

圧電セラミックスを用いた
周波数制御用共振子に関する研究

平成元年 8 月

藤 島 啓

圧電セラミックスを用いた周波数制御用共振子に関する研究

藤 島 啓

第1章 序論

第2章 圧電型共振子の基礎理論

- 2-1. 緒言
- 2-2. 圧電基本式
- 2-3. 電気機械結合係数
- 2-4. 圧電型共振子の等価回路
- 2-5. 機械的損失
- 2-6. 角板の長辺振動
- 2-7. 円板の拡がり振動
- 2-8. エネルギー閉じ込め振動
- 2-9. 表面波振動
- 2-10. 共振子の測定
- 2-11. まとめ

第3章 圧電セラミックス材料の製法と特性

- 3-1. 緒言
- 3-2. 拡がり振動用圧電セラミックス
- 3-3. エネルギー閉じ込め振動用圧電セラミックス
- 3-4. ZnO 薄膜圧電セラミックス
- 3-5. 金属基板ZnO 薄膜共振子
- 3-6. まとめ

DOC
1989
23
電気系

第4章 圧電セラミック共振子を用いた発振回路

- 4-1. 緒言
- 4-2. 発振回路の解析
- 4-3. 安定発振領域
- 4-4. モノリシック型共振子
- 4-5. 立ち上がり時間
- 4-6. 周波数調整
- 4-7. まとめ

第5章 圧電セラミック共振子のパッケージと信頼性

- 5-1. 緒言
- 5-2. 拡がり振動型共振子
- 5-3. エネルギー閉じ込め型共振子
- 5-4. ZnO 薄膜金属共振子
- 5-5. 信頼性
- 5-6. まとめ

第6章 結論

第1章 序論

エレクトロニクスの発展とともに、周波数の安定な発振器を作る技術も急速に進歩してきた。図1.1⁽¹⁾は人類が過去1,000年間に時間測定の精度を上げてきた歴史を示し、図1.2は最近50年間の各種の発振器が開発され、実用されてきた歴史を示したものである。図1.2に記されたように発振器の安定度は利用する周波数制御用共振子の安定度で決まり、ますます高い安定度の発振器を作る技術は今後も無限に発展してゆく。

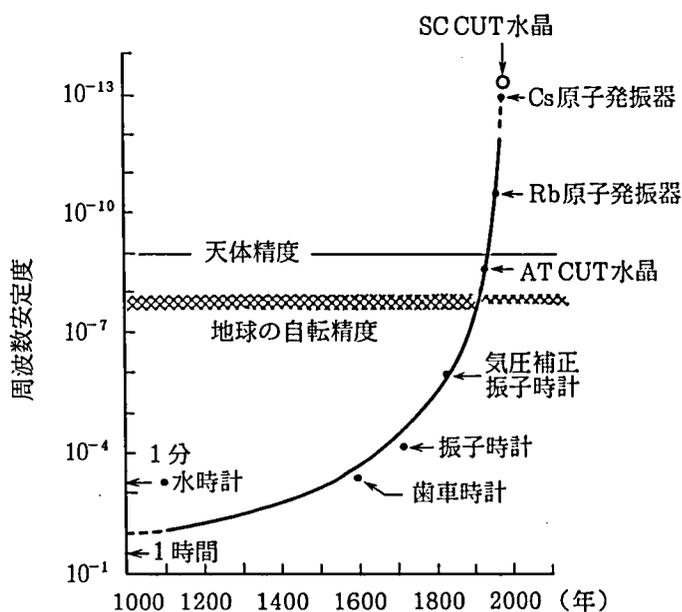


図 1.1 時間精度の歴史

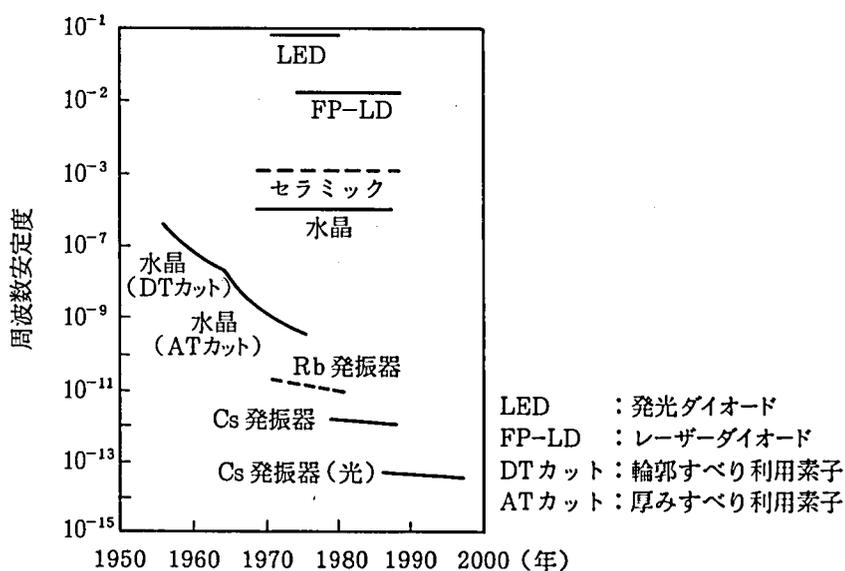


図 1.2 通信用発振器周波数安定技術の発展

しかし実際の使用条件としては、必ずしも常に最高の周波数安定度を要求するわけではなく、また安定度が高い程、大型で高価になるので、実用的ではなくなるのが普通である。したがって実用性から見ると、逆に周波数安定度の低い発振器の方が広く使われる傾向にある。すなわち原理的には少しでも高い周波数安定度の発振器を、実際的には少しでも小型に安く作ろうとする両極端を求めてゆくのが、最近の発振器開発の傾向である。

1880年にP. Curie が発見した圧電現象は、新しい圧電材料の開発とともに広くエレクトロニクスに利用されてきた。特に水晶は図1.1 および図1.2 のように古くから周波数制御用共振子として使われ、DTカットおよびATカットなど、振動モードの解析と温度特性の改善が進められた。この中で最も広く使われているものは、ATカットの 10^{-6} の安定度のもので、1970年頃より現在迄、各種の通信用発振器に使われてきた。³⁾

チタン酸バリウムは1942年に日、米、ソ、で発見された⁴⁾新しい材料であるが、その強誘電特性の研究から圧電特性が確認され、メカニカルフィルタに応用されてから、いわゆるエレクトロメカニカルデバイスとしての発展が始まった。

筆者は京大名誉教授の田中哲郎研究室に在学中から、このチタン酸バリウムに異常な興味を持ち、その後1954年に米国で発見されたチタン酸ジルコン酸鉛 (PZT)⁵⁾ を含めて、一貫してこれら圧電セラミックスのエレクトロニクスへの応用を考え、特に圧電セラミックス自身の共振特性を利用した周波数制御素子の開発を進めてきた。⁶⁾

水晶が単結晶であるのに対し、チタン酸ジルコン酸鉛 (PZT) は多結晶で、いわゆる粒子構造である。したがって圧電材料としては、特に高周波において機械的損失が大きくなり、温度特性も悪く、安定な発振器には適しない材料と考えられていた。また水晶の誘電率が約 4.5の値に対し、PZTのそれは約 400と極めて大きいので、共振子とした場合のインピーダンスが低過ぎてIC回路とインピーダンスマッチングがとれず、水晶発振器のような使い方は出来ないとされていた。⁷⁾

しかし最近の電卓やパソコンに代表される民生用デジタル機器のマイクロプロセッサ一用クロック発振器には、機器の要求性能から周波数安定度としては、 10^{-5} 程度あれば充分で、むしろ早い立ちあげ時間と小型、低価格が要求されるようになった。その結果図1.2 に示したように、1980年頃より圧電セラミックスを用いた発振器が広く実用されるようになった。

本研究ではこうした情勢に鑑み、圧電共振子の基礎理論から、これを用いた発振回路の解析により、圧電セラミックスを用いた周波数制御回路の安定発振条件を求め、実際にPZT系圧電セラミック共振子を量産する方法を開発し、2種類のパッケージにより過去10年間に累積生産量約30億個におよぶ量産をした結果にもとづいて、最近3年間に実際の市場で出た不良品のフィールドデータと、強制加速試験により推定した信頼性のデータから、その実用性を明らかにしたものである。⁸⁾

また新しく開発したZnO 圧電薄膜の製法^{9) 10) 11)}についても報告し、エリンバー金属板上に薄膜を形成することにより、32.768KHZ と3.58MHzのバルク波型共振子を試作した結果、このような構造によってもPZT系圧電セラミックスと同様に安定な周波数制御共振子を作り得ることを明らかにした。¹²⁾

本論文は全6章から成っており、その構成を以下に述べる。

第1章は序論で、この研究の背景と位置付けについて述べる。

第2章は圧電型共振子の基礎理論について考察し、各種材料定数の意味と、本研究に用いる各種振動モードについて理論的に解析し、実際に共振子として使われている周波数範囲を明らかにし、材料定数の測定法について詳述している。

第3章は圧電セラミックス材料の製法とその特性について述べ、特にPZT系圧電セラミックスは拡がり振動モードを用いる場合と、エネルギーとじ込め振動モードを用いる場合とについて述べ、またZnO 薄膜圧電セラミックスの製法と特性について述べている。

第4章は圧電型共振子の発振回路について解析し、特に圧電セラミック共振子を用いた場合、その負荷容量により決まる安定発振領域を理論的に求め、立ち上がり時間について水晶発振器と比較し、また周波数調節のための実際的な方法について検討している。

第5章は量産可能な2種類のパッケージについて報告し、強制加速劣化テストにより推定した信頼性と、1983年から1986年迄に世界中で実用された場合の不良率(フィールドデータ)とを比較して、最近の半導体ICに匹敵する高い信頼性を有することを報告する。

第6章では各章で得られた研究成果を総括して、本研究の結論を述べる。

参考文献 (第1章)

- 1) A. Ballato: Frequency and Time Sources-Past, Present and Future, J. J. A. P. Vol. 24 Suppl. p. 11(1984)
- 2) 山村 昌: 電気学会100年の回顧と展望、電気学会誌No.9, P.745 (1988)
- 3) 藤島 啓: 第17回EMシンポジウム予稿、P.67 (1988)
- 4) 田中哲郎: チタン酸バリウムとその応用、P.1、オーム文庫
- 5) B. Jaffe : Piezoelectric properties of lead zirconate lead titanate solid-solution ceramics, J. A. P. 25, P. 809 (1954)
- 6) 藤島 啓: チタバリ40年、日本音響学会誌、43-9, P.704 (1987)
- 7) 田中哲郎, 岡崎清, 一ノ瀬昇: 圧電セラミック材料, P.181, 学献社
- 8) 野口誠, 宮森正成, 武田一伯: セラミックフィルタおよびレゾネータの信頼性、電子情報通信学会専門委、R86-66 (1987)
- 9) 川端昭, 塩崎忠, 藤島啓, 石山秀樹, 井上純, 家木英治: ZnO 薄膜によるテレビ用弾性表面波フィルタ、電子通信学会専門委、US75-58 (1976)
- 10) T. Shiozaki: High-speed Fabrication of high-quality sputtered ZnO thin films for bulk and surface wave applications, Proc. U. S. p. 100(1978)
- 11) S. Fujishima: An overview of Japanese manufacturing of SAW devices, IEEE MTT-S Digest, P. 561 (1986)
- 12) S. Fujishima, T. Kasanami, T. Nakamura, I. Matsumoto: MHz VCO resonators with ZnO/Elinvar structure, Proc. 5th U. S. E. P. 133 (1984)

第2章 圧電型共振子の基礎理論

2-1. 緒言

2-2. 圧電基本式

2-3. 電気機械結合係数

2-4. 圧電型共振子の等価回路定数

2-5. 機械的損失

2-6. 角板の長辺振動

2-7. 円板の拡がり振動

2-8. エネルギー閉じ込め振動

2-9. 表面波振動

2-10. 共振子の測定

2-11. まとめ

第2章 圧電型共振子の基礎理論

2-1. 緒言

圧電型共振子は圧電体の圧電現象により、電氣的に駆動した場合の圧電体の機械的な共振特性を利用して、これを電気回路素子と同様に使うものである。

この場合の機械特性を電気特性に変換する理論的な考察は、既に古くから進められほぼ完成されているが、たとえば電気機械結合係数など、未だ種々の定義が提案されていて、必ずしも完全には解明されていない。

本章では圧電セラミックスを用いた周波数制御素子を電子回路に利用する場合に必要な基本式を整理し、等価回路の考え方を明らかにし、その等価回路定数の測定法についても検討を加える。

2-2. 圧電基本式

物質に応力 T を加えたとき電気変位 D が生じ、 $D = d T$ (d : 圧電定数) で表される。これを正圧電効果という。逆に物質の電極間に電界 E を加えると物質に歪み S が生じ、 $S = d E$ で表される。これを逆圧電効果と言い、この現象が生じる物質を圧電体という。

圧電セラミックスはこの効果を表す d 定数が極めて大きい圧電体で、その振動を解析する基本式は Tiersten¹⁾、尾上²⁾ 池田³⁾ 等により既に解明されている。

すなわち圧電現象は電気系と力学系のエネルギーが温度変化なしに結合した現象で、力学系の変数には歪み S_{ij} と応力 T_{ij} があり、いずれも 2 階のテンソルである。したがって S_{ij} は次式で表される。

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

ここに u_i, u_j は変位 (ベクトル) で、歪みと応力の間には次の弾性的な関係がある。

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl}, \quad S_{ij} = s_{ijkl} T_{kl} \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

ここに c, s はそれぞれ弾性スチフネス定数および弾性コンプライアンス定数で 4 階のテンソルである。

電気系の変数には電気変位 D_i と電界 E_i がある。 D_i, E_i はベクトルで、

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j, \quad E_i = \beta_{ij} D_j \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

で表され、誘電率 ϵ_{ij} 、逆誘電率 β_{ij} は 2 階のテンソルである。

したがって力学系と電気系を含んだ自由エネルギー F は次式で表される。

$$F = \frac{1}{2} s_{ijkl} T_{ij} T_{kl} + d_{mij} T_{ij} E_m + \frac{1}{2} \epsilon_{mn} E_m E_n \quad \dots\dots (2.4)$$

全微分は

$$\partial F = S_{ij} \partial T_{ij} + D_n \partial E_n$$

であるから微分式

$$S_{ij} = \left(\frac{\partial F}{\partial T_{ij}} \right)_E, \quad D_n = \left(\frac{\partial F}{\partial E_n} \right)_T \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

から次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} S_{ij} &= s_{ijkl} E_{kl} + d_{mij} E_m \\ D_n &= d_{nkl} T_{kl} + \epsilon_{nm} E_m \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.6)$$

これを圧電基本式といい、圧電定数の d をとって d 形式と呼ばれる。

普通テンソルのインデックス i と j が交換可能なときには、ij の代わりに $\lambda=1\sim 6$ を用い、11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 \rightarrow 4, 31 \rightarrow 5, 12 \rightarrow 6, のように略記する。すなわち λ を工学的インデックスとすると次のような表 2.1 が使われ、式を簡単に記述出来る。

表 2.1 工学的インデックス

j i \	1	2	3
1	1	6	5
2	6	2	4
3	5	4	3

(2.6) の圧電基本式は更に使いやすいように変形されて、以下の e 形式、g 形式、h 形式のようにも表される。

$$\left. \begin{aligned} T &= c^B S - e E \\ D &= e S + \epsilon^S E \end{aligned} \right\} \text{e 形式} \dots\dots\dots (2.7)$$

$$\left. \begin{aligned} S &= s^D T + g D \\ E &= -g T + \beta^T D \end{aligned} \right\} \text{g 形式} \dots\dots\dots (2.8)$$

$$\left. \begin{aligned} T &= c^D S - h D \\ E &= -h S + \beta^S D \end{aligned} \right\} \text{h 形式} \dots\dots\dots (2.9)$$

これらの定数の定義と、それぞれの間には表 2.2 の関係がある。

表 2.2 各定数の関係

コンプライア ンス	$s^E = (S/T)_{E=0} = 1/c^E$ $s^D = (S/T)_{D=0} = 1/c^D$
スティフネス	$c^E = (T/S)_{E=0} = 1/s^E$ $c^D = (T/S)_{D=0} = 1/s^D$
誘電率	$\epsilon^T = (D/E)_{T=0} = 1/\beta^T$ $\epsilon^S = (D/E)_{S=0} = 1/\beta^S$
逆誘電率	$\beta^T = (E/D)_{T=0} = 1/\epsilon^T$ $\beta^S = (E/D)_{S=0} = 1/\epsilon^S$
圧電歪定数	$d = (S/E)_{T=0} = (D/T)_{E=0} = s^E \epsilon - \epsilon^T g$ $g = (S/D)_{T=0} = -(E/T)_{D=0} = h s^D - \beta^T d$
圧電応力定数	$\epsilon = -(T/E)_{S=0} = (D/S)_{E=0} = c^E d - \epsilon^S h$ $h = -(T/D)_{S=0} = -(E/S)_{D=0} = c^D g - \beta^S \epsilon$

このようにして求めた実際に使用する計算式が表 2.3 および表 2.4 である。但し両表の下部の欄に示した電気機械結合係数 k については次節で述べる。

表 2.3 各材料定数の計算式

d 形 式	e 形 式
$s_{11}^E = \frac{c_{11}^E c_{33}^E - c_{13}^{E2}}{(c_{11}^E - c_{12}^E)(c_{33}^E(c_{11}^E + c_{12}^E) - 2c_{13}^{E2})}$	$c_{11}^E = \frac{s_{11}^E s_{33}^E - s_{13}^{E2}}{(s_{11}^E - s_{12}^E)(s_{33}^E(s_{11}^E + s_{12}^E) - 2s_{13}^{E2})}$
$s_{12}^E = \frac{-(c_{12}^E c_{33}^E - c_{13}^{E2})}{(c_{11}^E - c_{12}^E)(c_{33}^E(c_{11}^E + c_{12}^E) - 2c_{13}^{E2})}$	$c_{12}^E = \frac{-(s_{12}^E s_{33}^E - s_{13}^{E2})}{(s_{11}^E - s_{12}^E)(s_{33}^E(s_{11}^E + s_{12}^E) - 2s_{13}^{E2})}$
$s_{13}^E = \frac{-c_{13}^E}{c_{33}^E(c_{11}^E + c_{12}^E) - 2c_{13}^{E2}}$	$c_{13}^E = \frac{-s_{13}^E}{s_{33}^E(s_{11}^E + s_{12}^E) - 2s_{13}^{E2}}$
$s_{33}^E = \frac{c_{11}^E + c_{12}^E}{c_{33}^E(c_{11}^E + c_{12}^E) - 2c_{13}^{E2}}$	$c_{33}^E = \frac{s_{11}^E + s_{12}^E}{s_{33}^E(s_{11}^E + s_{12}^E) - 2s_{13}^{E2}}$
$s_{44}^E = \frac{1}{c_{44}^E}$	$c_{44}^E = \frac{1}{s_{44}^E}$
$s_{66}^E = \frac{1}{c_{66}^E}$	$c_{66}^E = \frac{1}{s_{66}^E}$
$d_{31} = e_{31}(s_{11}^E + s_{12}^E) + e_{33}s_{33}^E$	$e_{31} = d_{31}(c_{11}^E + c_{12}^E) + d_{33}c_{33}^E$
$d_{33} = 2e_{31}s_{13}^E + e_{33}s_{33}^E$	$e_{33} = 2d_{31}c_{13}^E + d_{33}c_{33}^E$
$d_{15} = e_{15}s_{44}^E$	$e_{15} = d_{15}c_{44}^E$
$e_{11}^T = e_{11}^S + e_{15}^2 s_{44}^E$	$e_{11}^S = e_{11}^T - d_{15}^2 c_{44}^E$
$e_{33}^T = e_{33}^S + 2d_{31}e_{31} + d_{33}e_{33}$	$e_{33}^S = e_{33}^T - 2d_{31}e_{31} - d_{33}e_{33}$
$k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{e_{33}^T \cdot s_{11}^E}} = \sqrt{1 - \frac{s_{11}^D}{s_{11}^E}}$	$k_t = \frac{e_{33}}{\sqrt{e_{33}^S \cdot c_{33}^D}} = \sqrt{1 - \frac{c_{33}^E}{c_{33}^D}}$
$k_r = \frac{\sqrt{2} \cdot d_{31}}{\sqrt{e_{33}^T (s_{11}^E + s_{12}^E)}} = \sqrt{1 - \frac{e_{33}^S \cdot c_{33}^D}{e_{33}^T \cdot c_{33}^E}}$	$k_{15} = \frac{e_{15}}{\sqrt{e_{11}^S \cdot c_{44}^D}}$
$k_{33} = \frac{d_{33}}{\sqrt{e_{33}^T \cdot s_{33}^E}} = \sqrt{1 - \frac{s_{33}^D}{s_{33}^E}}$	
$k_{15} = \frac{d_{15}}{\sqrt{e_{11}^T \cdot s_{44}^E}} = \sqrt{1 - \frac{e_{11}^S}{e_{11}^T}} \cdot \sqrt{1 - \frac{s_{44}^D}{s_{44}^E}} = \sqrt{1 - \frac{c_{44}^E}{c_{44}^D}}$	

表 2.4 各材料定数の計算式

g 形 式	h 形 式
$s_{11}^D = s_{11}^E - d_{31} g_{31}$ $s_{12}^D = s_{12}^E - d_{31} g_{31}$ $s_{13}^D = s_{13}^E - d_{31} g_{33}$ $s_{33}^D = s_{33}^E - d_{33} g_{33}$ $s_{44}^D = s_{44}^E - d_{15} g_{15}$ $s_{66}^D = s_{66}^E$ $g_{31} = \frac{d_{31}}{\epsilon_{33}^T}$ $g_{33} = \frac{d_{33}}{\epsilon_{33}^T}$ $g_{15} = \frac{d_{15}}{\epsilon_{11}^T}$ $\beta_{11}^T = \frac{1}{\epsilon_{11}^T}$ $\beta_{33}^T = \frac{1}{\epsilon_{33}^T}$	$c_{11}^D = \frac{s_{11}^D s_{33}^D - s_{13}^{D2}}{(s_{11}^D - s_{12}^D) \{ s_{33}^D (s_{11}^D + s_{12}^D) - 2 s_{13}^{D2} \}}$ $c_{12}^D = \frac{-(s_{12}^D s_{33}^D - s_{13}^{D2})}{(s_{11}^D - s_{12}^D) \{ s_{33}^D (s_{11}^D + s_{12}^D) - 2 s_{13}^{D2} \}}$ $c_{13}^D = \frac{-s_{13}^D}{s_{33}^D (s_{11}^D + s_{12}^D) - 2 s_{13}^{D2}}$ $c_{33}^D = \frac{s_{11}^D + s_{12}^D}{s_{33}^D (s_{11}^D + s_{12}^D) - 2 s_{13}^{D2}}$ $c_{44}^D = \frac{1}{s_{44}^D}$ $c_{66}^D = \frac{1}{s_{66}^D}$ $h_{31} = g_{31} (c_{11}^D + c_{12}^D) + g_{33} c_{13}^D$ $h_{33} = 2 g_{31} c_{13}^D + g_{33} c_{33}^D$ $h_{15} = g_{15} c_{44}^D$ $\beta_{11}^S = \frac{1}{\epsilon_{11}^S}$ $\beta_{33}^S = \frac{1}{\epsilon_{33}^S}$
$k_{33} = \frac{g_{33}}{\sqrt{\beta_{33}^T \cdot s_{33}^E}}$ $k_{15} = \frac{g_{15}}{\sqrt{\beta_{11}^T \cdot s_{44}^E}}$	$k_2 = \frac{h_{33}}{\sqrt{\beta_{33}^S \cdot c_{33}^D}}$ $k_{15} = \frac{h_{15}}{\sqrt{\beta_{11}^S \cdot c_{44}^D}}$

2-3. 電気機械結合係数

力学系と電気系のエネルギー伝達の目安として次のような電気機械結合係数を考える
すなわちエネルギーの増加を弾性分を U_m , 電気分を U_e , 相互作用分を $2 U_{em}$ として
 $U_m + 2 U_{em} + U_e$ と書くとき、

$$k^2 = \frac{U_{em}^2}{U_m U_e} \dots\dots\dots(2.10)$$

によって定義する。この定義によると弾性的定数または誘電的定数について次の関係
が成立する。

$$1 - k^2 = \frac{c^E}{c^D}, \frac{s^D}{s^E}, \frac{\epsilon^S}{\epsilon^T} \text{ あるいは } \frac{\beta^T}{\beta^S} \dots\dots\dots(2.11)$$

ただし c^E はEが一定のときのスチフネス定数、 c^D はDが一定のときのスチフネス
定数で、そのとき反電界 $E_d = -D/\epsilon_0$ が存在している。ここにDは電気変位である。

この定義は圧電基本式における係数のクロスの積の比によって、

$$k^2 = \frac{(\text{結合項の係数})^2}{\text{対角項の係数の積}} \dots\dots\dots(2.12)$$

と定義した係数と一致する場合が多い。

すなわち(2.6)式において応力Tによる弾性エネルギーは $U_m = s_{ijkl}^E T_{kl}^2 / 2$
となり、電界 E_m が加えられたときの電気エネルギーは $U_e = \epsilon_{ij}^T E_m^2 / 2$ となる。
また応力 T_{kl} と電界 E_m の相互作用エネルギーは $U_{em} = d_{mij} T_{kl} E_m / 2$ となり、したがって電気機械結合係数は、

$$k = d_{mij} / \sqrt{s_{ijkl}^E \epsilon_{nm}^T} \dots\dots\dots(2.13)$$

で表される。

2-4. 圧電型共振子の等価回路定数

圧電セラミック共振子は、その振動モードについて前述のような圧電基本式と共振の場合の運動方程式を解くことにより、電氣的等価回路で表すことができ、Mason の等価回路と呼ばれている。³⁾ また一般的には、共振周波数の近傍で図2.1 に示す等価回路で表すことができる。共振周波数は基本波だけではなく必ず無数の高調波があり、正確には図2.1 は L_1 、 C_1 、 R_1 と並列に L_n 、 C_n 、 R_n を書くべきであるが、材料定数を求めるには基本波だけで充分であるので、図2.1 の等価回路について考えるものとする。

図2.1 の等価回路における直列共振周波数 f_s 、並列共振周波数 f_p は、 R_1 を無視すれば次式で表される。

$$f_s = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_1}} \quad \text{..... (2.14)}$$

$$f_p = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{L_1 C_0 C_1}{C_1 + C_0}}} \quad \text{..... (2.15)}$$

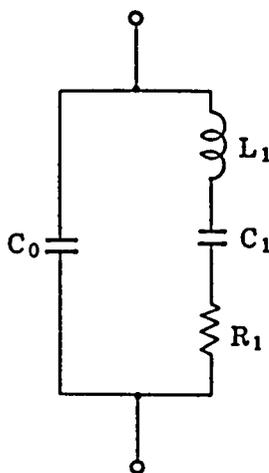


図 2.1 圧電セラミック共振子の等価回路

(2.14) 式から同じ直列共振周波数 f_s においても、 L_1 と C_1 の組合せは任意に得られる。また C_1 は前項の電気機械結合係数から C_0 に比例し、 C_0 は全面電極では厚みに逆比例する。同じ共振周波数では $L_1 \times C_1$ は一定であるから、結局 L_1 は共振子の厚みに比例することになる。圧電セラミック共振子による発振回路は後述するように共振子の L_1 を利用するものであるから、この L_1 の値をどのようにするかは発振回路の安定度にも関係し、重要な設計値となる。

f_s , f_p は電気機械結合係数を求める上に重要な値である。実際にはこの f_s 及び f_p を直接測定するのは難しく、従来から近似的に共振周波数 f_r （位相がゼロとなる周波数のうち低い方の周波数）、反共振周波数 f_a （位相がゼロとなる周波数のうち高い方の周波数）や、最大アドミッタンス周波数 f_m （アドミッタンスが最大となる周波数）、最小アドミッタンス周波数 f_n （アドミッタンスが最小となる周波数）が用いられている。これらの関係を図2.2 および図2.3 に示した。図2.3 における Y_m は動アドミッタンスといい、共振の場合の弾性的エネルギーに比例するアドミッタンスの円線図を示す。

C_0 は f_s から充分離れた周波数（普通は1 KHz）における静電容量から求められる。 C_0 が求めれば(2.14), (2.15) から L_1 と C_1 が求められる。

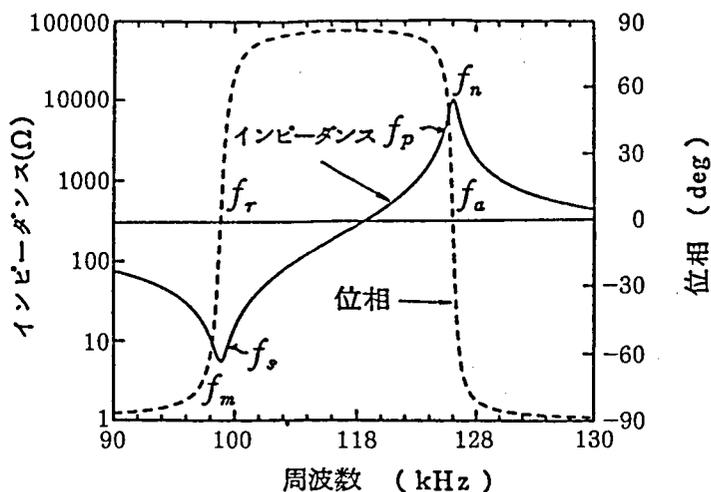


図 2.2 共振子のインピーダンスと位相の周波数特性の一例

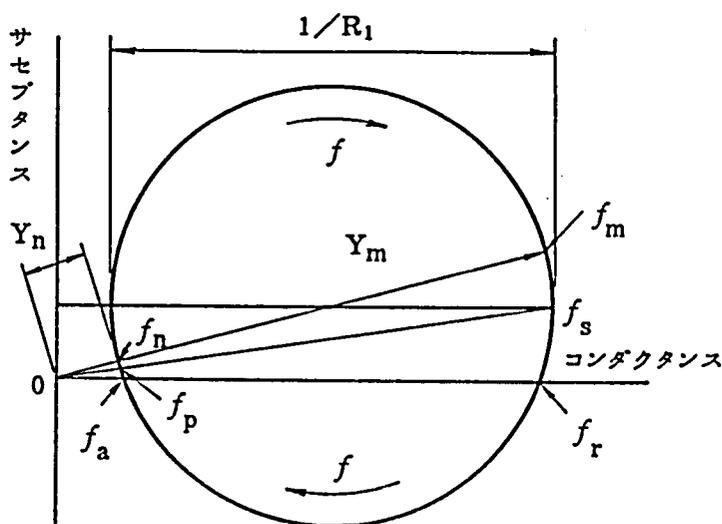


図 2.3 共振子のアドミッタンスのベクトル図

2-5. 機械的損失

損失には誘電的損失と機械的損失とがあり、両者は電気機械結合係数により結合している。圧電セラミックスの場合は機械的損失は割合に大きく種々の損失の材料を作れる点の特徴であるが、誘電的損失は比較的小さく、従って図2.1の等価回路において C_0 の損失は普通は無視し、次式のような機械的損失 Q_m のみを考える。

$$Q_m = 2\pi f, L_1/R_1 = 1/(2\pi f, C_1 R_1) \dots\dots\dots(2.16)$$

このように考えると図2.3の Y_m の円は、図2.4のようにA点で縦軸に接することになる。図2.4には円周に沿って何点かの f を示してあるが、 f_m, f_n は原点と Y_m の中心を結ぶ線上来る。また $\theta = \pm\pi/4$ の点の f_1, f_2 は第1および第2コドラント周波数と呼ばれ、この点では $\tan\theta$ が1になるから次式が成立する。

$$\tan\theta_1 = +1 = \{2\pi f_1 L_1 - 1/(2\pi f_1 C_1)\}/R_1 \dots\dots\dots(2.17)$$

$$\tan\theta_2 = -1 = -\{2\pi f_2 L_1 - 1/(2\pi f_2 C_1)\}/R_1 \dots\dots\dots(2.18)$$

この両式から C_1 を消去すれば、

$$R_1(2\pi f_2 + 2\pi f_1) = L_1\{(2\pi f_2)^2 - (2\pi f_1)^2\}$$

即ち、

$$R_1 = L_1 2\pi(f_2 - f_1) \dots\dots\dots(2.19)$$

したがって(2.16)式から、

$$Q_m = 2\pi f, L_1/R_1 = f_s / (f_2 - f_1) \dots\dots\dots(2.20)$$

となる。

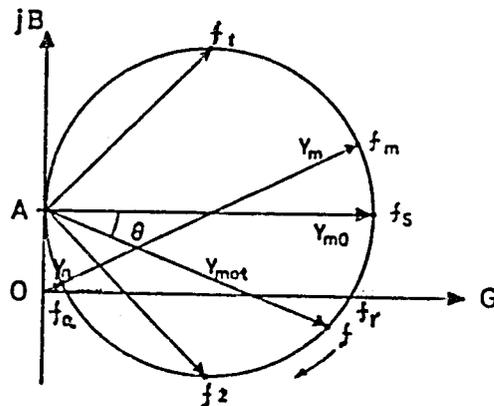


図 2.4 圧電振動子のアドミタンスと主な周波数

しかし実際に f_s, f_1, f_2 を求めることは割合に困難で、普通はブリッジにより各周波数に対する共振子のアドミッタンス（ベクトル）を求め、これを直交座標上にプロットすることにより動アドミッタンス ($Y_{m\omega}$) の円線図を書いた後に、これが最大の値 $Y_{m\omega}$ となる周波数を近似的に推定し、また $Y_{m\omega}$ の $1/2$ となる周波数として f_1, f_2 を推定して求めている。これでは当然ながら精度は悪いし測定が煩雑である。

従ってアドミッタンスメーターにより図2.5(a)のように、アドミッタンスの振幅 ($|Y|$) の周波数特性を測って、それが最大となる周波数 f_m を求め、 $1/\sqrt{2}$ となる周波数 f_1', f_2' を求めると、図2.5(a), (b)のように円線図の原点から見て $Y_{m\omega}$ から 3 dB 下がった点を見ていることになる。 f_1', f_2' とともに f_1, f_2 より低周波側にずれるから、

$$Q_m = f_m / (f_2' - f_1') \quad \text{-----} (2.21)$$

から求めた Q_m の値は(2.20)式の値とそれほど変わらず、この方が簡単で測定精度としてはむしろ良くなるので、普通はこの方法が使われている。

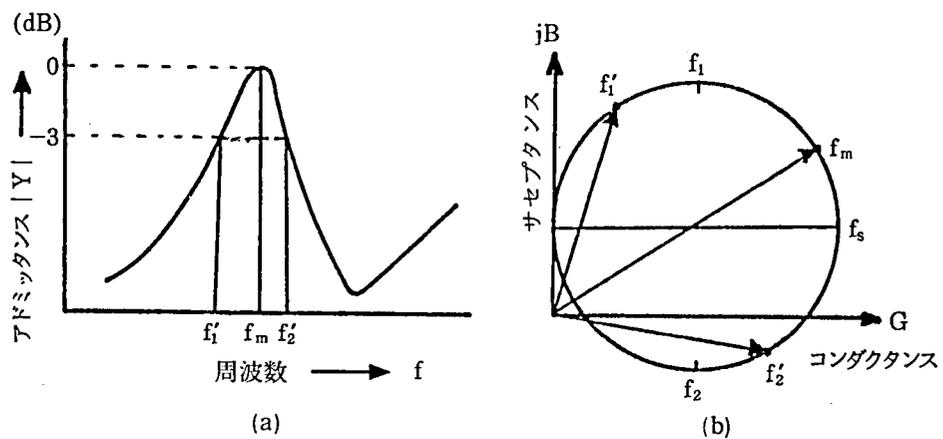


図2.5 3dB down法による Q_m の測定

2-6. 角板の長辺振動

角板の長辺振動の圧電セラミック共振子の形状を図2.6 に示す。

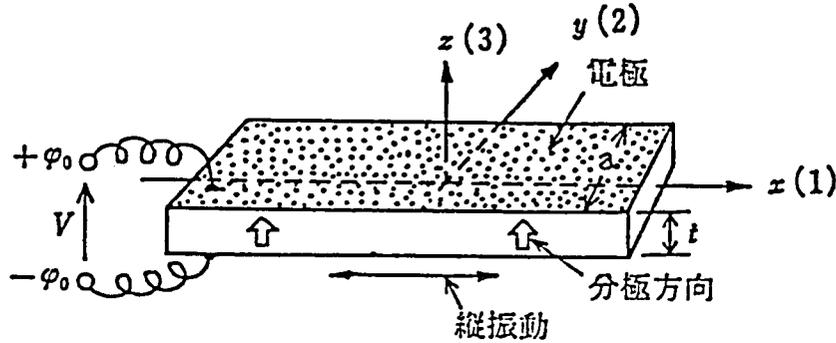


図2.6 角板の長辺振動

この振動モードの圧電基本式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= s_{11}^E T_1 + d_{31} E_3 \\ D_3 &= d_{31} T_1 + \epsilon_{33}^T E_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.22)$$

また電気機械結合係数 k_{31} は次式で与えられる。

$$k_{31} = \frac{d_{31}}{\sqrt{s_{11}^E \epsilon_{33}^T}} \dots\dots\dots (2.23)$$

次に図 2.6 の角板の運動方程式を考えると、長辺振動であるから変位 u_1 のみについて考える。密度 ρ を一定とすれば、

$$\frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} = \frac{\partial T_1}{\partial x} = \frac{1}{s_{11}^E} \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} \dots\dots\dots (2.24)$$

これより、

$$u_1 = \left\{ A \sin\left(\frac{\omega}{v} x\right) + B \cos\left(\frac{\omega}{v} x\right) \right\} \exp(j\omega t) \dots\dots\dots (2.25)$$

ただし、 $v = 1/\sqrt{s_{11}^E \rho}$

が得られ、長辺の長さを l とすれば $x = \pm \frac{l}{2}$ では $T_1 = 0$ (両端自由) であるから、

V を印加電圧、 t を厚みとすれば、

$$A = \frac{d_{31} \left(\frac{V}{t}\right)}{\left(\frac{\omega}{v}\right) \cos\left(\frac{\omega l}{2v}\right)} \dots\dots\dots (2.26)$$

$$B = 0 \dots\dots\dots (2.27)$$

したがって、

$$u_1 = \frac{d_{31} \left(\frac{V}{t}\right)}{\left(\frac{\omega}{v}\right) \cos\left(\frac{\omega l}{2v}\right)} \sin\left(\frac{\omega}{v} x\right) \dots\dots\dots (2.28)$$

次に直列、並列共振周波数から K_{31} を求めるために、図2.6の角板のアドミッタンス Y_r について考える。

印加電圧 V により流れる電流を I とすると、

$$I = j\omega \int \int D_3 dx dy \quad \text{----- (2.29)}$$

これに (2.22), (2.25) 式を代入すると、角板の巾を a とすれば、

$$\begin{aligned} I &= j\omega \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \left\{ \frac{d_{31}}{s_{11}} \frac{\partial u_1}{\partial x} + \left(\epsilon_{33}^T - \frac{d_{31}^2}{s_{11}} \right) \frac{V}{t} \right\} dx dy \\ &= j\omega \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \left\{ \frac{d_{31} d_{31} V}{s_{11} \cos\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)} \cos\left(\frac{\omega}{v} x\right) + \left(\epsilon_{33}^T - \frac{d_{31}^2}{s_{11}} \right) \frac{V}{t} \right\} dx dy \\ &= j\omega a \frac{V}{t} \left\{ \left[\frac{d_{31}^2 \frac{v}{\omega} \sin\left(\frac{\omega}{v} x\right)}{s_{11} \cos\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)} \right]_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} + \left[\left(\epsilon_{33}^T - \frac{d_{31}^2}{s_{11}} \right) x \right]_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \right\} \\ &= j\omega a \frac{V}{t} \left\{ \frac{d_{31} \frac{v}{\omega}}{s_{11} \cos\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)} 2 \sin\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right) + \left(\epsilon_{33}^T - \frac{d_{31}^2}{s_{11}} \right) \ell \right\} \quad \text{----- (2.30)} \end{aligned}$$

これに (2.23) 式を代入すれば、

$$\begin{aligned} I &= j\omega a \frac{V}{t} \left\{ \frac{d_{31}^2 v 2 \sin\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)}{s_{11} \omega \cos\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)} + \epsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) \ell \right\} \\ &= j\omega \frac{a \ell v}{t} \left\{ \epsilon_{33}^T (1 - k_{31}^2) + \epsilon_{33}^T k_{31}^2 \frac{\tan\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)}{\frac{\omega \ell}{2v}} \right\} \quad \text{----- (2.31)} \end{aligned}$$

したがって、

$$Y_r = \frac{I}{V} = j\omega \frac{a \ell \epsilon_{33}^T}{t} \left\{ (1 - k_{31}^2) + k_{31}^2 \frac{\tan\left(\frac{\omega \ell}{2v}\right)}{\frac{\omega \ell}{2v}} \right\} \quad \text{----- (2.32)}$$

$Y_r = \infty$ となる周波数が、直列共振周波数 f_s であるから、

$$\tan\left(\frac{\omega_s \ell}{2v}\right) = \infty, \text{ すなわち } \frac{\omega_s \ell}{2v} = \frac{\pi}{2} (2N - 1) \text{ となり、基本振動 } N=1 \text{ では}$$

$$\omega_s = \frac{\pi v}{\ell} \text{ となり、次式が求められる。}$$

$$f_s = \frac{v}{2\ell} = \frac{1}{2\ell \sqrt{\rho s_{11}^E}} \quad \text{----- (2.33)}$$

また $Y_r = 0$ となる周波数が反共振周波数 f_p であるから、

$$1 - k_{31}^2 = -k_{31}^2 \frac{\tan\left(\frac{\omega_p \ell}{2v}\right)}{\frac{\omega_p \ell}{2v}} \quad \text{----- (2.34)}$$

故に次式を得る。

$$\frac{k_{31}^2 - 1}{k_{31}^2} = \frac{\tan\left(\frac{2\pi f_p \ell}{2v}\right)}{\frac{2\pi f_p \ell}{2v}} \quad \text{----- (2.35)}$$

これに (2.33) 式を代入すれば、

$$\frac{k_{31}^2 - 1}{k_{31}^2} = \frac{\tan\left(\frac{\pi f_p}{2 f_s}\right)}{\frac{\pi f_p}{2 f_s}} \quad \text{----- (2.36)}$$

従って次式のようになる。

$$\frac{k_{31}^2}{1 - k_{31}^2} = -\frac{\pi f_p}{2 f_s} \cot\left(\frac{\pi f_p}{2 f_s}\right) \quad \text{----- (2.37)}$$

2-7. 円板の拡がり振動

円板の拡がり振動のセラミック共振子の形状を図2.7 に示す。

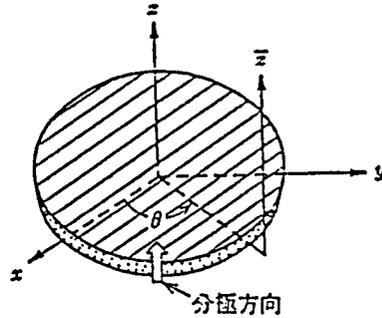


図2.7 円板の拡がり振動

この場合には(2.22)式は次のようになる。

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= d_{31} E_3 + s_{11}^E T_1 + s_{12}^E T_2 + s_{13}^E T_3 \\ S_2 &= d_{31} E_3 + s_{12}^E T_1 + s_{11}^E T_2 + s_{13}^E T_3 \\ S_3 &= d_{33} E_3 + s_{13}^E T_1 + s_{13}^E T_2 + s_{33}^E T_3 \\ D_3 &= \epsilon_{33}^T E_3 + d_{31} T_1 + d_{31} T_2 + d_{33} T_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.38)$$

中心対称であるから、 $T_1 = T_2 = T_r$, $T_3 = 0$, $s_{11}^E = s_{22}^E$ となる。

$$\left. \begin{aligned} S_r &= 2(s_{11}^E + s_{12}^E) T_r + 2d_{31} E_3 \\ D_3 &= 2d_{31} T_r + \epsilon_{33}^T E_3 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.39)$$

故に電気機械結合係数 k_r は、

$$k_r^2 = \frac{2d_{31}^2}{\epsilon_{33}^T (s_{11}^E + s_{12}^E)} = \left(\frac{2}{1 - \sigma^E} \right) \frac{d_{31}^2}{\epsilon_{33}^T s_{11}^E} \dots\dots\dots (2.40)$$

但し $\sigma^E = -s_{12}^E / s_{11}^E$ はポアソン比である。

次に共振周波数を求めるために運動方程式から考えることにする。

圧電方程式を (x, y, z) 座標から円筒座標 (r, θ, z) に変換し、運動方程式を求めると、

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 U_r}{\partial t^2} &= \frac{\partial T_{rr}}{\partial r} + \frac{T_{rr} - T_{\theta\theta}}{r} \\ &= \frac{1}{s_{11}^E \{1 - (\sigma^E)^2\}} \left(\frac{\partial^2 U_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U_r}{\partial r} - \frac{U_r}{r^2} \right) \dots\dots\dots (2.41) \end{aligned}$$

ただし ρ : 密度, U_r : 変位, T_{rr} , $T_{\theta\theta}$: 応力、

これはベッセルの微分方程式で、次の解を得る。

$$\begin{aligned} U_r &= A J_1 \left(\frac{\omega r}{v} \right) \\ v^2 &= \frac{1}{s_{11}^E (1 - \sigma^{E2}) \rho} \end{aligned}$$

円板の半径を a とすると、 $r = a$ で $T_{rr} = 0$ であるから、 A は次式で与えられる。

$$A = \frac{(1 + \sigma^E) d_{31} E_3}{\frac{\omega}{v} J_0\left(\frac{\omega a}{v}\right) - \frac{(1 - \sigma^E)}{a} J_1\left(\frac{\omega a}{v}\right)} \quad \text{----- (2.42)}$$

共振子のアドミッタンスは $Y = \frac{\partial}{\partial t} \iint D_r dr d\theta / \int E_3 dz$ で与えられるから、

$$Y = j\omega C_f \left\{ 1 + \frac{k_r^2}{1 - k_r^2} \frac{(1 + \sigma^E) J_1\left(\frac{\omega a}{v}\right)}{\left(\frac{\omega a}{v}\right) J_0\left(\frac{\omega a}{v}\right) - (1 - \sigma^E) J_1\left(\frac{\omega a}{v}\right)} \right\} \quad \text{----- (2.43)}$$

ただし $k_r^2 = \frac{2}{1 - \sigma^E} \frac{d_{31}^2}{s_{11}^E \epsilon_{33}^T}$, $C_f = \frac{\epsilon_{33}^T \pi a^2}{t}$ 、

$Y = \infty$ で直列共振だから、 $\omega_s = 2\pi f_s$ は次式の根となる。

$$\frac{\left(\frac{\omega_s a}{v}\right) J_0\left(\frac{\omega_s a}{v}\right)}{J_1\left(\frac{\omega_s a}{v}\right)} = 1 - \sigma^E \quad \text{----- (2.44)}$$

ポアソン比 σ^E が与えられれば $\frac{\omega_s a}{v} = \varphi_1$ が求められる。したがって、

$$f_s = \frac{\varphi_1}{2\pi a} \frac{1}{\sqrt{\rho s_{11}^E \{1 - (\sigma^E)^2\}}} \quad \text{----- (2.45)}$$

$Y = 0$ で並列共振だから、 $\omega_p = 2\pi f_p$ は次式の根となる。

$$-1 = \frac{k_r^2}{1 - k_r^2} \frac{(1 + \sigma^E) J_1\left(\frac{\omega_p a}{v}\right)}{\left(\frac{\omega_p a}{v}\right) J_0\left(\frac{\omega_p a}{v}\right) - (1 - \sigma^E) J_1\left(\frac{\omega_p a}{v}\right)} \quad \text{----- (2.46)}$$

したがって、

$$\frac{k_r^2}{1 - k_r^2} = \frac{-\left\{\left(\frac{\omega_p a}{v}\right) J_0\left(\frac{\omega_p a}{v}\right) - (1 - \sigma^E) J_1\left(\frac{\omega_p a}{v}\right)\right\}}{(1 + \sigma^E) J_1\left(\frac{\omega_p a}{v}\right)} \quad \text{----- (2.47)}$$

さらに $a/v = \varphi_1/\omega_s$, $\omega_p = \omega_s + \Delta\omega$ (または $f_p = f_s + \Delta f$) を代入すると、

$$\frac{k_r^2}{1 - k_r^2} = \frac{(1 - \sigma^E) J_1\{\varphi_1(1 + \Delta f/f_s)\} - \varphi_1(1 + \Delta f/f_s) J_0\{\varphi_1(1 + \Delta f/f_s)\}}{(1 + \sigma^E) J_1\{\varphi_1(1 + \Delta f/f_s)\}} \quad \text{----- (2.48)}$$

となる。これが k_r を求める厳密式である。

$J_0\left(\frac{\omega a}{v}\right)$ と $J_1\left(\frac{\omega a}{v}\right)$ を $\varphi_1 = \frac{\omega a}{v}$ 近傍でテーラ-展開すると、

$$\begin{aligned} J_0\left(\frac{\omega a}{v}\right) &= J_0(\varphi_1) + \frac{\partial}{\partial f} [J_0\left(\frac{\omega a}{v}\right)] (f - f_s) + \dots \\ &= J_0(\varphi_1) - \frac{2\pi a}{v} J_1(\varphi_1) (f - f_s) + \dots \quad \text{----- (2.49)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} J_1\left(\frac{\omega a}{v}\right) &= J_1(\varphi_1) + \frac{\partial}{\partial f} [J_1\left(\frac{\omega a}{v}\right)] (f - f_s) + \dots \\ &= J_1(\varphi_1) + \frac{2\pi a}{v} \left[J_0(\varphi_1) - \frac{J_1(\varphi_1)}{\varphi_1} \right] (f - f_s) + \dots \quad \text{----- (2.50)} \end{aligned}$$

(2.44), (2.47), (2.49), (2.50) 式から次の解を得る。

$$\frac{\Delta f}{f_s} = \frac{k_r^2}{\varphi_1^2 - \{1 - (\sigma^E)^2\}} (1 + \sigma^E) \quad \text{----- (2.51)}$$

k_r^2 がそれ程大きくないときは第一近似で次式を得る。

$$\begin{aligned} k_r^2 &= \frac{\Delta f}{f_s} \left[\frac{\varphi_1^2 - \{1 - (\sigma^E)^2\}}{1 + \sigma^E} + \dots \right] \\ &\approx \frac{\Delta f}{f_s} \cdot F \quad \text{----- (2.52)} \\ F &= \frac{\varphi_1^2 - \{1 - (\sigma^E)^2\}}{1 + \sigma^E} \end{aligned}$$

φ_1 はポアソン比 σ^E によって決定されるが、係数 F も σ^E によって決まる。

普通の圧電セラミックスが持つポアソン比の3種類の値に対して φ_1 , F の値を示すと表 2.4 のようになる

表 2.4 ポアソン比に対する φ_1 と F の値

σ^E	φ_1	F
0.27	2.03	2.51
0.30	2.05	2.53
0.33	2.07	2.55

表 2.4 から F はポアソン比により変わることはわかるが、その変化の範囲は $\pm 0.4\%$ に過ぎないので、次式を用いて充分である。

$$k_r^2 = 2.53 \frac{f_p - f_s}{f_s} \quad \text{----- (2.53)}$$

2-8. エネルギー閉じ込め振動

図 2.8 のような断面の板に沿って x_3 方向に伝播する波について考える。分極軸は x_3 方向にとり、波は変位方向が x_3 軸に平行ないわゆる TS モードのみを考える。

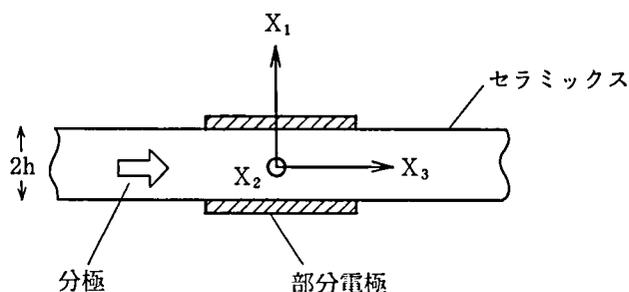


図 2.8 厚みすべり振動の閉じ込めモード

この場合、変位 U_3 は次の形で与えられる。

$$U_3 \propto \sin(\xi x_1) \exp(j(\omega t \pm \gamma x_3)) \quad \dots\dots\dots (2.54)$$

ここに ω は角周波数、 γ は x_3 方向への伝播定数、 ξ は x_1 方向への伝播定数である。

表面に電極がある場合と、ない場合について、それぞれの境界条件のもとで伝播定数 γ を求めると図 2.9 のようになる。図 2.9 で実線は電極が無い場合で、遮断周波数 f_0' 以下の周波数では伝播定数が虚数となって振幅は指数的に減衰する。 f_0' はこの板が無限に広いとした場合のいわゆる厚みすべり振動の共振周波数と一致する。また電極がある部分では、電極の質量による負荷効果および圧電反作用によって共振周波数、したがって遮断周波数が f_0 に下がり点線のようなになる。

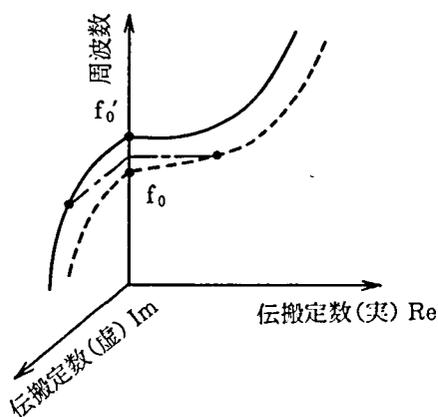


図 2.9 板を横方向に伝わる波の分散曲線

両遮断周波数の中間の周波数の波は図 2.9 の鎖線で示したように、電極下では伝播定数が実数になるために自由に伝播するが、電極外の部分では虚数になって減衰する。したがって電極下の部分に定在波がたち、振動エネルギーが閉じ込められることになる。この振動をエネルギー閉じ込め振動という。

この場合の共振周波数は普通の厚みすべり振動子と同様に近似的に次式で与えられる。

$$f_s = \frac{1}{4h} \sqrt{\frac{c_{44}^D}{\rho}} \left(1 - \frac{4k_{15}^2}{\pi^2} \right) \dots\dots\dots (2.55)$$

次に本研究で開発した厚みすべり振動 (TS) 用の圧電セラミックスの一例として表 2.5 に示す材料定数を使って分散曲線を求めた結果を図 2.10 に、また特に基本波 TS-1 の曲線の近傍を拡大して図 2.11 に示した。図 2.10 には厚みたて振動 (TE) の曲線も同時に示した。

表 2.5 圧電セラミックスの材料定数

c_{11}^E (10^{10} N/m ²)	19.2
c_{13}^E	10.1
c_{33}^E	10.5
c_{44}^E	1.70
e_{15} (C/m ²)	9.43
e_{31}	-1.17
e_{33}	11.5
$\epsilon_{11}^S / \epsilon_0$	692
$\epsilon_{33}^S / \epsilon_0$	444
k_t	0.44
ポアソン比 σ^E	0.43

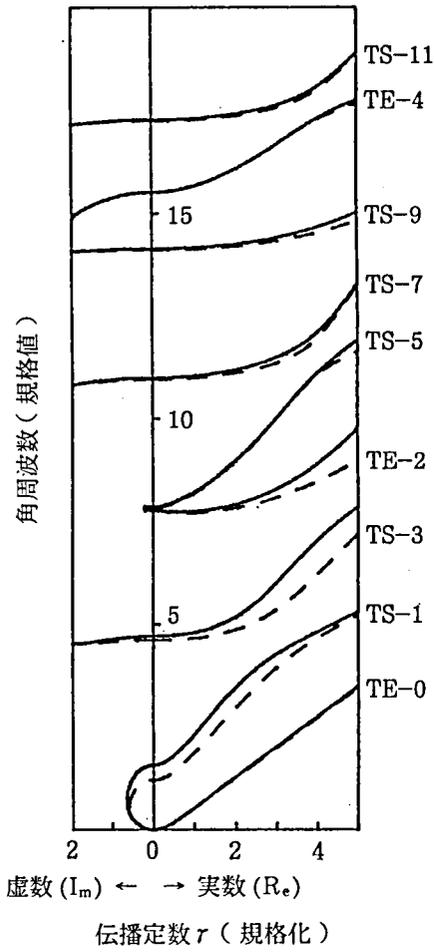


図 2.10 圧電セラミックス TS モードの分散曲線

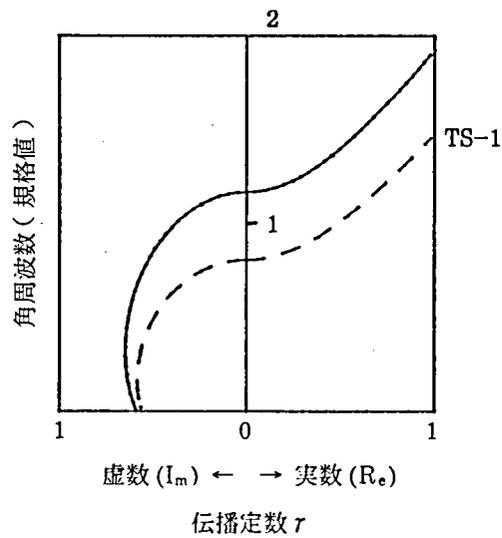


図 2.11 上図 TS-1 モードの拡大図

2 - 9. 表面波振動

圧電体基板表面にマスク蒸着、あるいはホットエッチングなどによって作成された図 2.12 のような、すだれ状電極 (IDT と略称) に周波数 f の電界を印加すると、圧電作用のため表面付近が歪む。いま図 2.12 のように電極の巾を h 、空隙を a 中心間距離を d ($d = a + h$)、表面波の速度を v とすると、中心周波数 $f_0 (=v/2d = v/2(a+h))$ の波は、同相で加えられるため最も強力で励振される。

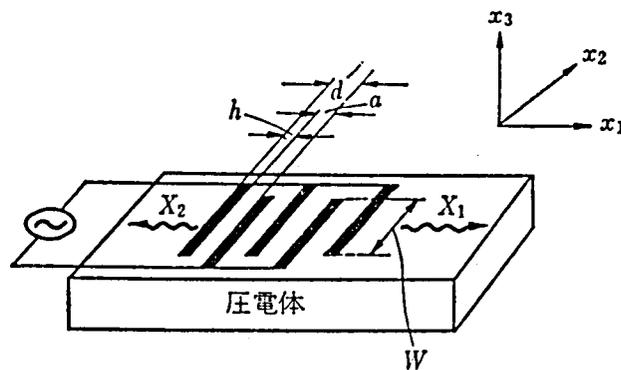


図 2.12 すだれ状電極

印加電界^よによって圧電基板中に生ずる電界分布は図 2.13 のようになる。この分布を考慮して圧電基本式から出発した厳密な解析は、コンピューターによりかなりのところまで出来ているが、未だ完成されてはいない。従って普通は実用的な近似モデルにより解析されている。



図 2.13 電界分布

弾性表面波共振器には図 2.14 のように、(1) インターデジタルトランスデューサ型 (IDT 型) と、(2) キャビティ型の 2 種類があり、またそれぞれの IDT を、(a) 1 端子対 (one port) として使う法と、(b) 2 端子対 (two port) として使う法があるので、全部で 4 種類の共振器が考えられる。このうち (a) はバルク波共振器と同様に、1 端子対の周波数によるインピーダンス変化を利用するもので、(b) はトランスバーサル型のフィルターとして、二つの端子間の伝達特性を利用するものである。また (2) のキャビティ型は前節で述べたエネルギーとじ込め振動と同様に考えられる。

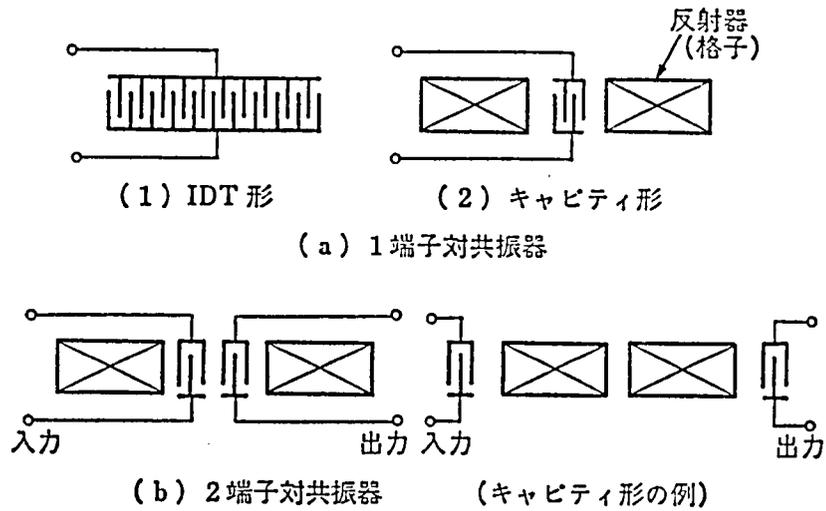


図 2.14 弾性表面波共振器の種類

圧電セラミックスの場合は水晶などに比べて音速が遅いので、高周波ではIDTの線巾が細くなり、また多結晶の粒子構造であるから、特に高周波の伝播損失が大きくなり、従って高周波用には不利で、主に10MHz から100MHzの周波数帯で使われる。

次に代表的な1端子対のキャビティ型共振器について言及すると、その構造は図 2.15のように、また等価回路は図 2.16のようになる。図 2.16において Γ は反射格子の反射係数である。

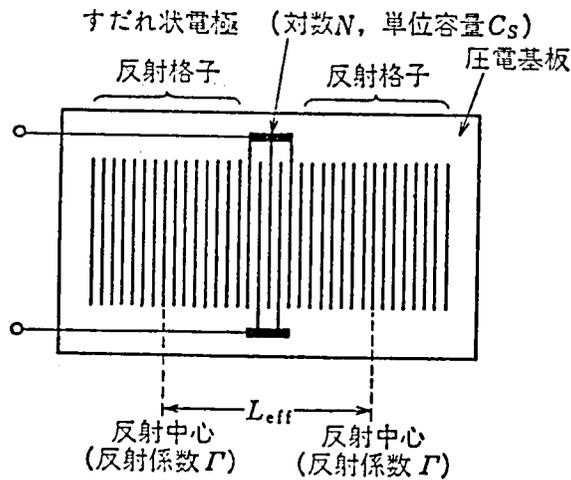


図 2.15 キャビティ形共振器の構造

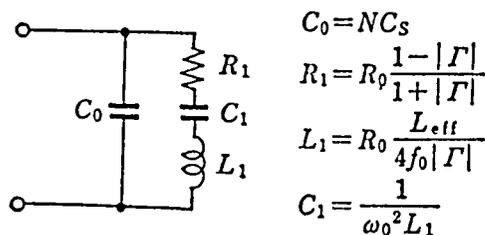


図 2.16 等価回路

2-10. 共振子の測定

前節までの基本式と定義から、各種共振子の材料定数や等価回路定数を測定出来るわけであるが、特に圧電セラミックスの場合は水晶などに比較して、 k が大きく、 Q_m が小さく、また温度特性が大きいので、実際の測定にはそれなりの注意が必要である。

角板および円板の測定には、標準保持器として図2.17のような電子材料工業会規格(EMAS6001, 6004)が定められている。^{7) 8)} また測定器としては最近インピーダンスメータ及びネットワークアナライザが実用されているので、一般にはこれを用いる。

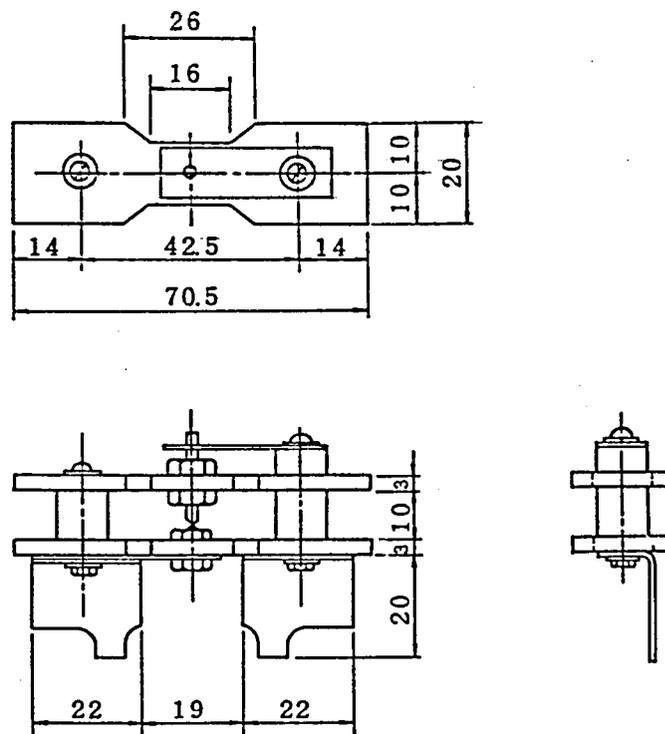


図 2.17 セラミック共振子の標準保持器

しかしこの場合の、インピーダンス周波数特性は図2.18のようになり、 k 定数を求めるための f_s 及び f_p は測定出来ないので、近似的に f_m 、 f_n または f_r 、 f_a から k を算出している。ここに f_r 、 f_a は位相が0となる周波数から求められる。⁹⁾

これらの測定誤差について、各種の Q_m の値の材料について求めた k_r の誤差の1例を図2.19に示した。¹⁰⁾ それぞれの点は日本の圧電セラミックメーカーの代表5社が5種類の Q_m の共振子についてそれぞれ10個の試料の f_m 、 f_n と f_r 、 f_a から求めた k_r の値の標準偏差値を示したもので、 Q_m の値が100以上の大きい場合は、両者は比較的良く一致して誤差は2%以内であるが、100以下になると特に f_m 、 f_n の場合の

誤差が大きく、2~4%になることを示している。¹¹⁾ すなわち Q_m が100以下の場合は共振子の位相が0となる周波数 f_r, f_a から k_r を求める方が精度良く測れることになる。

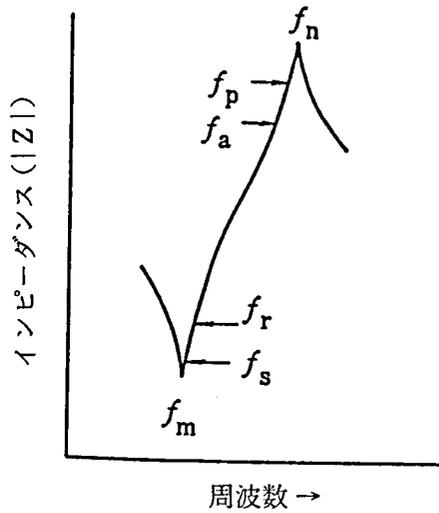


図 2.18 インピーダンスの周波数特性

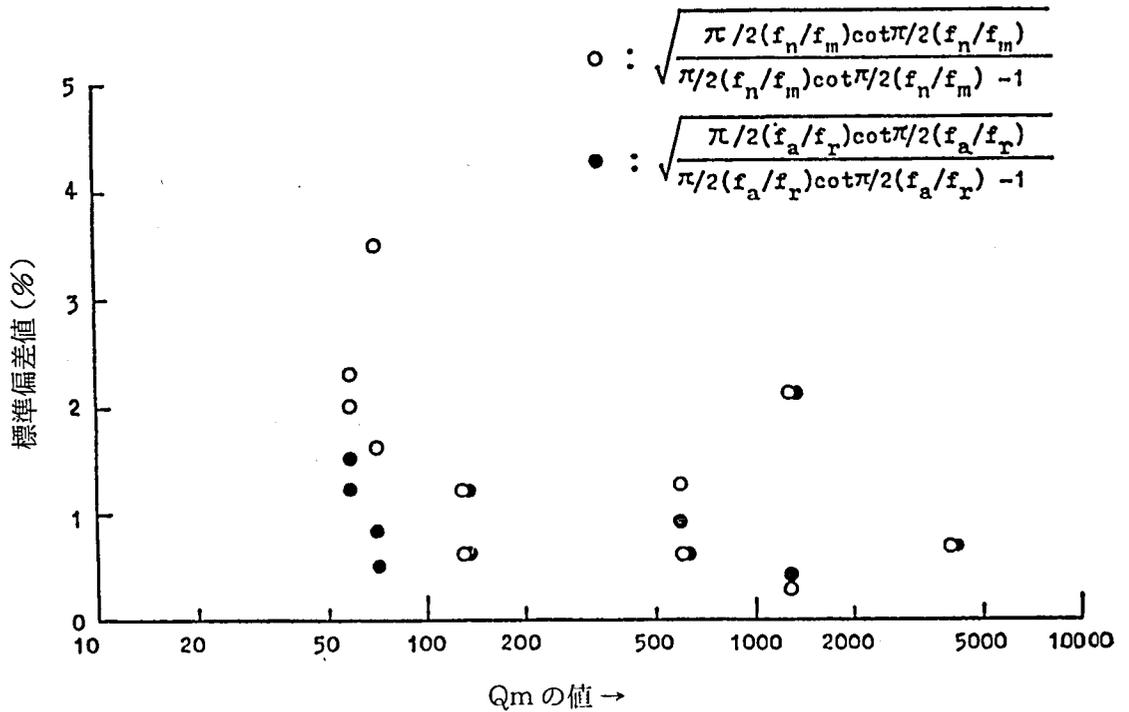


図 2.19 各種 Q_m 材料の K_3 の測定誤差

最近、国際電気標準規格委員会（IEC）により水晶を中心とした圧電型共振子の精密測定法が開発されているが、 π 回路によりネットワークアナライザを使うもので、原理的には従来と変わらない。二端子型共振子の測定用にIECで標準化された測定治具の一例を図2.20に示した。

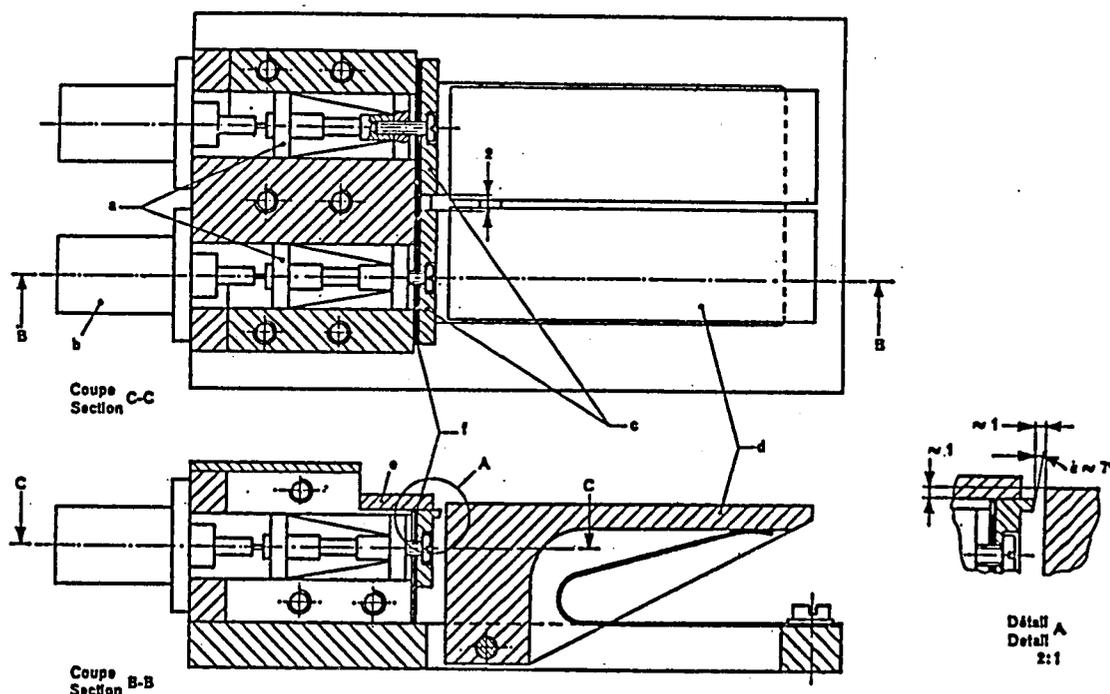


図 2.20 二端子型共振子の標準測定治具

しかし特に圧電セラミックスの場合は強誘電体の特徴として周波数の温度特性が大きく熱安定度が悪い為に、測定バラツキは殆ど温度変化によることがわかってきた。

図2.21に恒温槽の温度を10℃変化した場合の、セラミック共振子の周波数変化時間特性の一例を示した。すなわち、共振周波数は温度変化7分間後でもまだ安定しないことを示している。図2.21は共振周波数が4.00MHzの共振子について測定したもので、共振子の大きさは5mmX5mmX0.4mmである。この特性は共振子の熱容量によって変わるが、分極が温度によって変わる強誘電体の特性も示している。

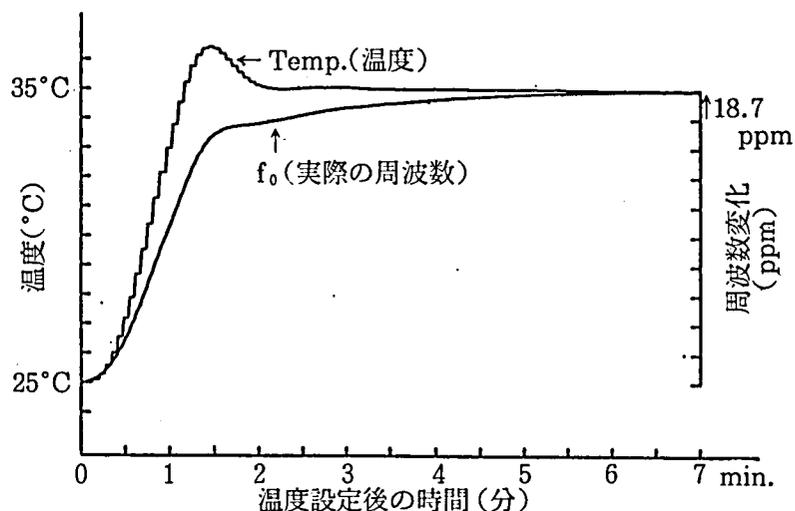


図 2.21 温度変化と周波数安定時間の一例

このような考え方で試料を恒温槽 ($\pm 0.01^{\circ}\text{C}$) に設定後、15分以上放置したものについて10回の連続測定した結果の一例を表 2.6 に示した。表から等価回路のそれぞれの値は 10^{-3} から 10^{-4} の精度で測れることがわかる。 C_0 は f_s から十分に離れた低周波 (1 kHz) における静電容量として求められ、 C_0 が求められれば f_s と f_p から (2.14) 式と (2.15) 式により C_1 が求められる。

表 2.6 圧電セラミック共振子の等価回路定数の測定例

	f_m (Hz)	R_1 (Ω)	f_n (Hz)	Q_m	L_1 (mH)	C_0 (pF)
拡がり振動	389588	6.18	402364	3216.6	8.1221	326.7
誤差	2.5×10^{-6}	0.22%	3.5×10^{-6}	0.23%	0.22%	0.25%
とじ込め振動	3856462	7.52	4099640	1188.9	0.3691	36.32
誤差	2.6×10^{-7}	0.18%	6.2×10^{-7}	0.17%	0.21%	0.21%

表 2.6 中の誤差とは、各データの標準偏差値を平均値で割った値である。

2-9. まとめ

圧電型共振子の電気系と機械系の変換理論を明らかにするために、圧電基本式から考察し、高周波における動的な電気機械結合係数について定義し、等価回路における等価定数の求め方を角板の長辺振動、円板の拡がり振動及びエネルギー閉じ込め振動について述べた。また実際の測定法について、IEC規格を紹介し、標準治具により恒温そう中に10分以上放置して測定すれば、それぞれの等価定数はほぼ0.2%以内の精度で測定出来ることを示した。

参考文献 (第2章)

- 1) H.F.Tiersten and B.K.Sinha:An Analysis of Extensional Modes in High Cou-
pling Trapped Energy Resonators, Proc. Ultrasonics Symposium, p.167-171
(1978)
- 2) 尾上守夫:電気電子のための固体振動論の基礎, オーム社
- 3) 池田拓郎:圧電材料学の基礎, オーム社
- 4) W.P.Mason:Piezoelectric Crystals and their Application to Ultrasonics,
D.Van Nostrand Co.
- 5) 藤島 啓:周波数制御とセラミックス, 第17回EMシンポジウム予稿集, p.67
(1987)
- 6) S.Fujishima:Piezoelectric Ceramics for Filter and Resonator Applications
6th IMF, p.56(1985)
- 7) 電子材料工業会規格(EMAS-6001):圧電セラミック振動子の試験法—円板状振動子
の径方向振動
- 8) 電子材料工業会規格(EMAS-6004):圧電セラミック振動子の試験法—矩形板状振動
子の長辺方向の伸び振動
- 9) 電子材料工業会規格(EMAS-6007):圧電セラミック振動子の試験法—材料定数の測
定及び算出
- 10) IEC49(Japan)86:Standard Methods of measurement for Piezoelectric Cera-
mic Resonators and Resonator Units(1986)
- 11) M.Toki, Y.Tsuzuki and O.Kawano:A new Equivalent Circuit for Piezoelectric
Ceramic Disc Resonators, Proc. 34th FCS, p.58-64(1980)

第3章 圧電セラミックス材料の製法と特性

3-1. 緒言

3-2. 拡がり振動用圧電セラミックス

3-3. エネルギー閉じ込め振動用圧電セラミックス

3-4. ZnO 薄膜圧電セラミックス

3-5. 金属基板ZnO 薄膜共振子

3-6. まとめ

第3章 圧電セラミックス材料の製法と特性

3-1. 緒言

1941年に日. 米. ソで発見された¹⁾チタン酸バリウム(BaTiO_3)が強誘電性セラミックの最初の材料であるが、1947年に米国のRobertによりこのチタン酸バリウム(BaTiO_3)に直流電界を加えて分極すると、圧電特性を示すことが発見されてから圧電セラミックス材料の発展の歴史が始まった。²⁾

しかし純粋なチタン酸バリウム(BaTiO_3)のキュリー一点が約 120°C で、第2変態点が室温付近のために共振周波数の温度特性は悪く、周波数と電気機械結合係数のエージング特性も大きくて、それ自身の共振特性を利用した周波数制御素子としては実用になるものではなかった。そこでチタン酸バリウム(BaTiO_3)がペロブスカイト構造であることに着目して、Baの一部をCa, Sr, Mn, Pbなどで置き換えることにより、キュリー点を上げる一方、第2変態点を -20°C 又は -40°C などの低温に下げることにより、室温付近の周波数の温度特性を改善する研究が続けられた。

これらの中で高木, 白根, 沢口等は1953年にチタン酸鉛(PbTiO_3)とジルコン酸鉛(PbZrO_3)の2成分系材料がその相転移点で異常に大きな誘電率となり、キュリー一点が約 300°C で、それ以下には第2変態点が無いことを発見した。³⁾ 1955年に米国のB. Jaffeは、この2成分系材料もチタン酸バリウム(BaTiO_3)と同様に分極すれば圧電特性を示し、特に相転移点で図3.1のように電気機械結合係数が異常に大きく周波数の温度特性が極めて良好なことを発見した。⁴⁾これがチタン酸ジルコン酸鉛(PZT)系圧電セラミックスの始まりである。

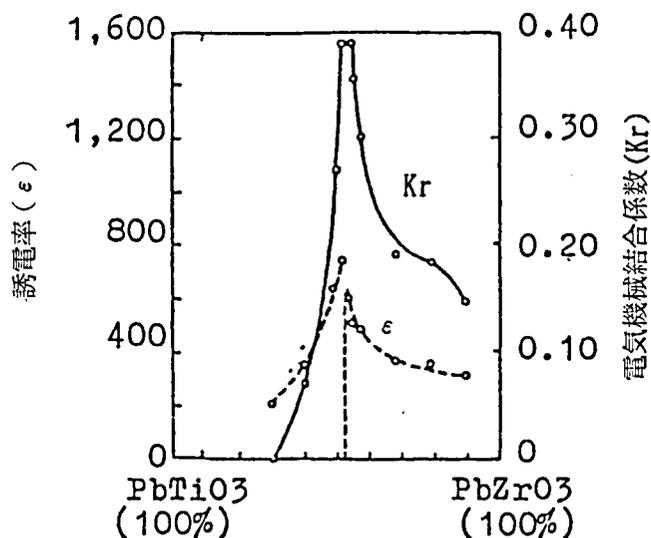


図 3.1 チタン酸ジルコン酸鉛の組成と特性

しかしチタン酸ジルコン酸鉛(PZT) をセラミックスとして焼結するには、酸化鉛(PbO) の蒸気圧が低いために、図3.2⁵⁾のように1100°C以上の焼結温度では酸化鉛が多量に蒸発してチタン酸鉛とジルコン酸鉛の組成比を変えてしまい、この組成比が変わると、図3.1のように電気機械結合係数(K_r)が大幅に低下するので、再現性良く量産することは困難であった。

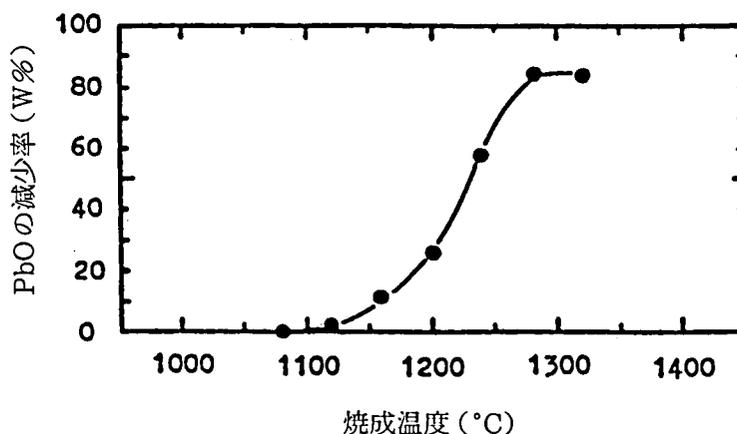


図 3.2 焼成温度による PbO の減少率

米国のクレバイト社はこの2成分系にMn, Cr, Fe等の不純物を入れ、焼成用筐を密閉型とし、筐中に余分な酸化鉛(PbO)の粉末を入れることにより再現性良く量産出来る技術を開発した。特にCrを約5%入れた材料は商品名をPZT-6として販売し、温度特性が良く、 Q_m が高く、エージング特性にすぐれているので、周波数制御素子として水晶とともに急速に実用化された。

本研究のチタン酸ジルコン酸鉛系圧電セラミックスはクレバイト社のPZT-6にさらに不純物を入れ、それぞれの振動モードにおいて、周波数の温度変化が最小になるようにしたものである。

3 - 2. 拡がり振動用圧電セラミックス

第2章で述べたように拡がり振動の共振周波数は円板の半径 a で決まる。従って正確な半径の円板型セラミックスを作る必要があるが、焼成したままでは機械的寸法精度に限界があり、また弾性材料としての音速のバラツキがあるので、最終的には研磨により周波数調節をする必要がある。

円板の場合、外周研磨することは可能であるが、正方形板の方が大きな角板から精密カットにより切り出して作ることが出来、材料ロスも少ないので、この方が量産的である。この場合の製造工程は図3.3のようになる。^{6) 7)}

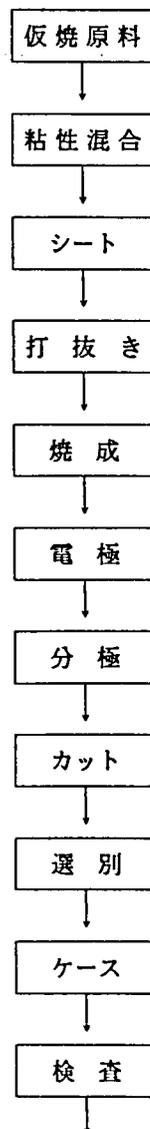


図3.3 拡がり振動用圧電セラミックスの製造工程図

図 3.3 に示したシートの成型法は図 3.4 のように種々あるが、¹⁾ 拡がり振動の場合の素子の厚さは約 0.5mm と比較的厚いので、図 3.4 の押し出し成型法により、幅約 10cm の連続シートを押し出し、このシートから幅約 20mm、長さ約 30mm の角板をパンチングで打ち抜き、重ねて焼成する方法を採用している。焼成温度は約 1,250°C で焼成時間は 2 時間である。

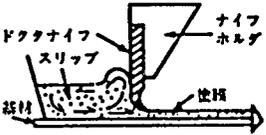
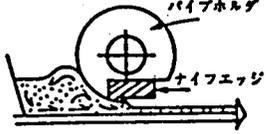
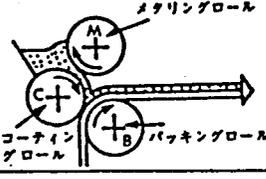
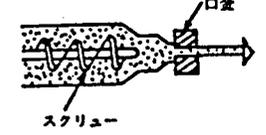
	原 理	特 徴
ドクタブレード法	 <p>ドクタナイフ スリップ 基材 ナイフホルダ 密閉</p>	<ul style="list-style-type: none"> • 厚もの向き。 • 液圧が小さく厚み変動が生じやすい。 • 基材の厚みむらが影響する。 • 操作が簡単。
ハイブドクタ法	 <p>パイプホルダ ナイフエッジ</p>	<ul style="list-style-type: none"> • 厚もの向き。 • 液圧が高く、押し出し力が增大するために厚み変動が少ない。 • 基材の厚みむらが影響する。 • 操作が簡単。
リバースロール法	 <p>メタリングロール コーティングロール バックアップロール</p>	<ul style="list-style-type: none"> • 薄ものに適している。 • 転写方式であるので基材の厚みむらが影響しない。 • 高粘度のスリップに適している。 • 操作上の条件出しが難しい。
押し出し成型法	 <p>口金 スクリュー</p>	<ul style="list-style-type: none"> • 厚もの向き。 • 基材がいらぬ。 • 複雑構造のものが作れる。 • 広幅が取りにくい。 • 操作性が悪い。 <p>(例 ハニカム構造、スター構造)</p>

図 3.4 グリーンシートの成形方式

分極条件により図3.5のように材料定数が変わるので、分極処理は重要な工程であるが、30KV/cm、80°C、2時間でほぼ完全分極が得られる。⁵⁾

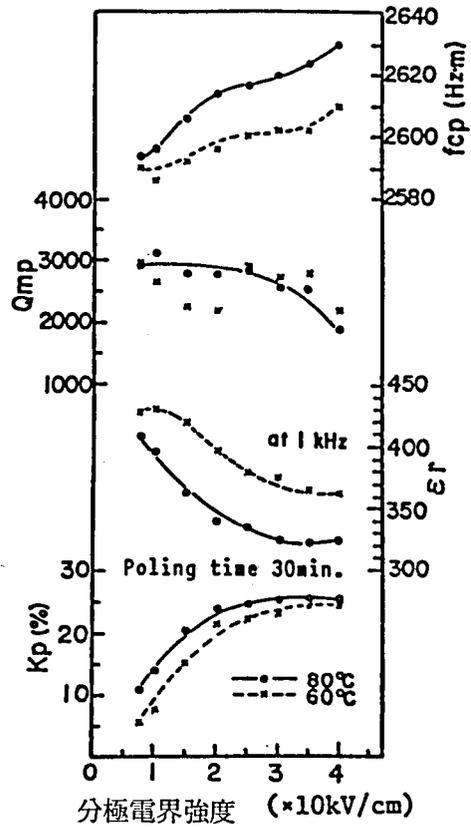


図 3.5 分極電界強度による材料定数の変化

このようにして得られた拡がり振動子用圧電セラミックスの材料定数を示すと表 3.1 のようになる。表 3.1 において周波数定数は(2.45)式の f_s と $2a$ の積で、 T_c はキュリー点の温度である。

表3.1 拡がり振動子用圧電セラミックスの材料定数

周波数定数	比誘電率	k_{31}	Q_m	T_c	温度係数
(Hzm)	(ϵ_r)	(%)		(°C)	(ppm/°C)
2,600	400	31	2,400	330	8

3-3. エネルギー閉じ込め振動用圧電セラミックス

この場合の共振周波数は第2章で述べたように厚み2hで決まる。従って正確な厚みのセラミック板を作る必要があるが、焼成だけでは寸法精度に限界があるので、研磨により周波数調節をする必要がある。従って製造工程は図3.3において焼成後に研磨工程が入るだけで他は同様である。

しかし振動モードが異なるので、周波数温度特性はエネルギーとじ込め振動モードにおいて最小になるように材料組成を選ばなければならない。図3.6に示すようにチタン酸鉛とジルコン酸鉛の組成比を少し変えることによって可能である。⁸⁾

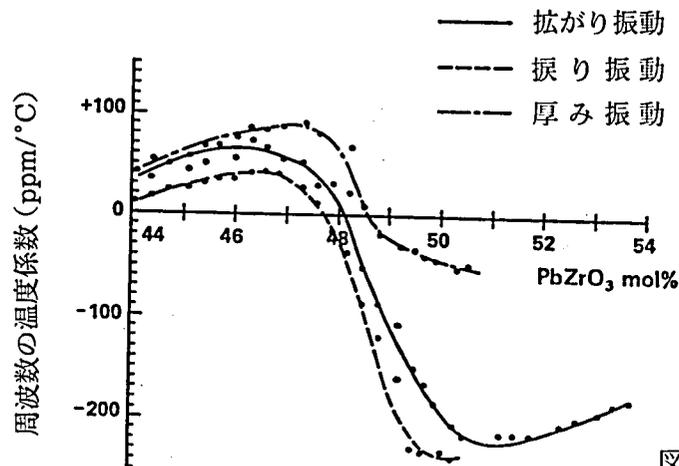


図 3.6 組成比による温度係数

このようにして得られたエネルギーとじ込め振動子用圧電セラミックスの材料定数を示すと表3.2 のようになる。表3.2 の周波数定数は(2.55)式の f_s と $2h$ の積である。

表3.2 エネルギーとじ込め振動子用圧電セラミックスの材料定数

周波数定数	比誘電率	k_t	Q_m	T_c	温度係数
(Hzm)	(ϵ_r)	(%)		(°C)	(ppm/°C)
1,250	444	44	2,400	330	8

3-4. ZnO 薄膜圧電セラミックス

ZnO 薄膜の作成法としては種々あるが、本研究では高周波マグネトロンスパッタ法を用いた。ガラスまたは単結晶基板上にZnO 薄膜を形成して表面波フィルタを生産する研究は既に発表されているが、^{9) 10)} 本研究のようにエリンバー金属板にZnO 薄膜を形成して、バルク波のトランスデューサーとするためには、薄膜としては特に完全なc軸配向性と、高い絶縁抵抗が要求される。

図3.7 は本研究に用いた高周波マグネトロンスパッタ装置の略図である。¹¹⁾ 図においてZnO ターゲットは粉末成型した後、約1,000°C, 2時間の焼成による一般的セラミックス製造技術により作り、基板にはエッチングされた厚み 0.2mmで50mm角のエリンバー金属板を用い、全体の膜の均一性を上げるために基板全体をプラネタリモーションをするようにした。¹²⁾

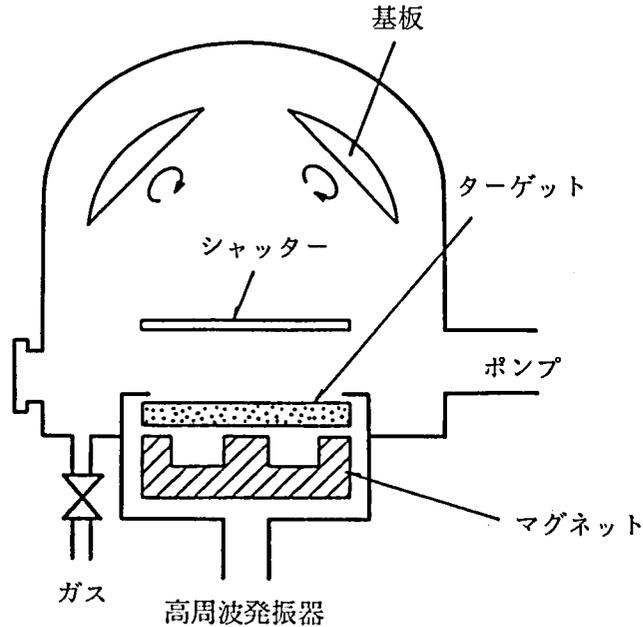


図3.7 高周波マグネトロンスパッタ装置

スパッタ条件としては基板の材質、基板の表面状態、基板温度、ガス組成、入力パワー、成膜速度、などがあげられる。ZnO 結晶は図3.8 のような六方晶形で、c 軸が基板に垂直に成長すると、六方晶形の(0001)面が表面に現れる。ZnO 圧電薄膜の c 軸配向性はこれらの条件によって大きく変化する。すなわちある限られた条件でのみ配向して、

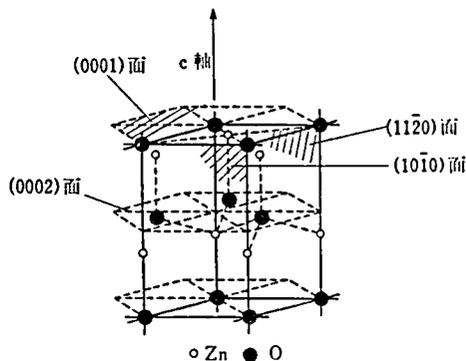


図3.8 ZnO の結晶構造

それ以外は全く配向せず結晶化もしない。また配向しても c 軸方向は必ずしも基板に垂直ではなく、ある方向に傾き、また配向の度合にもバラツキがある。これらの評価には X 線によるロッキング曲線法を使った。これは薄膜が形成された基板をゴニオメータにより回転させた時の X 線の強度を計数管で測り、等しい強度をプロットすることにより図3.9 のように、等高線を書きながら、c 軸の垂直軸からのズレ (\bar{x}) と配向バラツキの標準偏差 (σ) を統計的に計算して求めるものである。図3.9 は極めて良く配向した場合の一例 ($\bar{x}=0.8^\circ$, $\sigma=2.3^\circ$) である。もちろん全く配向しない場合は、このようなロッキング曲線を書けない。

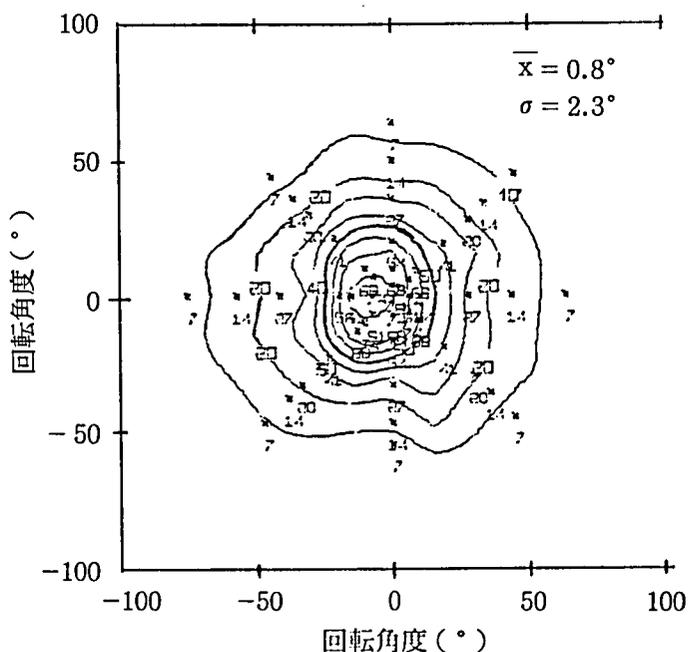


図 3.9 ロッキング曲線の一例

(a) c軸配向の条件

エリンバー金属基板にZnO 圧電薄膜を形成させるために、マグネトロン型2極静止型スパッタ装置と、13MHzの高周波発振器を用い、基板とターゲットの距離を40mm一定として、次のような条件を組合せた場合のc軸配向性の測定データの一例を表3.3, 3.4, 3.5に示した。基板の形状は0.4x10x50mmで、膜の厚さは表面粗さ計を用いて測定した

アルゴンと酸素比=30:70, 50:50, 90:10,

ガスの圧力= 2.0×10^{-3} , 5.0×10^{-3} , 10×10^{-3} Torr

基板の温度=250°C, 300°C, 350°C, 400°C,

入力パワー=300W, 350W, 400W, 500W,

表3.3 アルゴンと酸素比=30:70の場合

NO.	ガス圧力	温度(°C)	入力(W)	成膜速度(※)	配向角(\bar{x})	偏差値(σ)
11	2×10^{-3}	300	350	4.9	—	—
12	"	400	300	4.3	13.6	5.7
13	"	300	500	6.6	—	—
14	"	250	300	4.0	—	—
15	"	400	450	6.6	19.5	11.7
16	5×10^{-3}	300	350	4.0	2.1	8.7
17	"	400	300	3.5	3.5	8.4
18	"	250	300	3.3	12.9	15.4
19	"	300	500	6.0	15.0	11.7
20	"	400	450	5.3	11.0	8.5
21	10×10^{-3}	300	350	4.0	4.1	7.3
22	"	400	300	3.1	1.9	4.9
23	"	250	300	3.0	—	—
24	"	400	450	5.5	5.9	14.5
25	"	350	400	4.0	4.0	5.9

表3.4 アルゴンと酸素比=50:50 の場合

NO.	ガス圧力	温度(°C)	入力(W)	成膜速度(μ)	配向角(\bar{x})	偏差値(σ)
31	2×10^{-3}	300	350	5.0	15.0	9.2
32	"	250	300	4.5	15.7	9.9
33	"	450	500	8.0	22.1	10.3
34	"	350	400	6.0	17.3	7.5
35	"	400	300	4.0	14.9	7.2
36	5×10^{-3}	250	300	4.0	2.6	4.8
37	"	450	500	6.8	3.5	8.7
38	"	300	350	5.0	2.9	5.2
39	"	400	300	4.5	0.8	2.3
40	"	350	400	5.3	1.6	3.8
41	10×10^{-3}	300	350	4.5	2.5	3.1
42	"	250	300	3.5	3.9	7.4
43	"	400	450	5.5	3.3	2.5
44	"	350	400	4.5	2.8	3.5
45	"	400	300	4.0	2.5	2.5

表3.5 アルゴンと酸素比=90:10 の場合

NO.	ガス圧力	温度(°C)	入力(W)	成膜速度(μ)	配向角(\bar{x})	偏差値(σ)
51	2×10^{-3}	300	350	8.8	2.1	1.7
52	"	400	450	10.8	1.6	2.0
53	"	250	300	8.3	1.2	2.3
54	"	400	300	7.6	3.6	2.4
55	"	350	400	10.3	1.3	1.7
56	5×10^{-3}	350	350	5.6	2.0	2.6
57	"	300	300	4.8	2.2	2.2
58	"	450	450	8.5	2.4	2.8
59	"	450	450	9.0	1.3	2.5
60	"	300	300	5.3	2.2	2.7

61	10×10^{-3}	350	350	5.5	1.6	2.2
62	"	300	300	4.3	2.0	2.3
63	"	450	450	8.1	1.5	2.9
64	"	300	300	4.3	1.3	2.3
65	"	400	400	5.0	1.8	2.8

表中のガス圧力の単位はTorrで、* は $\mu\text{m}/\text{h}$ である。

これらの結果からエリンバー金属板に対するZnO 薄膜の最適スパッタ条件は表3.6 のような値となり、図3.7 の大型装置もこの条件を参考にして多少の補正をした。

表3.6 ZnO 薄膜スパッタ条件

ターゲット	ZnO セラミック(100 ϕ ×7mm)
アルゴンと酸素比	9 : 1
ガス圧力	10×10^{-3} Torr
基板温度	300 ~ 350°C
高周波入力	300 W
スパッタ速度	4.0 $\mu\text{m}/\text{h}$

(b) 不純物添加効果

薄膜の絶縁抵抗を上げるには、純粋なZnOよりは少量の不純物を入れた方が有効である。図3.10は不純物として用いたリチウム(Li)量に対する薄膜の絶縁抵抗の変化を示す一例である。¹⁴⁾

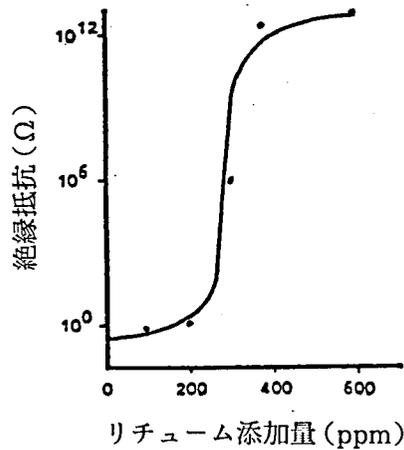


図 3.10 リチウム添加量と絶縁抵抗

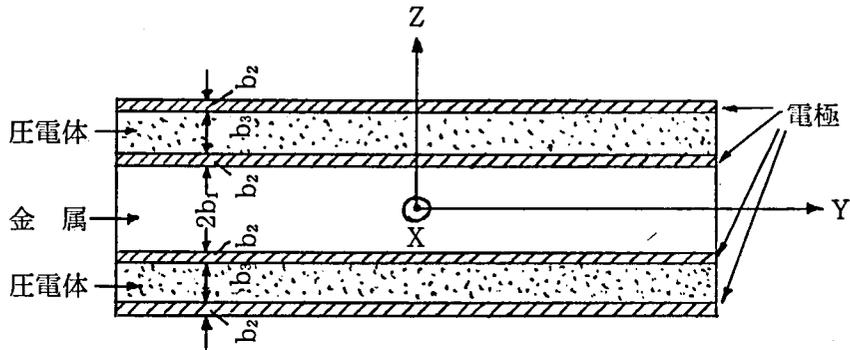
このようにリチウム添加(Li)は絶縁抵抗を上げるには有効であるが、高価でありまた水への溶解度が高いために、常に一定したLi含有量のZnOターゲットを量産的に作ることは困難であった。従って、本研究では M_n を用いることにし、3% M_n の混合により、膜厚30 μm において $10^8 \sim 10^9 \Omega$ の絶縁抵抗を得ることが出来た。但し上面電極はアルミニウムをほぼ全面 (50X50mm) に蒸着したものである。

(c) 薄膜の電気機械結合係数

ZnO 薄膜を用いた共振子は基板上にスパッタリングにより c 軸配向させた場合の圧電横効果 (k_{31}) を使うことにより、基板全体を電気機械的に振動させるものである。すなわち前項までのような圧電セラミックス自身の振動特性を利用するものではなくて、非圧電体の基板をその表面に形成された圧電体薄膜が駆動するものであるから、その解析は第2章の基礎理論に補正をする必要がある。

圧電セラミック板を金属板の両面に接着し、バイモルフ振動子として利用する場合の解析は既に発表されている。^{15) 16)}

すなわち図3.11の積層型バイモルフの各部の寸法を次のようにおく。



- 圧電体：長さ = 1, 巾 = w, 厚さ = 2b₃,
- 金属板：同上, 同上, 厚さ = 2b₁,
- 電極：同上, 同上, 厚さ = 2b₂,

図3.11 積層型バイモルフの構成

また圧電体の弾性率を s_{11}^E, s_{11}^D とし、金属板の弾性率を s_{M1} 、電極の弾性率を s_{M2} とする。

図3.11の自由容量を C^F 、束縛容量を C^{CL} とすると、電気機械結合係数 k_B は次式で与えられる。

$$k_B^2 = 1 - C^{CL} / C^F \quad \text{----- (3.1)}$$

この(3.1)式の定義は第2章の電気機械結合係数とは異なる別の定義であるが、学問的には認められているもう一つの定義で値も第2章の定義のものと同様になる。

C^{CL}, C^F は次式で与えられる。

$$C^{CL} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{33}^S w \ell}{2b_3} \quad \text{----- (3.2)}$$

$$\epsilon_{33}^S = (1 - k_{31}^2) \epsilon_{33}^T \quad \text{----- (3.3)}$$

$$C^F = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{33}^T w \ell}{2b_3} / \left(1 + \frac{Z}{4} \frac{K_{31}^2}{1 - K_{31}^2} \right) \quad \text{----- (3.4)}$$

$$Z = \frac{1}{\delta} \left(4\delta - 3 - 6 \frac{b_1 + b_2}{b_3} \right) \quad \text{----- (3.5)}$$

$$\delta = \frac{1}{b_3 \{ (b_1 + b_2 + b_3)^2 - (b_1 + b_2)^2 \}} \times [(b_1 + b_2 + b_3)^3 - (b_1 + b_2)^3 + \frac{S_{33}^D}{S_{M1}} b_1^3 + \frac{S_{33}^D}{S_{M2}} \{ (b_1 + b_2)^3 - b_1^3 + (b_1 + 2b_2 + b_3)^3 - (b_1 + b_2 + b_3)^3 \}] \quad (3.6)$$

したがって、

$$k_B^2 = (1 - Z/4) k_{31}^2 \quad (3.7)$$

となり $(b_1 + b_2)/b_3 \rightarrow 0$ のとき $k_B^2 \rightarrow \frac{3}{4} k_{31}^2$ となる。

次に $b_2 = 0$ のとき

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{b_3 \{ (b_1 + b_3)^2 - b_1^2 \}} \{ (b_1 + b_3)^3 - b_1^3 + \frac{S_{33}^D}{S_{M1}} b_1^3 \} \\ &= \frac{1}{b_3^2 (b_3 + 2b_1)} \{ 3b_3 b_1 (b_1 + b_3) + b_3^3 + \frac{S_{33}^D}{S_{M1}} b_1^3 \} \quad (3.8) \end{aligned}$$

また $2b_1 \gg b_3$ のとき

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{1}{2b_1 b_3^2} (3b_1^2 b_3 + b_3^3 + \frac{S_{33}^D}{S_{M1}} b_1^3) \\ &= \frac{b_1}{2b_3^2} (3b_3 + \frac{S_{33}^D}{S_{M1}} b_1) \quad (3.9) \end{aligned}$$

したがって $\frac{S_{33}^D}{S_{M1}}$ の数値計算を行えば k_B が求められる。

また振動子の自由アドミッタンス Y が ∞ になる周波数を f_s , 0 になる周波数を f_p とすると、 k_B は次式のようになる。

$$k_B^2 = \left(\frac{\alpha_s^2}{8} \cot^2 \frac{\alpha_p}{2} \right) \left(\frac{f_p - f_s}{f_s} \right) = 2.89 \frac{f_p - f_s}{f_s} \quad (3.10)$$

ここに $\alpha_s = G \sqrt{2\pi f_s}$, $\alpha_p = G \sqrt{2\pi f_p}$ で G は試料の寸法、材料定数などを含む定数である。

この計算は図3.11の圧電セラミックスが片側だけのいわゆるモノモルフに対しても同様に行うことが出来、また片持バリの場合の計算にも応用出来る。しかし何れの場合も圧電体が ZnO 薄膜の場合は厚みが約 $20\mu\text{m}$ と薄いので、振動子全体の k_B は ZnO 自身の k よりはるかに小さくなる。

3-5. 金属基板ZnO 薄膜共振子

低周波共振子として腕時計型電子時計用に32KHz の金属共振子を開発した。その構造は図3.12に示す通りで、金属音叉の片面に約20 μ mの厚さのZnO薄膜をスパッタし、ハーメチックシール用ベースのステムに直接、電気溶接して固定し、ワイヤボンディングしたものである。¹⁷⁾

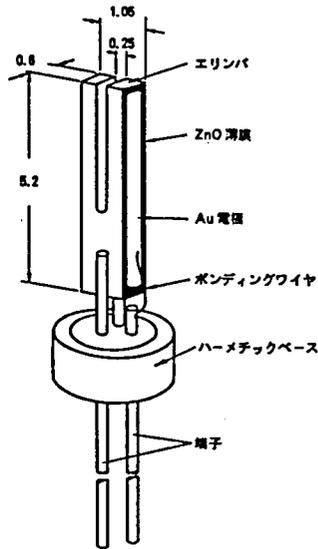


図3.12 32.768KHz ZnO 音叉共振子

これらの特性を表3.7 に示した。周波数の安定度は室温、10,000時間の変化率が 1×10^{-6} 以内であった。時計に使用した場合には1年間に約1分の変化に相当する。

表3.7 ZnO 音叉共振子の定数

f_m (KHz)	K_B (%)	R_1 (Ω)	L_1 (H)	C_0 (pF)	Q_m
32.768	8.40	27.8	5.27	9.89	36,200

また角板の拡がり振動などの新しい振動モードを用い、これをZnO 薄膜で駆動することにより、TVのクロマー回路等に用いられる3.58MHzという高い周波数の金属共振子を作ることも可能である。図3.13にその形状を示した。¹⁸⁾

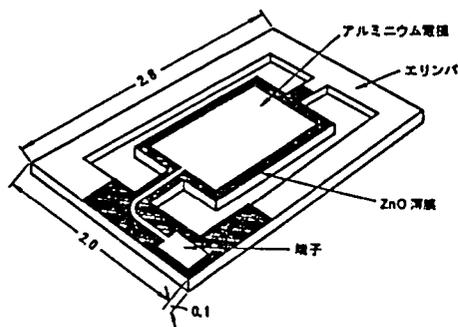


図3.13 3.58MHz ZnO 金属共振子の構造

金属共振子は厚さ 0.2mmの50mm角エリンバー板から、加工歪みのない精密ケミカルエッチングにより、寸法精度10 μ m以下の超小型振動子をフレームと一体成型した。図3.14にエッチング後の基板の写真を示し、図3.15にZnO 薄膜をスパッタした上に部分的にアルミ電極を蒸着した写真を示した。構造が簡単で極めて量産的である。

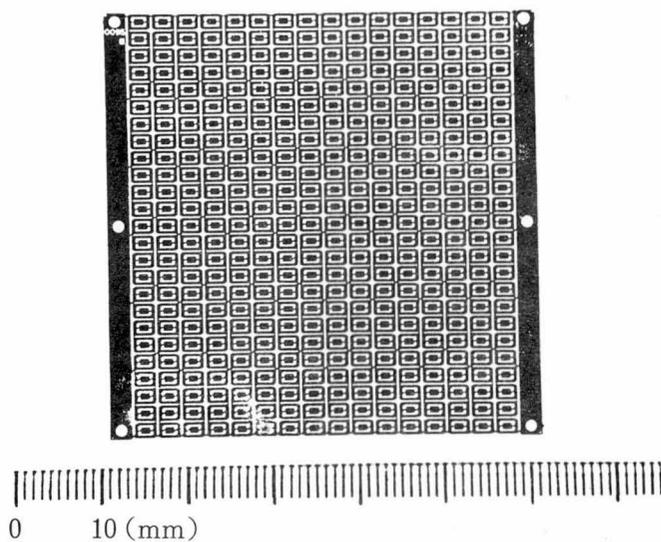


図3.14 エッチングしたエリンバー基板

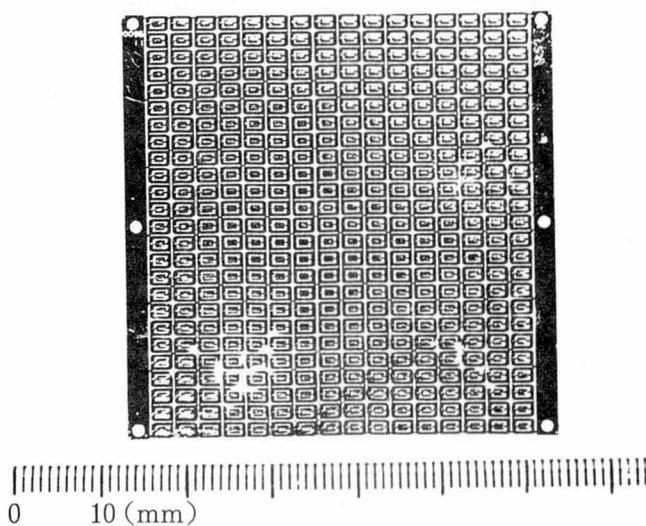


図3.15 ZnO 薄膜をスパッタした基板

c 軸配向ZnO 膜の a 軸方向振動モードの周波数温度係数は負であるから、周波数温度係数が正であるエリンバー板と組み合わせることにより、零温度係数を得ることが可能である。図3.16にZnO 薄膜とエリンバー板の厚さの割合を変えたときの共振子の周波数温度係数の変化を示した。

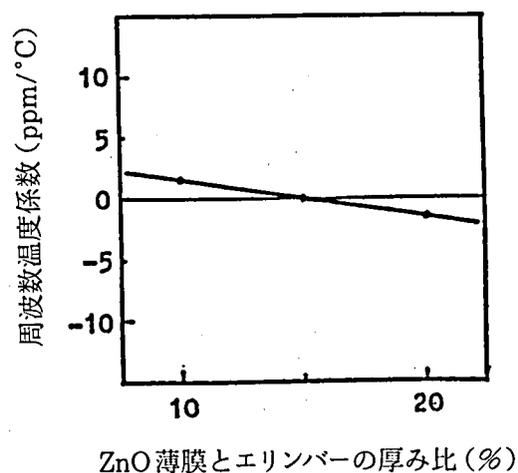


図3.16 ZnO 薄膜の厚みと温度係数

角板の短辺振動を利用する場合は主振動以外に短辺の屈曲振動、長辺の長さ振動および対称ラム波等のスプリアスが発生するが、共振子の長辺と短辺の比、支持部の形状、周波数トリミング用突起の形状など、種々の組合せによってスプリアス特性が異なってくる。図3.17はこれらの組合せの一例を示すもので、有限要素法を用いて解析するために4分の1象限の形状を示した。中心対称の面内振動の場合は4分の1象限の解析で充分である。

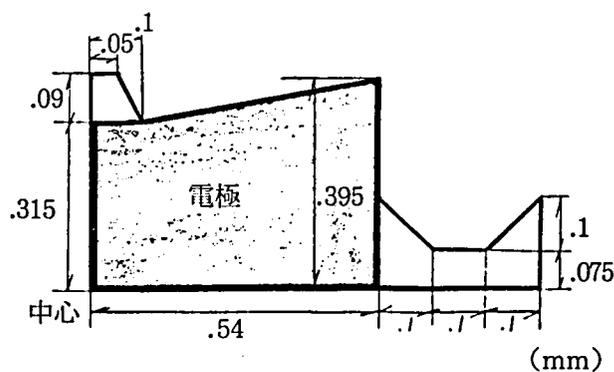


図3.17 ZnO 薄膜共振子の4分の1象限の寸法例

図3.18は図3.17の形状の振動を有限要素法で解析した結果である。図3.18において(イ)は長辺振動、(ロ)は対称ラム波振動、(ハ)は短辺振動である。

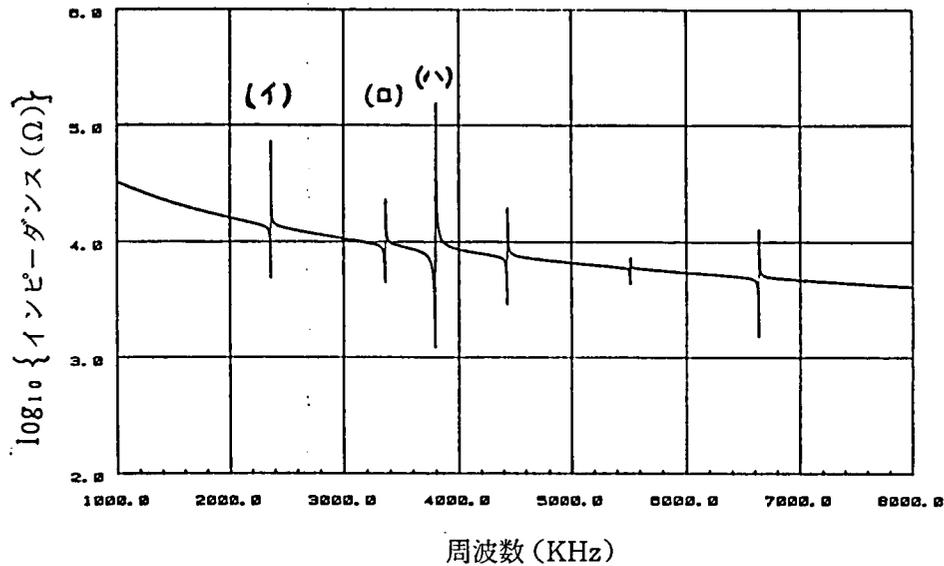


図3.18 ZnO 薄膜共振子のスプリアス特性の一例

このような有限要素法によるシミュレーションにより、スプリアスを最小にして、単一の短辺振動を得るような形状を求めた結果、図3.19のような殆どスプリアスの無い形状を定めることが出来た。この場合の振動子のインピーダンスと位相特性を図3.20に示した。

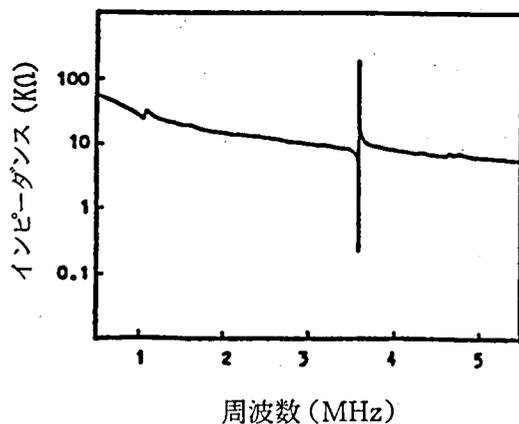


図3.19 3.58MHz 共振子のスプリアス特性

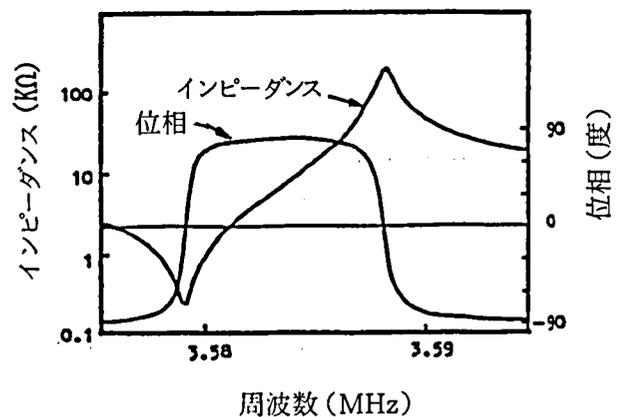


図3.20 インピーダンスと位相特性

パッケージは図3.21のように、樹脂ケースを互いに電気溶接させるために溶接機に接続する露出部 a, b, c, d, を設けた金属端子 3 をインサートモールドした樹脂ケース 2 の上に 3.58MHz ZnO 薄膜共振子を置き、同じ樹脂の蓋を A-A' 断面図のように嵌め合わせ、a と b および c と d の間に 60Hz の交流電流を流すと、a と b および c と d 間の抵抗発熱により、この部分の樹脂が熱で溶接されてケースが一体として完成されることになる。ケースが完成した後に a, b, c, d, の露出部をカットすれば、端子 3 が残って 2 端子型共振子が出来上がる。これらは自動機械により連続的に生産することが出来る。

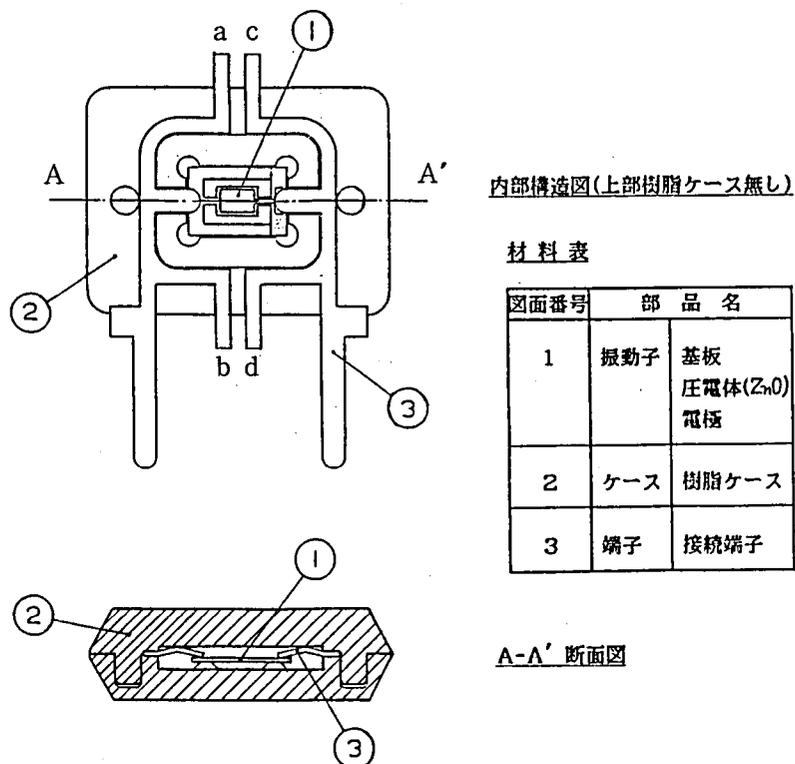


図3.21 3.58MHz ZnO 薄膜共振子のパッケージの説明図

図3.22に3.58MHz ZnO 薄膜共振子の連続生産用パッケージの写真を示した。

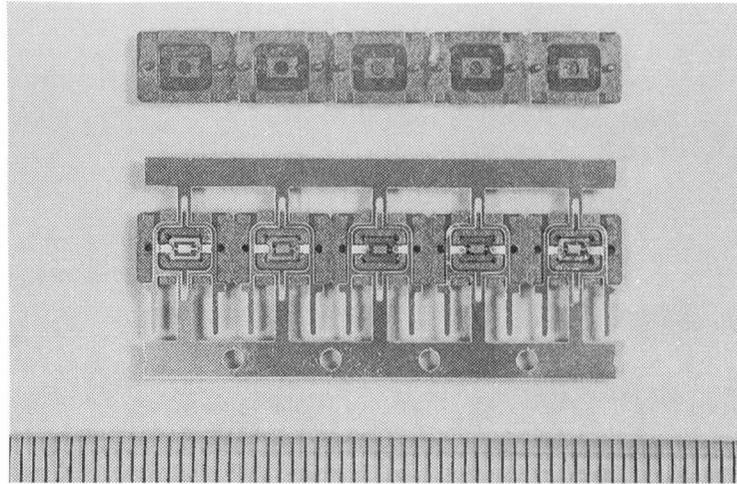


図3.22 3.58MHz ZnO 薄膜共振子のパッケージ
の写真

このようにして出来た3.58MHz ZnO 薄膜共振子の特性を表3.8に示した。

表3.8 3.58MHz ZnO 薄膜共振子の定数

f_m (MHz)	k (%)	R_1 (Ω)	L_1 (mH)	C_0 (pF)	Q_m
3.580	8.55	190	61	5.2	7,026

TVやVTRのクロマー回路では、制御電圧の変化に対して、引っ込み範囲が広い電圧制御発振器(VCO)が要求される。図3.20から分かるように、可変範囲が約10KHzと従来の水晶共振子に比べて約5倍も大きくなり、回路の簡素化と無調整化に極めて有利である。

3 - 6. まとめ

チタン酸バリウムが発見からP Z T系圧電セラミックスへ発展した歴史を述べ特にこの方面での日本の独創性について明らかにした。

実際に周波数制御用素子として使われているP Z T系圧電セラミックスは、グリーンシート法により量産され、正方形板の拡がり振動と、厚みまたは振じりのエネルギー閉じ込め振動を利用することにより実用されている。

ZnO 薄膜圧電セラミックスはプレーナー型マグネトロンスパッター方式により量産可能であることを述べ、特にエリンバーの金属基板上に形成して、VHF帯の共振子を量産出来ることを示した。この技術は将来の高周波用圧電薄膜素子の開発に極めて重要である。

- 1) 田中哲郎：チタン酸バリウムとその応用，オーム文庫
- 2) S. Roberts:Physical Review, Vol. 71, p. 890(1947)
- 3) E. Sawaguchi:Ferroelectricity versus Antiferroelectricity in the solid solutions of PbZrO₃ and PbTiO₃, J. Phys. Soc. Japan, Vol. 8, p. 615(1953)
- 4) B. Jaffe:Piezoelectric Properties of Lead Zirconate Lead Titanate Solid Solution Ceramics, J. Appl. Phys. Vol. 25, p. 809(1954)
- 5) 小川敏夫：弾性表面波用チタン酸鉛ジルコン酸鉛系圧電セラミックスの研究〔学位論文〕(1984)
- 6) 藤島 啓：圧電セラミック材料、電通学会誌Vol. 65, No. 2, p. 130-132(1982)
- 7) 藤島 啓：可聴周波数用圧電材料とその応用，信学技報Vol. 84No. 7, p. 1-7(1984)
- 8) S. Fujishima, J. Merlina and J. Miyazaki:Piezoelectric Ceramic Resonators and Filters, Proc. IEEE 38th FCS. p. 184-189(1984)
- 9) H. Jaffe and D. A. Berlincourt:Piezoelectric Transducer Materials, Proc. IEEE, Vol. 53, No. 10, p. 1372-1386(1965)
- 10) D. F. Crisler, J. J. Cupal and A. R. Moore:Dielectric, Piezoelectric, and Electromechanical Coupling Constants of Zinc Oxide Crystals, Proc. IEEE, Vol. 56, p. 225-226(1968)
- 11) 塩崎忠, 家木英治, 安本吉雄, 川端昭：ZnO スパッタ膜の低周波トランスデューサへの応用，チタバリ実用化研究会年報，Vol. 23, p. 21-25(1974)
- 12) T. Shiozaki:High-speed fabrication of high-quality sputtered ZnO thin-films for bulk and surface wave application, Proc. IEEE Ultrasonics Symposium p. 100-111(1978)
- 13) S. Fujishima, H. Ishiyama, A. Inoue and H. Ieki:Surface Acoustic Wave VIF Filters for TV using ZnO sputtered film, Proc. IEEE 30th FCS. p. 119-112(1976)
- 14) S. Fujishima:An Overview of Japanese Manufacturing of SAW Devices, IEEE MTT-S Digest p. 561-564(1986)
- 15) 藤島 啓：積層型バイモルフの感度計算，チタバリ実用化研究会年報，Vol. 11 p. 104-108(1964)
- 16) 丸竹正一：バイモルフ振動子の電気機械結合係数，チタバリ実用化研究会年報，Vol. 11, p. 189-192(1964)
- 17) 藤島 啓, 笠次 徹, 中村 武, 松本伊久夫：ZnO /エリンバを用いたMHz VCO発振子，第3回超音波エレクトロニクスシンポジウム予稿集 p. 12-34(1982)

- 18) S. Fujishima, T. Kasanami, T. Nakamura and H. Nishiyama: VCO Resonators using ZnO Sputtered Film, Proc. 4th FMA, p. 150-153(1983)
- 19) S. Fujishima, H. Nonaka, T. Nakamura and H. Nishiyama: Tuning Fork Resonators for Electronic Wrist Watches using ZnO Sputtered Film, Proc. 1st FMA, p. 49-52(1979)
- 20) S. Fujishima, T. Kasanami, T. Nakamura and I. Matsumoto: MHz VCO Resonators with ZnO/ELINVAR Structures, Proc. 5th Ultrasonic Electronics Symposium p. 133-135(1984)

第4章 圧電型共振子を用いた発振回路

4-1. 緒言

4-2. 発振回路の解析

4-3. 安定発振領域

4-4. モノリシック型共振子

4-5. 立ち上がり時間

4-6. 周波数調整

4-7. まとめ

4-1. 緒言

水晶のような圧電型単結晶を用いた発振回路の歴史は古く、回路の解析も殆ど完成している。前述のようにLCによる同調回路のQが $10^2 \sim 10^3$ と低いのに対し、水晶の Q_m は $10^5 \sim 10^6$ というように極めて高く、周波数の温度係数も使用する周波数帯域に合わせて切り出し角度を選び、 $10^{-6}/^\circ\text{C}$ という殆ど零温度係数の共振素子を作れる点が水晶発振回路の特徴で、基準発振回路として広く利用されている。当然ながら半導体回路も水晶に合わせて設計され、量産されている。

圧電セラミックスの場合は Q_m が $10^3 \sim 10^4$ で、温度係数も $10^{-5}/^\circ\text{C}$ と、丁度LC同調回路と水晶の間にあるために、水晶用に設計された半導体回路が必ずしも最適であるわけではなく、回路の解析も水晶と同じわけではない。逆に圧電セラミック共振子を用いた発振回路の解析は、従来あまり進んでないので不明な点が多く、従って新しい見方が要求され、その結果、全く新しい発振素子を開発出来る可能性もある。

前章まで述べてきたように、圧電セラミック共振子も水晶と同様にL、C、R、の等価回路に置き換えて考えられる。従って決められた半導体回路に合わせて、最適な圧電セラミック共振子を作ることが出来る。しかしその範囲には限界がある。また決められた圧電セラミック共振子に合わせて、最適な半導体を作ることにも出来る。しかしその範囲にも限界がある。本章ではこれらの点について考察する。

4-2. 発振回路の解析

発振回路には大別して次の3種類がある。

- (1) 正帰還による方式
- (2) 負性抵抗素子を利用する方式
- (3) 伝達時間あるいは位相の遅延を利用する方式

この中でセラミックスや水晶などの圧電型共振子やLC回路の場合には(1)の方式が使われている。正帰還型発振回路の代表例は図4.1のようにコルピッツ回路とハートレー回路であるが、圧電型共振子は f_s と f_p の間でインダクティブになるので、コルピッツ回路のLに共振子を用いると簡単に発振器が得られる。以下にこのような圧電セラミック共振子を用いた発振回路の解析を行う。

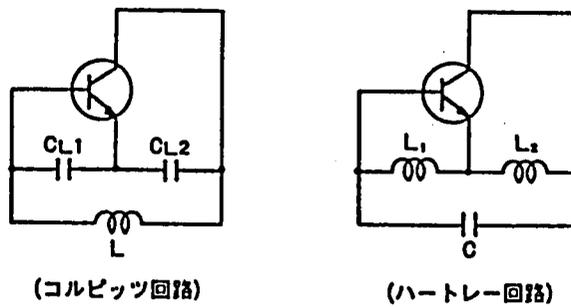


図 4.1 発振回路の代表例

一般のコルピッツ回路の原理図を示すと図4.2 のようになる。図4.2 において

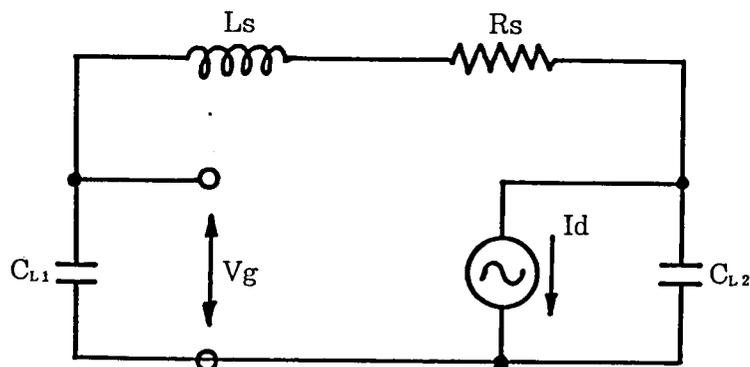


図 4.2 コルピッツ回路の原理図

半導体のトランスコンダクタンスを g_m とすると次式が成立する。

$$i_d = g_m v_g \dots\dots\dots (4.1)$$

この場合、全体のループゲインが 1 以上で、位相が 0 のとき発振するわけで、その発振周波数を f_0 とし、 $Q = \frac{2\pi f_0 L_s}{R_s}$ とすれば次式が成立する。

$$f_0 = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_s C_T}} \dots\dots\dots (4.2)$$

$$C_T = \frac{C_{L1} C_{L2}}{C_{L1} + C_{L2}} \dots\dots\dots (4.3)$$

$$R_s \leq \frac{g_m}{(2\pi f_0)^2 C_{L1} C_{L2}} \dots\dots\dots (4.4)$$

$$Q \geq \frac{2\pi f_0 (C_{L1} + C_{L2})}{g_m} \dots\dots\dots (4.5)$$

第 2 章で述べたように圧電型共振子は f_s と f_p の間でインダクティブになるので、
 図 4.2 のインダクタンスを図 4.3 のように圧電型共振子に置き換えることができる。

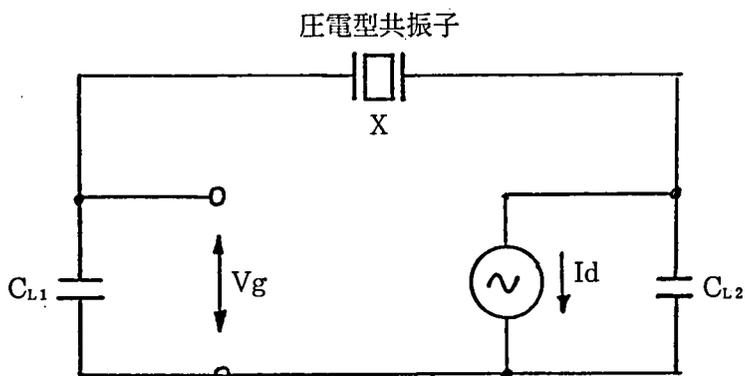


図4.3 圧電型共振子の発振回路

この回路をピアス回路といい特に水晶の発振回路に広く用いられている。

図4.3 の圧電型共振子Xを図2.1 の等価回路で表すと図4.4 のようになり、この場合の発振周波数を f_{osc} とすると、 R_1 を無視すれば次式が成立する。

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 C_{st}}} \quad (4.6)$$

$$C_{st} = \frac{C_1 (C_0 + C_t)}{C_1 + C_0 + C_t} \quad (4.7)$$

$$C_t = \frac{C_{L1} C_{L2}}{C_{L1} + C_{L2}} \quad (4.8)$$

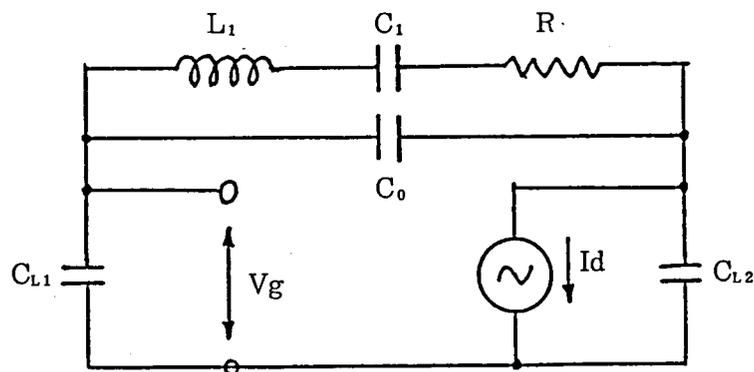


図4.4 圧電型発振回路の等価回路

すなわち圧電セラミック共振子を用いたピアス回路の発振周波数は、 L_1 、 C_1 、 C_0 、 C_{L1} 、 C_{L2} 、によって決まるわけで、共振子の周波数とともに、 C_{L1} 、 C_{L2} の並列容量も関係するものである。

圧電セラミック共振子の等価回路定数は第2章に述べたように、同一周波数でもある程度は任意に設計することが出来るので、増幅素子を与えられれば、この安定発振領域に入るように圧電セラミック共振子の等価回路定数を変えるか、または決められた圧電セラミック共振子に対しても、増幅回路のゲインと位相を変えることにより、最も安定な発振回路を作ることが出来る。

更に解析を進めるために、図4.4の発振回路を発振領域での等価回路で示せば図4.5が得られる。図4.5の点線の中が増幅回路で、その外側が共振子と負荷容量である。

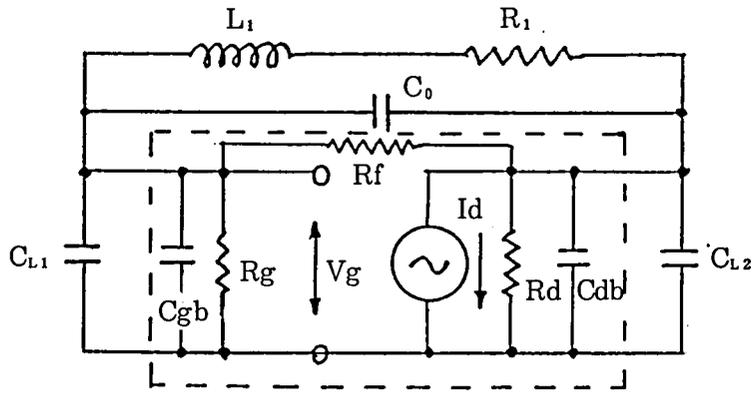


図 4.5 発振領域の等価回路

また共振子の並列回路は図4.6 のように L_e と R_e の直列回路で表すことができる。

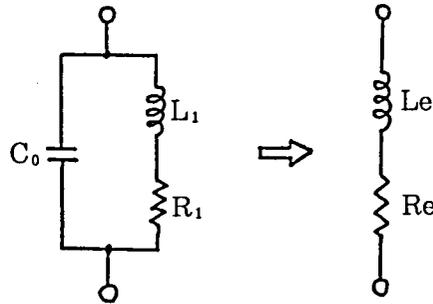


図 4.6 共振子の直列等価回路

この場合、角周波数を ω とすれば R_e と L_e はそれぞれ次のように表される。

$$R_e = \frac{AC + BD}{A^2 + B^2} \quad \text{..... (4.9)}$$

$$L_e = \frac{AD - BC}{A^2 + B^2} \quad \text{..... (4.10)}$$

$$\left. \begin{aligned} A &= 1 - \omega^2 L_1 C_0 \\ B &= \omega C_0 R_1 \\ C &= R_1 \\ D &= \omega L_1 \end{aligned} \right\} \quad \text{..... (4.11)}$$

また負荷容量も含めた増幅回路の等価回路を $-R_L$ と C_L の直列回路で表せば、図4.5は図4.7 のように置くことができる。

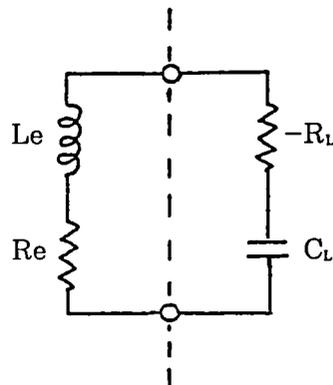


図 4.7 発振回路の等価回路

図4.7 において発振周波数を f_{osc} とし、この周波数における共振子の Q を Q_e とすれば、次式が得られる。

$$f_{osc} = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_e C_L}} \dots\dots\dots (4.12)$$

$$Q_e = \frac{2\pi f_{osc} L_e}{R_e} \dots\dots\dots (4.13)$$

すなわち発振周波数は L_1, C_0 のほかにも C_{L1}, C_{L2} によっても変わることがわかる。

圧電セラミックの共振周波数は温度によって変わり、等価回路定数のバラツキも大きい。同様に半導体増幅素子の温度特性も大きい。これらすべての条件を考慮して、実用状態では十分に安定な発振をするように、図 4.5の回路によって安定度を測定し、確認する必要がある。

4 - 3. 安定発振領域

圧電セラミック共振子を用いた発振回路には、低消費電力を目的として、一般に図 4.8 のような CMOS インバータ回路が用いられる。この場合の回路の安定度を調べるために、図の(a)点で切り離して普通の線型増幅回路を作れば図 4.9 のようになるので、これにインピーダンスアナライザを接続して全体のループゲインと位相の特性を測ることが出来る。^{4) 5)}

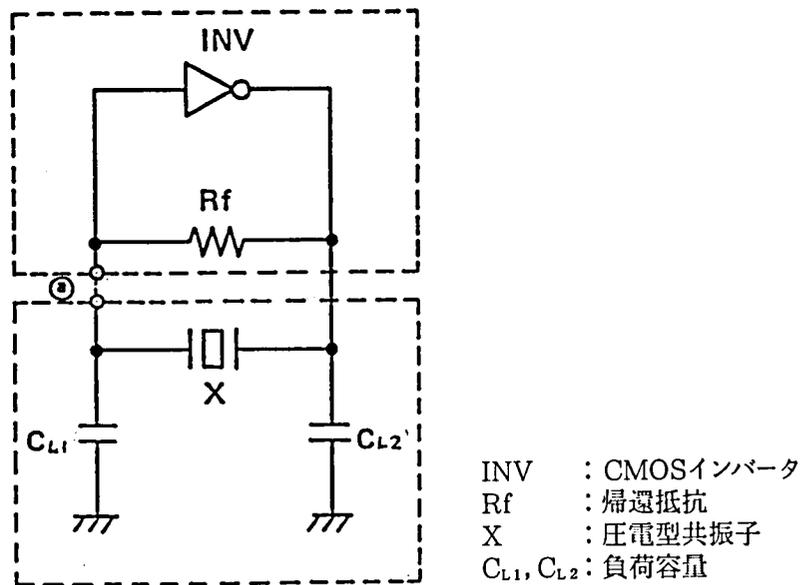


図 4.8 圧電セラミック共振子の発振回路

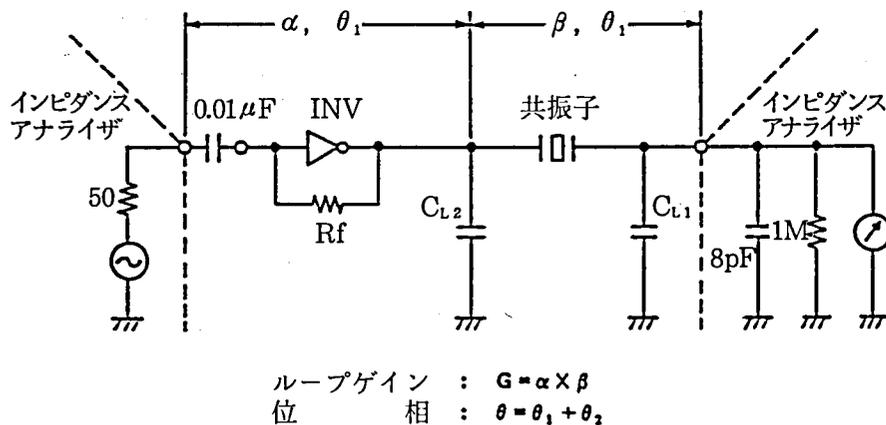


図 4.9 測定回路

このようにして測った共振周波数付近の周波数特性の例を図 4.10 と図 4.11 に示した

共振子には4.00MHz のエネルギー閉じ込め型圧電セラミック共振子を用い、増幅器にはCMOSインバーター型CD4069UBE(日本電気製)を用い、 C_{L1} C_{L2} を30PFとして、増幅器の電圧 V_{DD} を+5Vとした場合の周波数特性を図4.10に、また+2.7Vとした場合の周波数特性を図4.11に示した。また増幅器のゲインと V_{DD} の関係を測定した一例を図4.12に示した。増幅器のゲインは V_{DD} の低下により著しく下がることが分かる。CD4069UBEは+5Vが標準の使用状態であるが、実際に電池を使用した携帯型発振器などでは電池が消耗して、+2.5Vまで低下することはよくあることである。

図4.10は位相がゼロになる周波数でループゲインが+12dBであり、したがって安定に発振可能な例であり、図4.11は位相がゼロになる周波数でループゲインが-4dBであるから発振不可能な例である。

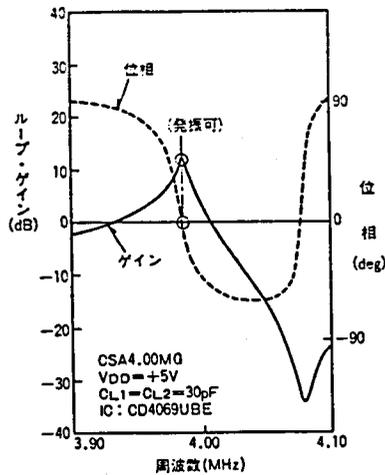


図 4.10 発振可能な例

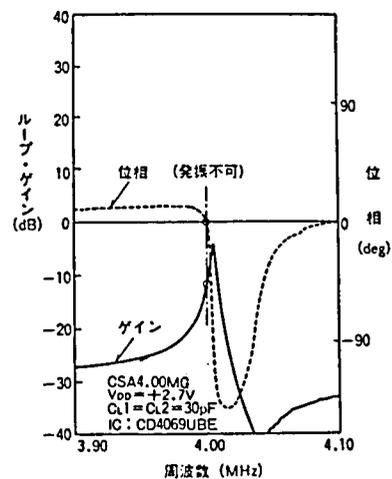


図 4.11 発振不可能な例

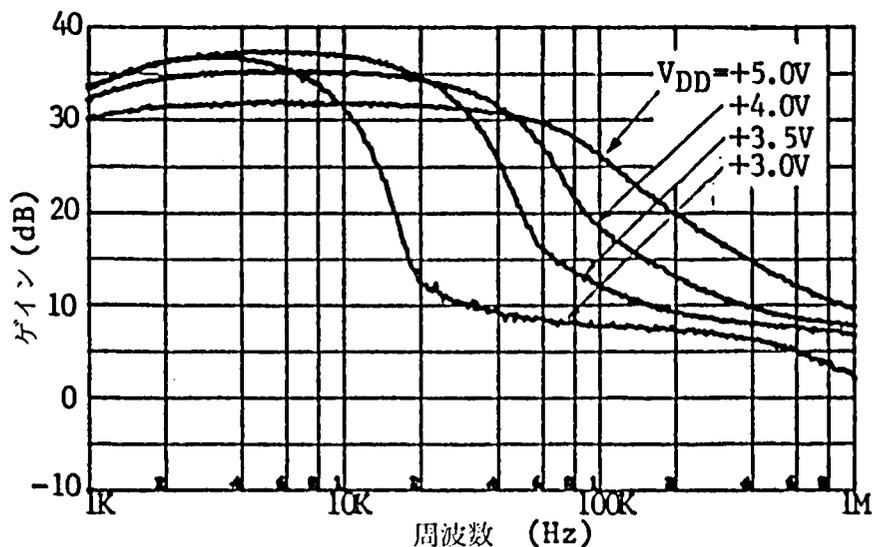


図4.12 CD4069UBE の電圧による周波数特性

また図 4.8において、共振子を固定しそれぞれのゲインに対して C_{L1} と C_{L2} の値を変えた場合のループゲインと位相を計算することにより、この回路の安定発振領域を計算することが出来る。増幅回路のゲインは直流バイアスを変えることにより調節することができるが、このようにして求めた発振領域の特性の一例を図4.13に示した。⁶⁾

図4.13は共振周波数が 2.0MHz の圧電セラミック共振子を用いた場合の一例で、同時に同じ増幅回路を用いて10.0MHz の圧電セラミック共振子を用いた場合の一例を図4.14に示した。いずれも図の中でループゲインがマイナスで、位相が正となる領域が発振不可能となるので、その領域を斜線で示した。逆にこれを除いた部分が安定発振領域となりその中で最も安定な発振はループゲインが高く、位相のマイナスとなる度合いが大きい部分と考えられるので、その領域を黒色部で示した。

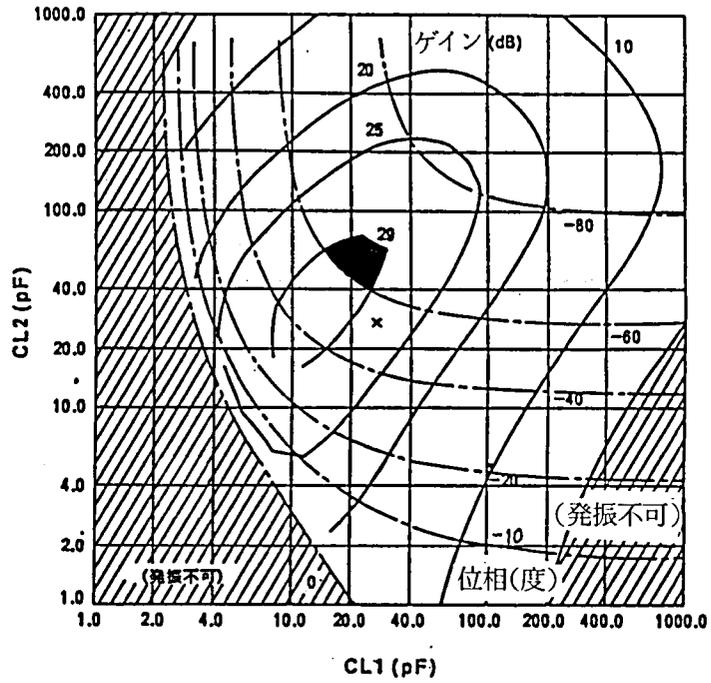


図 4.13 安定発振領域 (2.0MHzの例)

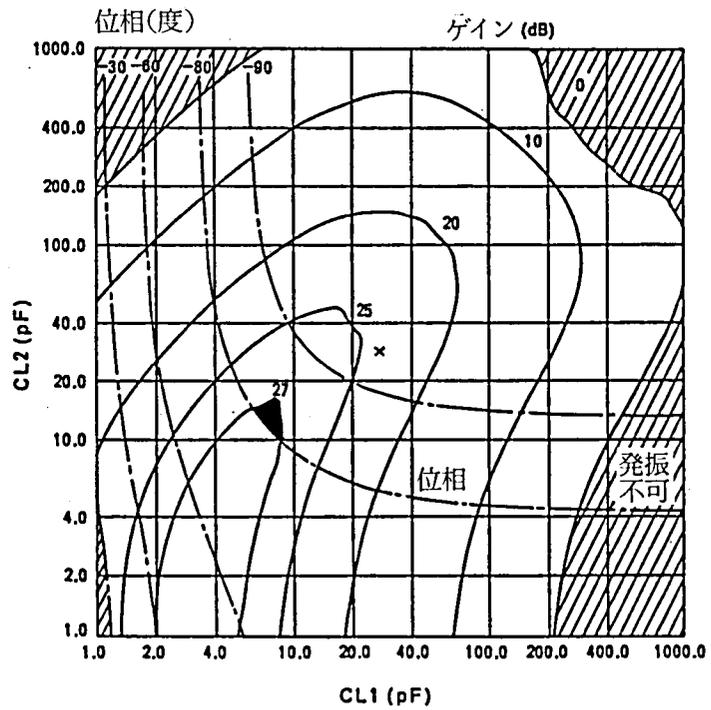


図 4.14 安定発振領域 (10.0MHzの例)

4-4. モノリシック型共振子

(4.12) 式により、発振周波数は共振子の等価インダクタンス L_1 だけでなく、並列容量 C_0 および負荷容量 C_{L1} 、 C_{L2} によつて決まる。したがつて負荷容量を変えることにより、発振周波数を調節することができる。

図 4.8 の発振回路において C_{L1} を一定として C_{L2} の値を変えた場合の発振周波数の変化の一例を図 4.15 に示し、逆に C_{L2} を一定として C_{L1} の値を変えた場合の発振周波数の変化の一例を図 4.16 に示した。

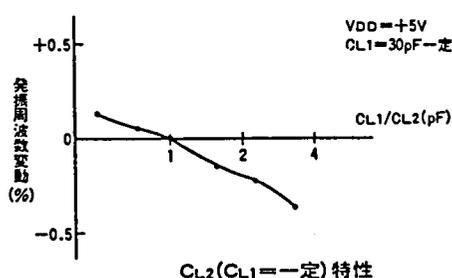


図 4.15 CL_2 を変えた場合の変化

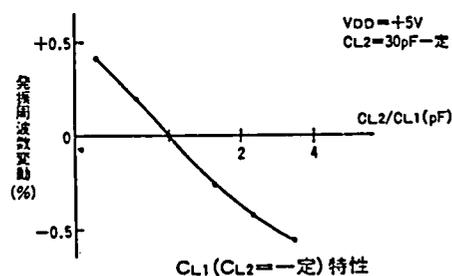


図 4.16 CL_1 を変えた場合の変化

この考え方は圧電セラミック共振子による発振回路において、 C_{L1} および C_{L2} の一方または両方にバラクターダイオードを用い、ダイオードに加える直流電圧を変えることにより、発振周波数を変化させる電圧制御型発振器 (VCO: Voltage Controlled Oscillator) を作る事が出来る。また C_{L1} および C_{L2} を固定しておいて、発振増幅回路の位相を変えることによつても VCO を作る事が出来る。最近では IC 回路の進歩により、位相を変えることは容易になったので、このような位相調整回路内蔵型の IC を使えば、発振周波数を共振素子の f_s から f_p まで大巾に変えられる VCO となり、TV の水平同期回路や移動無線のマルチチャンネル アクセス回路 (多チャンネル制御) などに広く応用出来る。図 4.17 に 500kHz の圧電セラミック共振子による TV の水平同期回路に使用した一例を示し、図 4.18 にその制御電圧による周波数変化の一例を示した。⁸⁾

この周波数変化を図示すると、図 4.19 のように可変範囲は約 40kHz (8.3%) と極めて大きく、これを水晶に置き換えると僅か 0.77kHz (0.16%) となるので、圧電セラミックの有利性が良くわかる。すなわち安定な発振周波数を広い範囲に可変出来る VCO を作れることが、圧電セラミック共振子の最大の特徴である。

VCO とは逆に、 C_{L1} と C_{L2} を発振周波数の温度補償用にも使うことも出来る。本研究

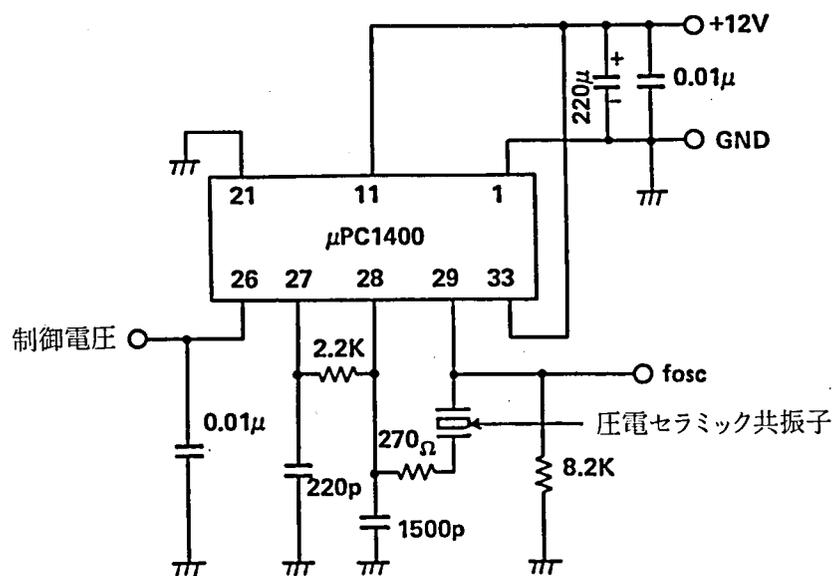


図 4.17 カラー-TV用VCO回路の一例

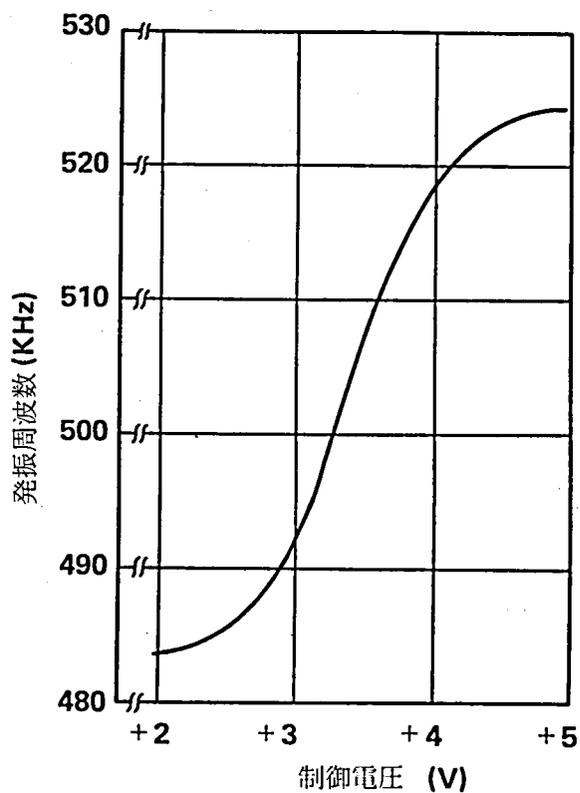


図 4.18 制御電圧による発振周波数の変化

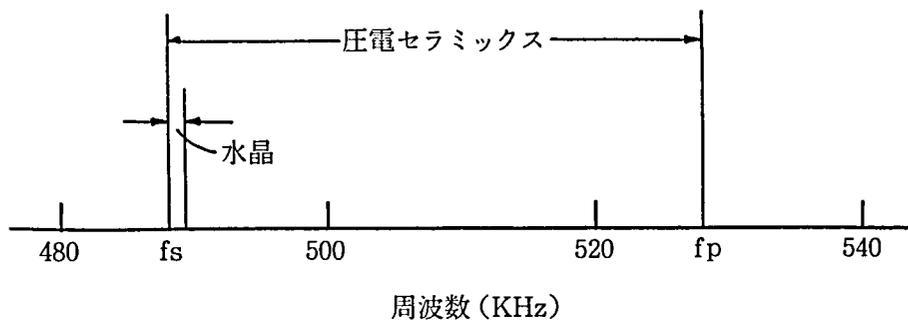


図 4.19 圧電セラミックスと水晶の可変周波数

に用いたチタン酸ジルコン酸鉛磁器は正方晶系の結晶であるから、分極方向にc軸が配向し、その割合は図3.5に示したように分極電圧と温度と時間により変化し、飽和点は約30KV/cm, 80°C, 2時間である。c軸方向の比誘電率はa軸方向のそれより約20%小さく従って分極後の圧電セラミック共振子の並列容量 C_0 の静電容量は室温では分極前のそれより低く、この値はキュリー点に於いて分極前と等しくなる。これが圧電セラミック共振子を用いた発振回路の周波数温度特性を悪くする一つの原因である。

図4.20に本研究に用いた拡がり振動用圧電セラミックスの静電容量の温度特性の一例を示し、図4.21に厚み振動用圧電セラミックスの静電容量の温度特性の一例を示した。両図から分極前と分極後の静電容量の温度係数を計算して比較すると表4.1のようになる。

表4.1 静電容量の温度係数(ppm/°C)

	拡がり振動用	厚み振動用
分極前	+ 2,100	+ 2,300
分極後	+ 4,200	+ 5,700

表4.1から静電容量の温度係数は分極後は分極前の約2倍になることが分かる。しかし分極前でも拡がり振動で+2,100ppm/°C、厚み振動で+2,300ppm/°Cと、いずれも正の極めて大きな温度係数であるから、この特性を利用して発振回路の C_{L1} および C_{L2} として作ることが出来れば、発振周波数の温度特性を改善することが期待出来る。

一般に圧電セラミック共振子を用いた発振回路には、負荷容量 C_{L1} 、 C_{L2} として各種のコンデンサーが用いられるが、その温度係数を示すと表4.2のようになる。

表4.2 各種コンデンサーの温度係数

種類	温度係数(ppm/°C)
セラミック	+ 60
マイカ	+ 100
マイラー	+ 5
ポリスチレン	- 150
ポリプロピレン	- 250

表4.2からいずれも静電容量の温度係数としては極めて小さく、正の最大値はマイカの+100ppm/°Cである。従って表4.1のように圧電セラミック共振子の分極前の温度係数が+2,300ppm/°Cであることを利用すれば、発振周波数の温度補償には極めて有効であり

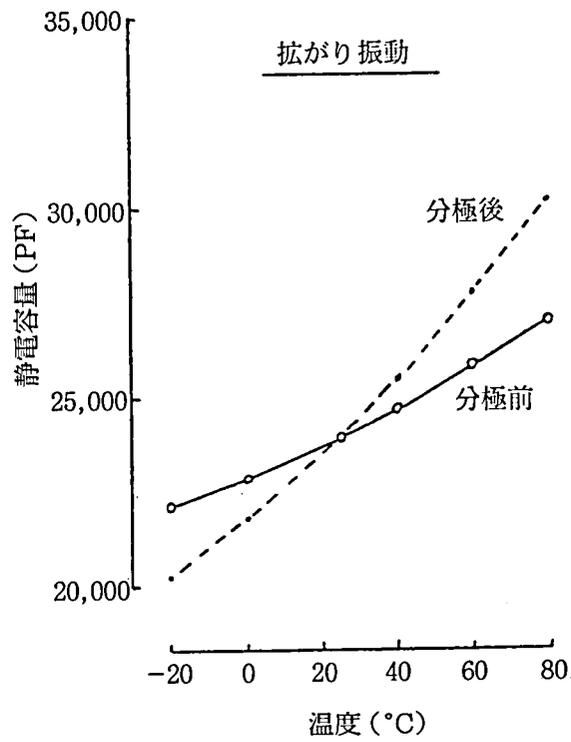


図 4.20 静電容量の温度特性

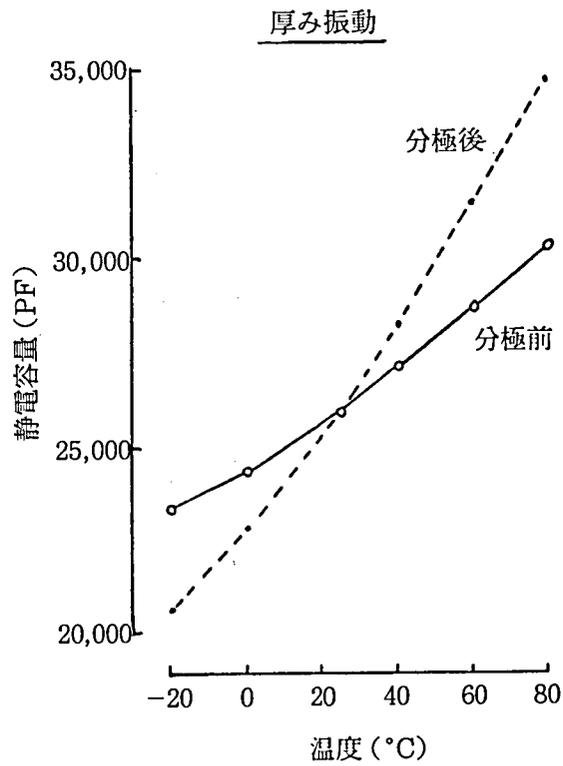


図 4.21 静電容量の温度特性

もしこの静電容量を共振子と一体に内蔵出来れば負荷容量の C_{L1} , C_{L2} を省略出来、回路全体を小型、簡単に作る事が出来る。

このように考えてエネルギー閉じ込め型厚み振動の共振子の一部に図4.22のように共振電極とは別の独立した電極 (a) を作り、この電極に逆の分極電圧を加えて共振電極と重なった斜線部分の分極を消去することにより、圧電特性を持たない誘電体としてのコンデンサーを形成し、 C_{L1} および C_{L2} 内蔵型の3端子モノリシック型共振子を試作した。図4.22のb部分は表側共振電極と裏側共振電極を導通させる為に、側面に銀ペイントを流れさせる為の凹みである。図4.23に電極構造の写真を示し、図4.24に樹脂モールドした3端子型モノリシック共振子の構造を示した。^{7) 8)}

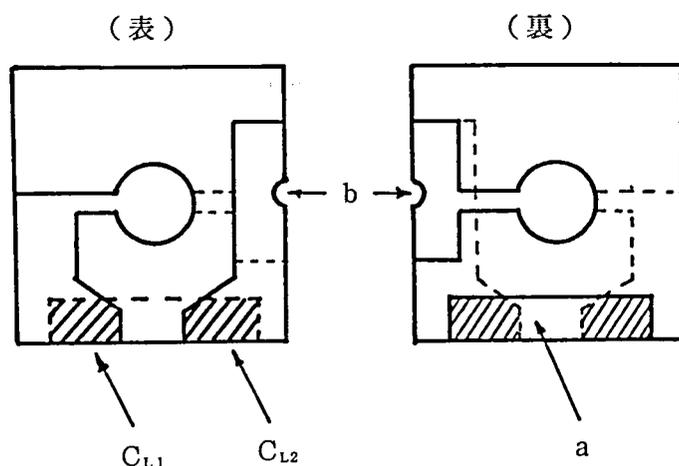
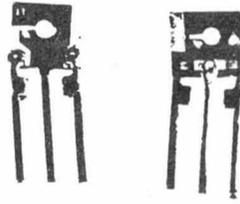


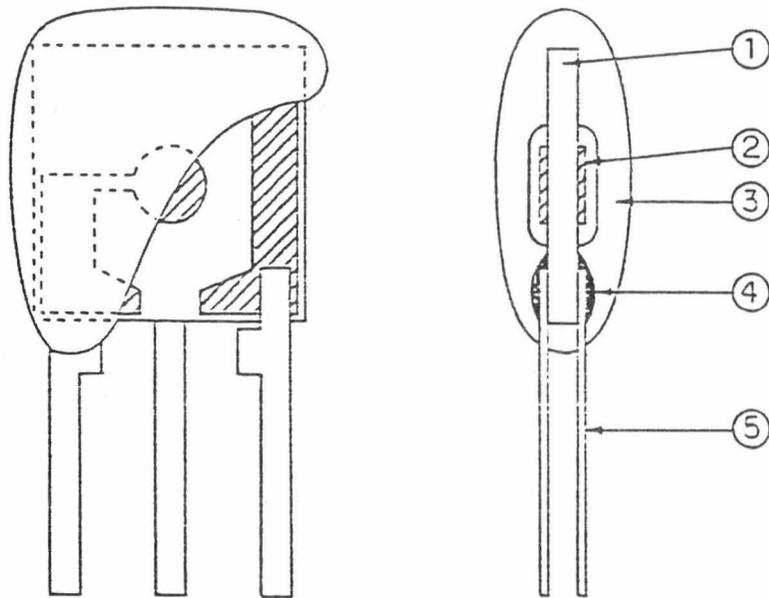
図 4.22 モノリシック共振子の電極図

このようにして作った3端子モノリシック型8.00MHz共振子の発振周波数の温度特性を、 C_{L1} , C_{L2} に普通のセラミックコンデンサーを使用した場合と比較して図4.25に示した。実線がモノリシック型で点線が C_{L1} , C_{L2} に普通のセラミックコンデンサーを使用した場合である。セラミックコンデンサーの場合の発振周波数の温度係数が+60ppm/°C であるのに対し、モノリシックの場合は+30ppm/°C となり極めて大きく改善されている。



(mm)

図 4.23 3 端子モノリシック共振子の構造



①	セラミック素子	圧電磁器 (P Z T)
②	電 極	A g 蒸着
③	外 装	エポキシ樹脂
④	半 田	S n 6 P b 4
⑤	端 子	洋白 半田ディップ ^o 処理

図 4.24 3 端子モノリシック共振子の構成図

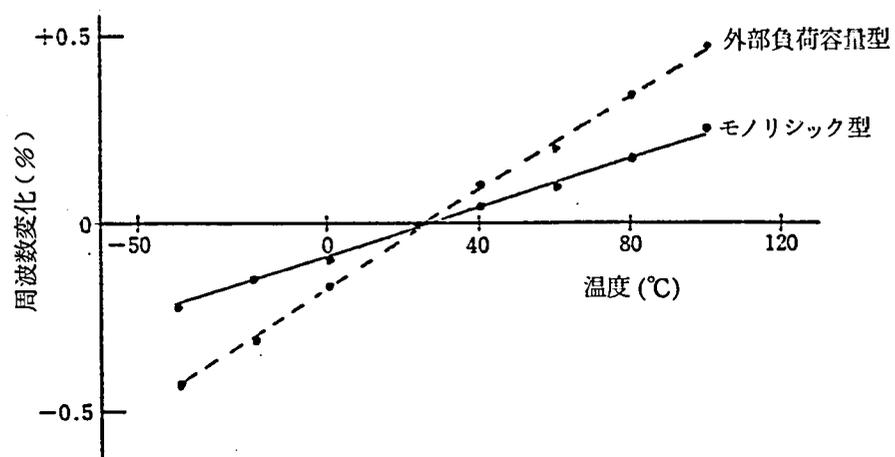


図 4.25 モノリシック型共振子の温度特性

拡がり振動の場合は全面電極により全体が振動するので、モノリシックにコンデンサを形成することは困難であるが、図 4.26 のように片側電極を中心対称に分割して 3 端子構造にすれば、その等価回路は図 4.27 のように考えられ 2 個の並列容量 (C_1 と C_2) を作ることが出来るから、これによりモノリシック型共振子となる。この場合の C_1 と C_2 は、そのまま図 4.8 の C_{L1} と C_{L2} になると考えられ、分極されているので表 4.1 から静電容量の温度係数は $+4200\text{ppm}/^\circ\text{C}$ である。従ってこの方式のモノリシック型共振子も 2 端子型共振子に負荷容量 C_{11} 、 C_{12} を外部接続した場合よりも温度特性が良くなることが期待出来る。

このように考えて作った 3 端子モノリシック型の 480KHz 共振子の等価回路定数の一例を図 4.27 に示し、発振周波数の温度特性を 2 端子型共振子にセラミックコンデンサーによる負荷容量を外部接続した場合と比較して図 4.28 に示した。実線がモノリシックで点線が外部接続の場合である。外部接続の場合は発振周波数の温度係数が $+25\text{ppm}/^\circ\text{C}$ であるのに対し、モノリシックの場合は $-12\text{ppm}/^\circ\text{C}$ と改善されている。

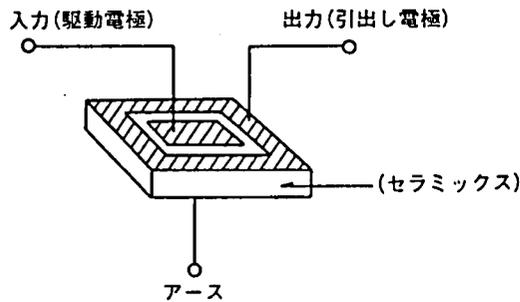


図 4.26 分割電極

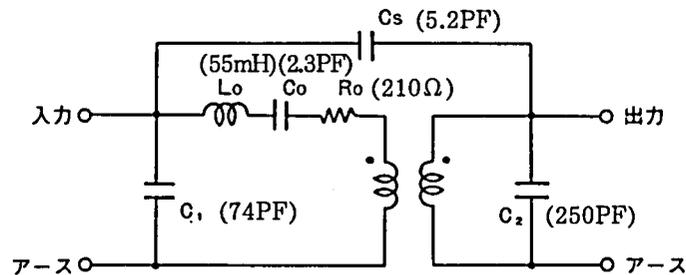


図 4.27 分割電極の等価回路

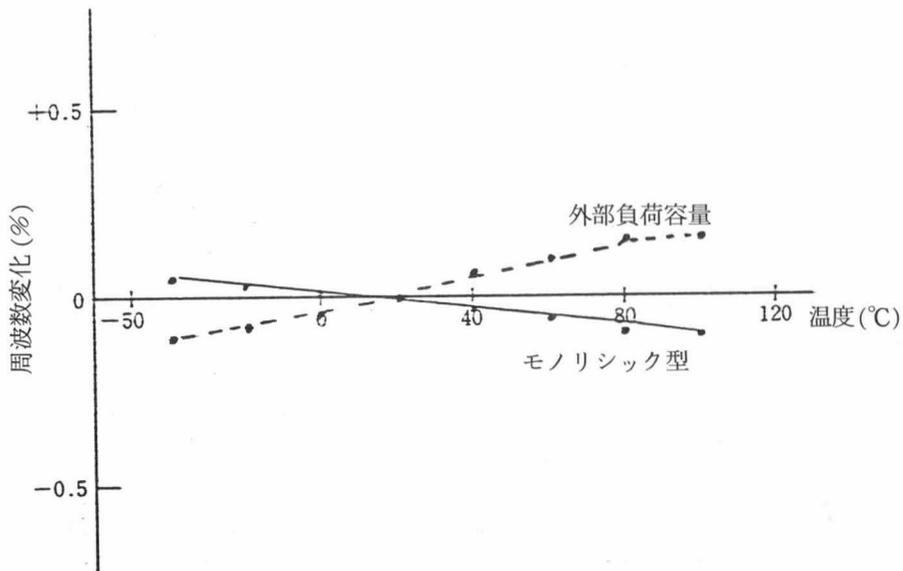


図 4.28 モノリシック型共振子の温度特性 (拡がり振動)

図4.26 の場合は外側電極にはノード点が無いのでパッケージは難しいが、図4.29 のように打ち抜き金属端子を軽く接触させることにより支持して3端子型とすることが出来る。外側電極と金属端子との接触圧力は微妙であるが、圧電セラミックスの Q_m が低いので、特性に影響しない範囲で適当な圧力を見出すことが出来る。

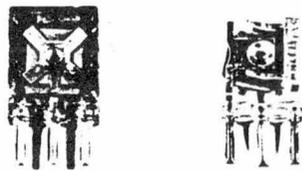


図 4.29 モノリシック型共振子のパッケージ (拡がり振動)

モノリシック型共振子には次のような多くの利点がある。

- (1) 小型である。
- (2) 量産が容易である。
- (3) 負荷容量が不要である。
- (4) 温度特性が良い。
- (5) 回路が簡単になる。

4-5. 立ち上がり時間

圧電型共振子の発振回路では立ち上がり時間が重要である。すなわち水晶のように Q_m が 10^6 以上と大きい場合は、発振周波数の精度は極めて高くなるが、電源を入れてからの発振の立ち上がり時間は極めて長く、安定するのに数分間を要する。逆に圧電セラミックの場合は Q_m が 10^3 から 10^4 と低く、周波数の温度特性も約 $10^{-5}/^\circ\text{C}$ であるから、周波数精度は良くはないが、発振の立ち上がり時間が小さくなる利点がある。

ICの立ち上がり時間もゼロではないが、⁹⁾ ゲインが充分大きい場合は入力電圧が増巾されて出力電圧となり、これが入力に帰還される迄の時間は殆ど無視できる。従って発振回路全体の立ち上がり時間は図 4.4において、殆ど共振子の等価回路定数 L_1, C_1, R_1 で決められることになる。

いま L_1, C_1, R_1 の直列回路の入力に $e(t) = E_m \sin \omega_s t$ の矩形波が加わった場合の過渡電流を i とすると次式が成立する。

$$L_1 \frac{di}{dt} + R_1 i + \frac{1}{C_1} \int i dt = e(t) \quad \dots\dots\dots (4.14)$$

この場合の電流 i は次式で与えられる。

$$i(t) = \frac{E_m}{Z} \frac{1}{\sin \phi} \varepsilon^{-\alpha t} \left\{ \sin \phi, \sin(\phi - \beta t) - \frac{\beta}{\omega_s} \cos \theta, \frac{\sin \beta}{\sin \phi} \right\} + \frac{E_m}{Z} \sin(\omega_s t - \theta) \quad \dots\dots\dots (4.15)$$

ここに

$$Z = \sqrt{R_1^2 + \left(\omega_s L_1 - \frac{1}{\omega_s C_1} \right)^2}$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\omega_s L_1 - \frac{1}{\omega_s C_1}}{R_1} \right)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)$$

$$\alpha = R_1 / 2 L_1$$

$$\beta = \sqrt{1 / L_1 C_1 - (R_1 / 2 L_1)^2} = \sqrt{\omega_s^2 - \alpha^2}$$

である。

そこで(4.16)式において、 $\omega_s \gg \alpha$ の場合は $\theta \approx 0$, $\phi = \frac{\pi}{2}$ となるので、

$$i(t) = \frac{E_m}{R_1} (1 - e^{-\alpha t}) \sin \omega_s t \quad \dots\dots\dots (4.16)$$

となり、したがって立ち上がり時間 T_r は次のようになる。

$$T_r = 1/\alpha = 2L_1/R_1 = 2 Q_m / \omega_s \quad \dots\dots\dots (4.17)$$

発振回路の立ち上がり時間は、ICの電圧 V_{DD} が加わることにより、発振が過渡現象の状態から定常状態へ移行するまでの時間である。(4.17)式より立ち上がり時間(T_r の定義としては、普通は定常状態の振幅の73%迄立ち上がる時間としているが、本研究では測定の容易さから図4.30のように定常状態の振幅の90%に達する迄の時間とする。

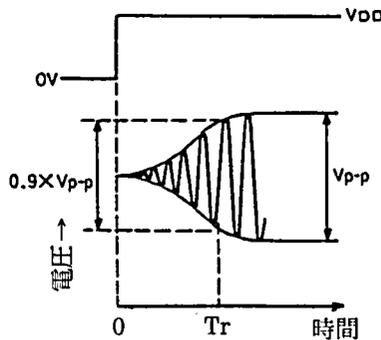


図4.30 立ち上がり時間の定義

図 4.31に同じ4.0MHzの共振周波数の水晶と圧電セラミックスとリチウムタンタレート(LiTaO₃)の3種類の共振子を、同じICの発振回路に使用した場合の立ち上がり波形を写真に撮って比較した例を示した。図 4.31の横軸が時間(1目盛=0.2msec)で、縦軸が振幅(1目盛=2.5V)で、図の左端が電圧 V_{DD} を加えた瞬間であるから、図4.30の定義から3種類の共振子の立ち上がり時間を測定することが出来る。このようにして測定した結果を示したものが表 4.3である。

表 4.3 各種共振子の立ち上がり時間

水 晶	1.7 msec
圧電セラミックス	0.07msec
リチウムタンタレート	0.8 msec

また同様な方法で周波数を変えた場合の圧電セラミックスの立ち上がり時間を水晶のそれと比較して測定したものが図4.32である。図4.32から(4.17)式がほぼ正しいことが証明された。

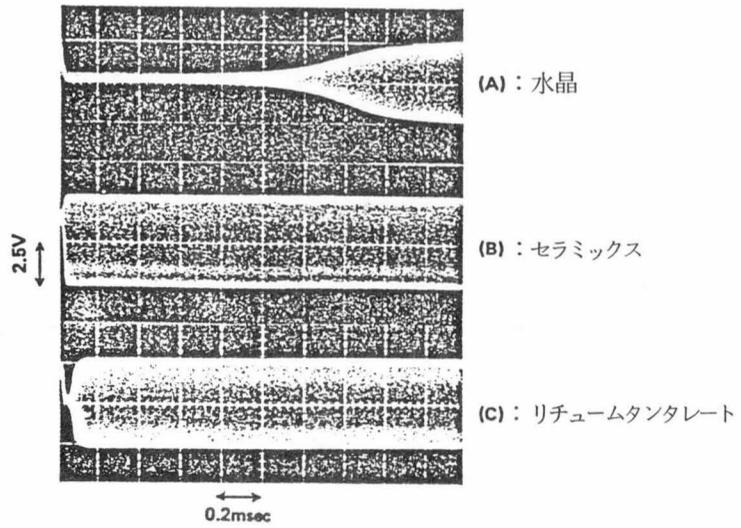


図 4.31 水晶，セラミックスおよびリチウムタンタレート共振子の立ち上がり時間

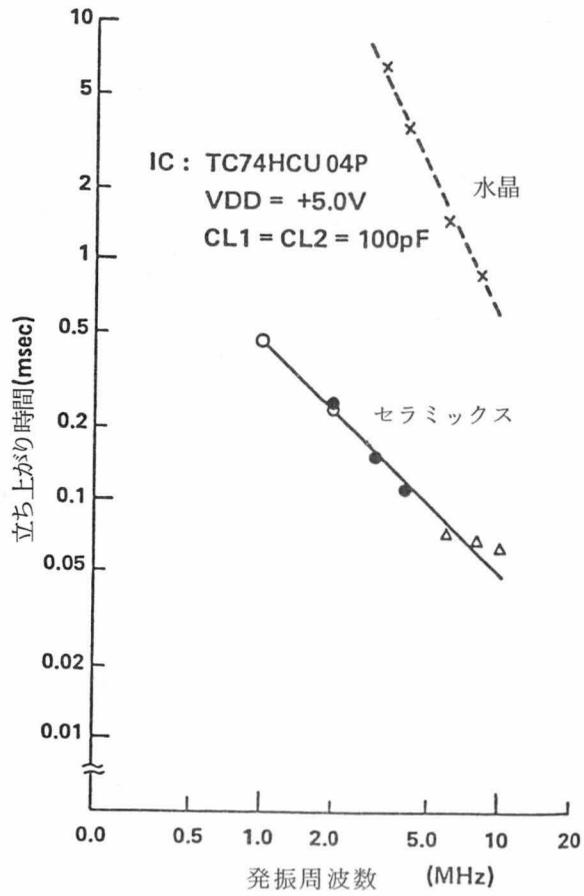


図 4.32 発振周波数と立ち上がり時間

4-6. 周波数調整

圧電型共振子の共振周波数は第2章に示したように、それぞれの振動モードに関する寸法—すなわち屈曲振動では長さ l 、拡がり振動では半径 a 、厚みすべり及び厚み縦振動では厚さ $2h$ —に逆比例するので、それぞれの寸法を精密に調節することにより周波数を合わせることが出来、また一度合わせた周波数は機械的な寸法が変わらないかぎり変化しないのが特徴である。

しかし実際に量産する場合は、どんなに寸法精度を上げてても共振子には弾性的な性質にバラツキがあり、またIC回路にもバラツキがある。したがって最終的には個々の共振子を個々のIC回路に合うように周波数の微調整をして精度を上げてゆくのが普通である。

以下に材料のバラツキとその周波数調節について述べる。

(1) 金属材料

エリンバーのような恒弾性材料は金属メーカーにより厳密に管理された工程で生産されているが、板にする場合のロールの方向や速度、ロール後のアンニール（焼鈍）条件により弾性定数が大幅に変わる。図4.33にアンニール温度による周波数温度係数の変化の一例を示した。

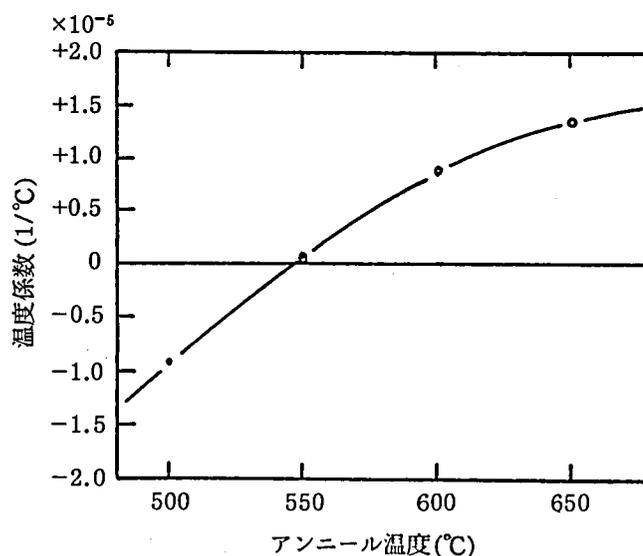


図 4.33 エリンバーのアンニール温度と周波数温度係数

音叉の周波数は音叉の先端部をヤスリで削ることにより長さを短くして周波数を上げてゆくことができる。この場合、音叉の両脚のバランスが崩れると非対称振動になって Q_m が下がるので、両脚のバランスを崩さぬように削る必要がある。逆に音叉の支持部である中溝を削ると、周波数を下げることが出来る。

このようにヤスリによる周波数調整は簡単であるが、削るために機械的に固定してやる必要があり、したがって音叉を発振回路から外して、一回削るごとにどれだけ周波数に変化するかを予想して削り、削ったあとにまた発振回路に接続して発振させて周波数を確認し、この動作を何回か繰り返して、目的とする周波数に合わせなければならないため経験と時間を必要とする。

しかし最近ではレーザートリミングにより、発振させながらトリミングして、自動的に目的とする周波数に合わせることが出来、この方が量産的で精度も上がる。

(2) 圧電セラミックス

圧電セラミックスは多結晶であるから、材料定数のバラツキは本質的に単結晶より大きい。特に三成分系のチタン酸ジルコン酸鉛では、Pbの蒸発温度が最も低いために、焼成炉中に予め Pb_2O_3 等の粉末を入れることにより、雰囲気調節しPbの蒸発を補正している。しかしこのようにしても、焼結体の表面と内部では当然ながらPbの蒸発条件が違うので、一枚の圧電セラミック板の中央部と周辺部では音速が異なり、これがバラツキの原因となる。図4.34に50mmφ厚み1mmのチタン酸ジルコン酸鉛基板の各部の音速を測定した一例を示した。¹⁰⁾

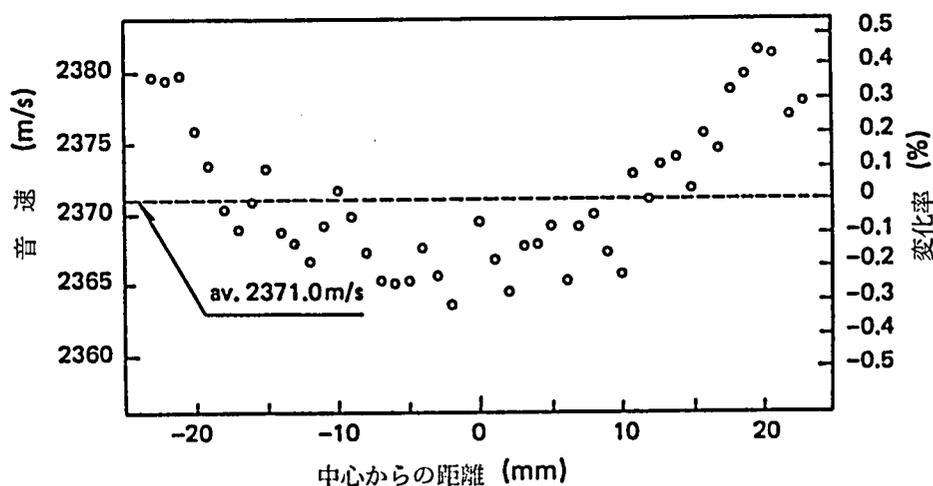


図 4.34 チタン酸ジルコン酸鉛基板の音速バラツキ

測定は直線状に焦点をしぼったビームによる超音波顕微鏡を用いたもので、各部の表面波の音速を測ったものであるが、バルク波の音速バラツキも同程度と考えられる。

すなわち、中央部より周辺部の方が音速が大きく、1枚内のバラツキは±0.5%になることが示されている。

この圧電セラミック共振子の周波数調整は種々の方法が考えられる。図4.35は有限要素法により求めた正方形板の拡がり振動の各部分の変位分布図で、図4.36は各部分のストレス分布図である。図4.36の中の数字は中心を-10とした場合の各部分の同じストレスの等高線の値を示したものである。両図から分かることは、正方形板の拡がり振動も円板とほぼ同様であることで、僅かに異なる点は図4.35のように四隅が付加質量となっていることである。したがって図4.37(a)のように四隅を削ると周波数は上がり、また図4.37(b)のように四辺中央部を削ると周波数は下がる。拡がり振動は中心が節点であるから、対称性を保ちなが^S削る必要がある。

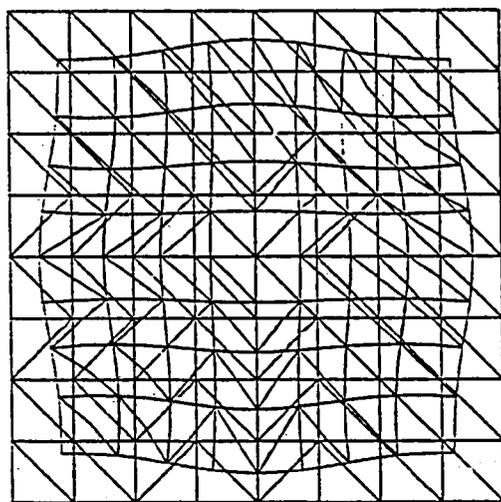


図4.35 正方形板拡がり振動の変位分布

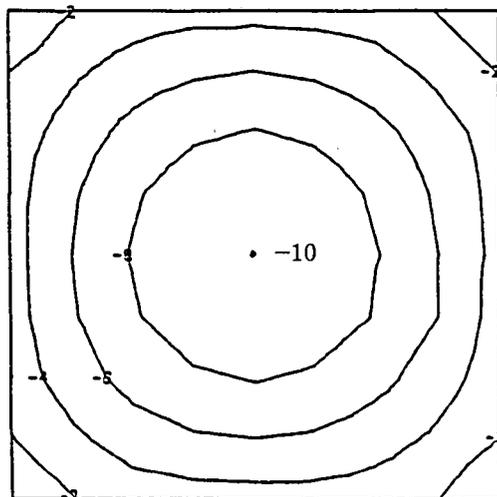


図4.36 正方形板拡がり振動のストレス分布

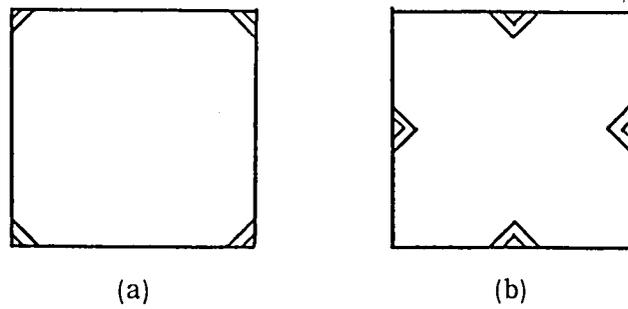


図 4.37 拡がり振動共振子の周波数調整法

図4.38は厚み縦振動又は厚みすべり振動の場合の周波数調整の一例を示す。
 この場合は削る部分がないので、図のように部分電極の上に、インキ又は塗料を塗ることにより、附加質量として周波数を下げてゆくものである。塗料の性質や塗布方法にもよるが、極めて薄い層を何回か塗布することにより微細調整が可能である。⁷⁾

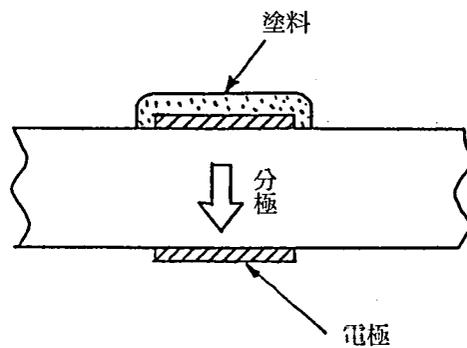


図 4.38 エネルギーとじ込め振動共振子の周波数調整法

(3) 薄膜圧電セラミックス

薄膜圧電セラミックスの場合は、圧電体が薄膜であるから、共振特性は殆ど基板の特性で決まる。したがって本論文のように基板にエリンバーを用いたいわゆる金属共振子の周波数調整は、(1)で示した金属材料の調整法と全く同様である。

しかし厳密に言えば、ZnO 薄膜をマグネトロンスパッタ法でエリンバー板の表面に形成した場合はZnO 結晶の格子定数がエリンバーのそれと大幅に違うために、またスパッタエネルギーによりエリンバーの表面温度が急上昇するために、両者の熱膨張係数の違いから、境界面に大きなストレスが加わる。したがってスパッタ後にアニールした場合の周波数の温度係数は図4.33とは全く異なり、エリンバー板の各部の共振特性は大幅にバラつく。

図4.39に50mm角、厚み 0.2mmのエリンバー板に、厚み $20\mu\text{m}$ のZnO 薄膜を形成した場合の各部の周波数分布の一例を示した。エリンバー板をロールして厚み0.2mm^に仕上げる時の弾性的な歪みがロール方向に波打っていることが分かる。

これを全数の素子について一個ずつ発振させながら、レーザートリマーで共振子の一端を自動的にトリミングすることにより、全部の素子を $\pm 10\text{KHz}$ 以内に周波数調節することができる。

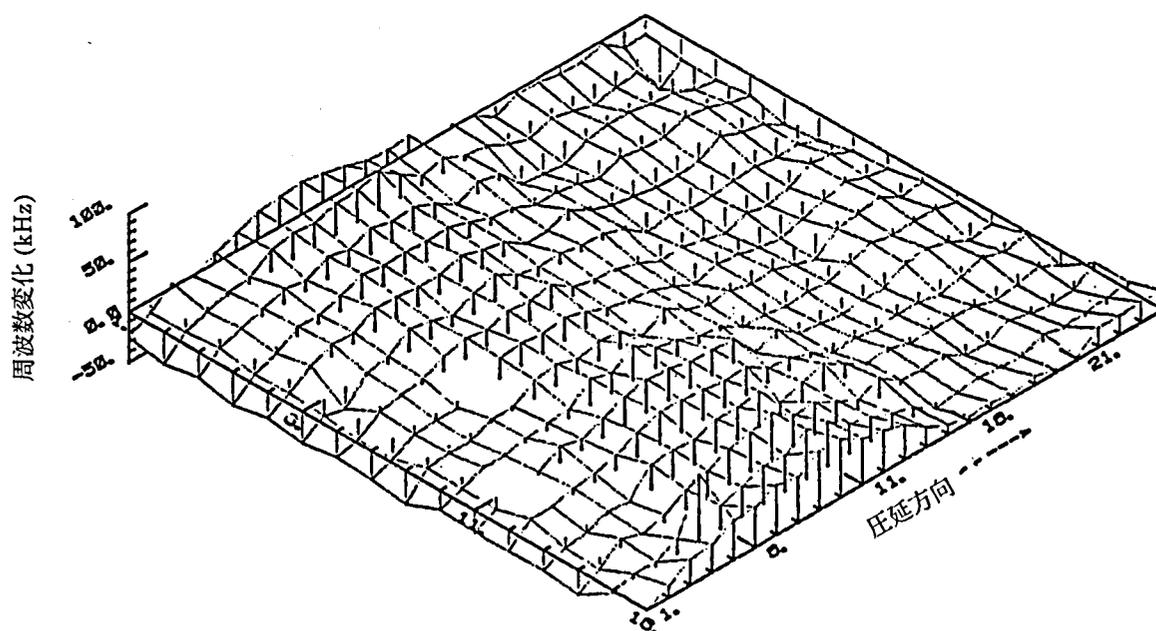


図 4.39 エリンバー基板の音速バラツキ

4-7. まとめ

圧電型共振子を用いた発振回路について解析し、特に圧電セラミック共振子の場合には、内部損失が大きいため半導体回路とのインピーダンス整合に、負荷容量としての C_{L1} 、 C_{L2} の役割が極めて大きいことを示した。すなわち安定な発振には、半導体回路のゲインが共振子の内部損失より大きいことが前提であるが、 C_{L1} と C_{L2} の値によって安定発振領域が決まるもので、その領域は限られたものであることを示した。

また C_{L1} と C_{L2} を電圧で変えることにより、可変周波数発振器 (VCO) を作ることが出来、また C_{L1} と C_{L2} を圧電セラミック共振子と分けて考えず、一体として作る方が望ましいとの考え方からモノリシック型共振子を考案し、特に圧電セラミックスの場合は、この方が発振周波数の温度特性を良くする効果があることを示した。

発振の立ち上がり時間について考察し、圧電セラミックスの場合は水晶に比べて立ち上がり時間が極めて小さい点の特徴であることを示し、圧電セラミック共振子を生産する場合の周波数調整法について、拡がり振動とエネルギーとじ込め振動とZnO 薄膜圧電セラミックスについて、実際的な方法の例を示した。

- 1) 古賀逸策 : 水晶振動子の理論とその応用, オーム文庫
- 2) J.Mulder:Specification of Quartz and Ceramic Resonators for PCD33X and PCF84CXX CMOS ICs, Philips Labo. Reports, No. ETT8710
- 3) M.Toki and Y.Tsuzuki:Measuring Method of Equivalent series Capacitance and negative Resistance of Crystal Oscillator Circuits, IEEE Electronics Letters, p. 956-960(1987)
- 4) S.Fujishima, K.Togawa and S.Ohta:Analysis and Design of the Piezoelectric Ceramic Resonator Oscillators, Proc. IEEE 41st FCS, p. 391-397(1987)
- 5) 藤島 啓 : 第9回超音波エレクトロニクスシンポジウム予稿集, p.101-104(1988)
- 6) S.Fujishima, J.Merlina and J.Miyazaki:Piezoelectric Ceramic Resonators and Filters, IEEE 38th FCS, p. 184-189(1984)
- 7) S.Fujishima:Reserch and Development of Piezoelectric Devices in Japan, Proc. IEEE Ultrasonic Symposium, p. 128-136(1979)
- 8) 藤島 啓 : 周波数制御とセラミックス, 第17回EMシンポジウム予集 p. 67-72 (1988)
- 9) A.Rusznayk:Start-up Time of CMOS Oscillators, IEEE Trans. Vol. CAS-34, No. 3 (1987)
- 10) S.Fujishima:An Overview of Japanese Manufacturing of SAW Devices, IEEE MTT-S Digest, p. 561-564(1986)

第5章 圧電セラミック共振子のパッケージと信頼性

5-1. 緒言

5-2. 拡がり振動型共振子

5-3. エネルギー閉じ込め型共振子

5-4. ZnO 薄膜金属共振子

5-5. 信頼性

5-6. まとめ

5-1. 緒言

圧電セラミック共振子は機械的に振動するものであるから、素子のみでは実用出来ない。必ず適切な支持法が要求され保護ケース（パッケージ）に入れて、半導体とともにプリント基板に配線して使われるもので、このパッケージ技術も共振子技術と同様に重要である。

特に圧電セラミックスの場合は、小型化と量産性の点から水晶と違った全く新しいパッケージが要求されている。

本章では拡がり振動子とエネルギーとじ込め振動子とZnO 薄膜金属共振子の3種類について、それぞれに適した全く新しいパッケージを開発し、その特性および信頼性について述べる。

5-2. 拡がり振動型共振子

円板でも正方形板でも、拡がり振動型共振子の節点は中央の1点しかない。クリスタルなどの場合は、機械的にも電気的にも損失を与えないために普通はワイヤマウント法によりベースに固定し、メタルケースとの間をいわゆるハーメチックシールしてパッケージを完成している。ワイヤマウントは図5.1のように波長を λ として $\lambda/4$ または $\lambda/2$ のワイヤの一端を平打ちして皿を作り、皿と共振子の節点を半田付けして固定する法である。図5.1は $5/4\lambda$ のワイヤを使った場合の例を示し l_1 と l_2 はいずれも節点である。しかしこのワイヤマウントによるハーメチックシールでは構造が複雑で、量産的でなく全体の形状が大きくなる欠点があった。

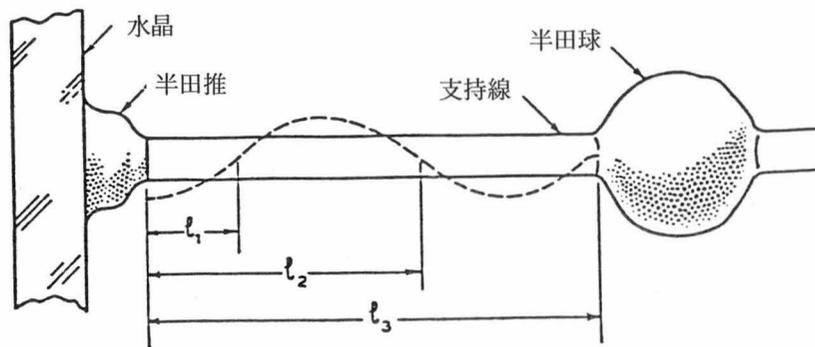


図5.1 ワイヤマウントの説明図

圧電セラミックスの場合は、 Q_m がクリスタルほど大きくないので、支持法はもっと簡単でよい。そこで考えたのが、図5.2のような板バネ接触式のプラスチックケース法である。²⁾ 接触により共振子の Q_m は下がるが、表2.5のようにパッケージ後も Q_m が約3,200と、ほぼ10%以内の低下で支持することが出来る。

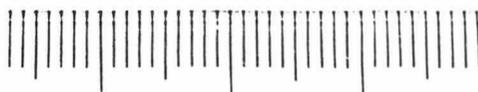


図5.2 プラスチックケースの構造

5-3. エネルギー閉じ込め型共振子

エネルギー閉じ込め型共振子の場合、電極部分のみが振動するものであるから、振動の節点は前項とは逆に部分電極の周辺全部と考えてよい。すなわち部分電極部に何か空洞を設けて、全体を強固に固定する方法があればよい。このような考え方で開発したものが、図5.3 に示す樹脂ディップ方式である。³⁾

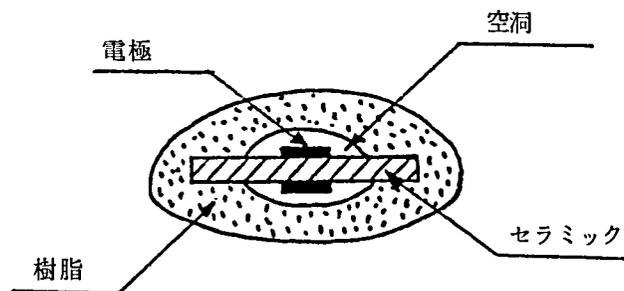


図5.3 樹脂ディップの断面図

すなわち部分電極の上に特殊ワックスを塗った後に、全体を樹脂にディップし、乾燥焼付時にワックスが樹脂に吸収されることにより、ワンタッチで図5.3 の空洞が形成されるものである。

リード線は図5.4 のように共振子の引出用電極にじかに半田付けされ、その上を樹脂ディップするので、簡単な構造で量産的である。

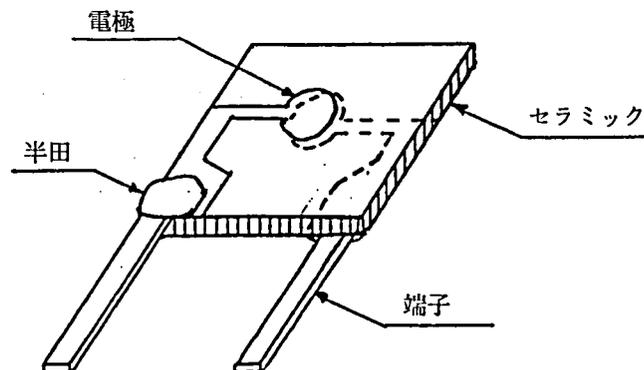


図5.4 端子の接続図

5-4. ZnO 薄膜金属共振子

3.58MHzのZnO 薄膜金属共振子の場合にはエリンバー金属の矩形の短辺振動を使うのであるが、実際には長辺方向も振動するので、厳密に言えば節点は5-2. 節で述べた拡がり振動と同様に矩形板の中心しかないことになる。しかし薄膜技術を使って図3.13のように、振巾の小さい長辺方向に細い腕を出し、ZnO 薄膜を絶縁膜と考えて、その上に電極を形成して外部フレームに引き出すようにすれば、一体として支持することが出来る。

図5.5 は外部端子をインサートモールドしたプラスチックのベースに、同じ材質のケースを溶接することによりパッケージしたもの外観図である。ZnO 薄膜は薄く絶縁抵抗の耐湿特性はPZT 圧電セラミックほど良くはないので、ある程度の気密性が要求される。したがってこのような樹脂溶接法により充分保証出来るようにした。

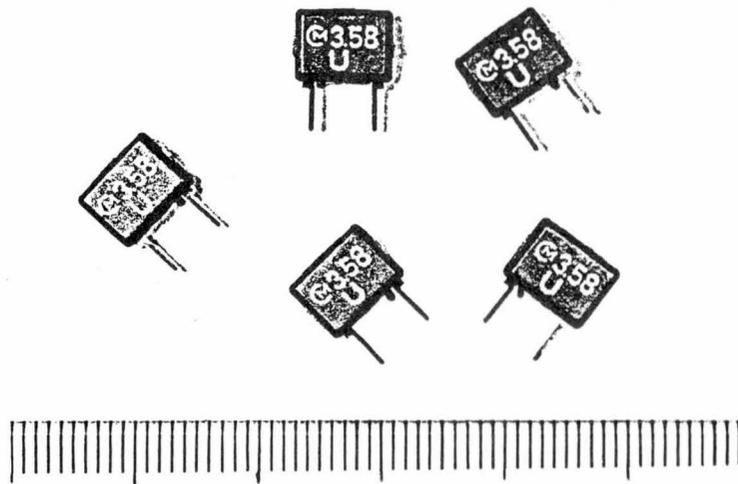


図5.5 3.58MHzZnO 薄膜金属共振子のパッケージ

5-5. 信頼性

電子部品の信頼性のチェックと、その認証システムは最近になって完成された。⁴⁾ どのように簡単なパッケージも、このシステムにしたがって一定の品質レベルが保証され、部品メーカーとしてはこの品質レベルを保証してゆく義務がある。

信頼性レベルのうち、ここでは最も一般的である信頼度という確率を考え、この信頼度を決定する重要ファクターである故障率に着目してデータの収集を行った。⁵⁾ この故障率データは試験データ及びフィールドデータの両方について調査し、同時に環境ストレスによる加速係数についても調査した。

(1)試験データ⁶⁾

5-2. 節および5-3. 節に述べた圧電セラミック共振子は既に10年前から量産を開始し、累積生産量は30億個を越えている。この定期試験は毎月1回行い、定時打ち切り方式であるが、これらの大量の試験データを蓄積しているため、これから故障率を算出することが出来る。その結果を表5.1に示した。

なお表の故障率 λ_u (Fit) は、環境試験により発振周波数が0.5%以上変わったものを故障とし、その全数を試験したサンプル個数と試験時間の積(T)で割った値を 10^9 倍したものである。またフィールドデータの値はフィールド(実際の市場)から返却された故障品の数を販売した全数の総稼働時間で割った値を 10^9 倍したものである。

表5.1 圧電セラミック共振子の故障率

パッケージ	高温(85 ± 2℃)		耐湿 (40 ± 2℃ (90~95 %RH))		フィールドデータ λ (Fit)
	T(HRS)	λ_u (Fit)	T(HRS)	λ_u (Fit)	
プラスチック	3,930,400	91	3,931,300	473	10
樹脂ディップ	2,180,000	60	1,800,000	154	2

(2)フィールドデータ

電子部品の眞の信頼度や故障率はそれが電子機器に組み込まれた後、実際に使用された結果、発生した故障情報を収集し解析することにより知ることができる。これがフィールドデータというもので極めて重要である。

1983年より1986年の間に、圧電セラミック共振子を量産し、得意先に納入後に一般消費者において実用された後、故障として返品された数を総販売数で割った値を 10^9 倍してフィールド故障率 λ (Fit) とし、表5.1の右欄に示した。

故障となったものがすべて返品されるわけではなく、また故障も使用者における組立中のものか、一般消費者における実用時のものか、区別はされていないが、実際の故障率の一部であるから実体はもっと大きい数字となるが、或る程度の目安となる。

(3)加速係数

加速劣化はもともときびしいストレス条件を与えて故障を促進し、故障メカニズムを予測し、通常使用条件下での寿命を短期間に推定するものである。

圧電セラミック共振子の加速係数は、一般の電子部品のようには求められてないので室温での発振特性を基準とし、これに温度、又は湿度を加えた場合の発振周波数の変化から、加速係数を求めることにした。

図5.6に拡がり振動型共振子の例を示し、図5.7にエネルギーとじ込め型共振子の例を示した。図5.6において自然エージング10,000時間(L_r)の発振周波数変化量に相当する高温放置時間(L)を求め、 L_r / L の値を加速係数として算出することが出来る。しかし図5.7のように L_r に相当する L を求めることが出来ない場合は加速係数は100以上と定められている。

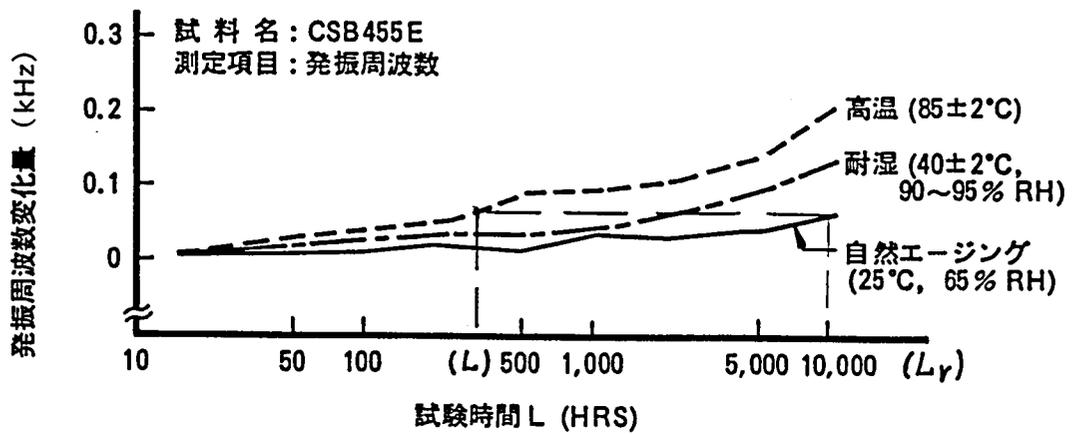


図5.6 拡がり振動型共振子の加速劣化特性

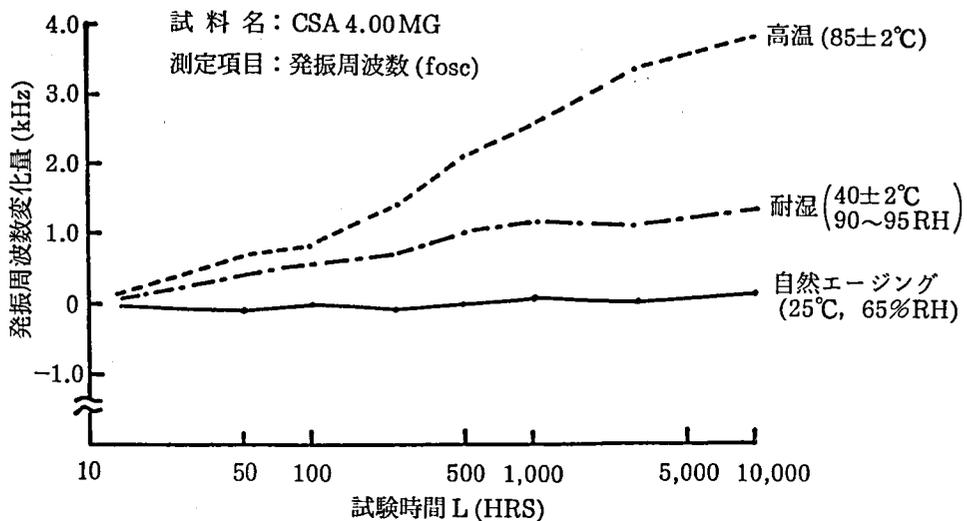


図5.7 エネルギー閉じ込め型共振子の加速劣化特性

図5.6 からプラスチックケース型共振子の発振周波数変化量は高温試験の場合が最も大きく、常温に10,000時間放置した場合の周波数変化量と同等な変化量は、高温の場合は約300 時間で得られるから、高温試験の加速係数は約3.3 となることがわかる。また図5.7 からも同様にして加速係数が求められた樹脂ディップ型共振子の場合は100 以上となることがわかる。また耐湿試験の場合も同様にして加速係数が求められ、これらを表5.2 に示した。

表5.2 各種試験の加速係数

パッケージ	高温試験	耐湿試験
プラスチック	3 3	5
樹脂ディップ	100 以上	100 以上

表5.1 は2種類のパッケージについて、最近3年間に量産した中からサンプリングして高温試験をした結果の故障率として λ_0 (Fit) を示しているのので、この値を表5.2の加速係数で割れば、表5.1のフィールドデータとほぼ一致することになる。ただし耐湿試験のデータが合わないのは試験時期と品質の違いによるものと思われる。

(4)故障モード

フィールドにより返品された不良品の故障モードを分類して示すと図5.8 および図5.9 のようになる。

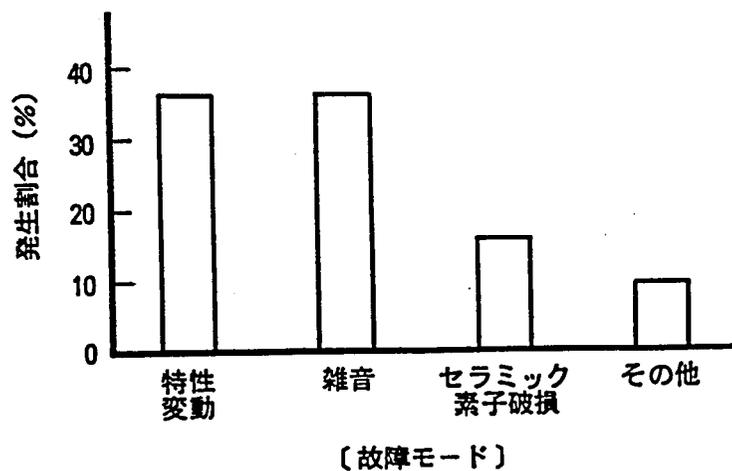


図5.8 フィールドにおける故障モード (拡がり振動型共振子)

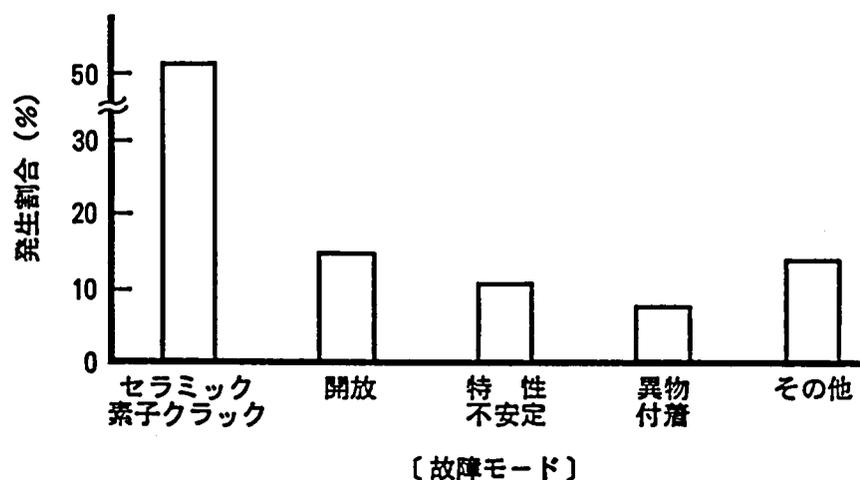


図5.9 フィールドにおける故障モード（エネルギー閉じ込め型共振子）

拡がり振動型共振子の場合、バネ端子とプラスチックケースにより接触保持するという構造のために、組立不良による発振停止や、雑音不良が多いが、エネルギーとじ込め型共振子の場合、高周波で厚み振動を使うために、セラミック素子の厚さが薄くなり、したがってクラックが入りやすいことによると考えられる。

(5) ZnO 薄膜金属共振子

これは最近、開発されたもので未だ市場導入の段階である。したがって最終判定の基準となるフィールドデータは無いが、前項と同様な考え方で、強制加速テストを繰り返して、寿命を予測することが出来る。図5.10に高温放置特性の一例を示した。

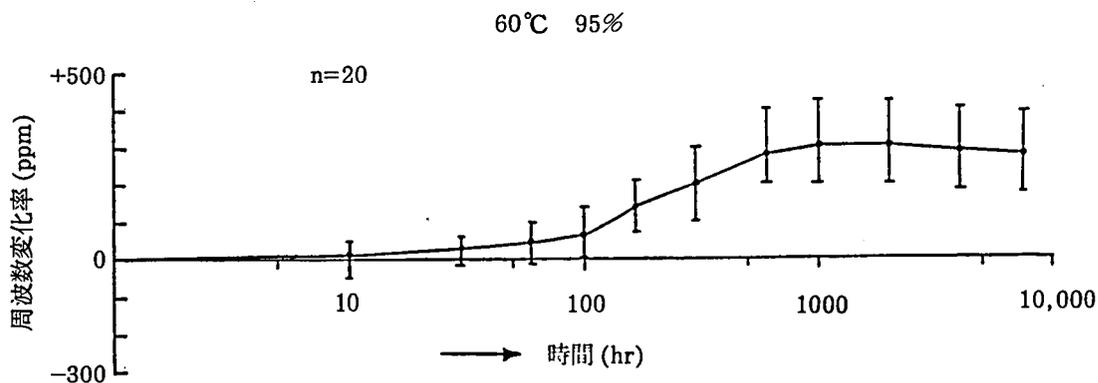


図 5.10 ZnO 薄膜金属共振子の高温放置特性

5-6. まとめ

圧電セラミック共振子の特徴を生かして全く新しいパッケージを開発したが、そのフィールドの故障率は約10(Fit) であることが確認され、半導体ICの信頼性が約10-20 (Fit) と発表されているから、半導体電子部品の水準を上まわるほど良好であることが証明できた。

それぞれの環境テストの加速係数も求められるので、僅かな時間による加速テストにより実際使用時の10年以上の寿命を予測することが出来、信頼性はますます上がってゆくものと思われる。

- 1) R.Heising: Quartz Crystals for Electrical Circuits , D. Van Nostrand Co.
- 2) 藤島 啓 : 圧電体ろ波器支持体, 実用新案, 昭和41-24094
- 3) 豊島 功 : 特許第 595,152号
- 4) 藤島 啓 : 受動部品の信頼性と認証制度, 電気学会東京支部講演会, 60.11.15
- 5) 塩見 弘 : 故障物理入門, 日科技連出版社(1970)
- 6) 野口誠, 宮森正成, 武田一伯 : セラミックフィルタおよびレゾネータの信頼性, 電子情報通信学会, R86-66(1987)

第6章 結論

圧電セラミックスを用いた周波数制御用共振子について、その基礎となる固体振動理論と発振回路網理論ならびに圧電セラミックスの製法と薄膜化およびその信頼性に関する一連の研究より得られた成果を総括して以下に述べる。

まず圧電セラミック共振子を用いた発振回路網の理論的解析および実験的データから次の成果が得られた。

- (1)発振回路の解析から、圧電セラミック共振子とその負荷容量との関連において、安定発振領域を求め、実用状態において発振条件が常にその領域に入るように、半導体ICの設計方針を定めるとともに、圧電セラミック共振子の設計条件も明らかにした。
- (2)発振周波数は共振子の等価インダクタンス L_1 、および等価抵抗 R_1 だけでなく、並列容量 C 。および負荷容量 C_{L1} 、 C_{L2} によって決められることを見出し、周波数安定度を上げ、発振回路を小型で簡単な構成にするために、分極操作により圧電セラミック基板の一部を圧電体に、他を誘電体として負荷容量 C_{L1} 、 C_{L2} を内蔵したモノリシックな圧電セラミック共振子を作り、工業的に実用した。
- (3)圧電セラミック共振子の等価回路の考察から、分割電極による3端子構造が、負荷容量の C_{L1} および C_{L2} を内蔵した(2)と同様なモノリシックな圧電セラミック共振子となることを証明した。
- (4)圧電セラミック共振子を用いた発振回路の周波数安定度は、実際には共振子の周波数温度特性よりも、負荷容量 C_{L1} 、 C_{L2} の温度特性の方が大きいので、これらの温度変化を精密に制御することが出来れば、水晶発振器並みの $10^{-6} \sim 10^{-7} / ^\circ\text{C}$ 程度の高い安定度が得られると考えられる。
- (5)圧電セラミックスの高い電気機械結合係数を利用し、発振回路の位相を調整することにより、水晶よりも数十倍も広い周波数範囲に発振周波数を変えられる電圧制御型可変発振器(VCO)を作ることが出来た。
- (6)発振器の立ち上がり時間は、共振子の周波数 f に逆比例し、機械的尖鋭度 Q_m に比例することを理論的に導き、逆に圧電セラミックスの Q_m は水晶よりもはるかに小さいので、圧電セラミックスにより極めて早い立ち上がり時間の発振器を作れるこ

とを実験的に証明した。

(7) ZnO 圧電薄膜をエリンバー等の恒弾性金属材料にスパッタすることにより、32 KHzと3.58MHzの金属共振子を開発し、P Z T圧電セラミックスでは得られない高い Q_m （約30,000）と、小さい温度係数（約1 ppm/°C）の共振子を作ることが出来た。

また、圧電セラミック共振子の実用化に対し小型で量産に適する新しいパッケージを開発し、これを過去10年間に約30億個生産し実用した結果について考察し、

(8) 最近3年間の市場不良率（フィールドデータ）を集計した結果、ほぼ10Fit以下であり、また不良品を分析した結果、それぞれのパッケージが実用中に破壊してゆくメカニズムを解析することが出来た。

(9) 製造工程で完成された圧電セラミック共振子について、サンプリングにより10,000時間の自然放置試験データと、各種の強制加速劣化試験データとを比較することにより、それぞれの強制劣化試験の加速係数を求めることが出来た。

(10) 強制加速劣化試験の結果は、故障率は50Fit以下であり、(8)のフィールドデータも含めて、一般の半導体ICと同等の高い信頼性を有することがわかった。

さらに、高周波において周波数安定度の高い圧電セラミック共振子を作るために、エリンバー金属板にZnO薄膜をスパッタすることにより、

(11) 腕時計型電子時計の発振器に実用される32.768 KHzの金属共振子を作り、 $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$ の安定度を得ることが出来た。

(12) TVのクロマー回路に実用される3.58MHzの金属共振子を作り、簡単な構造で10 KHzの広い帯域を 10^{-5} の安定度で可変出来る電圧制御発振器（VCO）用金属共振子を開発した。

論文目録

第1章に関する論文

- (1) 周波数制御とセラミックス, 第17回EMシンポジウム予稿集,
p. 67-72(1988)
- (2) チタバリ40年、日本音響学会誌、Vol. 43, No. 9, p. 704-705(1987)
- (3) ZnO 薄膜によるテレビ用弾性表面波フィルタ、電子通信学会専門
委員会、US75-58(1976). (川端昭, 塩崎忠, 石山秀樹, 井上純,
家木英治と共著)
- (4) An overview of Japanese manufacturing of SAW devices,
IEEE MTT-S Digest, p. 561-564(1986)
- (5) MHz VCO resonators with ZnO/Elinvar structure, Proc. 5th Ultra-
sonic Electronics Symposium, p. 133-135(1984) (T. Kasanami, T. Na-
kamura, I. Matsumotoと共著)

第2章に関する論文

- (1) 周波数制御とセラミックス, 第17回EMシンポジウム予稿集,
p. 67-72(1988)
- (2) Piezoelectric Ceramics for Filter and Resonator Applications,
6th IMF, p. 56-59(1985)

第3章に関する論文

- (1) 圧電セラミック材料、電子通信学会誌Vol. 65, No. 2, p. 130-132(1982)
- (2) 可聴周波数用圧電材料とその応用, 信学技報Vol. 84No. 7, p. 1-7(1984)
- (3) Piezoelectric Ceramic Resonators and Filters,
Proc. IEEE 38th FCS. p. 184-189(1984) (J. Merlina, J. Miyazaki と
共著)
- (4) Surface Acoustic Wave VIF Filters for TV using ZnO sputtered
film, Proc. IEEE 30th FCS. p. 119-121(1976) (H. Ishiyama, A. Inoue
H. Iekiと共著)
- (5) An Overview of Japanese Manufacturing of SAW Devices,
IEEE MTT-S Digest p. 561-564(1986)
- (6) ZnO /エリンバを用いたMHz VCO発振子, 第3回超音波エレクト
ロニクスシンポジウム予稿集 p. 12-34(1982)
- (7) VCO Resonators using ZnO Sputtered Film, Proc. 4th FMA, p. 150-
153(1983) (T. Kasanami, T. Nakamura, H. Nishiyamaと共著)
- (8) Tuning Fork Resonators for Electronic Wrist Watches using ZnO
Sputtered Film, Proc. 1st FMA, p. 49-52(1979) (H. Nonaka, T. Naka-
mura, H. Nishiyama と共著)
- (9) MHz VCO Resonators with ZnO/ELINVAR Structures, Pro. 5th Ultra-
sonic Electronics Symposium, p. 133-135(1984) (T. Kasanami, T. Na-
kamura, I. Matsumoto と共著)

第4章に関する論文

- (1) Analysis and Design of the Piezoelectric Ceramic Resonator Oscillators, Proc. IEEE 41st FCS, p. 391-397(1987)(T. Togawa, S. Ohtaと共著)
- (2) 第9回超音波エレクトロニクスシンポジウム予集, p. 101-104(1988)
- (3) Piezoelectric Ceramic Resonators and Filters, IEEE 38th FCS, p. 184-189(1984)(J. Merlina, J. Miyazaki と共著)
- (4) Research and Development of Piezoelectric Devices in Japan, Proc. IEEE Ultrasonic Symposium, p. 128-136(1979)
- (5) 周波数制御とセラミックス, 第17回EMシンポジウム予集, p. 67-72 (1988)

第5章に関する論文

- (1) 圧電ろ波器支持体, 実用新案, 昭和41-24094
- (2) 受動部品の信頼性と認証制度, 電気学会東京支部講演会, 昭和60年11月15日

謝 辞

本研究は（株）村田製作所において行われたものである。

本研究を遂行するにあたり、著者の学生時代より40年間の長きにわたり終始御懇切なる御指導と御鞭撻を賜った京都大学田中哲郎名誉教授に深甚なる謝意を表します。

また本論文をまとめるにあたり、御懇篤なる御討論と御教示を賜った京都大学工学部教授川端昭教授、木村磐根教授、小倉久直教授ならびに塩崎忠助教授に深く感謝致します。

また本研究の過程で絶えず御指導、御討論ならびに御協力を戴いた東京大学尾上守夫名誉教授、電気通信大学清水洋教授、横浜国立大学都築泰男教授ならびに東京都立大学大村芳正助教授に深く感謝致します。

さらに本研究に関して深い御理解と全面的な御協力を戴いた（株）村田製作所村田昭社長、脇野喜久男専務取締役、笠次徹取締役ならびに笥流石取締役に深く感謝致します。また実験ならびに計算に直接御協力戴いた（株）村田製作所商品開発部中村武課長、圧電事業部豊島功部長、戸川一也課長、井上二郎課長、門田道雄課長の諸君に心より感謝致します。

平成元年 8月 7日