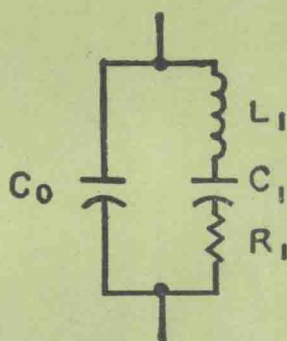
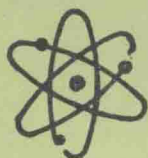
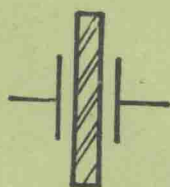


石英晶体及其应用

美国第28届频率控制年会论文集

(上册)

《压电石英技术》编辑部主编



上海科学技术情报研究所

石英晶体及其应用

美国第 28 届频率控制年会论文集

(上 册)

《压电石英技术》编辑部主编

•

上海科学技术情报研究所出版

新华书店上海发行所发行

上海商务印刷厂印刷

•

开本: 787×1092 1/16 印张: 15.5 字数: 390,000

1977 年 4 月第 1 版 1977 年 4 月第 1 次印刷

印数: 1—4,300

代号: 151634·332 定价: 1.90 元

(限国内发行)

毛主席语录

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

……一切外国的东西，如同我们对于食物一样，必须经过自己的口腔咀嚼和胃肠运动，送进唾液胃液肠液，把它分解为精华和糟粕两部分，然后排泄其糟粕，吸收其精华，才能对我们的身体有益，决不能生吞活剥地毫无批判地吸收。

要采用先进技术，必须发挥我国人民的聪明才智，大搞科学试验。外国一切好的经验、好的技术，都要吸收过来，为我所用。学习外国必须同独创精神相结合。

前 言

近几年来,频率控制和频率选择用的压电石英器件及其材料都有很大发展,产量不断增加,品种迅速扩大,精密度不断提高,并研制出一些新材料和很多新品种。美国第二十八届频率控制年会比较集中地介绍了最近的一些新成果。为了向从事石英谐振器、振荡器、滤波器和声表面波振荡器、滤波器方面工作的工人和技术人员提供一些参考资料。我们遵照毛主席关于“洋为中用”的教导,翻译了此文集的四十九篇文章,分上、下两册出版。上册内容为:石英晶体中的非线性现象;滤波器和振荡器用的石英谐振器;材料特性和加工工艺;频率稳定度及其测量等四个方面。下册内容为:晶体振荡器;声表面波器件;原子和分子频率标准等三个方面。

本译文集内容很广泛,着重介绍了生产和试制方面的一些基本问题的研究以及基础理论与测试方法的研究结果。

参加这次译校工作的有:国营晨星无线电器材厂、国营北川无线电器材厂、南京无线电厂、上海天文台、天津实验工厂、中国人民解放军成字一二〇部队、中国人民解放军第一〇一七研究所、中国科学院上海硅酸盐所、第七机械工业部二院计量站、邮电部第一研究所、山东大学物理系、武汉元件厂等单位。并得到许多单位和同志们的大力支持和帮助,在此表示感谢。

由于我们水平有限,谬误之处一定不少,望读者批评指正。

《压电石英技术》编辑部

一九七六年五月

目 录

一、石英晶体中的非线性现象

1. 旋转 Y 切割石英厚度-切变-谐振器的互调分析2
2. 厚度切变谐振器的相互调制7
3. 石英晶体的非线性弹性、压电和介电常数的测量及其应用11
4. 初始弯曲对晶片谐振频率的影响.....17
5. 环境条件对石英谐振器的影响.....24

二、用于滤波器和振荡器的石英谐振器

6. 滤波器在通信和电子工业中的应用.....40
7. 钽酸锂和铌酸锂谐振器中的能隙振动.....50
8. 泛音厚度切变的能隙谐振器的分析.....51
9. 甚高频晶体参数的精确测量.....58
10. 晶体手表的技术现状.....69
11. 高 Q 值 BT 切型平片谐振器.....80
12. 精密石英谐振器未来的发展.....86

三、材料特性和加工工艺

13. 金属薄膜的结构和性能102
14. 石英谐振器制造中表面污染的清洗法107
15. 石英谐振器的表面研究118
16. 人造石英晶体中的缺陷和它们对石英晶体谐振器电性能的影响135
17. 供频率——温度特性要求严格的晶体用的人造石英的分析145
18. AT 切型精密石英谐振器用的人造石英的特性149
19. γ 射线照射对 AT 切型石英晶体频率温度特性的影响166
20. 压电陶瓷谐振子抗温度突变时谐振频率的稳定性172

四、频率稳定度及其测量

21. 各种振荡器在极低傅里叶频率的相位噪声182

22. 频谱纯度与频率稳定度之间的关系	196
23. 二极管和三极管的 $1/f$ 噪声	205
24. 石英谐振器固有频率稳定度的直接测量	217
25. 具有改进了的短期频率稳定度的晶体振荡器的设计和性能	221
26. 低噪声测量技术	225
27. 由甚高频晶体振荡器倍频构成的特高频信号源之 $\mathcal{L}(F)$ 的测量	233

五、晶体振荡器

28. 随负载电容而产生的晶体振荡器频率的异常变化及消除	246
29. 美国“海盗”火箭方案的宽带补偿压控振荡器	253
30. 微型电路温度补偿晶体振荡器 (MCTCXO)	257
31. 晶体振荡器设计的新途径	264
32. 设计温度补偿晶体振荡器的明确表达式	275
33. 用计算机设计和分析高精密振荡器	282
34. 一种估计单个振荡器频率稳定度的方法	290

六、声表面波器件

35. 利用表面波延迟线控制射频振荡器	296
36. 关于声表面波振荡器的试验	302
37. 声表面波振荡器	307
38. 超高频声表面波谐振器	313
39. 关于无调谐线圈弹性表面波滤波器的设计	320
40. 低耗单向表面波滤波器	336
41. 声表面波振荡器——石英晶体振荡器自然的适时的发展	342

七、原子和分子频率标准

42. 原子频率标准述评	356
43. 铯管精度鉴定系统的初步研究和发展	378
44. 卫星对地的定时试验	388
45. 铷频率标准在卫星上的应用	394
46. 铷频率标准亚稳态的最佳化	400
47. 铯和氢超精细频率通过 Loran-C 和小型铯钟的比对	406
48. 空间地面氢脉泽钟性能和用空间地面氢脉泽钟高准确度比对研究电离层的数据	413
49. 氢脉泽频率随密度而变的偏移	422

一、石英晶体中的非线性现象

1. 旋转 Y 切割石英厚度切变谐振器的互调分析

H. F. Tiersten

[摘要] 用来分析旋转 Y 切割石英片厚度切变的电弹性方程包含小机械位移场的三次项,但电变量没有高于线性项的。在互调频率时,这些方程的稳态解用直接迭代适当的线性解来确定。适合于在谐振附近的集总参数表示的解,具有线性与非线性两部分。它包括了激励和检波线路的影响,并得到互调和激励电压的关系。这对基频和奇次泛音厚度切变模式的分析是成立的。用 AT 切割石英谐振器厚度切变模式的基频及三次泛音的实验结果与理论相比较,基本相符。

引言

AT 切割石英晶体滤波器,两个相近的中等高功率电平的测试音的实验指出:这些器件中的互调是石英本征非线性的结果^[1]。因此,分析研究了在 AT 切割石英片的厚度切变模式中的非线性交互作用,并明晰地估计了互调电压^[2]。由于石英的压电耦合小,故假定^[2]石英中的非线性相互作用是纯弹性的,而电弹相互作用是由于线性压电性的缘故。进一步假定^[2],如果非线性相互作用有些重要性,它必定存在于各向同性物质中。因此,本文在石英中所考虑的仅存在于各向同性物质中的非线性。在互调频率时,非线性方程的稳态解用直接迭代适当的线性解来确定。互调频率的电流电压关系用在测试音号的频率上加在电极两端的电压来表示。晶体因而与测试线路结合并获得用激励电压表示的互调电压的表示式。

基本方程

采用笛卡尔坐标系 X_1, X_2, X_3 。 X_2 轴垂直于旋转 Y 切割石英片的主面,其坐标为

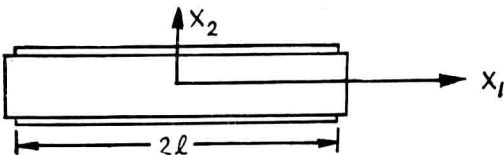


图1 厚度切变谐振器简图

$X_2 = \pm h$ 。 X_1 轴如图 1 所示。在这里感兴趣的厚度切变模式中^[3],与电场耦合的主位移梯度是 $u_{1,2}$,而其它形变很小,所以只有包括位移梯度 $u_{1,2}$ 的项仍留在分析中。因此,旋转 Y 切割晶体的厚度方程可写为:

$$\frac{c_{06}^E}{2} u_{1,22} + e_{26} \varphi_{,22} - \rho^0 \ddot{u}_1 = -\gamma [(u_{1,2})^3]_{,2} - 2\beta [u_{1,2} u_{2,2}]_{,2}, \quad (2.1)$$

$$\frac{c_{22}^E}{2} u_{2,22} - \rho^0 \ddot{u}_2 = -\beta [(u_{1,2})^2]_{,2}, \quad (2.2)$$

$$e_{26} u_{1,22} - \varepsilon_{22}^S \varphi_{,22} = 0, \quad (2.3)$$

其中

$$\gamma = \frac{1}{2} c_{22}^E + c_{33}^E + \frac{1}{6} c_{44}^E, \beta = \frac{1}{2} (c_{22}^E + c_{33}^E) \quad (2.4)$$

合适的边界条件可写成下列形式:

$$X_2 = \pm h \text{ 时,}$$

$$c_{66}^E u_{1,2} + e_{26} \varphi_{,2} \pm 2\rho^0 h' \ddot{u}_1 = -\gamma (u_{1,2})^3 - 2\beta u_{1,2} u_{2,2} \quad (2.5)$$

$$X_2 = \pm h \text{ 时,}$$

$$c_{22}^E u_{2,2} \pm 2\rho^0 h' \ddot{u}_2 = -\beta (u_{1,2})^2 \quad (2.6)$$

$$X_2 = \pm h \text{ 时,}$$

$$\varphi = \pm \frac{1}{2} V e^{i\omega t} \quad (2.7)$$

在(2.1)~(2.2)及(2.5)~(2.6)中包含 β 的项产生厚度伸缩参量响应, 伴随一个间接的互调响应, 对前者响应这里并不感兴趣。然而由于感兴趣的仅仅是互调频率在厚度切变谐振频率附近的情况, 并且厚度切变与厚度伸缩谐振差别很大, 所以, 在(2.1)~(2.6)中, 二次交互作用项同 u_2 位移一样也可忽略不计。需要考虑的仅仅是(2.1)及(2.5)中的三次交互作用项。电极给出的电流是:

$$I = 4Wl \dot{D}_2(h), \quad (2.8)$$

其中 $4Wl$ 是电极面积

$$D_2 = e_{26} u_{1,2} - \varepsilon_{22}^S \varphi_{,2}. \quad (2.9)$$

在(2.1)~(2.9)式中, 2后面的逗号, 表示对 X_2 的偏微商, 在变量上的一点表示对时间的偏微商, 弹性及压电常数使用通常的缩写符号^[4]。在(2.1)~(2.9)式中, 符号 ρ^0 , u_1 , u_2 , D_2 , c_{66}^E , c_{22}^E , c_{26}^E , c_{66}^E , e_{26} , ε_{22}^S 分别表示质量密度, 机械位移的分量, 电位移矢量及二次, 三次, 四次弹性常数, 压电常数及介电常数, ρ' 及 $2h'$ 是电极膜的密度及厚度。

厚度切变振动

本节讨论全电极旋转Y切割石英片的厚度切变振动问题。片厚 $2h$ 在 X_2 方向, 长 $2l$ 在 X_1 方向, 宽 $2W$ 在 X_3 方向。按照对具有较大 l/h 及 W/h 比的片子的通常做法, 不考虑次要面^[3] $X_1 = \pm l$ 、 $X_3 = \pm W$ 上的边界条件, 并确定仅依赖于 X_2 满足微分方程(2.1)及(2.3)和边界条件(2.5)及(2.7)的稳态解。非线性问题的解是用迭代适当的线性问题的解得出, 这些线性问题是上面提到的没有非线性项(即那些包含 γ 及 β)的问题。

在谐振附近, 如 N 次, 在合适的线性问题的系列解中, 有一项支配着其它的项。厚度解可精确地以下式表示:

$$u_1 = \left[-\frac{e_{26} V}{c_{66} 2h} X_2 + A_N \sin \frac{N\pi}{2h} X_2 \right] e^{i\omega t}, \quad (3.1)$$

$$\varphi = \left[\frac{V X_2}{2h} + \frac{e_{26}}{\varepsilon_{22}} A_N \left(\sin \frac{N\pi}{2h} X_2 - (-1)^{\frac{N-1}{2}} \frac{X_2}{h} \right) \right] e^{i\omega t} \quad (3.2)$$

其中 ω 是激励频率, V 是激励电压。在物质常数中省略了上标注符号 E 及 S 和下标注符号2而得^[2]:

$$A_N = -\frac{4(-1)^{\frac{N-1}{2}} e_{26} V}{c_{66} N^2 \pi^2 [(\bar{\omega}_N^2 / \omega^2) - 1]}, \quad (3.3)$$

式中

$$\bar{\omega}_N = \frac{N\pi}{2h} \sqrt{\frac{\bar{c}_{66}}{\rho}} \left(1 - \frac{4k_{26}^2}{N^2 \pi^2} - R\right) \quad (3.4)$$

$$\bar{c}_{66} = c_{66} + \frac{e_{26}^2}{\varepsilon_{22}}, \quad k_{26}^2 = \frac{e_{26}^2}{c_{66} \varepsilon_{22}}, \quad R = \frac{2\rho' h'}{\rho h}. \quad (3.5)$$

将(3.1)~(3.3)式代入(2.9),再代入(2.8),得出旋转 Y 切割石英厚度切变谐振器的导纳 Y 为

$$Y = -\frac{1}{V} = 4Wli\omega \frac{\varepsilon_{22}}{2h} \left[1 + \hat{k}_{26}^2 + \frac{8\bar{k}_{26}^2}{\pi^2 N^2 [(\bar{\omega}_N^2 / \omega^2) - 1]}\right], \quad (3.6)$$

其中

$$\hat{k}_{26}^2 = e_{26}^2 / c_{66} \varepsilon_{22} = k_{26}^2 / (1 - k_{26}^2), \quad (3.7)$$

因为谐振模式有一个有限的品质因数 Q_N , 在(3.6)式中, $\bar{\omega}_N$ 应用 $\hat{\omega}_N$ 代替, 其中

$$\hat{\omega}_N = \bar{\omega}_N + i\bar{\omega}_N / 2Q_N, \quad (3.8)$$

Q_N 是该模式的谐振器的去载品质因数, 用来防止在 $\omega = \bar{\omega}_N$ 时分母等于零。

因为感兴趣的是同时在邻近频率 ω_1 与 ω_2 上(它们都在 $\bar{\omega}_N$ 附近)对谐振器施加测试音而产生的互调, 所以已提出的厚度振动问题稳态线性解是在频率 $\omega = \omega_1$ 与 $\omega = \omega_2$ 处。再者, 所感兴趣的只是 ω_N 附近的互调频率 Ω , 而厚度切变谐振与厚度伸缩谐振差别很大的这种情况同 u_2 位移一样, 在(2.1)~(2.6)式中, 二次交互作用项也可忽略不计。结果, 正如指出的那样, 在(2.1)及(2.5)式中仅需考虑三次互作用项。在这点上, 如前所述, ω_1 及 ω_2 有两个线性解, 它们的和可写成:

$${}_0u_1 = ({}_1A_N \sin {}_1\eta_N X_2 + k_1 X_2) \cos \omega_1 t + ({}_2A_N \sin {}_2\eta_N X_2 + k_2 X_2) \cos \omega_2 t, \quad (3.9)$$

因为 ω_1 及 ω_2 接近于 $\bar{\omega}_N$, 且其中

$${}_1\eta_N = {}_2\eta_N = \eta_N = N\pi/2h, \quad (3.10)$$

所以,

$${}_1A_N = \frac{-4(-1)^{\frac{N-1}{2}} e_{261} V_d}{c_{66} N^2 \pi^2 \left(\frac{\bar{\omega}_N^2}{\omega_1^2} - 1\right)}, \quad {}_2A_N = \frac{-4(-1)^{\frac{N-1}{2}} e_{262} V_d}{c_{66} N^2 \pi^2 \left(\frac{\bar{\omega}_N^2}{\omega_2^2} - 1\right)}, \quad (3.11)$$

$$K_1 = -e_{261} V_d / c_{66} 2h, \quad K_2 = -e_{262} V_d / c_{66} 2h. \quad (3.12)$$

(3.9)式中所用的符号 ${}_0u_1$ 表示由(2.1), (2.3), (2.5)及(2.7)组成的非线性系统的稳态解的零项迭代。从(3.9)式得

$${}_0u_{1,2} = ({}_1A_N \eta_N \cos \eta_N X_2 + K_1) \cos \omega_1 t + ({}_2A_N \eta_N \cos \eta_N X_2 + K_2) \cos \omega_2 t, \quad (3.13)$$

代入(2.1)及(2.5)式, 得到在频率为 ω_1 , ω_2 , $3\omega_1$, $3\omega_2$, $(2\omega_1 + \omega_2)$, $(2\omega_2 + \omega_1)$, $(2\omega_1 - \omega_2)$ 和 $(2\omega_2 - \omega_1)$ 的项, 仅后两项是在 $\bar{\omega}_N$ 附近的互调项。由于本文研究的仅与那些互调项有关, 别的项在分析中不加考虑。再者, 仅讨论一个(第一个)互调项就够了, 因为别的响应可用简单地交换下标 1 与 2 而获得。因此, 仅由于(2.1)及(2.5)中特定非线性的强制项

$$({}_0u_{1,2})^3 = 3({}_1A_N \eta_N \cos \eta_N X_2 + K_1)^2 ({}_2A_N \eta_N \cos \eta_N X_2 + K_2) \frac{1}{4} \cos(2\omega_1 - \omega_2) t, \quad (3.14)$$

而产生的稳态响应即被确定。但是, 由于 ${}_1A_N$ 及 ${}_2A_N$ 有谐振分母, 而 K_1 及 K_2 没有, 故在

(3.14) 式中 K_1 及 K_2 分别与 $\eta_{N1}A_N$ 及 $\eta_{N2}A_N$ 相比, 可以忽略不计。由于这个情况及 (3.10) 式的原因, 非线性强制项在边界条件 (2.5) 中使之为零, 非均匀互调激励项仅出现在微分方程 (2.1) 式中。

在厚度切变谐振频率 $\bar{\omega}_N$ 附近, 互调问题的系列解中有一项支配着其它的项。互调厚度解可精确地以下列形式表示^[2]

$${}_1u_1 = [K_\rho X_2 + G_N \sin \eta_N X_2] e^{i\Omega t}, \quad (3.15)$$

$${}_1\varphi = \left[\frac{V_\rho X_2}{2h} + \frac{e_{26}}{\varepsilon_{22}} G_N \left(\sin \eta_N X_2 - (-1)^{\frac{N-1}{2}} \frac{X_2}{h} \right) \right] e^{i\Omega t}, \quad (3.16)$$

式中

$$\Omega = 2\omega_1 - \omega_2, \quad K_\rho = -e_{26}V_\rho / c_{66}2h, \quad (3.17)$$

V_ρ 是在互调频率 Ω 时加在电极两端的(未知)电压, 即

$$G_N = \frac{4e_{26}V_\rho(-1)^{\frac{N-1}{2}}}{c_{66}N^2\pi^2\left(1 - \frac{\omega_N^2}{\Omega^2}\right)} + \frac{9}{16} \frac{\gamma_1 A_N^2 A_N \eta_N^2}{c_{66}\left(\frac{\Omega^2}{\omega_N^2} - 1\right)}. \quad (3.18)$$

将 (3.15) 及 (3.16) 代入 (2.9), 再代入 (2.8), 即得到旋转 Y 切割石英片的互调电流 I_ρ

$$I_\rho = -4Wli\Omega \frac{\varepsilon_{22}}{2h} \left[\left(1 + \hat{k}_{26}^2 + \frac{8\hat{k}_{26}^2}{N^2\pi^2\left(\frac{\omega_N^2}{\Omega^2} - 1\right)} V_\rho + \frac{18\gamma k_{26}^2 e_{26}^2 V_{a2}^2 V_a}{c_{66}^3 h N^4 \pi^4 \Delta_\rho} \right) \right], \quad (3.19)$$

式中

$$\Delta_\rho = \left(\frac{\Omega^2}{\omega_N^2} - 1 \right) \left(\frac{\omega_N^2}{\omega_1^2} - 1 \right) \left(\frac{\omega_N^2}{\omega_2^2} - 1 \right), \quad (3.20)$$

(3.19) 式中的 $\bar{\omega}_N$ 用 (3.8) 式中的 $\hat{\omega}_N$ 代替。

线路的结构

图 2 示出两个测试音 ω_1 与 ω_2 的激励线路简图。

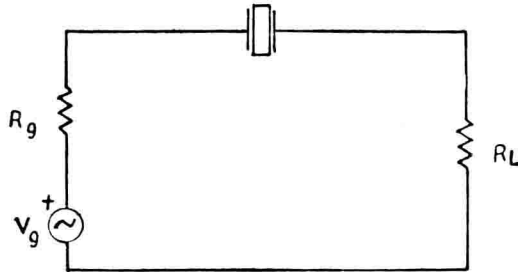


图 2 简化的试验线路简图

图中 V_g 是激励电压, R_g 是发生器电阻, R_L 是负载电阻。将克希霍夫电压方程应用于图 2 线路得

$$V_g + I_c(R_g + R_L) + V_a = 0, \quad (4.1)$$

用 (3.6) 式及 $I_c = -I$, 上式可写成

$$V_g + (R_g + R_L) \frac{2Wl}{h} \varepsilon_{22} i \omega \left[1 + \hat{k}_{26}^2 + \frac{8\hat{k}_{26}^2}{\pi^2 N^2 \left[(\hat{\omega}_N^2 / \omega^2) - 1 \right]} \right] V_a + V_a = 0, \quad (4.2)$$

此式可解得 V_a 。在测试音频率 ω_1 及 ω_2 上, 从 (4.2) 式可得出 ${}_1V_a$ 及 ${}_2V_a$ 。

互调频率 Ω 的检波线路简图也示于图 2, 但无发生器, 即 $V_g=0$, 而 R_g 及 R_L 与激励线路相同。将克希霍夫电压方程应用于图 2 所示线路得

$$I_o(R_g + R_L) + V_o = 0, \quad (4.3)$$

用(3.19)式, 可写成

$$\begin{aligned} & -(R_g + R_L) \left[\frac{2Wl}{h} \varepsilon_{22} i \Omega \left((1 + \hat{k}_{26}^2) + \frac{8\hat{k}_{26}^2}{\pi^2 N^2 [(\hat{\omega}_N^2/\Omega^2) - 1]} \right) V_o \right. \\ & \left. + \frac{72Wl \varepsilon_{22} i \Omega \gamma \hat{k}_{26}^2 e_{261}^2 V_d^2 V_d}{c_{66}^3 N^4 \pi^4 h \Delta_o} \right] + V_o = 0, \end{aligned} \quad (4.4)$$

如果 γ 已知, 对给定的 ${}_1V_d$ 及 ${}_2V_d$ 可以求解 V_o 。另一方面, 测量负载电压 $I_o R_L$, 可使 V_o 从(4.3)式及 I_o 中测得, 而 γ 则可从(3.19)式算出。(4.2)及(4.4)式[或(4.3), (3.19)式]包含相位及振幅数据, 而确定 $|\gamma|$ 只需要振幅数据。如果仅仅测量振幅数据, 所需要的只是(4.2)及(4.4)式的数值[或(4.3), (3.19)式]这些极容易从各相关方程中得出。

在用方程计算之前, 另作一个序的简化。在 N 次奇次厚度切变谐振点 $\bar{\omega}_N$ 附近, 测试音频率 ω_1 及 ω_2 可写成

$$\omega_1 = \bar{\omega}_N + \varepsilon_1, \quad \omega_2 = \bar{\omega}_N + \varepsilon_2, \quad (4.5)$$

其中

$$\varepsilon_1/\bar{\omega}_N \ll 1, \quad \varepsilon_2/\bar{\omega}_N \ll 1. \quad (4.6)$$

然后将(4.5)及(3.8)式代入(3.20)式和(4.2), (4.4)式的有关部分, 应用(3.17)式, 不考虑可忽略不计的项, 得出

$$\frac{\hat{\omega}_N^2}{\omega_1^2} - 1 = \frac{i}{Q_{NT}} - \frac{2\varepsilon_1}{\bar{\omega}_N}, \quad \frac{\hat{\omega}_N^2}{\omega_2^2} - 1 = \frac{i}{Q_N} - \frac{2\varepsilon_2}{\bar{\omega}_N}, \quad (4.7)$$

$$(\hat{\omega}_N^2/\Omega^2) - 1 = (i/Q_N) - 2(2\varepsilon_1 - \varepsilon_2)/\bar{\omega}_N, \quad (4.8)$$

$$\Delta_{NT} = \left[\frac{2(2\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{\bar{\omega}_N} - \frac{i}{Q_N} \right] \left[\frac{i}{Q_N} - \frac{2\varepsilon_1}{\bar{\omega}_N} \right]^2 \left[\frac{i}{Q_N} - \frac{2\varepsilon_2}{\bar{\omega}_N} \right]. \quad (4.9)$$

把(4.2)及(4.4)式[或(4.3)、(3.19)式]应用于各种工作在基频和三次及五次泛音厚度切变频率附近的各种 AT 切割石英谐振器给出的结果同实验^[5]非常相符。 γ 估计值为^[6]

$$\gamma = 13.7 \times 10^{11} N/m^2, \quad (4.10)$$

用(2.4)式对 AT 切割石英得^[7, 8]

$$c_{6666}^E = 77 \times 10^{11} N/m^2, \quad (4.11)$$

参 考 资 料 (略)

2. 厚度切变谐振器的相互调制

R. C. Smythe

[摘要] 太厄斯顿 (Tiersten) 分析了, 在能陷厚度切变谐振器中, 三阶互调的产生归因于非线性弹性, 并确定了合适的非线性系数 Y , 用二次、三次及四次弹性系数表示。本文讨论太厄斯顿结果的工程应用。

引 言

现在普遍认为, 在石英晶体带通滤波器(包括分立元件和单片两种)中, 会出现互调的现象。实际上, 互调对于带内及带外信号都是重要的。目前带内互调的典型规格(试验音频信号及互调产物局限在通带内)要求当功率电平在 0 到 10 dBm 时, 互调功率比为 40 到 60 dB。这种规格一般是强加的, 如在某些数据传输类型中, 当滤波器必须通过多路信道时, 就要注意串话。

在带外的情况下, 主要是考虑高于或低于滤波器中心频率 f_0 的分别在一个或二个信道中的二个信号, 在 f_0 产生三阶互调产物。对于窄带调频应用的典型要求是试验音频信号大约为 -10 到 -20 dBm 时, 互调功率比应为 80 dB 或更好。

在滤波器中除了由于线圈及变压器的磁芯材料的非线性产生的互调外, 必须注意石英谐振器本身的互调。在 AT 切割厚度切变谐振器中可以发现几种非线性机构。在低应变电平, 已观察到表面缺陷及污染, 从而产生高启动电阻^{[1], [2]}和互调^[3]。在较高的应变电平, 非线性弹性变得重要了。最后, 在更高的功率电平观察到了与热效应有关的非线性性能。热效应是谐振器的损耗引起的。象龟裂及微龟裂等缺陷也必须考虑。

所有上述机构或其他尚未认识的机构都会产生互调。从实际观点出发, 在功率电平很高时, 互调是次要关系, 因为在这样的电平时, 整个滤波器的性能严重降低。所以实际上在低应变电平时, 互调才要限制。因此, 在很多场合下, 用非线性弹性来解释互调性能的理论限制有着十分重要的意义。

以前, 厚度切变谐振器的非线性现象归因于非线性弹性已有大量推测^{[3], [4], [5]}。这可能是由于非线性分析的困难和缺乏高次弹性系数的知识的缘故。现在, 第一个难题已被太厄斯顿^[6]所解决。他分析了, 在能陷厚度切变谐振器中三阶互调的产生归因于非线性弹性, 并确定了适当的非线性系数 γ , 用二次、三次及四次弹性系数来表示。本文讨论太厄斯顿结果的工程应用。

分 析 结 果

太厄斯顿分析了, 由二个正弦电压(测试音频信号)激发的旋转 Y 切割、厚度切变、能陷

石英谐振器中三阶互调是由于非线性弹性而造成的。他的结果形式是十分普遍的，容许在包含一个或几个这样的谐振器线路中，于任意的试验音频和振幅时分析互调效应。

现在考虑最简单的情形。在单级网络中连接一个单谐振器，其简单的等效电路示于图1。这个网络的滤波器的中心频率 f_0 正好是谐振器的串联谐振频率。3dB 带宽为：

$$BW_3 = R/\pi L_1 \quad (1)$$

因为等幅的试验音频信号对称地在中心频率两边 $f_0 \pm \Delta f$ ，太厄斯顿的结果可写成下列形式：

$$IMR^{-1} = \gamma^2 E^2 P_{TT}^2 \quad (2)$$

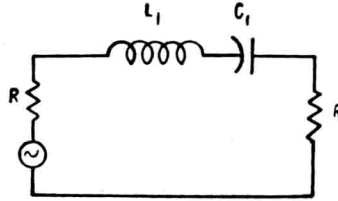


图1 简化的等效电路图，单级网络

互调功率比 IMR 定义为：

$$IMR = P_{TT}/P_{IM} \quad (3)$$

式中 P_{TT} 是每一个试验音频信号发生器的有用功率， P_{IM} 是在 $(f_0 + 3\Delta f)$ 或 $(f_0 - 3\Delta f)$ 时传递给负载的三阶互调功率。

在第一个表示式中， F 是谐振器和电路参数的复函数，为简单起见，这里没有展开，而 γ 是旋转弹性常数的组合：

$$\gamma = 1/2c_{22}^E + c_{266}^E + 1/6c_{666}^E \quad (4)$$

AT 切割的二次弹性常数可在太厄斯顿的文章^[7]中找到，它基于 Bechmann 的非旋转值^[8]。三次常数已由 Thurston 等^[9]测得，因此可计算 c_{666}^E 。最近，Gagnepain^[10]已从三个 AT 切谐振器的非线性谐振测量中计算得到 c_{666}^D 。从这些来源可得到：

$$\begin{aligned} c_{22}^E &= 1.3 \times 10^{11} \text{ N/m}^2 \\ c_{266}^E &= 2.3 \times 10^{10} \text{ N/m}^2 \\ c_{666}^D &= 1.4 \times 10^{14} \text{ N/m}^2 \\ &(3.3 \times 10^{13} \text{ N/m}^2)^* \end{aligned} \quad (5)$$

最有用的分析结果是，弹性互调性能可以在不同参量和实验条件的谐振器之间按比例划分。结果得出，互调功率比仅稍微与返回频率有关。因此，适当的取代可以表明，在很好的近似下，假定 Δf 比滤波器带宽小得多，并且试验音频信号对称地分布在中心频率两边，则下面的比例关系是成立的：

$$IMR \propto N^2 A_e^2 BW^4 / f_0^2 P_{TT}^2 \quad (6)$$

式中， N 是谐振器泛音的级数， A_e 是电极面积， BW 是通带宽， f_0 是中心频率。

虽然(6)式是单振子滤波器推得的，但是类似的比例关系在任何给定类型的滤波器中成立。例如：所有的四振子，等终端的 Butterworth 梯型滤波器。

* 在 θ 中校正了信号误差(见参考资料 10 第 105 页)

实验结果

太厄斯顿的分析给出了带状电极(电极的长度垂直于对角线轴)的厚度切变模式。互调测量是对图 2 (接近于模式结构)的电极形状所作的。在所有的例子中,沿 Z' 轴的电极长度为沿 X 轴的宽度的 1.5 倍,用不等边的 AT 切晶片, $4f$ 始终等于 1000Hz。

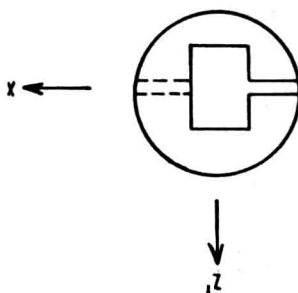


图 2 电极结构

首先测量了一组 16 个基频谐振器,结果如下:

$$f_0 = 11,700 \text{ kHz}$$

$$N = 1$$

$$EL.DIM = .10 \times .15 \text{ in}$$

$$R = 450 \text{ ohms}$$

$$P_{TT} = 20 \text{ dBm}$$

$$IMR = 54.7 \pm 2 \text{ dB}$$

$$c_{666}^E = 7.4 \times 10^{12} \text{ N/m}^2$$

c_{666}^E 的数值为 Gagnepain 的 c_{666}^D 值的四分之一到五分之一之间。

其次测量了一组 14 个五次泛音谐振器,结果如下:

$$f_0 = 111.455 \text{ MHz}$$

$$N = 5$$

$$EL.DIM = .036 \times .051 \text{ in.}$$

$$R = 900 \text{ ohms}$$

$$P_{TT} = 0 \text{ dBm}$$

$$IMR = 59.1 \pm 3.5 \text{ dB}$$

$$c_{666}^E = 8.0 \times 10^{12} \text{ N/m}^2$$

这些测量与前一组有密切关系,如 c_{666}^E 的计算值所示。然而,在 +10 dBm 测量这些器件时,得到互调比的平均值为 46.3 dB,相当于 $c_{666}^E = 3.2 \times 10^{12} \text{ N/m}^2$ 。这个分歧可能是热梯度效应的影响,但这个说法尚未证实。

在一组三次泛音谐振器中看到了另一类异常性能,这些器件有如下参数:

$$f_0 = 11.700 \text{ kHz}$$

$$N = 3$$

$$EL.DIM = .10 \times .15 \text{ in}$$

$$R=3000 \text{ ohms}$$

当试验音频信号电平为 20 及 23 dBm 时, 观察到上三阶互调产物比下三阶互调产物大 8 到 20 dB。这个性能是参量激发的寄生模式在上三阶互调产物附近的反映。

虽然都知道参量激发的寄生模式^{[11], [12]}, 但有关参量模式的互调(直观明显地)效应, 似乎与以前的报导不同。这个例子是一个很好的说明, 即在研究互调时, 必须注意可能存在的多种非线性机构。

互调的实验测量已证实, 太厄斯顿的分析是正确的。这些测量所确定的 c_{6666}^F 值应该是初步的。建议, 对非线性谐振作相似的分析, 能独立的估计 c_{6666}^F 。

除非线性弹性外, 其他非线性机构也产生互调。在低应变电平时, 包含表面有关的机构。在足够高的电平时, 出现由谐振器损耗引起的热效应。此外, 还存在非线性性能的其它形式, 如参量模式的激发, 可以影响互调的产生。

在设计谐振器时, 必须满足互调的要求, 本文所指出的定标关系可用来确定因非线性弹性引起的互调比的理论极限。当然, 对于设计者来说, 兼顾到可能降低互调性能的其它非线性机构也是重要的。

参 考 资 料 (略)

3. 石英晶体的非线性弹性、压电和介电常数的测量及其应用

Raymond Besson

[摘要] 要考虑高电平振荡晶体就必须研究石英晶体中的非线性现象。

在本文中,从能量表示式首先迅速的定义了非线性系数并叙述了正压电系数的例子。

这里描述了用来测量弹性的,逆压电的及介电系数的实验仪器。弹性常数是用特殊的压力仪测定的。逆压电系数通常是用将晶体应变转换成频率变化的那种仪器进行测量。得到分辨率为 $0.05\text{\AA}$ 及线性为 5×10^{-5} 。非线性介电常数直接从 LC 振荡器的频率变化中得到。给出了某些数值的结果。

对正压电系数的情况作了着重研究。高次正压电系数是通过测量电场等于常数时应力作用下的极化强度而得到的。系数是从极化应力曲线中用计算机推算出来的。

线性与非线性逆压电系数是联系各种不同晶体的缺陷来研究的。在修改了各种不同的晶体后,观察压电系数的各种变化。描述了 X 切的应变对电场曲线的“滞后”效应。

最后指出了结论及应用。

主要技术用语

压电晶体,非线性,石英,系数测量。

引 言

若干年前,石英谐振器中的非线性现象经常是被忽视的。原因是振荡电平常常是尽可能地低。为了改进石英晶体振荡器的短期稳定性可以提高振荡电平^[1]。但是考虑谐振器的非线性是困难的,这就是妨碍谐振器正常使用的重要因素。在我们实验室中^{[2][3]}石英晶体的非线性现象已研究了若干年。测出高次系数能完善说明谐振器的非线性效应,并将测出的数值应用到石英谐振器^{[3][4]}的非线性理论研究中去。

本文仅涉及各种非线性系数的测量。

高次系数的定义

让我们首先考虑正压电系数。在等温过程中,吉布斯函数 G (独立变量为电场 E , 应力 T 和温度)可写为