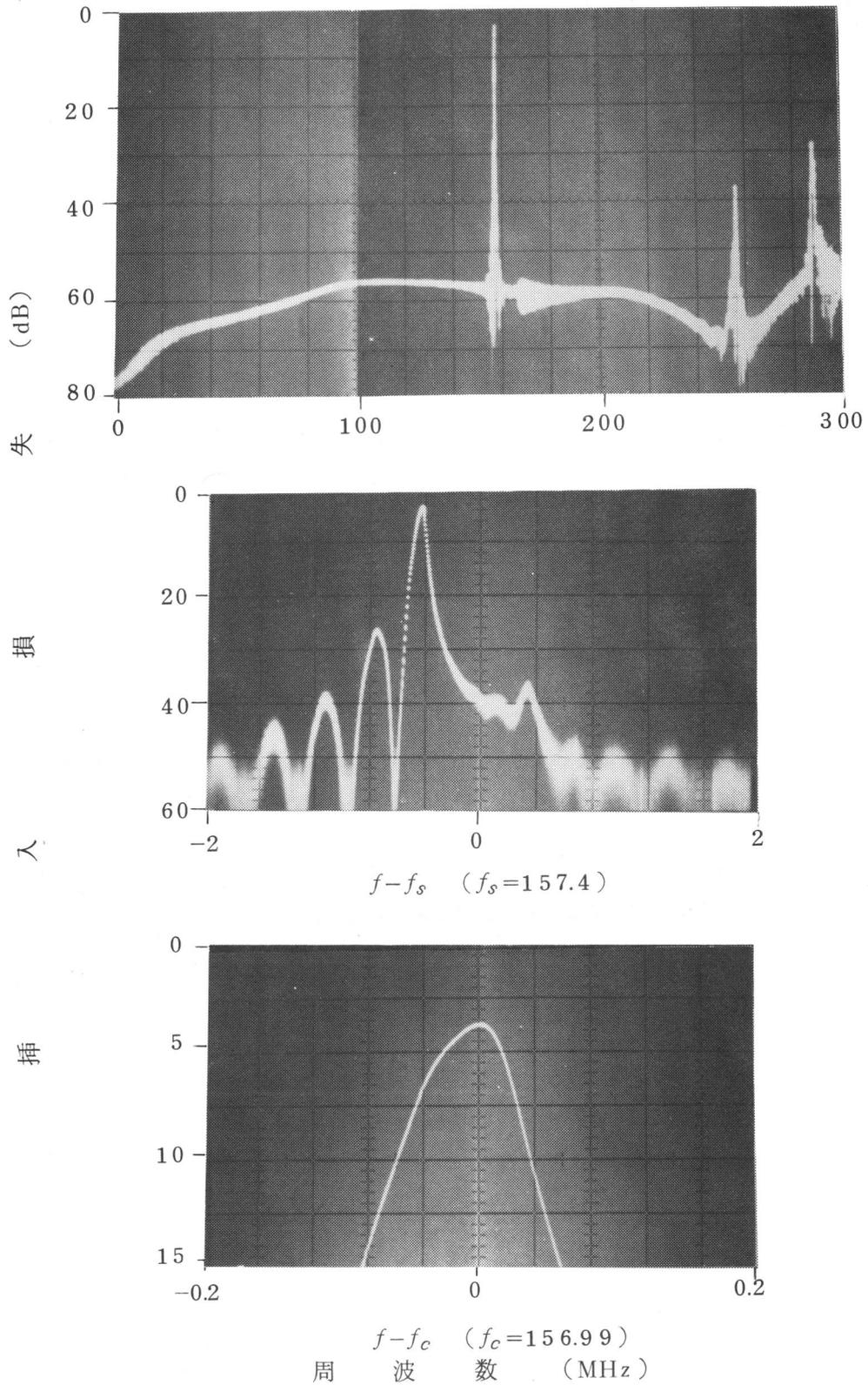


図 5. 4 図 5. 2 (d) に対応する実験値

軸，横軸共に図 5. 2 (d)と対応している。ほぼ計算値と合った実験値が得られている。ピーク周波数  $f_c$  は 15 6.9 9 MHz であり， $f_c$  における損失は 3.7 dB，3 dB 低下帯域幅は 66 kHz (帯域比 0.042%) である。また，帯域外の実効減衰量は 0~250 MHz の範囲 ( $f_c$  を中心とする 3 MHz の帯域を除く) において 50 dB 以上である。尚，250 MHz 付近と 290 MHz 付近にスプリアスが見られるが，これらはいずれもバルク波によるものである。 $f_c$  における不整合減衰量は，両ポート共に約 20 dB であった。

参考のために，図 5. 4 の挿入損失特性を，大容量 FDM 方式用のパイロット・フィルタの要求値と比較した図を図 5. 5 に示す。但し，両者の中心周波数  $f_c$  が約 10 MHz 離れているので，これを合わせて示してある。ほぼ要求値を満たしていることがわかる。不整合減衰量の要求値は 25 dB 以上であるが，これについては約 5 dB 不足している。

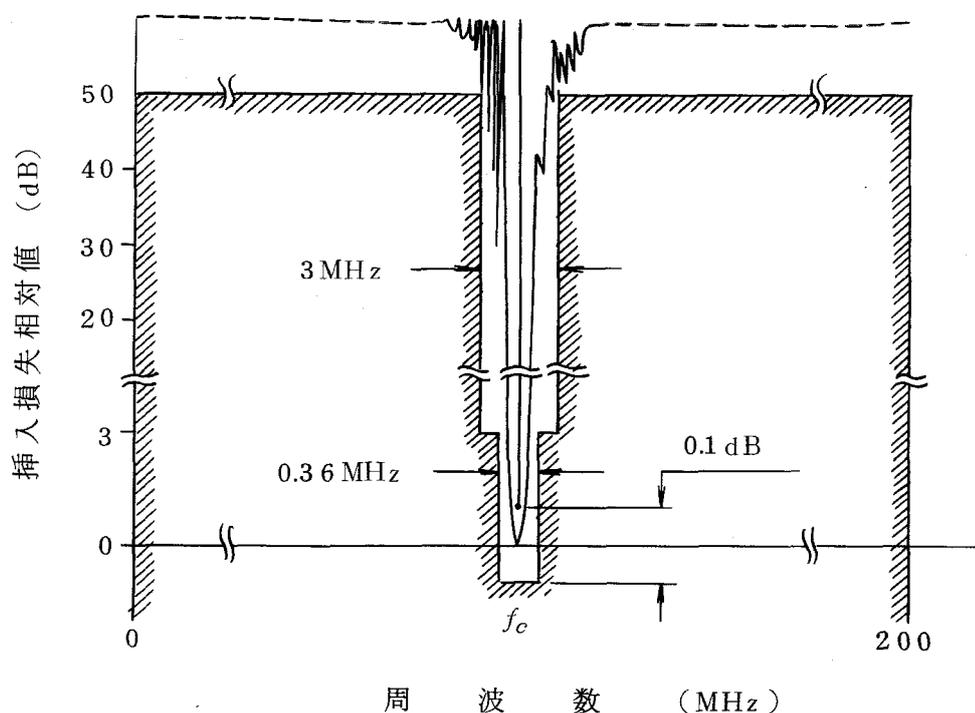


図 5. 5 2 端子対共振器の挿入損失特性測定値とパイロット・フィルタの要求値との比較

先にも述べたように，パイロット・フィルタの場合には約 20 年間に渡って要求値を満たす必要があるから，図 5. 5 の比較だけでは不十分であるが，少なくとも初期特性に関しては 2 端子対共振器 1 段で満たし得ることが確認されたと考えられる。

### 5.3 反射器付 2 端子対共振器

前節で述べたように，図 5.1 の回路は対数  $N$  を増していくと 2 端子対共振器として動作し，低損失で狭帯域な伝送特性を示すようになる。このような場合，IDT の外側へ漏れる表面波成分は少ないが，それでも（ $N$  が有限の場合には）いくらかの成分が外へ漏れる。従って，図 5.6 のように IDT の両側に反射器を付けて外へ漏れる成分が少なくなるようにすれば，より低損失で狭帯域な伝送特性が得られることが期待できる。本節では，このように反射器を付けたときの効果について検討した結果を述べる。

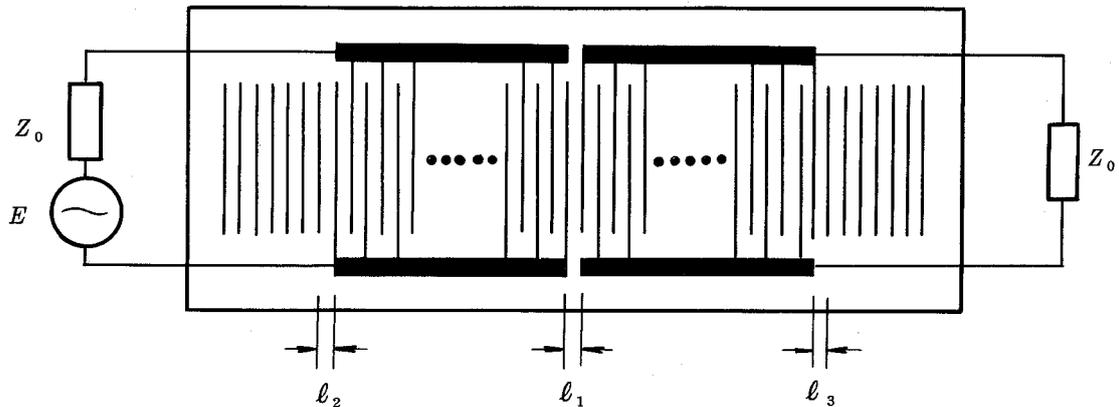


図 5.6 反射器付 2 端子対弾性表面波共振器の電極構造

図 5.7 は交さ幅が 0.3mm で対数が 300 の IDT を並べた回路の挿入損失の計算値であり，図 5.8 (a) はこれに 200 本のショート・ストリップより成るグレーティング反射器を

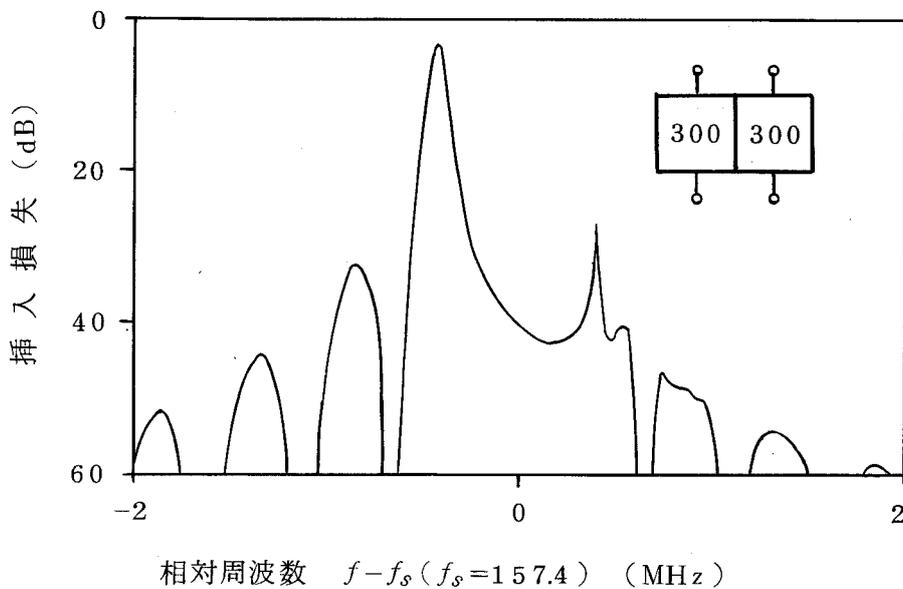
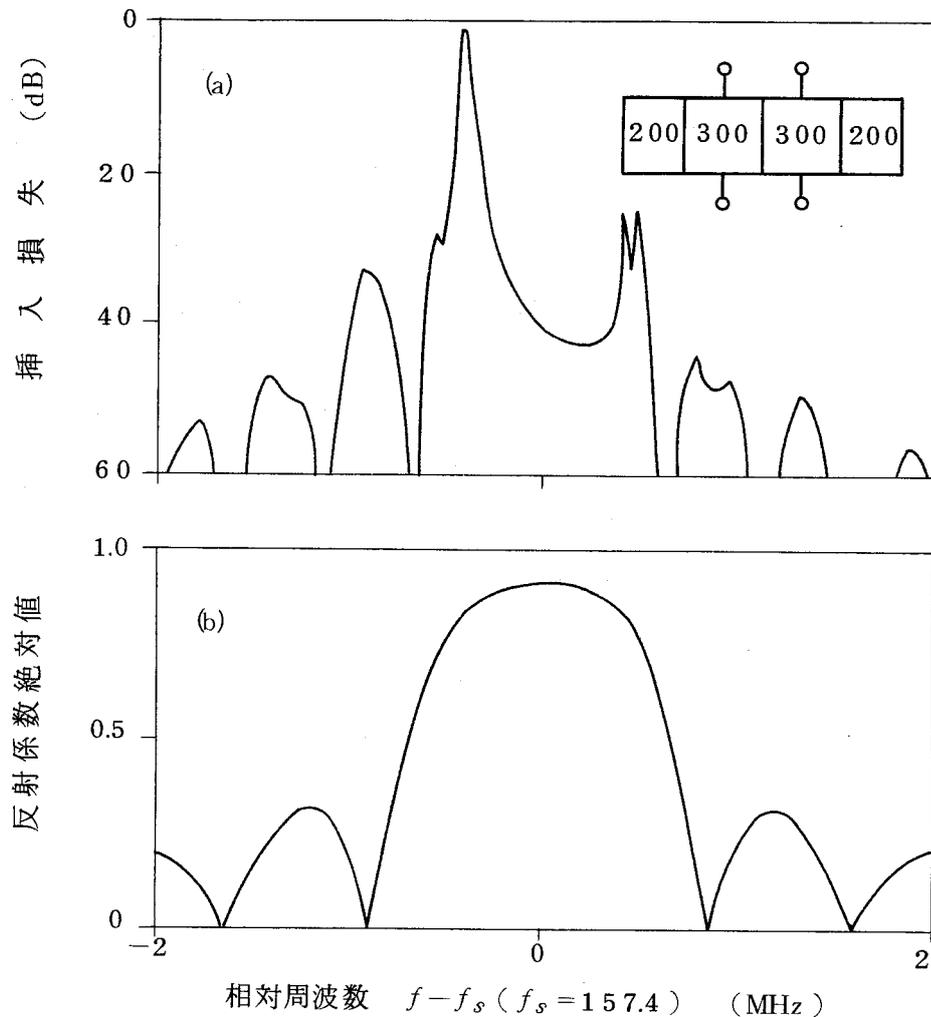


図 5.7 2 端子対共振器の挿入損失特性計算値  
交さ幅：0.3mm



相対周波数  $f-f_s$  ( $f_s=157.4$ ) (MHz)

図 5.8 (a) 反射器付 2 端子対共振器の挿入損失特性

(b) 反射器の反射係数絶対値 (計算値)

交さ幅: 0.3 mm

付けた場合，図 5.9 (a) は 400 本のショート・ストリップより成るグレーティング反射器を付けた場合のそれである。図 5.8 (b)，図 5.9 (b) は夫々の反射器の反射係数である。この場合の反射器のグレーティング周期及び IDT との間隔は共に  $L/2$  ( $L$ : IDT の電極指周期) である。200 本のストリップより成る反射器を付けた場合には，挿入損失が小さくなり，帯域幅が狭くなるなど反射器の効果が良好に現われている。これに対し，400 本のストリップより成る反射器を付けた場合には，大きなピークが 2 つに割れている。これは，ストリップ本数を多くした結果反射器の反射帯域が狭くなり，そのために反射係数

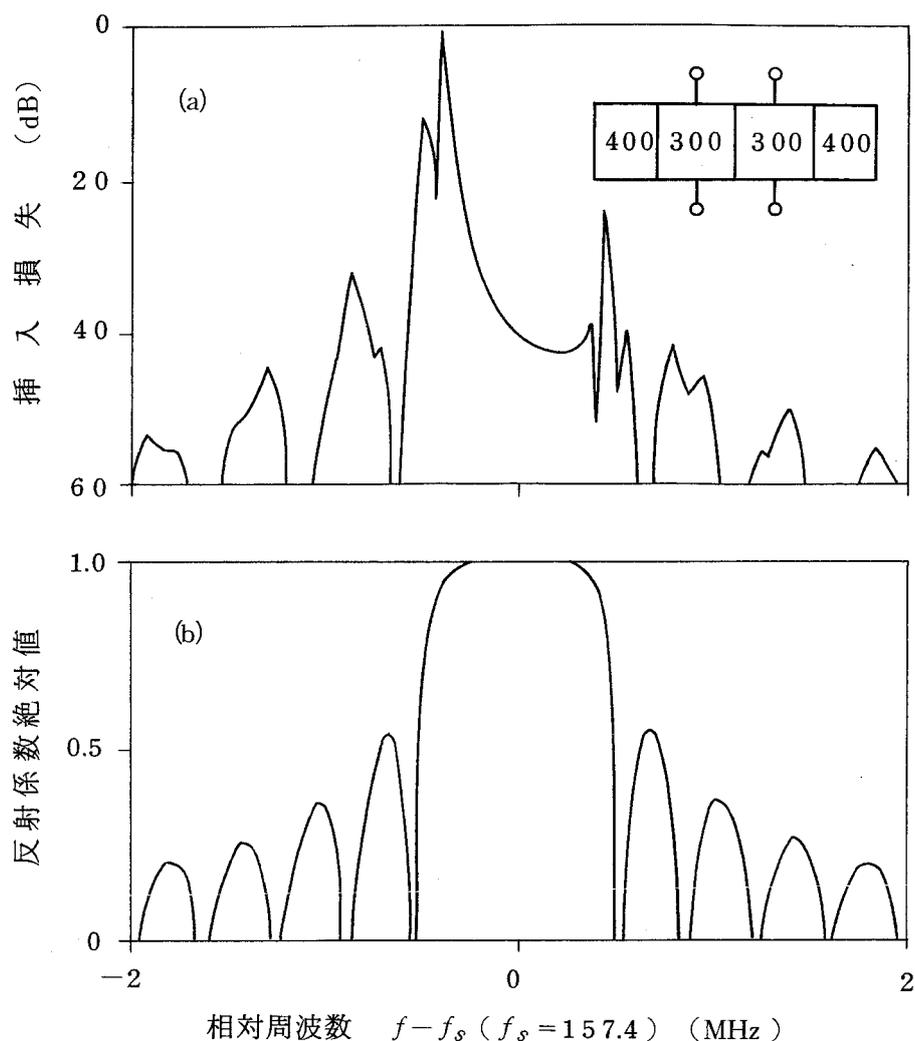


図 5.9 (a) 反射器付 2 端子対共振器の挿入損失特性  
 (b) 反射器の反射係数絶対値 (計算値)  
 交さ幅: 0.3 mm

の位相角の回転の激しい周波数域が丁度大きなピークに当って生じたものである。このことより、ストリップ本数をあまり多くすると、伝送特性はかえって劣化することがわかる。

図 5.10, 5.11 は夫々図 5.7, 図 5.8 (a)に対応する実験値である。ほぼ計算値と合った特性が得られている。図 5.10 の場合、最小挿入損失は 3.7 dB であり、3 dB 低下帯域幅は 80 kHz (帯域比 0.051%) である。これに対し、図 5.11 の場合、最小挿入損失は 0.7 dB 小さくなって 3.0 dB となり、3 dB 帯域幅は 28 kHz 狭くなって 52 kHz (帯域比 0.033%) となっている。尚、図 5.11 の回路が基板上に占める面積は、図 5.4 の回路の占めるそれと同じであるが、両者を比較すると、前者の方が最小挿入損失は 0.7 dB

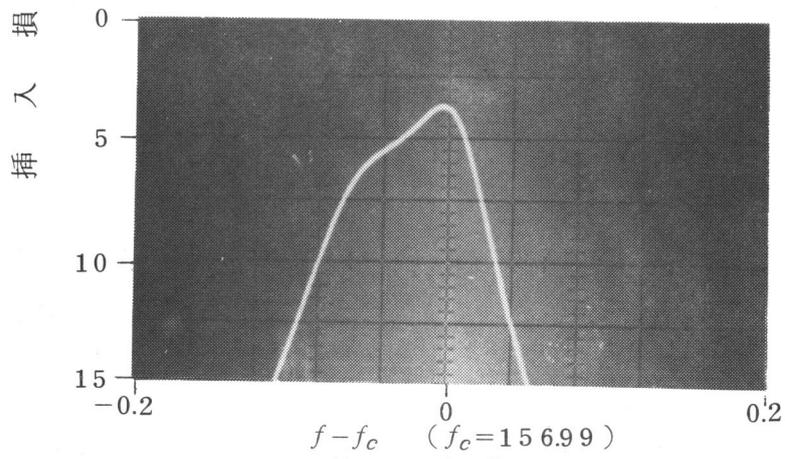
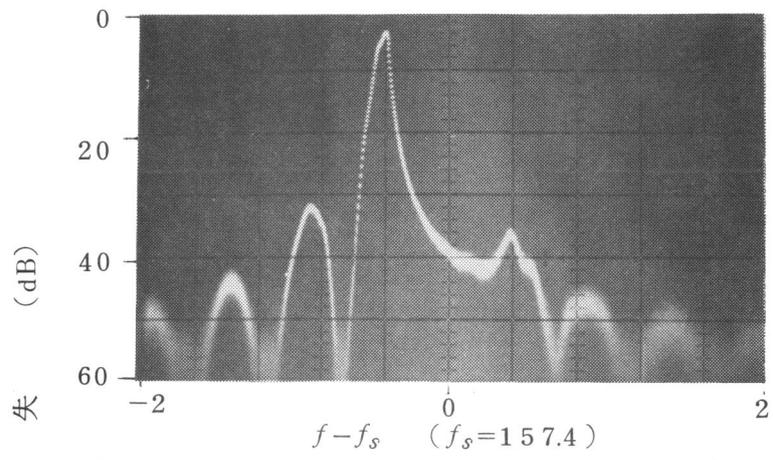


図 5.10 図 5.7 に対応する実験値

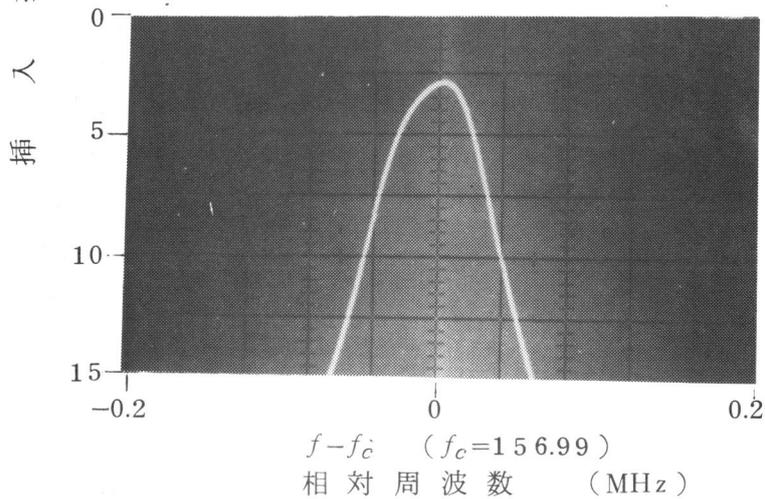
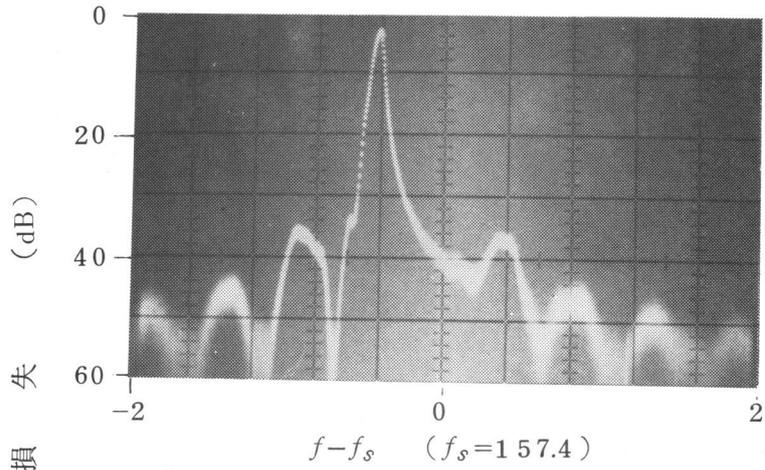


図 5.11 図 5.8 (a) に対応する実験値

小さく、3 dB帯域幅は14 kHz 狭い。

次に、図 5.12 は交さ幅が 0.2mm で対数が 400 の IDT を並べた回路の挿入損失であり、図 5.13 はこれに 200 本のショート・ストリップより成るグレーティング反射器を付けたときのそれである。この場合には、ピーク付近における反射器の効果は小さいが、そのかわり、サイド・ローブを若干押えるのに役立っている。図 5.10, 5.11 の場合に比べてピーク付近における反射器の効果は小さいのは、前節で述べたように、IDT の交さ幅を狭くするとともに対数を増すと、反射器の方へ漏れる表面波成分が少なくなるためと考えらる。図 5.12 の最小挿入損失は 4 dB であり、3 dB帯域幅は 52 kHz (帯域比 0.033%) である。これに対し、図 5.13 の最小挿入損失は 0.2 dB 小さくなって 3.8 dB、3 dB帯域幅は 7 kHz 狭くなって 45 kHz (帯域比 0.029%) となっている。

上記の例のように、IDT の両側に反射器を付けることにより伝送特性を改善することが可能である。但し、この場合、反射器のストリップ本数を適切に設定する必要がある。

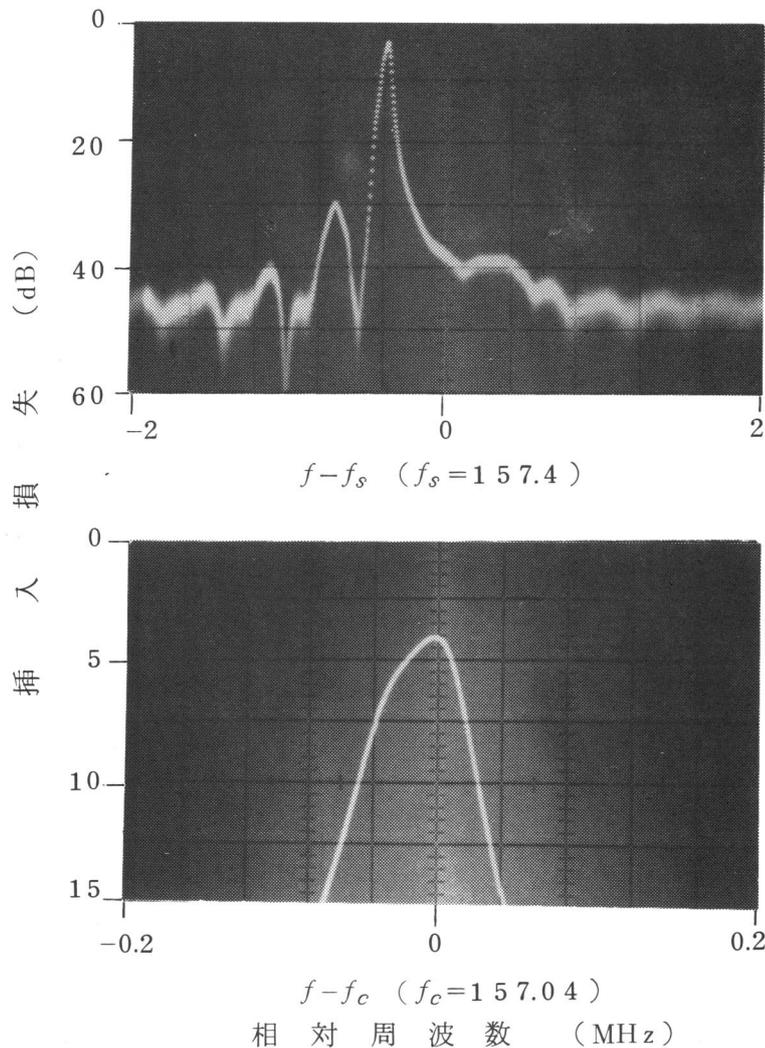


図 5.12 2 端子対共振器の挿入損失特性実験値  
交さ幅：0.2mm

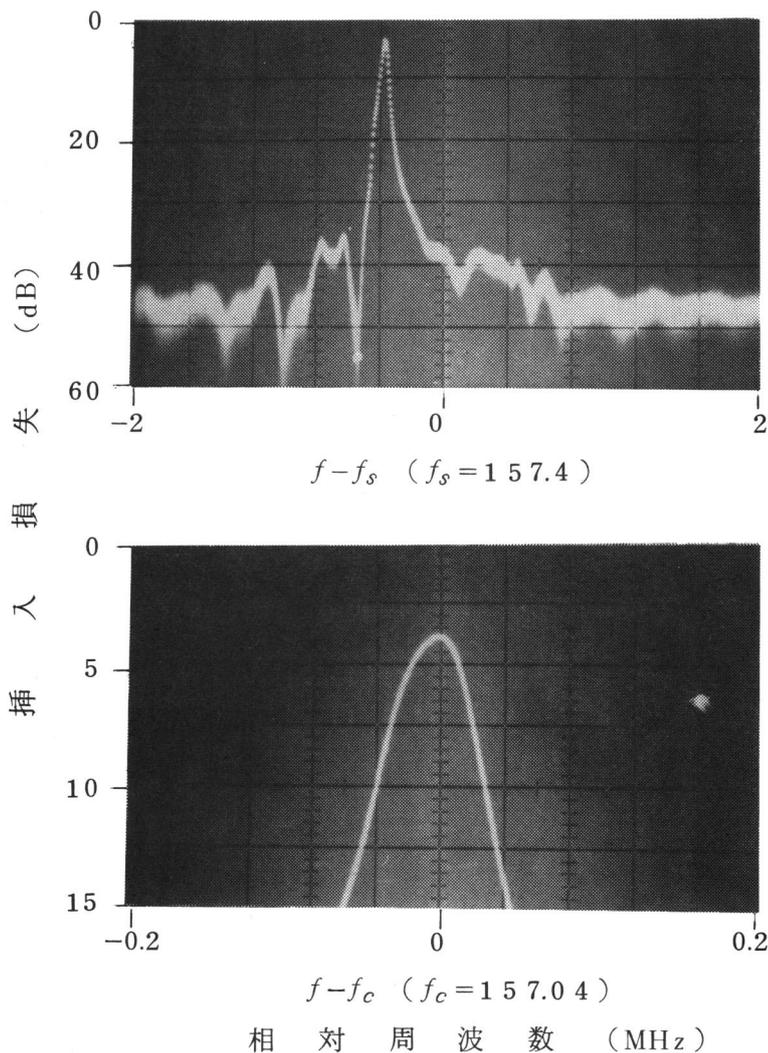


図5.13 反射器付2端子対共振器の挿入損失特性実験値  
交さ幅：0.2mm

#### 5.4 2端子対共振器の縦続接続

帯域通過フィルタの帯域外における実効減衰量としては、普通40～50dB以上が要求されるが、これまでに示した2端子対共振器の場合、中心周波数 $f_c$ より大体1%(1.57MHz)以上離れた周波数において40～50dB以上の実効減衰量がとれている。従って、図5.5に示したように、これらは1段だけでもかなり狭帯域なフィルタの要求特性を満たすことが可能である。しかし、2端子対共振器を2段縦続接続することによって、共振によるメイン・ピークのみをとり出し、サイド・ローブなどを押えれば、 $f_c$ から40～50dB低下点までの間隔が0.1%以下という極めて狭帯域なフィルタを実現することが可能であり、このようなフィルタの実現によって、2端子対共振器の特長はフルに発揮されると考えられる。

図5.14は、そのようなフィルタの構成例で、図5.13に示した2端子対共振器を電氣的に縦続接続したものである。中心周波数 $f_c$ は157.04MHzで、 $f_c$ における挿入損失は7.5dB、3dB低下帯域幅は50kHz(帯域比0.032%)、50dB低下帯域幅は0.26MHz

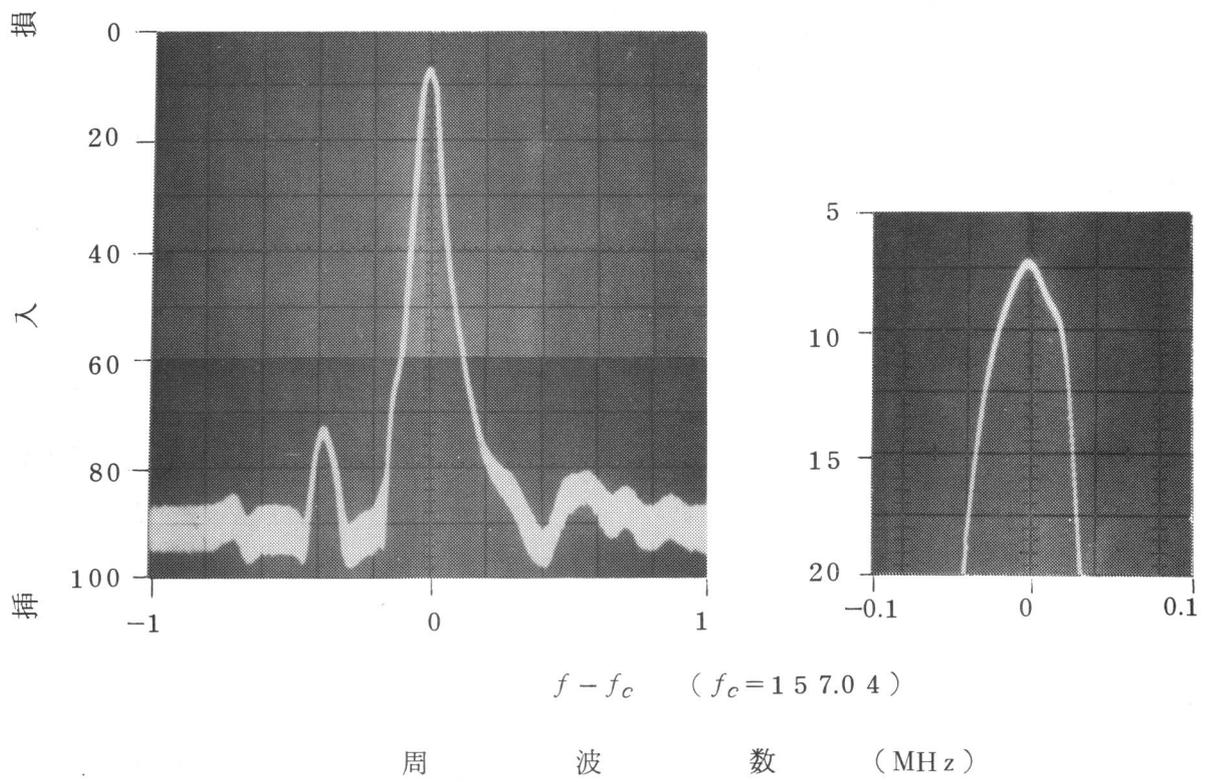
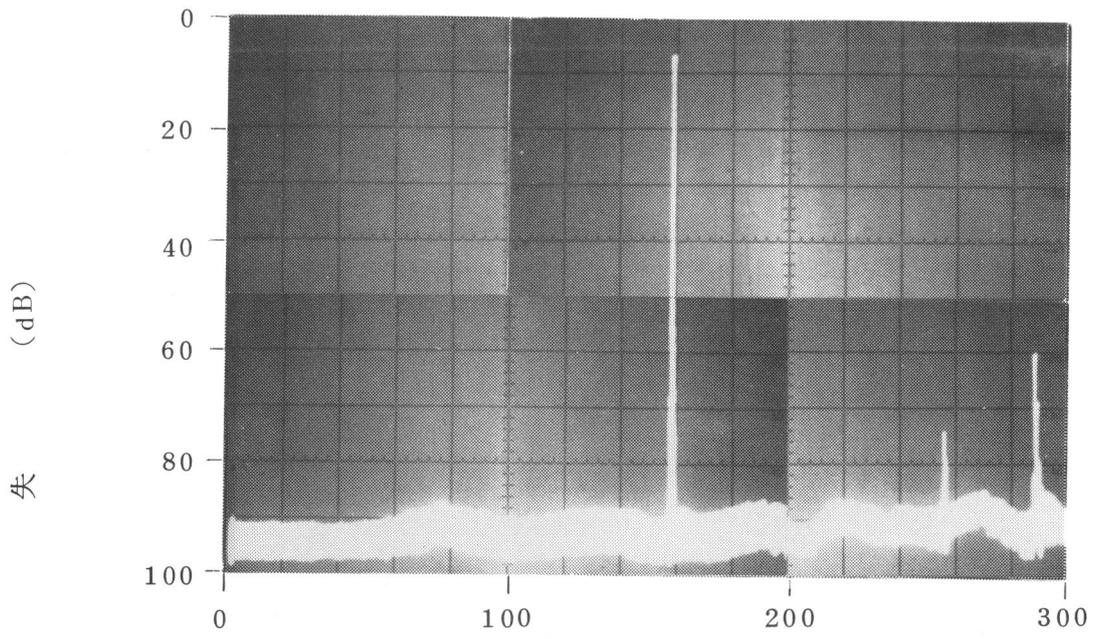


図 5.14 2 段縦続接続した 2 端子対共振器の挿入損失特性

(帯域比 0.17%) である。また、 $f_c \pm 0.4 \text{ MHz}$  の帯域を除く  $0 \sim 250 \text{ MHz}$  の範囲において 70 dB 以上の実効減衰量が確保されている。

## 5.5 むすび

従来主にトランスバーサル・フィルタとして検討されてきた弾性表面波回路において、IDT の対数を多くしていくと、電極指による表面波の反射の影響により、回路は 2 端子対共振器として動作し、鋭いピークを持った伝送特性を示すようになることを理論的、実験的に明らかにした。また、このような回路にグレーティング反射器を付けることにより、ピークをより急峻化できることを示した。

この種の共振器を利用することにより、0.1% 以下の帯域幅を持つ狭帯域通過フィルタを低損失に、しかも LC などの回路素子を用いることなしにモノリシックな形で実現することが可能である。

## 第6章 結 言

本論文では、多対 IDT を用いた弾性表面波共振器と、これを利用した狭帯域フィルタについて、理論的、実験的に詳しく検討した結果を報告した。最後に、本研究で得られた成果を以下にまとめてむすびとする。

第2章では、IDTとこれを用いた弾性表面波共振器について結合モード解析を行った。そして、IDTの $S$ パラメータと共振器の周波数特性を、電極指による表面波の反射を考慮に入れて、以後の検討に便利な形で求めた。これにより、多対 IDT を用いた弾性表面波共振器の周波数特性を精度よく、容易に計算できるようになった。また、共振器の一般的な特徴に関して、ある程度の議論を行うことが可能になった。

第3章では、多対 IDT のインピーダンス特性について、理論的、実験的に詳しく調べた。そして、その結果として、非常に多対の IDT はそれだけで高 $Q$ な1端子対共振器を構成し、鋭い共振及び反共振特性を示すことを明らかにした。また、多対 IDT にグレーティング反射器を付けることにより、より $Q$ を高められることを示した。この種の共振器で実験的に得られた最大の $Q$ は、150MHzにおいて約2,000(LiNbO<sub>3</sub>基板の場合)と20,000(水晶基板の場合)である。

第4章では、上述の1端子対共振器を利用して、従来の弾性表面波フィルタとは全く異ったタイプの狭帯域フィルタの構成を試みた。はじめに、帯域阻止フィルタの構成法に関して検討を行い、その結果として、全通過回路の一部の容量素子を1端子対共振器で置換えた形の回路構成により、良好なフィルタ特性を実現できる見通しを得た。そして、この結果を用いて、本研究の一つの目標であった大容量FDM方式の伝送路雑音負荷試験用の帯域阻止フィルタの構成を試み、ほぼ要求値を満足する特性を得た。次に、帯域通過フィルタに関して簡単な検討を行い、その結果として、極めて狭帯域なフィルタを低損失に実現できることを確認した。

第5章では、従来のトランスバーサル・フィルタと同じ電極構造の弾性表面波回路において、IDTを多対にした場合の伝送特性について、理論的、実験的に詳しく検討した。そして、その結果として、IDTを多対にすると、回路は、トランスバーサル・フィルタとしてよりも、むしろ2端子対共振器として動作し、鋭いピークを持った伝送特性を示すようになることを明らかにした。また、このような回路にグレーティング反射器を付けることにより、よりピークを急峻化できることを示した。さらに、この種の2端子対共振器を縦続接続することにより、極めて狭帯域な帯域通過フィルタを低損失に、しかも $LC$ などの回路素子を使わずに構成できることを示した。

## 謝

## 辞

本研究をまとめるにあたり御懇切なる御指導，御鞭撻を賜った大阪大学基礎工学部牧本利夫教授に謹んで感謝の意を表します。

また，有益な御検討，御助言を頂いた藤沢和男教授，難波進教授，末田正教授，浜川圭弘教授，山本錠彦助教授に深く感謝申し上げます。

さらに，本研究を遂行するにあたり種々御指導，御援助を頂いた日本電信電話公社電気通信研究所，野田健一基礎研究部長，新関暢一部品材料研究部長，大原省爾集積記憶研究部長，吉川昭吉郎第二研究室長，石原藤夫電波研究室長に心から御礼申し上げます。加えて，有益な御討論を頂いた小貫光太調査員，卜部周二研究主任ほか第二研究室の皆様にも厚く御礼申し上げます。

## 文 献

- (1) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Special Issue on Microwave Acoustics), MTT-17, 11, (1969,11)
- (2) IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Special Issue on Microwave Acoustic Signal Processing), MTT-21, 4, (1973,4)
- (3) Proc. IEEE (Special Issue on Surface Acoustic Wave Devices & Applications), 64, 5, (1976,5)
- (4) “テレビ用弾性表面波フィルタの実用化近付く,” 日経エレクトロニクス, 第144号, p.68, (1976,10)
- (5) 高橋: “弾性表面波素子実用化の現状,” 信学誌, 60, 10, p.1128, (1977,10)
- (6) H.E.Kallman: “Transversal filter,” Proc. IRE, 28, 7, p.302, (1940,7)
- (7) 例えば 野村, 高橋, 佐藤: “C-60M搬供装置の実用化,” 通研実報, 20, 5, p.155, (1971)
- (8) 例えば 八楯, 小島, 柳: “高周波帯におけるフィルタ,” 信学誌, 58, 7, p.728, (1975,7)
- (9) H.Kato, M.Takahashi and D.Okamoto: “Herikal resonator filter,” FUJITSU, 4, 1, p.127, (1968)
- (10) 西, 柳沢, 戸島: “PCM-400M用タイミングタンクの実用化,” 通研実報, 25, 1, p.201, (1976)
- (11) 箕輪, 石原, 小山田, 吉川: “阻止域減衰量を改善した弾性表面波フィルタ,” 音響学会講演論文集, 3-5-18, (1974,6)
- (12) 箕輪: “弾性表面波機能素子,” 通研実報, 23, 7, p.1307, (1974)
- (13) 小山田, 石原: “弾性表面波帯域阻止フィルタに関する二,三の検討,” 音響学会講演論文集, 3-5-20, (1974,6)
- (14) 小山田, 石原, 吉川: “インターディジタル形トランスジューサの入力インピーダンス,” 信学技報, US74-43, (1975,1)
- (15) Y.Koyamada, F.Ishihara and S.Yoshikawa: “Band elimination filter employing surface-acoustic wave resonators,” Electron. Lett., 11, 5,

- p.108, (1975,3)
- (16) F.Ishihara, Y.Koyamada and S.Yoshikawa: "Narrow band filters using surface acoustic wave resonators," 1975 Ultrasonics Symp. Proc., p.381, (1975,9)
  - (17) Y.Koyamada, F.Ishihara and S.Yoshikawa: "Narrow band filters employing surface acoustic wave resonators," Proc. IEEE, 64, 5, p.685, (1976,5)
  - (18) K.M.Lakin, T.Joseph and D.Penunuri: "A surface acoustic wave planar resonator employing an interdigital electrode transducer," Appl. Phys. Lett., 25, 7, p.363, (1974,10)
  - (19) E.J.Staples: "UHF surface acoustic wave resonators," 1975 Freq. Con. Symp. Proc., p.280, (1974,5)
  - (20) D.T.Bell and R.C.M.Li: "Surface acoustic wave resonators," Proc. IEEE, 64, 5, p.711, (1976,5)
  - (21) 柴山: "研究が盛んな弾性表面波共振器," 日経エレクトロニクス, 第148号, p.76, (1976,11)
  - (22) 小山田, 吉川, 石原: "多対 IDT を用いた弾性表面波共振器の解析とその応用," 信学論(A), 60-A, 9, p.805, (1977,9)
  - (23) W.R.Smith, H.M.Gerard, J.H.Collins, T.M.Reeder and H.J.Show: "Analysis of interdigital surface wave transducers by use of an equivalent circuit model," IEEE Trans. Microwave Theory Tech., MTT-17, 11, p.856, (1969,11)
  - (24) H.Skeie: "Electrical and mechanical loading of a piezoelectric surface supporting surface waves," J.A.S.A., 48, 5(Part 2), (1970)
  - (25) W.S.Jones, C.S.Hartmann and T.D.Sturdviant: "Second order effects in surface wave devices," IEEE Trans. SU, SU-19, 3, p.368, (1972,7)
  - (26) P.R.Emtage: "Self-consistent theory of interdigital transducers," J.A.S.A., 51, 4(Part 1), p.1142, (1972)
  - (27) B.A.Auld: Acoustic Fields and Waves in Solid, John Wiley Sons, (1973)

- ②⑧ 鈴木，清水：“電氣的及び弾性的振動による音響表面波の反射とその応用，” 信学技報，  
US74-45，(1975,1)
- ②⑨ Y.Suzuki, H.Shimizu, M.Takeuchi, K.Nakamura and A.Yamada：  
“Some studies on SAW resonators and multi-mode filters,” 1976  
Ultrasonics Symp. Proc., p.297, (1976,9)
- ③⑩ K.Shibayama, K.Yamanouchi, H.Sato and T.Meguro：“Optimum cut  
for rotated Y-cut LiNbO<sub>3</sub> crystal used as the substrate of acoustic  
surface wave filters,” Proc. IEEE, 64, 5, p.595, (1976,5)
- ③⑪ M.B.Schurz, B.J.Matsinger and M.G.Holland：“Temperature  
dependence of surface acoustic wave velocity on  $\alpha$ -quartz,” J.Appl.  
Phys., 41, 1, p.1, (1970,1)
- ③⑫ 卜部，小山田，吉川：“弾性表面波金属ストリップ反射器に関する実験的検討，”  
信学論A(技術談話室)，60-A, 9, p.875, (1977,9)
- ③⑬ R.C.M.Li and J.Melngailis：“The influence of stored energy at  
step discontinuities on the behavior of surface-wave gratings,”  
IEEE Trans. SU, SU-22, 3, p.189, (1975,5)
- ③⑭ 卜部，小山田，吉川：“弾性表面波 IDT 共振器の基礎実験，” 音響学会講演論文集，  
2-3-10, (1976,5)
- ③⑮ 小山田，吉川：“弾性表面波 IDT 共振器に関する理論的検討，” 音響学会講演論文集，  
1-2-3, (1977,4)
- ③⑯ R.C.M.Li, R.C.Williamson, D.C.Flanders and J.A.Alusow：“On the  
performance and limitations of the surface-wave resonators,” 1974  
Ultrasonics Symp. Proc., p.279, (1974,11)
- ③⑰ E.A.Ash：“Surface wave grating reflectors and resonators,” IEEE  
Symp. Microwave Theory and Techniques, (1970,5)
- ③⑱ E.J.Staples, J.S.Schoenwald, R.C.Rosenfeld and C.S.Hartmann：  
“UHF surface acoustic wave resonators,” 1974 IEEE Ultrasonics  
Symp. Proc., p.245, (1974,11)
- ③⑲ 渡辺：伝送回路網の理論と設計， オーム社， (1968)
- ④⑩ 小山田，吉川：“多対 IDT を用いた 2 端子対弾性表面波共振器，” 日本音響学会誌，  
33, 10, p.557, (1977,10)