

T
620.22
P847



ESCUELA SUPERIOR POLITECNICA DEL LITORAL

Facultad de Ingeniería en Mecánica

TESIS DE GRADO

PREVIA A LA OBTENCION DEL TITULO DE
INGENIERO MECANICO

TEMA

" ESTUDIO DE LA ACUSTICA EN LA FABRICACION DE
CAMPANAS DE BRONCE "

Presentado por:

Gorky Félix Portero Mora



Guayaquil

Ecuador

1 9 9 6



AGRADECIMIENTO

Al futuro

DEDICATORIA

Cuando se escribe la historia
se disipa la memoria y se dedica
a aquellos hombres que amaron al ser humano como tal.

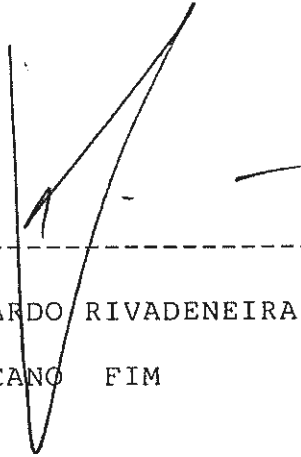
DECLARACION EXPRESA

“La responsabilidad del contenido de esta Tesis de Grado, me corresponden exclusivamente y el patrimonio intelectual de la misma a la ESCUELA SUPERIOR POLITECNICA DEL LITORAL”

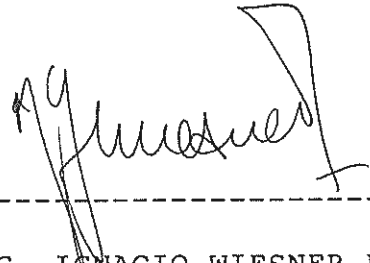
A handwritten signature in black ink, appearing to read 'Gorky Felix Portero Mora', is written over a horizontal dashed line.

GORKY FELIX PORTERO MORA

TRIBUNAL DE GRADUACION



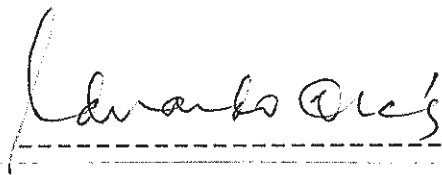
ING. EDUARDO RIVADENEIRA
DECANO FIM



ING. IGNACIO WIESNER F.
DIRECTOR DE TESIS



ING. MANUEL HELGUERO
VOCAL DEL TRIBUNAL



ING. EDUARDO ORCES
VOCAL DEL TRIBUNAL

RESUMEN

Se han fundido campanas de bronce UNS C95400 y UNS C91700 y se han aplicado afinadores electrónicos a fin de tener una vibración con una nota musical definida. Se han variado los espesores de las campanas por medio de maquinado y se han afinado a otras notas musicales.

Se ha hecho un breve estudio matemático para tratar de establecer un modelo acústico que se ajuste a la morfología de las campanas a fin de poder predecir las dimensiones que deberían tener para determinada nota musical, pero no ha sido posible, se presenta un análisis del problema.

GORKY PORTERO MORA

INDICE

CAPITULO 1

Fundamento teórico

Pág

Introducción

1.1 Estudio del sonido	11-18
1.2 Breve análisis de los modelos acústicos.....	18-37
1.3 Breve estudio de las campanas	37-63
1.4 Proceso de producción	63-64
1.5 Proceso de control de proceso y materiales	64-65

CAPITULO 2

2.1 Metodología	66-67
2.2 Equipo experimental	67-69
2.3 Pruebas con bronce al estaño y bronce al aluminio	69-73
2.4 Afinado del sonido de la campana	73-86

CAPITULO 3

3.1 Discusión sobre el método de afinado.....	87-88
3.2 Discusión sobre el material utilizado	88-89
Conclusiones y recomendaciones	93-94

Tabla 1.....	95
Tabla 2.....	96
Bibliografía.....	97.



UNIVERSIDAD DEL TÍRRAL

BIBLIOTECA
CENTRAL

INTRODUCCION.-

La sensación del sonido es una cosa sui-generis no comparable con alguna de otras sensaciones. Siendo la observación más frecuente, mostrar que los cuerpos sonantes están en vibración, y que el fenómeno de sonido y vibración están conectados.

Cuando una campana vibrante o una cuerda es tocado por el dedo el sonido cesa en el momento en que la vibración es amortiguada. Una campana no suena en vacío, o mejor dicho no se la escucha. En el aire de la atmósfera tiene un vehículo universal capaz de transmitirlo sin interrupción.

Bajo el viento por ejemplo, el sonido viaja relativamente más rápido que en aire quieto. Entonces la velocidad del sonido en aire quieto es sumada a la velocidad propia del aire para conocer la velocidad del sonido. No solo el aire es un vehículo para el sonido, otros gases, líquidos, o sólidos son igualmente capaces de transferirlo y nosotros de escucharlo; basta con recordar que si colocamos nuestro oído sobre uno de los rieles de un tren lo escucharemos mejor que si este se encontrara a una cierta distancia y nosotros tratáramos de oírlo.

En esta tesis uno de los factores más importantes es la frecuencia de vibración, y así podremos establecer el tono de la nota; para nuestra suerte, el afinador electrónico nos lo proporciona automáticamente.

Pero que es en realidad el sonido, una sensación, o un simple motivo para escucharlo, diferente sería disparar el sonido, escuchar un soneto, transcribir un suspiro.

Si tratáramos de crear un modelo acústico diferente, nos veríamos en la posibilidad de enfrentar situaciones muy diferentes.

Que primero nos llevaría a solucionar un problema matemático.

Puede un matemático plantearse la situación real de enfrentar un modelo acústico, diferente al esférico o cilíndrico.

O al simple punto o la superficie. Será difícil entonces crear el modelo cónico.

Se nos plantea la siguiente situación:

Tenemos un punto origen en la campana.

Tenemos proyecciones abiertas que terminan en curva.

Y quizás lo más difícil será la parte curva. Para la creación del modelo acústico metálico para la campana.

Desgraciadamente la cuestión del punto de disparo de rectas de proyección, se vuelve compleja y difícil de abordar, sin adecuado análisis de geometría descriptiva y de geometría analítica.

Recomendaría a un cuerpo de expertos que involucre no solo matemáticos. Sino ingenieros y científicos.

Más no queda otra cosa que involucrar, y separar dos problemas, uno puramente metálico

y otro simplemente aéreo.

Yo lamentablemente no poseo, ni estoy en capacidad de manejar un microscopio electrónico.

Pero los futuros estudiantes de esta tesis, se verán incluso enfrentados, a problemas aún mayores.

La tarea del análisis metalúrgico se volverá cada vez más difícil y complicada.

Estoy enfrentado a una situación diferente los sonidos aéreos, pueden aproximarse a un modelo acústico esférico, y cuán cerca es válida esta aproximación.

Tengo a mi cargo una presión acústica diferente en cada palmo de aire, interferencias extrañas; y otras situaciones, que sean vuelto impercibibles.

No tengo otra cosa mis queridos profesores y estudiantes, que abordar el problema desde el punto capital, que es un modelo acústico esférico, la dispersión e interferencia de sonidos extraños, y la propia necesidad de abordarlos, nos ha llevado a establecer, distancias de validez.

A tres veces el diámetro de la campana, no funciona.

A cinco veces tampoco.

A seis veces mejor.

Y a 10 veces su error se volvió disminuido hasta marcos aceptables.

Y me encuentro entonces a una situación real

Se puede a 100 veces.

Esto es bajo todo punto de vista aceptable, no se como enfrentarlo desde situación

Pero a mi lo que me interesa es a 10 veces.

El modelo funciona muy bien, aún con interferencias. Yo no se si se podra utilizar un mejor osciloscopio, solo se que planteo mi tesis en base al equipo utilizado.

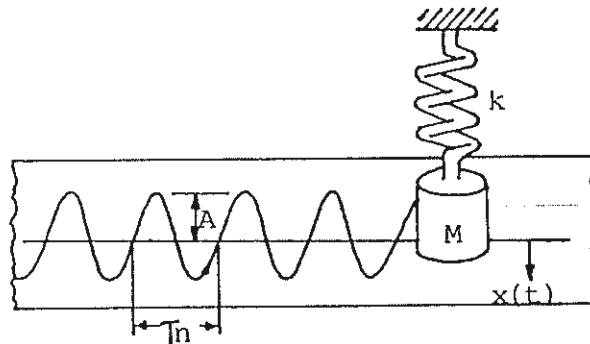
Estoy enfrentado a esta situación. Y la resuelvo.

Esta tecnica entonces refuerza, una vision al futuro de nuestra universidad, que necesita enfrentar, nuevos retos tecnicos. Superar el simple concepto de sonido para pasar a una etapa tecnica nueva que es la acústica y los modelos matematicos. Propongo entonces a la digna politécnica, la creación de la escuela de matematica pura, y fisica pura.

1.1.-ESTUDIO DEL SONIDO.-

El sonido es la sensación que se percibe por medio del oído; puede ser producido por turbulencias en el aire. pero hay que diferenciar el ruido que es referido a frecuencias sobre el rango audible. Por ahora trataremos de definir el comportamiento general de la onda de sonido.

Así los sistemas de un grado de libertad en vibración libre, observados en la gráfica adjunta



Este sistema es representado por la siguiente ecuación diferencial:

$$M \frac{d^2 x}{dt^2} + kx = 0$$

donde:

- | | | |
|-----|---|------------------------------------|
| x | = | Desplazamiento en la dirección x |
| M | = | masa |
| k | = | constante elástica del resorte |

t = tiempo

Su solución es:

$$x = C_1 \cos(Wnt) + C_2 \sin(Wnt)$$

Donde: C_1 y C_2 son constantes arbitrarias que dependen de la condición inicial:

$$W_n = (k/M)^{1/2}$$

Para $x(0) = X_0$ (Desplazamiento inicial)

$$dx/dt(0) = V_0$$

Entonces $C_1 = X_0$ y $C_2 = V_0/W_n$

Frecuencia natural y Periodo.-

De la figura sacaremos algunos de nuestros conceptos

Así tenemos que la amplitud queda definida así:

$$A = (X_0^2 + (V_0/W_n)^2)^{1/2}$$

donde la función desplazamiento se repite cada $2\pi (W_n t)$ y así sucesivamente.

El período está definido por:

$$\tau_n = 2\pi/W_n$$

y la frecuencia por:

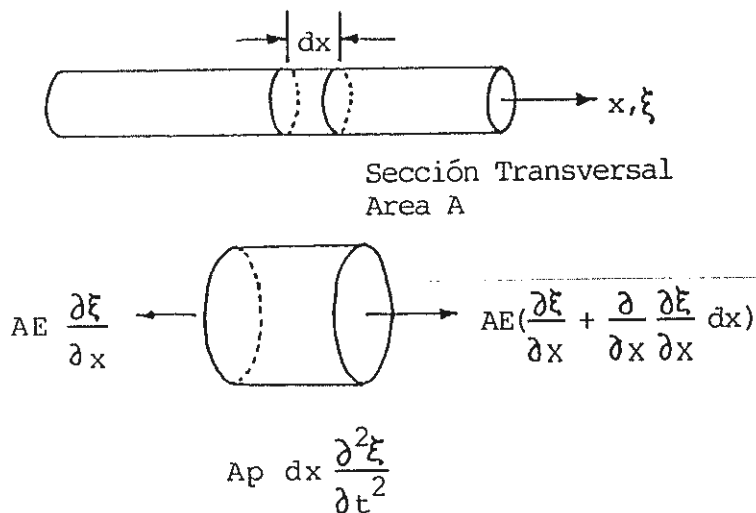
$$f_n = 1/\tau_n$$

Sistemas Continuos.-

Esta función de un grado de libertad es una función de una sola variable independiente. Ondas de sonido en el aire o en sistemas mecánicos continuos son descritos por dos o más variables independientes (p.e. Tiempo y localización).

ECUACION DE LA ONDA EN UNA DIMENSION

Vamos a considerar la barra delgada de la fig.a.



Representamos una barra delgada de sección A , x coordenada y $\mu = \mu(x, t)$ es una función de localización y tiempo. Donde la fuerza longitudinal en una localización de la barra es $\delta x = \epsilon \mu / \epsilon x$, que para desplazamiento pequeño se asume lineal.

Aplicando Hooke a la sección $AE \delta x$ implica: Implica sumando fuerzas $= 0$

$$AE d\mu/dx + d/dx (AE d\mu/dx) * dx - AE d\mu/dx - A \sigma d\mu/dt * dx = 0,$$

donde: σ =densidad

esto implica $d^2\mu/dt^2=c^2d^2\mu/dx^2$

$c=(E/\sigma)^{1/2}$ =velocidad de propagación de la onda.

Su solución es:

$$\mu=F_1(x-ct)+F_2(x+ct)$$

LONGITUD DE ONDA NUMERO DE ONDA,VELOCIDAD DE PROPAGACION
DE LA
ONDA Y FRECUENCIA.-

Para toda onda viajando a la derecha de la dirección
+x

$$\mu=\mu_0(k(x-ct)).$$

Donde:

$$\begin{aligned}\mu_0 &= \text{amplitud} \\ k &= w/c \quad (\# \text{ de onda}) \\ w &= \text{frecuencia angular} \\ \Gamma &= 2\pi/k = c/f \quad (\text{longitud de onda})\end{aligned}$$

La ecuación de la onda para sonidos aereos. - Las fuerzas de inercia pueden ser considerados a través de una capa de aire

bajo esta consideración. El resultado es:

$$\sigma \frac{d^2 \mu}{dt^2} = \left(\frac{dp}{dx} \right) dx$$

Donde:

P_a = Presión absoluta

Presión y volumen especifico están relacionados por:

$$P_a \cdot V_{s^0} = \text{const} = P_0 \cdot V_{s_0^0}$$

Donde:

$$\gamma = 1.4 \text{ para expansión adiabática}$$



$$\sigma_0 = d^2\mu/dx^2 = \rho_0 \cdot d^2\mu/dx^2$$

$$c = (\rho_0/\sigma_0)^{1/2}$$

Solución para la ecuación de la onda para el sonido en el aire. Esta es:

$$P = F_1(x-ct) + F_2(x+ct)$$

$$P = \text{Presión acústica}$$

RAIZ CUADRADA MEDIA DE LA PRESION E SONIDO Y NIVEL DE PRESION DE

SONIDO.- Como se sabe la presión de sonido es una diferencia entre la presión instantanea y la presión absoluta es representada por:

$$P_{rms}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T P^2 dt$$

donde:

P_{rms} = Raiz cuadrada media de la presión de sonido

$P = p(t)$ = presión de sonido

LA ESCALA DE DECIBELES.-

El sonido audible más callado en el rango audible del oído humano corresponde a $20 \cdot 10^{-6}$ Pa y el umbral de dolor a 200Pa

Un nivel decibel es definido como 10 veces el log en base 10 de una razón de poder.

$$L_p = 10 \log(P_{rms}^2 / P_{ref}^2)$$

donde:

$$\begin{aligned} L_p &= \text{nivel de presión de sonido} \\ P_{ref} &= 20 \cdot 10^{-6} \text{Pa} \quad \text{Presión de referencia} \end{aligned}$$

1.2.-BREVE ANALISIS DEL MODELO ACUSTICO ESFERICO.-

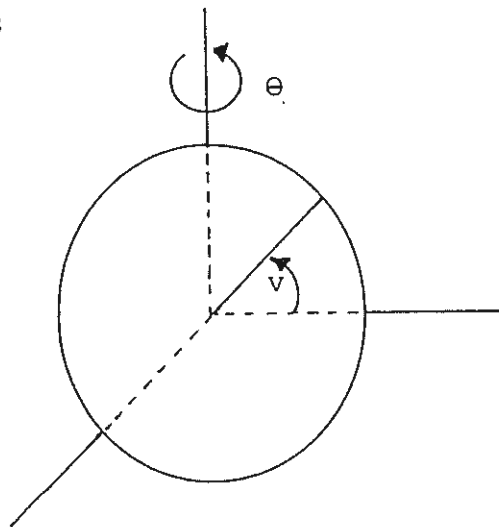
Vamos a considerar uno de los modelos acusticos más interesante; es el de emisión a través de esferas, puesto que este es el que se aproxima mejor a nuestros requerimientos. Todas las ondas pueden ser fácilmente descritas en términos de coordenadas esféricas; así la ecuación de la onda de primer orden es (omitiendo la dependencia de ϕ):

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \frac{dP}{dr}) + \frac{1}{r^2} \sin \Theta \frac{d}{d\Theta} (\sin \Theta \frac{dP}{d\Theta}) = \frac{1}{c^2} \frac{d^2 P}{dt^2}$$

2

(Ecu.1.2.1).

En la gráfica(1.2.1) podemos ver representada con sus respectivos ángulos



donde c es la velocidad de propagación de la onda; P es la presión acústica.

Ahora trataremos de solucionar la ecuación:

FUNCIONES DE LEGENDRE.- La coordenada que omitimos ϕ es dependiente de Θ solo en el origen de la coordenada ϕ . Y la ecuación para el factor Θ es:

$$(1-\rho^2)d^2P/d\rho^2=2\rho*dP/d\rho+CP=0 \text{ (Ecu.1.2.2)}$$

Donde tenemos hecha la sustitución $\rho=\cos\Theta$;

donde: $P(\rho)=P(\cos\Theta)$ es una solución de la ecuación anterior.

Resolviendo estos e igualando P a una serie de poder arbitraria en ρ , sustituyendo esta en la ecuación 1.2.2 y resolviendo para los coeficientes. El resultado es:

$$P=a_0(1-C/2!* \rho^2-C(6-C)/4!* \rho^4-C(6-C)(20-C)/6!* \rho^6-\dots) + a_1(\rho+(2-C)/3!* \rho^3+(2-C)(12-C)/5!* \rho^5+\dots)$$

Estas dos series divergen en $\rho=\pm 1$, si las series son infinitas con todos poderes de ρ . La única forma para anular esto es tener una o las otras series se interrumpa en un número finito de términos, i.e, para tener $C=0$ ó $C=6$ ó $C=20$, etc, y tiene $a_1=0$, o falso para tener $C=2$ ó $C=12$, etc., y tener $a_0=0$. Así los valores concedidos de C son:

$$C=m(m+1) \quad m=0,1,2,3,\dots$$

La solución de ecuación 1.2.2 que es finita para el rango de x de -1 a $+1$, correspondiente a $C=m(m+1)$, es llamada $P_m(\rho)$.

Esto puede ser obtenido por sustitución de su propio valor para C en la serie dada arriba, haciendo una a igual a cero y dando al otro a el valor que hace $P_m(1)=1$, La solución resultante son:

$$m=0, C=0 : P_0(\rho)=1$$

$$P_0(\cos\Theta)=1$$

$$m=1, C=2 : P_1(\rho)=\rho$$

$$P_1(\cos\Theta)=\cos\Theta$$

$$m=2, C=6 : P_2(\rho)=\frac{1}{2}(3\rho^2-1)$$

$$P_2(\cos\Theta)=\frac{1}{4}(3\cos 2\Theta+1)$$

$$m=3, C=12 : P_3(\rho)=\frac{1}{2}(5\rho^3-3\rho) \quad \text{Ecu 1.2.3}$$

La función P_m es llamada una función de legrende de orden m . Esto puede ser mostrado para las siguientes propiedades:

$$(\rho^2-1) \frac{d^2 P_m}{d\rho^2} + 2\rho \frac{d P_m}{d\rho} - m(m+1) P_m = 0 \quad \rho = \cos\phi$$

$$P_m(\rho) = 1/2^m m! \cdot d^m / d\rho^m (\rho^2 - 1)^{-m}$$

$$(2m+1) \rho P_m(\rho) = (m+1) P_{m+1}(\rho) + m P_{m-1}(\rho)$$

$$(2m+1) P_m(\rho) = d/d\rho \{ P_{m+1}(\rho) - P_{m-1}(\rho) \}$$

$$\int_{-1}^1 P_n(\rho) P_m(\rho) d\rho = \begin{cases} 0 & n \text{ diferente de } m \\ 2/(2m+1) & n=m \end{cases} \quad \text{Ecu.1.2.4}$$

Valores de algunos de estas funciones son dados en la tabla 1. La última ecuación de 1.2.4 muestra que las funciones $P_m(\rho)$ constituye un set de funciones de características ortogonales. Alguna función de ρ en el rango desde $\rho=1$ a $\rho=-1$ puede ser expandida en términos de una serie de estas funciones:

$$F(\rho) = \sum_{m=0}^{\infty} B_m P_m(\rho) \quad B_m = (m+1/2) \int_{-1}^1 F(\rho) P_m(\rho) d\rho \quad \text{Ecu.1.2.5}$$

La expresión para los coeficientes B_m puede ser obtenido por:

(1

$$B_m = 2/l \int_0^{\pi} \sin(\pi m x/l) Y_0(x) dx \quad \text{Ecu. 1.2.6}$$

El factor radial:

Debemos ahora resolver la ecuación para el factor radial R .

$$d/dr (r^2 dR/dr) + k^2 r^2 R = CR = m(m+1)R \quad k = w/c$$

donde m debe ser cero o un entero positivo (el orden de la armónica) para el factor del ángulo Y será finito por todas partes. Cambiando escala, libre de k , poner $\epsilon = kr$ y obtendremos.

$$d^2 R/d\epsilon^2 = 2/\epsilon * dR/d\epsilon = (\epsilon^2 + m(m+1)) R/\epsilon^2 = 0 \quad \text{ecu. 1.2.7}$$

Las soluciones (para m un entero) puede ser expresado más simplemente en terminos en funciones trigonométricas, sin embargo. Tenemos ya mostrando, que una solución para $m=0$ es $R = e^{ikr}/r$. Por lo tanto, problemas la expresión $R = (e^{i\epsilon}/\epsilon) F_m(\epsilon)$ y obtenemos la ecuación.

$$d^2 F_m / d\epsilon^2 = (2 - 2m/\epsilon) dF_m / d\epsilon * F_m = 0$$

Asumiendo una serie de poder para F_m pronto demuestra que esto debe ser un polinomio en poder de $1/m$ cuando m es un entero. La sustitución directa demuestra que:

$$F_m(\epsilon) = \sum_{s=0}^m \frac{(m+s)!}{s! (m-s)!} \frac{\epsilon^s}{(2\epsilon)^{m+s}}$$

Por tanto definimos la solución de ec (1.2.7), el factor radial de onda para usar para ondas salientes como

$$hm(e) = \frac{i^{-m}}{i^e} \sum_{s=0}^m \frac{(m+s)!}{s!(m-s)!} \left(\frac{i}{2e}\right)^s e^{ie} \begin{cases} \frac{(2m)!}{im!e} \left(\frac{1}{2e}\right)^m & e \rightarrow 0 \\ \frac{i^{-m-1}}{e} e^{ie} & e \rightarrow \infty \end{cases}$$

(1.2.8)

Esta función es llamada la función esférica Hamkel de orden m . Los primeros tanto como funciones son:

$$h_0(\epsilon) = \frac{e^{i\epsilon}}{\epsilon} \quad h_1(\epsilon) = -\frac{e^{i\epsilon}}{\epsilon} \left(1 + \frac{i}{\epsilon}\right)$$

$$h_2(\epsilon) = \frac{e^{i\epsilon}}{\epsilon} \left(1 + \frac{3i}{\epsilon} - \frac{3}{\epsilon^2}\right) \dots$$

$$\text{donde } \epsilon = kr$$

$$h_2(\epsilon) = \frac{e^{i\epsilon}}{\epsilon} \left(1 + \frac{3i}{\epsilon} - \frac{3}{\epsilon^2}\right) \dots \text{ donde } \epsilon = kr$$

$$\epsilon$$

En realidad, los tres componentes de dipolo, a lo largo de las coordenadas x, y, z , puede ser expresada en términos de las tres soluciones para $m=1$:

$$Y_{11} h_1 = -\cos \phi \sin \Theta P'_1(\cos(\Theta)) h_1(kr), Y_{11} = \sin \phi \sin \Theta$$

$$P_1' h_1(kr), Y_{10} h_1 = P_1 \cos(\Theta) h_1(k, r),$$

donde $P_1'(\eta) = dP_1/d\eta = 1$, puesto que $P_1(\eta) = \eta$. Así las tres posibles soluciones para $m=1$ corresponde a los tres orientaciones de radiación del dipolo.

Emisión de una fuente esférica general:

Tomemos luego el caso general de una esfera, no necesariamente pequeña, cuya superficie vibra con una velocidad $U(\Theta) e^{-(2\pi i \nu t)}$, donde V es alguna clase de función de Θ . Primero expresemos la amplitud de velocidad $U(\Theta)$ en términos de una serie de funciones de Legendre.

$\propto$

$$U(\Theta) = \sum_{m=0}^{\infty} U_m P_m(\cos \Theta)$$

$$m=0$$

$$U_m = (m+1/2) \int_0^\pi U(\Theta) P_m(\cos \Theta) \sin \Theta d\Theta$$

$$(1.2.9)$$

Para corresponder a este también expresamos la onda de presión coeficientes A_m en términos de U_m :

$$A_m = \frac{\sigma c U_m}{B_m} e^{-i\delta m}$$

La presión y la velocidad radial en grandes distancias (i.e muchas ondas largas) de la esfera pueden entonces ser expresada

$$u_r \approx U_0 \frac{1}{r} e^{ik(r-ct)} f(\Theta)$$

$$Y(\Theta) = \frac{1}{Ka} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{U_m}{U_0 B_m} e^{-i\delta m - \frac{1}{2} / i\pi(m+1)} P_m(\cos \Theta) e$$

(1.2.10)

Donde tenemos multiplicado y dividido por V_0 , la velocidad promedio de la superficie de la esfera. La velocidad de el aire cerca a la esfera, por supuesto, no en fase con la presión, m es enteramente radial; pero lejos de la esfera la velocidad es radial y en fase con la presión.

Cuando kr es muy grande, la intensidad en el punto (r, Θ) y el poder radiado total son

$$I_r \approx \rho c U_0^2 \frac{F_r(\Theta)}{r^2}$$

$$F_r(\Theta) = \left(\frac{1}{KaU_0} \right)^2 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{U_m U_n}{B_m B_n} P_m(\cos\Theta)$$

$$II = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi r^2 I_r \sin\Theta d\Theta = \frac{\rho c}{4\pi r} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{U_m^2}{(2m+1)B_m} \Theta^2$$

(1.2.11)

La función $F_r(\theta)$ es llamada la función de distribución del ángulo para radiación de una esfera.

Cuando $ka = 2\pi ar$ es del todo pequeña, todo pero los primeros terminos en esta expansión puede ser omitida, puesto que B_n entonces crece del todo rapidamente con n . Consecuentemente, la presión y la intensidad una distancia de el centro de la esfera, en algún ángulo, son:

$$p \approx \frac{ikpc}{4\pi r} e^{ik(r-ct)} \quad I_r = \frac{\sigma c}{4\pi r} |U_0|^2 k^2 a / r^2$$

equivalente a estos de una fuente simple de fuerza $S_a =$

Por otro lado cuando a es del todo grande, B_n es iguala $1/k$ a para todos los valores de n desde el cero en adelante a un valor aproximadamente a ka , entonces cae agudamente en valor para $n > ka$ suponer la serie (1.2.11)

para la velocidad de la superficie $U(\Theta)$ incluye términos para m en adelante para algunos valores M , pero todos los coeficientes U_m para $m > k$ son insignificantes. Entonces, cuando $ka > M$ ($2\pi a > M\lambda$), todos los términos no insignificantes en las series para el factor de distribución del ángulo Y son simplemente proporcional a U_m y $Y \approx (1/U_0) U(\Theta) e^{-ika}$.

En este caso la función y y la intensidad radiada en grandes distancias r desde la esfera son:

$$i k r (r - a - ct)$$

$$p(r, \Theta, \phi) \approx \sigma c U(\Theta) a / r$$

$$I_r \approx \sigma |U(\Theta)|^2 (a/r)^2 \quad r \gg a$$

Una esfera armónica Y_{mn} de orden m tiene nodos m y curvas muy pronunciadas sobre la superficie de la esfera, y por lo tanto una onda larga de alrededor $2\pi a/m$. Que tenemos solo que decir cuando la onda larga de la radiación es más pequeña que la estructura buena de la distribución de velocidad sobre la superficie de la esfera, la presión en r, Θ es proporcional a la velocidad en a, Θ como aunque el

sonido viaja radialmente hacia afuera de la superficie, la intensidad por encima de una región tranquila.

En $r=a$ la impedancia opuesto de el movimiento de la superficie es P_c y la intensidad es $\sigma_c |U(\Theta)|^2$. Esta es la región de "acústica geométrica". En grandes ondas largas el modelo de la distribución de la velocidad $U(\Theta)$ llega a ser nublado fuera en la onda radiada y la intensidad decrece, hasta para ondas largas la esfera emitidas como una fuente simple.

Por supuesto, si $U_0=0$, esta expresión limitante es invalida. Por ejemplo, suponemos la onda es causado por una esfera rígida, de radio a movimiento a y a lo largo de el eje z con velocidad $U_1 e^{-i\omega t}$. La velocidad radial de el fluido en la superficie $r=a$ entonces $U_1 \cos \Theta e^{-i\omega t}$ y la presión de onda resultante es $(\sigma_c U_1 / B_1) e^{-i\delta_1 \cos \Theta} h_1(kr) e^{-i\omega t}$. Esto es, por supuesto, una onda de dipolo, de fuerza de dipolo $D_w = (4\pi / k^3 B_1) U_1$ en el límite de $ka \ll 1$, esta fuerza llega a ser $2 a U_1$, la sección transversa de la esfera $2a U_1$ veces.

Emisión de una fuente punto sobre una esfera:

Para mostrar graficamente como los cambios emitidos de simetricas a direccional como la frecuencia del sonido emitido crece, resultará los detalles de los problemas de emisión para los dos casos.

El primer caso es ese de una fuente punto en punto $\Theta=0$ sobre la superficie; ie, la velocidad de la superficie de la esfera es cero excepto para una area circular pequeña de radio r alrededor $\Theta=0$. La definición de $U(\Theta)$ es:

$$U(\Theta) = \begin{cases} u_0 & 0 \leq \Theta \leq r/a \\ 0 & r/a < \Theta \leq \pi \end{cases}$$

y los coeficientes U_m son:

$$U_m = (m+1/2) u_0 \int_{\cos\Theta_0}^1 P_m(x) dx = \frac{1}{2} u_0 \left[P_{m-1}(\cos\Theta_0) - P_{m+1}(\cos\Theta_0) \right]$$

puesto que $P_m(1) = 1$. La intensidad y poder emitido puede ser obtenido de ecuación (1.2.12);

$$I_r \approx \frac{p c u^2}{16 a^2 r^2} \text{Fr}(\delta)$$

$$\text{Fr}(\delta) = \frac{1}{u^2} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2m+1)(2n+1)}{B_m B_n} P_m(\cos\Theta) P_n(\cos\Theta)$$

$$II = \frac{p c u^2}{16 a^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{4\pi}{\Gamma} \frac{2m+1}{u} \frac{2\pi a}{\Gamma}$$

$$16 a^2 u^2 \sum_{m=0}^{\infty} B_m^2$$

(1.2.13)

En frecuencia muy bajas, solo los primeros términos en estas series son importantes, y la onda de presión, a través, tiene la forma familiar para la fuente simple.

$$p \approx \frac{i\omega\sigma}{4\pi r} e^{ik(r-ct)} (\pi r^2 U_0)$$

con una fuerza igual a la velocidad U_0 , πr^2 veces, el área de el elemento emitido.

La figura 1.2.2 da curvas para la distribución en ángulo de la intensidad emitida desde una fuente punto sobre una esfera para relaciones diferentes de onda larga a circunferencia de esfera. Vemos otra vez el cambio gradual de emisiones en todas direcciones a patrones direccionales agudamente como la frecuencia están creciendo.

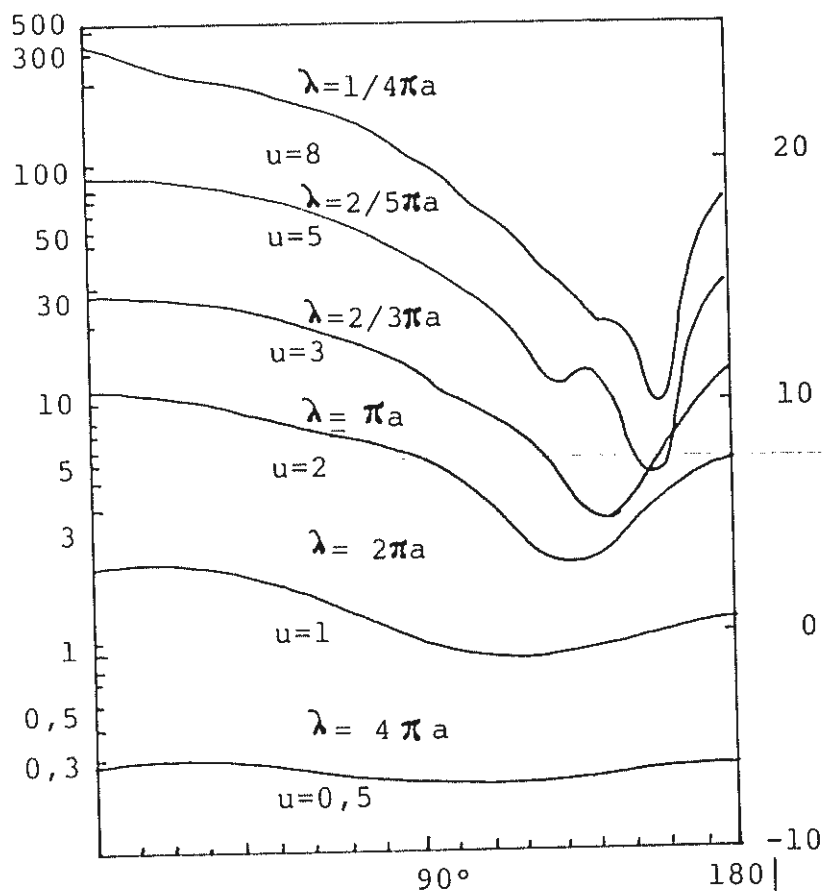


Figura 1.2.2: Distribución en ángulo de intensidad emitido desde una fuente punto puesta en la superficie de la esfera de radio a , para valores diferentes de $u=2\pi a/\Gamma$. Las curvas también a un cuadrado medio de presión en el punto (a, θ) sobre superficie de esfera cúbico al plano incidente de onda viajando la dirección x negativa.

Estas curvas son de particular interés a causa de su rol doble, como requiriendo por el principio de reciprocidad, mencionado anterior. Como cómputo, las curvas de intensidad o amplitud de presión saldada en un punto (r, θ) , una distancia considerable r de la esfera (cuando kr

$>1, |p| = (\sigma c I r)^{1/2}$, en un ángulo σ con respecto a la línea desde el centro de la esfera através de el elemento emitido de area en punto $(a, 0)$, pero el principio de reciprocidad dice que la presión en un punto debido a una fuente simple unitaria en punto P es igual a la presión en punto P debido a la fuente unitaria en punto Q .

Consecuentemente, las curvas de la figura 1.2.1 también representa el cuadrado de la amplitud de presión en un punto $(a, 0)$ sobre la superficie de la esfera debido a un punto de fuerza $\pi r^2 u_0$ en el punto (r, θ) . Por lo tanto las curvas son usadas como una indicación de las propiedades direccionales de la onda más cabeza o de un microfono en una cubierta aproximadamente esférica.

DISPERSION POR ESFERAS.-

Para obtener fórmulas más precisas para dispersión de sonido deberíamos especializar nuestros cálculos para objetos de forma relativamente simple. En la sección precedente trabajamos fuera del esparcimiento de cilindro circulares; en esta sección tomaremos las otras formas simples, la esfera. Este caso es de considerable importancia práctica; muchos objetos dispersantes son más o menos esféricos. La dispersión de unas pocas figuras puede ser computada exactamente, de discos y elipsoides, por

ejemplo. Pero estos cálculos son mucho más complejos e no introduce nuevos principios: también omitidos su discusión.

Si la esfera es compuesta de material de pocas propiedades acústicas diferentes de estos de la media, este producirá ventajas a condiciones de límites propias en la superficie de la esfera, más bien para usar la integral de volumen de ecuación (1.2.12. Primero iremos a través del caso más simple, que de una esfera rígida, esfera de menos movimiento de radio a , centrado en el origen.

1.3.-BREVE ESTUDIO DE LAS CAMPANAS.-

En el estudio de las campanas vamos a establecer, muchas premisas; como que la propia forma de la campana, nos asegurara un diferente comportamiento acústico; tales que campanas esféricas, cónicas, cilíndricas; pero si bien es cierto esto; también lo es que un movimiento oscilatorio, y el propio espesor de la campana, son aún más importantes a la hora de tratar de aproximar un modelo acústico. No es lo mismo tener una campana delgada que una campana gruesa, a tal punto que el modelo se distorsiona, llegando a ser prácticamente esférico, o más precisamente elipsoidal. Nuestro modelo es el de una campana



semi-cónica con arcos al final gruesa y con punto de impacto, en el arco resonante(entre el cono y las curvas).Al primer golpe aseguraremos una onda que se distribuirá por toda la estructura de la campana y que se disipa a través del aire sin dejar por ello de tratar de aproximarla aún modelo rígido y esférico de recepción de la señal. Recurrimos a un programa, para representar un comportamiento nominal y ciertamente restringido de esta onda en el espacio.

Creo que desechar estudios físicos previos de la acústica en cilindros y campanas no seria recomendable, así que hemos transcrito breves párrafos de aquello.

"El cilindro o anillo es susceptible a dos clases de vibraciones dependiendo respectivamente en extensibilidad y rigidez flexible, y análogo a las vibraciones longitudinales y laterales de las tensiones de las barras. Cuando, sin embargo el cilindro es delgado, las fuerzas resistentes a la inclinación llega a ser pequeña en comparación con estos por lo que la extensión es opuesta;

y, como en el caso de barras de tensión, las vibraciones depende de la inclinación son más preocupantes y más importantes que esos que unen su origen en la rigidez longitudinal.

En el caso limitante de una estructura infinitamente delgada (o anillo), las vibraciones flexibles llegan a ser independiente de alguna extensión de la circunferencia como un todo, y puede ser calculada sobre la suposición de cada parte de la circunferencia retiene su longitud natural a lo largo del movimiento.

Pero aunque las vibraciones alrededor a ser consideradas son análogas a las vibraciones transversales de las barras de tensión es respecto de la dependencia en la resistencia a la flexión, no debemos caer dentro de el error común del supuesto que ellos son exclusivamente normales.

Esto es realmente fácil a ver que un movimiento de un cilindro o anillo en que cada partícula es desplazada en la dirección de el radio que puede ser incompatible con la condición de no extensión.

En orden para satisfacer esta condición esto es necesario para atribuir a cada parte de la circunferencia un movimiento tangencial también como un movimiento normal, todas las magnitudes relativas pueden satisfacer una cierta ecuación diferencial. Nuestro primer paso será la investigación de esta ecuación.

El radio original del cilindro siendo a , permite la posición de equilibrio de algún elemento de la circunferencia definido por el ángulo vectorial θ . Durante el movimiento permite que la coordenada polar del elemento llegue a ser

$$r = 1 + \delta r, \quad \phi = \Theta + \delta\Theta$$

si ds representa el arco de la curva deformada correspondiente a $a d\Theta$, tenemos

$$(ds)^2 = (a d\Theta)^2 = (d\delta r)^2 + r^2 (d\Theta + d\delta\Theta)^2;$$

de donde encontramos, por omisión de las cantidades pequeñas δr , $\delta\Theta$,

$$\delta r/a + d\delta\Theta/d\Theta = 0 \quad 1.4.1$$

Como la relación requerida.

En cualquier manera el círculo original puede ser deformada en tiempo t , δr puede ser expandida por el teorema de Furier en la serie.

$$\delta r = a(A_1 \cos \Theta + B_1 \sin \Theta + A_2 \cos 2\Theta + B_2 \sin 2\Theta + \dots)$$

$$+ (A_s \cos(s\Theta) + B_s \sin(s\Theta) + \dots) \dots \dots 1.4.2$$

correspondiente desplazamiento tangencial requerido por la condición de la extensión será

$$\delta \Theta = -A_1 \sin \Theta + B_1 \cos \Theta - \dots - A_s/s \sin(s\Theta) + B_s/s \cos s\Theta - \dots$$

1.4.3

la constante que deberá ser agregada a $\delta \Theta$ siendo omitida

Si $\rho a d\Theta$ denota la masa de el elemento de $d\Theta$, la energía cinética T del movimiento completo será

$$\int_0^{2\pi}$$

$$T = \frac{1}{2} r a \int_0^{2\pi} \{ (\frac{d\delta r}{dt})^2 + a^2 (\frac{d\delta\Theta}{dt})^2 \} d\Theta = \frac{1}{2} r \pi a^2 \{ 2 (A_1^2 + B_1^2) + 5/4 (A_2^2 + B_2^2) + \dots + (1 + 1/s^2) (A_s^2 + B_s^2) + \dots \} \quad 1.4.4$$

El producto de las coordenadas A_s , B_s desapareciendo en las integración.

Tenemos ahora para calcular la forma de la energía potencial V . Permite que P sea el radio de curvatura de algún elemento V podemos tomar $1/2 B ds (\delta'/P)^2$, donde B es una constante dependiente en el material y en el espesor.

Así:

$$V = \frac{1}{2} B a \int_0^{2\pi} (\delta'/P)^2 d\Theta \dots \dots \dots 1.4.5$$

ahora

$$1/P = u + d^2u/d\phi^2,$$

y
$$u = 1/r = 1/a \{1-A, \cos\phi-B \sin\phi\},$$

para en pequeños términos la distinción entre ϕ y Θ puede ser omitida

Por tanto:

$$\delta 1/p = 1/a \Sigma \{ (s^2-1) (As \cos s\phi + Bs \sin s\phi) \}$$

y

$$V = B/2a \int_{-\pi}^{2\pi} (\Sigma (s^2-1) (As \cos s\Theta + Bs \sin s\Theta))^2 d\Theta$$

$$\pi B/2a \Sigma (s^2-1)^2 (As^2 + Bs^2) \dots 1.4.6$$

En que la sumatoria extiende para todos los valores positivo integrados de S ,

El término para que $s = 1$ no contribuye en nada a la energía potencial, como esto corresponde a un desplazamiento del círculo como un todo, sin deformación vemos que cuando la configuración de el sistema es definido como arriba por las coordenadas $A_1, B_1, \&C...$, la expresión para T y V involucra solo cuadrados; en otras palabras hay coordenadas normales, todas las variaciones armónicas independiente expresan la vibración del sistema.

Si consideramos solo términos que involucren $\cos\phi$, $\sin\phi$, tendremos por tomar el origen de Θ conveniente.

$$\delta = aA_s \cos s\Theta, \quad \delta\Theta = -A_s/s \sin s\Theta \quad 1.4.7$$

mientras la ecuación defina la dependencia de A_s sobre el tiempo es:

$$ra^3(1+1/s^2)A_s + B/a(s^2-1)A_s = 0$$

1.4.8

del cual podemos concluir que, si A_s varia como $\cos (pt - \epsilon)$,

$$p^2 = \frac{B}{r a^4} \frac{s^2 (s^2 - 1)^2}{s^2 + 1} \dots\dots\dots 1.4.9$$

Este resultado fue dado por Thoppe para un anillo en una memoria publicada en Crelle, Bd. 63, 1871. Su método, aunque mas completo que el precedente, es menos simple, en consecuencia de su no reconocimiento explícitamente que el movimiento contemplado corresponde a la completa inextensibilidad de la circunferencia.

En la aplicación de (9) a un anillo tenemos ~~192 a,~~

$$B/r = c^2/44 \ q/p \qquad 1.4.10$$

donde q es el módulo Young, q la densidad de volumen, y c el radio de la sección circular.

$$B/r = 4mn \ h^2/3(m+n)p$$

1.4.11

2 h denota el espesor, y m,n las constantes elásticas en la rotación de Thomson y Jait.

De acuerdo a Chladni las frecuencias de los tonos de un anillo son así

$$3^2, 5^2, 7^2, 9^2, \dots$$

Si nos referimos a cada tono para la más seria de las series, encontramos para variaciones de las características de los intervalos

$$2778, 5442, 9, 1344, \delta c$$

Los correspondientes números obtenidos de la fórmula teórica de arriba (9) para hacer δ sucesivamente igual a 2, 3, 4, &c, son 2828, 5423, 8771, 1287, &c,

Acordando bastante cercano con estos encontramos experimentalmente.

Las observaciones sobre los tonos de cilindros metálicos delgados, abierto en un extremo, ha sido hecho por Fenkner`. Desde el tono probado para ser muy cercanamente independiente de la altura de los cilindros,

las vibraciones pueden ser consideradas como aproximadamente de dos dimensiones.

En conformidad con (9) (11), Fenkner, encontró la frecuencia directamente proporcional al espesor, e inverso al cuadrado del radio.

Como consideramos la secuencia de tono de un cilindro dado 2, los números, referidos a el mas serio ($s=2$) como unidad, fueron 267, 500, 800, 1200, δC . El acuerdo con (9) podrá ser mejorando si estos números fueron incrementados alrededor 1/12 parte, equivalente a una alteración en el lanzamiento de el tono mas serio.

La influencia de la rotación de la estructura alrededor de su eje ha sido examinado por Bryan 3. Esto parece que los nodos son transportados alrededor, pero con una velocidad angular menos que estos de la rotación.

Si el último será denotado por w , la velocidad angular nodal es:

$$\frac{\delta^2 - 1}{\delta^2 + 1} w]$$

$$\delta^2 + 1$$

Cuando $S = 1$, la frecuencia es cero, como podría haber sido anticipado.

El modo principal de vibración corresponde a $S = 2$, y tiene cuatro nodos, distante uno de otro por 90° . Están también llamados nodos no son, sin embargo, lugares de reposo absoluto, para el movimiento tangencial si hay un máximo. En realidad la vibración longitudinal en este punto es la mitad del movimiento normal máximo.

En general para el n -ésimo término de el movimiento tangencial máximo es $(1/n)$ de el movimiento normal máximo, y ocurre en los nodos de el último.

Cuando un cuerpo de figura de campana es sumado por un golpe, el punto de aplicación de el golpe es un lugar de aplicación de el golpe es un lugar de movimiento normal máximo de las vibraciones resultantes y el mismo es verdad cuando las vibraciones son excitadas por un arco de violín, como generalmente en los experimentos en sala de conferencias. Campanas de cristal, como dedos-cristal, son sin embargo más fácilmente arrojados en vibración regular por fricción con los dedos húmedos transportados alrededor

de la circunferencia. El lanzamiento de el sonido resultante es el mismo que de los extraídos por una palmadita con la parte suave de los dedos, pero visto que el movimiento tangencial de la campana vibrante ha sido muy generalmente ignorado, la producción del sonido en esta manera ha sido sentido como una dificultad.

Esto es ahora escasamente necesario para indicar que el efecto de la fricción es en el primer caso para excitar el movimiento tangencial, y que el punto de aplicación de la fricción es el lugar donde el movimiento tangencial es más eminente y consecuentemente donde el movimiento normal desaparece.

La existencia de la vibración tangencial es el caso de una campana fue verificado en la siguiente manera. Una también llamada bomba a una mesa, el extremo abierto más alto y puesto dentro de vibración con los dedos humedecidos. Un pequeño fragmento en el borde, reflejando la luz de una vela; da una mancha clara cuyo movimiento puede ser observado en un lente coddington adecuadamente ajustado.

Como el dedo fue transportado alrededor, la línea de vibración fue vista para girar con una velocidad angular doble que la del dedo; y la cantidad de excursión (indicada por la longitud de la línea de la luz), aunque variable, fue finita en cada posición. Hubo sin embargo, algunas dificultades en la observación de la correspondencia entre la dirección momentánea de vibración y la situación en el punto de alteración.

Para efecto esto satisfactoriamente fue encontrado necesariamente para aplicar la fricción en la vecindad de un punto. Este entonces llega a ser evidente que el espacio movido tangencialmente cuando la campana fue excitadas en puntos distantes entre puntos de 0, 90, 180, 270 grados, y normalmente cuando la fricción fue aplicada en el punto intermedio correspondiente a 45, 135, 225 y 315 grados.

La preocupación es a veces requerida para ordenar a hacer la vibración de la campana en el modo más serie sin mezcla de sobretonos sensibles.

Si hubiera una pequeña carga en algún punto de la circunferencia, un ligero aumento de períodos seguidos, que es diferente acordando con el punto cargado que coincide

con un nodo de movimiento normal o tangencial, siendo mas grande en el último caso que en el formado.

El sonido producido depende consecuentemente en el lugar de excitación en general ambos tonos son escuchados, y por interferencia da un crecimiento a golpes, toda frecuencia es igual a la diferencia entre la frecuencia de los dos tonos. Este fenómeno puede frecuentemente observado en las grandes campanas.

En determinación de el número de meridianos nodales (25) correspondiente a algún tono particular de una campana. La ventaja puede ser tomada de golpes, ya sea debido a la regularidades accidentales e introducido para el propósito por cargas especiales (compare §§ 208, 209). Por golpes prudentes alrededor de un circulo de latitud en lugares pueden ser investigados donde los golpes desaparecen debido a la ausencia de un otros de las componentes de los tonos. Pero aquí una decisión puede no ser hecha también precipitadamente. La tangibilidad de los golpes puede ser favorecida por una posición no conveniente de el oído o de la boca de el resonador usado en conexión con el oído. Por viaje alrededor, una situación es prontamente encontrada donde la observación puede ser hecha

para la mejor ventaja. En la vecindad de el lugar donde el golpe está siendo probado hay una vuelta de la vibración que es más excitada y un (coincidente) nodo de la vibración que es menos excitada.

Cuando el oído es opuesto a un nodo de la primera vibración y consecuentemente a una vuelta de el segundo, la original desigualdad es reparada y distintos golpes puede ser oído siempre aunque la desviación de el golpe de un punto nodal puede ser muy pequeño.

La determinación de esta manera de dos lugares consecutivos donde los golpes no son generados es todo lo que es absolutamente necesario para el propósito en vista.

La variación de la circunferencia íntegra de el círculo de latitud para el arco entre los puntos en cuestión es en factor $4s$. Así, si el curso entre puntos consecutivos resulta ser 45° , inferimos que estamos tratando con el caso de $s = 2$ en que la deformación es elíptica.

Como una gran seguridad contra error, esto es aconsejable en la práctica para determinar un número más grande de puntos donde no ocurre golpe. Al menos que la desviación de la simetría sea considerable. Estos puntos son uniformemente distribuidos a lo largo de la latitud de el círculo.

En el proceso de arriba para determinación de nodos estamos suponiendo oír distintamente los tonos correspondientes a la vibración bajo investigación. Para este propósito los golpes son de ayuda en las encaminación de la atención; pero en el trato con objetos de mas dificultad, como las campanas de una iglesia esto es aconsejable para tener recursos para los resonadores. un modelo de tipo Helmholtz, como fabricado por Kasig, son muy convenientes.

El próximo más alto en la pendiente para el tono examinación es escogido y entonado por avance del dedo a través de la abertura. Sin la seguridad permitida por resonadores, la determinación de la octava es muy insegura.

La única clase de campanas, para las que una teoría aproximada puede ser dada, son estas con paredes delgadas,

§§ 233, 235c. De semejanza a las siguientes campanas de cristal puede ser consideradas como ejemplos:

- a-) Campana de vidrio común
- b-) Campana de cristal Miller
- c-) Campana de vidrio Thomsonp

El valor de s para el tono más grave que 2, para el segundo 3, y para el tercer tono 4.

Observaciones similares han sido hechas sobre una también llamada campana hemisférica de espesor uniforme cercano, y peso alrededor 3 cmt. Los cuatro tonos pudieron ser claramente escuchados.

$$e', f' = e'', b''$$

La inclinación siendo tomada de una armonía. El tono más grave tiene una larga duración. Cuando la campana es golpeada por un cuerpo duro, los tonos más altos son en

primera predominancia, pero después de un tiempo ellos desaparecen, y dejan e` en posesión del campo. Si el cuerpo que golpea es suave, la preponderancia original a los elementos más altos es menos marcada.

Por el método discreto no Hubo dificultad en mostrar que los cuatro tonos corresponden respectivamente a $s = 2, 3, 4, 5$. Así para el tono más grave la vibración es elíptica con 4 meridianos nodales, para el próximo tono hay 6 meridianos nodales, y otros.

Golpeando a lo largo de un meridiano mostró que los sonidos llega a ser menos clara como el borde que salido dc, y esto es una manera continua en la no sugestión de un circulo nodal de latitud d. Una pregunta a la que recurrimos en conexión con las campanas de la iglesia aquí indicada la misma.

El que de los varios tonos coexistentes caracteriza el golpe de la campana como un todo?

Esto puede parecer ser la tercera en orden, para los fundidores dio la pendiente como E natural.

En las campanas de la iglesia hay gran concentración de metal en el "sonido-golpe" donde los golpes ruidosos, realmente para tal extensión podemos esperar resistientemente mucha correspondencia con lo que ocurre en este caso de campanas uniforme delgadas. Pero el método ya describió lo suficiente para determinar el número de meridianos nodales para todos los tonos más importantes. De una Campana de 6 cmt. por Mear y Stainbank 6 tonos pudo ser obtenido, viz.?

c', c'', f''+, b'' d'', f''
 (4) (4) (6) (6) (8)

La graduación de esta campana como dadas por los fabricantes es d'', así que esto es la quinta en la serie de arriba de tonos lo que caracteriza la campana. El número de meridianos nodales en los varios componentes es indicada dentro del paréntesis. Así en el caso de el tono e' hay 4 meridianos nodales. un método similar de examinación a lo largo de un meridiano mostrado que no hubo circulo nodal de latitud. A la vez las diferencias de intensidad fueron observados.

Este tono es mas completamente desarrollado cuando el golpe es pronunciado alrededor de la mitad entre la corona y el borde de la campana.

El próximo tono es c". La observación mostró para esta vibración también hay cuatro, y pero cuatro, meridianos nodales. Pero ahora hay un circulo nodal bien definido de latitud, situado alrededor de un cuarto de el camino hacia arriba de el borde hacia la corona. Tan oído con un resonador, este tono desaparece cuando el golpe es exactamente pronunciado en algunos puntos de este circulo, pero reside con un desplazamiento muy pequeño en otro lado.

El circulo nodal y los cuatro meridianos divide la superficie en segmentos, sobre cada uno de los cuales el movimiento normal es de una señal.

Para el tono f" corresponde 6 meridianos nodales. Hay círculos nodal no bien definidos. El sonido es realmente muy débil cuando el golpe es muy desplazado desde el golpe del sonido; esto fue aunque para caer a un mínimo cuando una posición alrededor de medio camino hacia arriba fue alcanzado.

Los tres tonos más grande son escuchados fuertemente de el golpe de sonido. Pero el próximo en orden, b'' , es esto escasamente audible, al menos que el golpe es pronunciado hacia el borde en una dirección tangencial.

El máximo efecto ocurre alrededor del medio camino hacia arriba. Golpeado alrededor de el circulo reveló 6 meridianos nodales.

El quinto tono, d'' , es oído fuertemente de el golpe de sonido, pero pronto decrece cuando la localización de el golpe es variado, y en los tres cuartos mas elevados de la campana es muy débil. Los nodos circulares no distintos pudieron ser detectados. Golpeando alrededor la circunferencia mostró que hubieron 8 meridianos nodales.

El tono más alto registrada, f'' , fue no fácil de observación, y el modo de vibración no pudo ser establecidas satisfactoriamente.

Resultados similares ha sido obtenido de una campana de 4 cmt. fundida por Taylor de loughborough por la iglesia de Ampton. El tono nominal (sin considerar al octavo) fue d , y el siguiente donde los tonos fueron observados.

$e''-2$, $d''-6$, $f''+4$, $b''-$ d''' , g'''
 (4) (4) (6) (6) (8)

En la especificación de tono los numerales siguientes la nota indicada por cuanto la frecuencia para la campana difiere en que de la armónica empleada como un estándar. Así el tono más grave dió 2 golpes por segundo, y fue plano. Cuando el número excede 3.

Este es el resultado de algunas agitadas estimaciones, y no puede ser confiada para ser poco exacta. Además, como ha sido explicado, hay en estrictos dos frecuencias bajo cada cabeza, y estas frecuencias difieren sensiblemente.

En el caso de los cuartos tonos, b "&-b" significa que, tan cercanamente como pudo ser juzgada el tono de la campana fue intermedia entre dos notas especificadas de la armonía.

Las observaciones en el laboratorio sobre las campanas arriba mencionadas teniendo establecidas los nodos más graves, otras campanas de los patrones de iglesia pudo ser suficientemente investigada por simple determinación de

tono. Los resultados son recopilados en la siguiente tabla, e incluye, además de estas ya dadas. Las observaciones sobre una campana Belgium, la propiedad de Mr. Hawes y sobre las cinco campanas de el estruendo de Terling. Como consideramos el tono nominal de las últimas campanas, varios observadores convinieron en establecer las notas de ruido como

j#, g#, l#, b, c#,

no atendidos siendo dirigidas a la pregunta de el octavo.

Las examinaciones de la tabla revela el factor remarcable que en cada caso de las campanas inglesas este es el quinto tono en orden con lo que asienta con el tono nominal, y que, con la excepción de Terling (4), no otro tono muestra como armonía. Además, como apareció más claramente en el caso de la campana fundida por Mears y Stainbak, el tono nominal, como dados por fabricantes, es un octavo bajo el único tono correspondiente..

La alta composición, y frecuentemente discordante, carácter de el sonido de campanas tiende a explicar las

discrepancias algunas veces manifestada en estimaciones de tonos. Mr. Simpson, quien ha consagrado mucha atención a el tema, ha puesto delantero fuertes argumentos para la opinión que el fabricante Belgian determina el tono de sus campanas por el tono segundo en orden en la serie arriba, así que para ejemplos el tono de Terling (3) podrá ser a y no a#. En sometimiento a este tono ellos prestan atención también a la próxima (en tercero en orden), clasificando sus campanas acordando a la calidad de el tercero, ya sea mayor o menor, también compuestos. Así en Terling (3) el intervalo, a` a c", es mayor tercero.

El abandono comparado con lo que trata Belgrans los quintos tonos, considerando casi exclusivamente por fabricantes ingleses, puede perfectamente ser explicados por un desarrollo menos prominente de este tono en las campanas de Belgran, y por una diferencia en tratamiento. Cuando una campana es sonada sola, o con otras campanas en una sucesión menos comparativamente, la atención es igualmente encontradas sobre los elementos más graves y persistentes de los sonidos un tanto que los elementos más agudo y breve y mientras lo contrario puede ser esperados para ocurrir cuando las campanas siguen uno otro rápidamente es un estruendo.

En algún caso los falsos octavos con los que los límites de la tabla sin simples factores de observación, y pudieramos bien creer que su corrección podría mejorar el efecto general.

Especialmente el octavo entre el Segundo tono y el quinto tono sea verdad. Probablemente el octavo más bajo de el más grave, o hum-nota, como esto es llamado por fundidores ingleses, es de menos importancia. La misma podía decir el quinto, dado por el cuarto tono de la serie, que es mucho menor prominente, Las variaciones registradas en la tabla vistas para mostrar que las posiciones de obstáculos no inseparables en la forma de obtener la armonía según relaciona cantidades de los varios tonos.

La explicación no adecuada ha sido dado de forma adoptada para campanas de iglesia. Esto parece ambos de experimento y de la teoría de estructuras delgadas que su forma es especialmente rígidas.

Como consideramos el modo principal de deformación ($s = 2$), para fuerzas aplicadas normalmente y cerca de el

borde. Posiblemente la ventaja de su forma aplica en su entrega menos prominente a componente más grave de el sonido, o el hum-nota"

1.4.-PROCESOS DE PRODUCCION

Uno de los pasos más importantes es la selección de la aleación de la campana por información de los textos de la bibliografía sabemos que aleaciones de bronce al estaño con porcentajes de estaño mayores al 15% son sonoros (brindan sonidos musicales).

Del 20 al 30% sus sonidos son más agudos pero al mismo tiempo duras y quebradizas .

En el proceso de producción nos valdremos del trabajo típico de fabricación de campanas (ver fotografías)..Es decir partimos de un modelo de aluminio en este caso y de un molde de arena verde.

Como se sabe estas aleaciones no son tóxicas,y tienen una alta resistencia a la corrosión .El molde de arena verde macho es fabricado con silicato y un 10% de bentonita

1.4.-Proceso de Producción

- 1 .- Preparación de probetas
- 2 .- Selección de la aleación más adecuada
- 3 .- Preparación del molde
- 4 .- Limpieza del horno
- 5 .- Fundido
- 6 .- Vaseado
- 7 .- Desarmado
- 8 .- Limpieza
- 9 .- Calibrado
- 10.- Afinado
- 11.- Anàlisis

1.5.-PROCESO DE CONTROL DE PROCESO Y LOS MATERIALES.-

El Proceso de Producción necesito obviamente ciertos controles de proceso ,que enunciaremos acontinuación:

- a.- Verificar la limpieza del horno que obviamente ha sido usado en otras ocasiones

- b.- Verificar que no se presente oxidación en todo el proceso de producción.
- c.- Usaremos el Ni y el Zn como elementos de aleación, pero hay que tener cuidado de que estén correctamente mezclados.
- d.- Es necesario observar el tamaño del grano.
- e.- Verificar el sonido inicial de las campanas
- f.- Verificar fisuras en las campanas

CAPITULO 2

TRABAJO EXPERIMENTAL

2.1.-METODOLOGIA.-

Un paso básico, en el diseño de este tipo de instrumentos (campanas), es la utilización de probetas de diferentes bronce; que aproximan una mejor acústica y establecen de esta manera el material más adecuado para la fabricación de las campanas ;que son de por si un buen instrumento para transmitir sonidos musicales.

Sin embargo esto no quita que nos valgamos de referencias bibliográficas, para ayudarnos en nuestro estudio.

Bajo esta percepción la metodología debería enfocarse así:

A> SELECCION DE MATERIALES:

Revisión bibliográfico

Fundición de las probetas

Pruebas de sonido en las probetas

B) FABRICACIÓN DE LAS CAMPANAS

Moldeado

Fundición

C) AFINADO

Maquinado

Calibrado

2.2.-EQUIPO EXPERIMENTAL

En todo proceso de experimentación siempre hace falta un equipo experimental, nuestro problema era obtener el modo de afinar estas campanas y saber si se encontraban afinadas; además necesitábamos establecer las frecuencias para poder probar el modelo acústico



En resumidas nuestra instrumentación se compone de:

-Horno .(Capaciad:500k;Tmax:1400 °C;

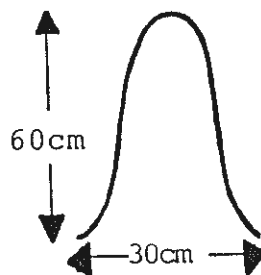
Ladrillo refractario.

Quemador con premescla de

de aceite y Gas.Ventilador de

300 cfm.Ver fotografía).

-Moldes .(Aluminio de :



-Grabadora

-Camara fotogràfica

-Afinador electrónico

-Sonometro Digital

-Osciloscopio y micrófono

(Resolución de 1 hertz)

(Ver fotografías)

El afinador electrónico.- Se consiguió un aparato cuyo comportamiento puede ser fácilmente representado a sí:

RECEPTOR VA ADC CPU

El receptor es una membrana separada milimétrica - mente de un carbón piezo-eléctrico que transmite una se ñal en el rango de 0-5 voltios. Esta señal es recibida por un convertidor analógico digital en diferentes fre- cuencias; a medida que el tono y el semitono se difun - den pasan al receptor digital, que sencillamente tiene grabadas las frecuencias y amplitudes de onda en esca- las de 01, 0001, 1100, etc., que es lo que registra la pantalla.

2.3.- PRUEBAS CON BRONCE AL ESTAÑO Y BRONCE AL ALUMINIO

Como ya se dijo, nos basamos en referencias biblio- gráficas acerca de las aleaciones más idóneas para fabri- car campanas y las aleaciones con porcentajes del 15% de estaño hasta el 30% son las más adecuadas, en algunos casos se le agrega plomo para solucionar problemas inherentes a su microestructura (amortiguar vibraciones

extrañas), pero en porcentaje ínfimos; he preferido no hacerlo.

Comenzamos con:

22% de Sn

77% de Cu

1% de Zn

Probeta que no resulto tan sonora ni agradable al oido

19%de Sn

80% de Cu

1% de Zn

El sonido resulto mejor y era agradable al oido

84% de Cu



15% de Sn

1% de Zn

Mejor; apartir de aqui procedemos a fabricar las campanas.

Otro producto más barato que utilizaremos como material alternativo por ser más barato y de común uso es lo que se conoce como bronce al aluminio. Su composición es:

Cu 84%

Al 11%

Fe 4%

Ni 1%

Su sonido resulta muy amortiguado.

Un paso que hasta ahora hemos omitido pero que para análisis del modelo acústico resulta muy importante es la velocidad del sonido en el metal. Trataremos de establecer

ahora en donde es más veloz el sonido en metal (en qué aleación?), y relación esto guarda con una atmósfera estandard.

Como se recordara c (velocidad del sonido) $\propto (E/\sigma)^{1/2}$.

Donde E =módulo de elasticidad y σ =densidad.

Entonces para :

Bronce al aluminio

$$E=620 \cdot 10^6 \text{ Pa}$$

$$\sigma=5.76 \cdot 10^3 \text{ m}^3$$

$$c=328 \text{ m/s}$$

Bronce al estaño

$$E=125 \text{ GPa}$$

$$\sigma = 10.37 \cdot 10^3 \text{ m}^3$$

$$c = 3460 \text{ m/s.}$$

El bronce al estaño tiene mayores cualidades que el bronce al aluminio para transmitir sonido. Y queda demostrado que la velocidad del sonido en el metal es mayor que la del aire.

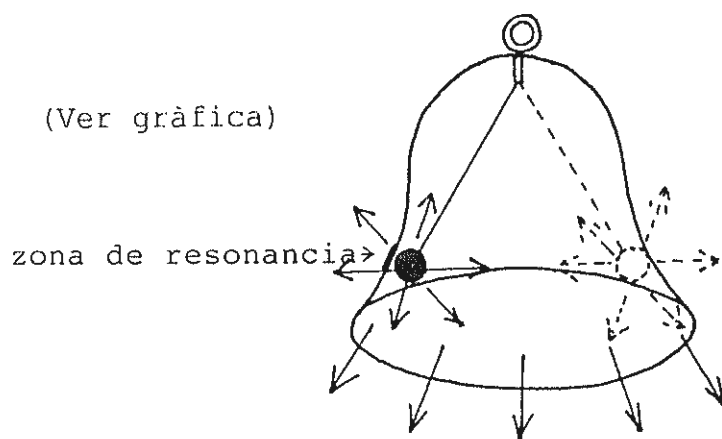
En realidad es la forma de la campana la que va a establecer lo que andamos buscando; un tono o semitono musical. Esto se debe a la velocidad del sonido y a su resonancia.

El proceso es el de siempre ;se prepara un macho apartir del molde de aluminio ,acontinuación se estructura el resto del molde en arena .Tomando encuesta que hay que seleccionar la entrada más delgada para el molde de bronce al aluminio que en bronce al estaño, puesto que funden a temperaturas diferentes. Luego se funde y se espera por lo menos un día para desarmar las cajas.

2.4.-AFINADO DEL SONIDO DE LA CAMPANA.-

Una vez concluida la construcción de las campanas toca ahora afinarlas. Para hacer este delicado trabajo, utilizaremos un afinador electrónico.

La propia forma de la campana nos asegura una elevada presión acústica y una variable longitud de onda.



No se puede obtener una sola nota de cualquier instrumento musical de percusión, más aún en una campana. Esto se debe a la variación de la vibración a medida que esta cesa.

El golpe en la zona de resonancia puede lograr una respuesta vibradora más completa de toda la campana y tonos más puros y afinados.

En la tabla de acontinuación, iremos maquinando 0.1mm cada vez obteniendo notas musicales que se van afinando a medida que maquinamos la campana .

Se reducira 0.1mm en cada prueba

Ensayamos la muestra:

Bronce al estaño (84% Cu, 15% Sn, 1% Zn)

Prueba 1

Afinador:

La, Fa, Re, Do (s)

Análisis:

Bajo; Desafinado

Prueba 2

Afinador:

Fa, La, Re, Si, La (s)

Análisis:

Bajo; Desafinado

Prueba 3

Afinador:

Do, LA, Re, FA

Anàlisis:

Bajo;Desafinado

Prueba 4

Afinador:

Re, Si, Fa, La (s)

Anàlisis

Alto;Màs afinado

Prueba 5

Afinador:

La, Re, La (s)

Anàlisis:

Sonidos màs definidos

Prueba 6

Afinador:

Fa, La, Si, Fa(s)

Anàlisis:

Altos (agudos); Falta afinación

Prueba 7

Afinador:

Fa, La, Si, Fa

Anàlisis:

Alto; Falta afinación

Prueba 8

Afinador:

La

Anàlisis:

Esta nota única se debe
a un corto registro de la

grabadora ,de todas maneras
el sonido resulto afinado

Prueba 9

Afinador:

Fa, La

Anàlisis:

Afinado

Prueba 10

Afinador:

Fa, La

Anàlisis:

Afinado

Prueba 11

Afinador:

La, Fa

Anàlisis:

Afinado

Prueba 12

Afinador:

La, Fa

Análisis:

Afinado

Con el bronce al aluminio, solo hicimos un pulido.

Bronce al aluminio

Prueba

Afinador: Re, Sol

Análisis:

Corto más o menos afinado

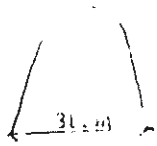
El afinador solo recepta señales de frecuencia de 400Hz, despreciaando todo el resto del rango de las señales y este afinado debe hacerse lo m´ás cerca posible.

Una vez que la campana de bronce estaño fue afinada; vamos ahora a tratar de probar el modelo acústico esférico.

En teoría:

$|P_{real}(esfera) - P_{teoría}(esfera)| < 1\%$ para $P_{teoría}(esfera)$

$d > 10 d_{ext}$ (de la campana)



$$d_{ext}=30\text{cm} \quad \text{error} < 1\%$$

La Presión medida con el sonómetro es obtenido a partir del
sgt., concepto de media cuadrática.

donde:

$$P_{rms} = P_1^2 + P_2^2 + P_3^2 + \dots$$

Donde $P_2, P_3, \dots$ = Presiones del medio , y p_1 la Presión de la
campana.

Consideramos que estas otras presiones no existen fuera de
las condiciones iniciales.

El osciloscopio proporcionara la frecuencia promedio.

$$t=0 \quad \text{dB Inicial}=42,1$$

$$a-) \quad \quad \quad a-) 88$$

$$\text{dB} = \quad \quad \quad b-) 83 \quad \quad \quad \text{dBm}=85.33$$

$$\text{dB}_{real} = \text{dBm} - \text{dbo} = 43,23$$

$$\text{dB} = 10 \text{ Log } (P_{lm}^2 / P_{lef}^2)$$

$$P_{ref} = 20 \times 10^{-6} \text{ Pa (Registro del oído)}$$

$$(1) P_{rms} = 2,9 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$\bar{f} = 310 \text{ hertz}$$

$$a) 86$$

$$b) r = 2 \text{ mt.}$$

$$dB = b) 87$$

$$\bar{dB} = 87,67$$

$$c) 90$$

$$\bar{dB}(\text{real}) = \bar{dB} = 45,57$$

$$(2) P_{rms} = 3,8 \times 10^{-1} \text{ Pa}$$

$$\bar{f} = 155 \text{ Hertz}$$

$$c) r = 3 \text{ mt.}$$

$$dB = 90$$

$$93$$

$$88$$

$$\bar{dB} = 90,33$$

$$\bar{dB}(\text{real}) = 48,23$$

$$(3) P_{rms} = 5,16 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$f = 104 \text{ Hertz}$$



$$d) r = 4 \text{ mt.}$$

$$\text{dB} = 88,5 \text{ dB}$$

$$86 \text{ dB}$$

$$\overline{L_p} = 87,66$$

$$88,5 \text{ dB}$$

$$\overline{\text{dB}}(\text{real}) = 45,36$$

$$P_{\text{rms}} = 3,8 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$f = 77 \text{ Hertz}$$

Recordemos ahora la fórmula de Presión acústica para la esfera y de intensidad de radiación.

$$p = \frac{-i k \rho c}{4 \pi r} (4 \pi a^2 v_0) e^{i(Kr - ct)}$$

$$I_r = \rho c |v_0|^2 k^2 \frac{a^4}{r^2}$$

$$v_0 = \sqrt{\frac{I(r)}{\rho c (k^2) a^2}}$$

Para $a=r$

Donde r = radio de la esfera

Donde

$$K = 2\pi/h \quad \text{Número de onda}$$

$$h = c \quad 1/f \quad \rightarrow f: \text{frecuencia}$$

$$\rho = \text{densidad del aire} = 1,225 \text{ kg/m}^3$$

$$c = \text{velocidad del aire}$$

$$V_o = \text{vibración de la campana (velocidad)}$$

$$I_o = 10^{-12} \text{ wett/m}^2$$

$$P = \frac{-i K \rho c}{4\pi a} (4\pi a^2 V_o) e^{i(Kr-ct)}$$

$$P = -i K \rho c (a V_o) e^{i(Kr-ct)}$$

Donde podemos acomodar

$$P = -i K o c (a V_o) e^{(Kr-ct)} \left[\cos \langle Kr-ct \rangle + i \text{sen}(kr-ct) \right]$$

$$P = K \rho c a V_o e^{(Kr-ct)} \left[-\cos(Kr-ct)i + \sin(Kr-ct) \right]$$

Todas las mediciones fueron instantáneas

$$t=0$$

$$P = K \rho c V_o a e^{(Kr)} \left[\sin(Kr-ct)^0 - i \cos(Kr) \right]$$

Ahora hagamos los cálculos:

	Para	$r = 1$
a)		$f = 310$
		$K = 6,4893$
$V_o = \sqrt{\frac{10^{-12}}{(1,225)(300)(1)^2(6,4893)}}$		$P_{teórico} = 2,9 \times 10^{-3} \text{ Pa}$

$$V_o = 8 \times 10^{-9} \text{ m/seg}$$

$$K_p c v_o a = 0,0000191$$

$$e^{6,4893} = 658,06$$

$$P_{\text{real}} = 0,0026 \text{ Pa}$$

$$\% E = \frac{P_{\text{real}} - P_{\text{teórico}}}{P_{\text{teórico}}} \times 100\%$$

$$\% = 11\%$$

b)

$$r = 2 \text{ mt.}$$

$$f = 155 \text{ hertz}$$

$$P_{\text{rms real}} = 3,8 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$v_o = 11 \times 10^{-9}$$

$$K = 3,245$$

$$A = 0,000026235$$

$$e^{(3,245)(2)} = 658,52$$

$$\text{sen}(Kr) = 0,02053$$

$$Pr = 3,55 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$E\% = 7,11\%$$

c)

$$k = 2,177$$

$$r = 3\text{mt}$$

$$f = 104 \text{ hertz}$$

$$Vo = 13 \times 10^{-9} \text{ m/seg}$$

$$Prms = 5,16 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$A = 0,0000312$$

$$e^{Kr} = 685,40$$

$$\text{sen } Kr = 0,2455$$

$$Pr = 5,25 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$E\% = 2\%$$

d)

$$K = 1,162$$

$$r = 4\text{mt}$$

$$Vo = 16 \times 10^{-9} \text{ m/seg}$$

$$f = 77$$

$$A = 0,000038$$

$$Prms \text{ real} = 38 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$e^{Kr} = 631,1225$$

$$\text{sen } Kr = 0,1635$$

$$Pr = 3,92 \times 10^{-3} \text{ Pa}$$

$$\% \text{ error} = 3,26\%$$

CAPITULO 3

DISCUSION DE RESULTADOS.

3.1.- Discusión sobre el método de afinado.

Antiguamente, no existían instrumentos musicales de afinación electrónica; el trabajo lo realizaban músicos calificados, que a travéz de su buen oído, lograban re-
lizar la afinación. Pero existía una gran diferencia de afinador a afinador; como se sabrá las cualidades auditivas son diferentes entre los individuos, lo que no nos asegura una afinación estandar.

Los errores como se ven son bajos. Los mayores valores de presión acústica a medida que nos alejamos de la fuente de emisión se deben a las diferentes intensidades del golpe. Hay que agregar que la habitación no era a prueba de ruidos externos.

La ciencia electrónica enfocó este problema en condiciones de frecuencia, longitud de onda, etc., aceptados por convención que son simulados electrónicamente y comparados con la nota musical entrante(onda). El resultado

es observado en una pantalla , estableciendo así disonancias que nos permiten establecer cuan alta o baja esta la nota (onda-amplitud).

A discusión estaría en este método de calificación de las campanas en el punto del golpe que origina el sonido. Puesto que la intensidad vibración de la campana depende de donde se origina el golpe y cuan fuerte es, imprescindible establecer una zona en donde originamos el sonido, y partir de allí calibraremos;

es así como hemos afinado ambas campanas.

3.2.-DISCUSION SOBRE EL MATERIAL UTILIZADO.-

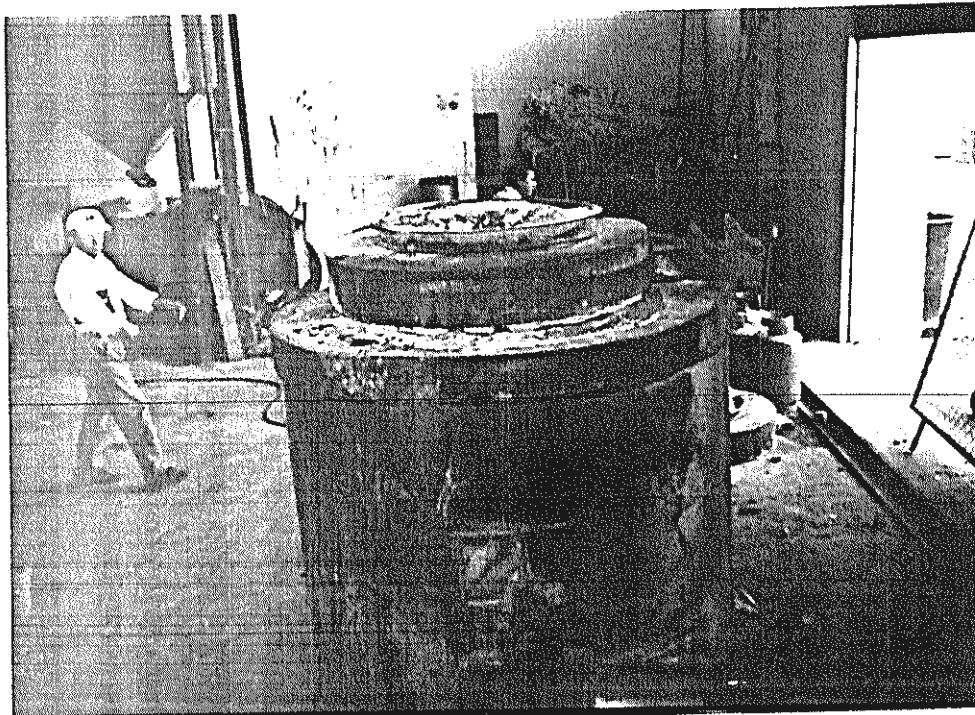
Que el bronce de 15% al 30% de estaño sea un material adecuado para obtener sonidos armónicos de estas campanas no esta a discusión; que el bronce al aluminio es un material aceptable para obtener sonidos armónicos en estas campanas ,eso podría estar a discusión al escuchar ambas campanas, pero su sonido es agradable a pesar de todo.

Sin embargo, no se puede soslayar el hecho de que otros materiales han sido utilizados con mejores y más efectivos resultados, este es el caso de las campanas de vidrio, que por su estructura cristalina son propensas a producir sonidos muy agudos, pero al mismo tiempo son tan frágiles que hace imposible su calibración.

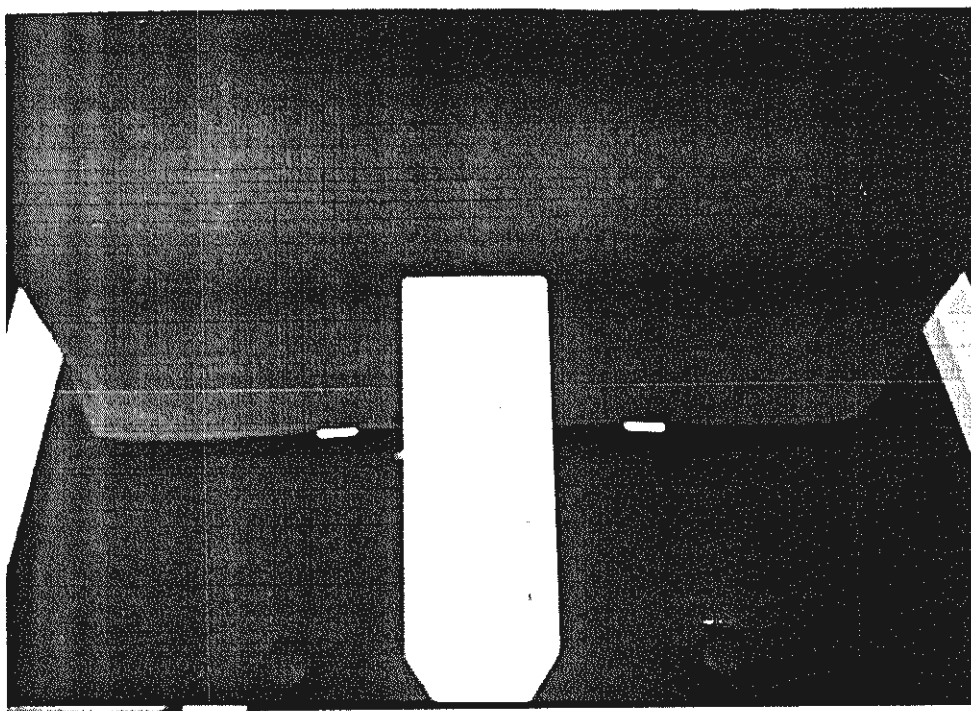
El factor de vibración de las campanas, está representado por U_0 (m/s), que está relacionado con la velocidad del sonido en el metal, que como se sabe está determinado por el módulo de elasticidad; mientras más alto mejor. Esto supondría que otros materiales pueden ser también útiles, pero tendríamos que tomar en cuenta sus costos.

EQUIPO UTILIZADO

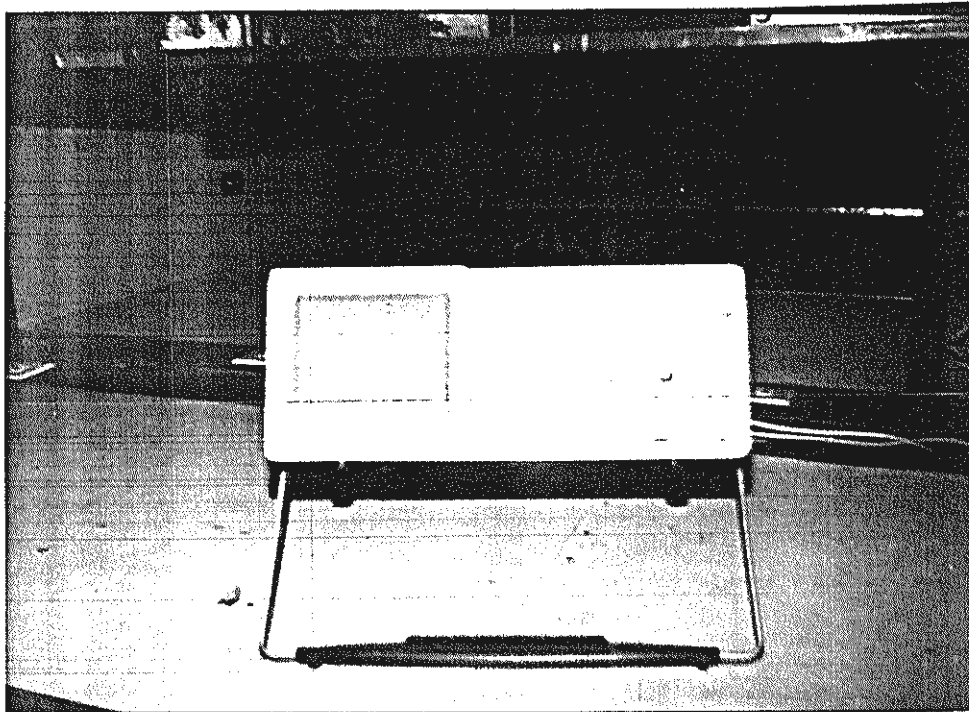
HORNO



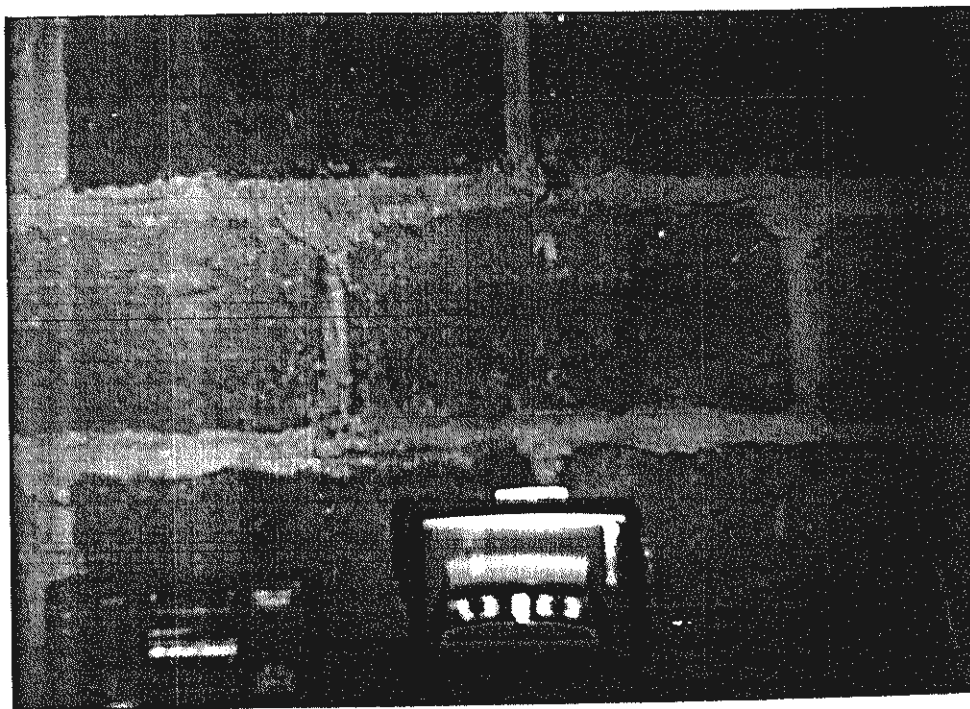
SONOMETRO



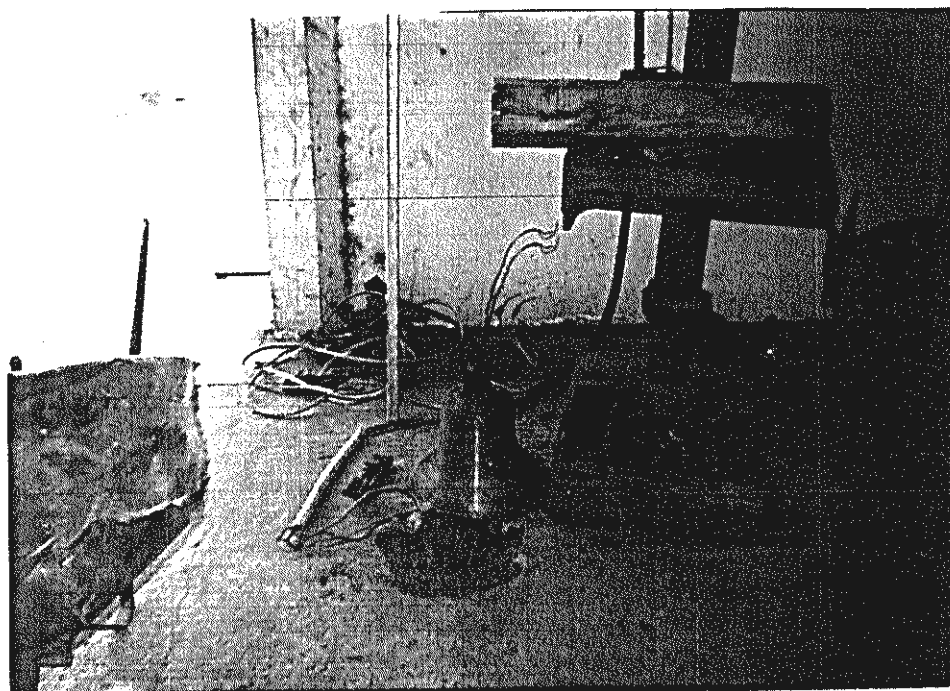
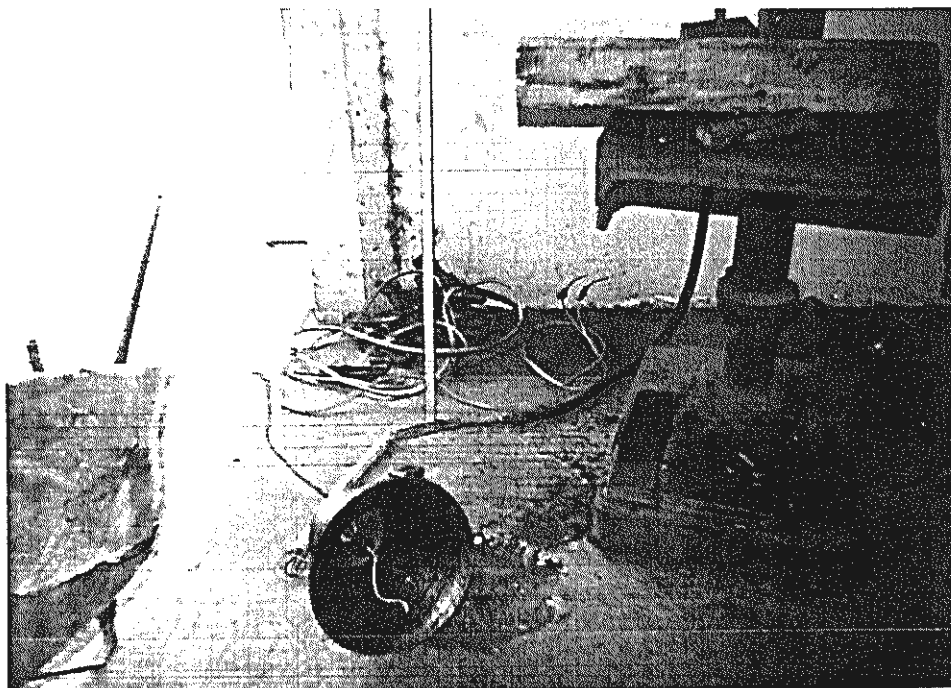
OSCILOSCOPIO



AFINADOR Y GRABADORA



LAS CAMPANAS :



CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES.-

Como enfoque final de esta Tesis, vamos a establecer las siguientes conclusiones:

- 1.- Que el modelo acústico que más se aproxima comportamiento en las campanas de la presión acústica e intensidad es el modelo esférico. Puesto que así lo prueban las pruebas realizadas en esta tesis ,que arrojan errores menores mientras más alejadas estén las presiones experimentales.
- 2.- Existe una vibración acústica tangencial. Lo que puede ser demostrado, mediante un experimento muy sencillo, especificado en la sección 1.3. Es necesario establecer que para campanas sumamente delgadas, el modelo que más se aproxima es el de la elipsoide(espesores menores a los 3mm).
- 3.- Que entre los materiales más adecuados para fabricar campanas esta el bronce de 15 a 30% de estaño con adiciones del 1% de Zn.
- 4.- Que a medida que las calibramos se reduce la variación de las notas musicales
- 5.- Que depende mucho de la estructura policristalina, para establecer una buena respuesta acústica.
- 6.- Que cualesquier defecto de grano en la microestructura producirá sonidos defectuosos que harán imposible su calibración.

Como recomendaciones acotaremos:

- 1- Es recomendable usar un 10% de bentonita para dar solidos al molde macho.

- 2.- No son recomendables moldes de yeso, puesto que no pueden soportar tan altas temperaturas.
- 3.- Es necesario que la probeta antes del vascado muestre un grano fino, para asegurar una larga vida útil de la campana, al mismo tiempo que sonidos uniformes.
- 4.- Hay que tener cuidado durante la afinación mientras reducimos el espesor, podemos pasarnos.
- 5.- Es necesario hacer las pruebas en un lugar aislado y si es posible antisonoro.

TABLA I

Angulos y amplitudes para radiación y dispersión de una esfera
 $ka = 2a/\lambda = a/c$

ka	B_0	α_0	B_1	α_1	B_2	α_2	B_3	α_3	B_4	α_4
0.0	∞	0.00°	∞	0.00°	∞	0.00°	∞	0.00°	∞	0.00°
0.1	100.5	0.02	2000	-0.01	—	0.00	—	0.00	—	0.00
0.2	25.50	0.15	250.1	-0.08	5637	0.00	—	0.00	—	0.00
0.4	6.731	1.12	31.35	-0.58	354.6	-0.01	5906	0.00	—	0.00
0.6	3.239	3.41	9.408	-1.82	70.73	-0.06	785.5	0.00	—	0.00
0.8	2.001	7.18	4.101	-3.80	22.67	-0.25	188.9	-0.01	2058	0.00
1.0	1.414	12.30	2.236	-6.14	9.434	-0.70	62.97	-0.02	547.8	0.00
1.2	1.085	18.56	1.426	-8.11	4.646	-1.59	25.82	-0.08	186.9	0.00
1.4	0.877	25.75	1.021	-8.97	2.583	-3.07	12.22	-0.22	75.74	-0.01
1.6	0.737	33.68	0.793	-8.25	1.584	-5.19	6.426	-0.51	34.84	-0.02
1.8	0.635	42.19	0.652	-5.87	1.057	-7.77	3.667	-1.05	17.66	-0.06
2.0	0.559	51.16	0.559	-1.97	0.762	-10.40	2.236	-1.97	9.669	-0.15
2.2	0.499	60.49	0.491	+3.21	0.590	-12.49	1.444	-3.38	5.635	-0.32
2.4	0.451	70.13	0.441	9.44	0.483	-13.51	0.9823	-5.34	3.459	-0.64
2.6	0.412	80.01	0.401	16.50	0.414	-13.14	0.7036	-7.80	2.220	-1.18
2.8	0.379	90.08	0.368	24.23	0.367	-11.31	0.5308	-10.54	1.481	-2.02
3.0	0.351	100.32	0.341	32.49	0.333	-8.11	0.4214	-13.16	1.024	-3.27
3.2	0.327	110.70	0.318	41.18	0.307	-3.73	0.3508	-15.17	0.7334	-5.00
3.4	0.306	121.20	0.298	50.23	0.286	+1.65	0.3042	-16.17	0.5443	-7.23
3.6	0.288	131.79	0.281	59.57	0.268	7.86	0.2723	-15.94	0.4195	-9.83
3.8	0.272	142.47	0.265	69.15	0.254	14.75	0.2496	-14.41	0.3364	-12.58
4.0	0.257	153.22	0.251	78.92	0.241	22.20	0.2326	-11.67	0.2807	-15.10
4.2	0.244	164.03	0.239	88.88	0.229	30.12	0.2193	-7.84	0.2432	-17.00
4.4	0.233	174.91	0.228	98.97	0.219	38.44	0.2084	-3.08	0.2174	-17.95
4.6	0.222	185.83	0.218	109.20	0.210	47.08	0.1992	+2.47	0.1994	-17.79
4.8	0.212	196.79	0.209	119.55	0.210	56.00	0.1912	8.70	0.1863	-14.04
5.0	0.204	207.79	0.200	129.98	0.193	65.16	0.1840	15.48	0.1764	-14.04
K_a	B_5	α_5	B_6	α_6	B_7	α_7	B_8	α_8	B_9	α_9
2.0	51.31	-0.01°	327.7	0.00°	2370	0.00°	—	0.00°	—	0.00°
2.2	27.14	-0.02	155.2	0.00	1030	0.00	7790	0.00	—	0.00
2.4	15.25	-0.04	79.69	0.00	483.5	0.00	3343	0.00	—	0.00
2.6	9.021	-0.10	43.38	-0.01	242.2	0.00	1541	0.00	—	0.00
2.8	5.573	-0.20	24.83	-0.01	128.2	0.00	755.6	0.00	5002	0.00
3.0	3.576	-0.37	14.83	-0.03	71.28	0.00	390.7	0.00	2407	0.00
3.2	2.371	-0.68	9.206	-0.06	41.34	0.00	211.7	0.00	1219	0.00
3.4	1.620	-1.16	5.907	-0.11	24.88	-0.01	119.5	0.00	645.8	0.00
3.6	1.137	-1.91	3.904	-0.21	15.49	-0.02	70.01	0.00	356.1	0.00
3.8	0.818	-2.99	2.649	-0.38	9.933	-0.03	42.39	0.00	203.6	0.00

TONO REAL POR HARMONIUM

e'	e' $\flat$ -2	d'-4	g-3	a+3	a $\sharp$ +3	d'-6	d'+2
c''	d'' -6	c'' $\sharp$ -d''	g'-4	g' $\sharp$ -4	a'+6	a' $\sharp$ -5	b'+2
f''+	f'' +4	f''+1	a'+6	b'+6	c'' $\sharp$ +4	d''+8	e''
b'' $\flat$	b'' $\flat$ -b''	a''-6	d''-3	d'' $\sharp$ -e''	e''+6	g'' $\sharp$ +(10)	g'' $\sharp$ +4
d'''	d'''		f'' $\sharp$ -2	g'' $\sharp$ -6	a'' $\sharp$	b''+2	c''' $\sharp$ +3
f'''	g'''						

TONO REFERIDO AL QUINTO TONO SEGUN C

d	c $\sharp$ -2		c $\sharp$ -3	c $\sharp$ +3	c+3	e $\flat$ -6	c $\sharp$ +2
b $\flat$	c-6		c $\sharp$ -4	c-4	b+6	b -5	b $\flat$ +2
e $\flat$ +	e $\flat$ +4		e $\flat$ +6	e $\flat$ +4	e $\flat$ +8	e $\flat$ +8	e $\flat$
a $\flat$	a $\flat$ -a		a $\flat$ -3	g-g $\sharp$	f $\sharp$ +6	a+8	g+4
c	c		c-2	c-6	c	c+2	c+3

BIBLIOGRAFIA

-Noise Control

Mesarument Analysis and control of sound y vibrstion

Charles E. Wilson

NEW YERSEY Institute of technology

CAP I pag 1-28

CAP II pag 47-64

-INTRODUCCION A LA AUDIOMETRIA

Julio BIT. Quiroz

Nelly D' Elia

Edicion 1982

Pag 17-81

Theorical Acousties

Philip M Morse

K.Uno Ingard

Edicion 1968 Mc. Graw -hill -Book COMPANY

Cap VII pag. 332-394

Cap VIII PAG .418-441
