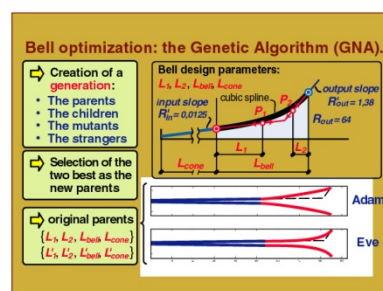
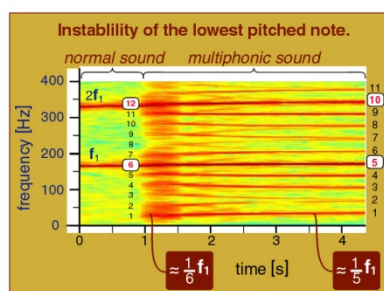
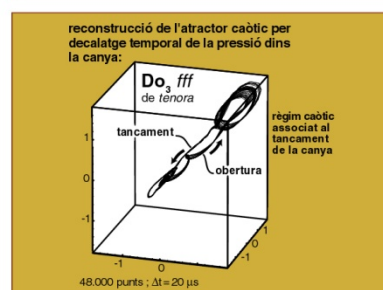
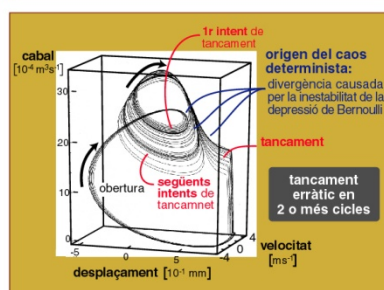
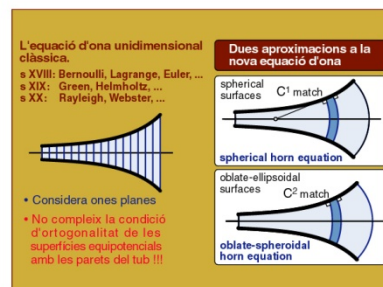
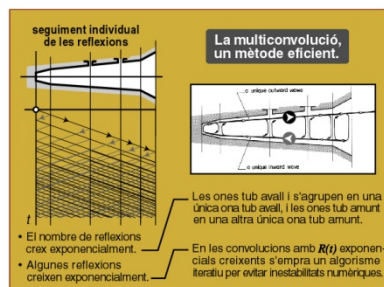
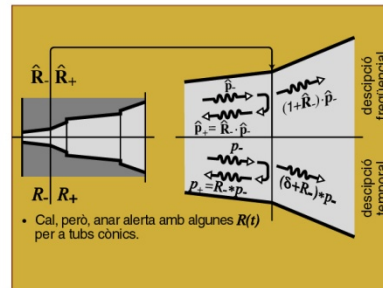
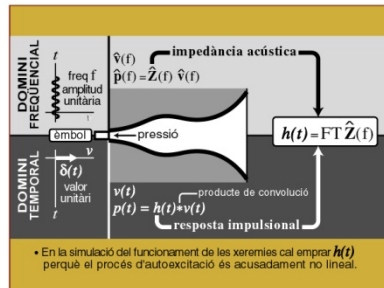


# La tenora i la barítona de l'IEC: un punt de trobada de ciència i música

## Presentació físico-matemàtica



Joaquim Agulló i Batlle  
membre de la Secció de  
Ciències i Tecnologia



Institut  
d'Estudis  
Catalans

# **La *tenora* i la *barítona* de l'IEC: un punt de trobada de ciència i música.** Presentació físico-matemàtica.

## **Resum**

El disseny òptim d'un instrument musical requereix entendre bé què se li demana i el seu fonament físic. La complexitat d'aquests dos requisits –que van més enllà del que és comú en els projectes d'enginyeria– va fer de l'Acústica dels instruments musicals un camp de proves dels avenços en dinàmica teòrica en molts departaments de física, matemàtiques i enginyeria mecànica d'arreu del món, en les dècades dels 70 als 90.

En aquesta presentació, després d'una anàlisi introductòria del què són els sons musicals, es planteja què es demana als instruments musicals per tal de produir-los, tot analitzant els requisits físics que se'n deriven. S'il·lustra la complexitat del fonament físic en el cas dels instruments de vent, i molt particularment de les xeremies, família a la qual pertanyen la *tenora* el *tible*, i ara la *barítona*, de la *cobla*.

Com a pas previ al disseny científic d'aquests instruments, es presenten diverses contribucions teòriques fetes pel grup de recerca en *Acústica musical* de la UPC en els darrers quaranta anys, molt centrades en l'acústica dels tubs cònics en el domini temporal. La *tenora* és, en certa manera, una xeremia extrema, l'acústica de la qual té aspectes que cauen en l'àmbit de la dinàmica caòtica determinista.

Il·lustren la metodologia del disseny científic els dos programes de recerca de l'Institut d'Estudis Catalans, un per al redisseny de la *tenora*, i l'altre per al disseny d'un nou instrument de la família de les xeremies de la *cobla*: la *barítona*.

**Paraules clau:** tenora, barítona, xeremia, autoexcitació, ressonància, impedància acústica, resposta impulsional, coeficient de reflexió, funció de reflexió, spline cúbic, caos determinista.

## Introducció

Permeteu-me començar dient que l'activitat més genuïna de l'enginyeria industrial, que és la meva professió, és aplicar la física –per mitjà de les matemàtiques– per a crear coses que no han existit mai abans.

En aquesta presentació –dels dos programes de recerca de l'IEC i de la recerca prèvia que els ha fet possibles– us convido a fer una passejada al llarg d'una d'aquestes experiències –cal dir que atípica– que ha conduït a la *recreació* d'un instrument musical, la *tenora*, i a la *creació* d'un altre que no havia existit mai: la *barítona*.

Si allò que volem fer és un instrument musical, cal començar preguntant-nos com són els sons musicals que aquests instruments han de produir, per tot seguit investigar com han de ser els instruments que els produeixin, i aquí m'endinsaré en el cas dels instruments de vent.

A l'hora de construir els models de la realitat física, els enginyers acudim a l'ampli ventall d'eines de modelització existents, però no sempre hi trobem totes les que ens calen i, aleshores, hem de fer-les nosaltres mateixos. I aquest va ser el cas amb bona part de les eines que ens calien en l'acústica dels tubs cònics, a la qual vam haver de fer contribucions significatives.

Tot i que a primera vista els instruments musicals podrien semblar sistemes vibratoris de comportament lineal perquè l'amplitud de les vibracions és petita, en molts d'ells intervenen de manera ineludible fenòmens no lineals que poden conduir a un comportament caòtic determinista que a vegades és essencial, com en la *tenora*, però que sovint correspon a funcionaments anòmals, com també vam trobar en aquest instrument.

Els dos programes de recerca de l'Institut d'Estudis Catalans, que ens han permès una incidència real en una família d'instruments tan representativa del nostre àmbit musical com són les xeremies de la *cobla*, il·lustren la metodologia científica del disseny d'instruments musicals.

Aquesta presentació està estructurada en els apartats:

1. Què són els sons musicals?
2. Com han de ser els instruments musicals?
3. Cas dels instruments de vent. Les xeremies.
4. Contribucions a l'acústica dels tubs cònics.
5. Component caòtic determinista en la *tenora*.
6. El redisseny de la *tenora* i el disseny d'un nou instrument: la *barítona*.

BIBLIOGRAFIA

RESUMS en espanyol i anglès.

## 1. Què són els sons musicals?

En la tradició musical d'occident, i també en moltes altres, als sons musicals, a diferència dels sorolls, se'ls pot assignar un *to*. La superposició de sons musicals amb *tons* adequats dona lloc a l'*harmonia*.

La percepció auditiva –associada a l'oïda més l'anàlisi neuronal posterior– assigna un *to* a un so quan la seva forma d'ona és periòdica, o molt aproximadament periòdica, i l'*alçària* percebuda del *to* està directament relacionada amb la inversa del període, que és la *freqüència* en Hz o cicles per segon. Cal dir que el funcionament de la percepció auditiva dista molt dels analitzadors freqüencials d'extrema resolució que fem en els laboratoris d'acústica. Si bé la constitució de l'oïda li permet un cert grau de discriminació freqüencial, la seva resolució és molt per sota de la implicada en la percepció dels sons musicals, que es fonamenta en el procés neuronal de detecció de ritmes de repetició a escales temporals diverses. Aquesta capacitat és àmpliament emprada en les músiques arreu del món.

Una descripció matemàtica d'una funció periòdica ve donada per la sèrie de Fourier. Un so periòdic queda descrit per la suma de sons sinusoidals amb *freqüències harmòniques*: freqüències que pertanyen a la sèrie  $f, 2f, 3f, \dots$ . S'anomena *fonamental* al de freqüència  $f$  –a la qual s'assigna el *to*– i harmònics la resta. El període és el mínim comú múltiple dels períodes dels sons components. Dos sons musicals són superposables harmònicament quan els seus períodes tenen una relació algebraica senzilla:  $1/2$  per a l'*octava*,  $2/3$  per a la *quinta*, ... perquè això fa coincidir alguns dels seus harmònics.

Cal dir que dins el marge freqüencial d'un so, no cal la presència de tots els components: pot, fins i tot, no haver-hi el fonamental, sovint poc intens i poc perceptible en els sons musicals. L'espaiat mínim entre harmònics trameta la informació del *to*.

La figura 1.1 mostra l'anàlisi freqüencial al llarg del temps d'un  $Re_3$  i d'un  $Re_4$  de *tenora*. En ambdues notes el fonamental hi és poc present, i els harmònics més intensos es troben en la franja freqüencial entre els 2 i els 4 kHz, que és la de màxima sensibilitat auditiva. Per sobre dels 6 kHz els harmònics dels sons solen ser poc intensos i poc rellevants.

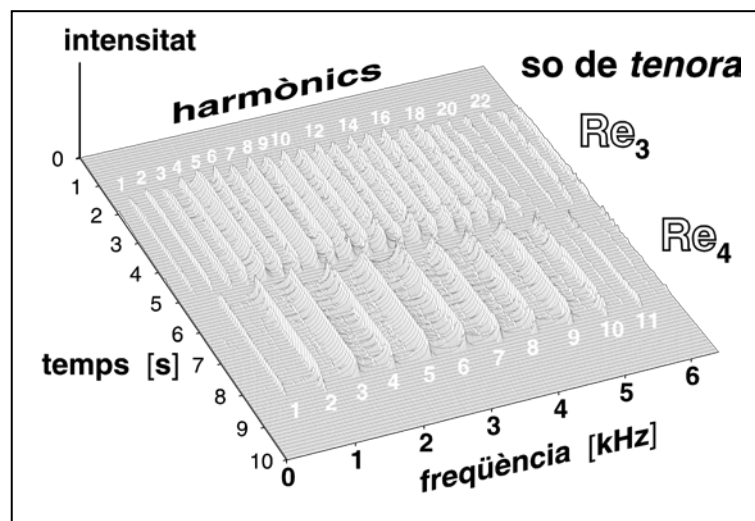


Figura 1.1 Els harmònics en una octava.

Les altres dues característiques dels sons musicals són el *timbre* i el *volum* o *intensitat*. El *timbre* és la característica del so que permet distingir de quin instrument prové. Se sol associar

a la composició freqüencial, però intervenen més factors. En aquesta identificació és essencial el transitori d'inici –l'anomenat *atac*–, que permet percebre clarament, com ara, una seqüència de notes d'un oboè d'entre els sons del conjunt d'una orquestra simfònica. Cal remarcar que el timbre no és únic per a cada instrument, ni per a cadascuna de les seves notes. La figura 1.2 mostra la composició freqüencial al llarg del temps d'un  $Do_4$  de *tenora* que comença amb volum *piano* i creix fins a *fortíssimo* per tornar a *piano*. S'observa que, a volum *piano*, el nombre d'harmònics és escàs –amb absència de fonamental i, fins i tot, de segon harmònic– la qual cosa li dona un timbre dolç i aflautat. En canvi per a *ff* el nombre d'harmònics, així com la seva intensitat, creix fent el so més estrident.

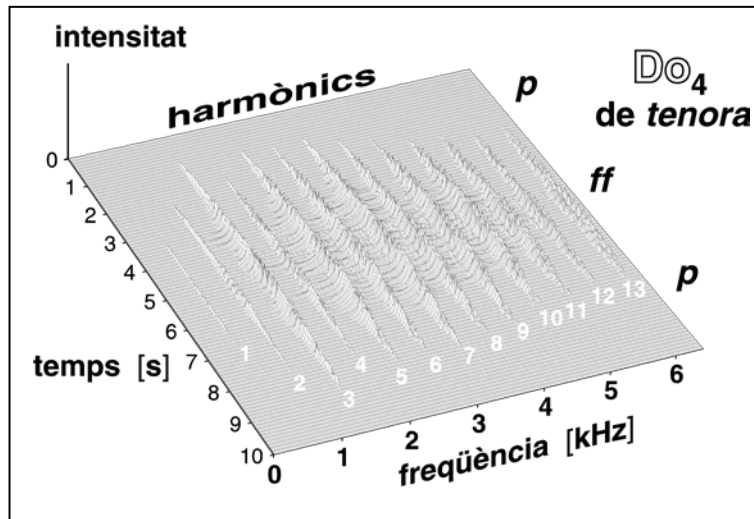


Figura 1.2 El timbre canvia amb el volum.

A propòsit de la darrera característica, el volum o *intensitat*, cal distingir entre la *intensitat acústica* d'un so, que està associada a la intensitat de la pressió sonora i és mesurable amb un sonòmetre, i la *intensitat musical*, descrita pels signes *pp*, *p*, *pf*, *f*, *ff*, ... . La intensitat acústica del so emès per un instrument depèn de la distància des d'on s'escolti, en tant que la intensitat musical es pot percebre amb independència de la distància si està associada al timbre.

## 2. Com han de ser els instruments musicals?

Els instruments musicals han de fer vibrar l'aire del seu entorn en l'àmbit freqüencial dels sons audibles –entre els 20 Hz i els 20kHz– tot brindant a l'instrumentista la possibilitat d'expressió musical per mitjà de sons musicals de característiques acústiques adequades. L'opció més a l'abast és la utilització d'un sistema amb elements mecànics que vibrin a les freqüències adequades i que tingui acoblament amb l'aire. Com que l'instrumentista no pot generar directament amb les seves mans vibracions amb freqüències dels sons de l'àmbit audible, la freqüència de vibració l'ha d'aportar el propi instrument. En l'àmbit estrictament mecànic, que ha estat històricament l'àmbit on s'han desenvolupat els instruments musicals fins l'arribada, al s. XX, dels instruments electrònics, els instruments musicals s'han fonamentat en sistemes vibratoris amb freqüències pròpies adequades i esmorteïment feble. Sovint els paràmetres mecànics del sistema són variables sota l'acció de l'instrumentista, cosa que li permet obtenir diversos tons amb un mateix sistema vibratori i variar-ne les característiques acústiques. Els quatre règims vibratoris –lliure, forçat, autoexcitat, i de variació paramètrica– intervenen en els instruments musicals, per bé que el règim lliure i l'autoexcitat són els més destacats, en tant que el forçat i el de variació paramètrica juguen un paper marginal.

### 2.1 INSTRUMENTS BASATS EN EL RÈGIM VIBRATORI LLIURE.

El sistema mecànic vibratori elemental d'un sol grau de llibertat (figura 2.1) té una freqüència de vibració, així com un ritme de decaïment de la vibració, que són característics del sistema i que depenen dels seus paràmetres mecànics d'inèrcia, rigidesa i esmorteïment. En règim vibratori lliure, l'energia li és comunicada amb la introducció de les condicions inicials de posició i velocitat. En l'àmbit dels instruments musicals, la condició inicial de desplaçament –*pinçament*– és emprada en alguns instruments de corda, en tant que la de velocitat està associada als de *percussió*, inclòs el cas de percussió de cordes com en el piano.

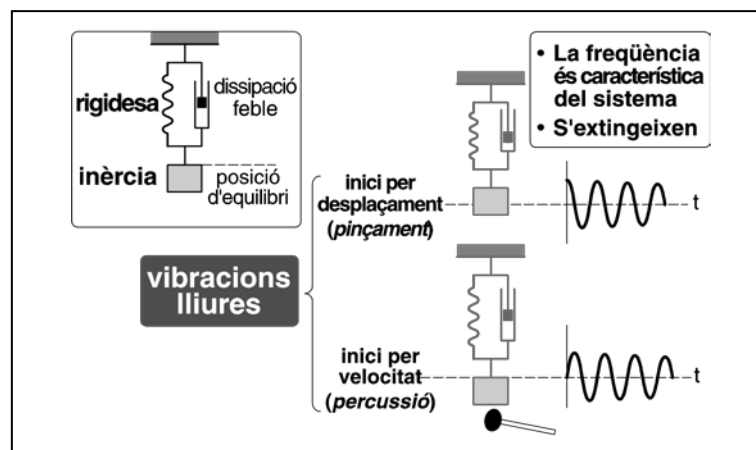


Figura 2.1 El sistema vibratori elemental. Les vibracions lliures.

En el cas d'un sistema vibratori continu, de caràcter lineal per a les seves petites vibracions, el seu comportament vibratori està descrit pel seu conjunt de modes propis de vibració, cadascun dels quals actua com a sistema vibratori d'un sol grau de llibertat amb una freqüència pròpia característica (Figura 2.2).

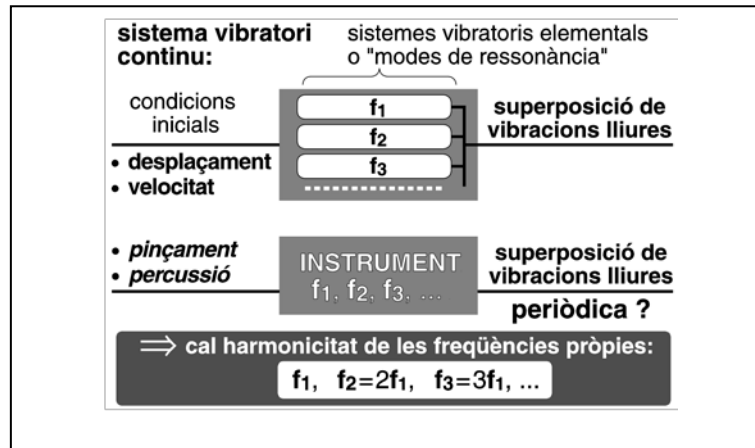


Figura 2.2 Instruments musicals de règim vibratori lliure.

Pel que fa a l'escorment, com que el pas a les coordenades dels modes propis en absència d'escorment pot no diagonalitzar la matriu associada a l'escorment, en principi hi ha acoblament dels modes propis, condició poc rellevant en el cas dels instruments musicals. La vibració lliure és superposició de les vibracions dels diversos modes propis. Tindrà el caràcter periòdic demanat als sons musicals? Per tal que el tingui, cal que les freqüències pròpies siguin harmòniques, és a dir, que siguin múltiples d'una freqüència fonamental. Aquesta és la gran exigència que trobarem també en els instruments basats en el règim vibratori autoexcitat i que fa de les cordes i de determinades columnes d'aire els elements vibratoris per excel·lència en els instruments musicals.

## 2.2 CAS DEL RÈGIM VIBRATORI FORÇAT.

En el sistema vibratori elemental d'un sol grau de llibertat (Figura 2.3) amb escorment feble sotmès a una força sinusoidal, el règim vibratori permanent –una vegada extingit el règim transitori– és sinusoidal de la mateixa freqüència que la de la força. L'amplitud de vibració, però, és funció d'aquesta freqüència i, per a escorments febles, passa per un màxim quan coincideix, molt aproximadament, amb la pròpia del sistema –pic de ressonància–.

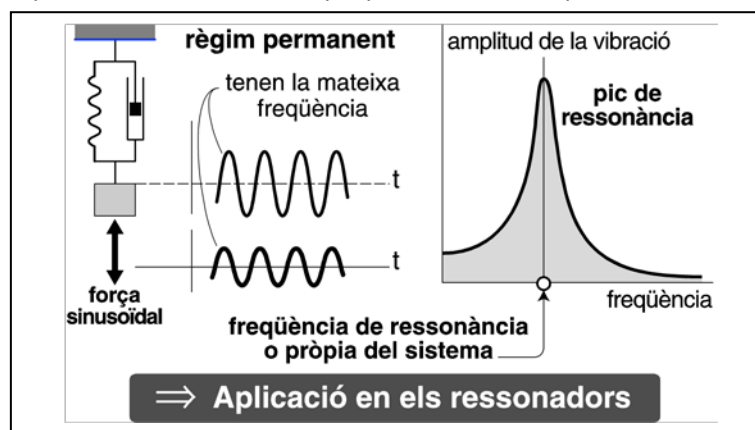
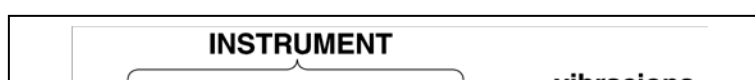


Figura 2.3 Les vibracions forçades. La ressonància.

Com ja s'ha dit, la limitació freqüencial de l'actuació directa de l'instrumentista no permet fonamentar els instruments musicals en el règim forçat, per bé que, en primera aproximació, sigui emprat de manera auxiliar en el cas d'elements vibratoris amb acoblament feble amb



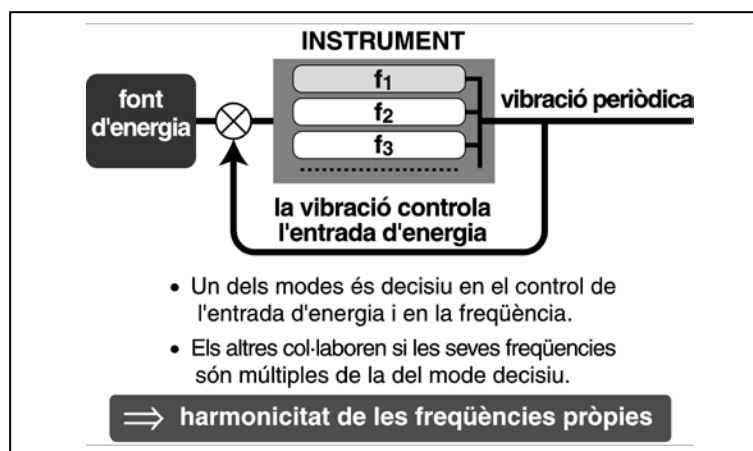
l'aire, com és el cas de les cordes, per tal que les seves vibracions siguin trameses de manera efectiva a l'aire en forma de so. La vibració d'aquests elements es fa actuar en elements que tenen un acoblament adequat amb l'aire: els *ressonadors* (Figura 2.4).

**Figura 2.4** Les vibracions forçades en els instruments musicals. Els ressonadors.

Les ressonàncies d'aquests elements han de tenir freqüències adequades i pics de ressonància no excessivament intensos per no transmetre a l'aire, com a so, les vibracions dels elements vibratoris de manera massa diferent segons sigui la seva freqüència. Aquesta descripció, diferenciant els elements vibratoris i el ressonadors en un instrument, és una simplificació: en realitat hi ha un únic sistema vibratori continu, que té el seu conjunt de freqüències pròpies. És cert que n'hi ha que són properes a les dels elements vibratoris, però no coincideixen exactament amb les que tindrien si els ressonadors fossin infinitament rígids. La dinàmica vibratòria dels ressonadors afecta la seva dinàmica. Elements vibratoris i ressonadors actuen acoblament.

### 2.3 INSTRUMENTS BASATS EN EL RÈGIM VIBRATORI AUTOEXCITAT.

En el cas del règim autoexcitat, l'energia per fer vibrar el sistema es comunica tot al llarg de la vibració –no a l'instant inicial com en el cas del règim lliure– però sense imposar cap ritme temporal. Es posa una font d'energia a disposició del sistema vibratori, i és aquest qui per mitjà de la seva vibració controla el flux energètic d'entrada (Figura 2.5).



**Figura 2.5** Els instruments musicals de sons mantinguts. L'autoexcitació.

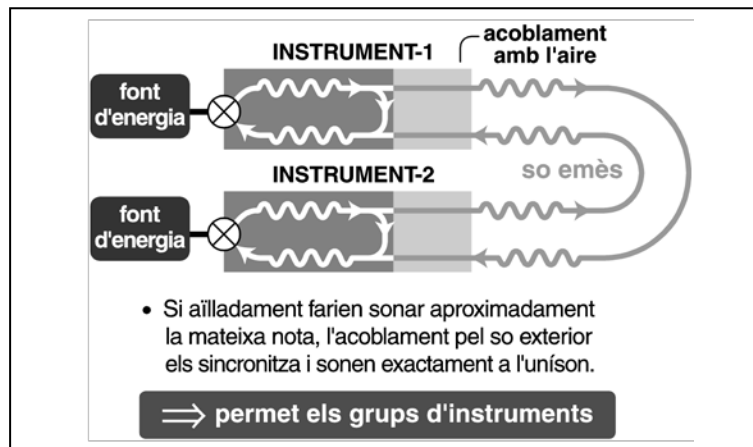
El fenomen físic per mitjà del qual la vibració del sistema controla l'entrada d'energia, que s'anomena *mecanisme d'autoexcitació*, és de característiques no lineals i sol condicionar que



un dels modes propis del sistema sigui decisiu i imposi una freqüència de vibració propera a la seva. Si els altres modes tenen freqüències múltiples de la d'aquest, poden col·laborar en el procés. Novament apareix la conveniència de l'harmonicitat de les freqüències pròpies del sistema vibratori de l'instrument. En ser periòdica la vibració, verifica la propietat essencial dels sons musicals. Els instruments de règim autoexcitat produeixen sons musicals mantinguts.

En determinades circumstàncies, dos modes propis de freqüències no harmòniques poden pugnar pel control de l'autoexcitació sense que cap dels dos l'acabi controlant. El so produït no és periòdic, presenta fluctuacions erràtiques. Sovint correspon a sons defectuosos –“galls”– per bé que d'algun d'aquests sons se n'ha fet un ús musical en el jazz i en la música contemporània, són els anomenats sons *multifònics*.

En els instruments basats en el règim autoexcitat tenim, doncs, que la seva vibració, per una banda, actua sobre el mecanisme que regula l'entrada d'energia i, per l'altra, es trameta a l'exterior per mitjà de l'acoblament amb l'aire. Però l'acoblament amb l'aire permet també que les vibracions de l'aire actuïn sobre el sistema vibratori de l'instrument i puguin tenir una influència en l'autoexcitació. Aquest fet fonamenta la propietat de l'autosincronisme (Figura 2.6) dels sistemes autoexcitats, particularment important en el cas dels instruments musicals: si dos instruments –de règim autoexcitat– propers emetrien per separat dues notes molt properes, la influència mútua en l'autoexcitació fa que se sincronitzin i passin a funcionar com un instrument únic.



**Figura 2.6** L'autosincronisme en els instruments musicals de règim vibratori autoexcitat.

Aquesta propietat és la que permet els grups instrumentals en l'orquestra, grups formats per instruments de règim autoexcitat com són els d'arc i els de vent. Aquests grups es van fer particularment necessaris amb l'esdeveniment de l'orquestra simfònica, que requereix gran volum de so. Cal tenir en compte que doblar el nombre d'instruments d'un grup ocasiona un increment de només 3 decibels en la intensitat sonora.

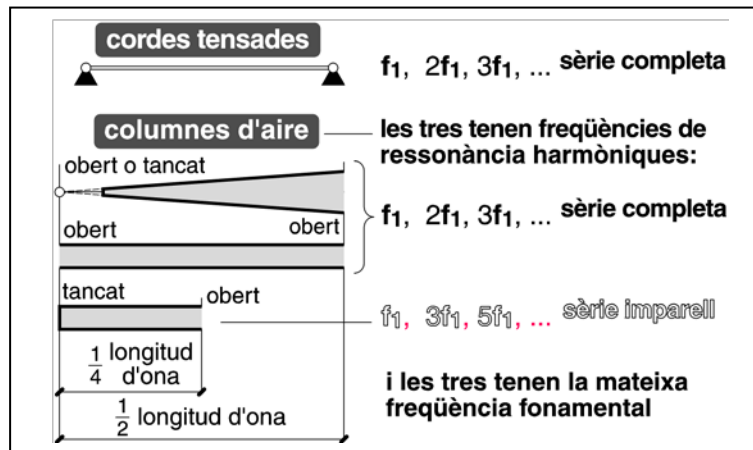
#### 2-4 CAS DE LA RESSONÀNCIA PARAMÈTRICA.

Un mode propi d'un sistema vibratori pot ressonar quan un paràmetre que l'afecta varia periòdicament a una freqüència que li és propera, sense que aquesta variació paramètrica impliqui un desplaçament del sistema a partir de la posició d'equilibri i, per tant, una excitació. Aquest règim vibratori, tot i no fonamentar cap instrument musical, hi pot ser present

marginalment. Aquest seria el cas, com ara, d'un conjunt de cordes que incidissin perpendicularment en un ressonador. Les vibracions del ressonador no constituïrien una excitació per a les cordes però, en variar periòdicament la tensió d'aquestes, podria induir ressonàncies paràmètriques.

## 2-5 ELS ELEMENTS VIBRATORIS PER EXCEL·LÈNCIA EN ELS INSTRUMENTS MUSICALS.

La condició d'harmonicitat de les freqüències pròpies –que és estrictament necessària en els instruments de règim lliure si les seves vibracions han de ser rigorosament periòdiques, i convenient en els de règim autoexcitat per tal que hi hagi col·laboració modal amb el mode que controla l'autoexcitació– és molt exigent i hi ha pocs elements vibratoris que la verifiquin, entre els quals les cordes i les columnes d'aire són els més rellevants (Figura 2.7). Les freqüències de ressonància de les vibracions transversals d'una corda –idealitzada com a perfectament flexible– tensada entre dos punts fixos, formen una sèrie harmònica completa  $f_1, 2f_1, 3f_1, \dots$ .

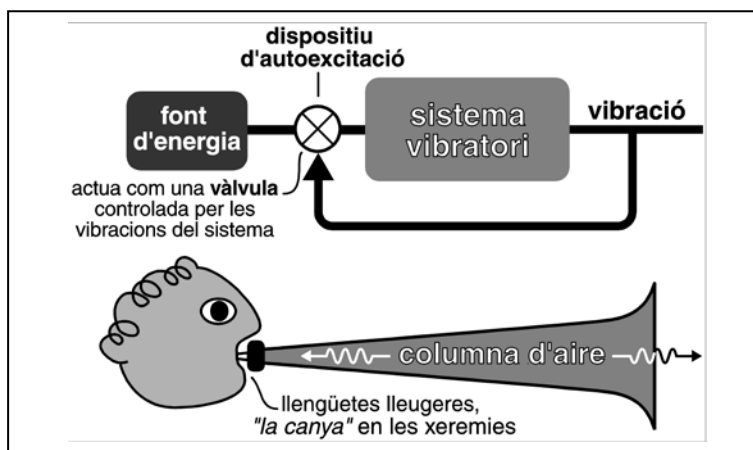


**Figura 2.7** Els elements vibratoris adequats per excel·lència.

Tenen també freqüències de ressonància que formen un sèrie harmònica completa les vibracions longitudinals de columnes d'aire cilíndriques amb els dos extrems oberts –com és aproximadament el cas de les flutes i la majoria dels tubs d'orgue– i les còniques amb poc truncament, amb l'extrem gran obert i el petit obert o tancat –cas de les xeremies i cornetes–. Per a les columnes d'aire cilíndriques amb un extrem obert i un de tancat, les freqüències de ressonància formen una sèrie harmònica imparell  $f_1, 3f_1, 5f_1, \dots$  –cas del clarinet i de les trompetes–.

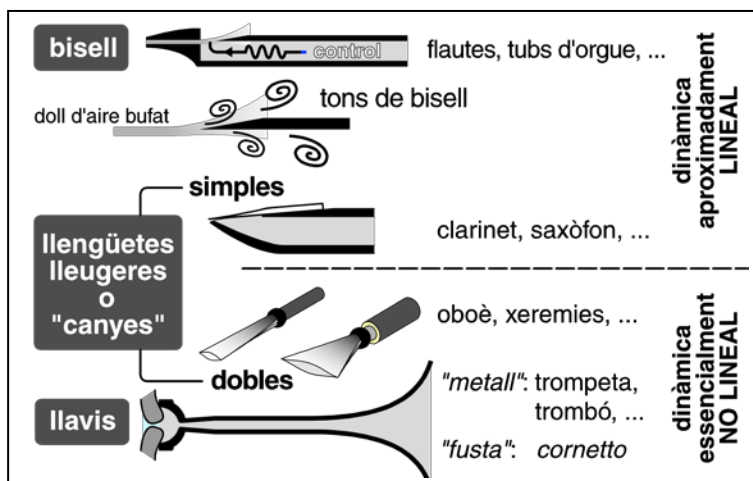
### 3. Cas dels instruments de vent. Les xeremies

Un cos vibrant format per aire –columna d’aire dins d’un tub o aire dins d’una cavitat–, en no poder rebre una quantitat d’energia adequada per mitjà de les condicions inicials i pel fet que la tramet ràpidament a l’aire exterior si hi està acoblat, no resulta adequat per fonamentar instruments musicals de règim lliure. Per aquest motiu, tots els instruments de vent són de règim autoexcitat (figura 3.1). La font d’energia és el buf de l’instrumentista, i el cos vibrant és la columna d’aire continguda dins el tub de l’instrument.



**Figura 3.1** Els instruments musicals de vent. Tots són de règim vibratori autoexcitat.

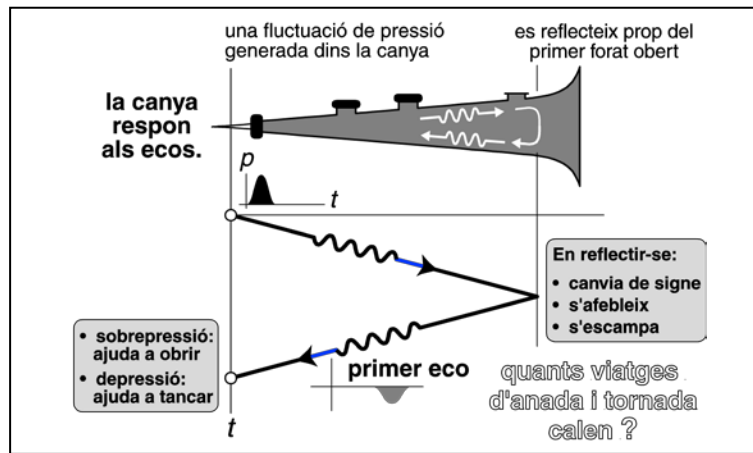
El dispositiu d’autoexcitació que fa que les seves vibracions controlin l’entrada d’energia (figura 3.2) està constituït per “la canya” o llengüetes lleugeres en el cas de les xeremies, del clarinet i dels saxòfons, els llavis en el cas dels “metalls” –trompetes, trombons, ... – i del *cornetto*, i la interacció del doll d’aire amb un bisell en el cas de les flutes i la majoria dels tubs d’orgue.



**Figura 3.2** Els mecanismes d’autoexcitació en els instruments musicals de vent.

L’acoblament amb l’aire està garantit per l’obertura en un l’extrem de l’instrument i per les altres obertures que pugui haver-hi.

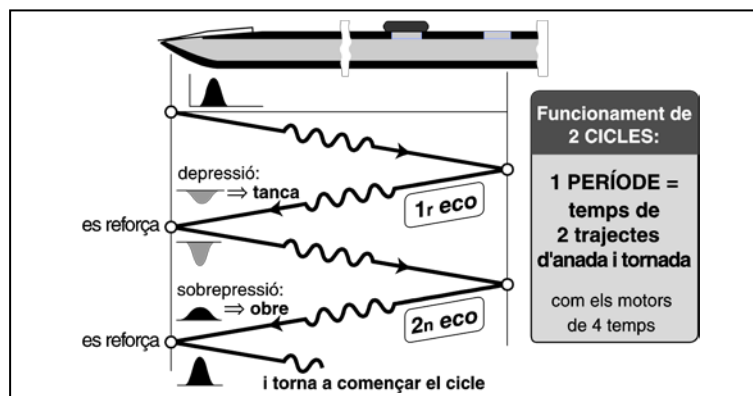
En els instruments de llengüetes (figura 3.3), la vibració de l'aire entrant es trameta tub avall i, en arribar prop del primer forat obert –en els de fusta– o en l'extrem obert –en els de metall–, es trameta en part a l'exterior en forma de so radiat, i en part es reflecteix tub endins. Aquesta reflexió, en arribar a l'extrem on hi ha les llengüetes, hi interacciona i és decisiva en el control de l'entrada d'energia.



**Figura 3.3** La canya, en els instruments de vent de llengüetes, respon als ecos.

Es pot dir que les llengüetes responen als ecos provinents de les obertures de la columna d'aire. Una fluctuació de pressió que es trasllada tub avall, en reflectir-se en una obertura, canvia de signe, s'afebleix i s'escampa. Sota aquestes condicions, quants viatges d'anada i tornada calen per tancar període?

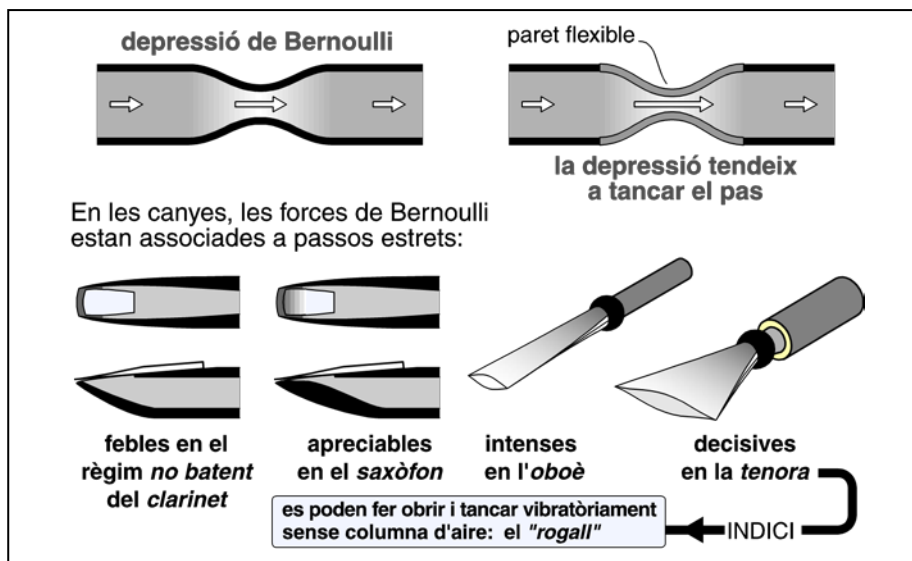
Un cas paradigmàtic és el del clarinet, amb una canya simple que respon dòcilment a les variacions de pressió de les reflexions que li arriben (figura 3.4), i que usualment es manté oberta (només tanca del tot en el *règim batent*): una sobrepessió que baixa tub avall, retorna com a depressió que produeix un cert tancament a la canya; aquest tancament reforça la depressió que ara viatja tub avall i retorna com a sobrepessió que augmenta l'obertura de la canya; això fa entrar més aire a pressió i es crea així una sobrepessió que tanca el cicle. El període correspon a dos viatges d'anada i tornada. En certa manera actua com els motors de quatre temps.



**Figura 3.4** El paradigma del clarinet.

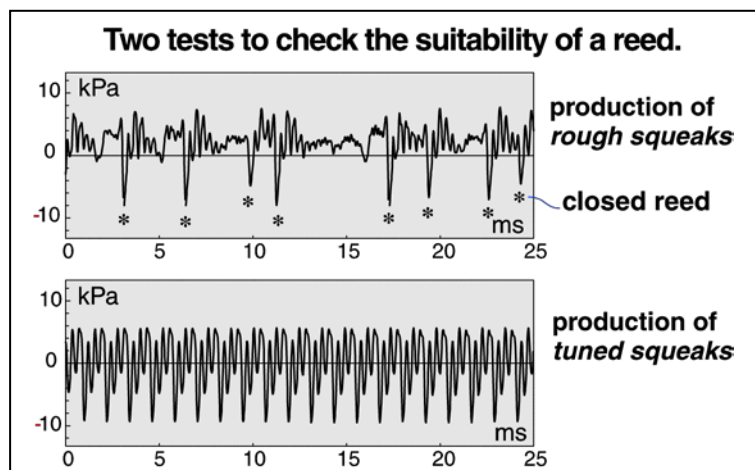
En les xeremies, però, es presenta una paradoxa: el període correspon a un sol viatge d'anada i tornada. Les reflexions que retornen no són reforçades sinó que determinen el tancament bruscat de la canya –cosa que genera una forta depressió– i un recomençament de cicle. És a

dir, el control efectiu de la canya és responsabilitat del primer eco. Quina explicació té? Quines forces ho permeten? La resposta la trobem en un aliat poderós, les depressions de Bernoulli (figura 3.5): si intercalem un estretament en un tub cilíndric amb cabal circulat, com que l'aire ha d'augmentar localment de velocitat, la pressió disminueix localment (per conversió d'energia potencial de pressió en energia cinètica). Si el pas estret és de paret flexible, aquesta depressió tendeix a tancar-la, amb la qual cosa es reforça la depressió i el tancament. En les canyes dels instruments, les depressions de Bernoulli estan associades a passos estrets: són febles en el *règim no batent* del clarinet, apreciables en el saxòfon (per causa de la forma interior de l'embocadura), intenses en la doble canya de l'oboè, i decisives en la doble canya de la *tenora*, com ho posa de manifest que es puguin obrir i tancar vibratòriament sense la columna d'aire de l'instrument en la producció del *rogall*.



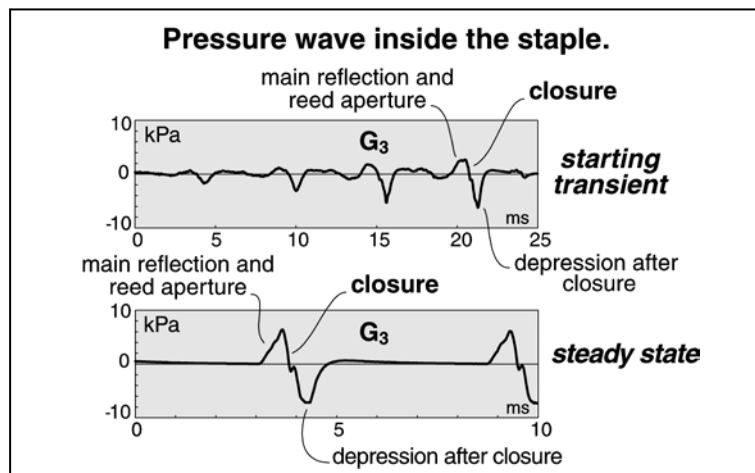
**Figura 3.5** Un aliat poderós en els instruments de vent amb llengüetes: les depressions de Bernoulli.

Per tal de provar l'adequació d'una canya de tenora per a la producció de les notes greus, se la fa sonar sense l'instrument, acoblada únicament al *tudell* (tub cònic curt que li fa de suport), i amb poca pressió dels llavis. El so produït, el *rogall*, és ronc. L'observació de les fluctuacions de pressió dins el *tudell* (figura 3.6) posa de manifest la presència de tancaments erràtics de la canya, que són produïts directament per la inestabilitat creada per la depressió de Bernoulli a l'interior de la canya. Tot i que aquesta inestabilitat arriba a tancar-la, no garanteix la periodicitat dels tancaments. És aquesta impredictibilitat que fa que el so produït sigui ronc.



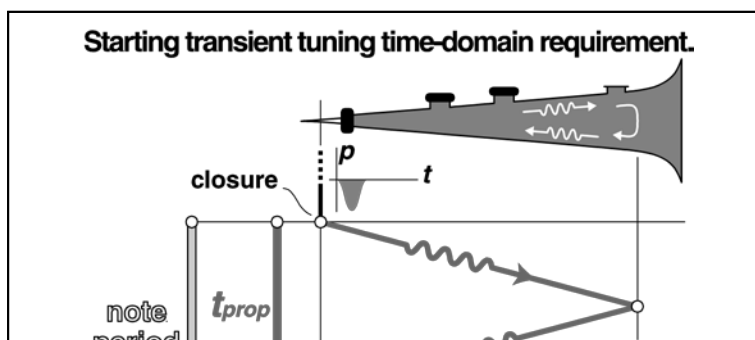
**Figura 3.6** Dues proves per a comprovar l'adequació d'una canya de *tenora*: els *rogalls* (*rough squeaks*) i els *xiulets* (*tuned squeaks*).

Les ones reflectides que es propaguen tub amunt (és a dir, vers la canya) actuen a la manera de marcapassos i regularitzen la producció de tancaments de la canya. L'observació de les fluctuacions de pressió dins del tudell en el *transitori d'atac* –inici d'una nota– (figura 3.7) fa evident aquest paper regulador. Una primera depressió –que retorna com a sobrepressió– n'ocasiona, per causa de la depressió de Bernoulli, una altra de més intensa, i així successivament fins arribar, en uns pocs cicles, al tancament complet. En règim permanent, s'observa com l'arribada de cada sobrepressió –reflexió de la intensa depressió ocasionada pel tancament bruscat de la canya– desencadena el ràpid procés de tancament, previ a una obertura que fa entrar aire a gran velocitat i que és responsable de la inestabilitat associada a la depressió de Bernoulli.



**Figura 3.7** Ona de pressió dins el *tudell* (*staple*) –lloc d'acoblament de la canya– de la *tenora*.

Així doncs, en les xeremies la condició per a l'afinació de l'atac d'una nota és que el període correspongui a la suma del temps invertit en un viatge d'anada i tornada, més l'interval de temps requerit pel procés d'obertura i tancament bruscat de la canya (figura 3.8). Mesures fetes en el conjunt de notes del primer registre de la tenora han posat de manifest que aquest interval, des de l'arribada de la reflexió fins al tancament de la canya, és molt aproximadament d'1 milisegon per a totes elles.



**Figura 3.8** El requisit d'afinació en transitori d'atac en una xeremia.

I quin paper hi juguen les ressonàncies de la columna d'aire? –ressonàncies corresponents a la condició de contorn d'extrem tancat a l'extrem on es troba la canya—. Si hi ha un mode propi intens de període proper al de la nota, la seva ressonància reforça la vibració a cada període fent més estable el règim permanent. Si, a més, hi ha altres modes propis amb freqüències harmòniques amb la d'aquest, col·laboren en l'establiment de la vibració i enriqueixen el timbre en aportar harmònics més intensos. Les freqüències de ressonància són, per tant, decisives en l'afinació de les notes mantingudes.

## 4. Contribucions a l'acústica dels tubs cònics.

En la recerca sobre l'acústica de les xeremies de la *cobla* no vàrem trobar fetes totes les eines teòriques que ens calien i això ens va portar a desenvolupar-les. Com a contribucions més rellevants cal esmentar:

- Formulació, en el domini temporal, de les **funcions de reflexió amb creixement exponencial** associades a certes discontinuïtats en tubs cònics.
- Desenvolupament d'un **mètode de multiconvolució** adequat per a tubs cònics amb múltiples discontinuïtats, i capaç de tractar els casos amb algunes funcions de reflexió amb creixement exponencial.
- Exploració de l'aplicabilitat de les **funcions de resposta impulsional alternatives** corresponent a l'acoblament del tub a terminacions o prolongacions anecoiques.
- Formulació general de l'**equació d'ona unidimensional en pavellons axisimètrics**.

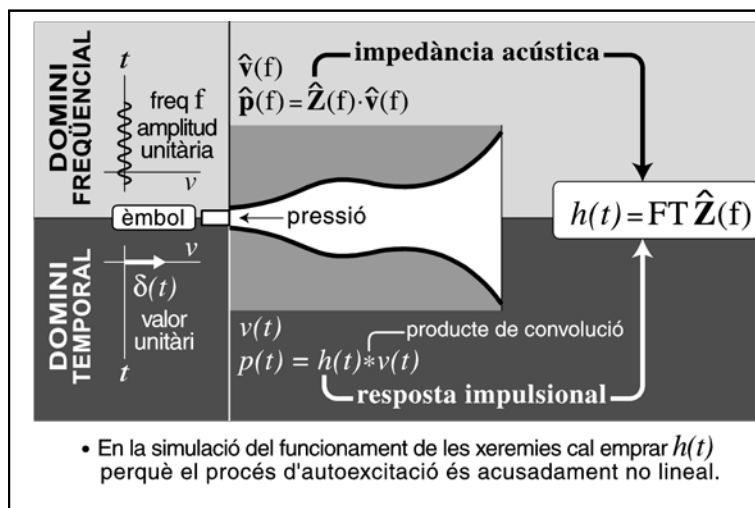
### 4.1 FUNCIONS DE REFLEXIÓ AMB EXPONENCIALS CREIXENTS.

En primera aproximació, l'acústica lineal de les columnes d'aire dels instruments de vent pot ser estudiada a partir de la propagació d'ones unidimensionals, i de la seva reflexió i transmissió en les discontinuïtats. Per fer-ho hi ha dos grans àmbits el *freqüencial* i el *temporal*.

La modelització freqüencial pressuposa règims permanents sinusoidals que se superposen. Això la fa artificial i la fa inadequada en l'estudi d'interaccions no lineals de la columna d'aire, com és el cas de l'autoexcitació en els transitoris d'atac i els règims permanents en les xeremies. El seu gran avantatge és la senzillesa i precisió de les tècniques de càlcul i experimentals.

La modelització temporal és la més propera a la realitat física perquè els fenòmens físics evolucionen en el temps. El seu principal avantatge és que, per aquesta raó, pot ser emprada per a descriure la interacció no lineal de la columna d'aire amb els elements que fonamenten l'autoexcitació en els instruments musicals, cosa que la fa preferir a la modelització freqüencial, tot i ser més complicada des del punt de vista del càlcul. El seu inconvenient més gran és la dificultat d'experimentació directa i les limitacions de precisió en les tècniques de càlcul.

El descriptor més rellevant, en ambdós dominis, és la relació entre la pressió i la velocitat a l'entrada de l'instrument (Fig.4.1).





**Figura 4.1** Domini freqüencial *versus* domini temporal.  
Impedància acústica  $\hat{\mathbf{Z}}(f)$  i resposta impulsional  $h(t)$ .

En el domini freqüencial és l'anomenada *impedància acústica d'entrada*  $\hat{\mathbf{Z}}(f)$ , que descriu la resposta estacionària en pressió –en amplitud i fase– a una entrada de velocitat sinusoidal d'amplitud unitària. La resposta estacionària en pressió  $\hat{\mathbf{p}}(f)$  a una velocitat d'entrada  $\hat{\mathbf{v}}(f)$  arbitrària ve donada pel producte de variables complexes  $\hat{\mathbf{p}}(f) = \hat{\mathbf{Z}}(f) \hat{\mathbf{v}}(f)$ . En el domini temporal, és l'anomenada *resposta impulsional d'entrada*  $h(t)$ , que descriu la resposta en pressió a una velocitat d'entrada impulsional unitària (delta de Dirac). La resposta en pressió  $p(t)$  a una velocitat d'entrada  $v(t)$  arbitrària ve donada pel *producte de convolució*:

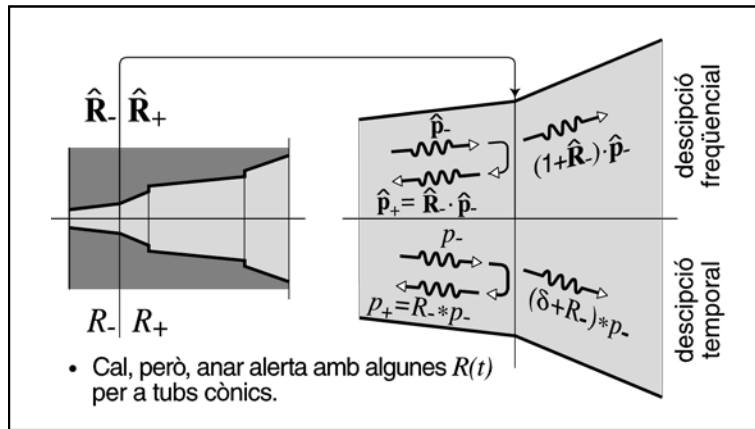
$$p(t) = h(t) * v(t) \equiv \int_0^t h(\tau) v(t - \tau) d\tau. \quad (4.1)$$

Els dos descriptors es relacionen per mitjà de la transformada de Fourier,  $h(t) = \text{FT} \hat{\mathbf{Z}}(f)$ , quan aquesta existeix.

En la simulació del funcionament de les xeremies, cal emprar la resposta impulsional  $h(t)$  perquè el procés d'autoexcitació és acusadament no lineal (Barjau, 1987; Barjau and Agulló, 1989). A l'hora de trobar  $h(t)$ , la via experimental és problemàtica. En el domini temporal, com que no es pot experimentar amb cabals que siguin una delta de Dirac, cal fer servir la resposta a una pulsació finita de cabal, cosa que, d'acord amb l'equació (4.1), obliga a un procés de *desconvolució numèrica*. Com que aquest procés implica la inversió d'una matriu singular, per tal d'estabilitzar-lo cal recórrer a tècniques de regularització com la *descomposició matricial en valors singulars* (MSVD) (Sondhi and Resnick, 1983; Press *et al.*, 1988a) o bé a procediments iteratius com el *mètode del gradient conjugat* (CGM) (Sarkar *et al.*, 1985; Press *et al.*, 1988b), però en ambdós casos la solució presenta incerteses (Agulló *et al.*, 1995). L'experimentació en l'àmbit freqüencial, fent la mesura de la impedància acústica  $\hat{\mathbf{Z}}(f)$ , que és senzilla i molt precisa, i obtenint  $h(t)$  com a transformada de Fourier, presenta el problema de la resolució temporal assolible per a  $h(t)$ , que ve donada per la inversa de la freqüència màxima (en Hz). No és usual anar més enllà de 10 kHz en la mesura de  $\hat{\mathbf{Z}}(f)$ , valor que limita la resolució temporal a 0,1 ms, insuficient en molts casos.

L'obtenció de  $h(t)$  per càlcul tampoc està lliure de problemes. En principi, el càlcul de  $\hat{\mathbf{Z}}(f)$  no presenta dificultats conceptuals per a columnes d'aire que es puguin descriure per mitjà de trams cilíndrics i cònics. Es pot obtenir a partir dels *coeficients de reflexió*  $\hat{\mathbf{R}}_+(f)$  i  $\hat{\mathbf{R}}_-(f)$  associats a les discontinuïtats (figura 4.2) i a les obertures a l'exterior (Cardona, 1981), que relacionen l'ona propagativa reflectida a la discontinuïtat amb l'ona incident.  $\hat{\mathbf{p}}_-(f)$  és representatiu d'una ona

sinusoïdal de pressió que es propaga tub avall (vers l'extrem obert), i  $\hat{p}_+(f)$  en representa una que es propaga tub amunt (vers l'extrem on hi ha la canya). I, anàlogament, en la descripció temporal:  $p_-(t)$  i  $p_+(t)$  són ones de pressió que viatgen tub avall i tub amunt, respectivament.



**Figura 4.2** Coeficients de reflexió  $\hat{R}(f)$  i funcions de reflexió  $R(t)$  associats a una discontinuïtat.

Hi ha, però, el problema ja esmentat de la resolució temporal de  $h(t)$ , que demanaria un interval freqüencial inassolible per a  $\hat{Z}(f)$ . Queda com a opció el càlcul de  $h(t)$  directament en el domini temporal per mitjà de les *funcions de reflexió*  $R_+(t)$  i  $R_-(t)$  associades a les discontinuïtats i a les obertures. I aquí es va presentar una dificultat del tot imprevista: algunes de les funcions de reflexió en discontinuïtats de tubs cònics no apareixien en la bibliografia. Només vam trobar algun comentari al·lusionari a la inexistència de la seva transformada de Fourier que les relacionés amb els corresponents coeficients de reflexió.

L'origen del problema es trobava en les ones propagatives emprades per a descriure l'acústica dels tubs cilíndrics i cònics -que fonamentaven la formulació dels coeficients i funcions de reflexió- perquè en el cas dels tubs cònics convergents la descripció matemàtica discrepava de la realitat física (Ayers, 1985). Així com les *ones planes* -que són les considerades en els tubs cilíndrics- i les *ones esfèriques divergents* -que són les considerades en els tubs cònics divergents- tenen plena vigència física com a règims vibratoris permanents -poden propagar-se indefinidament en el temps- tal com pressuposa la seva descripció matemàtica, aquest no és el cas de les *ones esfèriques convergents* -que són les considerades en els tubs cònics convergents-. Físicament, del centre o del vèrtex del con no es passa: les ones hi són reflectides com a ones divergents. La descripció matemàtica que se'n fa, que pressuposa un règim propagatiu convergent permanent, discrepa d'aquesta realitat física. I aquí comencen les dificultats.

La descripció matemàtica de les ones propagatives preveu, per a un tub cònic convergent (figura 4.3), que la introducció d'un impuls unitari de velocitat  $a\delta(t)$  -amb  $a$  amb dimensions de longitud i valor unitari i  $\delta(t)$  l'impuls de Dirac- origini a la secció d'entrada (en rigor esfèrica i situada a la distància  $r_0$  del vèrtex) una pressió:

$$p(t, r_0) = Z_0 a \delta(t) + Z_0 \frac{c}{r_0} a \delta(t) e^{\frac{c}{r_0} t} = h(t) ; v(t, r_0) = a \delta(t) \quad (4.2)$$

D'aquesta formulació de la pressió, només es correspon amb la realitat física l'interval temporal  $0 \leq t \leq (2r_0/c)$ , a partir del qual arriben reflexions del vèrtex.

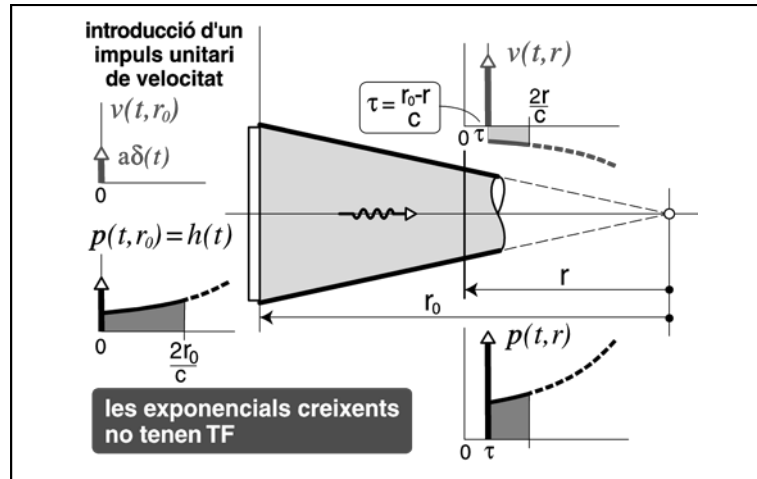


Figura 4.3 Propagació d'impulsos en un tub cònic convergent.

Per a una distància  $r < r_0$  del vèrtex, la formulació de la pressió i velocitat, amb  $\tau = (r_0 - r)/c$ , són:

$$p(t, r) = Z_0 \frac{r_0}{r} a \delta(t - \tau) + Z_0 \frac{c}{r} a \varepsilon(t - \tau) e^{\frac{c}{r_0}(t - \tau)} \quad (4.3)$$

$$v(t, r) = \frac{r_0}{r} a \delta(t - \tau) - c \frac{r_0 - r}{r^2} a \varepsilon(t - \tau) e^{\frac{c}{r_0}(t - \tau)} \quad (4.4)$$

Tant els valors dels impulsos com els valors d'inici de les exponencials tendeixen hiperbòlicament vers infinit en apropar-se a al vèrtex, punt que constitueix una singularitat. Tot i que aquestes expressions preveuen  $p(t, r)$  i  $v(t, r)$  per a  $t > \tau = (r_0 - r)/c$ , la significació física d'aquestes expressions està limitada a  $\tau = (r_0 - r)/c < t < (r_0 + r)/c$ , interval entre l'arribada a  $r$  de l'ona d'entrada i l'arribada de la seva reflexió al vèrtex. La presència d'exponencials creixents en aquestes funcions i en les que se'n deriven –funcions de norma no acotada i, per tant mancades de transformada de Fourier que permeti relacionar-les amb les corresponents en el domini freqüencial– havia estat la causa que certes funcions de reflexió per a discontinuïtats en tubs cònics no haguessin estat desenvolupades.

Va caler formular aquestes funcions de reflexió (Martínez, 1987; Martínez and Agulló, 1988) –necessàries per al càlcul directe en el domini temporal de la resposta impulsional d'entrada  $h(t)$ – i preveure'n la seva utilització adequada i numèricament estable (Martínez *et al*, 1988; Agulló *et al.*, 1992). Per a la discontinuïtat de pas de tub cilíndric a cònic convergent (figura

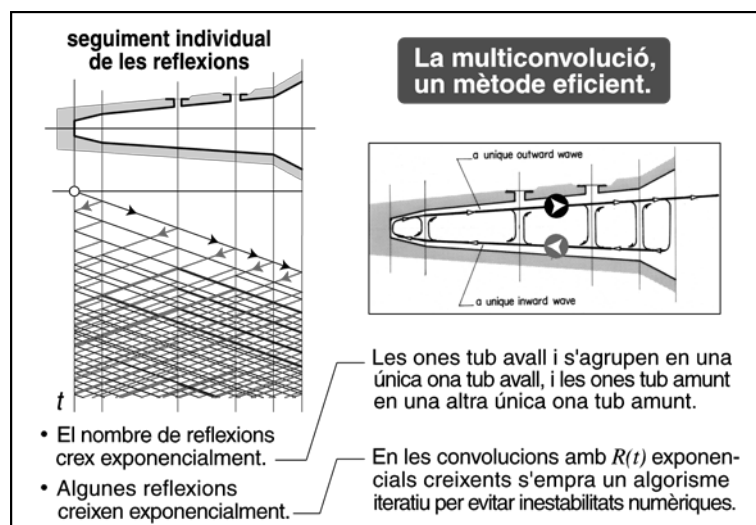
4.4), en la funció que descriu la reflexió que té realitat física –incloses les reflexions al vèrtex–si bé hi ha un tram inicial exponencial creixent, les reflexions la venen a modificar i a mantenir amb norma finita. La idealització matemàtica donada per l'exponencial creixent per a temps no acotat és útil, però cal emprar-la amb precaucions.

**Figura 4.4** Funcions de reflexió amb exponencials creixents.

Les exponencials creixents es presenten en les funcions de reflexió quan en la discontinuïtat disminueix el ritme de creixement de la secció o quan augmenta el de decreixement.

#### 4.2 MÈTODE DE MULTICONVOLUCIÓ.

Un altre pas remarcable en el càlcul de la  $h(t)$  directament en el domini temporal va ser la formulació del *procés de multiconvolució* (Martínez *et al*, 1988; Barjau *et al*, 1988) per a tubs formats per trams cilíndrics i cònics, i amb obertures a l'exterior. Els treballs publicats fins aleshores –limitats a casos amb funcions de reflexió sense exponencials creixents– resseguien individualment cadascuna de les reflexions que s'originaven a les discontinuïtats i en feien la suma. Per a un nombre realista de discontinuïtats, el nombre de reflexions a considerar creix exponencialment en el temps (figura 4.5), cosa que fa inviable el càlcul de  $h(t)$  per a l'interval temporal necessari.



**Figura 4.5** De les funcions de reflexió  $R(t)$  a la resposta impulsional  $h(t)$ .

Vàrem resoldre aquesta dificultat procedint a descriure en cada tram del tub totes les ones tub avall i totes les ones tub amunt per mitjà d'una única ona tub avall i una altra tub amunt. Això s'aconsegueix sumant a cada discontinuïtat, des de bon començament, l'ona tramesa amb la reflectida del seu mateix sentit. Amb això quedava resolta la dificultat del nombre creixent d'ones a considerar. La dificultat associada a la presència de funcions de reflexió amb exponencials creixents es va resoldre amb un algorisme iteratiu d'integració apropiat per a funcions exponencials. D'aquesta manera s'evitava haver d'obtenir un valor finit com a diferència de dos valors que creixien exponencialment.

#### 4.3 FUNCIONS DE RESPOSTA IMPULSIONAL ALTERNATIVES.

El pas següent al càlcul de  $h(t)$  era la seva utilització en la modelització de les vibracions autoexcitades en la columna d'aire interior del tub, basada en la integral de convolució de l'equació 4.1, en la qual  $v(t)$  està relacionada amb  $p(t)$  per la dinàmica no lineal del dispositiu d'autoexcitació. Com que per a tubs amb radiació i esmorteïment intern febles la funció  $h(t)$  decau lentament, va aparèixer en la bibliografia dels anys 80 una proposta d'utilització de funcions de resposta impulsional alternatives obtingudes per acoblament de la secció d'entrada a una prolongació o terminació anecoica (figura 4.6), acoblament que les extingeix més ràpidament.

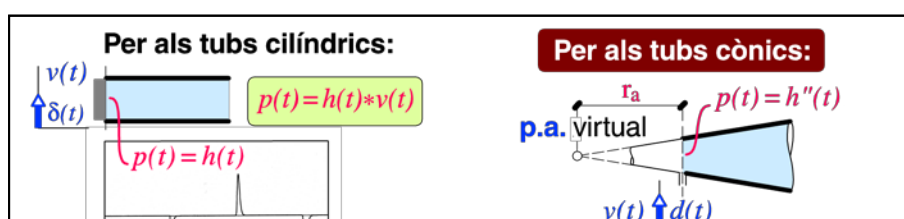
La proposta va tenir el seu origen en la modelització dels transitoris d'atac en el clarinet (Schumacher, 1981) i, conseqüentment, s'aplicava a tubs cilíndrics, que són el paradigma de la simplicitat en l'acústica de tubs en el domini temporal. En aquest cas la resposta impulsional alternativa  $h'(t)$  estableix la relació:

$$p(t) = h'(t) * \left[ v(t) + \frac{p(t)}{Z_0} \right] \quad (4.5)$$

Vàrem explorar la possible utilització d'aquesta estratègia al cas de les xeremies (Agulló and Barjau, 1986; Agulló *et al*, 1988), que en tenir una entrada cònica divergent porta a introduir una prolongació anecoica virtual convergent (figura 4.6). Aquesta prolongació, si bé pot ser formulada matemàticament i dóna lloc a la resposta impulsional alternativa  $h''(t)$ , no es correspon amb la realitat física –les ones es reflecteixen al vèrtex–. Si el tub té alguna funció de reflexió amb un terme exponencial creixent, aquest creixement no és cancel·lat per la prolongació anecoica i  $h''(t)$  és no acotada, amb la qual cosa no pot ser emprada com a nucli d'una integral de convolució. En absència de reflexions amb exponencials creixents, la resposta impulsional alternativa  $h''(t)$  estableix la relació:

$$p(t) = h''(t) * \left[ v(t) + \frac{p(t)}{Z_0} + \frac{c}{Z_0 r_a} \int_0^t p(t) dt \right] \quad (4.6)$$

on  $r_a$  és la distància de la secció d'entrada al vèrtex de la prolongació anecoica virtual cònica.



**Figura 4.6** L'aparent simplificació de les prolongacions anecoïques.

En les xeremies, en ser la secció d'unió del tudell amb el tub cònic principal una discontinuïtat amb funció de reflexió amb una exponencial creixent, l'estratègia de la prolongació cònica anecoïca (en versió matemàtica) és inviable.

Com a alternativa que evitava aquest inconvenient, vam considerar l'acoblament de la secció d'entrada de la xeremia a una terminació anecoïca cilíndrica (figura 4.6), per a la qual la versió matemàtica era físicament consistent. En aquest cas la resposta impulsional alternativa  $h'(t)$  no s'extingeix tan ràpidament com en el cas de la prolongació anecoïca virtual cònica perquè el canvi de conicitat en la secció d'unió es generen reflexions –per bé que amb funcions de reflexió sense exponencial creixent–. En aquest cas, la resposta impulsional alternativa  $h'(t)$  relaciona la pressió i velocitat a la secció d'entrada d'acord amb l'equació 4.6, l'aplicació numèrica de la qual originava inestabilitats per causa de la funció de reflexió amb exponencial creixent associada a la unió del tudell amb el tub cònic principal.

No va quedar, doncs, altra opció que emprar la resposta impulsional genuïna  $h(t)$  tot i el seu decaïment més lent.

#### 4.4 UNA EQUACIÓ D'ONA UNIDIMENSIONAL GENERAL PER A TUBS AXISIMÈTRICS.

En la modelització emprada de l'acústica de tubs formats per trams cilíndrics i cònics, implícitament es negligia, a cada discontinuïtat, la inèrcia i compressibilitat del volum d'aire contingut entre la secció final d'un tram i la inicial del següent, seccions que són planes per als trams cilíndrics i esfèriques per als cònics. Aquest fet no és preocupant per a les discontinuïtats al llarg del cos principal de l'instrument, però pot ser-ho en el pavelló, quan és modelitzat com una successió de trams cònics. Això ens va portar a considerar l'acústica de pavellons o guies-ona de secció variable, limitant-nos al cas d'ones unidimensionals en tubs axisimètrics.

Les equacions d'ona unidimensionals clàssiques per a guies ona de secció variable al llarg del seu eix recte, com les formulades per Bernoulli, Lagrange i Euler el segle XVIII, Green i Helmholtz el segle XIX, i Rayleig i Webster el segle XX, consideren que les ones són planes, hipòtesi que no compleix la condició d'ortogonalitat de les superfícies equipotencials amb la paret del tub de secció variable (figura 4.7).

<b>L'equació d'ona unidimensional clàssica.</b> s XVIII: Bernoulli, Lagrange, Euler, ... s XIX: Green, Helmholtz, ... s XX: Rayleig, Webster, ...	<b>Dues aproximacions a la nova equació d'ona</b> spherical surfaces C <sup>1</sup> match
--	---

**Figura 4.7** Un pas més en les equacions d'ona unidimensionals.  
Versions *esfèrica* i *oblata-esferoidal* de l'equació dels pavellons.

Més recentment havien aparegut intents de formulació d'equacions d'ona unidimensionals per a pavellons que satisfessin la condició d'ortogonalitat (Weibel, 1955; Benade and Jansson, 1974), però no havien acabat de resoldre bé la intervenció de la inèrcia i compressibilitat dels volums continguts entre la secció final d'un diferencial de pavelló –descriu d'acord amb un cert ajust de coordenades– i la d'entrada del següent diferencial. En línia amb aquests intents, vàrem formular una equacions d'ona unidimensional per a pavellons axisimètric que verifiquessin la condició d'ortogonalitat de les superfícies equipotencials amb la paret del pavelló (Agulló *et al.*, 1999; Keefe and Barjau, 1999; Jordi, 1999). Vàrem definir les superfícies equipotencials per mitjà de coordenades locals que garantissin la doble condició d'ortogonalitat a l'eix i amb la paret del pavelló. Com a graus progressius d'aproximació ho vàrem particularitzar al cas de les coordenades locals esfèriques i al cas de les coordenades locals oblates esferoidals.

**Equació d'ona esfèrica (*Spherical horn equation*)**. Es deriva d'un ajust local amb coordenades esfèriques. A cada secció del pavelló es considera que la superfície equipotencial és la superfície esfèrica que li és ortogonal (figura 4.7). Aquest és un ajust de primer grau –ajust  $C^1$ – entre les coordenades ortogonals locals i les associades al pavelló: la superfície cònica ortogonal a la superfície equipotencial esfèrica és tangent al pavelló en la secció considerada. El gruix dels elements és més gran en l'eix que en el contorn tocant al pavelló.

**Equació d'ona esferoidal oblata (*oblate spheroidal horn equation*)**. Es deriva d'un ajust local amb coordenades oblates esferoidals. A cada secció del pavelló es considera que la superfície equipotencial és la superfície el·lipsoidal que li és ortogonal i per a la qual la superfície hiperboloidal ortogonal té la mateixa curvatura local del perfil del pavelló (figura 4.7). Aquest és un ajust de segon grau –ajust  $C^2$ – entre les coordenades ortogonals locals i les associades al pavelló. El gruix dels elements és més gran en l'eix que en el contorn tocant al pavelló, però menys acusadament que en el cas de l'ajust esfèric.

Aquestes equacions d'ona van ser aplicades als tres pavellons amb definició analítica més emblemàtics i ben estudiats en l'àmbit dels instruments musicals:

- Cas del *pavelló exponencial*:  $R(z) = R_0 e^{\mu z}$ .

<b>The <i>tenora</i> in the Musical Acoustics context.</b>			
<b>related international milestones</b>			<b><i>tenora</i></b>
60's	<b>Nederveen's</b> frequency-domain models based on length corrections	Frequency-domain models	
	<b>Backus's</b> input impedance measurements on clarinets		<ul style="list-style-type: none"> <li>• Input impedance measurements and calculations</li> <li>• Spectral analysis of the pressure wave inside the staple</li> </ul>
70's	<b>Benade's</b> frequency-domain theory of modal collaboration	Time-domain models	<ul style="list-style-type: none"> <li>• Formulation of reflection functions</li> <li>• Multiconvolution algorithm</li> <li>• Time-domain simulation</li> <li>• Computer Aided Design</li> </ul>
80's	<b>Ayers's</b> time-domain acoustics of conical bores		
	<b>Schumacher's</b> <i>ab initio</i> calculations of clarinet starting transients		
90's			<b>Basic research on:</b> <ul style="list-style-type: none"> <li>• Horn time-domain wave equation</li> <li>• Time-domain deconvolution</li> </ul>
00's			<ul style="list-style-type: none"> <li>• Towards a better understanding of its time-domain behaviour</li> <li>• <b>Redesign of the <i>tenora</i></b></li> <li>• <b>Design of the <i>baritona</i></b></li> </ul>

- Cas del *pavelló catenoïdal*:  $R(z) = R_0 \cosh(\mu z)$ .
- Cas del *pavelló de Bessel*:  $R(z) = R_0 (1 - \mu z)^{-\sigma}$ .

Fetes les comprovacions es va concloure que, per als pavellons emprats en les xeremies, el petit guany aconseguit respecte a emprar l'equació d'ona unidimensional clàssica, com la de Webster, no compensava l'esforç.

La figura 4.8 mostra una panoràmica dels avenços fets en la recerca pròpia relativa a l'acústica de la *tenora*, en paral·lel amb l'evolució de l'acústica musical en l'àmbit internacional descrita per mitja de les fites històriques més destacades (Nederveen, 1969; Benade, 1976; Backus, 1977). Al marge d'aquestes fites internacionals, són remarcables les fites pròpies consistents en la primera simulació –en l'àmbit internacional– dels transitoris d'atac d'una xeremia (Barjau, 1987), l'aprofundiment en l'estudi del funcionament de les xeremies en el domini temporal (Agulló, 2001), així com l'aplicació del coneixement científic adquirit al redisseny d'una xeremia existent –la *tenora*– (Barjau *et al*, 2007) i al disseny d'un nou instrument –la *baritona*–, aquests dos darrers treballs desenvolupats en el marc dels programes de recerca de l'Institut d'Estudis Catalans que es descriuen en la secció 6.

**Figura 4.8** La recerca de la *tenora* en el context de l'Acústica Musical.



## 5. Component caòtic determinista en la *tenora*.

En el funcionament d'una canya de *tenora* és donen les circumstàncies precises per al caos determinista (Agulló, 1994). En bufar-hi, s'inicia un cabal d'entrada de velocitat creixent. En tractar-se d'un pas estret, s'hi crea una depressió de Bernoulli que tendeix a tancar-la. En ser flexible la canya, hi ha una velocitat crítica de l'aire entrant per damunt de la qual el procés es fa inestable: el progressiu tancament de la canya augmenta la velocitat, la qual cosa reforça la depressió i el tancament, i finalment es produeix un tancament violent de la canya que crea una breu i intensa depressió en el seu interior –que es propaga tub avall si el tudell es troba unit a l'instrument–. En haver-se tancat la canya, s'atura el cabal d'entrada, i sense cabal la canya passa a obrir-se i el procés recomença. Hi ha, doncs, una fase del moviment de tancament inestable acotada per una no linealitat –tancament final de la canya– que reconduïx novament l'evolució del moviment vers la fase inestable. Cada pas per la fase inestable presenta una elevada sensibilitat a les condicions inicials, cosa que dona caràcter impredecible a l'evolució del moviment de la canya si aquesta no està acoblada a l'instrument (figura 3.6). Aquest procés caòtic origina un so ronc, el *rogall*, emprat per comprovar l'adequació de les canyes de *tenora* per a emetre les notes greus. Si la canya està acoblada a l'instrument, les reflexions que li arriben actuen de marcapassos i regularitzen la periodicitat de la vibració (figura 3.7).

La figura 5.1 mostra una simulació dinàmica de l'evolució de les tres variables de l'espai de fases implicat: desplaçament i velocitat de la canya, i cabal entrant. S'observa com després d'una obertura i ràpid creixement del cabal, la depressió de Bernoulli ocasiona un primer intent no reeixit de tancament seguit d'una nova obertura i creixement de cabal. La sensibilitat a les condicions inicials degudes a les fases progressivament més inestables de tancament es posa de manifest pel conjunt de trajectòries properes. En conseqüència, el tancament es produeix erràticament en dos o més cicles d'oscil·lació de la canya. La corba d'evolució, tot i trobar-se en un domini finit de l'espai de fases, difereix d'un cicle límit i constitueix un *atractor caòtic*, que és un objecte geomètric *fractal*.

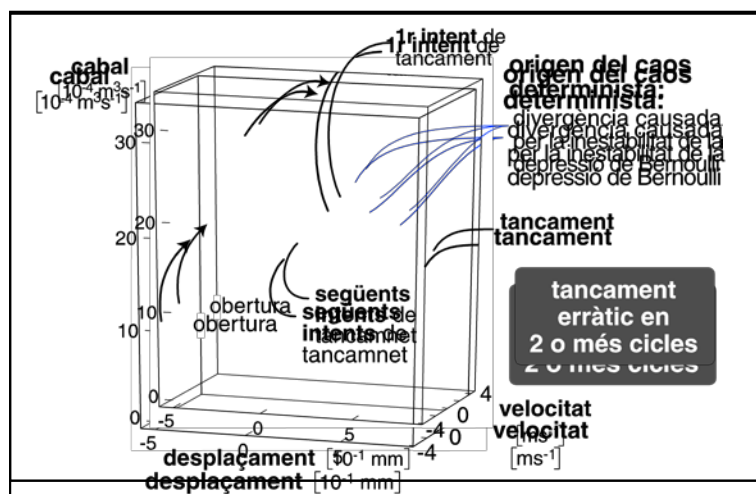


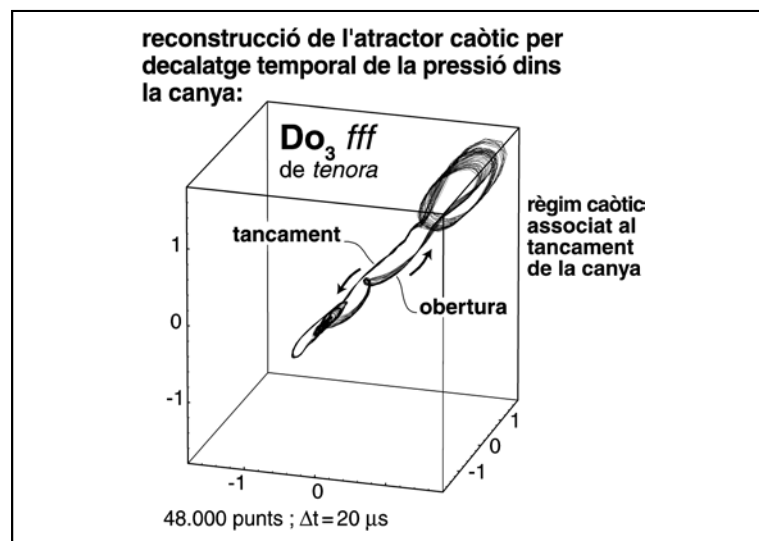
Figura 5.1 Simulació de l'atractor caòtic del rogall de canya de *tenora*.

La determinació experimental directa d'aquest atractor caòtic és poc factible, però en l'àmbit de la dinàmica caòtica hi ha la possibilitat de la reconstrucció per decalatge temporal d'una

única variable. I la pressió dins la canya és la variable de mesura més fàcil. La pressió, com la mostrada en el rogallo de la figura 3.6, constitueix una de les variables de l'espai de fases reconstruït, i les altres dues corresponen a la pressió amb un i amb dos decalatges temporals, respectivament (figura 5.2). Tot i que l'aspecte de l'atractor reconstruït difereixi del que correspondria a l'espai de fases considerat a la figura 5.1, la seva dimensió fractal és la mateixa. Només cal triar adequadament els decalatges per tal que l'atractor obtingut ofereixi una visualització clara del caràcter fractal i, si és el cas, possibiliti una mesura precisa de la *dimensió fractal*.

**Figura 5.2** Reconstrucció, per decalatge temporal, de l'atractor caòtic del rogallo a partir de la pressió dins de la canya.

L'aplicació d'aquesta tècnica de reconstrucció de l'atractor en l'espai de fases per mitjà del decalatge temporal de la pressió mesurada dins la canya quan aquesta està unida a l'instrument, com la mostrada en el règim permanent de la figura 3.7 per a un  $\text{Sol}_2$  de tenora, porta a un atractor proper a un cicle límit per bé que amb un cert caràcter caòtic associat a la inestabilitat que clou la canya, no del tot extingit per l'arribada de les reflexions que regularitzen la periodicitat de la vibració, com és el cas de l'atractor reconstruït mostrat a la figura 5.3.



**Figura 5.3** Reconstrucció, per decalatge temporal, de l'atractor caòtic del  $\text{Do}_3$  fff de la tenora a partir de la pressió dins de la canya.

Aquest caràcter caòtic directament associat a la depressió de Bernoulli dins la canya, que és consubstancial al funcionament de les xeremies, no és l'única manifestació caòtica que es pot presentar en aquests instruments. Com ja es va esmentar en l'apartat 2.3 *"Instruments basats en el règim vibratori autoexcitat"*, si bé en el funcionament normal d'aquests instruments un mode de ressonància controla el ritme del procés d'autoexcitació, en determinades circumstàncies pot haver-hi dos modes que pugnin per a aquest control que passa a fluctuar entre els dos . Això dona lloc a un so ronc, anomenat *multifònic*, sovint considerat com a defectuós. El caràcter no lineal del procés d'autoexcitació pot fer que aquest comportament estigui lligat al volum amb el qual es produeixi el so.

Aquest modalitat de comportament caòtic es va presentar en el primer prototip de *tenora* construït en el marc del programa de recerca de l'IEC per a la millora d'aquest instrument (Barjau *et al*, 2007). Les tres notes més greus passaven a roncar quan s'incrementava el seu volum. A la figura 5.4 es mostra la forma d'ona de la nota més greu en règim normal i en règim *multifònic*. S'observa que la forma d'ona passa a fluctuar de manera erràtica.

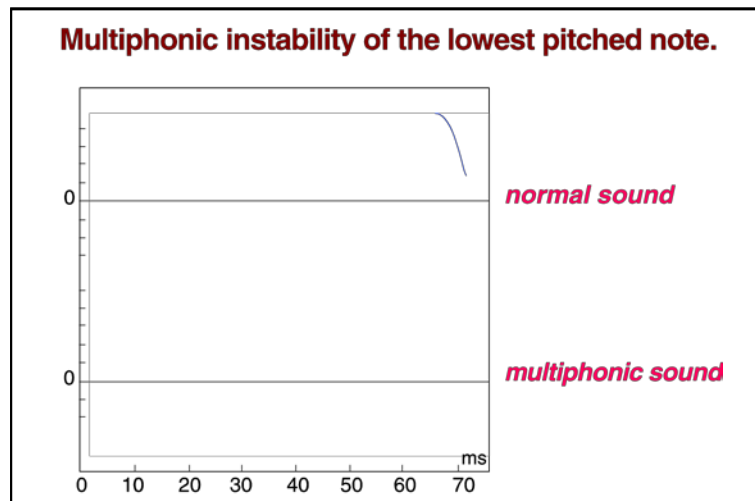
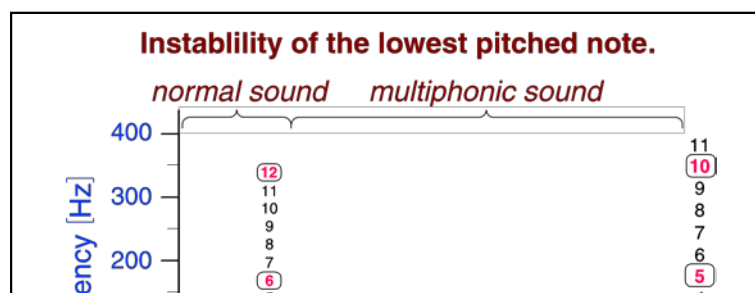


Figura 5.4 Inestabilitat *multifònica* de la nota més greu de la *tenora*.

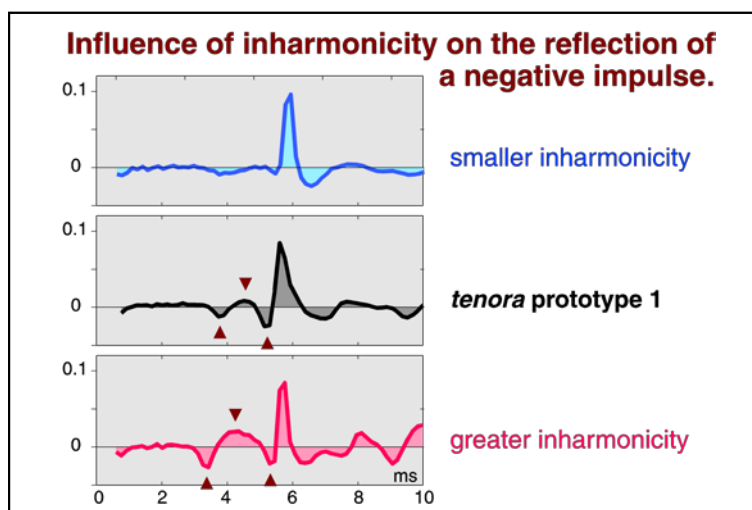
L'anàlisi freqüencial del so emès amb pressió de bufada creixent posa de manifest (figura 5.5) que a partir d'un cert instant el so fins aleshores normal, passa per un període caòtic amb un fonamental –de freqüència fluctuant– de freqüència 1/6 de la que correspondria al fonamental de la nota. En incrementar-se més la pressió de bufada, la forma d'ona tendeix a estabilitzar-se amb un període aproximadament 1/5 del de la nota.



**figura 5.5** Anàlisi espectral de la inestabilitat *multifònica* de la nota més greu de la *tenora*.

Analitzades les possibles causes, es va fer evident que aquest comportament estava associat a la inharmonicitat de les tres primeres freqüències de ressonància de la columna d'aire. Com que la columna d'aire de les notes més greus –amb tots el forats tapats o amb forats oberts al pavelló– només s'empra en aquestes notes del primer registre (a partir d'una certa nota del primer registre, els forats es fan servir també per al segon i el tercer registre, i això condiciona la freqüència de les tres primeres ressonàncies), en el càlcul del prototip el perfil del pavelló només s'havia condicionat de manera estricta la freqüència de la primera ressonància.

Aquest fenomen admet una interpretació freqüencial: en incrementar-se el volum de so i fer-se més violentes les tancades de la dobla canya, s'incrementa la presència d'harmònics –el so es fa més estrident– i aquest harmònics originen un ris (figura 5.4) que pot fer aparèixer un màxim previ i proper al de la forma d'ona del so normal. Aquest nou màxim pot desencadenar el tancament de la canya abans d'hora de manera impredecible, i conduir a un comportament caòtic. La forma de la resposta impulsional també es veu afectada per la inharmonicitat (figura 5.6). Per a inharmonicitat feble, la resposta a un impuls negatiu presenta com a primera reflexió rellevant un clar impuls positiu. Amb inharmonicitat creixent, aquest pic va precedir d'altres pics de reflexió –positius i negatius– que, tot i ser d'alçària menor, poden pertorbar el desencadenament del procés de tancament de la canya.



**Figura 5.6** Influència de la inharmonicitat, de les tres primeres freqüències pròpies de la *tenora*, en la reflexió d'un impuls negatiu.

## 6. El redisseny de la *tenora* i el disseny d'un nou instrument: la *barítona*.

Les xeremies de la *cobla*, comparades amb altres instruments tradicionals, es troben en l'extrem de màxima exigència pel que fa a qualitat instrumental. A diferència de, com ara, les *gralles*, el *tible* i la *tenora* es toquen amb partitura des de meitat del segle XIX. A més, sovint toquen conjuntament amb formacions orquestrals, els seus instrumentistes han esdevingut més professionals i és freqüent que aquests simultaniegin l'instrument de la *cobla* amb algun instrument de l'orquestra. Tot això ha significat una exigència creixent pel que fa a la qualitat d'aquests instruments.

Però de *tibles* i *tenores* se'n construeixen unes poques desenes l'any, en tant que de, posem per cas, clarinets o trompetes, se'n fabriquen centenars de milers. Això explica que l'evolució d'aquests darrers instruments, tot i basar-se fonamentalment en el mètode del "prova i error" artesà, els hagi portat a un elevat grau de perfeccionament.

Les exigències musicalment més rellevants que es plantegen a una *tenora* són:

- Afinació de les notes dels diversos registres, i en particular l'octavació correcta entre les del primer i segon registre.
- Espontaneïtat: que l'atac de les notes s'estableixi amb facilitat, cosa que està directament relacionada amb la resposta impulsional de la columna d'aire. No hi ha d'haver reflexions importants prèvies a la reflexió principal, que puguin pertorbar l'inici del procés de tancament de la canya.
- Marge dinàmic ampli: capacitat de sonar des de volum *piano* fins a *fortissimo*. Com s'ha esmentat en la Secció 5, pot tenir a veure amb la inharmonicitat de les primeres freqüències de ressonància, característica molt vinculada al perfil interior.
- Evolució gradual del timbre de les notes amb la tessitura. Per a un mateix volum de so, el timbre no és el mateix en totes les notes. El nombre d'harmònics disminueix gradualment des de les notes més greus fins les més agudes. En els instruments de vent de fusta –*woodwinds*–, el marge freqüencial de totes les notes és gairebé el mateix. En el cas de la *tenora* està limitat a uns 6 kHz.
- Evolució gradual al llarg de la tessitura i per a un mateix volum de so, de la pressió de bufada i de la pressió dels llavis sobre la doble canya.

De les imperfeccions que es puguin presentar en una *tenora*, un cert ajust de l'afinació es pot aconseguir amb retocs a l'abast dels constructors, però cal tenir en compte que l'ajust del forat d'una nota n'afecta en més o menys mesura d'altres, i afecta de manera diferent una nota i la seva octava. Això sol conduir a un procés iteratiu de retocs sovint llarg. I allí on no arriben els ajustos de l'instrument poden arribar el ajustos en la manera de fer-lo sonar per part de l'instrumentista, tota vegada que, per a un mateix volum de so, es pot variar l'afinació de la nota emesa modificant adequadament la pressió dels llavis sobre la canya i la pressió de bufada. Aquesta estratègia, però, s'aparta de l'evolució gradual desitjada d'aquestes dues variables. Cal dir, a més, que tant els ajustos en l'instrument com en la manera de tocar, poden afectar negativament les altres característiques de l'instrument, com ara la variació gradual

del timbre. Les *tenores* produïdes de manera exclusivament artesanal, fins i tot les del constructors més remarcables, demanen a l'instrumentista un període d'adaptació de diversos anys fins que ha interioritzat tots els retocs necessaris en la manera de tocar per tal d'aconseguir el resultat òptim, bo i reconeixent les limitacions d'aquest òptim.

El perfeccionament d'un instrument com la *tenora* és un cas clar de com el disseny amb base científica permet fer dreuera. El seu gran avantatge sobre el mètode iteratiu del perfeccionament artesanal és que, abans de construir un prototip, tots els canvis són considerats alhora, de manera que n'hi ha prou amb uns pocs prototips per arribar a l'instrument desitjat. I aquest ha estat el cas dels dos programes de recerca de l'Institut d'Estudis Catalans (IEC), un per a la millora de la *tenora*, "*Millora del disseny de la tenora*" (2005-2007) (Barjau *et al*, 2007) i l'altre, "*Disseny d'una Xeremia barítona –barítón– com a complement de la tenora i del tible*" (2008-2010), per al disseny d'un nou instrument de la família de les xeremies de la *cobla*, la *barítona*, instrument una *octava* per sota del *tible* i una *quarta* per sota de la *tenora*. A la figura 6.1 es mostra la tessitura d'aquests instruments referida a les notes del piano. Tots tres són transpositors, el tible i la britona estan afinats en fa (els seus Do són Fa del piano) i la tenora en Si bemoll (els seus Do són Si bemoll del piano). Això fa que la digitació de les notes sigui la mateixa per a tots ells.

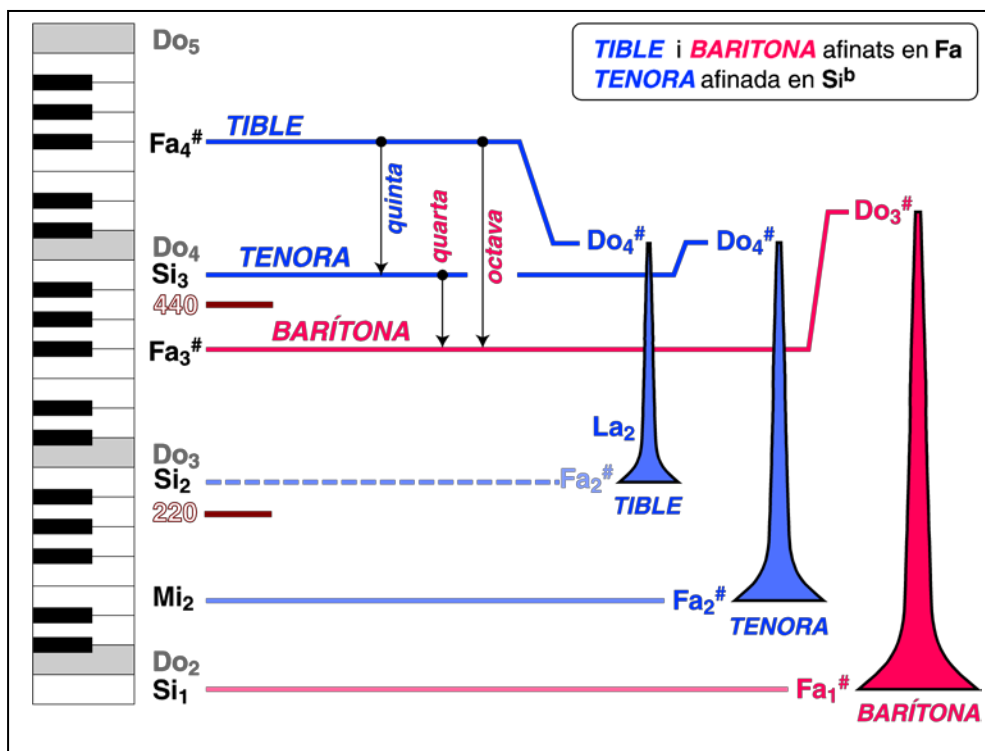
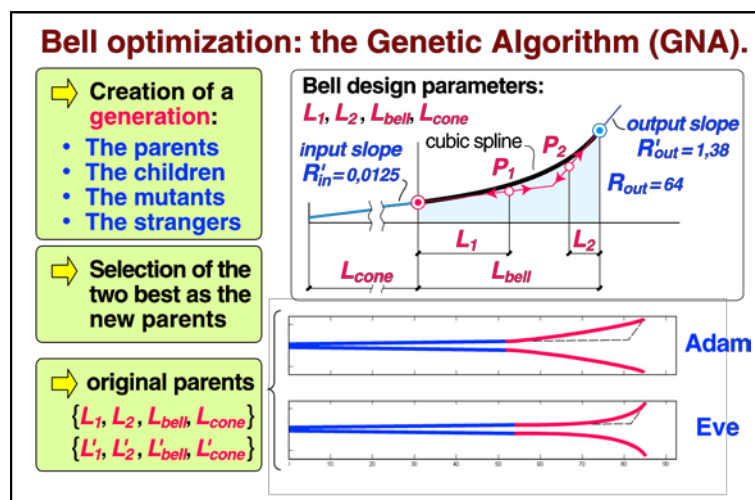


Figura 6.1 El tible, la tenora i el nou instrument: la barítona.

El programa per al redisseny de la *tenora* va partir de les recomanacions de millora de la tenora recopilades en nombroses reunions de persones de l'àmbit d'aquest instrument durant l'any del centenari de la tenora –estès entre el 1999 i el 2000 –. El bon resultat obtingut va encoratjar l'IEC a promoure un segon programa de recerca per a desenvolupar un nou instrument, la *barítona*, que vingués a resoldre la manca d'un instrument greu en el grup de xeremies de la *cobla* (mancaça àmpliament reconeguda des de l'època de Lamote de Grignon, qui el va proposar el 1948). Aleshores es preveia per a ampliar la *cobla*. Ara, però, es preveu per a potenciar l'ús d'aquestes xeremies precisament fora de la *cobla*. Els constructors es van sumar al consens favorable a aquest instrument però no van disposar del potencial per a desenvolupar-lo. El seu disseny amb base científica ha arribat a bon port, i la *barítona* ha estat ben rebuda en l'entorn dels músics de les xeremies de la *cobla*, que l'han reconeguda, pel seu timbre, com de la família del *tible* i la *tenora*.

En aquests dos programes, l'optimització del disseny es va fonamentar en la descripció freqüencial de la columna d'aire per a les digitacions emprades en la producció de les notes. Encara que les freqüències de ressonància no es corresponguin exactament amb les freqüències de les notes, presenten el gran avantatge de la precisió assolible en el seu càlcul i en la seva determinació experimental. En el cas de la *tenora*, es va partir de les desviacions entre les freqüències de ressonància i les de les notes amidades en una tenora “*Catroi*” (Soldevila) –considerades els *Stradivarius* de les *tenores*– molt ben ajustada en afinació. A partir del primer prototip van ser ajustades per tal de corregir les desviacions detectades en l'afinació de les notes mantingudes. En el cas de la *barítona*, degut a la inexistència d'un instrument previ, es va dissenyar, construir i experimentar un prototip “zero” amb unes desviacions entre les freqüències de ressonància i les de les notes establertes a partir de la comparació de les existents entre les del *tible* i les de la *tenora*. En tractar-se d'un instrument de tessitura més greu, les desviacions, en centèsimes de semitò, són més petites.

Pel que fa al perfil interior de l'instrument, es va adoptar un perfil mixt amb una primera part cònica seguida d'un pavelló definit per mitjà d'un *spline* cúbic. Les longituds òptimes de la part cònica i del pavelló així com les que posicionen els dos punts de control del *spline* cúbic (figura 6.2) es van determinar per mitjà d'un *algorisme genètic*. En aquest procés d'optimització estaven fixats la conicitat del tram cònic, el radi i pendent finals del pavelló així com unes cotes per a la longitud total de l'instrument. També estaven fixades les mides del *tudell* –element inicial del tub on s'acobla la doble canya.



**Figura 6.2** L'algorisme genètic (GNA) en l'optimització del pavelló del prototip-3 de *tenora*.

Per a la *tenora* es va establir la conicitat (pendent del perfil) de 0,015 a partir de la consideració dels perfils de tenores de *referència*, en tant que per a la *barítona* se'n va seleccionar una de lleugerament inferior, 0,0125, d'acord amb la disminució de conicitat observada entre el *tible* i la *tenora* així com en altres famílies d'instruments cònics de doble canya en passar dels més aguts als més greus.

La posició i mida dels forats es van optimitzar fent atenció a les freqüències de ressonància, condicionant la mida d'algun dels forats i imposant restriccions a la separació dels forats que es tapen amb els dits d'una mateixa mà. Les freqüències de ressonància, tant en els càlculs com en l'experimentació, es van fer correspondre als pics positius de la component imaginària de la impedància acústica d'entrada (valors molt propers als dels pics del mòdul d'aquesta impedància).

En el vessant experimental, figura 6.3, les mesures precises per a la valoració dels prototips s'han referit a la impedància acústica a l'entrada del *tudell* (lloc d'acoblament de la doble canya), per bé que també s'han fet mesures de la freqüència del so emès per tal de valorar el funcionament real dels prototips, bo i tenint en compte el seu caràcter més subjectiu en estar influïdes per l'actuació de l'instrumentista.



**Figura 6.3** Mesura de la impedància acústica en el prototip-3 de *tenora*.

Els dos programes de recerca han estat desenvolupats sota la meua direcció i amb la codirecció de la Dra. Ana Barjau, física teòrica, que havia fet la tesi doctoral sobre la simulació del funcionament de la *tenora* en el domini temporal. Han participat en el projecte els enginyers tècnics en acústica: Jordi Campos (càlculs freqüencials), que també és *tiblista* i *tenorista* –i ara *baritonista*–, Sergi Soler (experimentació), i Esther Cierco (optimització del perfil interior per mitjà d'algorismes genètics); els constructors de xeremies Pau Orriols i Alfons Sibila, i el



constructor de dobles canyes Francesc Benítez. Mereix un comentari a part el reconegut *tenorista* Jaume Vilà, que ens ha donat suport a les recerques fetes sobre l'acústica de la *tenora* durant els darrers quaranta anys.





## CONCLUSIONS.

Els dos programes de recerca de l'Institut d'Estudis Catalans per a redissenyar la *tenora* i dissenyar un nou instrument, la *barítona*, constitueixen un bon exemple de com la comprensió profunda de la modelització física ajuda a entendre el funcionaments de sistemes físics reals complexos, com en aquest cas han estat les xeremies de la cobla, i de com l'enginyeria, en aplicar els models físics, pot fer drecera a l'hora de millorar el funcionaments d'aquest sistemes, com ha estat el cas del redisseny de la *tenora*, o fins i tot de crear-ne de nous que no han existit mai, com ha estat el cas del disseny de la *barítona*.

## BIBLIOGRAFIA

- AGULLÓ, J. and BARJAU, A., (1986). The reflection function: a matrix approach versus FFT. *Journal of Sound and Vibration*. **106** (2), pàgs. 193-201.
- AGULLÓ, J., BARJAU, A. and MARTÍNEZ, J., (1988). Alternatives to the impulse response  $h(t)$  to describe the acoustical behaviour of conical ducts. *J. Acoust. Soc. Am.* **84** (5), pàgs. 1606-1612.
- AGULLÓ, J., BARJAU, A. and MARTÍNEZ, J., (1992). On the time domain description of conical bores. *J. Acoust. Soc. Am.* **91**(2), pàgs. 1099-1105.
- AGULLÓ, J., CARDONA, S. and KEEFE, D.H., (1995). Time-domain deconvolution to measure reflection functions for discontinuities in waveguides. *J. Acoust. Soc. Am.* **97** (3), pàgs. 1950-1957.
- AGULLÓ, J., BARJAU, A. and KEEFE, D.H., (1999). Acoustic Propagation in Flaring, Axisymmetric Horns: I. A New Family of Unidimensional Solutions. *Acustica united with Acta Acustica*. **85** (2), pàgs. 278-284.
- AGULLÓ, J., (2001). A time-domain description of the acoustical behaviour of the tenora (Catalan tenor shawm). *International Symposium on Musical Acoustics (ISMA-2001)* Perugia (Italy). *Proceedings*, Vol. 1, pàgs. 45-50.
- AGULLÓ, J., (1994), Els atractors de la dinàmica en la generació dels sons musicals. *Memòries de la Reial Acadèmia de Ciències i Arts de Barcelona*. 3a època Núm. 917. Vol. LIII Núm 2, pàgs. 81-115. (Discurs d'ingrés).
- AYERS, R.D., ELIASON, I.J. and MAHGEREFTEH, D., (1985). The conical bore in musical acoustics. *Am. Journal of Physics*. **56** (6), pàgs. 528-537.
- BACKUS, J., (1977). *The Acoustical Foundations of Music*. W. W. Norton and Company, New York (2a edició de l'obra original de 1969).
- BARJAU, A., (1987). *Contribució a l'Estudi de l'Acústica dels Instruments de Canya de la Cobla*. Facultat de Física de la Universitat de Barcelona (tesi doctoral. Direcció: J. Agulló).
- BARJAU, A., CARDONA, S. and KEEFE, D.H., (1988). Multiconvolution in waveguides with arbitrarily spaced discontinuities. *J. Acoust. Soc. Am.* **84**, pàgs. 1620-1627.
- BARJAU, A. and AGULLÓ, J., (1989). Calculation of the starting transients of a double reed conical woodwind. *Acustica*. **60** (5), pàgs. 204-210.
- BARJAU, A., AGULLÓ, J., SOLER, S., CAMPOS, J. and CIERCO, E., (2007). Optimal design of a tenora (Catalan tenor shawm). *International Symposium on Musical Acoustics (ISMA-2007)* Barcelona. *Proceedings* CD Rom 2-S3-2. *Abstract*, pàgs. 42-43.
- BENADE, A.H., (1976). *Fundamentals of Musical Acoustics*. Oxford University Press, New York.
- BENADE, A.H. and JANSSON, E.V., (1974). On plane and spherical waves in horns with non-uniform flare. I. Theory of radiation, resonance frequencies, and mode conversion. *Acustica*. **31**, pàgs. 79-98.

CARDONA, S., (1981). Contribució a l'Estudi de l'Acústica de la Tenora. *Escola tècnica Superior d'Enginyeria Industrial de Barcelona. Universitat Politècnica de Catalunya*. (tesi doctoral. Direcció: J. Agulló).

JORDI, L., (1999). *Contribució a l'estudi de l'acústica dels tubs axisimètrics*. Escola tècnica Superior d'Enginyeria Industrial de Barcelona. Universitat Politècnica de Catalunya. (tesi doctoral. Direcció: A. Barjau).

KEEFE, D.H. and BARJAU, A., (1999). Acoustic propagation in flaring, axisymmetric horns: Part II. Numerical results, WKB theory, and viscothermal effects. *Acustica united with Acta Acustica*. **85** (2), pàgs. 285-293.

MARTÍNEZ, J., (1987). *Contribució a l'Estudi de l'Acústica de la Tenora i el Tible en el Domini Temporal*. Escola tècnica Superior d'Enginyeria Industrial de Barcelona. Universitat Politècnica de Catalunya. (tesi doctoral. Direcció: J. Agulló).

MARTÍNEZ, J. and AGULLÓ, J., (1988). Conical bores. Part I: Reflection functions associated with discontinuities. *J. Acoust. Soc. Am.* **84** (5), pàgs. 1613-1619.

MARTÍNEZ, J., AGULLÓ, J. and CARDONA, S., (1988). Conical bores. Part II: Multiconvolution. *J. Acoust. Soc. Am.* **84** (5), pàgs. 1620-1627.

NEDERVEEN, C., (1969). *Acoustical Aspects of Woodwind instruments*. Published by F. Knuf, Amsterdam. (tesi doctoral).

PRESS, W.H. , FLANNERY, B.P., TEWKOLSKY, S.A. and VETTERLING, W.T., (1988a). *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, capítols 2 i 4.

PRESS, W.H. , FLANNERY, B.P., TEWKOLSKY, S.A. and VETTERLING, W.T., (1988b). *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press, capítol 10.

SARKAR, T.K., TSENG, F.I., RAO, S.M., DIANAT, S.A. and HOLLMANN, B.Z., (1985) Deconvolution of impulse response from time-limited input and output: Theory and experiment. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **IM-34**, pàgs. 541-546.

SCHUMACHER, R. T., (1981). *Ab Initio* Calculations of the Oscillation of a Clarinet. *Acustica*. **48**, pàgs. 72-85.

SONDHI, M.M. and RESNICK, J.R., (1983) The inverse problem for the vocal tract: Numerical methods, acoustical experiments and speech synthesis. *J. Acoust. Soc. Am.* **73**, pàgs. 985-1002.

WEIBEL, E.S., (1955). On Webster's horn equation. *J Acoust. Soc. Am.* **27**, pàgs. 726-727.

## RESUMS en espanyol i en anglès.

### RESUMEN

**La *tenora* i la *barítona* de l'IEC: un punto de encuentro de ciència i música.** Presentación físico-matemàtica.

El diseño óptimo de un instrumento musical requiere un conocimiento preciso de lo que se le exige y de su fundamento físico. La complejidad de ambos requisitos –que es superior a la usual en proyectos de ingeniería– hizo de la acústica de los instrumentos musicales un campo de pruebas de los avances en dinámica teórica en muchos departamentos de física, matemáticas e ingeniería mecánica, en las décadas de los 70 a los 90.

En esta presentación, tras un análisis introductorio de lo que se entiende por sonidos musicales, se plantea lo que debe exigirse a los instrumentos musicales para que los produzcan, y se analizan los requisitos físicos que se derivan de ello. Se ilustra la complejidad del fundamento físico en el caso de los instrumentos de viento, y muy particularmente de las chirimías, familia a la que pertenecen la *tenora* y el *tible* – instrumentos tradicionales de Cataluña– y, a partir de ahora, la *barítona*.

Como paso previo al diseño científico de estos instrumentos, se presentan diversas contribuciones teóricas realizadas por el grupo de investigación en *Acústica musical* de la Universidad Politécnica de Cataluña en los últimos cuarenta años, muy centradas en la acústica de los tubos cónicos en el dominio temporal. La *tenora* es, en cierto modo, una chirimía extrema, cuya acústica tiene aspectos que pertenecen a la dinámica caótica determinista.

Ilustran la metodología del diseño científico los dos programas de investigación del “Institut d’Estudis Catalans”, uno para al rediseño de la *tenora*, y el otro para el diseño de un nuevo instrumento de la familia de las chirimías de la *cobla* –formación musical tradicional de Cataluña–: la *barítona*.

### ABSTRACT

**The *tenora* and the *barítone* of the I'EC: a meeting point of science and music.** Physico-mathematical presentation.

The optimal design of a musical instrument requires an accurate knowledge of its envisaged features and physical foundation. The complexity of both requirements – which is higher than the usual in engineering projects– made the acoustics of musical instruments a training field for the development of theoretical dynamics in many

departments of Physics, Mathematics and Mechanical Engineering, from the 70s to the 90s.

In this presentation, after an introductory analysis dealing with the essence of musical sounds, attention is paid to the requirements to be fulfilled by a musical instrument in order to produce them, and to the corresponding physical requirements. The complexity of the physical foundation is illustrated in the case of wind-instruments, and particularly in that of the shawms. The *tenora* and *tible* –Catalan traditional instruments – belong to this family, and so does the *baritone* now.

As a previous step towards the scientific design of those instruments, several theoretical contributions made by the research group on *Musical Acoustics* of the Technical University of Catalonia during the last forty years are presented. They refer mainly to the time-domain acoustics of conical pipes. The *tenora* is somewhat an extreme shawm, whose acoustics falls in the field of the deterministic chaotic dynamics.

The scientific design methodology is illustrated by means of the two research programmes of the “Institut d’Estudis Catalans” (Catalan Studies Institute), one to improve the *tenora* and the other to design a new instrument belonging to the *cobla* – the Catalan traditional musical ensemble– shawms family: the *baritone*.