

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	https://hdl.handle.net/11094/2716
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 ィジ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

— i —

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。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。

内容梗概		ĺ
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	I D T	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 ±	えがき	8
2. 2 I	DT 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	5
2. 2. 3	端子電流	5
2.3 I	DT の送受波特性	7
2. 3. 1	送波特性	7
2. 3. 2	受波特性	1
2.4 弾	性表面波共振器の周波数特性	3
2. 4. 1	1 端子対共振器の入力アドミタンス	4
2.4.2	2 端子対共振器の伝送特性	4
2.5 t	すび	7
付録 A.	2.1 係数 <i>κ</i> ₁₁ , <i>κ</i> ₁₂ について	8
第3章 多	対 I DT を用いた1端子対弾性表面波共振器3	3
3.1 ±	えがき	3
3.2 多	対 IDT のインピーダンス特性	3
3. 2. 1	理論検討	3
3. 2. 2	実験結果	2

	3	. 3	反射	け器付多対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 ₃ 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	「域通過フィルター	81
	4.	4	むす	- 22,	85
笡	5	音	多対	TDT を用いた 2 端子対弾性表面波共振器	87
24	5	1	レス		87
	5.	2	多対		87
	0.	- 5. 2	1	理論検討	87
		5. 2	2	宝駼結果	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	01
	5.	5	むす	تر 1	03
第	6	章	結	言	04
謝		辞			05
文		献	• • • • •		06

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において電気的に弾性表面波 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。

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。

- () 伝ばん速度が電磁波の 10⁻⁵のオーダであることから,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ば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,磁気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 I C 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 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。^{(4),(5)} 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⁽⁶⁾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⁽⁷⁾やパイロットフィルタ⁽⁸⁾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⁽⁹⁾ やスパイラル共振器⁽⁰⁾ 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。^{(11),02} 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。

-2 - -

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。^{(13~(15)} 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。^(10,07)

これらの結果より,この種の共振器は,従来の水晶振動子の限界の辺りから1 GHz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。⁽¹⁹⁾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ーを構成し,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,⁽¹⁹⁾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。^{(20),(21)}

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 -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 I D T

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



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ばんする。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。⁽²⁰⁾ (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堀るものであり、 (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),

-4-



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気的に短絡する)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_o 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パーサル・フィ ルタ⁽⁶⁾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 っである(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。⁶²³

IDT 内を伝ばんする弾性表面波は,電極指による電気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⁽²³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。^(24,65) 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, Em tage 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,⁶⁶ この場合には,電極指による 電気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,電気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⁽³⁷⁾鈴木 らのグレーティング反射器に関する解析^{(33),(39)}を組合わせて, IDT に関して,電極指による 電気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 方向に伝ばんする。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。^{*}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,電極指による電気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ばん姿態は,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^{*},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ばん姿態は,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^{***} 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 いては若千遅くなるが,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。

$$\boldsymbol{U}_{1}(x,z) = \boldsymbol{u}_{1}(x)\exp\left(-j\,k_{f}\,z\right) = \begin{bmatrix} \boldsymbol{v}_{1}(x) \\ \boldsymbol{\phi}_{1}(x) \end{bmatrix} \exp\left(-j\,k_{f}\,z\right) \qquad (\,\,\text{fi}\,\mathbb{E}\,\mathbb{E}\,)^{\,\,\text{***}} \quad (\,\,2.1\,)$$

$$\boldsymbol{U}_{2}(x,z) = \boldsymbol{u}_{2}(x)_{\exp}(jk_{f}z) = \begin{bmatrix} \boldsymbol{v}_{2}(x) \\ \boldsymbol{p}_{2}(x) \end{bmatrix} \exp(jk_{f}z) \qquad (\& B\& b)^{***} \qquad (2.2)$$

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。 v₁(x), v₂(x) は粒子速度を表

*) 大低の場合,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、 $v_1(x) \ge v_2(x)$ 、及び $\phi_1(x) \ge \phi_2(x)$ の間には、次の関係がある。 $^{(3)*}$

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

$$U(x, z) = A_1(z)u_1(x) + A_2(z)u_2(x)$$
 (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, $A_1(z) \ge A_2(z)$ の間には次の形の結合方程式が存在すると考えられる。

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

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

$$(2.6)$$

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 $c_1(z) \ge c_2(z)$ は周期Lの周期関数である。

式(2.5),(2.6)において

$$A_1(z) = a_1(z) \exp(-j k_f z)$$
(2.7)

$$A_{2}(z) = a_{2}(z) \exp(jk_{f}z)$$
(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。

$$\frac{d}{dz} a_1(z) = c_{11}(z) a_1(z) + c_{12}(z) \exp(2j k_f z) a_2(z) + c_1(z) \exp(j k_f z) V$$
(2.9)

*) 本論文では, \$\mathscrip\$_1(0) = \$\mathscrip\$_2(0)(正の実数)となるように \$\mu_1(x) & \$\mu_2(x)\$ の間の位相関係を定めて おく。

$$\frac{d}{dz} a_2(z) = c_{21}(z) \exp(-2jk_f z) a_1(z) + c_{22}(z)a_2(z) + c_2(z)\exp(-jk_f z)V$$
(2.10)

ここで,右辺第1項と第2項の係数 $c_{11}(z)$ 等を $exp(2jnk_0z),(k_0=2\pi/L, n=\pm 1, \pm 2, \dots)$ でフーリエ級数に展開し,第3項の係数 $c_1(z), c_2(z)$ を $exp(jnk_0z)$ 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。

$$\frac{d}{dz}a_{1}(z) = \gamma_{11}a_{1}(z) + \gamma_{12}\exp(2j\,\delta z\,)a_{2}(z) + \gamma_{1}\exp(j\,\delta z\,)V \qquad (2.11)$$

$$\frac{d}{dz}a_{2}(z) = \gamma_{21} \exp(-2j\,\delta z\,)\,a_{1}(z) + \gamma_{22}\,a_{2}(z) + \gamma_{2} \exp(-j\,\delta z\,)\,V \qquad (2.1\,2\,)$$

ただし,
$$\delta = k_f - k_o$$
 (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。⁽²⁷⁾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 $c_1(2)$, $c_2(2)$ より r_1 と r_2 を決定すると,次のようになる。

$$\gamma_{1} = -\gamma_{2} = j\varsigma = -j\frac{\pi}{L} \sqrt{\frac{\omega C_{S}}{2 w P_{R} \operatorname{K}(\alpha) \operatorname{K}(\sqrt{1-\alpha^{2}})} \cdot \frac{\Delta v}{v_{f}}}$$
(2.14)

ただし,

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

ここで、ωは角周波数、 C_s は I DT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)当りの伝送パワであり、K()は第1種の完全楕円積分を表わしている。また、 A_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 $2(\frac{A_v}{v_f})$ 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。^{(2),(2)} 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

$$\frac{d}{dz} a_{1}(z) = -j \kappa_{11} a_{1}(z) - j \kappa_{12} \exp(2j \delta z) a_{2}(z)$$

$$\frac{d}{dz} a_{2}(z) = j \kappa_{12}^{+} \exp(-2j \delta z) a_{1}(z) + j \kappa_{11} a_{2}(z)$$
(2.16)
(2.17)

を導き,係数 $\kappa_{11} \geq \kappa_{12} \geq r_{11}$,援動法により,電極指の電気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,電気的摂動による項は, 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,電気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, $\kappa_{11} \geq \kappa_{12}$ 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 r_{11} 等を決めると,次のようになる。

$$\gamma_{11} = -\gamma_{22} = -j \kappa_{11} \tag{2.18}$$

$$\gamma_{12} = \gamma_{21}^{+} = -j \kappa_{12} \tag{2.19}$$

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LiNbO₃ (128°回転Y板-X伝ぱん)⁽³⁰⁾とSTカット水晶⁽³¹⁾,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, κ_{11} と κ_{12} を実験的に求めた⁽³²⁾ 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 κ_{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 κ_{11} ついては,解析結果に修正項を加えて用いている。*

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

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

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

式(2.20) および(2.21) において, には式(2.14) よりわかるように常に実数である。 また, κ_{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, κ_{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⁽³⁷⁾ κ_{12} は実数 となる。^{**} そして,本論文の次章以降で対象とするLiNbO₃(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^{***}においては, κ_{12} は実数となる。 しかも, κ_{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, κ_{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。

$$U(x, z) = A_1(z) u_1(x) + A_2(z) u_2(x)$$
(2.22)

ただし

$$A_{1}(z) = g_{1}(z) \exp((-j k_{0} z))$$
(2.23)

$$A_{2}(z) = g_{2}(z) \exp(j k_{0} z)$$
(2.24)

$$g_{1}(z) = h_{1} \exp(-j\beta_{m} z) + p h_{2} \exp(j\beta_{m} z) + (\delta')^{-1} \zeta V \qquad (2.25)$$

$$g_{2}(z) = p h_{1} \exp((-j\beta_{m}z) + h_{2} \exp((j\beta_{m}z) + (\delta')^{-1} \zeta V)$$
(2.26)

$$\beta_m = \sqrt{(\delta + \kappa_{11})^2 - \kappa_{12}^2}$$
(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 $u_1(x) \ge u_2(x)$ の位相を定めていることから, κ'_{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。

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

$$\delta' = \delta + \kappa_{11} + \kappa_{12}$$
(2.28)
(2.29)

h₁, h₂ 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。

$$A_{1}(z_{a}) = A_{r}(z_{a})$$
(2.30)
$$A_{2}(z_{a}) = A_{i}(z_{a})$$
(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 $-d/2 \le z \le d/2$ 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

$$q_{0} = \eta' \int_{-d/2}^{d/2} \left\{ A_{1}(z) + A_{2}(z) \right\} dz \qquad (2.32)$$

ここで, η' 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, g_0 は近似的に次のように求められる。

$$q_{0} \simeq \eta' g_{1}(0) \int_{-d/2}^{d/2} \exp(-jk_{0}z) dz + \eta' g_{2}(0) \int_{-d/2}^{d/2} \exp(jk_{0}z) dz$$
$$= \frac{2\eta'}{k_{0}} \sin \frac{k_{0}d}{2} \{ g_{1}(0) + g_{2}(0) \}$$
(2.33)

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

$$q_{0}' \simeq -\frac{2\eta'}{k_{0}} \sin \frac{k_{0} d}{2} \left\{ g_{1} \left(L/2 \right) + g_{2} \left(L/2 \right) \right\}$$
(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,

$$q_0 \simeq -q_0'$$
 (2.35)

となることがわかる。

 $i_0 = j \omega q_0$

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。 が流れる。

$$\simeq \frac{2j \omega \eta'}{k_0} \sin \frac{k_0 d}{2} \{ g_1(0) + g_2(0) \}$$
 (2.36)

1.1.1

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*, が流れる。

$$i_{n} \simeq \frac{2j\omega\eta'}{k_{0}} \sin \frac{k_{0}d}{2} \{ g_{1}(nL) + g_{2}(nL) \}$$
(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 Is が

流れる。

$$I_{S} = \sum_{n} i_{n}$$

$$\simeq \frac{2j\omega\eta'}{k_{0}} \sin \frac{k_{0}d}{2} \sum_{n} \left\{ g_{1}(nL) + g_{2}(nL) \right\} \qquad (2.38)$$

ここで, $g_1(a) \ge g_2(a)$ 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。

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

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

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

式(2.39)において,積分は I DT 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, η 及び η' の値は決められないが,次節において η は $-2jwP_R$ くに等し いことが示される。 I DT 端子には *Is* の他に静電容量*NCs* 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。

$$I = j \omega N C_S + I_S \tag{2.41}$$

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 -ダンスが Z。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,

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

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

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



図 2.5 IDT の送波の様子

$$A_{1}(-NL/2) = h_{1}e_{0} + ph_{2}e_{0}^{-1} + (\delta')^{-1}\zeta V = 0 \qquad (2.44)$$

$$A_{2}(-NL/2) = ph_{1}e_{0} + h_{2}e_{0}^{-1} + (\delta')^{-1}\zeta V = h_{rad}$$
(2.45)

ただし,

$$e_{0} = \exp\left(j\beta_{m}NL/2\right)$$
(2.46)

同様に, z=NL/2 における境界条件より次式が得られる。

$$A_{1}(NL/2) = h_{1}e_{0}^{-1} + ph_{2}e_{0} + (\delta')^{-1}\zeta V = h'_{rad}$$
(2.47)

$$A_{2}(NL/2) = p h_{1} e_{0}^{-1} + h_{2} e_{0} + (\delta')^{-1} \zeta V = 0$$
(2.48)

式 (2.44), (2.48) より, h_1 , h_2 は次のように求められる。

$$h_{1} = h_{2} = -\frac{(\delta')^{-1} \zeta V}{e_{0} + p e_{0}^{-1}}$$
(2.49)

また,式(2.49)を式(2.39)に代入して *Is* を求め,これを式(2.41)に代入することにより端子電流 *I* は次のように求められる。

$$I = j \omega N C_{S} V - 2\eta \zeta N L (\delta')^{-1} V \left\{ \frac{1+p}{\ell_{0} + p\ell_{0}^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} - 1 \right\}$$
(2.50)

ただし
$$\varphi = \beta_m N L/2$$
 (2.51)

式(2.50)より,IDT の入力アドミタンスYは次のように求められる。

$$Y = \frac{I}{V} = j \,\omega N C_S - 2\eta \,\zeta N L \left(\,\delta^{\,\prime} \right)^{-1} \left\{ \frac{1+p}{e_0 + p \,e_0^{-1}} \,\frac{\sin \varphi}{\varphi} - 1 \right\}$$
(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

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

を用いることにより,式(2.52)は次のように変形される。

$$Y = j \omega N C_{S} + j \zeta \eta (NL)^{2} \left[\left| \frac{1+p}{e_{0} + p e_{0}^{-1}} \right|^{2} \frac{\sin^{2} \varphi}{\varphi^{2}} + \frac{j}{\varphi} \cdot \frac{1+p}{1-p} \left\{ \left| \frac{1+p}{e_{0} + p e_{0}^{-1}} \right|^{2} \frac{\sin 2 \varphi}{2 \varphi} - 1 \right\} \right]$$
(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。

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

$$P_{out} = \left(\left| h_{rad} \right|^{2} + \left| h_{rad}' \right|^{2} \right) w P_{R}$$
$$= 2 \left(\zeta NL \right)^{2} \left| \frac{1+p}{e_{0}+p e_{0}^{-1}} \right|^{2} \frac{\sin^{2} \varphi}{\varphi^{2}} w P_{R} \left| V \right|^{2}$$
(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

$$P_{in} = \operatorname{Re}\left(Y\right) \left|V\right|^{2} \tag{2.57}$$

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くと η の 間に先に述べた次の関係があることがわかる。

$$\eta = -2j w P_R \zeta \tag{2.58}$$

式(2.14),(2.58)より,式(2.54)の右辺第2項の係数j<η(NL)²は次のようになる ことがわかる。

-19-

$$j \zeta \eta (NL)^2 = G_N \tag{2.59}$$

ただし

$$G_{N} = \frac{\pi^{2} \omega N^{2} C_{S}}{K(\alpha) K(\sqrt{1-\alpha^{2}})} \frac{\Delta v}{v_{f}}$$
(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。

$$G_N = 2.8\ 7\ \omega N^2 C_S \ \frac{\Delta v}{v_f} \tag{2.61}$$

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。

$$Y = G_a + j \left(\omega_N C_s + B_a\right) \tag{2.62}$$

ただし

$$G_{a} = G_{N} \left| \frac{1+p}{e_{0}+pe_{0}^{-1}} \right|^{2} \frac{\sin^{2}\varphi}{\varphi^{2}}$$
(2.63)

$$B_{a} = \frac{G_{N}}{\varphi} \frac{1+p}{1-p} \left\{ \left| \frac{1+p}{e_{0}+pe_{0}^{-1}} \right|^{2} \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi} - 1 \right\}$$
(2.64)

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

$$G_{a} = G_{N} \frac{\sin^{2} \psi}{\psi^{2}}$$
(2.65)

$$B_a = G_N \frac{\sin 2\psi - 2\psi}{2\psi^2}$$
(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 $S^{,7}$ 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 $\frac{|Y_0|^2}{4G_0}|E|^2$, ($G_0 = \operatorname{Re}(Y_0)$, $Y_0 = 1/Z_0$), 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′ 3-3′ : 電気端子

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

式(2.68)の導出に当っては

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

となることを用いた。次に S33 は次式で与えられる。

$$S_{33} = \frac{Y_0 - Y}{Y_0 + Y} \tag{2.70}$$

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,

$$A_{i}(z) = h_{i} \exp \left\{ -j k_{f} \left(z + NL/2 \right) \right\}$$
(2.71)

$$A_{r}(z) = h_{r} \exp\left\{ j k_{f} \left(z + NL/2 \right) \right\}$$
(2.72)

$$A_t(z) = h_t \exp\left\{-jk_f(z - NL/2)\right\}$$
(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。

$$A_{1}(-NL/2) = h_{1}e_{0} + ph_{2}e_{0}^{-1} + (\delta')^{-1}\zeta V = h_{i}$$
(2.74)

$$A_{2}(-NL/2) = ph_{1}e_{0} + h_{2}e_{0}^{-1} + (\delta')^{-1}\zeta V = h_{r}$$
(2.75)

$$A_{1} (NL/2) = h_{1} e_{0}^{-1} + p h_{2} e_{0} + (\delta')^{-1} \zeta V = h_{t}$$
(2.76)

$$A_{2} (NL/2) = ph_{1}e_{0}^{-1} + h_{2}e_{0} + (\delta')^{-1}\zeta V = 0$$
(2.77)

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

$$h_{1} = -\frac{(\delta')^{-1} \zeta V}{e_{0} + p e_{0}^{-1}} + \frac{e_{0} h_{i}}{e_{0}^{2} - p^{2} e_{0}^{-2}}$$
(2.78)

$$h_{2} = -\frac{(\delta')^{-1} \zeta V}{e_{0} + p e_{0}^{-1}} - \frac{p e_{0}^{-1} h_{i}}{e_{0}^{2} - p^{2} e_{0}^{-2}}$$
(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。

$$I = YV + \eta NL \frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} h_i$$
(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。

 $I = -Y_0 V$ (2.81)

従って,式(2.80),(2.81)よりVは次のように求められる。

$$V = -\frac{\eta NL}{Y_0 + Y} \left(\frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right) h_i \qquad (2.82)$$

式(2.82)よりSパラメ-タ S_{31} は次のように求められ,

$$S_{31} = \frac{\frac{\sqrt{G_0} Y_0}{|Y_0|} V}{\frac{|Y_0|}{h_i \sqrt{w P_R}}}$$

$$= -j \frac{\sqrt{2 G_N G_0} Y_0}{(Y_0 + Y) |Y_0|} \left(\frac{1 + p}{e_0 + p e_0^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)$$
(2.83)

S13 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。

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

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

ただし

$$S_{11} = \frac{-G_N}{Y_0 + Y} \left(\frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2 + \frac{2jp\sin 2\varphi}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}}$$
(2.86)

$$S_{21} = \frac{-G_N}{Y_0 + Y} \left(\frac{1+p}{e_0 + pe_0^{-1}} \frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2 + \frac{1-p^2}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}}$$
(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

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

$$S_{12} = S_{21} \tag{2.89}$$

$$S_{32} = S_{23} \tag{2.90}$$

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。

$$Y = j \omega N C_{S} - \frac{2j G_{N}}{\delta' N L} \left\{ \frac{(1+p)(H_{1}+H_{2})}{2} \quad \frac{\sin \varphi}{\varphi} + 1 \right\}$$
(2.91)

ただし

$$H_{n} = \frac{-(1-r'_{n})(1-pr'_{3-n})e_{0} + (1-r'_{3-n})(p-r'_{n})e_{0}^{-1}}{(1-pr'_{1})(1-pr'_{2})e_{0}^{2} - (p-r'_{1})(p-r'_{2})e_{0}^{-2}} \quad (n=1,2) \quad (2.92)$$

$$r'_{n} = r_{n} \exp(-2j k_{f} \ell_{n})$$
 (n=1,2) (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。

$$Y = j\omega_N C_S + \frac{2j G_N}{\delta' NL} \left\{ \frac{(1+p)(1-r_1')}{(pe_0^{-1}+e_0)-r_1'(e_0^{-1}+pe_0)} \frac{\sin\varphi}{\varphi} - 1 \right\}$$
(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,IDT₁とIDT₂の対数を夫々N₁,N₂ 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。

$$V_{L} = \frac{j \sqrt{G_{N1} G_{N2}} (1+p) (H_{3} e_{1}^{-1} + p H_{4} e_{1} + 1) (H_{7} + H_{8}) \sin \varphi_{2}}{\delta' N_{1} L \varphi_{2}}$$

$$\times \frac{Y_{01} \exp (-j k_{f} \ell_{3})}{(Y_{01} + Y_{1}) (Y_{02} + Y_{2}')} E \qquad (2.95)$$

ただし

$$Y_{1} = j \,\omega N_{1} C_{S} - \frac{2j \,G_{N1}}{\delta' N_{1} L} \left\{ \frac{(1+p)(H_{3}+H_{4})}{2} \frac{\sin \varphi_{1}}{\varphi_{1}} + 1 \right\}$$
(2.96)

$$H_{3} = \left\{ -(1 - pr_{3}')(1 - r_{1}')e_{1} + (p - r_{1}')(1 - r_{3}')e_{1}^{-1} \right\} D_{1}^{-1}$$
(2.97)

$$H_{4} = \left\{ -(1-pr_{1}')(1-r_{3}')e_{1} + (p-r_{3}')(1-r_{1}')e_{1}^{-1} \right\} D_{1}^{-1}$$
(2.98)

$$D_{1} = (1 - pr'_{1}) (1 - pr'_{3}) e_{1}^{2} - (p - r'_{1}) (p - r'_{3}) e_{1}^{-2}$$
(2.99)

$$r'_{3} = r_{3} \exp\left(-2j k_{f} \ell_{3}\right) \tag{2.100}$$

$$r_{3} = (pe_{2}H_{7} + e_{2}^{-1}H_{8}) + T(pe_{2}H_{5} + e_{2}^{-1}H_{6} + 1)$$
(2.101)

$$T = \frac{j G_{N_2}}{\delta'_{N_2} L} \frac{(1+p)(H_7 + H_8)}{Y_{02} + Y'_2} \frac{\sin \varphi_2}{\varphi_2}$$
(2.102)

$$Y_{2}' = j \omega N_{2} C_{S} - \frac{2j G_{N_{2}}}{\delta' N_{2} L} \left\{ \frac{(1+p) (H_{5} + H_{6})}{2} \frac{\sin \varphi_{2}}{\varphi_{2}} + 1 \right\}$$
(2.103)

$$H_{5} = \left\{ -(1 - pr'_{2}) e_{2} + p(1 - r'_{2}) e_{2}^{-1} \right\} D_{2}^{-1}$$
(2.104)

$$H_{6} = \left\{ -(1-r_{2}') e_{2} + (p-r_{2}') e_{2}^{-1} \right\} D_{2}^{-1}$$
(2.105)

$$H_{7} = (1 - pr_{2}') e_{2} D_{2}^{-1}$$
(2.106)

$$H_{8} = -(p - r_{2}') e_{2}^{-1} D_{2}^{-1}$$
(2.107)

$$D_2 = (1 - pr'_2) e_2^2 - p(p - r'_2) e_2^{-2}$$
(2.108)

$$r'_{n} = r_{n} \exp\left(-2j k_{f} \ell_{n}\right)$$
 (2.109)

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

$$\varphi_n = \beta_m N_n L/2 \tag{2.111}$$

$$e_n = \exp\left(j\varphi_n\right) \tag{2.112}$$

 \mathcal{E} L τ , $Y_{01} = Z_{01}^{-1}$, $Y_{02} = Z_{02}^{-1}$ \mathcal{T} \mathfrak{F} \mathfrak{F}_{0}

次に図 2.9 で用いた IDT_1 , IDT_2 , R_2 を図 2.1 0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IDT₁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 2 Y_{02} で置換え,式(2.97)~(2.99)における $r'_1 & r'_3$ 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,電極指の電気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 κ_{11} , κ_{12} について

(i) 鈴木らの解析結果⁽²⁹⁾

鈴木らの解析によると, ҝ₁₁, ҝ₁₂は次のように求められる。

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

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

ただし,

$$\kappa_{11E}^{\prime} = \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v_f} \frac{j \,\omega \varepsilon \left(P_{-S} - P_{S}\right) + 2Y_{S} \left(\overline{P_{-S}} + \overline{P_{S}}\right) \sin\left(s \,\pi\right)}{j \,\omega \varepsilon \, P_{-S} + 2Y_{S} \,\overline{P}_{-S} \sin\left(s \,\pi\right)} \tag{A.2.3}$$

$$\kappa_{12E}^{\prime} = \frac{1}{2} \frac{\Delta v}{v_f} \frac{j \omega \varepsilon (P_{-S} P_1 - P_S) + 2Y_S (\overline{P_{-S}} P_1 + \overline{P_S}) \sin(s\pi)}{j \omega \varepsilon P_{-S} + 2Y_S \overline{P_{-S}} \sin(s\pi)} \frac{\phi_1^+(0) \phi_2(0)}{|\phi_1(0)|^2}$$
(A.2.4)

$$\kappa_{11M}' = \frac{1}{4} v_f \rho' \left\{ \left(1 - \frac{4\mu'}{v_f^2 \rho' \lambda' + 2\mu'} \right) \frac{|v_{12}(0)|^2}{P_R} + \left(1 - \frac{\mu'}{v_f^2 \rho'} \right) \frac{|v_{1y}(0)|^2}{P_R} + \frac{|v_{1x}(0)|^2}{P_R} \right\} \frac{2d}{L} h$$
(A.2.5)

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

$$P_{S} = P_{S} \left(\cos \frac{2d}{L} \pi \right)$$

$$\overline{P_{S}} = P_{S} \left(-\cos \frac{2d}{L} \pi \right)$$

$$(A.2.7)$$

$$s = k_f / 2k_0 \tag{A.2.8}$$

ここで, ϵ は基板の誘電率を表わし, ρ' は金属ストリップの密度, λ' , μ' 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, $\kappa'_{11E} k_f \geq \kappa'_{12E} k_f$ は金属ストリップの電気的摂動による項を表わし, $\kappa'_{11M} k_f \geq \kappa'_{12M} k_f$ は弾性的摂動による項を表わしている。

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 κ_{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



周 波 数 (MHz)

図A.2.2 IDT₁, IDT₂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:20μm,対数:10,膜厚:0.31μm
 グレーティングのストリップ周期:10μm,本数:1,000,膜厚:0.31μm
 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,

 $\left| \delta + \kappa_{11} \right| < \left| \kappa_{12} \right| \tag{A.2.9}$

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, ҝ₁₁と | ҝ₁₂ | を実験 的に求めることができる。

筆者らは,基板としてLiNbO3(128°回転Y板-X伝ぱん)とSTカット水晶,ストリ

ップ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 κ_{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, κ_{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。

LiNbO₃ 基板の場合:

$$\kappa_{11}' = \frac{0.006}{0.021} + 9.06 \times 10^{-2} \left(\frac{h}{L}\right)$$

$$(0.006:Y_s = 0)$$

$$(0.021:Y_s = \infty)$$

$$(A.2.10)$$

$$|\kappa'_{12}| = 7.7 \times 10^{-3} \pm 0.233 \left(\frac{h}{L}\right) \qquad (A.2.11) (A.2.11)$$

水晶基板の場合:

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

$$|\kappa'_{12}| = 6.25 \times 10^{-4} + 0.121 \left(\frac{h}{L}\right)$$
 (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, κ'_{12} の符号を知ることができないが,次章で述べる多対の I DT 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,LiNbO₃ 基板の場合も,水晶基板の場合 も κ'_{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 $\kappa'_{11} \geq \kappa'_{12}$ 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(LiNbO₃ 基板),図A.2.4(水 晶基板)に示す。LiNbO₃ 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, κ'_{12} はよく合っているが, κ'_{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 $\kappa'_{11},\kappa'_{12} \geq h/L \geq 0$ 関係(LiNbO₃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,⁽³³⁾ 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, ょ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 ょ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 κ_{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。

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。

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 内を伝ば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 LiNbO₃(128°回転Y板-X伝ばん)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。

$$Y = G_a + j \left(\omega_N C_S + B_a \right) \tag{3.1}$$

$$G_a = G_N \Gamma \frac{\sin^2 \varphi}{\varphi^2} \tag{3.2}$$

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

ただし,

$$\Gamma = \left| \frac{1+p}{e_0 + p e_0^{-1}} \right|^2 = \frac{2 - \delta' / \kappa_{12}}{2 (1 - \sin^2 \varphi) - \delta' / \kappa_{12}}$$
(3.4)

$$\varphi = \frac{NL}{2} \sqrt{\left(\delta + \kappa_{11}\right)^2 - \kappa_{12}^2} , \quad \delta' = \delta + \kappa_{11} + \kappa_{12} ,$$

$$\delta = k_f - k_0 = 2\pi \left(\frac{f}{v_f} - \frac{1}{L}\right) , \quad G_N = 2.8 \ 7 \ \omega N^2 C_S \ \frac{\Delta v}{v_f}$$
(3.5)

式(3.1)~(3.5)より,以下のことが導かれる。

先ず, $G_a \ge |B_a|$ 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, ωNC_s に比べて十分小さくなることから, $Y \simeq j \omega NC_s$ 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, $G_a \ge |B_a|$ 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 ωNCs に比べて小さい。従って,Yのサセプタンス分 $(\omega NCs + B_a)$ 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 , $\omega NC_s + B_a$ 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LiNbO₃(128°回転Y板-X伝ばん) を仮定している。本基板における表面波速度 v_f は4,000m/secであり,電気機械結合係 数 $2(\frac{Av}{v_f})$ 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 μ m,交さ幅を0.5mm,膜厚を0.30 μ m としている。この場合,周期摂動を考慮しなか った場合($\kappa_{11} = \kappa_{12} = 0$ とした場合)の中心周波数 f_0 は153.85MHz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,150.78MHz となる。 図中,実線は κ_{11} , κ_{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, κ_{11} は周期摂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: LiNbO3, 交さ幅: 0.5 mm)の入力アドミタンス



図 3.2 10対 I DT(基板: LiNbO₃, 交さ幅: 0.5 mm)の入力インピー ダンス・(κ₁₂ を考慮した場合と無視した場合はほとんど重って いる)

る。これに対し, κ_{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, φ 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 ωNCs よりも小さく, 従って,

 $\omega_{NCs} + B_{a}$ 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 ωNCs に比べて大きくなり,その結果, $\omega NCs + B_a < 0$ (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 I DT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。 $G_{a} \geq B_{a}$ 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 射の効果が極めて大きく, 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, $f_{r_1} f_a$ 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。先ず, 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, fr 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,frからfa にかけてGa が波を打つているが,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 の谷に当っていることから, $\omega NCs + B_a \ge G_a$ 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,faがGaの山に当っ 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,fa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,fa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,fa がストップ・バンドの外にあって,この点 における φ 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

-36-



の入力アドミタンス







図 3.4 300対 IDT (基板: LiNbO₃, 交さ幅: 0.5mm) の入力インピーダンス

がストップ・バンドの中に入る場合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 μ m、交さ幅を0.3 mm、膜厚を0.35 μ 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 m/sec であり、結合係数 $2\left(\frac{\Delta v}{v_{f}}\right)$ は 0.00116 である。従って、本 IDTの場合 f_{0} =157.9 MHz となる。また、 $\kappa_{11}^{\prime}=3.6 \times 10^{-3}$ 、 $\kappa_{12}^{\prime}=2.9 \times 10^{-3}$ であることから、 $f_{s}=157.4$ 3 MHz となる。

本 I DT の場合,300対 I DT (LiNbO₃ 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 I DT (LiNbO₃ 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 φ 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: 0.3mm)の入力インピーダンス

周期摂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(LiNbO₃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LiNbO₃のそれに比べて約1/50と小さく,その結果($\Delta v/v_f$)が κ'_{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 , κ_{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。

$$f_{\tau} \simeq f_{SL} - f_0 \left(8N^2 \kappa_{12}' \right)^{-1} \tag{3.6}$$

$$f_{a} \simeq f_{SL} + f_{0} \left(\frac{8}{\pi^{2}} \right) \left(\frac{\Delta v}{v_{f}} \right) \left\{ 1 - \frac{1}{2\pi N \kappa_{12}^{\prime}} \sqrt{\frac{\pi^{2} \kappa_{12}^{\prime}}{4 \left(\frac{\Delta v}{v_{f}} \right)}} - 1} \right\}$$
(3.7)

$$G_{ar} \simeq G_N \left(8N \kappa_{12}' / \pi \right)^2$$
 (3.8)

ただし,

$$f_{SL} = f_0 \left(1 - \kappa_{11}' - \kappa_{12}' \right) \tag{3.9}$$

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,

$$\frac{\Delta f}{f_r} \triangleq \frac{f_a - f_r}{f_r} \simeq \frac{8}{\pi^2} \frac{\Delta v}{v_f}$$
(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,周期摂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,

$$f_{SH} = f_{SL} + 2\kappa_{12}' f_0 \tag{3.11}$$

で与えられるが,これと式(3.10)より,

$$\frac{8}{\pi^2} \frac{\Delta v}{v_f} < 2 \kappa_{12}' \tag{3.12}$$

の場合, fa 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。

$$Q_{\tau} \simeq 4 \pi N (N \kappa_{12}')^2 \tag{3.13}$$

$$Q_{a} \simeq \frac{\pi^{3} N \kappa_{12}'}{8 (\Delta v / v_{f})} \qquad \left(\frac{8}{\pi^{2}} \frac{\Delta v}{v_{f}} < 2 \kappa_{12}' \mathcal{O}$$
場合 $\right)$ (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 $G_{a,Ba}$ 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 *Arad*(*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(LiNbO₃ 基板)又は 1.500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・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(50Ω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) LiNbO₃基板上の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 值



図 3.9 300対 IDT(基板: LiNbO3, 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 $4f/f_r$ を求めると,0.023となるが,この値は,式(3.10)に 2($4v/v_f$)=0.055(LiNbO₃ 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21dBの阻止滅衰量が得られていること, f_a より ±2MHz以上離れた周波数においては損失は1dB 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 0.2dB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 ωNCs 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 Ω)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,最大滅衰点より3dB 上昇している周波 数間の間隔は75kHz 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。^(14,64) 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, df/f_r は大体 0.023でほとんど変 化しなかった。交さ幅を1mm,2mmとした場合についても実験を行ったが, Q_a 及び df/f_r は,0.5mm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

先ず,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 df/f_r を求めると 0.00042となるが,これは,式(3.10)に2(dv/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

-46-







(600対IDTを用いた場合)

値(Qa)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, ・が測定値であり, 破線は式



18 -

(3.14)にもとずく計算値である。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,LiNbO₃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 $A_{rad}(2)$, $A'_{rad}(2)$), 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Qn(n=1~5)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

$$\frac{1}{Q_{total}} = \Sigma \frac{1}{Q_n} \tag{3.15}$$

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⁽³⁶⁾,図 3.14に,水晶基板とLiNbO₃基板における $Q_1 \ge Q_{12}(Q_{12}^{-1} = Q_1^{-1} + Q_2^{-1})$ 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, LiNbO₃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。先ず,図 3.9,3.10 に示した 300対 I DT(LiNbO₃ 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,Q₁₂は約 80,000 であり,Q₃(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 3.1 4 Q₁, Q₁₂と周波数の関係

 $----: Q_1$ $----: Q_1$

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,Q₁₂は約30,000であり,Q₃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,Q₁ (真空中)あるいはQ₁₂ (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。



図 3.15 反射器付多对 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気的に浮かせる,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

$$r = \frac{2j p \sin 2\varphi}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}}$$
(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 μ m(もとの電極指周期は20 μ m),ストリップ膜厚は0.30 μ 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- π となっている。



-----: 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(316)の中のp, e_0 , φ を定める係数 κ_{11} と κ_{12} の値(電気的摂動による 項の値)が異なる。但し,基板が水晶の場合には,電気的摂動よりも弾性的摂動の方が非 常に大きくなることから, κ_{11} , κ_{12} の値は,ほとんど弾性的摂動によって決まる。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 κ_{11} , κ_{12} の 差は小さく,⁶²⁰ 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 μ 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。



図 3.20 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

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(Qa) 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=700~900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ー形の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。を求めると,次のようになる。

$$Y_e = G_e + j \left(\omega C_0 + B_e \right) \tag{3.17}$$

ただし,

$$G_{e} = \frac{R}{R^{2} + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^{2}}$$

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

-58-

$$f_{e\tau} \simeq \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} \tag{3.20}$$

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

$$Q_e \simeq \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3.22}$$

さて,ここで,式(3.17)~(3.19)を(3.1)~(3.5)と比較し, $Y \ge Y_e$ 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, $Y \ge$ 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_o 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

$$C_0 = NC_S \tag{3.23}$$

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

$$\frac{C}{2C_0} \simeq \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{4v}{v_f}\right) \tag{3.25}$$

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。

$$L = \frac{1}{C} \frac{1}{4\pi^2 f_0^2 \left\{ 1 - \kappa_{11}' - \kappa_{12}' - (8N^2 \kappa_{12}')^{-1} \right\}^2}$$
(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Qr を用いて

$$R = \frac{1}{Q_{\tau}} \sqrt{\frac{L}{C}}$$
(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Qa を用いて

$$R = \frac{1}{Q_a} \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3.28}$$

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(Ga 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に若干大きな差が見られるが,全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 (続)

3.4.2 キャビティー形共振器との比較

Staples⁽¹⁹⁾が最初に10,000 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ーを構成し,その中に対数の



図3.25 1端子対共振器(キャビティー型)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 Ash⁶⁷⁷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,キャビティーの中に 入れると,キャビティの共振点 for 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。⁸⁸

$$C_0 = N_C C_S$$
 (3.29)

$$\frac{C}{2C_0} = \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{\Delta v}{v_f}\right) \frac{N_C L_C}{\ell_C}$$
(3.30)

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

$$R = \frac{1}{Q_C} \sqrt{\frac{L}{C}} \tag{3.32}$$

ただし,

$$Q_{C} = \frac{2\pi \ell_{C}}{\lambda_{C} (1 - |r_{C}|^{2})}$$
(3.33)







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, λ_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 3.2 5 に示した少対 IDT を用いたキャビティー形共振器の構造は,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 し、少対 IDT を用いた共振器の間の差異としては,静電容量 C。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。に現われている。すなわち,式(3.25)と(3.30)を

-64-

比較すると,式(3.30)の $C/2C_0$ は,式(3.25)のそれの $NcLc/\ell c$ 倍となっているが, この $NcLc/\ell c$ 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(LiNbO3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。

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パーサル・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^{(11),(12)}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,3 dB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。 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。
4.2.1 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滅衰量は20dB 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αは次式で与えられる。

$$\alpha = 2 \ 0 \ \log_{10} \left| \frac{Z + 2 Z_0}{2 Z_0} \right| \qquad (dB)$$
(4.1)

ここで, ZはIDT の入力インピーダンスであり, Z₀(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6dB 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αは

$$\alpha = 2 \ 0 \ \log_{10} \left| \frac{1}{2} \left(\frac{Z}{Z_0} + 1 \right) \left(\frac{Z}{Z_0} + 1 \right) + \frac{1}{2} \right| \qquad (dB) \qquad (4.2)$$

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

 θ 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 I DT の基板: LiNbO₃(Y板-Z伝ぱん),電極指周期 : 31.2 μ m,交さ幅: 1 mm,対数: 234)の伝送特性であり,(b)は(a)の回路を約45 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 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 NCs 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 NCs)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。⁽³⁹⁾

$$C_{1} = 4NC_{S} \qquad (F)$$

$$L_{1} = 2NC_{S} \qquad (H) \qquad (4.3)$$

$$L_{2} = NC_{S} \qquad (H)$$



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。先ず,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20dB 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(LiNbO3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,LiNbO₃(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。

-71-

阻止域中心周波数 fc : 153.45 MHz

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

通過域の損失: 数 dB 以下

通過域の損失変動: 20 MHz ~ f_c - 1.5 MHz 及び f_c + 1.5 MHz ~ 200 MHz におい

て1 dB以下

 $f_c - 1.5 \text{ MHz} \sim f_c - 0.5 \text{ MHz} \not\boxtimes \mathcal{O} f_c + 0.5 \text{ MHz} \sim f_c + 1.5 \text{ MHz}$

において3dB以下

不整合減衰量(反響減衰量): 25dB以上

(jj) フィルタの構成

本フィルタは、75dBという大きな阻止減衰量をある程度の帯域幅(30kHz)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 30kHz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 50kHz 以上の帯域において1段当り20dB 前 後の減衰量を確保できることが判明していたLiNbO₃基板上のIDTを用いた。IDT の電極指周期は、反共振周波数を153.45MHzとするために26 μ mとし、膜厚は0.3 μ m とした。また、対数は250前後で、Ga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1mm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20dB 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, 6×4×4 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 I DT 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 1 5 3.5 0 MHz であり,設定値より 0.0 5 MHz 高くなっている。阻止減衰量は 6 0 kHz (帯域比 0.0 4 %)の帯域において 8 0 dB以上とれており,通過域の損失は f_c を中心とする 1 0 MHz の帯域を除く 0 ~ 3 0 0 MHz の範囲において 1 dB以下,上記 1 0 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(153.45MHz)と測定値(153.50MHz)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次の全通過回路(橋絡T型回路は2次の全通過回 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,0~200MHz における不整合減衰量は約20dBであり,目標値(25dB)より5dB 少ないことがわかる。

図 4.1 2 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℃から80℃ までの平均 で約-72.3 ppm/℃である。この値は,LiNbO₃ 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℃から80℃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



雑音負荷試験用帯域阻止フィルタの要求値との比較





図 4.11 4 段帯域阻止フィルタの不整合減衰量



図 4.12 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:154 MHz

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,LiNbO3 基板を用いていることから,図4.12 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 0.5 mm, 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、35cm 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20dB 前後であった。3段構成としたのは、一応、50dB 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次の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。0~200MHz 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℃から80℃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℃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℃ 付近に頂点を持つ2次曲線であるが,図4.1 6の曲線はそれか ら全体的に20℃ 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10MHz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10MHz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 止滅衰量が小さく,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よ 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,

-78-





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,

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 C₁の大きさは, IDT の 静電容量 NCs 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。先ず,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 C₁ 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 20.6 μ m, 交さ幅は 0.5 mm, 膜厚は 0.2 5 μ 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 1 5 3.0 MHz であり, f_c における挿 入損失は 1.5 dB, 3 dB低下帯域幅は 60 kHz (帯域比 0.04 %),帯域外の実効減衰量は 0~200 MHz において 20 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段縦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 ~ 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 0.0 28 %),帯域 外の実効減衰量は中心付近の 1 MHz の帯域を除く 0 ~ 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, *4f*r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





 \prec

棰

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 I DT 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 I DT 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153MHzを中心とする60 kHz(帯域 比0.04%)の帯域において80dB以上,通過域の損失が0~300MHz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。 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。⁽⁴⁰⁾

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,Z₀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。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 ψ/ψ)⁴の形の伝送特性を示す。ここで、 ψ 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 いビ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。

$$V_{L} = \frac{S_{13}^{2} \exp(-jk_{f}\ell_{1})}{2\left\{1 - S_{11}^{2} \exp(-2jk_{f}\ell_{1})\right\}} E$$
(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 I DT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。

$$S_{11} = \frac{-g_a^2}{Y_0 + Y} + \frac{2j p \sin 2\varphi}{e_0^2 - p^2 e_0^{-2}}$$
(5.2)
$$S_{13} = -j \frac{\sqrt{2Y_0} g_a}{Y_0 + Y}$$
(5.3)

ただし, $Y_0 = 1/Z_0$ (5.4)

$$Y = |g_a|^2 + j (\omega N C_s + B_a)$$
 (5.5)

$$g_{a} = \sqrt{G_{N}} \left(\frac{1+p}{e_{o}+pe_{o}^{-1}} \frac{\sin \varphi}{\varphi} \right)$$
(5.6)

$$B_{a} = \frac{2G_{N}}{NL\delta'} \left\{ \left| \frac{1+p}{e_{0}+pe_{0}^{-1}} \right|^{2} \frac{\sin 2\varphi}{2\varphi} - 1 \right\}$$
(5.7)

式(5.1)はファブリ・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 PL は次のように求められる。

$$P_{L} = \frac{|S_{13}|^{4}}{4|1-S_{11}^{2} \exp(-2jk_{f}\ell_{1})|^{2}} \cdot Y_{0} \cdot |E|^{2}$$
(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。

$$\frac{P_L}{P_{\text{max}}} = \frac{|S_{13}|^4}{|1 - S_{11}^2 \exp(-2jk_f \ell_1)|^2}$$
(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 | κ'_{12} | ≪1 となる程度に少ない場合には, g_a は大体 (sin ψ/ψ)の形の周波数特性を示す。そして,IDT のアドミタンスYが Y₀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, $P_L/P_{\max} \simeq |S_{13}|^4 \propto |g_a|^4$ となる。従って, P_L/P_{\max} は(sin ψ/ψ)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, κ_{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

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パーサル・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カット木 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(-10log₁₀ (P_L/P_{max}))の計算値である。いずれも,電極指周期は 20 µm,交さ幅は0.3 mm, 膜厚は0.35 µmである。また,IDT間の間隔 ℓ_1 は電極指周期長の1/2 (10 µm)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 $\leq s_{11}$ はストップ・バンドの両端付近において0又はπ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・ バンドの下端周波数付近にある。従って,今の場合,ストップ・パ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 κ_{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 κ_{12} の効果は小さく,ほぼ(sin ψ/ψ)*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 κ_{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3dBと小さく,3dB低下帯域幅は約60kHz(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。

-90-





交さ幅: 0.3 mm

-----: * 12を考慮 , ----: * 12を無視



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, *PL*/*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 ℓ₁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・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。

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



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 1 5 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 6 6 kHz(帯域比 0.0 4 2 %)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 5 0 dB以上である。尚,250 MHz 付近と 2 9 0 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 2 0 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10MHz 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25dB以上であるが,これについては約5dB 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 0.3 mm 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



相対周波数 $f-f_s(f_s=157.4)$ (MHz)

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



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



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 0.0 5 1 %) 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 0.0 3 3 %) 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,前者の方が最小捜入損失は 0.7 dB



-99-

小さく,3dB帯域幅は14kHz狭い。

次に,図 5.12は交さ幅が 0.2 mm で対数が 4 00 の I DT を並べた回路の挿入損失であ り,図 5.13 はこれに 2 00 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が小さいのは,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 5 2 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 4 5 kHz (帯域比 0.0 2 9 %)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。





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端子対共振器を電気的 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 7.5 dB,3 dB低下帯域幅は50kHz(帯域比 0.032%),50 dB低下帯域幅は 0.26 MHz



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0~250MHzの範囲にお いて70dB 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(LiNbO3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。

-104-

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厚く御礼申 し上げます。 IEEE Trans. Microwave Theory Tech. (Special Issue on Microwave Acoustics), MTT-17, 11, (1969,11)

献

文

- (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, <u>60</u>, 10, p.1128, (1977,10)
- (6) H.E.Kallman : "Transversal filter," Proc. IRE, <u>28</u>, 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 八鍬,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, <u>25</u>,
 1, p.201, (1976)
- (1) 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: "弹性表面波機能素子," 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)
- Y.Koyamada, F.Ishihara and S.Yoshikawa: "Narrow band filters employing surface acoustic wave resonators," Proc. IEEE, <u>64</u>, 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, <u>64</u>, 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)
- (2) 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), <u>60-A</u>, 9, p.805, (1977,9)
- 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 cicuit 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., <u>48</u>, 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, <u>SU-19</u>, 3, p.368, (1972,7)
- 20 P.R.Emtage: "Self-consistant 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)

-107 -

- (28) 鈴木,清水: "電気的及び弾性的摂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)
- 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)
- 60 K.Shibayama, K.Yamanouchi, H.Sato and T.Meguro: "Optimum cut for rotated Y-cut LiNbO₃ crystal used as the substrate of acoustic surface wave filters," Proc. IEEE, 64, 5, p.595, (1976,5)
- β) M.B.Schurz, B.J.Matsinger and M.G.Holland: "Temperature dependence of surface acoustic wave velocity on α-quartz," J.Appl. Phys., <u>41</u>, 1, p.1, (1970,1)
- (2) 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)
- \$3 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)
- (4) 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)
- (5) 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)
- (36) 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)
- 87 E.A.Ash: "Surface wave grating reflectors and resonators," IEEE Symp. Microwave Theory and Techniques, (1970,5)
- 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)
- (39) 渡辺:伝送回路網の理論と設計, オーム社, (1968)
- 40 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)