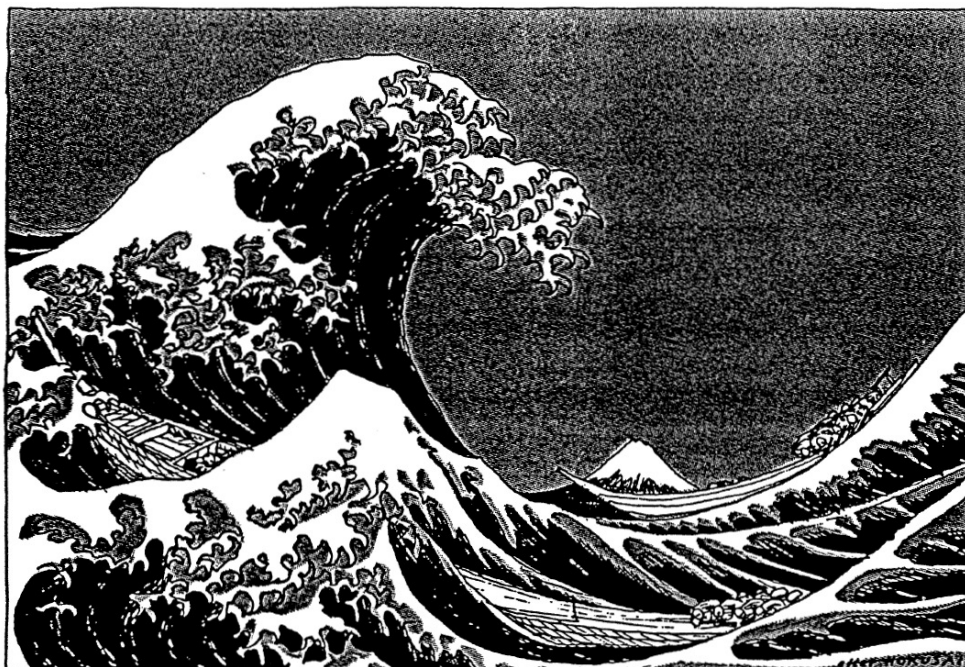


Musikkens lydlære

Introduktion til lydlære



Kompendium Lydlæren til stemmeteori

© *Søren Prom*

oktober 1995 og juni 2013

Musikkens lydlære

1	Indledning	1
2	Hvad er lyd?	1
2.1	Enkle svingninger	2
2.2	Lydens udbredelse	3
2.3	Lydfysik	5
2.3.1	Tonehøjde	5
2.3.2	Bølgelængde	5
2.3.3	Lydhastighed	5
2.3.4	Lydstyrke	6
2.3.4.1	Lydtryk	7
2.3.4.2	Lydeffekt	7
2.3.4.3	Lydintensitet	7
2.3.5	Decibel og niveau	8
2.3.6	Subjektiv lydstyrke	8
2.4	Tryk og partikelhastighed	9
2.5	Lydrefleksion	10
2.6	Komplekse toner	11
2.6.1	Klang	11
2.6.2	Støj	11
2.7	Bølgediagram og Spektrum	12
2.8	Svævning	13
2.9	Egenfrekvens	14
2.10	Resonans	15
2.11	Resonatorer	16
2.12	Interferens	16
2.13	Stående bølger	17
2.13.1	Dannelse af stående bølger	17
2.13.2	Konklusion	20
2.14	Vibrato	20
2.14.1	Sangvibrato	20
2.14.2	Frekvens- og amplitudevibrato	21
3	Blæseinstrumenter	22
3.1	Indledning	22
3.2	Rørresonatorer	22
3.3	Akustisk generator med rørresonator	26
3.4	Ikke tilbagekoblende instrumenter - Sangstemmen	27
3.4.1	Stemmekilden	27

3.4.2	Formanter	28
3.4.3	Formanter og artikulation	29
3.4.4	Sangerformanten	30
4	Rumakustik	31
4.1	Dæmpning	31
4.2	Efterklangstid	31
4.2.1	Beregning af efterklangstid	31
4.3	Wagner og træstolene	33
5	Afslutning	33
	Litteraturhenvisning	34

Formålet med dette kompendium: *Musikkens Lydlære* er at beskrive de væsentligste af de lyd-tekniske fænomener, der danner baggrunden for lyd dannelsen i menneskets eget instrument: Stemmen. Kompendiets primære sigte er rettet mod stemmeteori.

1 Indledning

Når trommehinden i vores øre sættes i svingninger ved påvirkning fra et omgivende stof eller (udbredelses-)medie, sædvanligvis atmosfærisk luft, vil svingningerne via nervebanerne i det indre øre give anledning til nerveprocesser i storhjerne. Herved opstår indtrykket af lyd. Den lyd, som vi hører, er således et rent subjektivt fænomen, hvis fysiske baggrund, periodiske og aperiodiske svingninger og deres udbredelse gennem et medium, behandles i lydlæren og i akustikken.

Lydlære: Læren om lyd - specielt fysik.

Akustik: Læren om lyd - specielt om lyd som den er i rum.

2 Hvad er lyd?

Lydbølgers frembringelse og udbredelse.

Lyd er noget der er inde i vores hoved. Uden for det er der ikke lyd men lydens fysiske ophav: Svingende legemer og trykvariationer i et udbredelsesmedie - dvs. lydsvingninger og lydbølger.

Lyd frembringes ved at et elastisk legeme - fast, flydende eller luftformigt - sættes i svingninger. Lyd udbredes ved, at det svingende legeme sætter de nærmeste partikler i et nærliggende udbredelsesmedie - fast, flydende eller luftformigt - i svingende bevægelse, disse atter de næste partikler og så fremdeles.

Lyden udbredes herefter med en vis hastighed - lydhastigheden - i det pågældende udbredelsesmedie. Udbredelsesmediet er for eksempel luften omkring en stemmegaffel. Svingningerne i udbredelsesmediet kaldes lydbølger; det svingende legeme, der frembringer dem, og hvorfra de overføres til luften, kaldes lydkilden.

Lyd defineres og beskrives ved en række grundlæggende fysiske egenskaber og kendetegn:

- Tonehøjde (eller frekvens eller svingningstal)
- Bølgelængde
- Udbredeshastighed (eller lydhastighed)
- Lydstyrke
 - Lydtryk
 - Lydeffekt
 - Lydintensitet
 - Relativ lydstyrke
 - Subjektiv lydstyrke

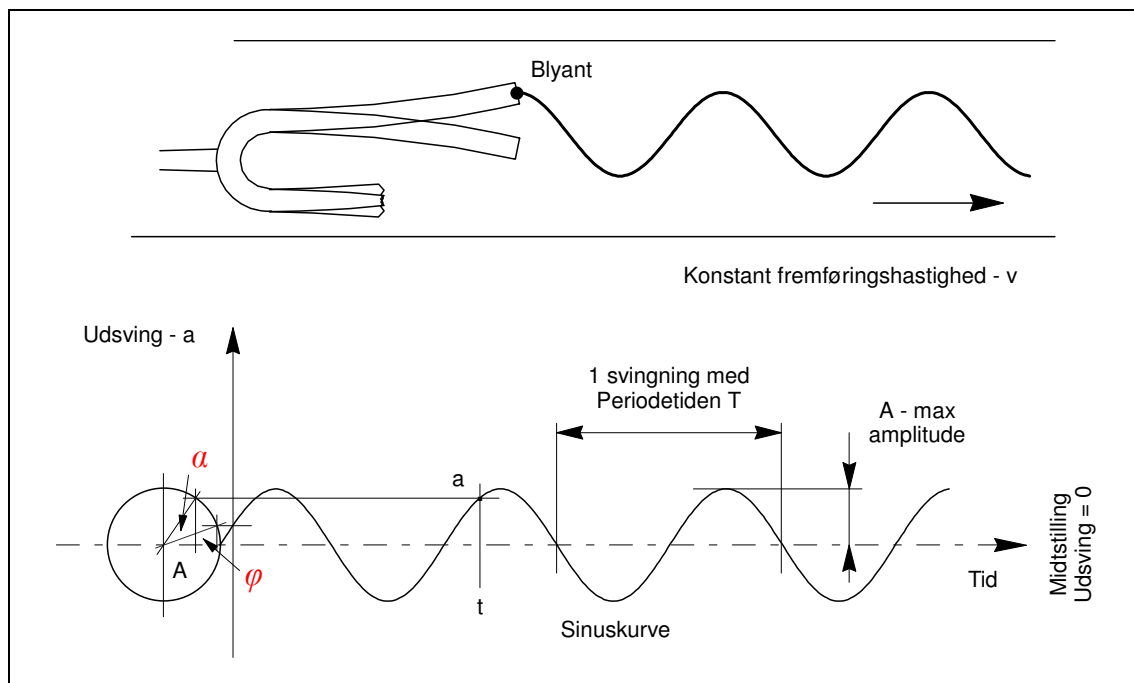
Forinden disse fysiske egenskaber og kendetegn beskrives nærmere, betragtes selve det svingende legeme, der er ophavet til lyden og lydbølgerne.

2.1 Enkle svingninger

Tonefrembringelse.

Et hvilket som helst legeme med masse og et vist mål af elasticitet, i praksis ret mange legemer, kan bringes til at svinge, hvis man tilfører legemet bevægelsesenergi i en passende form. Hvis man giver en stemmegaffeltunge et slag, bevæger tungen sig frem og tilbage i en svingende bevægelse. Tungen svinger mellem to yderstillinger, der ligger 'lige langt' fra et hvilepunkt i centrum af bevægelsen. Da materialet endvidere bevæger sig asymmetrisk og øver modstand mod deformationen - såkaldt dæmpning, klinger svingningen efterhånden ud, med mindre den oprettholdes ved en kontinuerlig tilførelse af energi - fra f.eks. en violinbue.

For at få et billede af den svingende tungs bevægelsesforhold fæstnes en blyant til tungen. Blyanten bringes i kontakt med et stykke papir, der trækkes frem med konstant hastighed. Herved optegnes billedet af den bane, som stemmegaffeltungen gennemløber som funktion af tiden.



Figur 1. Simple harmonisk svingning

Den optegnede kurve er billedet på en simpel harmonisk svingning. Svingningen er periodisk, hvilket vil sige, at identiske grundbevægelser gentages - igen og igen.

Ved en simpel harmonisk svingning ((sinus-)bølgeform) forstås en periodisk svingning med en konstant periodetid T , der beskrives ved en ligning af formen (se figur 1):

$$\sin(a + \varphi) = \frac{a}{A}; \quad a = \frac{2\pi}{T} \times t; \quad \text{dvs. } a = f(t) = A \times \sin(a + \varphi) = A \times \sin\left(\frac{2\pi}{T} \times t + \varphi\right)$$

hvor $f(t)$ (funktion af tiden) betegner udsvinget a [m] til et vilkårligt valgt tidspunkt t [sec]
 A er det maksimale udsving - kaldes amplituden¹; sv.t. cirkelns radius [m]
 T er periodetiden - den tid det tager at udføre en svingning [sec]
 φ (fi) betegner fasevinklen - vinklen til tiden $t = 0$ [rad]

¹ amplitude betyder bredde - dvs. afstanden fra vandret akse til maksimalt udsving.

I figur 1 er punkt **a** for overskueligheden forskudt 360° mod højre. $a = f(t)$ er en sinusfunktion; deraf navnet sinuskurve. De toner, der normalt høres i praksis, er dannet af sinussvingninger.

Kurven i figur 1 viser hvor stemmegaffeltungen befinder sig til et bestemt tidspunkt. Kurvepunkter over vandret akse betegner udsving til (i denne opstilling) venstre, medens punkter under vandret akse betegner udsving til højre. Og kurven viser den vej, som tungen tilbagelægger i et vist tidsrum.

Det kan endvidere udledes, at tungen har hastigheden nul, der hvor kurven vender ved yderstillingerne, og maksimal hastighed, der hvor kurven gennemskærer vandret akse²⁾.

Svingningens frekvens³⁾ betegner det antal svingninger, som legemet udfører pr. sekund:

$$f = \frac{1}{T}$$

hvor f er svingningstallet eller frekvensen [i svingninger pr. sekund - sec^{-1}] ikke at forveksle med funktionsbetegnelsen $f(t)$
 T er periodetiden - [sec]

2.2 Lydens udbredelse

En tonegivers svingningsenergi overføres til det omgivende medium. Energien udbredes som lydbølger i mediet. I Figur 2 demonstreres denne proces.

Den ene af stemmegafflens tunger er indtegnet som en del af en rektangulær klods i billedets venstre side. I figuren følges en svingningscyklus - 5 tungepositioner - fra bølgebug til bølgebug på den indtegnede sinuskurve, der viser tungens bevægelse.

De punkter, der er indtegnet på vandrette linier ud for centrum i tungen, illustrerer en luftsøjles molekyler i hvilestilling, der modsvarer normalt, jævnt atmosfæretryk det pågældende sted i verden (afstanden mellem punkterne er ækvidistant - 'lige store').

De i den vandrette linie 'ophængte perlerækker' illustrerer de tilsvarende luftmolekyleres udsving fra hvilestilling, til de 5 tidspunkter i hvilke stemmegafflens position i svingningen betragtes. Det fremgår 'intuitivt', at luftmolekylerne svinger i længderetningen - longitudinale svingninger, at tætliggende luftmolekyler modsvarer overtryk i forhold til atmosfæretrykket og at tyndtbesatte områder er = undertryk. Endvidere at parallelle hængsellinier repræsenterer samme tryk.

Tungen betragtes lidt efter anslag. I yderstilling mod højre komprimeres luften umiddelbart foran tungen (overtryk - tætliggende molekyler). Den komprimerede luft 'fjeder' ud mod højre, og komprimerer herved nabomolekylerne. Således sættes en kædereaktion (der først hører op når energien er opbrugt) i gang. Overtrykket begynder at vandre mod højre.

Tungens udsving mod venstre forårsager et område med undertryk (spredte molekyler). Undertrykket søger udligning fra overtrykket; det forskydes, så at sige, sammen med overtrykket mod højre. Lidt senere har tungen skabt et nyt overtryk, der ligeledes vandrer mod højre. Midt imellem steder med maksimalt over- hhv. undertryk, er trykket lig med atmosfæretrykket.

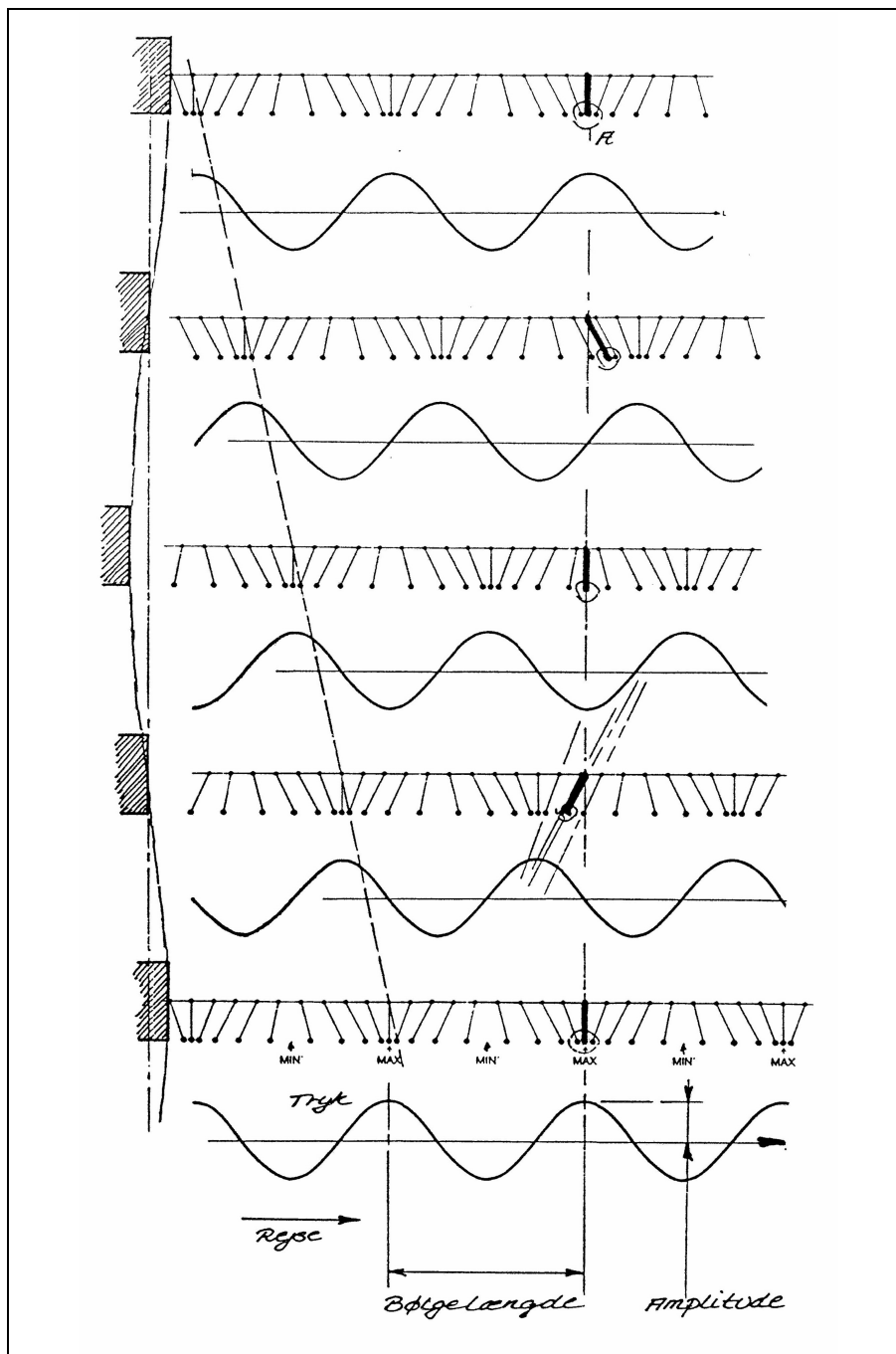
Trykvariationerne i udbredelsesretningen følger en sinusfunktion; kurverne er tegnet⁴⁾ således, at overtryk repræsenteres ved kurvepunkter over absцisseaksen. De 5 sinuskurver i figur 2

²⁾ amplitude i matematiske termer: differentialkvotienten $da/dt = 0$ hhv. maksimal.

³⁾ frekvens betyder hyppighed (svingningstallet).

⁴⁾ m.h.t. afbildning af svingninger og lydbølger henvises til nærmere beskrivelse i afsnit 2.4 herunder figur 4.

illustrerer 'snapshots' af trykvariationerne i udbredelsesretningen til 5 forskellige tidspunkter: tx , $tx+i$... $tx+s$. En lytter et sted i udbredelsesretningen 'ser' - billedligt talt - en sinusformet trykbølge fare forbi - på rejse ud i verden - med konstant hastighed. Vore trommehinder måler trykvariationerne i den forbigående bølge.



Figur 2. Lydbølgers dannelse - lydets udbredelse

Det bør nu være klart, at det ikke er mediet dvs. luften, der flytter sig, men trykvariationerne - trykbølgen - i mediet (ligesom for bølger i vand). De enkelte luftmolekyler, følg f.eks. molekyle A i figur 2, foretager en svingende bevægelse ud fra hvilestilling, akkurat som stemmegaffeltungen - illustreret ved 'hængselstillingerne' i figur 2.

De hastighedsvariationer, som partikel A gennemløber, beskrives ligeledes ved en sinusfunktion. Tegnes denne funktion vandret, kan man f.eks. afbilde udsving mod højre op ad ordinataksen, og udsving til venstre for midtstillingen ned ad ordinataksen - relativt til nul. Figur 2: Partikel A's hængsel lodret betegner den position hvor A har størst hastighed (den ene eller anden vej), medens maksimalt udsving betegner den position, hvor partikel A's hastighed er nul.

Det fremgår umiddelbart af figur 2, at partikel A's hastighed er størst, når lydtrykket er maksimalt. Partikelhastigheds- og trykvariationskurverne er sammenfaldende - de er i fase.

*En sinuskurve, der afbilder 'stationære' forhold - som f.eks. stemmegaffeltungen og partikel A (figur 2), betegnes sædvanligvis en **svingning**, medens en sinuskurve, der afbilder en udbredelse/forskydning i rummet, betegnes en **bølge**, selv om de begge er bølgeformede.*

2.3 Lydfysik

De fysiske termer, der er defineret i indledningen til afsnit 2, behandles under ét i dette afsnit.

2.3.1 Tonehøjde

Når en lydbølge udbredes i form af en periodisk, harmonisk svingning, kalder man lydbølgen en tonebølge, og det frembragte lydindtryk en tone. Lydgiveren kaldes i så tilfælde en tonegiver. Svingningstallet, frekvensen, for en tonegiver, og senere svingningstallet for ørets trommehinde, benævnes også tonehøjden.

Musikinstrumenter og menneskets stemme er tonegivere, i modsætning til lydkilder, der samtidigt frembringer et væld af blandede toner, der smelter sammen til støj - biler, værksteder, børneflokkene, etc.

Tonehøjden (eller frekvensen eller svingningstallet f - C, Des, A, etc.) er et mål for det antal svingninger, som lydkilden - tonegiveren - lydbølgen og trommehinden udfører pr. sekund. Enheden for tonehøjde (frekvens) kaldes Hertz, der forkortes til Hz. 1 Hz = 1 svingning pr. sekund. Inden for akustikken interesserer man sig hovedsageligt for det for mennesket hørbare frekvensområde, der strækker sig fra ca. 20 til ca. 20.000 Hz - meget afhængigt af alder.

De tonegivere, som anvendes i musikken, har svingningstal, der ligger mellem ca. 25 og 5000 Hz. Et almindeligt klaver går fra 27 til 3500 Hz. Et stort kirkeorgels laveste tone er ofte 16 Hz. Altså uhørlig for det menneskelige øre - men meget mærkbar i kroppen og hermed for vor opfattelse af dyb orgelmusik. En tone, hvis svingningstal er det dobbelte af en anden tones svingningstal, kaldes dennes oktav.

2.3.2 Bølgelængde

En lydbølges bølgelængde er den strækning som lydbølgen tilbagelægger i løbet af en given tidsperiode - svingningstiden; i fig. 2 'afstanden' mellem to bølgebuge eller mellem to bølgeknuder:

$$\lambda = c \times T \quad (\text{bølgelængde benævnes ofte lambda})$$

hvor λ (lambda) er bølgelængden [m, cm ell. mm]
 c er lydhastigheden [m, cm ell. mm pr. sekund]
 T er periodetiden [sekunder]

Det for mennesket hørbare område (20 Hz til 20 kHz) modsvarer i atmosfærisk luft, hvor lydhastigheden er ca. 340 m/sek., bølgelængder på mellem 17 meter og 17 millimeter.

2.3.3 Lydhastighed

Et svingende legeme forårsager en lydbølge, der forplantes i et udbredelsesmedie. Lydens hastighed afhænger kun af egenskaberne af, og temperaturen i, udbredelsesmediet.

Lydhastigheden i forskellige medier er:

Medium	Hastighed m/sek. ved 20 °C
Atmosfærisk luft	343
Atmosfærisk luft (ved 0 °C)	332
Atmosfærisk luft (ved 17 °C)	340
Helium	971
Glas	5000 - 6000
Beton	4700 - 5100
Fersk vand	1450
3,5% saltvand	1558

Tabel 1. Lydens udbredeshastighed i forskellige medier

For atmosfærisk luft kan lydhastigheden ved forskellige temperaturer (tilnærmelsesvis) beregnes af udtrykket:

$$c = 330 + 0,6 \times t$$

hvor c er lydhastigheden i m/sek.
 t er temperaturen i °C.

Repetition fra afsnit 2.3.2. En lydbølges udbredeshastighed er lig med produktet af dens frekvens og dens bølgelængde.

2.3.4 Lydstyrke

Vor opfattelse af styrken af en tone, eller af anden lyd, afhænger af trommehindens udsving; jo større udsving trommehinden gør, des stærkere eller kraftigere er tonen. En tone bliver altså kraftig, når tonegiverens udsving er store.

En tones styrke afhænger desuden af afstanden til tonegiveren; når afstanden øges n gange, høres tonen n^2 gange svagere - eller sagt på en anden måde: Lydstyrken aftager med kvadratet på afstanden til lyd giveren.

Lydstyrke er både en fysisk og en subjektiv 'størrelse'. Lydstyrke måles og beskrives derfor på flere måder, alt efter hvad vi ønsker at sige om lydstyrken. Lydstyrke beskrives ved:

Mål	Benævnelse	Måleenhed
Lydtryk	P	Pa (Pascal) - 1 Pa = 1 N/m ²
Lydeffekt	E	Watt
Lydens intensitet (E pr. cm ²)	I	Watt/cm ²
Relativ lydstyrke	dB	måles i bel eller decibel
Subjektiv lydstyrke	F ell Ph	måles i Fon

Lydstyrkes mål, benævnelse og måleenhed

Inden ovennævnte begreber for lydstyrke beskrives nærmere, repeteres herunder nogle få, nyttige fysiske enhedsdefinitioner:

Kraft:	Newton	N	Kgm/sec ²	masse x acceleration
Arbejde:	Joule	J	Nm	kraft x vej
Effekt:	Watt	W	J/sec	arbejde pr. tidsenhed

2.3.4.1 Lydtryk

Lydtryk benævnes **P** og måles som det tryk, en lydbølge udøver på en enhedsoverflade.

Det laveste lydtryk mennesket kan høre - høretærsklen - er 0,00002 Pa. Når lydtrykket når et tryk på 20 Pa, gør det ondt i øret, hovedet - 20 Pa betegnes smertegrænsen.

2.3.4.2 Lydeffekt

Lydeffekt benævnes **E**. Enheden er Watt.

Eksempler på den lydeffekt som forskellige lydgivere kan levere:

Lydgiver	Effekt i Watt
Bassanger	0,03
Klarinet	0,05
Trompet	0,3
Basun	6
Symfoniorkester	60
Rockorkester	1000 (eller sådan noget)

Tabel 2. Lydeffekt for forskellige lydgivere

Den energi, som et helt symfoniorkester sender ud i lytterummet, svarer til den, der skal til for at holde en almindelig elektrisk pære i gang. En 60 watt pære lyser ikke ret meget.

Lydbølger er sinuskurver. En sinuskurve afbilder et svingningsfænomen. Lydeffekt er altså en svingende effekt, der snart er nul og snart maksimal. Den effektive lydeffekt beregnes som gennemsnittet af effekt-sinuskurvens form ved RMS⁵ (Root Mean Square) metoden. Dette gælder også for de øvrige definitioner af lydstyrke.

2.3.4.3 Lydintensitet

Ved lydintensitet, der benævnes **I**, forstås den lydenergi-mængde, som pr. sec. passerer gennem en cm² af udbredelsesmediet - f.eks. en luftsøjle. Lydintensitet måles ved arbejde pr. sec/cm², dvs. Joule pr. sekund/cm² eller watt/cm².

Lydintensiteten aftager med kvadratet på afstanden fra lyd giveren (jvf. tidl.).

Bemærk forskellen mellem lydtryk og lydintensitet. De betegnes begge som virkningen på en enhedsflade - men den ene som en tryk- og den anden som en energivirkning på enhedsfladen.

⁵ Kvadratroden af summen af en række små rektangler der tilnærmelsesvis fylder sinuskurven ud. Over og under abscisseaksen.

2.3.5 Decibel og niveau

Relativ lydstyrke - eller logaritmisk niveauangivelse.

Den lydstyrke, som virker omkring os, og som menneskets ører og hjerne skal kunne opfatte og behandle, varierer utroligt meget.

Vore ører og hjerner - og elektriske apparater - skal kunne behandle lydintensiteter (Watt/cm^2), der varierer mellem relativstørrelse 1 for den laveste lydintensitet, som vi kan opfatte - høregrænsen, og ca. 10.000 milliarder for den højeste lydintensitet vi kan holde ud at høre på - smertegrænsen. (I anden litteratur kan man se lydtryk, i stedet for som her lydintensitet, anvendt som udgangspunkt for gennemgangen).

En y-akse-inddeling i et diagram, hvori man angiver lydintensitet som funktion af x [$y = f(x)$], er meget uhensigtsmæssig at arbejde med og at aflæse med så stor en datavariation.

Graham Bell var den første, der havde brug for at måle lydstyrke. Og han havde mere brug for at måle lydstyrkeforskelle end at måle absolutte fysiske lydstyrker. På grund af ovennævnte dimensionsproblem udviklede han en ny måde til inddeling af lydstyrkeskalaen i et diagram.

Han afbildede forskellen mellem 2 lydstyrker I_2 og I_1 (hvor I_2 er den højeste), i et diagram hvor y-aksen er inddelt logaritmisk (i stedet for ækvidistant - ligeligt), i henhold til formlen:

$$\text{Forskæl i lydstyrke} \quad F = 10 \times \log(I_2/I_1)$$

og kaldte denne enhed for deciBel (deci sv.t. 10) eller dB.

Med lyd-intensitets-forskellene 1 til 10.000 milliarder, vil den lodrette skala i et decibeldiagram variere mellem tallene 0 og 130 dB.

Menneskets høregrænse på 0 dB modsvare en lydintensitet på 10^{-16} watt/ cm^2 . Smertegrænsen på 130 dB modsvare en lydintensitet på 10^{-3} watt/ cm^2 . 0 dB er meget, meget mere end ingen lyd. Andre dyr opfatter væsentligt lavere lydintensiteter end 10^{-16} watt/ cm^2 .

Decibel skaleringsmetoden har flere fordele, i øvrigt også mange steder uden for lydmåling og lydbeskrivelse:

1. Man kan afbilde enorme variationsbredder på en overskuelig måde.
2. Man kan selv definere den basisværdi (nulpunktet for y-aksen) afbildningen skal gå ud fra; decibelberegningen behandler niveauforskelle og ikke værdier relateret til et absolut nulpunkt.
3. dB metoden gør det enklere at notere de meget små talværdier der angiver fysisk lydstyrke (der arbejdes med tal - for lydintensitet - i den numeriske størrelsesorden (10^{-3}) til (10^{-16})).
4. dB skaleringsmetoden modsvare menneskets naturlige perception.
5. Med meget mere.

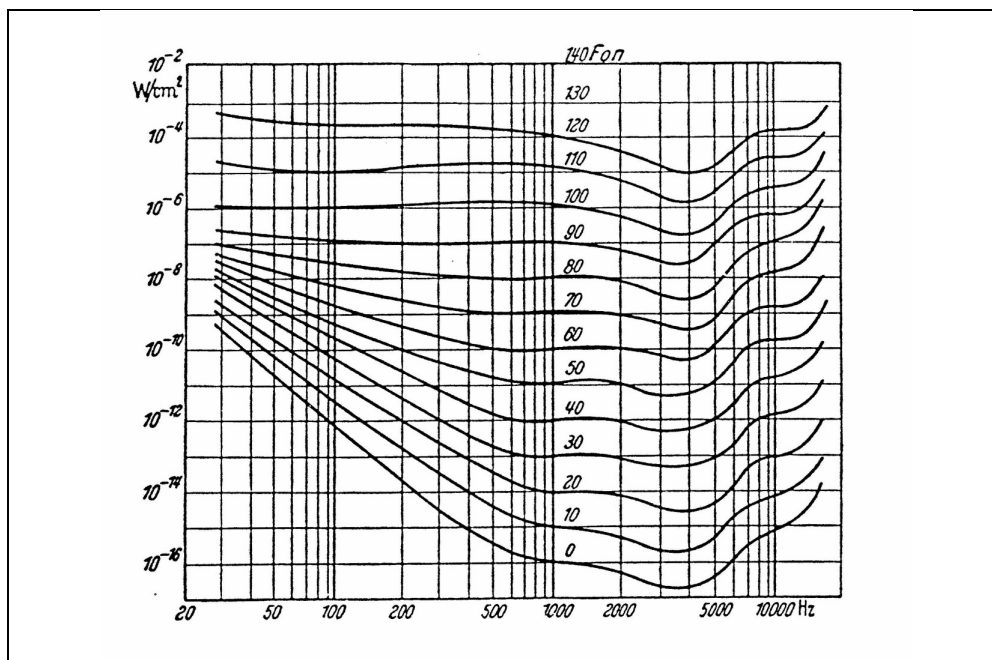
2.3.6 Subjektiv lydstyrke

Vi hører ikke to lydbølger, der har samme lydstyrke, lige kraftigt, når deres frekvenser er forskellige. Omvendt kan lydstyrken variere overordentligt stærkt med frekvensen af toner, der opfattes som værende lige kraftige. For eksempel er lydstyrken af en lige netop hørlig tone med frekvensen 40 Hz ca. 1 million gange større end lydstyrken af en lige netop hørlig tone med frekvensen 1000 Hz. Toner, der uanset deres frekvens, høres lige kraftigt, siges at have samme subjektive lydstyrke.

Enheden for subjektiv lydstyrke kaldes Fon (eller Phon), der er defineret som følger. Som normalfrekvens har man valgt frekvensen 1000 Hz; den svagest hørlige tone for denne frekvens har man givet den subjektive lydstyrke 0 Fon. For denne tone er lydintensiteten $I = I_0 = 10^{-16}$ watt/cm². En tone (med $f = 1000$ Hz) har styrken 1 Fon, når dens lydintensitet I opfylder betingelsen $10 \times \log(I/I_0) = 1$, dvs. $I = 1,26 \times I_0$. En tone - I_2 - med en 10 gange så stor lydintensitet som I_0 dvs. $I_2 = 10^{-15}$ watt/cm², har en subjektiv lydstyrke på 10 Fon.

Hvis en tone har f.eks. frekvensen $f = 200$ Hz og $I = 10^{-12}$ watt/cm², så må man, for at finde denne tones subjektive lydstyrke i Fon, måle intensiteten af den tone med frekvensen $f = 1000$ Hz, der høres akkurat lige så kraftigt. Der er gennemført et væld af sådanne målinger.

Forskerne Fletcher & Munson's målinger er sammenfattet i det såkaldte Fletcher-Munson diagram, der gengives i figur 3. Diagrammet fremstiller toners subjektive lydstyrke som funktion af deres lydintensitet: I og frekvens: f . De indtegnede kurver forbinder punkter $[f, I]$, der har samme subjektive lydstyrke.



Figur 3. Subjektiv lydstyrke. Fletcher-Munson diagram

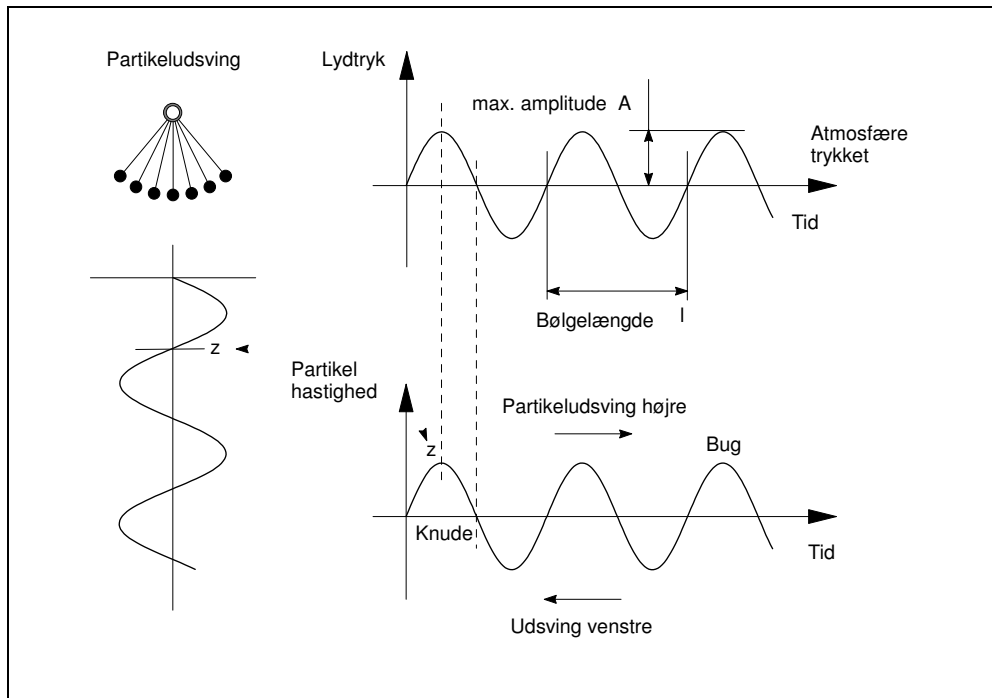
Jævnfør figur 3 er menneskets subjektive hørelses følsomhed størst i frekvensområdet 2500 - 4500 Hz. Sammenhold med sangerformantens placering i figur 24.

2.4 Tryk og partikelhastighed

I afsnit 2.2 beskrives og afbildes en lydbølge på basis af tryk og partikelhastighed. Figur 4 herunder uddyber disse forhold lidt nærmere.

Af den lodret tegnede sinusurve, der afbilder partikelsvingningen, fremgår det, at partikelhastigheden er maksimal når luftpartiklen svinger forbi lodret (i denne opstilling) akse - stedet mærket z . Sammenlign med et svingende pendul.

Den øverste vandrette sinusurve afbilder det i lydbølgen varierende lufttryk. Tryk over atmosfæretrykket tegnes opad; tryk under - nedad. I den nederste sinusurve betegner kurvepunkter over vandret akse partikeludsving mod højre; punkter under vandret akse udsving mod venstre.



Figur 4. Lydbølgeafbildning. Lydtryk vs. partikelhastighed

Figur 2 og 4 afbilder plane lydbølger. For plane lydbølger gælder, at sinuskurverne for partikelhastighed og tryk er i fase. Bug sammenfalder med bug og knude med knude i de to kurver. For stående bølger⁶⁾ gælder, at sinuskurverne for partikelhastighed og tryk er forskudt 90° i forhold til hinanden - faseforskudt 90° . Partikelhastigheden er størst, når trykvariationen er nul.

Endvidere - funktioner der oscillerer⁷⁾:

- | | | |
|-------------|---------------|--------|
| • Svingning | Tidsfunktion | $f(t)$ |
| • Bølge | Stedkoordinat | $F(x)$ |

Luftpartiklerne oscillerer i lydbølgens udbredelsesretning. Men partiklernes udsving er ikke ret stort - nogle få tiendedele millimeter.

2.5 Lydrefleksion

Møder en lydbølge en forhindring, bliver den absorberet, hvis det materiale, den træffer, er porøst, eller den bliver kastet tilbage, hvis materialet er hårdt. Oftest begge dele i et forhold bestemt af materialets beskaffenhed.

Ligesom for lysbølger gælder det for lydbølger, at indfaldsvinkel er lig med udfaldsvinkel.

Såfremt en lydbølge rammer en væg vinkelret på udbredelsesretningen, kastes lydbølgen tilbage i den retning, hvorfra den kom. Den interfererer⁸⁾ herved - tårner 'frontalt' sammen - med den bølge, der er på vej mod væggen.

Se videre om interferens mellem to modsatrettede lydbølger i afsnittet om stående bølger.

⁶ Stående bølger - se nærmere i afsnit 2.13

⁷ Oscillare - svinge

⁸ Interferens - sammenstød

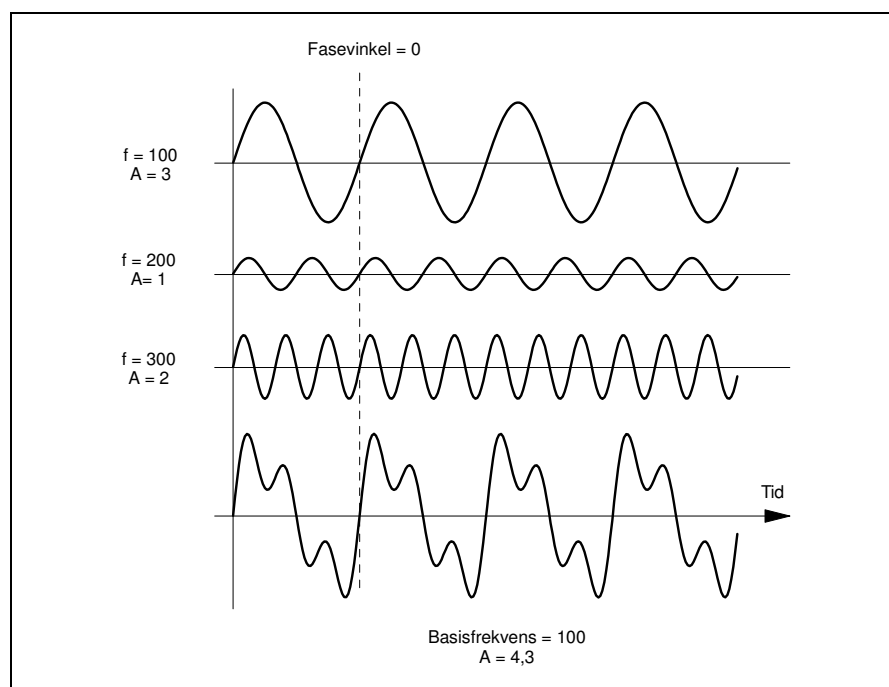
2.6 Komplekse toner

I praksis forekommer rene sinustoner kun sjældent. Visse fløjtetoner er rene sinustoner, og rene sinustoner kan genereres af elektroniske tonegeneratorer. Mennesket kan faktisk - med lidt koncentration - frembringe noget nær rene sinustoner med stemmen.

2.6.1 Klang

Klang er komplekse, dvs. sammensatte, toner. Den lydbølge, der strømmer ud af en violin eller af en sangers mund, er (normalt) en sammensat tonebølge. Den er dannet af flere periodiske svingninger, der er adderet til en kompleks tone ved superposition⁹⁾. Grundtonen, og dens overtoner, adderer sig til en kompleks lydbølge af en form som vist i figur 5.

Når en tonebølge har denne form, kaldes tonen en klang. Klangfarve bestemmes af lydbølgens indhold i antal af overtoner og forholdene mellem deres amplituder. Som det endvidere fremgår af figur 5, er det en forudsætning, at bølgerne er i fase - dvs. at knuderne sammenfalder for hver grundtonesvingning (fundamentaltone - i figur 5 $f = 100$ Hz).



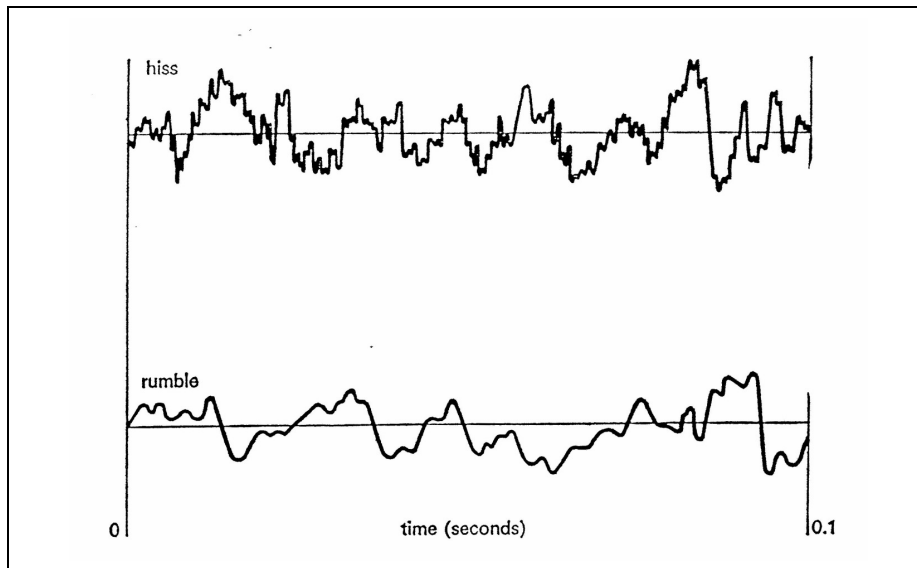
Figur 5. Kompleks tone. S sammensætning af sinustoner ved superposition

Den komplekse bølge er periodisk; det vil sige, at det komplekse bølgemønster gentages - igen og igen.

2.6.2 Støj

Støj er lydbølger, der består af sammensatte, aperiodiske svingninger. Vore ører - hjerner - kan ikke opfatte/analysere signalet som toner. Signalet opfattes som brus, rumlen eller støj, afhængigt af frekvens- og amplitudeforholdene.

⁹⁾ Superpositionere af superponere - overlejre; af latinsk superpono - sætter ovenpå



Figur 6. Støjsvingning. Aperiodisk svingning - brus (hiss), brum (rumble)

2.7 Bølgediagram og spektrum

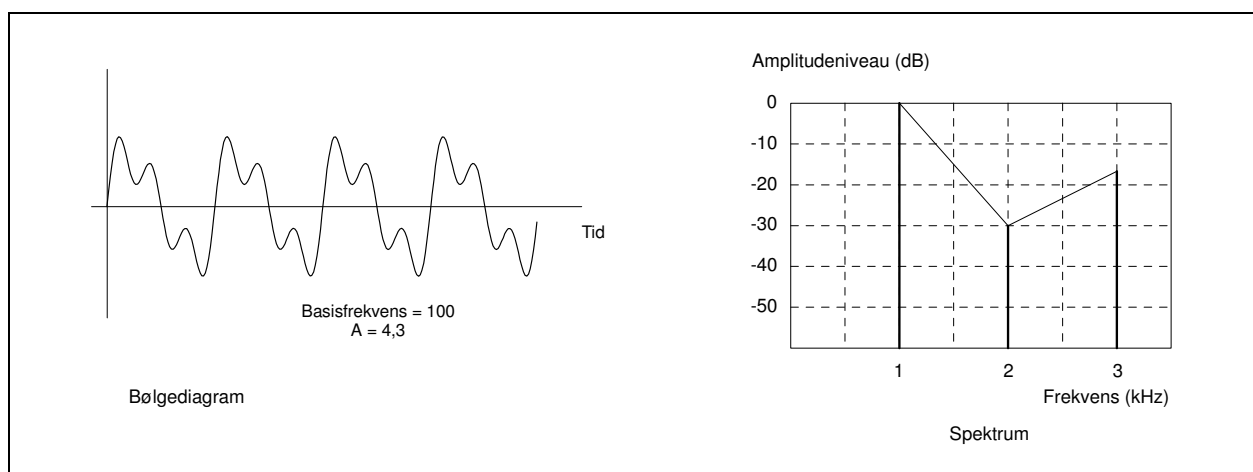
Den franske matematiker J. B. Joseph Fourier [Furje], 1768 - 1830, påviste i 1822, at komplekse, periodiske toner er sammensat af simple periodiske toner som en trigonometrisk række af for-
men:

$$c_0 + c_1(\sin(1x + \varphi_1)) + c_2(\sin(2x + \varphi_2)) + c_3(\sin(3x + \varphi_3)) + \dots + c_n(\sin(nx + \varphi_n)) =$$

$$c_0 + \sum_{n=1}^{\infty} c_n \times \sin(nx + \varphi_n)$$

Denne karakteristiske sinusrække fik navnet: 'Fourier-række'. Fourier udviklede endvidere en matematisk metode til at opløse (dispersere) en kompleks svingning i dens grundelementer. Denne metode kaldes: Fourier-analyse.

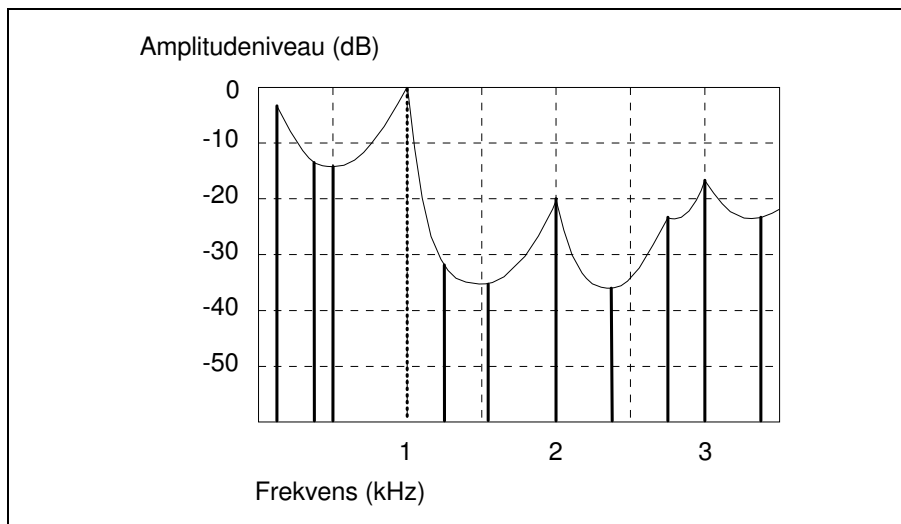
Figur 7 viser den i figur 5 tegnede komplekse bølge, samt dens frekvens-amplitudespektrum efter gennemført Fourier-analyse (dispersering eller dispergering).



Figur 7. Komplex bølge og dens spektrum

Når man disperserer en kompleks lydbølge, indtegnes de enkelte frekvenser (i Hz) og de til frekvenserne hørende amplituder i et frekvensspektrum. Sædvanligvis sættes den maksimalt målte amplitude til nul i et diagram, hvor ordinataksen er logaritmisk inddelt. De øvrige amplituder angives relativt til den maksimale ved -dB angivelser - dvs. hvor mange gange svagere, de er.

Dernæst indtegnes en kurve, der forbinder alle toppene på de fundne frekvenser. Denne kurve giver et billede af amplitudevariationerne i den komplekse bølge som funktion af frekvensen. Den indtegnede kurve benævnes: Spektrum envelopen. Bølgediagram og spektrum envelope for en kompleks bølge giver tilsammen et dækkende billede af den oprindelige bølges egenskaber.

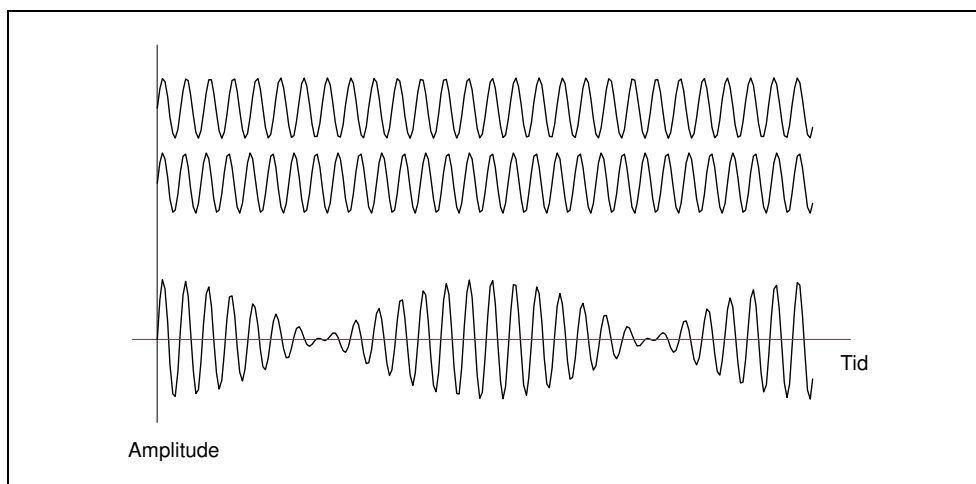


Figur 8. Spektrum envelope for en Fourier-analyseret kompleks bølge

I praksis analyseres komplekse lydbølger i akustiske prismer, der har tilsvarende egenskaber som de prismer, der anvendes til frembringelse af lysspektre.

2.8 Svævning

I figur 9 vises resultatet af interferens mellem to lydbølger, der har næsten identisk frekvens, 20 hhv. 21 Hz eller to sangere med 440 hhv. 443 Hz.



Figur 9. Svævning

Man hører ganske tydeligt, at lyden forsvinder til de tidspunkter, hvor addition af de to sinusbølger medfører en resulterende udsendt lydenergi på nul. Det er meget let at demonstrere virkningen. Prøv at synge i munden på hinanden - den ene af jer en anelse falsk.

Virkningen kaldes svævning. Svævning må ikke forveksles med amplitudevibrato. Det kan man næppe heller; utilsigtet svævning lyder - mildest talt - ikke så godt.

2.9 Egenfrekvens

Eller et legemes egensvingningstal. Alle elastiske legemer - jernstænger, luftsøjler, klangkasser på violiner, broer og højhuse - kan bringes til at svinge, hvis man tilfører dem energi i en passende mængde og form. Hvis man slår på en stemmegaffel, eller bøjer den ene tunge ud og slipper den, vil stemmegafflens tunger svinge. Men de svinger ikke med en hvilken som helst frekvens; de svinger med en helt bestemt frekvens - stemmegafflens egensvingningsfrekvens.

Et legemes egensvingningsfrekvens bestemmes af legemets masse, elasticitetsmodul - eller stivhedstal - længde og tværsnitsform samt af den måde hvorpå legemet fastholdes. Nogle legemer er indrettet svingningsmæssigt til kun at svinge med en frekvens, grundfrekvensen, medens andre kan svinge med grundfrekvensen og (eller) med svingningstal, der er heltalsmultipla af deres naturlige grundfrekvens - første, anden, tredje ... harmoniske tone.

En almindelig stemmegaffel er konstrueret med en egensvingningsfrekvens på 440 Hz. En bil kan bringes til at svinge op og ned med 1 Hz. Broer har langt lavere egensvingningstal. En stemmegaffel kan kun svinge med en frekvens - dens grundfrekvens. Klangbunde til strengeinstrumenter er udformet til at kunne svinge med et væld af frekvenser. Det er selvfølgelig den kunstfærdigt varierede kasseform og de mange forskellige dimensioner på de 'indespærrede' luftsøjler, der kan svinge med et væld af kombinerede frekvenser.

Der skal - relativt set - ikke megen energi til at få et legeme til at svinge med dets egenfrekvens. Men der skal arbejdes hårdt for at få det til at svinge med andre frekvenser. Prøv at gynte en bil op og ned med en anden frekvens end dens egenfrekvens, eller, hvad skal der til for at få en stemmegaffel med en egensvingningsfrekvens på 440 til at svinge med en frekvens på 383 Hz? Der skal tilføres en masse energi i form af tvungne svingninger.

Relativt set: Det kræver ikke meget energi at sætte en stemmegaffel i egensvingning. Gafflens masse er lille. Men det kræver enorm energi at sætte en hel bro i sving. Det er dog engang hændt at en bro uden for New York er sat i egensvingning af en gevaldig storm. Da broer ikke er beregnet til at give lyd, brød hele konstruktionen sammen, og rev en del biler med sig i faldet.

En strengs grundfrekvens eller egensvingningsfrekvens kan beregnes af udtrykket:

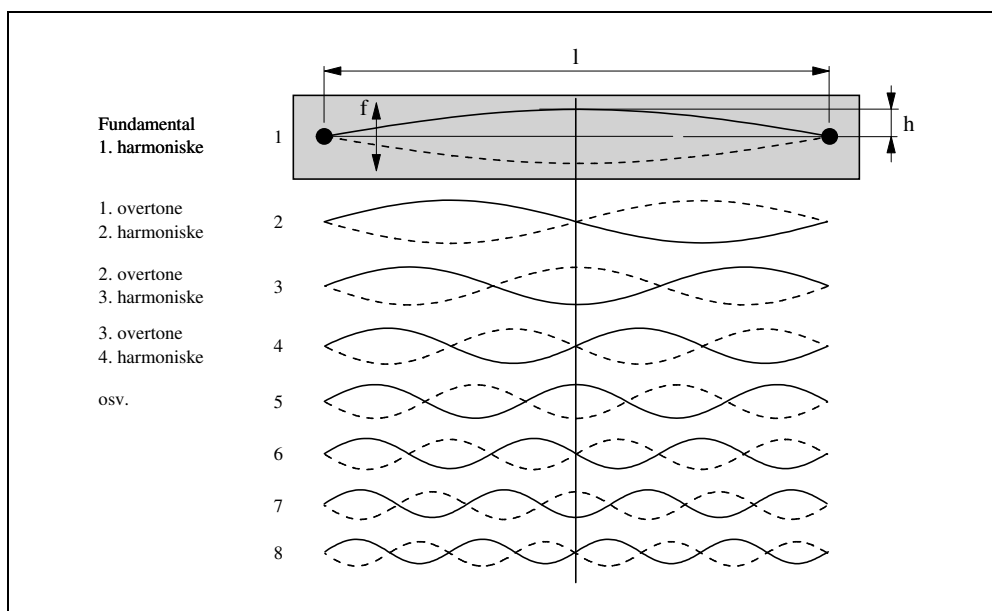
$$f = \frac{1}{2l} \times \sqrt{\frac{K}{m}} \quad [\text{Hz}]$$

hvor f er egensvingningsfrekvensen,
 l er strengens længde,
 K er spændingen i strengen og
 m er dens masse pr. længdeenhed.

En streng svinger med denne grundfrekvens. Under visse omstændigheder svinger den således, at den danner flere buge. De toner, som strengen i sådanne tilfælde frembringer, kaldes strengens harmoniske eller overtoner. Overtonerne er heltalsmultipla - 1, 2, 3, osv. ... - af grundfrekvensen.

På strengeinstrumenter, hvor strengen kan berøres, kan man separere overtonerne fra grundtonen. Tryk ganske let en streng på midten, og knips en af halvdelene. Nu svinger hver streng-halvdel med sin egenfrekvens. Strengens grundtone høres ikke. Den er dæmpet af den lette berøring. De således skabte overtoner kaldes flageolettoner.

Af ovenstående formel til beregning af en strengs svingningsfrekvens, beregnes strengens laveste resonansfrekvens. Jævnfør med beskrivelsen i afsnittet om stående bølger og resonatorer: En streng er en halvbølgeresonator. Dens resonansfrekvenser - overtonefrekvenserne - danner en næsten fuldkommen harmonisk talserie: 1, 2, 3, 4 ... Næsten fuldkommen, da en streng i praksis ikke er 'uendelig' bøjelig.



Figur 10. Egensvingninger i en udspændt streng

Det kan vises, at grundfrekvensen for et svingende legeme, en streng, en luftsøjle ... der er indspændt i begge ender, repræsenteres ved $1/2$ bølgelængde (jvf. figur 10).

2.10 Resonans

Resonans betyder medlyd. Alle systemer, der besidder egenskaberne masse, elasticitet/fjedring og refleksion, kan bringes til at svinge med, hvis en lyd giver i nærheden svinger med systemets egensvingningsfrekvens, eller en frekvens der ligger i nærheden af egensvingningsfrekvensen.

Denne egenskab anvendes i et utal af instrumenter. De løse klangstrengene på visse guitarer og luter klinger meget smukt og klangfuldt med, når 'spillestrengene' aktiveres. Mange strenge i klaveret klinger med, når en tone slås an. Denne effekt skaber en overordentligt kompliceret sammensat lydbølge - instrumentets klang.

Luftsøjlen i røret i en fløjte svinger med, når der dannes en turbulent trykbølge i fløjten ved anblæsning. I modsætning til ovennævnte resonansfænomener, der giver klangbidrag, så er den resonerende luftsøjle i fløjterøret, fløjtes egentlige tonegenerator, ligesom luftsøjlerne i klangkasserne i strengeinstrumenter - såvel som selve klangkassen - resonerer på de aktiverede strenges svingninger.

I hovedparten af alle musikinstrumenter, inklusive menneskets stemme, er det ikke den egentlige oscillator¹⁰⁾ eller svingningsgenerator, man 'hører'. Tonen dannes af en komponent i lyd giveren/instrumentet, der er væsentligt bedre egnet til at give lyd fra sig, en komponent der resonerer på oscillatorens leverance af svingende energi. En streng kan i sig selv ikke generere lydbølger i luften, og stemmebåndene siger i sig selv næsten ingenting. Men de kan sætte velegnede, indespærrede luftmasser i medsvingning - resonans. Resonans er medsvingning ved energitransformation.

2.11 Resonatorer

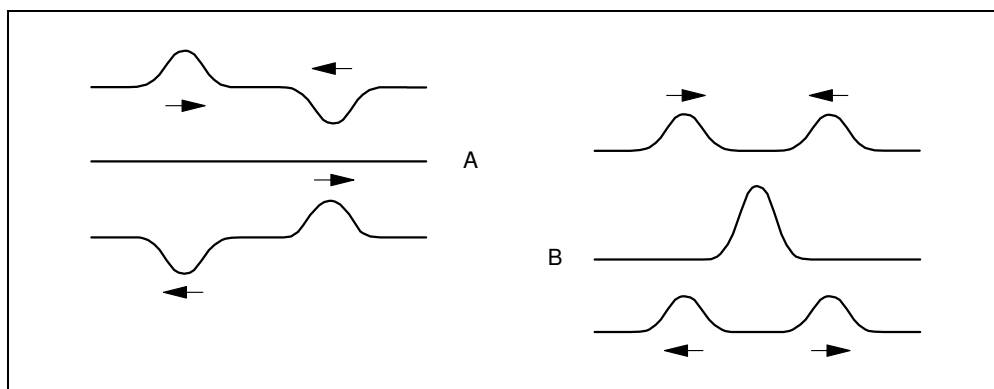
Resonator er betegnelsen på et legeme - fast, flydende eller luftformigt, der bringes til svingning som respons på et tilgrænsende legemes svingningsenergi. Legemet giver størst respons på en drivende kraft eller energi ved visse specifikke, diskrete frekvenser, der benævnes resonansfrekvenser.

Klangkassen på en violin er en resonator. Luftsøjlerne i violinens klangkasse er resonatorer. Luftsøjlen i en orgelpibe. Luftsøjlen i menneskets svælg ... er alle resonatorer. Nogle resonatorer giver klingende medlyd; andre resonatorer er i sig selv lyd giverens egentlige lydenergi-givende element. På en violin omsættes strengens komplekse svingninger til komplicerede svingningsmønstre i kassen, og herigennem til de endelige lydgivende bølger i de indespærrede luftsøjler i violinens klangkasse (klangbund).

Det skal én passant nævnes, at violinens sirligt udformede resonanshuller, ud over skønhedsfunktion, i høj grad har klangfunktion. En resonerende luftsøjles indhold af overtoner bestemmes af form og størrelse på det hul, som lydbølgen skal sprede sin energi igennem.

2.12 Interferens

Interferens¹¹⁾. Når to kongruente¹²⁾ og modsatrettede lydbølger interfererer i deres fælles bølgebane, indvirker deres energier direkte på hinanden.



Figur 11. Interferens mellem to kongruente bølgetog

Figur 11 A). To bølgebuge med modsat rettet trykamplitude mødes. Deres tryk udlignes - illustreret ved den retlinede kurve ud for A). De drager forbi hinanden med samme energi og polarisering som før mødet (der ses bort fra energitab).

¹⁰⁾ Oscillare - svinge

¹¹⁾ Interferens - sammenstød

¹²⁾ Kongruens - lighedannedhed

Figur 11 B). To bølgebuge med tryksamplituder, der er i fase - dvs. har samme polaritet, mødes. Resultatet af mødet bliver en bølgebug med en amplitude, der er summen af de to bølgers amplitude - her dobbelt amplitude, altså en forstærkning af lydtrykket. Efter mødet udbredes de videre i deres oprindelige bevægelsesretning med amplituder som før mødet.

2.13 Stående bølger

Af afsnit 2.2 fremgår det, at en plan lydbølge kan lignedes ved en sinuskurve, der forskydes med konstant hastighed - at bølgens buge og knuder (med samt resten af bølgen) forskydes i udbredelsesretningen - at sinuskurven så at sige farer forbi os som en lydbølge.

2.13.1 Dannelse af stående bølger

Når to kongruente, modsatrettede lydbølger møder hinanden i samme bane, opstår der interferensfænomener således som beskrevet i afsnit 2.12. Her betragtedes virkningen fra to enkelte bølgebuge, der interfererede, og efter sammenstødet fortsatte udbredelsen. Figur 12 illustrerer, hvad der sker, når de to lydbølger fortsat strømmer.

Lydbølger med hastighedsvektorerne (streg over bogstavbetegnelsen) V og $-V$, kortstregs- hhv. fuldstregslinier. Til tiden $t = 0$ mødes knudepunkter i de to lydbølger i punktet S . Til tiden $t = 1/4T$, der sv.t. en kvart periodetid eller en forskydning på en kvart bølgelængde, overlejres - superpositioneres - deres bølgetoppe til en fælles bølgetop med dobbelt amplitude.

En kvart periodetid - $1/4T$ - herefter overlejrer de to lydbølgers bølgetoppe igen hinanden, men nu har de modsat fortegn. Energiene udlignes - amplituden bliver nul.

Til tiden $t = 3/4T$ er buge hhv. knuder med samme fortegn i de to bølgetog atter sammenfaldende. Resultat igen dobbelt amplitude. Men amplitudefortegnet er nu negativt, bølgebugen i punkt S er nedadrettet.

Efterhånden som bølgerne forskydes ind over hinanden gentages dette vekslende mønster langs bølgebanen, indtil fænomenet til sidst strækker sig fra lyd giver til lyd giver.

Undersøges det resulterende bølgebillede i figur 12 nærmere, ses det umiddelbart, at amplituderne i bølgepunkterne P , Q , R , S , T , U og V til stadighed veksler mellem maksimal positiv og negativ amplitudeværdi, medens amplituden i punkterne A , B ... og H konstant har værdien 0 (nul). Lydbølgen flytter sig ikke i længderetningen.

Det skal erindres, at det svingningsfænomen, der her er på færde, er svingninger i længderetningen i luftmassen. Endvidere undersøges interferensbølgen ud fra ligningerne for de to bølger.

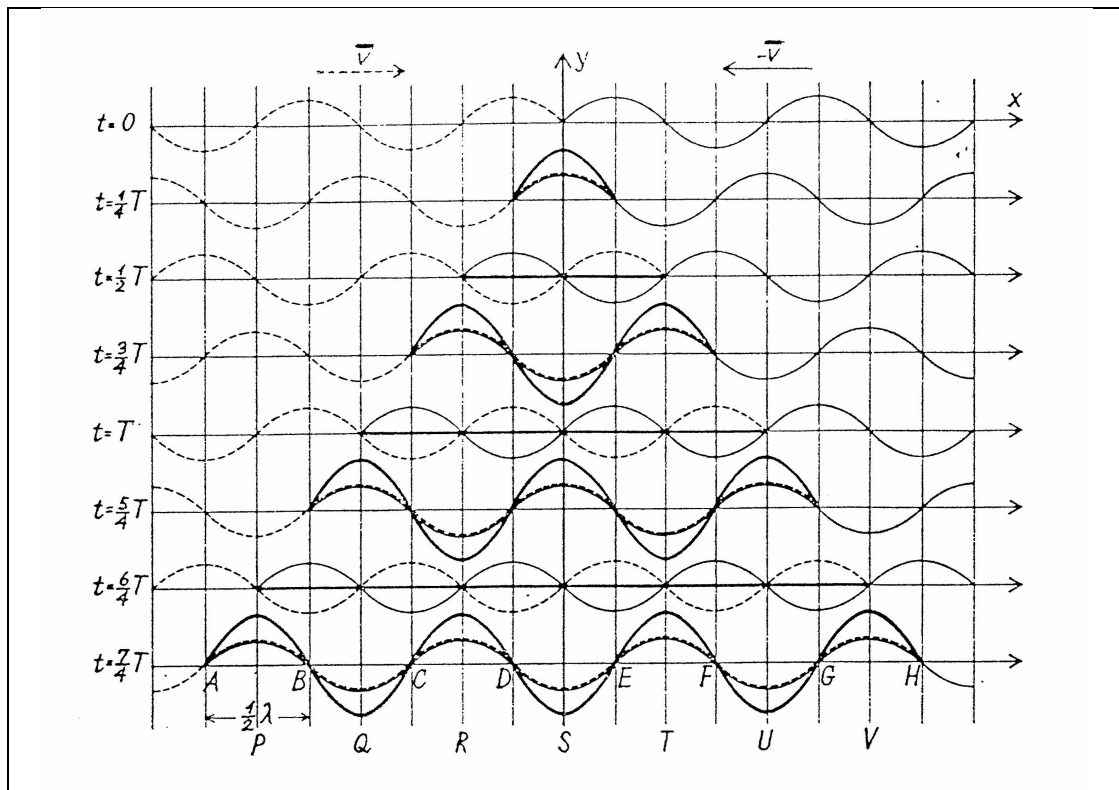
Det kan vises, at interferensbølgen mht. lydtryk får formen:

$$a = 2A \times \sin\left(2\pi \times \frac{t}{T}\right) \times \cos\left(2\pi \times \frac{x}{\lambda}\right)$$

hvor	a	lydbølgens trykamplitude
	A	max. amplitude
	t	valgt tidspunkt
	T	periodetid
	x	afstand ud ad vandret akse
	λ	bølgelængde

Den sidste faktor i ligningen er uafhængig af tiden og afhænger kun af x -afstanden ud ad abscisseaksen, dvs. af luftpartiklens sted i partikelrækken. Da faktoren er en cosinusfunktion, vil der

være steder hvor $\cos(2\pi \times \frac{x}{\lambda})$ er = nul. For disse værdier af x vil den resulterende bølgebevægelses udsving være nul til ethvert tidspunkt.



Figur 12. Dannelse af stående bølger. To kongruente bølgetog støder sammen

De herved bestemte punkter ligger med et mellemrum på $\frac{1}{2}\lambda$, og partiklerne her vil altid være i ligevægtsstillingen - med amplituden = 0. Disse steder kaldes bølgens knudepunkter - afmærket med A ... H i figur 12. Tilsvarende er der steder, hvor cos-funktionen veksler mellem værdierne +/-1. Her veksler amplituden mellem maksimalt over- og undertryk - afmærket med P ... V.

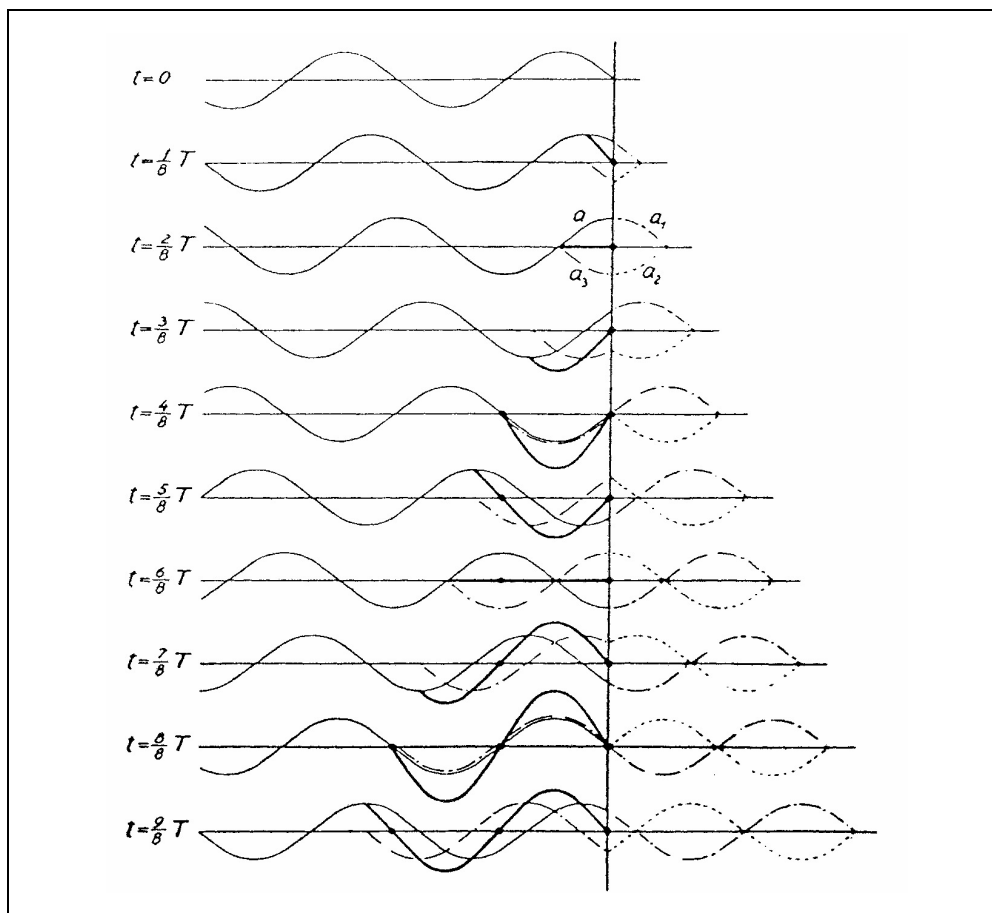
En lydbølge, for hvilken det gælder, at bølgens knuder hhv. buge ikke flytter sig i udbredelsesretningen, kaldes en stående bølge. En stående bølge dannes ved interferens mellem to kongruente og modsatrettede lydbølger, der udbredes i samme bane.

Ud over at stående bølger er interessante fænomener, så er stående bølger overhovedet forudsætningen for tonedannelse i alle musikinstrumenter, hvori det svingende legeme er en luftsøjleresonator: Orgel, violin, blokfløjte, trompet ... og menneskets stemme.

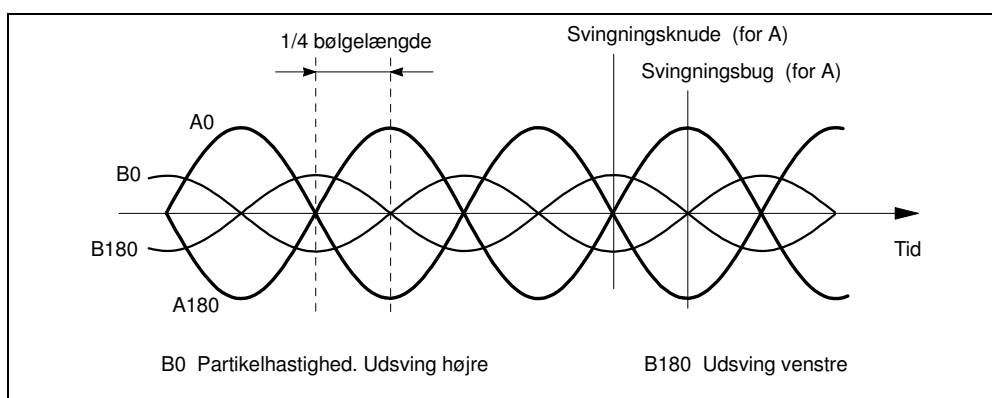
Nu er det ikke så ofte, at man i praksis anbringer to lydgivere overfor hinanden på en sådan måde, at der dannes stående bølger. Men stående bølger opleves ofte, når lydbølger reflekteres. En lydbølge møder en reflekterende flade. Lydbølgen kastes tilbage. Hvis indfaldsvinklen er normal¹³ til fladen, bliver den reflekterede lydbølges bane sammenfaldende med den fremadgående bølges bane - figur 13. Herved (kan der) dannes en stående bølge. Den kraftigt optrukne linie i figur 13 illustrerer den resulterende interferensbølge. Det ses, at interferensbølgens

¹³ normal til - vinkelret på

knudepunkt ligger konstant $\frac{1}{2}$ bølgelængde fra væggen, og at amplituden i bølgens bug svinger mellem maks. og min.



Figur 13. Stående bølger dannet ved refleksion



Figur 14. Afbildning af stående bølger ved trykbølge- hhv. partikelhastighedskurver

Figur 14. Stående bølger: Trykbølge og partikelhastighedsbølge er faseforskudt $\frac{1}{4}$ bølgelængde (90 grader). I almindelige plane bølger er de i fase.

Interferensbølgen konstrueres således. Til et valgt tidspunkt, i figur 13 til $t = \frac{1}{4}T$ ($\frac{2}{8}$), fortsættes tegningen af bølgen som om væggen ikke var der - bølgestykket a_1 . Dette bølgestykke på den

anden side af væggen, spejles om vandret akse - a_2 . a_2 spejles om lodret akse - a_3 . a_3 repræsenterer den, til det valgte tidspunkt, reflekterede lydbølge. Den reflekterede a_3 , og den fremadskridende lydbølge a , adderes. I figur 13 bliver a minus $a_3 = 0$. Og så fremdeles.

Det er tidligere nævnt, at det for plane bølger gælder, at trykkurve og partikelhastighedskurve er i fase; dvs. at de to sinuskurver, der repræsenterer disse fysiske egenskaber i en lydbølge, er sammenfaldende - at deres knuder og buge er sammenfaldende, medens det for stående bølger gælder, at tryk- og partikelhastighedskurverne er faseforskudt $1/4$ bølgelængde - dvs. 90° .

Dette kan påvises ud fra det trigonometriske udtryk for luftpartiklernes hastighed (nedenfor benævnt u) i en stående bølge:

$$u = C \times \sin\left(2\pi \times \frac{t}{T} - \frac{\pi}{2}\right) \times \cos\left(2\pi \times \frac{x}{\lambda} - \frac{\pi}{2}\right)$$

hvor u betegner lydbølgens partikelhastighedsamplitude
 c betegner max. partikelhastighedsamplitude

Sammenholdes denne formel med formlen for trykket i bølgen, bemærkes det, at forskellen bl.a. er vinkelstørrelsen $\pi/2$. Denne vinkelforskel repræsenterer det forhold, at partikelhastighed og tryk er faseforskudt 90° i tid. Faseforskydningen er billedliggjort i figur 14. Kurverne mærket (A) repræsenterer de stående lufttrykbølger, medens kurverne mærket (B) repræsenterer de stående luftpartikel-hastighedskurver, der svinger mellem amplituderne - så at sige på stedet.

2.13.2 Konklusion

Hvorfor gives dette afsnit om stående bølger så meget plads? Jo, fordi stående bølger er den fysiske baggrund for lyd-dannelsen i luft/rør instrumenter.

1. Når luftsøjlen i en rørresonator resonerer - svinger med egensvingningsfrekvensen, danner den netop en stående bølge med en fundamental frekvens (grundfrekvens), der modsvarende en halv eller en kvart bølgelængde - afhængigt af om røret er åbent i begge ender, eller er lukket i den ene. Kendes rørlængden, kan resonansfrekvensen beregnes.
2. Faseforskydningen mellem partikelhastighed og tryk er en basal fysisk forudsætning for, at den længdesvingende luftsøjle overhovedet kan holdes 'i balance' inde i røret.

2.14 Vibrato

Vibrato er - rent akustisk - regelmæssige variationer i grundfrekvensen og/eller i lydstyrken - dvs. frekvensvibrato hhv. amplitudevibrato. En operasanger synger med et naturligt frekvensvibrato, men kan, for at give tonen en særlig klang, også vælge at synge med et 'styret' amplitudevibrato.

I visse blæseinstrumenter spilles ofte med amplitudevibrato. Lyt til saxofonisten Poul Desmond's vidunderlige amplitudevibrerede tone.

2.14.1 Sangvibrato

Vi opfatter præcist vibratosvingningens middelværdi som den sungne tonehøjde; der er altså ikke tale om, at vibratoet (normalt) tjener til at sløre dårlig intonation.

I sammensang giver vibratotoner ikke 'svævninger', dvs. interferenstoner i forbindelse med upræcist intonerede samklange. Men i sammensang vil *urent* intonerede *vibratoløse* toner, give iørefaldende interferenstoner - svævning.

Vibratoet muliggør en holistisk opfattelse af en sungetones grundtone plus overtoner. Hvis man afspiller en vibratoløs tone med dens overtoner adskilt fra grundtonen, så skiller klangen i sine bestanddele, og bevidstheden fokuserer skiftevis på grundtonen og dens forskellige overtoner - ikke på det samlede klangbillede.

Vibratoet giver os en fornemmelse af frihed og uanstrengthed som et udtryk for, at en række muskler arbejder tæt på deres hvilelængde i et velkoordineret samspil.

Et hurtigt vibrato vil hyppigt være at finde i meget høje kvindestemmer eller hos kvindelige sangere med en ekvilibristisk hurtighed i stemmen. Et hurtigt vibrato kan også være relateret til pres- og kraftbetonede støtteteknikker som for eksempel 'Stau'-metoden (stau betyder 'kø').

En gruppe tyske stemmeteoretikere og sanglærere, som analyserer stemmen som 'et komplekst svingningssystem', taler for, at stemmer udvikler sig sundest, hvis man hele tiden sørger for at arbejde med vibratoets forskellige delvibrati:

- det hurtige glottisvibrato
- det middelhurtige ophængningsvibrato (ryste hænder-øvelse)
- mellemgulvets langsomme vibrato (bugslags, latterøvelser)

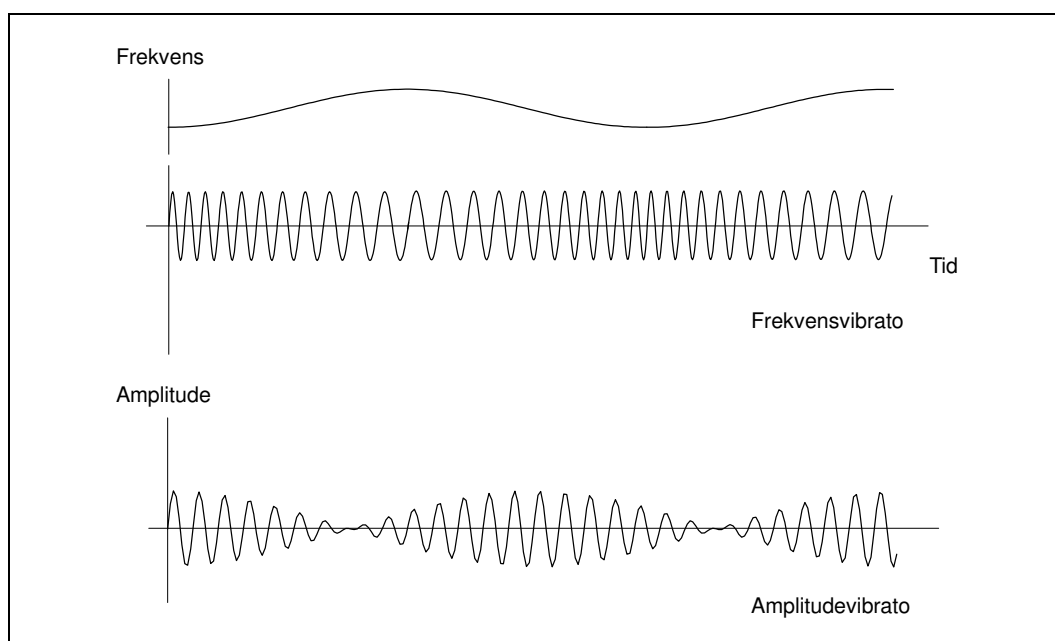
Når disse bølger kan 'lægges oven på hinanden', og danner et komplekst vibrato, klinger stemmen sundt og støttet. Normale vibratofrekvenser:

Hurtigt glottisvibrato: 6,5 - 8 Hz

Mellemgulvsvibrato alene: 3,5 - 4 Hz

2.14.2 Frekvens- og amplitudevibrato

Afbildning af frekvens- og amplitudevibrato - figur 15. I visse sammenhænge - elektriske forstærkeres amplitudevibrato-generator - kaldes amplitudevibrato også for: Tremolo.



Figur 15. Vibratoformer: Frekvens- & amplitudevibrato

3 Blæseinstrumenter

Det musikinstrument, der tages lidt nærmere i øjesyn, er blæseinstrumentet, idet den menneskelige stemme fungerer som et - omend overordentligt variabelt af slagsen - blæseinstrument.

3.1 Indledning

Alle musikinstrumenter består af mindst en af hver af følgende komponenter:

1. Energileverandør.
2. Styrbar oscillator, der leverer instrumentets fundamentale frekvensomfang i form af svingende energi.
3. Resonator, der omsætter oscillatorens svingningsenergi til komplekse tonebølger - hørbar klang.

3.2 Rørresonatorer

Et blæseinstrument består af:

1. Luftgiver - f.eks. menneskets lunger.
2. Oscillator
 - a. bladene på obo, klarinet ...
 - b. menneskets læber mod trompetens mundstykke
 - c. hvirvelstrømme omkring den æg i en fløjte, der spalter den hastige luftstrøm
 - d. stemmelæberne i struben.
3. Ansatsrør, der omslutter den resonerende luftsøjle.
4. Rør-udmunding
 - a. skarpkantet hul i bunden af en blokfløjte
 - b. eksponentielt hornformet udmundingstragt på trompet
 - c. mundhulen og læberne hos mennesket.

Disse elementer udgør i et væld af kombinationer mht. materiale, form, overfladebeskaffenhed, længde, længdevariabilitet, mundingens størrelse og form, etc., etc. en overvældende varieret klangverden.

Den indesluttede luftsøjle i blæseinstrumentets resonansrør er det egentlige klangophav, hvorfor der her fokuseres lidt nærmere på dannelsen af lydbølger i luftsøjler, der er indesluttet i et rør.

Hvis en luftsøjle, der er indesluttet i et rør, som er åbent i den ene eller begge ender, bringes ind i et lydbølgefelt, vil lydbølgen naturligvis forplante sig ind i luftsøjlen i røret. Når rørlængden står i et ganske bestemt forhold til frekvensen - eller til en frekvens, der kunne være overtoner - i lydbølgefeltet, vil luftsøjlen i røret resonere på den nærværende lydgifvers svingningsenergi. Luftsøjlen danner en stående lydbølge, der svinger med sin resonansfrekvens.

Prøv blot at bringe en anslået stemmegaffel hen over et ca. 19,5 cm langt rør, der er lukket i den ene ende. Pludselig høres tonen A tydeligt.

Blæses en pulserende luftstrøm ind i et resonansrør, sådan som en fløjtenists lufthvirvler omkring fløjteæggen, en trompetists læber, en klarinetists blad eller menneskets stemmelæber gør det, vil luftsøjlen i røret resonere, når frekvensen i pulsstrømmen matcher luftsøjlen's resonansfrekvens(-er).

I resonansrør oscillerer luftsøjleens molekyler (partikler) i længderetningen (longitudinalsvingninger) således som skitseret i afsnit 2.4. Den resonerende lydbølge er en stående bølge. Bølgen indeholder altså en - eller flere når der dannes overtoner - stillestående knuder hhv. buger.

En svingende streng holdes fast i begge ender. På tilsvarende måde skal en svingende luftsøjle i et resonansrør 'holdes fast', så den ikke 'smutter ud' af røret - så der opretholdes en stående bølge inde i røret.

Resonansrørets ende(r) omsluttes af atmosfæretrykket, der indvirker direkte på dannelsen af bølgen i røret. Den stående lydbølge indretter sig i fysisk balance med atmosfæretrykket således, at lydbølgetrykket ved rørmundingen bliver lig med atmosfæretrykket. Her dannes altså en trykknude og - idet det erindres, at tryk- og hastighedsknuder og -buger i en stående lydbølge er faseforskudt 90° , eller en kvart bølgelængde - følgelig en molekylehastighedsbug. Trykket i lydbølgen ved rørenden holdes konstant lig med atmosfæretrykket, medens partiklerne svinger frem og tilbage i en sinusformet længdesvingning - som vist i figur 4.

I bunden af et halvlukket resonansrør kan luftpartiklerne ikke bevæge sig i rørets længderetning. De forhindres i udsving mod bunden af bundvæggen, og i udsving væk fra bunden af et uovervindeligt vakuum. De er - så at sige - 'fastlåst i positionen'. Den stående lydbølge indretter sig i fysisk balance med forhindringen således, at luftpartikeludsving og -hastighed i den lukkede rørende bliver nul. Her dannes en hastighedsknude, og følgelig en trykbug. Luftpartiklerne står stille, medens trykket veksler mellem minimum og maksimum i en sinussvingning.

Nu sammenfattes resultaterne af overvejelserne om fysikken omkring åbne og halvlukkede rørresonatorer.

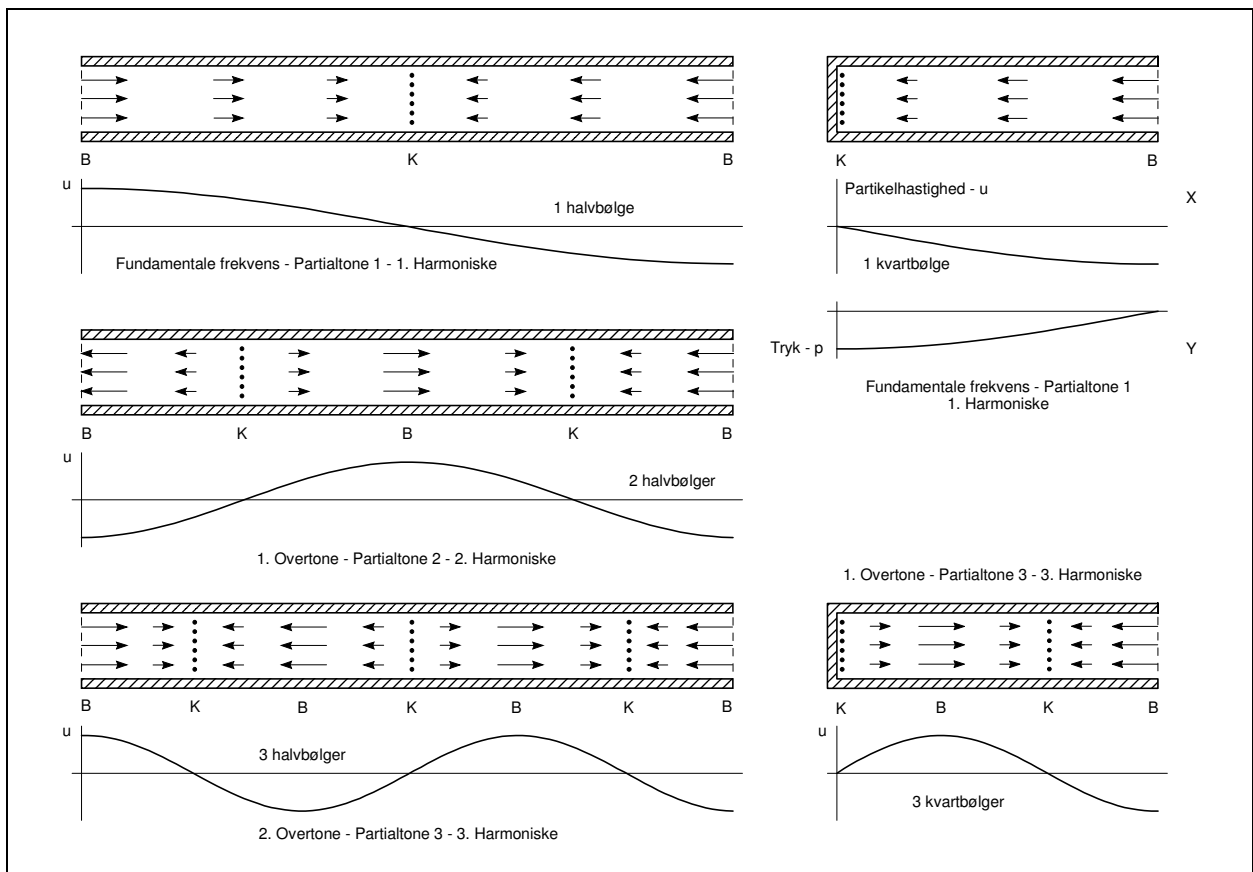
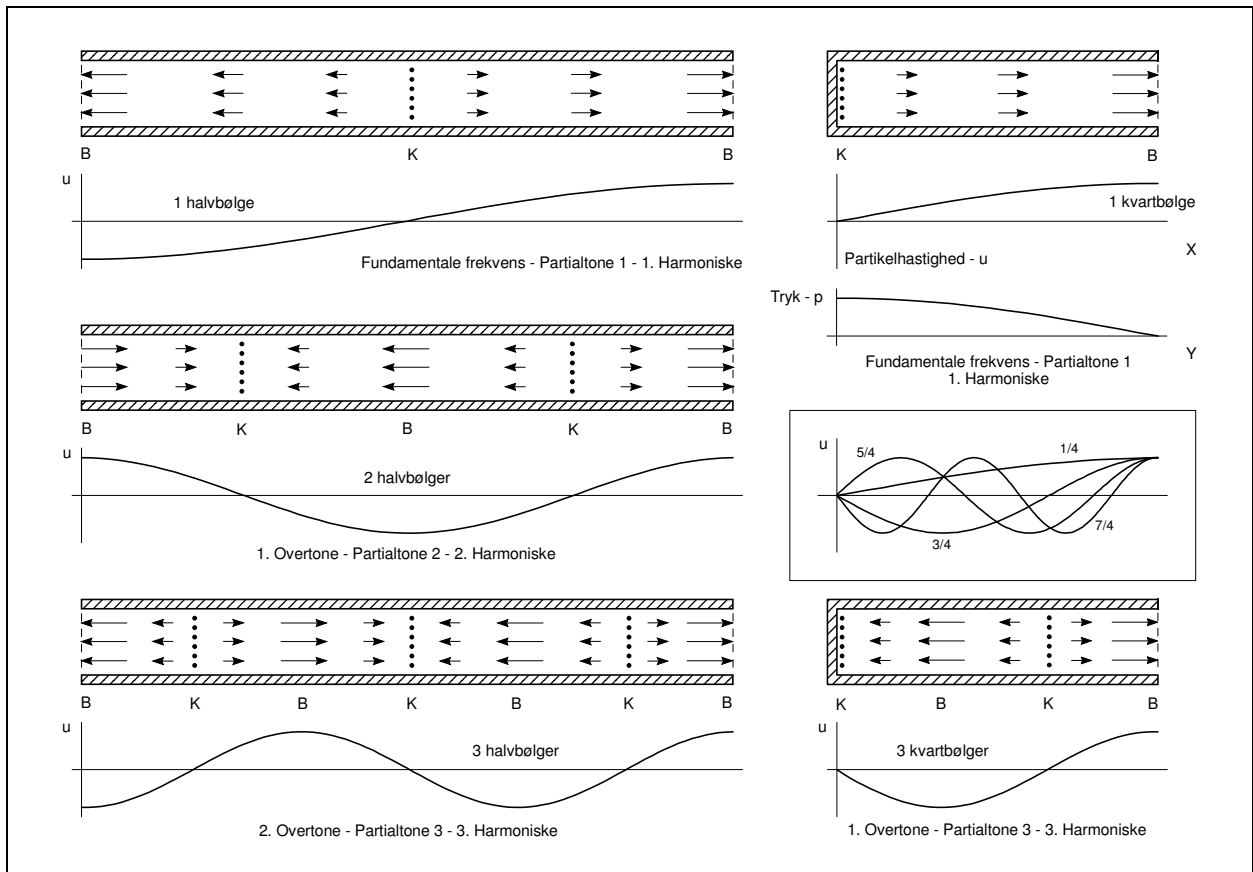
Den laveste frekvens - fundamentalfrekvensen - hvormed en luftsøjle i en åben rørresonator kan svinge, modsvarer af en stående bølge på en halv bølgelængde; halvbølgen har nemlig hastighedsbug i begge ender. Overtonerne i det åbne rør bliver følgelig lig med frekvenser, der modsvarer 2, 3, 4, 5 ... halvbølgelængder, der alle har buger i enderne.

Den laveste frekvens hvormed en luftsøjle i en halvlukket rørresonator kan svinge, modsvarer af en stående bølge på en kvart bølgelængde; kvartbølgen har hastighedsbug i den ene ende - opstår ved rørbåningen, og hastighedsknude i den anden ende - den lukkede ende. Overtonerne i det halvlukkede rør bliver følgelig lig med 3, 5, 7, 9 ... kvartbølgelængder, der alle har bug ved åbningen og knude i bunden.

En lang række bøger om lydlære går matematisk til værks, når ovenstående sammenhænge forklares. Sammenfattes de fysiske betingelser for stående bølger i resonansrør i en matematisk opstilling, kan det ad denne vej påvises, at den fundamentale resonansfrekvens i en rørresonator indtræffer, når luftvolumenstrømmen gennem resonansrørets munding er maksimal, og det er den, i f.eks. en halvlukket rørresonator, når bølgelængden er en kvart bølge. Hvilket svarer til den ovenfor udledte konklusion. På tilsvarende måde udledes overtonefrekvenserne.

Til figur 16 og 17. B - Bug. K - Knude. u - partikelhastighedskurve. p - trykkurve. I X og Y vises sammenhørende tryk- og hastighedskurver. Udeladt andre steder. Lille indrammede billede i fig. 16 viser fundamentalfrekvensen og de første 3 overtoner for det halvlukkede rør.

Næste side: Figur 16. Stående bølge i luftsøjle i åben og halvlukket rørresonator. Luftmolekylerne svinger mod rørenden



Figur 17. Som figur 16. Luftpartiklerne i svingning bort fra rørenderne

Figur 16 og 17 viser to stadier i en stående bølges svingning. I fig. 16 bevæger luftpartiklerne sig med deres maksimale hastighed bort fra knuderne. I fig. 17 bevæger luftpartiklerne sig med deres maksimale hastighed ind imod knuderne. Knuderne illustreres ved prikker i rørene. Pilene angiver, med hensyn til deres retning, bevægelse bort fra eller imod knuderne og mht. deres længde, hastighedens numeriske værdi - til det betragtede tidspunkt.

De mange overtoner giver knuder flere steder i røret. Man kan umiddelbart forestille sig, at der forekommer nogle yderst komplicerede svingningsmønstre i stående bølger i resonansrør.

Sammenhængen mellem frekvens, bølgelængde, rørlængde og lydhastighed udtrykkes ved formlerne:

$$\text{Rør lukket i den ene ende - halvlukket rør: } f_1 = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{4l}$$

Resonansovertonerne er de harmoniske af fundamentalfrekvensen, dvs. $f_2 = 2f_1$ & $f_3 = 3f_1$ & $f_4 = 4f_1$ etc.

$$\text{Rør åbent i begge ender: } f_1 = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{2l}$$

Resonansovertonerne er de ulige harmoniske af fundamentalfrekvensen, dvs. $f_2 = 3f_1$ & $f_3 = 5f_1$ & $f_4 = 7f_1$ etc. (den lille indsatte del i figur 16).

hvor f_1 er den fundamentale frekvens - grundtonens frekvens [Hz],
 c er lydhastigheden [cm/min],
 λ er bølgelængden [cm] og
 l er rørlængden [cm].

Disse formler prøves på en stemmegaffel, der holdes hen over et halvlukket rør:

$$f_1 = c/(4 \times l) \text{ Hz; } \quad 440 = 34.000/(4 \times l) \text{ Hz og } \quad l = 34.000/(4 \times 440) \text{ cm}$$

$$\text{Heraf fås: } \quad l = 19,3 \text{ cm}$$

Formlerne anvendes til at beregne sammenhænge for en F-alt blokfløjte med $f = 349$ Hz. Blokfløjten er et resonansrør, der er åbent i begge ender. Ifølge formlen skal røret være ca. 48 cm fra lufttæg til bund. Men røret - på den undersøgte fløjte - er kun ca. 42 cm langt. Er det mon fløjten, der er noget galt med?

Nej, men ovenstående angivne sammenhænge og formler fortæller blot ikke hele sandheden om de komplekse fysiske forhold, der råder omkring stående bølger i resonansrør. I praksis 'regner' formlerne mellem 10 og 15% galt. Denne forskel, om hvilken der kan opstilles en matematisk sammenhæng, kaldes resonansrørets endekorrektion.

Omkring resonansrørets munding - blokfløjtens skarpe lufttæg og afskæring eller menneskets tænder og læber - opretholdes den fysiske balance ved et kompliceret spil mellem mange kræfter inden i og uden for røret, f.eks. turbulens i luftstrømmen, lydudstråling og refleksion af lydenergi, varmedannelse, afbøjning af lydbølgen som følge af den (fløjtens) skarpe kant, etc., etc. Dette medfører, at bølgebugens toppunkt 'står' et stykke udenfor rørenden - endekorrektionen, populært sagt.

Blot en enkelt betragtning mere. Lydenergien i den stående bølge, kastes ved rørenden ud imod en 'uendelig' stor stillestående luftmasse, der virker som en absorberende mur. Hovedparten af

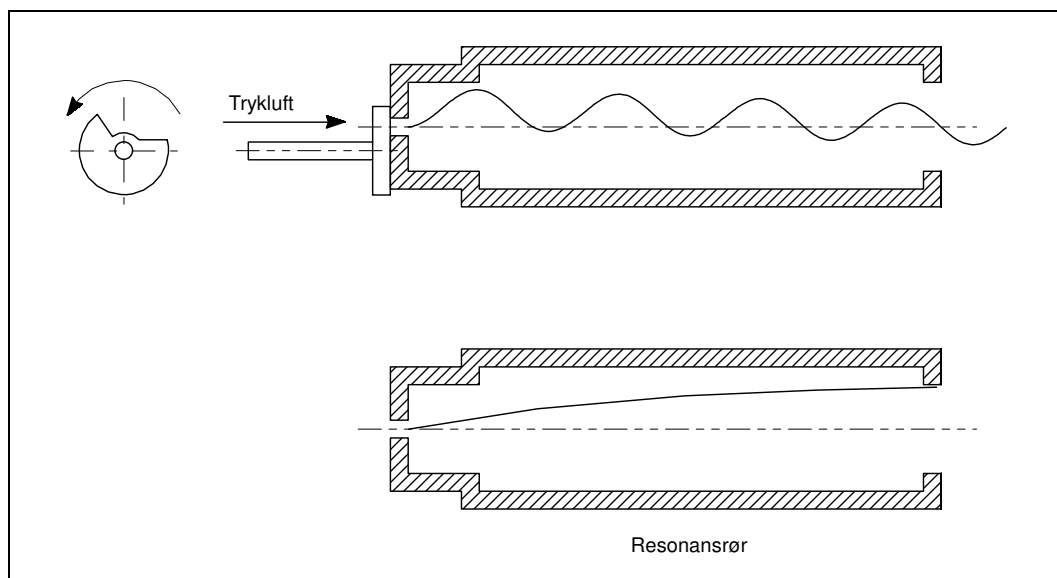
lydbølgen spredes som lyd, medens en lille del af energien reflekteres, og kastes tilbage i røret, som beskrevet i afsnit 2.13.1 - figur 13, og medvirker således til en forstærkning af den stående bølge i røret, men også til dannelsen af de komplicerede energibalancer ved mundingen, som det er så vanskeligt at rumme i en 'simpel' formel.

3.3 Akustisk generator med rørresonator

Menneskets lyd giver kan lignedes ved en indretning som vist i figur 18. En halvlukket rørresonator med en blænde i rørmundingen og oscillatoren placeret i rørbunden. I det foregående er resonatorer med blænde ikke behandlet, og skal i det følgende kun gøres konkluderende.

Oscillatoren, som modsvarer stemmelæberne, er eksemplificeret ved en roterende skive med et åbnet udsnit. Når skiven åbner for luftgennemgang, sendes en højtrykspuls ind i rørresonatoren. Pulsbølgen ser i første omgang ud som vist i figur 20 i nederste venstre vignet¹⁴). Den består af diskrete¹⁵ overtrykspulser. Disse overtrykspulser 'smelter snart sammen' og danner en lydbølge, der endeligt centrerer sig omkring atmosfæretrykket.

Lydbølgens frekvens dikteres af oscillatorens rotationshastighed. Bølgen udbredes på normal vis gennem resonansrøret, og strømmer ud gennem blænden som hørbar lyd. Hvis skiven bringes til at levere et pulstog med en frekvens, der er lig med resonansrørets egensvingningsfrekvens, resonerer luftsøjlen, og der dannes en stående kvartbølge.



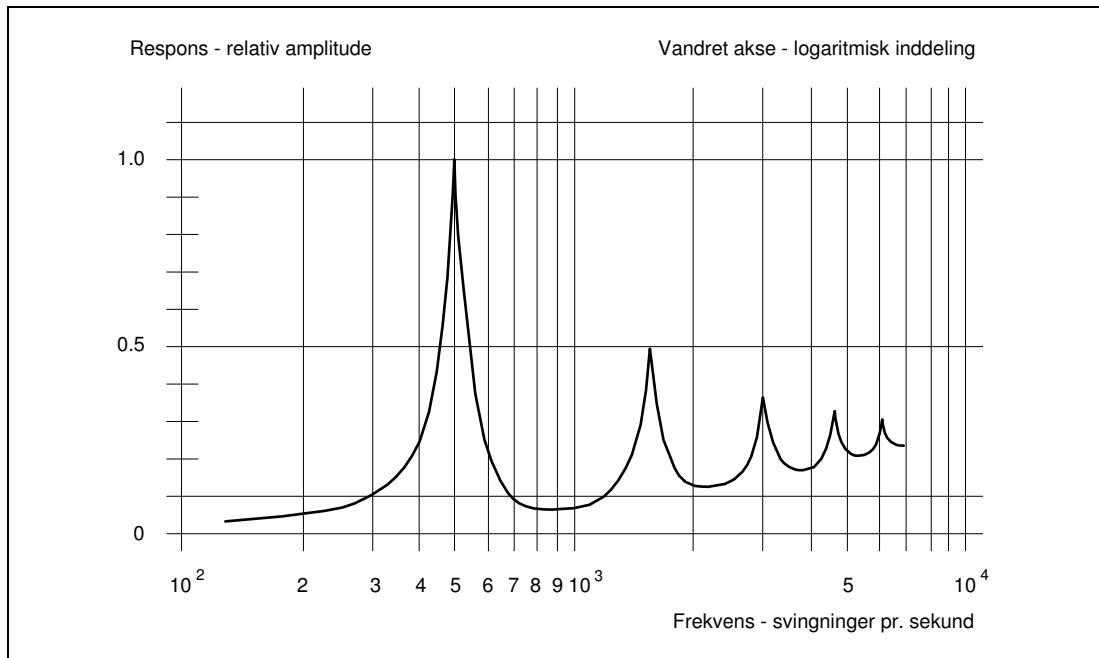
Figur 18. Akustisk pulsgenerator med resonansrør m. blænde og stående kvartbølge

Hvis amplituden på den respons, der manifesteres som lyd gennem blænden, måles og indtegnes i et diagram (i dette eksempel med logaritmisk inddelt vandret akse) som funktion af alle mulige tilførte pulsfrekvenser, får man et frekvensspektrum som vist i figur 19, for pågældende resonansrør. Den maksimale amplitude, der er amplituden for lydbølgens fundamentalfrekvens, er sat til relativstørrelsen 1. Overtonefrekvenserne er herefter vist med deres respektive amplituder. Læg mærke til at responsen stiger og falder glidende, når pulsfrekvensen nærmer sig til eller fjerner sig fra resonansfrekvensen.

¹⁴ mindre, dekorativ tegning der anslår stemningen i en tekst, men ikke er en egentlig illustration.

¹⁵ i betydningen 'afgrænset'.

Diagrammet fortæller, hvor 'godt' en påtrykt frekvens 'slipper gennem' resonansrøret. Et resonansrør, der virker på den her beskrevne måde, kaldes også for et akustisk filter. Egensvingsfrekvensen og dens overtoner høres langt kraftigst, men frekvenser i nærheden af resonansfrekvenserne slipper også godt igennem røret. Det kan vises, at de amplituder, der dannes i toppunkterne, falder med ca. 12 dB pr. oktav som funktion af frekvensen.



Figur 19. Frekvensspektrum for den akustiske pulsgenerator med resonansrør

3.4 Ikke tilbagekoblende instrumenter - Sangstemmen

Menneskets lyd giver er en såkaldt 'ikke tilbagekoblende' lyd giver. Det vil sige, at lydforholdene i resonansrøret ikke virker tilbage på oscillatoren - stemmelæberne.

3.4.1 Stemmekilden

I figur 20 sammenfattes forholdene omkring menneskets stemmedannelse. Lydgiveren indeholder flg.: *energiforsyning* - lungerne, *oscillator* - stemmelæberne, *resonator* - ansatsrøret og *munding* - tænderne og læberne. Alt i alt en overordentlig fleksibel rørresonator og artikulator.

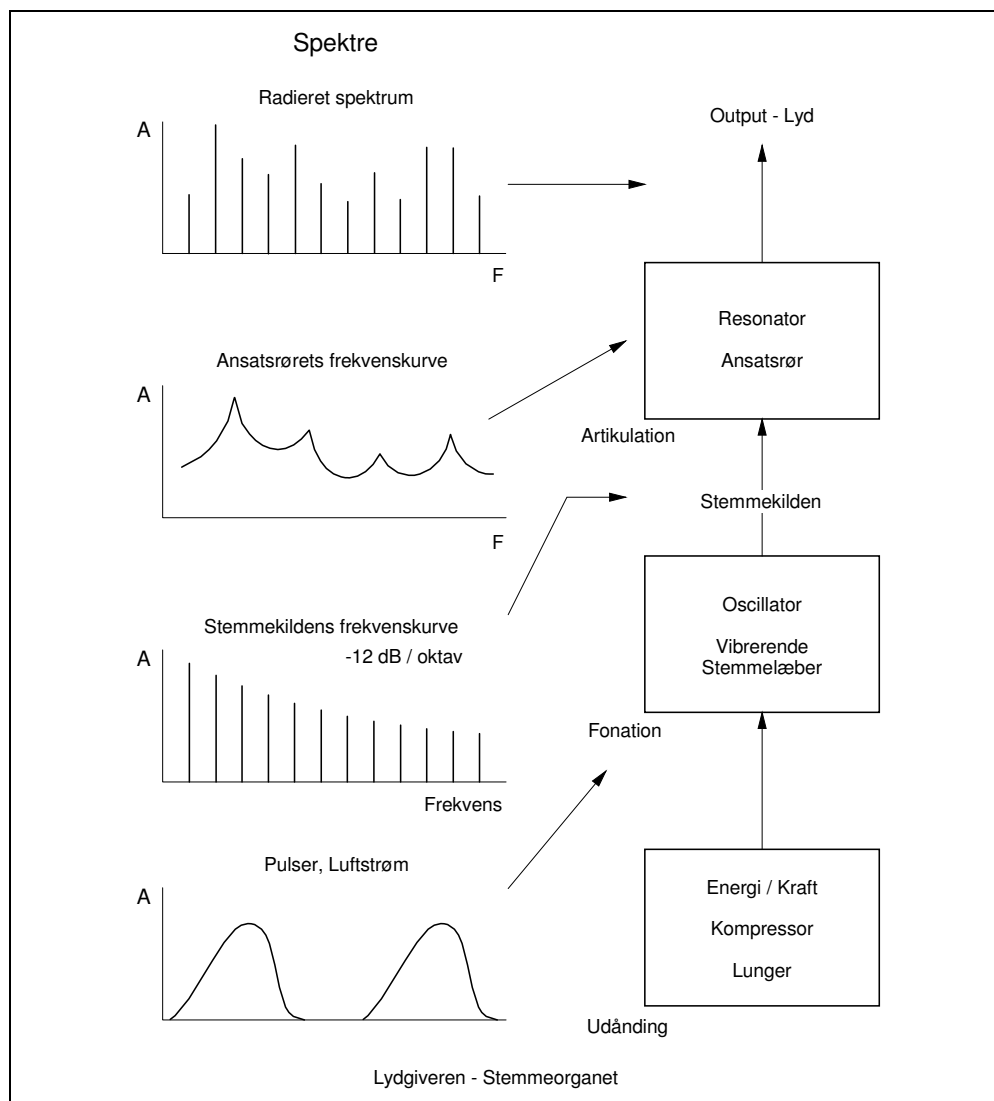
Oscillatorens pulstog vises i nederste venstre vignet med den karakteristiske diskrete pulsdannelse, der medfører stemmekildens frekvensspektrum med et amplitudedefald på 12 dB pr. oktav. Resonansrørets, eller som det kaldes hos mennesket, ansatsrørets frekvenskurve, og endelig det lydspektrum der 'strømmer' ud af munden. Det endeligt udstrålede (radierede) frekvensspektrum er resultatet af alle spektres indvirkning på hinanden.

Nu beregnes ansatsrørets resonansfrekvens, der hos mennesket kaldes formant. En voksen mands ansatsrør er ca. 17,5 cm. langt. Første formanten - f_1 (tidligere kaldet fundamentalfrekvensen) beregnes således:

$$f_1 = 34.000 / (4 \times 17,5) = \text{ca. } 490 \text{ Hz}$$

De øvrige formanter - som er overtonerne:

Anden formant	$f_2 = 3 \times 490 =$	ca. 1470 Hz
Tredje formant	$f_3 = 5 \times 490 =$	ca. 2450 Hz
Fjerde formant	$f_4 = 7 \times$	ca. 3430 Hz
Femte formant	$f_5 = 9 \times$	ca. 4410 Hz
Sjette formant	f	... og så videre.

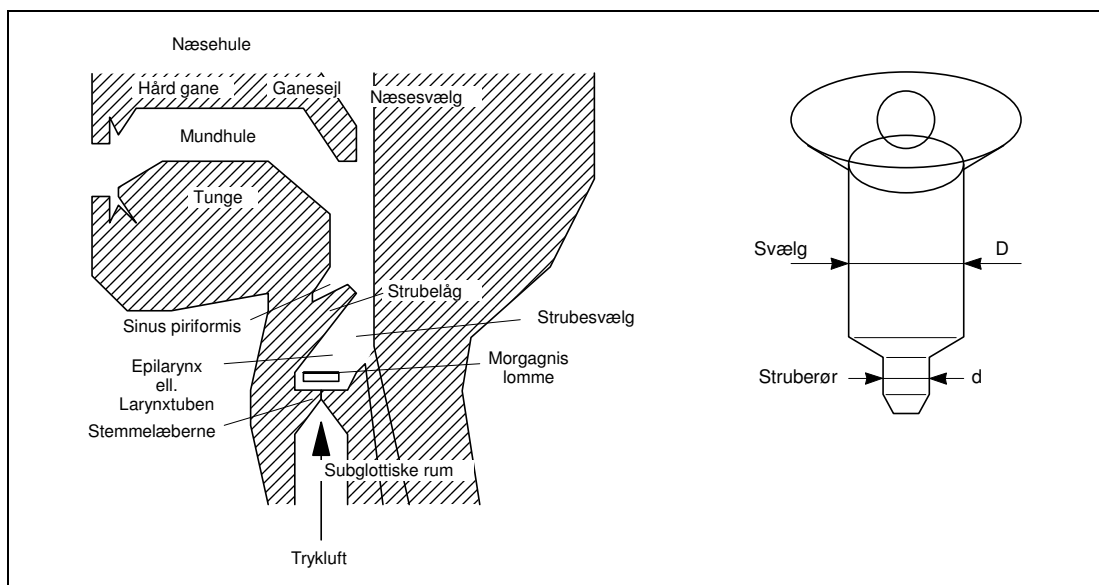


Figur 20. Den tekniske model med alle tre diagrammer

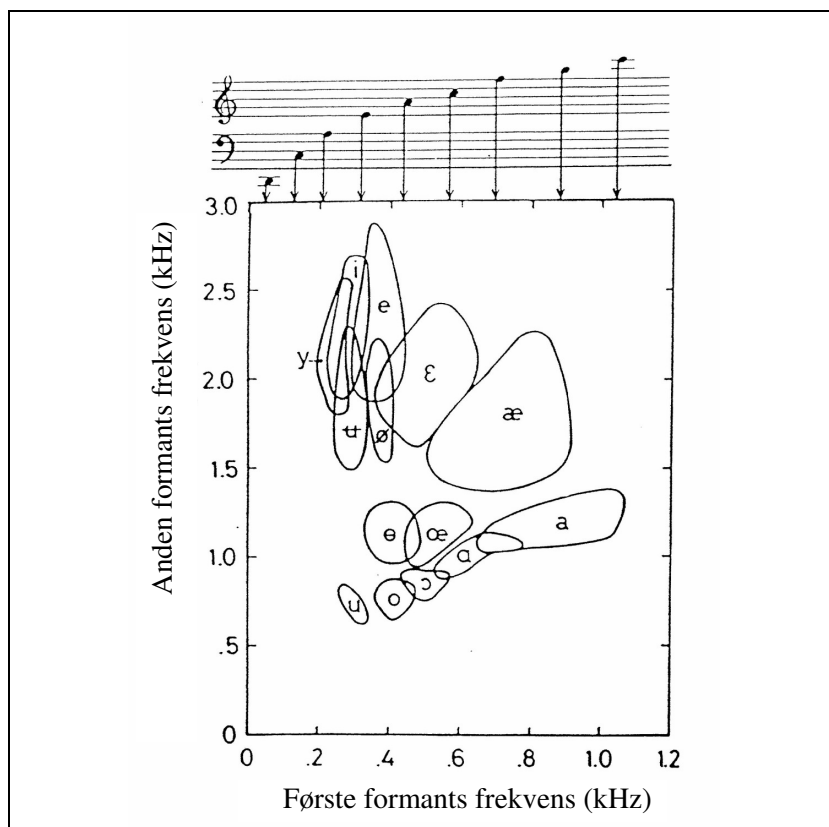
3.4.2 Formanter

Jamen, mennesket synger da med andre toner end med tonen ca. 'B'. Menneskets ansatsrør, figur 21, og rørmunding er så fleksible mht. længde og form, at mennesket kan indstille rørresonatoren, så alle frekvenser, indenfor det fysisk mulige område, dannes. Det er sådan vi danner alle mulige sammensætninger af frekvenser, der giver alle vore vokallyde, der er de egentlige tonebærende lyde. Blot man trækker mundvigene lidt tilbage, ændres ansatsrørets karakteristisk så radikalt, at den lyd, der strømmer ud, bliver ganske anderledes.

Det er først og fremmest forholdet mellem første og anden formant, der i forening giver vokalen dens karakteristiske klang, figur 22.



Figur 21. Et menneskehoved med lodret snit

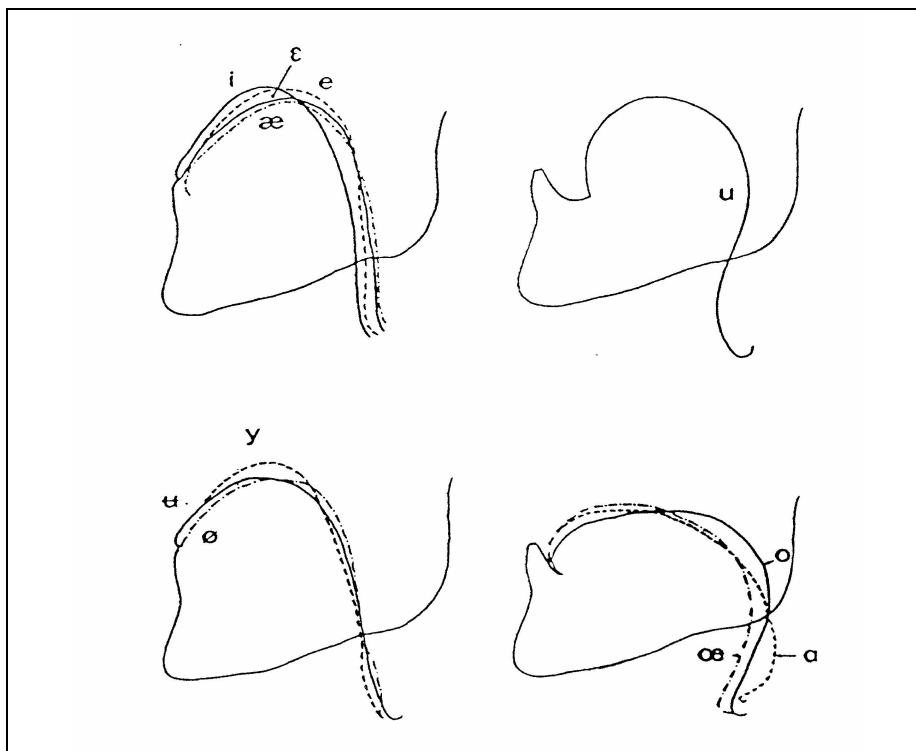


Figur 22. Formanter og deres frekvensdiagram

Vokalerne er menneskets egentlige tonebærende lyde. Konsonanterne dannes ved eksplosion og hvislen. Stoplyd = eksplosion, f.eks. d, v, k, p, q, t, etc. og hvislelyd = stadig luftstrøm hen over tænder og læber, f.eks. s, c, x, z, etc. og næsehulelyd n, m, etc.

3.4.3 Formanter og artikulation

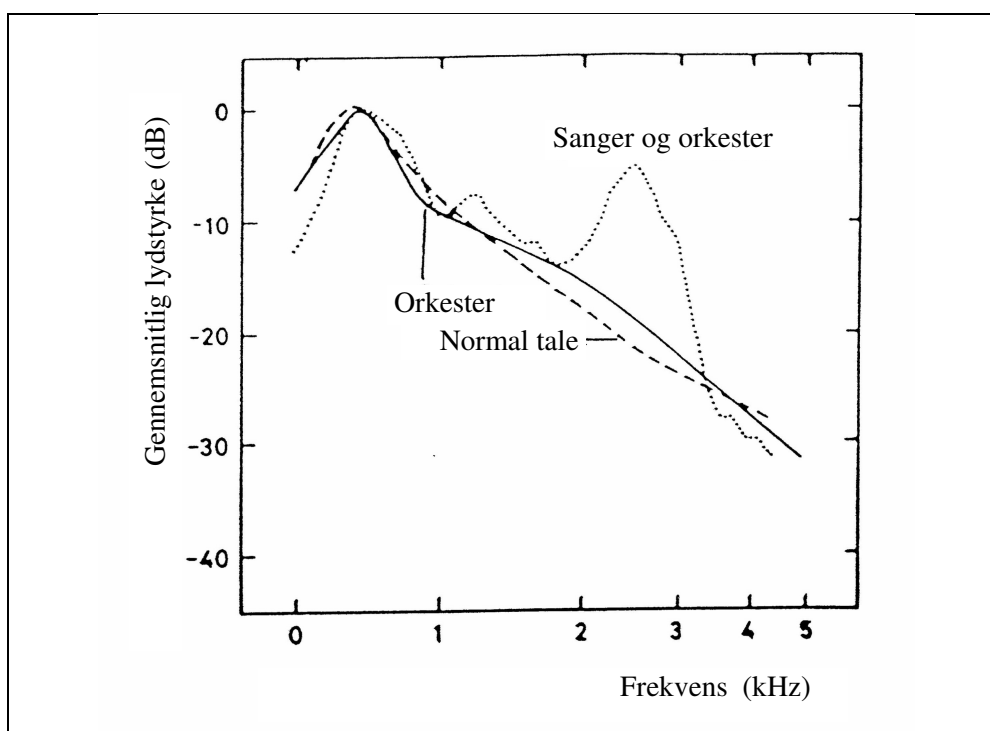
Sammenhængen mellem tungestilling og formant, figur 23.



Figur 23. Formantartikulation og tungestilling

3.4.4 Sangerformanten

På tilsvarende måde kan vi manipulere vort ansatsrør - figur 22. Hvis vi gør den lille diameter 'd' til en sjettedel af den store diameter 'D', så dannes der en selvstændig stående bølge i det lille rør - således at det lydfænomen, der kaldes sangerformanten, opstår.



Figur 24. Lydstyrke - frekvenskurver. Sangerformanten. En sanger og et orkester

4 Rumakustik

Et rums akustiske egenskaber (efterklangstid, ekkovirkning, egenresonans, mv.) har meget stor betydning for den lydoplevelse, man har i rummet.

Mange musikoplevelser er blevet totalt ødelagt på grund af musik- eller koncertrummet akustiske egenskaber. Rummet har været lyddødt i forhold til tilhørers musikalske forventning, eller lyden er druknet i et infernalsk ekko som følge af rummets alt for lange efterklangstid, eller som følge af udæmpede resonanser (resonans: forstærkning af toner ved at rummets flader eller bestemte luftmasser svinger med) ved forskellige frekvenser, der har fortæret eller forstærket bestemte toneområder abnormt.

Et musikrums konstruktion må naturligvis tage udgangspunkt i hensynet til rummets akustiske egenskaber.

4.1 Dæmpning

Dæmpning er fladers absorption af lydbølger, i modsætning til refleksion. Det overflademateriale, der anvendes til beklædning af væggene i et musikrum, har en passende kombination af refleksion og dæmpende virkning.

4.2 Efterklangstid

Efterklangstiden defineres som den tid, der går fra en pludselig afbrydelse af en lyd, og indtil dennes intensitet er faldet 60 dB. Ved tale bør efterklangstiden være kort, da det ellers går ud over forståeligheden. Ved musik - specielt orgelmusik - tilstræbes en længere efterklangstid - 'bruset' fra orglet.

Et Rums egenresonanser spiller også en stor rolle for lydoplevelsen. De 3 rumdimensioner bør vælges i samme størrelsesorden, men dog ikke ens. Et godt kompromis mellem rummets udstrækninger er det gyldne snit: 2 : 3 : 5.

4.2.1 Beregning af efterklangstid

For at styre et rums akustiske egenskaber, oftest rummets efterklangstid og egenresonanser, anbringes forskellige lydabsorberende materialer og åbninger med forskellige egenskaber i rummet. Endvidere fyldes rummet med lydabsorberende enheder - musikere, instrumenter, tilhørere, stole, etc. Lydabsorberende materialer og enheder indvirker på både et rums efterklangstid og dets egenresonans.

Det er muligt at beregne et udæmpet rums efterklangstid; men ingen rum er i praksis udæmpede, og rum, der anvendes til musikaktiviteter, er altid dæmpede - alene derved, at der befinder sig musikere, instrumenter, tilhørere og andet i rummet. Det skal derfor vises, hvorledes et rums efterklangstid påvirkes af lydabsorberende materialer og de lydabsorberende enheder, der befinder sig i rummet.

I rum, der er dæmpet med absorberende materialer, kan efterklangstiden beregnes af formlen:

$$t = \frac{V}{6,26 \times S \times \ln\left(\frac{1}{1-a}\right)} \quad [\text{sec}]$$

hvor t er efterklangstiden i sekunder \ln er den naturlige logaritme
 V er rummets volumen i m^3
 S er arealet i m^2
 a er absorptionskoefficienten (der tages fra nedenstående tabel)

Absorptionskoefficienten er en konstant for et stof eller et materiale. Absorptionskoefficienter for forskellige dæmpende materialer fremgår af følgende tabel:

Materiale/Genstand	Frekvens i Hz					
	125	250	500	1.000	2.000	4.000
Gulvbelægninger:						
Absorptionskoefficient						
Alm. ferniseret trægulv	0,15	0,11	0,1	0,07	0,06	0,07
Kokosmåtte	0,08	-	0,17	-	0,3	-
5 mm tæppe	0,04	-	0,15	-	0,52	-
Mure og vægge:						
Beton	0,01	0,01	0,02	0,02	0,02	0,04
Kalkpuds på mur	0,01	0,01	0,02	0,02	0,03	0,03
16 mm møbelplade - massiv	0,18	0,12	0,1	0,09	0,08	0,07
Vinduer:						
med alm. vinduesglas	0,35	0,25	0,18	0,12	0,07	0,04
Gardiner og forhæng:						
Fortræksgardiner - tætvet	0,06	0,1	0,38	0,63	0,7	0,73
Bomuld hængende ved væg	0,04	0,07	0,13	0,22	0,32	0,35
do. draperet til 1/2 areal	0,07	0,31	0,49	0,81	0,66	0,54
Åbninger mm.:						
Vindue - åbent	1					
Balkonåbning	0,25 - 0,8					
Sceneåbning	0,25 - 0,4					
Ventilationsgitter	0,1 - 0,5					
Akustisk absorberende materiale:						
Rockwool - 5 cm	0,2	0,53	0,74	0,78	0,75	0,77
Rockwool - 10 cm	0,68	0,84	0,82	0,78	0,75	0,77

Tabel 3. Absorptionskoefficienter

Bemærk den store forskel i absorptionskonstanterne for beton og Rockwool (20 til 80 gange). Forskellen siger lidt om, hvad der sker, hvis man draperer alle overflader i et kirkerum med Rockwoolmætter.

Efterklangstiden i et rum, hvori der er anbragt forskellige lydabsorberende enheder, kan beregnes af formlen:

$$t = \frac{V}{6,26 \times A} \quad [\text{sec}]$$

hvor t er efterklangstiden i sekunder
 V er rummets volumen i m^3
 A er antallet af absorptionsenheder [summen af enheder $\times K_A$ i nedenst. tabel]

Eksempler på konstanten A fremgår af følgende tabel, der gælder under den forudsætning, at der ikke anbringes mere end 1 (en) absorptionsenhed pr. m^2 :

Materiale/Genstand	Frekvens i Hz					
	125	250	500	1.000	2.000	4.000
	Konstanten K_A					
Siddende person	0,17	0,36	0,47	0,52	0,5	0,46
Musiker i orkester (instrumenter incl.)	0,4	0,85	1,15	1,4	1,3	1,2
Træstol (sæde og ryg krydsfiner)	0,01	0,02	0,02	0,02	0,02	-
Polstret stol	0,11	0,18	0,28	0,35	0,45	0,42
Klaver	0,2	-	0,6	-	0,52	-

Tabel 4. Absorptionsenheder

Formlerne og tabellerne giver i sig selv et godt billede af, hvordan forskellige materialer påvirker et rums akustiske egenskaber, og hvad der sker, når publikum strømmer til spillestedet.

Et rums resulterende efterklangstid er summen af indvirkningerne fra lydabsorberende materialer og elementer. Beregningen udelades. Der henvises i stedet - og i øvrigt - til speciallitteratur om emnet. Det kræver meget stor erfaring (og kapital) at tæmme et rums akustiske egenskaber (Eksempel: Operahuset i Sidney, Utzon).

4.3 Wagner og træstolene

Richard Wagner's Opera Festspielhaus i Bayreuth er et af verdens fineste operahuse - også i akustisk henseende.

Man oplever en fin afstemning mellem solist, kor og orkester. Orkesterlyden er blød og dæmpet, men alligevel klar, dynamisk og differentieret. Alle musikkens detaljer går fint igennem til publikum, der får en dejlig musikalsk oplevelse. Uanset hvor i salen billetten gælder. Blandt andet fordi orkestret befinder sig under scenegulvet med sangere og kor, i et velbalanceret og afstemt 'akustisk horn' beklædt med en lyd-optimal træsort.

Efterklangstiden i operahuset i Bayreuth er 1,6 sec. Trods denne relativt lange efterklangstid for operahuse, normalt 1,2 til 1,5, lyder musikken forbavsende differentieret.

Wagner havde forstand på mange ting - også på akustik. For at sikre den helt korrekte akustiske dæmpning i rummet er stolene fremstillet af træ, fra første række til husets eneste galleri; med ryglænet i den helt rigtige vinkel. Man går ikke på kompromis med noget, vel!

Den rigtige vinkel - akustisk set - men ikke anatomisk. Fem timers opera på de træstole er 'vanskelig' kost. Vittige hoveder hvisker, at det er stolene, der holder folk vågne.

Senere Operaledere har forbarmet sig; de har forsynet sædet med et tyndt lag jernbanefløj. Men ryglænet? Man forsøger at snige en lille pude med ind - det er forbudt: De ved, akustiske årsager.

Wagner havde forstand på mange ting - også på akustik. Men han havde tilsyneladende overset betydningen af 1950 stk. 90 kg publikummer's dæmpende betydning.

Eller havde han? Der er stadig en vidunderlig akustisk atmosfære i det operahus, når alle de bitte små træstole er forsvundet under mennesker, kjolesæt, stola'er og tyl.

5 Afslutning

God fornøjelse.

Udvalgte værker.

Atlas musik	Bind 1
Brincker, Jens, Annette Kirkegaard og Inge Bruland	Musiklære og Musikalsk analyse I Melodi III Instrumenter
Jørgensen, M. Møller m.fl.	Bølgelære for gymnasiet
Ladefoged, Peter	Elements of acoustic phonetics
Olson, Harry F.	Music, Physics and Engineering
Rasmussen, K.	Analogier mellem mekaniske, akustiske og elektriske systemer
Rørbech, Lone	Stemmebrugslære
Rørbech, Lone & Høgel, Sten	Tal rigtigt - Syng godt
Sundberg, Johan	Musikkens ljudlära
Sundberg, Johan	Röstlära
Sundberg, Johan	Acoustical research
Titze, Ingo	Principle of voice production
Søren Prom Hornslet	