

空洞共振器について

林 巖 雄・霜 田 光 一

(1948 年 12 月 5 日受理)

1. 緒 言

種波に於ける所謂立體回路の一要素として、空洞共振器は波長に對して鋭敏に値を變へる (frequency sensitive) 負荷として波長測定や發振器の同調回路等に用ひられる。或は高い電場が得られる事を利用して、誘電體の loss 氣體の吸収の測定等にも用ひられる。

空洞共振器はその名の如く金屬壁に取圍まれた空洞内での電磁振動を利用するものであるから radiation により不必要に失はれるエネルギーは全然無く、金屬の表面で表皮抵抗によつて失はれるエネルギーで制限される所迄減衰を少なく (Q を高く) することが出来る。此の Q の値は理論的に波長 10 cm 附近に於て波長と同程度の大きさの空洞共振器で數萬の程度に達するが、後述する如く實際に作られたものでもほぼ計算値に一致する所迄 Q の高いものが得られることがわかつた。空洞共振器の理論としては朝永、宮島兩氏のもの⁽¹⁾及び別の方法に依る Slater の理論⁽²⁾があるが實際の空洞を取扱ふに當つて朝永氏の理論より導かれる色々の結果に就いては先に筆者の一人が本研究所報告⁽³⁾に發表してあるから、此の報告に於ては 1945 年以降我々が試作した二三の空洞(以下共振器を略する)についての測定方法、測定結果、及びそれを朝永氏の考へ方に従つて整理した結果を述べる事にする。本文に於ては M. K. S. 單位系⁽⁴⁾を使用する。

2. 一般的考察

實際に空洞を作るのに際してどの程度の Q が必要か又どの程度の (エネルギー) 透過率 (T) や反射率 (R) にしたいか、或は共振波長を變化させる範圍はどの位か等と、目的に應じて種々の要求が出て来る。

空洞の内壁に於ては、金屬壁内に向ひ急激に減衰する電磁波が存在してそれによる電流が壁の極く表面に近い所に集中して流れ、電磁波のエネルギーがジュール熱に變化して居る。exponential に減衰する電流値が表面の値の $1/e$ に減少する深さを skin depth (δ) と

言ひ、

$$\delta = 1/\sqrt{\pi\mu f\sigma} \quad (1)$$

になる。但し f は周波數、 μ 及び σ は夫々壁の金屬の透磁率及電氣傳導度である。例へば銅を用ひ波長 10 cm の場合に、 $\delta \approx 1.2$ micron になる。電流を深さの方向に全部積分した値は内壁に接した所の磁場 H_s の大きさによつて決定されるのであるから、同じ H_s に對しても發生する熱量は f, σ, μ の函數になる。この關係は單位表面積で單位時間に發生する熱量を q 、 H_s の最大値を H_{s0} として

$$q = (1/2)RH^2_{s0}$$

と置いた時に比例係數 R は

$$R = \sqrt{\pi\mu f\sigma} = \rho/\delta \quad (2)$$

になる。但し $\delta = 1/\sigma$ は比抵抗である。この effective な抵抗 R を表皮抵抗と言ふ。發生熱量 q は \sqrt{f} 、 $1/\sqrt{\sigma}$ に比例する。 $q = (R/2)H^2_{s0}$ を内壁全體に積分すれば、單位時間の ohmic loss S_0 がわかり之からその空洞の無負荷の場合の Q (之を Q_0 とする) が決つて来る。

$$Q_0 = W/(S_0/\omega) \quad (3)$$

但し W は空洞内に蓄へられたエネルギー、 ω は共振角周波數 $\omega = 2\pi f$ 、 $Q_0 \propto \sqrt{\sigma}$ であるから σ が多少悪くても Q_0 の低下はその割合に少い。

第 1 表

金屬の種類	$\sqrt{\sigma}$ の比	金屬の種類	$\sqrt{\sigma}$ の比
Cu	100	Zn	55
Ag	103	Sn	39
Au	85	Fe	30~42
Al	79	ハンダ(77% Sn)	35
Brass	50~60	同上(36% Sn)	32

但しこれは Cu を 100 とした時の直流の $\sqrt{\sigma}$ の値である。

又内壁の電流は 1 micron 程度の薄層を流れることから表面の平滑さ、酸化の程度、更に本質的には σ の microwave に於ける値が直流の場合に等しいかどう

かが問題になる。波長 1.25 cm に於ける σ の値が直流のそれと比較して、電解研磨面、機械研磨面等に就いて Cu では 73~90%, Brass では 75~92%, Al では 56~61%, 水銀では 100%, ハンダでは 86% と言ふ値が報告されて居る⁽⁵⁾。

同じ表皮抵抗 R の場合でも空洞の形、共振の mode に依つて W と S_0 の比、従つて Q が異つて来る。一般には W は空洞の體積 V にほぼ比例し、 S_0 は空洞の内壁の表面積 A にほぼ比例するから、大きな、高い mode の空洞の方が Q_0 は大きくなる。此の關係は Slater によつて⁽²⁾

$$Q_0 \div W / \{(\delta/2)A\}$$

の形で與へられて居る。但し此の關係は mode の低い小さい空洞の場合には order を與へる程度である。嚴密には

$$W = (1/4) \iiint_V (\epsilon E_0^2 + \mu H_0^2) dV \quad (4)$$

$$S_0 = (R/2) \iint_A H_{so}^2 dA \quad (5)$$

で與へられる。(但し E_0 , H_0 は振幅を表はす。)

Q の高いことのみを望む場合には簡單であるが、空洞の大きさを可變にして共振波長を變へ波長計等に使用するためには、 Q_0 はなるべく高く、しかも問題とする範圍で同一の波長が二つ以上の mode で共振しないこと(即ち一方向に變形した時に二つ以上の共振點が出ないこと)が必要になつて低い mode を採用しなければならなくなり、相反する二要求をどの様にして調和させるかが問題となる。例へば圓筒共軸移行型(Barrow Type)の空洞では共振波長を(1:3~6)の範圍に變へ得るが、實驗によれば波長 10 cm 程度の場合に Cu を用ひても Q は高々數千(低い所では數百)程度である。一方圓筒又は矩形の空洞を用ひれば Q_0 は 2~3 萬程度に達するが、單一 mode での可變波長範圍は矩形を用ひても(1:2)以下に止まる。實際に空洞を用ひる場合には、之に幾つかの導波管を結合させる。此の場合、結合が loose に過ぎれば空洞の Q は高いがエネルギーが十分に導波管から空洞へ傳はらず、close に過ぎれば Q の低下が著しい。此の結合の度合を表はす爲に空洞内に W なるエネルギーが蓄へられた状態で n 番目の導波管から 1 角周期 ($1/\omega$) に W の ($1/Q_n$) のエネルギーが流れ出すならば、 Q_n を n 番目の“結合の Q ”と云ふ。

$$Q_n = W / (S_n/\omega) \quad (6)$$

S_n は單位時間に n 番目の導波管から流れ出るエネルギー、但し導波管には整合された負荷がつけられて

るて反射してくる波はないとする。

この Q_n は n 番目の導波管のみがその空洞について、しかも空洞内に ohmic loss がないとした場合の Q 値 ($\Delta\omega$ を半値幅とすれば $Q = \omega/\Delta\omega$ で共振の鋭さを表してゐる)をあたへ、 $1/Q_n$ は空洞と n 番目の導波管の結合の強さをあらはしてゐる。結合は窓(coupling window) loop, rod 等を用ひて行はれるが、其の取付位置、共振の mode、特にその大きさによつて著しく Q_n は異つて来る。例へば空洞に細長い slit 状の窓をつけた場合、これに直角な方向の電流密度の大小により同じ大きさの窓でも結合の度合が大小になる。従つて同じ空洞に同じ寸法の窓を付けてもその位置により結合の度合(従つて Q 値)が變化する。結合の Q の mode に対する影響は簡單な場合、例へば矩形 H_{011} mode の一端に窓をつけた場合と、その矩形空洞の一邊を n 倍に伸ばして H_{01n} mode にした場合は、空洞内の電磁場が一定の強さの時に窓から流れ出るエネルギーは同じでも空洞内に蓄へられたエネルギーは n 倍になつて居るから窓の Q の方は n 倍になつて居る。窓の Q を計算することは一般には困難であつて、既に求められた實驗の data から大體の見當をつけ、その場合場合に實驗で調節してゆることが多い。波長に比例して相似的に空洞も窓も小さく(又は大きく)して行つても窓の Q 値は一定に保たれるから、一つの波長について得られた data はそのまま他の波長にも適用される。但し上述の如く表皮抵抗 $R \propto \sqrt{f}$ であるから、ohmic loss による Q_0 の方は ($1/f = \sqrt{\lambda}$) に比例して變る。ohmic loss のある空洞に導波管をつけた場合、全體としての Q は前と同じ考へで

$$Q = \frac{W}{(S_0 + S_1 + S_2 + \dots)/\omega} \quad (7)$$

即ち

$$1/Q = 1/Q_0 + 1/Q_1 + 1/Q_2 + \dots \quad (8)$$

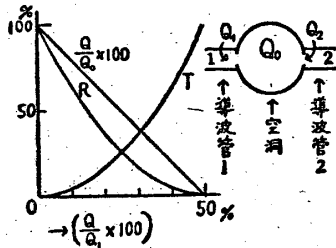
となる。

次に導波管から電波を空洞に向つて送つた場合どの程度の割合で反射されるかといふことや、一方の導波管から送つたエネルギーの何%が空洞を介して他方の導波管に出て来るかといふことが問題になる。之に對しては前に本所報告⁽³⁾で論じてあるが空洞に二箇の導波管が結合されてゐる場合の反射率(エネルギー反射率) R と透過率 T と Q , Q_0 , Q_1 , Q_2 の間の關係を擧げれば(8)式の關係の他に次の式が成立つ。

$$T = 4Q^2/Q_1Q_2 \quad (9)$$

$$R_1 = (1 - 2Q/Q_1)^2, \quad R_2 = (1 - 2Q/Q_2)^2 \quad (10)$$

ここで R_1, R_2 はそれぞれ 1 及び 2 の導波管から空洞に波を送つた場合の反射率で、特に $Q_1=Q_2$ 即ち同じ結合の強さになつてゐる時には第 1 圖の通りになる。



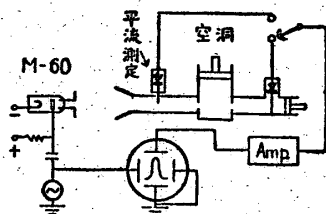
第 1 圖

3. 實驗裝置

發信器として磁電管 M-60 (波長 9.7~9.9 cm) を用ひ受信は Silicon 又は Iron Pyrite の鑽石檢波器と micro-ammeter で又は増幅して陰極線オシログラフで測定した。磁界は永久磁石で、ヒーターは蓄電池で、陽極電源は鐵共振定電壓裝置を付した整流回路を用ひた。 Q_0 の測定には M-60 を連続的に單一波長を發振させて、空洞の可變部分を調節して共振波長をづらしてゆき、同調曲線を取る方法も用ひたが、空洞の Q が 10^4 程度になると 3000 Mc で 100 kc 以下に安定した發振が必要で之は陽極電源に蓄電池を用ひても極めて困難である。更に M-60 程度の出力では直流増幅をしなければ發信器と空洞を相當近く置かねばならず、その時は空洞の共振波長を變へた時の反射波の變化が發振器に reaction を及ぼし、發振波長を變化させる。此の影響は dipole-antenna と切放しの導波管で送受した時に 40~50 cm 離しても現れて Q の測定を誤らせる事がある。

又鑽石檢波器は感度が高いが、特性は入力振幅が數十 mV 以下 (整流電流にして數 μA 以下) でないと必ずしも自乗檢波と云ひ難く、入力振幅 1V にもなると鑽石によつては 1.5~3 乗檢波にもなることがある。鑽石檢波器を稍々大きい入力振幅で此の種の測定に用ひる時には熱電對と比較する等のことによつて何乗檢波であるかを調べておく注意が必要である。

之等の困難を避けるために Q の測定方法として、第 2 圖の如く M-60 の陽極電壓に交流を 2~3 volt 重ね合せて、發振波長を變調し、鑽石檢波器の出力を増幅して陰極線オシログラフ (Brown 管) の縦軸



第 2 圖

に入れ、管上に直接同調曲線を描かせる方法をとつた。此の時横軸は陽極電源と同じ交流で振つてをく。都合の良い條件の下では陽極電壓のみを變化させてかなり linear に、例へば 3000 Mc で 1.3 Mc/volt, 全體で 10 Mc 位變調を行ふ事が出來、 Q が數千以上ならば同調曲線が殆ど歪められない程度に周波數の變化が linear 且振幅も一定である。此の方法では鑽石出力を簡単に増幅出來るので、M-60 程度の出力でも送受信の距離を充分とることが出來。鑽石も檢波特性が自乗と見做せる範圍で實驗出來る。又同調曲線を直視出來るので、空洞を調整しながら Q の變化を監視出來る等と色々便利な事が多い。此の方法を假に $4f$ 法、前の方法を $4l$ 法と名付けると、 $4l$ 法では電波の波長を一定に保つて空洞の大きさを機械的に變化させて同調曲線をとるので、此の部の動作が smooth でないや波長の變化に換算する時に誤差が入るが $4f$ 法では空洞は固定のまゝでよい。一方 $4f$ 法では陰極線オシログラフ上の横軸の scale とそれに相當する周波數の關係を較正する必要があり、之を可變な空洞を用ひて陰極線オシログラフ上の同調曲線の移動によつて求めれば $4l$ 法と同種の誤差が入ることになるが全然別の方法で直接に求めることも出來る。 $4f$ 法で一番問題になるのは増幅器の Band width を充分廣くしないと同調曲線が歪んで來ることで、我々の實驗では (50~10⁵ cycle) のものでは不充分であることがわかつた。反射率 R は第 2 圖の如くに空洞の手前の導波管に probe を入れて Standing wave を測定して比較的正確に求められるが、透過率は空洞の後に置いた鑽石の出力を空洞を取つた時と比較して求めたのでは相當の誤差を含むと思はれる。

今回の報告は 1945 年から 1946 年末迄の實驗の結果であつて、測定方法に吟味不充分だつた點が多くその結果例へば Q の箇々の測定値は $\pm(10\sim20)\%$ の誤差を含んで居ると思はれる。

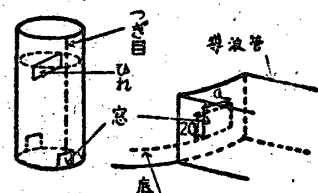
4. 實驗結果

試作した空洞の主なるものは次の二つである。

1) 圓筒形 H_{114}

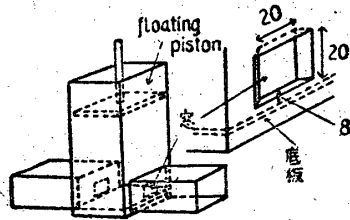
型空洞 (第 3 圖)

直徑 74.8 mm ϕ ,
長さ 300 \pm 10 mm
可變、銅の薄板を丸く筒にしてつぎ目をハンダ付にし、一端は銅圓板をハンダ付、他端は有合せの眞鍮の圓板の



第 3 圖

piston (直径 74 mm) で floating になつてゐる。piston はネヂ送りで 1/100 mm 迄讀みとる事が出来る。長さ約 300 mm の時、波長 9.75 cm に H_{114} mode で共振する。圓嚮が眞圓でない爲に互に垂直な偏波面を持つ二つの共振が起るので piston にひれをつけて一方の共振の Q を下げ、且共振位置を測定範圍外にづらせてある。又この直径では丁度波長 9.75 cm で E_{010} mode が長さに無關係に混入してくるので底板にピンを立て、共振波長をづらせてある。底板に接した窓で (70×45) の導波管に接続してゐる。



第 4 圖

2) 矩形 H_{013} 型空洞 (第 4 圖)

底邊 (94×47) mm 高さ可變の矩形空洞で五枚の銅板で側面と底を作り上のピストンはネヂ送りで 1/100 mm 迄目盛つてある。 H_{013} mode で波長 9.75 cm に高さ 170 mm で共振する。圖の如く底板から 8 mm 上つた所で (20×20) mm の窓で (70×45) mm の導波管に接続してゐる。

測定結果は圓嚮 H_{114} 空洞で窓の横幅 $a=18$ mm の時、 $4f$ 法によつて $Q=1.03$ 乃至 1.15×10^4 が得られた。 $Q=1.03 \times 10^4$ の時、透過率 T の測定値の平均が 3.6% なので、 $Q_1=Q_2$ として (8) (9) により

$$Q/Q_0 = 1 - \sqrt{T} = 0.373$$

$$\therefore Q_0 \approx 2.76 \times 10^4$$

となり、Cu の conductivity $\sigma = 5.82 \times 10^7$ ohm/meter としての Q_0 の計算値

$$Q_{0cal} = 2.86 \times 10^4$$

にほぼ一致する。 Q の計算式としては (4) (5) 式を具體的に計算して、圓筒形 H_{lmn} に對して⁽⁶⁾

$$Q_0 = \frac{\lambda}{\delta} \frac{\gamma_{lm}}{2\pi} [1 + P^2 R^2]^{3/2} \times \frac{1 - (l/\gamma_{lm})^2}{1 + P^2 R^3 + P^2 (1 - R) R^2 (l/\gamma_{lm})^2}$$

但し $\delta = 1/\sqrt{\pi \mu f \sigma}$, γ_{lm} は l 次の Bessel 函数の m 番目の根の値、 L は圓筒の高さ、又 a を圓筒の直径とすれば、 $R = a/L$, $p = n\pi/(2\gamma_{lm})$, l, m, n , はそれぞれ半径方向、圓周方向、軸方向の mode の数である。ついでに之と同じ直径の圓筒で H_{111} 及軸方向に無限

に長い $H_{11\infty}$ の Q_0 を計算すれば

$$H_{111}, Q_0 = 1.32 \times 10^4$$

$$H_{11\infty}, Q_0 = 3.15 \times 10^4$$

になる。1945 年に之と殆ど同じ寸法で H_{114} mode の空洞を銅パイプで作し、磁電管の Spectrum を調べるのに用ひたが、その際の分解能より推定して Q は約 10000、透過率は 20% 程度としたのも上の値と餘り違はない。矩形 H_{013} 型空洞では側面の四隅をハンダ付の代りに細いフューズをはさんでネヂでしめつけたが、上記の窓の寸法で $4f$ 法で測定し

$$Q = \begin{cases} 5.03 \times 10^3 \\ 5.45 \times 10^3 \end{cases}$$

となり透過率は 73% 位であつた。空洞の output 側 (第 2 圖で空洞の右側) の整合が完全であつたとすれば上の實驗のデータから Q_0 は 4.67×10^4 となり、計算値よりも大分大きい。之は檢波器の整合が不完全であつた爲と思はれる。 Q_0 の計算式⁽⁶⁾ は矩形 H_{lmn} に對して

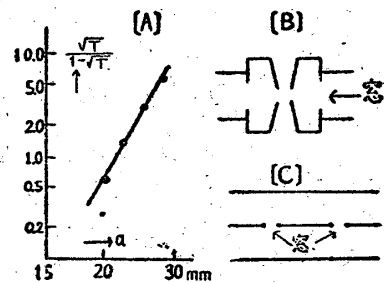
$$Q_0 = \frac{\lambda}{\delta} \frac{abL}{2} \frac{(q^2 + r^2)^{3/2}}{q^2 L (b + 2a) + r^2 b (L + 2a)}$$

但し a, b, L は xyz 方向の邊の長さで $q = m\pi/b$, $r = n\pi/L$ である。銅の場合に上記の H_{013} の空洞で $Q_0 = 2.34 \times 10^4$ になる。此の様に實際の空洞に於てもつぎ目、可變部分、結合等々を注意して製作すれば、 Q_0 の値として空洞壁の ohmic loss に由來するものとして豫想される値に略々一致する所迄高く出来ることがわかつた。

猶、上記の空洞の内面は何れも 0000 番の紙やすりで一通り磨いた程度である。

1945 年に波長 3 cm 用圓筒形空洞共振器を試作した時に、 E_{012} mode の共振よりも H_{113} mode の共振の方が Q が高い事が認められた。計算の結果共振波長の一番長い H_{11n} mode が Q_0 の點でも有利である。

次に上記の實驗データから窓の Q を (9) (10) 式



第 5 圖

より計算してみると、

$$Q/Q_1 = (1 - \sqrt{R_1})/2,$$

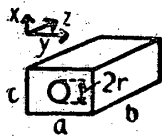
$$Q/Q_2 = (TQ_1)/(4Q) = T/[2(1 - \sqrt{R_1})]$$

特に窓が對稱で $Q_1=Q_2$ と見なせるならば

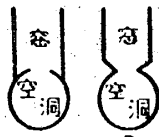
$Q/Q_1=Q/Q_2=\sqrt{T/2}=(1-\sqrt{R})/2$; $R_1=R_2=R$ となる。圓筒形 H_{111} mode 空洞では下端につけた窓の幅が 18 mm で對稱の時に, $Q=1.03 \times 10^4$, $T=39.6\%$ で

$$Q_1=Q_2=3.3 \times 10^4$$

が得られる。矩形 H_{113} 型空洞では上記の窓の寸法(20×20) mm で窓の Q は大約 1.3×10^4 になる。窓の寸法は同じでも窓の Q は窓から導波管へのつながりの形や、導波管の寸法等によつても變化して來る。例



第 7 圖

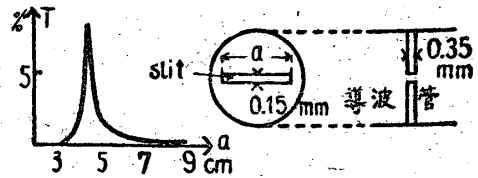


第 6 圖

へば第6圖の如く導波管とのつながりの形が違ふと、(A) のつながりの方が (B) より結合が強くなる事が實驗的に認められた。又窓の Q は窓の幅(壁の電流方向に直角な邊の長さ)によつて著しく變化する。ブリキ製直徑 9.6 cm の E_{013} mode 圓筒型空洞で窓の高さを 20 mm に一定にし、幅 a を 20~23 mm 迄かへた時に透過率の data は第5圖(A)の如くになり $Q \propto 1/a^n$ と置く時、 $n=7$ になる。又米國の切换放電管用の空洞(第5圖 B)で、窓の幅と Q の實驗値から同様の方法で n を求めると、 $n=5.1$ 同じ米國の directional coupler (第5圖 C)の coupling の大きさ c と孔の直徑 r の data から、 $c \propto r^n$ と置くとき $n=7.75$ になる⁽⁸⁾。こゝで c は directional coupler の導波管の兩端を閉じて空洞を作つたとした場合の、その孔による結合の Q (窓の Q) に逆比例すべき性質のものである。

窓の Q の計算値として小谷教授が第7圖の如き矩形空洞に H_{011} mode の共振が起つた時半徑 r の窓の Q として、 $1/Q=(47)(r^6)/(\lambda^3 abc)$ を求めて居られ、窓の半徑と Q の關係は、 $Q \propto 1/r^6$ で實驗結果と大體同程度の變化になつて居る。尙此の式で $\lambda=10$ cm, $a=b=7$ cm, $c=4.5$ cm とした時窓の大きさが $r=0.5$ cm 及び $r=1.0$ cm に對してそれぞれ $Q=6.7 \times 10^5$ 及び $Q=1.05 \times 10^4$ になる。此の様に窓の大きさを變へると窓の Q は著しく變る。逆に同じ大きさの窓では、 $Q_n \propto (\lambda)^6 \sim (\lambda)^7$ で變化するから、波長が約 12% 増加すれば Q は約 2 倍になる。此の様に圓形や矩形の窓は、波長に對して敏感に Q が變化するので、波長計等で廣い波長範圍を問題とするときには都合が

悪い。

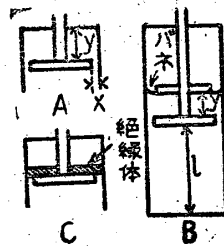


第 8 圖 (波長 9.7 cm)

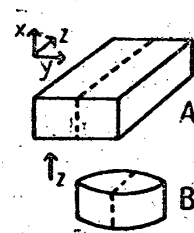
導波管内に slit をあけた金屬壁を立てた時に、一方から他方へ通過して來るエネルギーを實測したが、slit の幅を變へてゆくと、 $a=\lambda/2$ で共振を生じ、第8圖の如く透過率が變化する。slit 幅 a が共振より短い時の透過率は略々 a^{-8} で増加して居るが共振より長い方では、 a を變へても殆ど變化してゐない。今同様の金屬壁を更に一つこの導波管内に置き、二つの間隔を適當にすれば、空洞共振器が形成されるが、此の時この slit による結合を表はす Q は、上の透過率に逆比例する。故に $\lambda/2$ より長い slit を用ひれば可なり廣い範圍にわたつて結合の Q が大體一定のものが得られると考へられる(この方法を利用した空洞を試作したが未だ實驗中である)。

5. 其 他

上記の様に空洞の共振波長を變へる爲ピストンを用ひる事が多いが、その時に sliding contact の抵抗が問題になる。contact が悪いと Q が下がり、ガタでもあると contact の具合によつて共振點が變化して再現性が悪くなる。此の問題に對しては丁寧に作つた磷青銅の接觸片等を用ひて一樣によく contact させる様にすれば、大體解決されるやうである。更に良い方法として、 H_{01n} mode では第9圖(A)の様に狭いすき間を残した floating contact で機械的にも smooth な、しかも接觸抵抗の困難のないピストンが出来る。上記の圓筒形及び矩形空洞では何れも此の方式を採用し、よい成績をあげてゐる。ピストンの縁のすき間の



第 9 圖



第 10 圖

大きさ α は兩者とも約 1 mm である。すき間 α はなるべく小さい方がよいと考へられるが、ピストンが動く際に壁と接觸しないやうに上の程度の大きさにし

ても充分目的を達する。但しピストンの後の空間が共振しないやうにしておかなければならない。もしもその空間が丁度共振するやうになると、本来の空洞と同程度の強い電磁場が発生して同程度の loss を生じ、又二つの空洞の結合で共振波長が引きずられて変化したりする。この空間を充分に共振からはづれるやうな大きさにしておけば、こゝに出来る電磁場は、本来の空洞内のそれよりはるかに小さくなり上の様な不都合は起らない。ピストンを動かす範囲が小さければ、第9圖(A)の様にしておいても心配はないが、範囲が大きくなるとこれではどこかで共振を生ずる事になるから、(B)の様に二重のピストンにして上のピストンは壁に contact させる。この時、たとへ上のピストンの contact に loss があつても、その影響は上のピストン1箇の場合よりはるかに小さいものとなり殆ど問題にならない。 y の値は問題とする波長範囲でこの空間が充分共振からはづれて居るやうにえらべばよい。実際にこの型のピストンを作つて (45×90×1) mm の矩形 H_{011} Type の空洞で実験した結果、 $\lambda=10$ cm H_{011} mode で $y=15\sim 30$ mm に變へた時に、共振するピストンの位置は 1/10 mm の範囲で一致して floating でも完全に反射板の役をなして居ることがわかつた。更に y は適當でも後の空間には弱いながらも電磁場が存在してゐるから、こゝに損失の大きい部分が存在すれば、その爲の loss は無視出来なくなり空洞の Q を下げる事になる。上記矩形 H_{113} 空洞の実験の際に、矩形ピストンを floating にするために、第9圖(C)の様にピストンの上側に絶縁物の板を付けて実験したところ、ベークライト板 (5×49×94) mm の場合に $Q=290$ 、スチロール小片 (6×10×47) mm 2箇で支へた時に $Q=320$ 、同じくスチロール小片 (6×10×10) mm 4 箇で支へた時に、 $Q=1220$ 、等の如くに Q が下つた。前述の $Q=5.03$ 又は 5.45×10^4 は、(b) の如き二重のピストンを用いた場合である。

次に実験に空洞を作る際によく問題となるのは繼目のことである。繼目は最も良いのは、繼目の線に直角的な方向の壁の電流成分が0になる様な所に繼目を入れる事である。例へば第10圖(A)(B)の如く矩形 H_{011} 型又は圓筒 E_{012} 型空洞を切斷しても、工作が理想的なら繼目は電氣的には contact して居ないでも外へエネルギーがもれない筈である。實際金屬のブロックから削り出して此の方法で單にボルト締めで空洞を作つてゐるものがある⁽³⁾。しかし金屬の板で空洞を作るときには、どうしても繼目に電流が流れるやうになる。又單にボルト締め等にした時には、どうしても

繼目が一樣に contact せず、細長い slit を生ずる事が多い。slit は幾ら細くてもその長さが $\lambda/2$ に近づくと、前述の如く意外に能率よくエネルギーを通過させるものであるから、この様な場合には少くも $\lambda/5$ 以上の slit を生じない様に締める必要がある。ハンダ付の場合には、その effective な電氣傳導度は第1表の如く表皮効果を考へて $\sqrt{\sigma}$ で效くとして Cu の 1/3 で同じ電流が Cu を流れる場合の3倍の loss を生ずる事になるから、ハンダの空洞内に現れる面積をなるべく小さくしなければならぬ。ハンダ付の代りに、繼目の部分に細いフューズをはさんでしめつけることを試みたが、取外しが便利で之でも充分目的が達せられる。例へば前述の矩形 H_{113} mode 空洞では、四つの側面を約 2 mm 厚の銅板で作成し、之の繼目に 0.2 mm ϕ のフューズをはさんでボルトじめにしてある。

6. 結 語

上述の様に極波に於ける空洞共振器は、注意して作りさえすれば理論的に豫想される程度に高い Q のものを割合簡単に得られることがわかつた。

そして此の際に朝永氏の理論を適用すれば、直接に観測出来ない無負荷の Q (Q_0) や結合の Q (Q_n) を全體の Q や反射率等から求める事が出来る。 Q_0 の値は大體計算値に近い値を示し、窓による結合の Q の實驗値が二三の例について求められた。更に此の理論の適用によつて實驗をしてゐる際に得る便宜は大きい。取扱つてゐる空洞の Q の上らない原因は何處にあるのか、透過率が悪いのは何のためかといふこと等を判斷するのに極めて有力である。

併し本論文に含まれる實驗の段階に於ては以上の様な大體の見通しを得るのに止つて、極波に於ける電氣傳導度を論じたり、朝永氏の理論を check する等の定量的なことは何も言へぬ。これは多くの實驗裝置方法の改良にまたなければならぬ。

終りに終始熱心な御指導を賜つた熊谷先生に厚く感謝の意を表すると共に、第一部の工作の方々が空洞の製作に優秀な技術で御協力下さつたことにこの機會に厚く御禮申上げる。

文 獻

- (1) 宮島龍興：科學，17 (1947)，1 號 2頁
- (2) J. C. Slater：Rev. Mod. Phys. 18(1946) 441.
- (3) 理工研報告：2 (1948)，7.8 號
- (4) M. K. S. 單位
電場： E volt meter
磁場： H ampere turn/meter

電流密度: i ampere/meter²真空透電率: ϵ_0 $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ farad/meter真空透磁率: μ_0 $c = 1/\sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = 3.00 \times 10^8$
meter/sec.(5) E. Maxwell: *Journ. Appl. Phys.*, 18
(1947), 629.(6) J. P. Kinzer and I. G. Wilson: *B. S. T. J.* 26 (1947), 410.(7) A. L. Samuel: *B. S. T. J.* 25 (1946),
43.(8) W. W. Mumford: *Proc. I. R. E.* 35
(1947), 160.

アルカリ・ハライド結晶に於ける F 吸収帯の理論

武藤俊之助

(1949年1月12日受理)

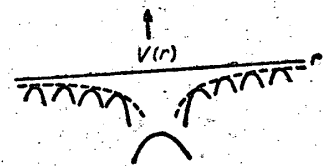
1. 緒言

アルカリ・ハライド結晶はこれをアルカリ蒸氣中に熱処理するとか、X線乃至陰極線を照射するとか、或は尖端電極より電流を流すとかの方法に依つて着色することが知られてゐる⁽¹⁾。着色結晶は可視領域に結晶特有の吸収帯をもつことが観測されて居り、これをF吸収帯と稱してゐる。尙着色方法に依つては紫外部乃至は赤外部にも特有の吸収帯をもつことができ、これとF吸収帯との關係に就いても種々興味ある實驗結果が存在する。併し當面の問題としては一應考察をF吸収帯に限局することにしよう。

扱て前述の着色方法に依つて得られた結晶が特有のF吸収帯を示す機構に就いては主として Pohl⁽²⁾ 及びその一派の甚だ系統的な實驗的研究とそれを土臺として de Boer, Mott, Gurney, Tibbs⁽³⁾ 等の理論的考察に依つて、大體次の如く考えられてゐる。即ち前述の種々の處理法に依つて、結晶内部の陰イオンが缺けた格子點の近傍に電子が捕えられて所謂擬原子準位が現はれる。これを通常F中心と稱してゐる。このF中心内電子の遷移に依つてF吸収帯が結果するものとして、一應觀測結果の妥當な定性的解釋が得られるのである。扱て第1圖には陰イオンが缺けた近傍の、結晶内ポテンシャルの模様を一次元的に示してある。

次に、このようなF中心に關する知識は廣く半導體の物理的性質を究明する上に極めて重要なものと考えられる點を強調して置かねばならない。周知の如く半導體の示す特性は主として、種々の機構に依つて結晶内に現はれる擬原子準位の性質に支配されることが實驗並びに理論兩方面からの研究に依つて知られてゐる。

所が擬原子準位の性質を正確に捕えることは、固體量子論の現段階に於ては實驗的にも亦理論的にも多くの障害のある事情を考慮すると、少くとも現状では出來得る限り簡単な構造をもち且つ系統的實驗資料に恵まれた結晶を選び、これに現はれる擬原子準位の性質の究明に攻撃を集中し、この分野で得られた方法、及び結果を廣く一般の半導體に及ぼしてゆくことが有效な研究方針であらうと考えられる。前述のF中心は正にこの目的に適當した對象である意味に於て、その機構に關する知識が強く要求されるわけである。



第1圖

扱てF中心内電子遷移に起因するF吸収帯は一般に極めて興味ある温度効果を示すことが實測されてゐる⁽⁴⁾。所がこの現象の理論的考察は、著者の知る限りでは未だ實施されてゐないように思はれるので、吾々はF中心の固體量子論的研究の一環として、この問題を探り上げ、現象の特性を定性的ではあるが、固體量子論の立場から演繹し得ることを示そうと思ふ。

2. (F中心内電子十格子熱振動) なる體系の定常状態

以下に述べる計算に於ては、F中心は結晶内に稀薄に分布してゐるものとする。従つて Seitz⁽⁵⁾の提唱してゐるような、2個又はそれ以上のF中心乃至は空格子點の凝集に依つて現はれる種々の複合中心の存在はこれを無視することにする。このようなF中心の稀薄分布の場合には、各F中心よりの寄與を單に加