

Universiteit Antwerpen

Faculteit Wetenschappen
Departement Fysica
2017-2018

Eindige-elementenmodellering van het middenoor en de geluidslokalisatie in hagedissen

AUTEUR: PIETER LIVENS

PROEFSCHRIFT TER VERKRIJGING VAN DE GRAAD
MASTER IN DE FYSICA

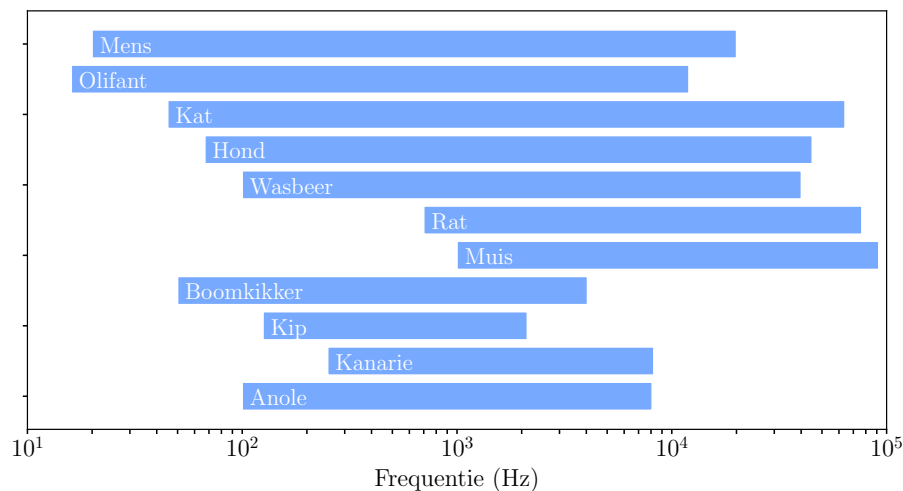
Promotor thesis: Prof. dr. Joris J.J. Dirckx

Co-promotor: Dr. Pieter Muyshondt

Berchem 26 juni 2018

Samenvatting masterthesis

Het staat vast dat één van de redenen dat de mens domineert in de voedselketen zijn breed gamma aan hoogontwikkelde zintuigen is. Deze vijf: *horen, ruiken, zien, proeven* en *voelen*, vormen elk een facet van hoe we de wereld om ons heen ervaren. Voor de lagere soorten wordt dit arsenaal tot op het scherpst van de snee aangewend. Het gaat voor hun nog steeds om een ding: overleven. Als we ons op het horen concentreren, is een van de eerste vragen die gesteld kan worden: "Wat zijn de typische frequenties waarop een dier zijn gehoor zich concentreert?". De onderstaande figuur geeft een overzicht van het gehoorsbereik van een aantal dieren.



Figuur 1: Overzicht van enkele gehoorsbereiken bij zowel zoogdieren als niet-zoogdieren. De data voor de figuur is afkomstig van [1].

Een interessant fenomeen is hier duidelijk zichtbaar: Voor zoogdieren is de tendens dat kleinere dieren bij hogere frequenties horen. Voor de relatief kleine niet-zoogdieren verschuift het gehoorbereik terug naar lagere frequenties. Het feit dat kleinere zoogdieren bij hogere frequenties horen, vindt zijn nut in de manier waarop deze de bron van een geluid lokaliseren. Het achterhalen van waar een geluid vandaan komt, vereist een input aan beide oren die zo verschillend als mogelijk is. Dit verschil kunnen de hersenen gebruiken om de bron van het geluid te lokaliseren. Wanneer de frequentie van een geluidsgolf toeneemt, neemt de golflengte af. Op een bepaald moment wordt de golflengte van dezelfde grootte als het hoofd van het dier, waardoor het als een natuurlijke filter voor geluid optreedt. Dit zorgt ervoor dat de oren een verschillend signaal aankrijgen, waardoor lokalisatie mogelijk wordt. Het gehoor van de mens is het meest gevoelig omheen 1000 Hz (golflengte = 34 cm). De gemiddelde breedte van een menselijk hoofd is rond de 30 cm, wat duidelijk maakt dat de beste frequentie een golflengte heeft die gelijkaardig is aan de breedte van het hoofd. De vraag is echter nu hoe de niet-zoogdieren aan hun informatie geraken om een geluidsbron te lokaliseren. De figuur toont immers een aantal dieren waarvan het hoofd

slechts enkele centimeters breed is en de golflengten lijken dan veel te groot om een verschil aan de oren mogelijk te maken. De truc die deze dieren aanwenden, is het gebruiken van interne effecten in het hoofd. Bij deze dieren zijn de middenoren (ME: *middle ear*), die de trillingen van het trommelvlies (TM: *tympanic membrane*) doorgeven aan de hersenen, niet afgesloten van elkaar zoals in zoogdieren. Ze bevinden zich in een zeer ruime, met lucht gevulde holte die achteraan de keelholte doorheen het hoofd van het dier loopt en beide ME met elkaar verbindt. Als een golf het TM doet trillen, wordt er ook in deze ruime verbinding een geluidsgolf opgewekt die kan doorreizen naar het andere TM en de trillingen ervan beïnvloeden. Dit interne effect zorgt ervoor dat ondanks het gebrek aan externe effecten er toch een intern verschil tussen de vibraties van de trommelvliezen ontstaat, zodat geluidslokalisatie mogelijk is.

In deze thesis wordt de koppeling in de hagedis *Anolis sagrei* (de bruine anole) onderzocht. De anole heeft een hoofdbreedte van 7 mm, terwijl de figuur aangeeft dat ze hoort bij geluiden met golflengten van meerder centimeters. Vertrekkende van μ CT data werd er een anatomisch correct 3D model opgebouwd van het TM, het ME en de koppelende caviteit. Dit akoestisch-mechanisch gekoppelde systeem werd m.b.v. de eindige-elementenmodellering onderzocht. Allereerst werd de dynamische vibratierespons van het individuele ME onderzocht onder een set van excitatiefrequenties om de materiaalparameters zo te optimaliseren dat de gemeten respons uit de literatuur goed werd benaderd. Bovendien werd het dempende effect van de vloeistoffen in het binnenoor in rekening gebracht, wat de responscurves deed dalen in amplitude en de pieken in de respons deed verbreden. Vervolgens werden twee geometrisch vereenvoudigde modellen opgesteld van de trommelvliezen, gekoppeld via een cilindrische caviteit. Beide gaven realistische responscurves, maar een relatief smalle bandbreedte van de directionaliteit. Daarna volgden simulaties van het volledig gekoppelde anatomisch correcte model dat onderhevig was aan invallende geluidsgolven voor een set van invalshoeken en frequenties van de bron. De directionele bandbreedte was breder en werd zelfs verbeterd bij het inbrengen van cochleaire damping tegenover de vereenvoudigde modellen. Tevens zorgt de koppeling tussen de trommelvliezen voor verschillen in vibratiefase die dubbel zo groot kunnen zijn dan verwacht. De connectie is in staat om het hoofd dubbel zo groot te doen lijken qua lokalisatiecapaciteit dan men anatomisch zou denken.

To efficiently transfer sound from air to the fluid of the inner ear, most species make use of ossicles coupled to an eardrum. Mammals have three ossicles while birds and reptiles only have one ossicle connecting the eardrum directly to the inner ear. Surprisingly they localize and hear sounds largely as well as similar-sized mammals, although their hearing is generally bounded to lower-frequency sounds. An important difference is that roughly half of the terrestrial vertebrates also have an internal air-filled connection between both ears. In large animals and in humans, sounds have different travel times and intensities when reaching the ears, and these phase and intensity differences are used to localize sound sources. In small animals such as lizards, the head is too small to deliver significant differences between sounds reaching each ear. The internal connection however, couples the eardrums of the animal and thus creates internal phase and intensity differences.

In this thesis I investigated the sound-source localization in the lizard *Anolis sagrei*. The head width of this animal is 7 mm, while the wavelengths of sound with frequencies audible by the animal are in the order of multiple centimetres. Starting from high-resolution micro-CT data I built an anatomically correct 3D model of the middle ear (ME) and the internal cavity of this species. Using the finite element method I was able to determine the response of this acoustically-mechanically coupled system. First I looked at an individual ME to optimize material parameters to match existing experimental data as close as possible. I also looked at the effect of the impedance of the inner ear, which lowered the vibration amplitudes, but widened the frequency-response curves. Next I built geometrically simplified models of the TM, coupled by a cylindrical cavity. These gave realistic response curves, but pretty narrow directionality. Finally I modelled the anatomically correct system and investigated the vibrational amplitudes and phases under different incident angles of the sound source. These models gave broad directional responses, with the best directional bandwidth being provided by the model with inner ear load. The internal phase difference caused by acoustical coupling of the MEs was twice as large as the external phase difference resulting from the finite travel time around the head. The internal connection makes the head seem twice as large in terms of sound-localization ability as one would expect from head size alone.

Dankwoord

Allereerst zou ik professor Joris Dirckx willen bedanken om me de kans te geven deze thesis te verwezenlijken. Toen ik in het laatste bachelorjaar kwam horen achter eventuele onderwerpen, bleek er een waslijst aan interessante onderzoeken voorhanden. Uiteindelijk viel de keuze op het onderzoeken van geluidslokalisatie, iets wat me tot de dag van vandaag blijft fascineren. Die ervaring uit de bachelorthesis met het modelleren kwam in deze masterthesis goed van pas. Graag zou ik dan ook dr. Pieter Muyshondt willen bedanken. Hij heeft me door zijn kennis zeer veel geholpen met het opbouwen en uitbreiden van het model dat ik op deze bladzijde mag presenteren. Het mee nadenken over problemen of suggereren van papers en boeken waaruit ik informatie kon putten, was een enorme hulp tijdens het onderzoek, waarvoor dank.

De andere doctoraatsstudenten: Kilian Gladiné, William Keustermans, Felipe Pires en Sam Van der Jeught mogen zeker niet ontbreken. Hun suggesties op vlak van software, modelleren en tactieken hartenjagen werden zeer geapprecieerd en droegen bij tot een productieve thesis.

Tevens zou ik graag mijn vriendin, Lise Tubex, bedanken voor de steun tijdens de thesis. Aangezien we beiden in ons thesisjaar zitten, was er altijd iemand die in hetzelfde schuitje zat. We konden dan ook altijd onze interesse, verwezenlijkingen en soms de frustratie aan elkaar kwijt.

Ten slotte wil ik mijn familie bedanken voor hun steun doorheen de opleiding. Hun interesse leerde me moeilijke onderwerpen uitleggen aan een breed publiek en hielp me ook met het zelf doorgronden van vele concepten.

Samenvatting masterthesis	ii
Summary masterthesis	iv
Dankwoord	v
 I Huidige stand en achtergrond	 1
1 Geluid en het gehoorsysteem van hagedissen	3
1.1 Geluidsgolven en gehoor	4
1.1.1 De eigenschappen van geluid	4
1.1.2 De perceptie van geluid	4
1.2 Structuur en functie van het oor	6
1.2.1 Het buitenoor	6
1.2.2 Het middenoor	6
Middenoorstructuur	7
Middenoorfunctie	8
Beperkingen van het één-beentjes middenoor	11
1.2.3 Het binnenoor	12
1.3 Geluidslokalisatie en intern gekoppelde oren	13
1.3.1 Zoogdieren gebruiken externe geluidseffecten	13
1.3.2 Niet-zoogdieren maken gebruik van interne effecten	15
1.3.3 Experimenteel bewijs voor intern gekoppelde oren	16
Amplitudeverschillen door intern gekoppelde oren	16
Faseverschillen door intern gekoppelde oren	18
1.3.4 Modellen voor directionaliteit bij intern gekoppelde oren	19
Ketenmodellen	19
Een analytische aanpak	22
 2 Mechanica en modelleren van het gehoorssysteem	 25
2.1 Mechanica in vaste stoffen	26
2.1.1 Vervormingen in een materiaal	26
2.1.2 Spanningen in een materiaal	28
2.1.3 Lineaire spanning-rek relaties in materialen	28
2.1.4 Visco-elasticiteit in materialen	29
2.2 De gedempte harmonische oscillator	31
2.2.1 Opstellen van de vergelijking	31
2.2.2 Homogene oplossing	32
2.2.3 De particuliere oplossing	33
2.3 Het circulair aangedreven membraan	35

2.3.1	Opstellen van de vergelijking	35
2.3.2	Homogene oplossing	35
2.3.3	Particuliere oplossing	36
2.4	Het sectorieel membraan: Trommelvliesvibraties	37
2.5	De eindige-elementenmethode	39

II Mijn werk:

eindige-elementenmodellering en aanvullende modellen voor het beschrijven van intern gekoppelde oren	41
--	----

3 Opbouw van het eindige-elementenmodel 43

3.1	Beeldsegmentatie en het oppervlaktemodel	44
3.1.1	Van micro-CT data tot een oppervlaktemodel	44
3.1.2	Anatomische informatie verkregen uit de segmentatie	48
3.2	Opbouwen van het eindige-elementen model	49
3.2.1	Importeren van de geometrie	49
3.2.2	Randvoorwaarden in het systeem	49
3.2.3	Materiaaleigenschappen	50

4 Vergelijkende modellen voor geluidslokalisatie 51

4.1	Een ketenmodel	52
4.2	Een cilindrisch eindige-elementenmodel	54
4.2.1	De invloed van de vorm van het TM	55
4.2.2	De invloed van volume-correctie op het model	58
4.2.3	De invloed van de dimensies van het systeem	60
4.2.4	Directionaliteit van het cilindrisch model	61
4.3	Conclusies van dit hoofdstuk	62

5 Resultaten en conclusie van het anatomisch correcte eindige-elementenmodel 63

5.1	Het individuele middenoormodel: invloed van materiaalparameters	65
5.1.1	Invloed van de Young's modulus van het TM (E_{tm})	66
5.1.2	Invloed van de Young's modulus van de extra-columella (E_{exc})	68
5.1.3	Invloed van de dikteverdeling van het TM	69
5.1.4	Invloed van cochleaire damping	70
5.2	Het interauraal gekoppeld gehoorsysteem	72
5.2.1	Respons met en zonder cochleaire damping	72
5.2.2	Directionaliteit van het model	74
5.3	Conclusies van dit hoofdstuk en de thesis	76
5.4	Toekomstperspectief	76

Referenties 77

Deel I

Huidige stand en achtergrond

1

Geluid en het gehoorsysteem van hagedissen

In dit eerste hoofdstuk bekijken we de basisconcepten die relevant zijn voor de thesis. Allereerst bespreken we het belang van de decibelschaal voor de geluidspereceptie. Nadien gaan we in op het anatomische en structurele belang van het oor. Hierbij leggen we de basis van de structurele eigenschappen die het model moet beschrijven. Ten slotte bespreken we hoe het kan dat een interne connectie tussen de trommelvliezen in staat is om bij lage frequenties te zorgen voor geluidslokalisatie. De meest belangrijke data uit de literatuur wordt besproken, alsook de modellen die men gebruikt om de lokaliserende eigenschappen van intern gekoppelde oren te voorspellen.

Inhoudsopgave

1.1	Geluidsgolven en gehoor	4
1.1.1	De eigenschappen van geluid	4
1.1.2	De perceptie van geluid	4
1.2	Structuur en functie van het oor	6
1.2.1	Het buitenoor	6
1.2.2	Het middenoor	6
1.2.3	Het binnenoor	12
1.3	Geluidslokalisatie en intern gekoppelde oren	13
1.3.1	Zoogdieren gebruiken externe geluidseffecten	13
1.3.2	Niet-zoogdieren maken gebruik van interne effecten	15
1.3.3	Experimenteel bewijs voor intern gekoppelde oren	16
1.3.4	Modellen voor directionaliteit bij intern gekoppelde oren	19

1.1 Geluidsgolven en gehoor

1.1.1 De eigenschappen van geluid

De druk van een gas wordt veroorzaakt door de onderlinge botsingen van de gasmoleculen. Op zeeniveau is de collectieve grootte van de botsingen goed voor een druk van 1013 hPa. Wat wij ervaren als geluid is een oscillatie van de luchtdruk omheen de atmosferische achtergronddruk [2]. Het geavanceerde gehoorssysteem van de mens is in staat om een akoestische druk van $20 \mu\text{Pa}$ op te pikken, wat men de *gehoorsdrempel* noemt. Dit is ongeveer 5 miljard keer zwakker dan de omgevingsdruk en bovendien kunnen we drukken horen die een miljoen keer groter zijn dan de gehoorsdrempel. Dit grote bereik, het *gehoorbereik* of de *bandbreedte*, van mogelijke geluidsniveaus (L_p), leent zich goed tot het gebruiken van een logaritmische schaal: de decibel (dB) schaal.

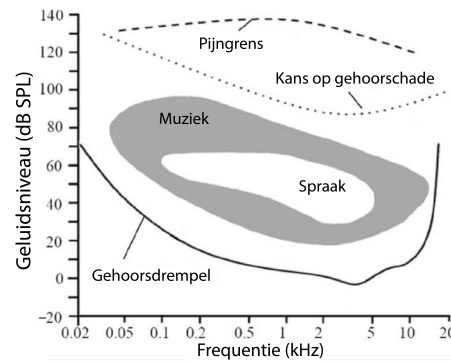
$$L_p = 20 \log_{10} \left(\frac{p}{p_0} \right) \quad (1.1)$$

p_0 is een referentiedruk die ons een geïkt nulpunt oplevert. In de Engelstalige literatuur spreekt men van de *sound pressure level* (dB SPL), wat we omwille van consistentie in deze thesis ook zullen doen. Merk op dat een tijdsonafhankelijke grootte van de akoestische drukken wordt gebruikt, waarvoor men de RMS (*Eng.: root mean squared*) waarde van effectieve drukgolf berekend. De logaritmische schaal blijkt een zeer goede keuze, aangezien het brein amplitude veranderingen van de geluidsdruk logaritmisch waarneemt.

1.1.2 De perceptie van geluid

Het gehoorbereik van de mens is goed onderzocht en wordt algemeen tussen de 20 Hz en 20 kHz genomen. De krommen die de minimale hoorbare druk aangeven bij een bepaalde frequentie worden *audiogrammen* genoemd. Een voorbeeld van een audiogram voor de mens wordt gegeven in figuur 1.1. Tussen 1 en 4 kHz is de nodige druk om een bepaalde frequentie waar te nemen minimaal, wat overeenkomt met de spraakfrequenties van de mens. Bij te lage of te hoge frequenties worden de nodige drukken zo hoog, dat deze tonen onhoorbaar worden of te pijnlijk.

Wanneer de gehoorscapaciteiten en -organisatie algemeen voor reptielen wordt bekeken, is er een zeer grote diversiteit aanwezig [3]. Dit levert een interessante verzameling organismen waartussen de auditieve structuren en de mate van gehoorscapaciteit kan worden vergeleken. Diezelfde diversiteit maakt een alomvattende en enigszins compacte beschrijving van het gehoor van reptielen echter onmogelijk. Bovendien is er slechts weinig data over het gedrag van deze dieren bij auditieve prikkels, wat het besluiten of een dier de prikkel "hoort" iets omslachtiger maakt. De meeste informatie komt dan ook van metingen van de cochleaire potentiaal bij het aanleggen van een externe druk. Zulke experimenten leggen een druk op aan het binnenoor (meer bepaald op de voetplaat) op één bepaalde frequentie en kijken hoe sterk deze moet zijn om een elektrisch signaal naar de hersenen te sturen. Deze metingen vertonen hoogstwaarschijnlijk een goede correlatie met het effectieve auditieve bereik en geven daardoor vaak de meest belangrijke informatie over het gehoorsbereik van deze dieren.



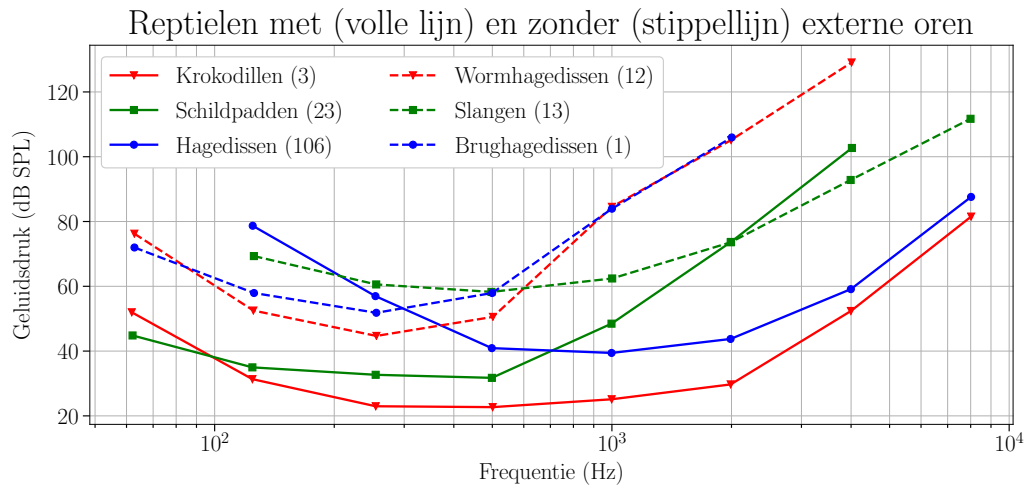
Figuur 1.1: Weergaven van een menselijk audiogram en een aantal relevante regio's binnen het gehoorbereik. De figuur is herwerkt naar [2].

Een eerste opdeling die kan worden gemaakt is tussen reptielen waarvan de oren niet extern zichtbaar zijn¹ en de reptielen met een extern zichtbaar gehoorsysteem. Hiertussen zijn er al een aantal opmerkelijke tendensen te zien (zie fig. 1.2, stippellijn is zonder, volle lijn is met externe oren). Het is dan duidelijk dat deze laatste een efficiënter audiogram vertonen, doordat de nodige drukken lager zijn om hetzelfde signaal te bekomen in het binnenoor op een bepaalde frequentie. Merk op dat voor de hagedissen een gehoorsbereik van 100 tot 8000 Hz geldt, wat logaritmisch gezien een aanzienlijke fractie is van het menselijke gehoorsbereik (vergelijk hiertoe met figuur 1.1). Voor alle reptielen met externe oren geven de krommen ook aan dat het optimale gebied breder is tegenover de reptielen zonder externe oren. Dat zo een hoge mate van efficiëntie kan bereikt worden, ondanks de eenvoudigere organisatie van het gehoororgaan (zie verder) is tot op heden een reden voor intensief onderzoek, bv. voor de ontwikkeling van gehoorprothesen.

Het volgende onderscheid dat kan gemaakt worden, is door naar de hagedissen onderling te gaan kijken. De reden dat de hagedissen meer zijn onderzocht, is doordat ze gevoeliger zijn bij hogere frequenties dan de meeste andere soorten. In figuur 1.2 is dit te zien doordat de ligging van de hagedissen (volle lijn met cirkelmarkering) meer naar rechts ligt dan nagenoeg alle andere soorten. De grote mate van variatie in de anatomie en audiogrammen tussen verschillende soorten hagedissen, maakt dat de gemiddelde krommen van figuur 1.2 echter niet al te strikt gelden voor alle soorten. Met name de audiogrammen van gekko's vertonen grotere verschillen met dit gemiddeld beeld [3] (niet weergegeven).

In de verdere beschrijving wat betreft het gehoororgaan, zullen we ons concentreren op de organisatie en eigenschappen van het oor in hagedissen, omwille van hun efficiënte audiogrammen en de interessante manier waarop ze geluidsbronnen lokaliseren (zie verder).

¹Concreet bedoelen we of het trommelvlies zichtbaar is of er een gehoorgang aanwezig is. Fig. 1.2 bewijst o.a. dat slangen zonder extern zichtbare oren niet doof zijn, in tegenstelling tot wat eerst gedacht werd. Vaak domineren voor deze soorten andere prikkels, zoals het oppikken van grondtrillingen, waardoor bij akoestische testen het auditieve vermogen slechter lijkt dan in realiteit het geval is [3].



Figuur 1.2: Vergelijking tussen reptielen met (volle lijn) en zonder (stippellijn) externe oren. Voor deze laatste zijn altijd hogere drukken nodig bij dezelfde frequentie en deze hebben bijgevolg een lagere gevoeligheid. Het aantal metingen per orde of suborde wordt weergegeven tussen ronde haken. Merk op dat de wormhagedissen en brughagedissen tot andere families behoren dan de hagedissen, ondanks hun naam. De data voor de figuur is afkomstig uit [3, pg. 316]

1.2 Structuur en functie van het oor

Hoewel er een grote variëteit is in de specifieke opbouw van het hagedissenoor, zijn de globale eigenschappen gelijkaardig aan de mens. Zo kan het oor van hagedissen eveneens in drie delen worden beschouwd: het buitenoor, het middenoor en het binnenoor.

1.2.1 Het buitenoor

Het buitenoor, of gehoorkanaal, is in hagedissen relatief kort en in diepte vaak niet meer dan een millimeter. Deze externe opening is in oppervlakte kleiner dan het trommelvlies en levert bescherming tegen de omgeving. Aangezien de audiogrammen een maximale gehoorsfrequentie van 8 kHz (golflengte: 4 cm) aanduiden, is het redelijk om te veronderstellen dat het gehoorskanaal geen vervorming van een externe auditieve drukgolf teweeg brengt.

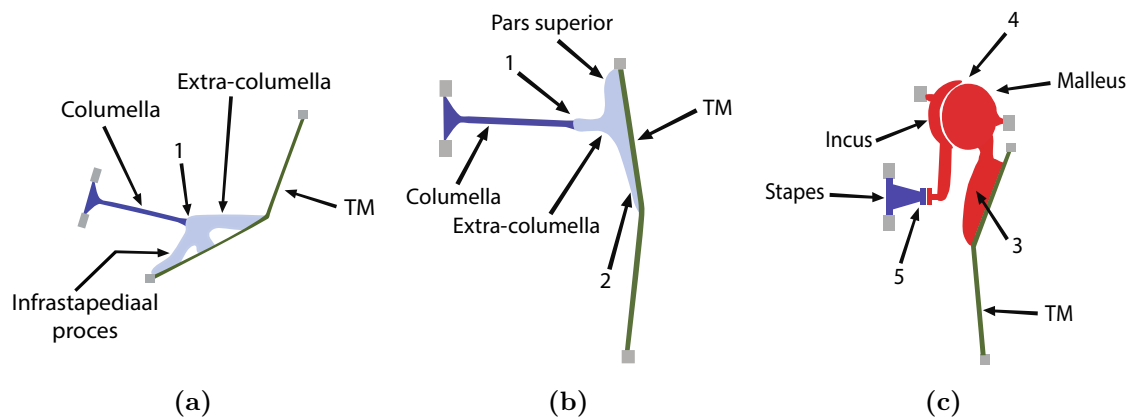
1.2.2 Het middenoor

Momenteel aanvaardt men vier types van middenoren in hagedissen: *iguanide*, *gecko*, *skink* en *divergent*. We bespreken voornamelijk de *iguanide* opbouw, naar het werk van Wever [4]. Het onderzoeksobject van deze thesis, de bruine anolis of *Anolis sagrei*, behoort tot de iguanide familie, die een sterke consistentie vertoont qua middenoorstructuur en vermoedelijk ook qua functie.

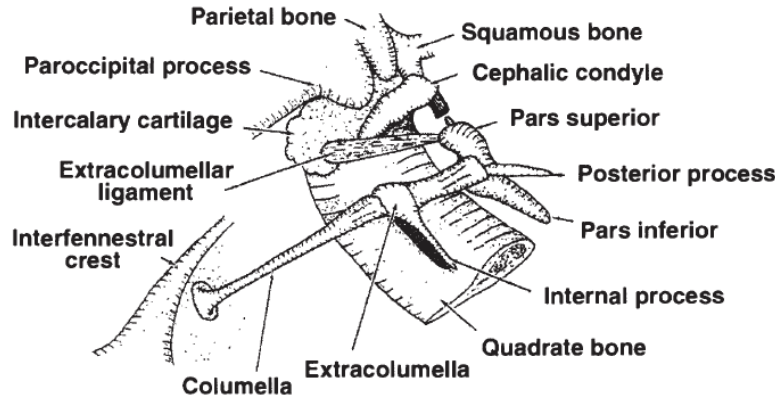
Middenoorstructuur

Het middenoor is een mechanische geluidgeleidingsketen en bestaat uit hoofdzakelijk twee componenten: de columella en extra-columella, zie figuur 1.3b en 1.4. De columella is een benige holle staaf en loopt van de extra-columella tot aan het ovale venster in het binnenoor [4]. Het hol zijn verlaagd de effectieve massa, wat de inertie tijdens het bewegen verminderd. Deze één-beentjes overbrenging vindt men tevens terug bij vogels (fig. 1.3a) en kikkers en is ondanks zijn versimpelde opstelling tegenover de mens (fig. 1.3c) toch in staat om efficiënt geluid naar het binnenoor te geleiden. De columella verbreedt vaak opmerkelijk aan het ovale venster, waar de voetplaat rust. De omranding van de voetplaat is bedekt met collageenvezels en vormt zo het *annulair ligament* dat beweging van de voetplaat mogelijk maakt. Aan de andere zijde van de columella is er vaak een kraakbenige verbinding, vooraleer het beentje overgaat in de extra-columella.

De extra-columella bestaat volledig uit kraakbeen en vertakt in de zg. *processen*. Voor deze soort zijn er vier processen, waarvan er drie de verbinding met het trommelvlies (*tympanisch membraan*, afgekort tot TM) vormen. Op figuur 1.4 worden deze weergegeven en zijn genaamd: *de pars superior*, *de pars inferior* en *het posterieure proces*. Het andere proces dient als een ondersteuning van de columella-extra-columella verbinding en heet: *het intern proces*. De pars superior wordt vaak a.d.h.v. een extra-cumulair ligament verbonden aan kraakbeen dat in het omgevend bot aanwezig is (fig. 1.4). Een tweede ligament, het intra-tympanisch ligament, loopt vanuit een aanhechting in het bot, langs het trommelvlies en verbindt met de punt van de pars inferior. Merk op dat bij niet-zoogdierachtigen het trommelvlies naar buiten toe uitstulpt, terwijl in de mens het juist naar binnen toe kromt.



Figuur 1.3: Schematisch weergave van een aantal middenoorstructuren, niet op schaal: (a) vogels, (b) hagedissen en (c) mensen. Cijfers duiden delen aan waar er een hoge mate van flexibiliteit aanwezig is: 1 = articulatie tussen columella en extra-columella; 2 = pars inferior; 3 = manubrium (een proces) van de malleus; 4 = malleus-incus articulatie; 5 = incus-stapes articulatie. TM = tympanisch membraan. Figuren (a-c) zijn herwerkt uit [5].



Figuur 1.4: Detailweergave van het middenoor. De figuur is afkomstig uit [6].

Middenoorfunctie

Het middenoor zorgt voor het overeenstemmen van de akoestische impedanties tussen het buitenoor en het binnenoor. Een eerste terechte vraag die men zich kan stellen is: "Waarom is het hebben van een middenoorsysteem voordelig?". Zoals aangehaald is de gangbare verklaring dat in het auditieve gehoorsbereik een middenoorsysteem de geluidsgeluiding enorm verbeterd. Als een akoestische golf in een bepaald medium aan het scheidingsoppervlak met een ander medium komt, ondervindt deze een zekere weerstand. De mate waarin het oppervlak het trillen weerstaat en het doorstromen van akoestische energie belemmert, noemt men de *akoestische impedantie* Z . De akoestische impedantie wordt gevonden door de verhouding van de geluidsdruk p tegenover de volumeverplaatsing U te nemen

$$Z = \frac{p}{U}. \quad (1.2)$$

Aangezien Z afhangt van de grootte van de oppervlakte waardoor de golf stroomt, is de *specifieke akoestische impedantie* z soms een betere maat. Deze wordt bepaald door het medium en niet de dimensies en voldoet aan

$$z = \frac{p}{u} \quad (1.3)$$

met u de deeltjessnelheid van de akoestische stroom. Een invallende golf op een materiaal zal altijd in een zekere mate gereflecteerd worden. Het percentage van gereflecteerde intensiteit kunnen we uitdrukken met de reflectiecoëfficiënt R

$$R = \left(\frac{z_2 - z_1}{z_2 + z_1} \right)^2 \quad (1.4)$$

Met name bepaalt het verschil in specifieke akoestische impedantie tussen de media hoeveel energie er wordt gereflecteerd. De transmissie T volgt dan uit $T = 1 - R$. Het binnenoor is gevuld met vloeistof, hetgeen een impedantie heeft vergelijkbaar met water, nl. $z_{\text{water}} = 1,48 \cdot 10^6 \text{ Pa.s/m}$. In lucht is z_{lucht} slechts 415 Pa.s/m . Als geluidsgolven direct op het

binnenoor zouden invallen, levert formule (1.4) dat 99,89% van de aankomende akoestische energie wordt gereflecteerd. Het middenoor is de evolutionaire oplossing tegen dit grote energieverlies en zorgt voor de zogenaamde *impedantie matching*. Het TM is een relatief dun membraan met een lage impedantie dat gemakkelijk aan het trillen wordt gebracht. Wanneer het middenoor erin slaagt om de impedantie tot aan de voetplaat te verhogen, zal de reflectie R kleiner worden. Men onderscheidt voornamelijk drie mechanismen die bijdragen aan deze omzetting [7].

De kettinglijnhefboom: Het trommelvlies is opgehangen aan zijn rand en conisch van vorm. De verplaatsingen van het uitstekende punt, waar de extra-columella aanhecht, zullen kleiner zijn dan die van het omliggende "vrije" trommelvlies. Kleinere verplaatsingen worden geassocieerd met grotere krachten, zoals in een koevoet het geval is, waardoor er een hefboomwerking is. De andere twee hefboomen zijn echter meer significant.

De hydraulische hefboom: Het trommelvlies is veel groter qua oppervlak dan de voetplaat. Bijgevolg is de druk op de voetplaat groter dan op het trommelvlies als we veronderstellen dat de kracht volledig van het trommelvlies naar de voetplaat wordt overgebracht. Een hogere druk met eenzelfde snelheid verhoogt dus de effectieve akoestische impedantie aan de voetplaat (zie formule (1.3)).

De gehoorsbeenhefboom: In figuur 1.3b was een algemeen middenoorsysteem voor een hagedis te zien. Men kan hier een lange arm waarnemen die van het trommelvlies-middelpunt, over de pars inferior, naar het bovenste punt van de pars superior loopt (het grijze blokje in de figuur). Een kortere arm kan worden getrokken van dit bovenste punt tot de plaats waar de extra-columella aanhecht. De pars superior is verbonden met o.a. een extra-columellair ligament dat zijn bewegingsvrijheid beperkt. Wanneer het trommelvlies beweegt zal een rotatie ontstaan omheen dit bovenste punt aan de pars superior. De lange arm is dan de *machtarm* en de korte arm de *lastarm* van een hefboom zeer gelijkaardig aan een koevoet. Wederom is deze vergroting van kracht een vergroting van impedantie, wat de energiedoorstroom verbeterd.

Om de voorgaande argumenten experimenteel kracht bij te zetten, kijkt men vaak naar de verhouding van de snelheid op het uiteinde van de pars inferior en de voetplaat [6, 7]. De redenering hierachter is dat een eenvoudig hefboomsysteem moet voldoen aan

$$F_l \cdot x_l = F_m \cdot x_m. \quad (1.5)$$

Met F de kracht en x de lengte van de macht- (m) of lastarm (l). (Denk bijvoorbeeld aan een wip die men probeert te balanceren.) Hier geldt dat de machtarm bestaat uit de pars inferior en de pars superior ($pi + ps$) en de lastarm enkel uit de pars superior (ps). Aangezien het een rotatiebeweging omheen een punt is dat ons aanbelangt, kunnen we de angulaire snelheden als volgt relateren

$$\frac{v_{pi+ps}}{v_{ps}} = \frac{l_{pi+ps}}{l_{ps}} \quad (1.6)$$

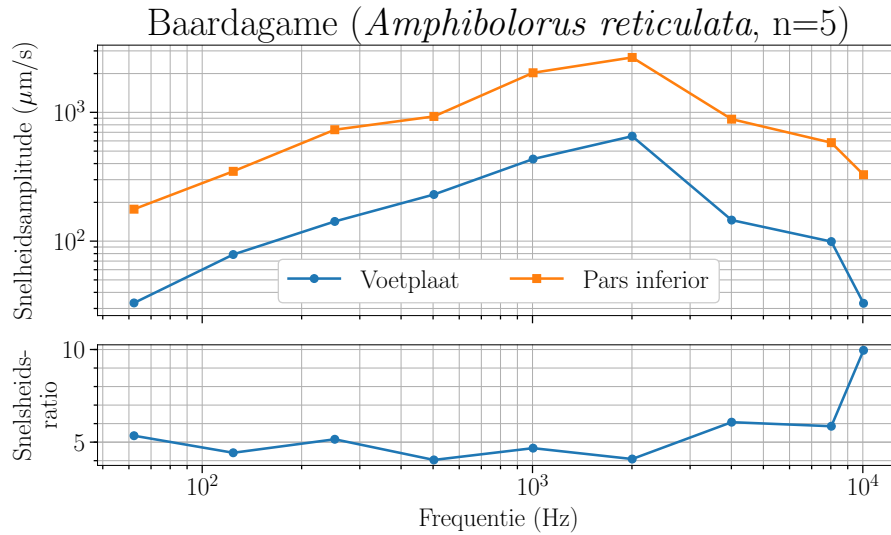
Als we vervolgens veronderstellen dat de columella een longitudinale pistonbeweging maakt, dan geldt dat snelheid van de columella aan zijn beide uiteinden gelijk is, dus $v_{ps} = v_{vp}$

met v_{vp} de snelheid aan de voetplaat. Als we gebruik maken van (1.3) en (1.6), dan is deze verhouding gerelateerd aan de akoestische impedantie (1.2) volgens

$$\frac{Z_{vp}}{Z_{tm}} = \left(\frac{A_{tm}}{A_{vp}} \right)^2 \left(\frac{v_{pi+ps}}{v_{vp}} \right)^2, \quad (1.7)$$

waarbij de snelheid van het trommelvlies v_{tm} die effectief bijdraagt tot de geluidsgeleiding wordt gekozen als v_{pi+ps} op het uiterste punt van de pars inferior. Het rechterlid levert een factor op die vele malen groter kan zijn dan één, wat de impedantie van het trommelvlies tot aan de voetplaat vergroot. Het is voornamelijk de oppervlakteverhouding die de vergroting oplevert.

Ter illustratie tonen we in figuur 1.5 het gemiddelde resultaat van metingen op vijf verschillende baardagames aan de pars inferior en de voetplaat uit [6]. Zoals verwacht is de pars inferior snelheid hoger dan die van de voetplaat en het blijkt dat de verhouding van de snelheden constant blijft voor een groot gedeelte van het frequentiebereik. Bij hogere frequenties wordt het gedrag meer gecompliceerd, wat te wijten is aan het optreden van ingewikkeldere vibratiemodes in dit mechanische systeem. De snelheidsratio blijkt ongeveer vijf te zijn (fig. 1.5 onderaan). De reden hiervoor is dat voor deze soort de extra-columella is aangehecht aan de rand van het trommelvlies op een afstand van ongeveer 1/5 van de pars superior + pars inferior afstand, wat een hefboomwerking met een factor 5 impliceert. Voor de anolis van deze thesis is een factor 1/2 te verwachten omwille van hetzelfde anatomische argument.

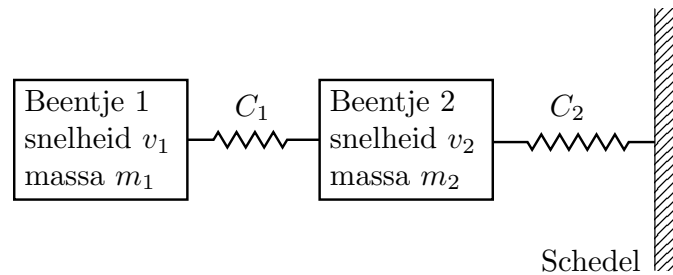


Figuur 1.5: Bovenste paneel: Weergave van de gemiddelde snelheid van de pars inferior en de voetplaat onder een druk van 100 dB SPL. Onderste paneel: De resulterende snelheidsratio, die constant blijkt te zijn over een groot gedeelte van het frequentiedomein. Voor hoge frequenties ($> 8 \cdot 10^3$ Hz) wordt het gedrag gecompliceerder. De data voor de figuur is afkomstig uit [6, pg. 33].

Beperkingen van het één-beentjes middenoor

Nu we de structuur en functie van het hagedissen-middenoor hebben bekeken, kunnen we verklaren waarom dit systeem niet in staat is om de hoge frequenties ($> 10^4$ Hz) efficiënt door te sturen naar het binnenoor. Bijna alle niet-zoogdieren zijn omwille van twee aspecten beperkt tot horen in de lagere regionen van het frequentiedomein. Zoogdieren horen zonder problemen wel hogere frequenties en een eerste argument is dan ook te vinden door figuur 1.3b en 1.3c te vergelijken. Het menselijk middenoor illustreert de typische opbouw die zoogdieren toepassen, met name dat de gehoorsbeentjes niet in een rechte lijn naar de voetplaat vertrekken, maar een soort omtrekkende beweging maken. De massa van dit systeem zit bij de mens bijgevolg "gecompacteerd" t.h.v. het malleus en incus rotatiepunt. De inertie is dus relatief klein. Voor de hagedissen zit het zwaartepunt nagenoeg tegen het trommelvlies, wat een veel hogere inertie impliceert [2].

Een tweede belangrijk argument heeft te maken met de flexibiliteit van de middenoorstructuren [5]. Bij de mens zijn de gehoorsbeentjes zeer benig en hebben weinig flexibiliteit, buiten bij de verbindingen tussen de beentjes. De regio's met hogere flexibiliteit worden aangeduid met cijfers in fig. 1.3. Functioneel bestaat het hagedissen-middenoor door deze flexibiliteit uit twee beentjes, hoewel men het in de literatuur steeds aanduidt als een één-beentjes-middenoor. In figuur 1.6 tonen we hoe we met een mechanisch model een goed idee kunnen krijgen van de effecten van de flexibiliteit. Beentje 1, dat deels de extra-columella voorstelt, heeft massa m_1 en een snelheid v_1 . Het is verbonden via een veer (compliantie C_1) met het tweede beentje, de columella. Dit laatste beentje is via een flexibele verbinding vastgemaakt aan de schedel (wat een tweede veer impliceert).



Figuur 1.6: Illustratie van het model waarmee we de effecten van flexibiliteit op een middenoorsysteem willen bepalen. De figuur is herwerkt naar [5].

De eigenschappen van een flexibeler verbinding blijken de volgende:

1. Bij hoge en lage frequenties zal de eerste massa altijd sneller bewegen dan de tweede $v_1 > v_2$.
2. De absolute snelheid v_1 is groter bij de heel hoge en lage frequenties als het systeem flexibeler is.
3. Bij hoge frequenties neemt de absolute snelheid van v_2 sneller af als functie van de frequentie bij een flexibele verbinding dan bij een stuggere connectie. Op lagere frequenties is er geen effect.

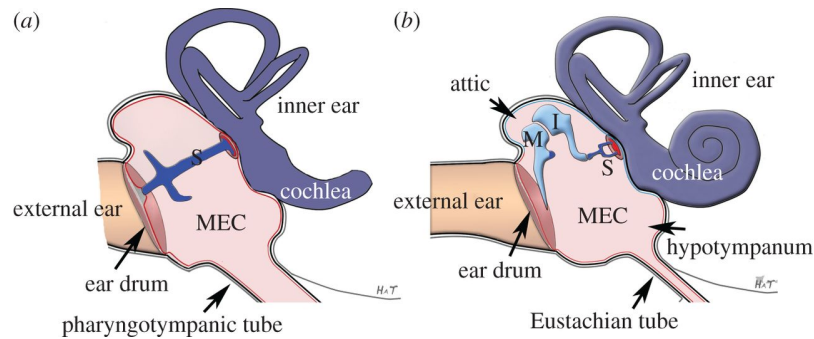
4. Op zekere frequenties tussen de lage en hoge frequentie regio's is resonantie mogelijk.

Voor de formules en uitwerking verwijzen we naar [5]. Merk op dat deze bevindingen consistent zijn met fig. 1.5. Voornamelijk item twee en drie geven aan waarom flexibele verbindingen nadeliger zijn bij hogere frequenties. Het eerste beentje, dat direct vasthangt aan het trommelvlies, zal hogere snelheden bereiken bij hogere frequenties, maar het tweede beentje verliest dan juist drastischer aan snelheid. In fig. 1.5 is dit de laatste finale toename in de snelheidsratio. Het verstijven van deze connectie kan het hoge frequentie gedrag dus verbeteren. De reden waarom evolutionair deze verbindingen toch flexibel zijn gebleven, heeft mogelijk ook te maken met de unieke manier waarop deze dieren geluid lokaliseren (zie verder).

1.2.3 Het binnenoor

Het binnenoor van vele soorten, waaronder dat van hagedissen, heeft een tweevoudige functie. Ten eerste is er het *cochleaire orgaan* of de *cochlea* dat instaat voor het verwerken van auditieve signalen (zie fig. 1.7). Ten tweede is er het *vestibulair orgaan* dat een evenwichtsfunctie heeft. Beide organen hebben een gelijkaardige manier om externe informatie om te zetten naar zenuwprikkels. Het vestibulair orgaan bestaat uit drie buisvormige en met vloeistof gevulde structuren, die loodrecht ten opzichte van elkaar staan. Bij bv. een beweging van het hoofd zal de vloeistof relatief bewegen t.o.v. de rand van deze buizen. Deze rand is bekleed met haarcellen, die door de stroom worden bewogen en zo informatie geven over de verplaatsing van het dier. De cochlea krijgt zijn informatie van de voetplaat, die aankomt in het zogenaamde *ovale venster*. Het *ronde venster* ligt onder het ovale venster en zorgt ervoor dat de vloeistof binnenin de cochlea zich effectief kan verplaatsen door mee uit te stulpen tijdens beweging van de voetplaat. Bij zoogdieren is de cochlea spiraalvormig (fig. 1.7 rechts), terwijl de niet-zoogdierachtigen meestal een relatief rechte cochlea hebben (fig. 1.7 links)². Binnenin de cochlea onderscheidt men twee structuren: de *basilaire papilla* en de *lagena*. Van deze laatste is de functie onbekend, maar ze ontbreekt volledig in alle zoogdieren en kan bijgevolg een eerder structurele functie hebben [8]. In alle hagedissen bestaan de basilaire papilla uit twee karakteriserende segmenten, elks enkel gevoelig voor stimuli boven of onder ongeveer 1 kHz [9]. Deze twee segmenten kan men onderscheiden doordat het type haarcellen voor de gewenste frequentieregio verschillend is. Aan de cellen die gevoelig zijn voor de lage frequenties zijn tevens veel meer zenuwbanen verbonden dan bij de hoogfrequente cellen. De relatieve grootte van deze regio's en de oriëntatie van de haarcellen zijn zeer soortgebonden en bijgevolg moeilijk te beschrijven.

²Vroeger nam men aan dat de menselijke cochlea het hoogtepunt in de binnenoor-evolutie was. Tegenwoordig is echter vastgesteld dat er vogels en hagedissen bestaan die een hogere gevoeligheid hebben dan bij de mens wordt teruggevonden. Hoogstwaarschijnlijk compenseert het menselijke gehoorsorgaan dit verschil door gebruik te maken van bv. de specifieke vorm van onze oorschelpen. Dit levert extra informatie die neurale kan verwerkt worden, ondanks het lagere aantal gespecialiseerde cellen [8].



Figuur 1.7: Weergave van het binnenoor in hagedissen (a) en bij de mens (b). De cochlea is bij de mens sterk opgerold om plaats te besparen, terwijl de cochlea van vele niet-zoogdieren eerder recht is. De drie orthogonale semicirculaire kanalen vormen het vestibulair orgaan dat instaat voor het evenwicht. *Figuur afkomstig uit [10]*

Er werd initieel aangenomen dat het cochleaire orgaan een eerder passieve rol had in het gehoorstelsel en slechts de input van de voetplaat verwerkte. De snelheid van de voetplaat blijkt echter sneller af te nemen boven een bepaalde frequentie dan men zou verwachten, moest het middenoor de enige dominante component zijn in de geluidsgeleidingsketen [8]. De verklaring hiervoor lijkt te liggen bij het *basilaire membraan*. Dit structurele membraan ligt binnenin de cochlea en vibreert mee met de omliggende vloeistof. De mate van trilling is frequentie afhankelijk en neemt af met toenemende frequentie. Als de frequentie te hoog wordt, trilt het membraan niet meer. Dit heeft als gevolg dat de cochleaire vloeistof veel minder kan bewegen. Op deze manier zal de impedantie van het binnenoor verhogen, wat de voetplaattrillingen dempt. Voor hagedissen is gelijkaardig aangetoond dat de middenoor respons bij hoge frequenties niet autonoom is, maar wordt beïnvloed door de impedantie van het binnenoor [8].

1.3 Geluidslokalisatie en intern gekoppelde oren

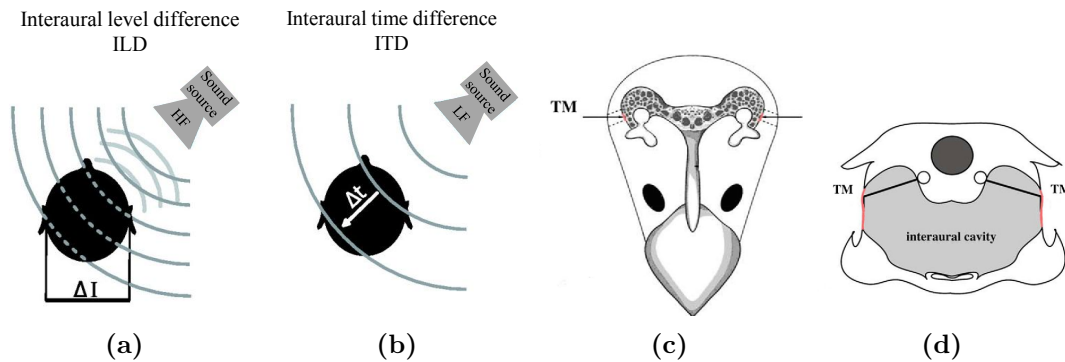
In het begin van deze thesis werd getoond wat de verwachte gehoorsbereiken zijn van een aantal dieren (fig. 1). Het viel toen op dat naarmate zoogdieren kleiner en kleiner werden, hun gehoorsbereiken opschoven naar hogere frequenties. Vele andere diersoorten volgden deze tendens echter niet en hoorden onverwacht terug bij lagere frequenties. We hebben al besproken dat de hoge mate van flexibiliteit in het niet-zoogdierachtige middenoor hoogstwaarschijnlijk een belangrijke rol speelt in het beperken van de hoorbare hoge frequenties. Het is echter opvallend dat deze lage frequenties uitermate geschikt zijn om m.b.v. interne effecten geluidsbronnen te lokaliseren.

1.3.1 Zoogdieren gebruiken externe geluidseffecten

Wanneer op basis van auditieve informatie de oorsprong van een geluidsbron achterhaald moet worden, is het van belang dat het signaal dat de oren oppikken verschillend genoeg is. Met "verschillend genoeg" bedoelen we dat de geluidsgolf ofwel een opmerkelijk amplitude-verschil, ofwel een merkbaar tijdsverschil (faseverschil) tussen aankomst aan beiden oren

heeft. Voor een frequentie van 1000 Hz is de golflengte ongeveer 34 cm. Deze lengte komt goed overeen met de grootte van het hoofd bij de mens. Dit betekent dat het hoofd als een natuurlijke filter optreedt en het geluid beïnvloedt. Wanneer de golflengte veel groter is dan de dimensie van het hoofd, (lagere frequenties), kan deze nagenoeg onbeïnvloed aan beide oren aankomen en is er geen spatiale informatie te winnen. Dit amplitudeverschil noemt men ILD, naar het Engels: *Interaural Level Difference* (zie fig. 1.8a ter illustratie). Het gebruiken van hogere frequenties als het dier kleiner wordt, zorgt er terug voor dat de golflengte en het hoofd van dezelfde grootte blijven en lokalisatie mogelijk is.

Tevens is de snelheid van akoestische golven op zeeniveau gelijk aan 343 m/s. Om 34 cm af te leggen is slechts één duizendste van een second nodig (1 ms), iets wat het menselijke brein kan onderscheiden. Een van de meest geavanceerde dieren op auditief vlak is de kerkuil. Deze is in staat om tot 0,1 ms onderscheidt te maken tussen aankomende geluidsgolven [11]. Voor kleinere dieren is het dus steeds moeilijker om dit tijdsverschil te benutten. Bovendien zal er door de korte golflengte een steeds groter deel van de periode van de geluidsgolf passeren vooraleer de golf aan het andere oor aankomt. Dit kan tot nuttige informatie leiden omwille van het verschil in fase, maar vereist dan een zeer hoge mate van neurale verwerking. Het tijds- of faseverschil duidt men aan met ITD, naar het Engels *Interaural Time Differences* (zie fig. 1.8b ter illustratie).



Figuur 1.8: Illustratie van de externe geluidseffecten in o.a. de mens. (a) geeft het amplitudeverschil (ILD) weer door de relatieve grootte van het hoofd tegenover de golflengte. (b) illustreert het tijdsverschil (ITD) door de eindige reistijd van de golf. (c) toont de interne connectie in vogels, wat een nauwe en vermaasde structuur is. (d) is de situatie in hagedissen, die een zeer ruime verbinding hebben tussen de oren. TM: tympanisch membraan. (a)-(b) afkomstig uit [12], (c)-(d) uit [13].

1.3.2 Niet-zoogdieren maken gebruik van interne effecten

Deze externe effecten alleen kunnen niet worden gebruikt door een grote klasse van dieren. Het gehoorsbereik (fig. 1) ligt immers voor al deze afwijkende dieren onder de 10000 Hz (golflengte = 3,5 cm). De grootte van het hoofd van een anole is echter slechts 7 mm. Er moet dus op een andere manier aan geluidslokalisatie worden gedaan. Zoals vermeld in de subsectie over de middenoorfunctie, is er een directe verbinding tussen het middenoor en neus-keel holte. Deze eigenschap vindt men ook terug in vogels, kikkers en reptielen in het algemeen [6, 13], zie figuren 1.8c en 1.8d ter illustratie. Dit maakt een andere manier van geluidslokalisatie mogelijk. Een geluidsgolf die invalt op het trommelvlies doet deze trillen. Deze trilling genereert op zijn beurt een interne golf die zich door de holte kan voortplanten. Wanneer de golf aan de binnenzijde van het andere (contralaterale) trommelvlies aankomt, kan deze zijn trillingen beïnvloeden. De zg. *interne* of *interaurale koppeling* tussen de oren maakt het mogelijk om ter hoogte van het trommelvlies directionele informatie van het geluid in te brengen. (In tegenstelling tot zoogdieren die berusten op louter externe verschillen in de drukgolven en veeleer neurale verwerking achteraf.)

Een eenvoudige berekening toont aan waarom dit effect voordelig is [14]. Het trillen van een trommelvlies wordt bepaald door het instantaan drukverschil (ΔP) aan beide zijden van het trommelvlies. Als we P_{dir} de directe drukcomponent noemen (afkomstig van externe drukgolf) en P_{indir} diegenen van de inwendige drukgolf, dan geldt voor een sinusoidale drukgolf:

$$\Delta P = P_{dir} - P_{indir} \quad (1.8)$$

$$\Leftrightarrow \Delta P = \sin(\omega T) - B \sin(\omega t - \Delta\phi) \quad (1.9)$$

$$\Leftrightarrow \Delta P = \sqrt{1 + B^2 - 2B \cos(\Delta\phi)} \sin\left(\omega t + \text{bgtan}\left(\frac{-B \sin(\Delta\phi)}{1 - B \cos(\Delta\phi)}\right)\right) \quad (1.10)$$

Waarbij B de verhouding is van de amplitude van beide drukcomponenten als gevolg van attenuatie door de holte, en $\Delta\phi$ het faseverschil tussen de twee golven veroorzaakt door de reistijd van de interne golf. Merk op dat B bij bepaalde resonanties zelfs groter dan één kan zijn (zie bv. [13, 15]). De reden voor de omvorming tot (1.10) is dat deze ons een snelle afchatting geeft voor het effect bij bepaalde fasen:

$$\Delta\phi = 0 \Rightarrow \Delta P = |1 - B| \sin(\omega t) \quad (1.11)$$

$$\Delta\phi = 180 \Rightarrow \Delta P = |1 + B| \sin(\omega t) \quad (1.12)$$

Als we veronderstellen dat de geluidsbron zich aan één TM bevindt, dan zal de respons van dit TM bijna volledig worden bepaald door P_{dir} . Voor het andere TM heeft de interne golf wel een belangrijke invloed³. Het belangrijkste aan deze formules is dat ongeacht de uitwendige frequentie (ω) we een invloed hebben van de parameter B , wat het lokalisatieprobleem voor deze kleine dieren omzeilt. Indien de interne golf weinig verlies ondergaat ($B \approx 1$), kan in deze het contralaterale trommelvlies zelfs doen stilstaan (vgl. (1.11)) of dubbel zo hard doen uitwijken (vgl. (1.12)). Als de frequentie echter te laag wordt, zal het drukverschil

³De reden is dat het TM aan de bron zich zal gedragen als een gedreven harmonische oscillator. Het andere TM zal echter door de fase-effecten meer beïnvloed worden, wat een gevolg heeft op het lokalisatievermogen.

terug te klein worden om nuttige informatie op te leveren (doordat de sinus te klein wordt). Bij te hoge frequenties zal het faseverschil meer dan één periode omvatten. De mogelijke directionaliteit zal dan een gecompliceerde functie van de frequentie worden. Het is dus te verwachten dat de interaurale koppeling geluidslokalisatie mogelijk maakt, maar enkel binnen een bepaalde frequentieband. Het feit dat de interne koppeling de lokalisatie enkel binnen een bepaalde regio ondersteunt, is een voordeel voor het flexibeler middenoor.

1.3.3 Experimenteel bewijs voor intern gekoppelde oren

Het gebruik van een interne koppeling om geluidslokalisatie uit te voeren is omstreeks 1940 ontdekt, tijdens een studie over het geluid van krekels [16]. Deze dieren produceren een karakteristiek tjirpend geluid, waarvan de golflengte echter relatief groot is t.o.v. het dier. Sindsdien is bij een ruime klasse van dieren een akoestische koppeling tussen de trommelvliezen ontdekt⁴. Deze thesis richt zich op de anole (*Anolis sagrei*), waardoor we vooral voor dit dier de bevindingen bespreken, al gelden ze voor een bredere klasse van dieren.

Amplitudeverschillen door intern gekoppelde oren

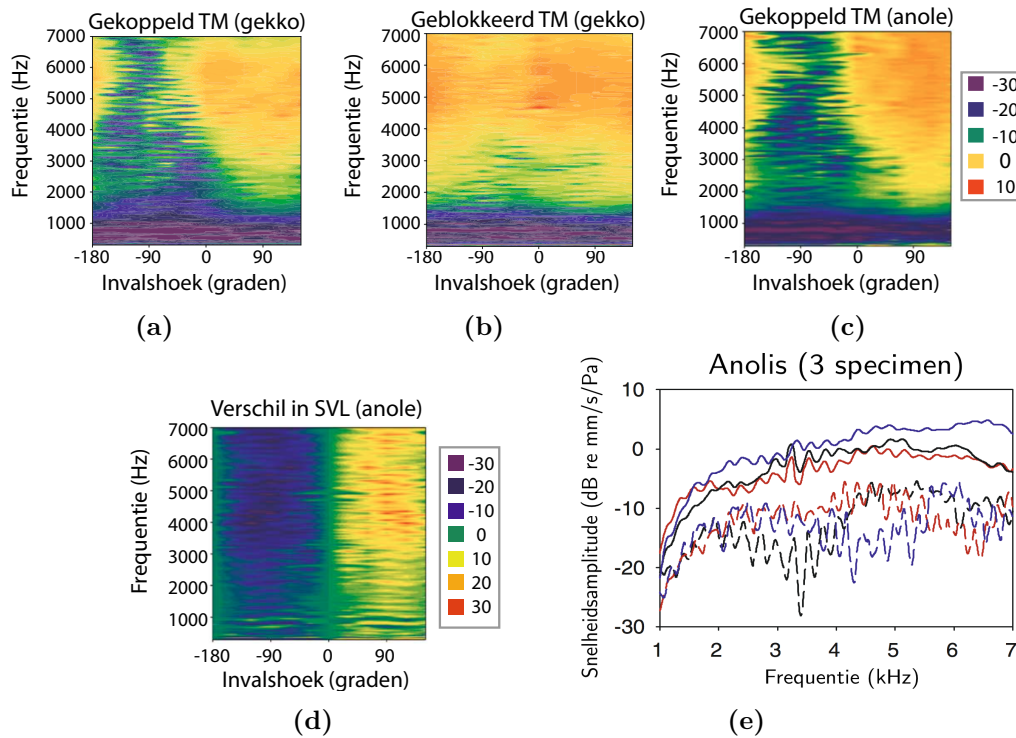
De interne koppeling beperkt zich niet tot het onderscheiden of een golf "links" of "rechts" van het dier kwam, maar geeft in het azimuthale (horizontale) vlak van het dier goede angulaire info. Als een golf frontaal (0°) invalt op het hoofd, hebben beiden oren exact dezelfde input en is het effect minimaal. Als de bron echter aan de linker- (-90°) of rechterzijde (90°) van het hoofd is, verwachten we maximaal effect. Om dit compact weer te geven maakt men gebruik van *cilindrische oppervlakte* figuren. Verticale lijnen duiden de frequentierespons aan voor een bepaalde oriëntatie van de bron. Horizontaal kan men voor een bepaalde frequentie de respons bekijken voor verschillende invalshoeken. De kleurcode duidt op de snelheidsamplitude van het trommelvlies, vaak in dB SVL⁵ (Eng. *Sound Velocity Level*).

In fig. 1.9 geven we een aantal resultaten in deze weergave uit [15]. Fig. 1.9a toont de gekoppelde respons van één trommelvlies in de gekko (*hemidactylus*). Bij heel lage frequenties (< 1000 Hz) is er ongeacht de positie van de bron zeer weinig respons van het trommelvlies (onderste blauwe band). Er is duidelijk een groot verschil naargelang de herkomst van de bron: Naar hogere frequenties toe is op de lijn van 90° de sterkste respons terug te vinden, terwijl op -90° er juist een minimale respons is. Dit toont aan dat er een interne invloed moet zijn, want de dimensies van het hoofd van het dier zijn kleiner dan de gebruikte golflengten. Als men het contralaterale (tegenoverliggende) trommelvlies afdekt, fig. 1.9b, verdwijnt het effect volledig en is de respons van het trommelvlies quasi identiek ongeacht de invalshoek. De interne koppeling maakt geluidslokalisatie mogelijk en kan een verschil van wel 40 dB SVL over de middenlijn opleveren.

⁴Een belangrijk tegenvoorbeeld is de kerkuil (*Tyto alba*). Deze roofvogel heeft een interne connectie tussen de oren, maar de frequenties waarop de koppeling enigszins bruikbaar worden, liggen buiten het gehoorbereik van dit dier. Dit illustreert wederom dat het hebben van een bepaalde anatomische eigenschap niet noodzakelijk het gebruik ervan inhoudt.

⁵In de vermelde bronnen is er steeds op 1 mm/Pa.s genormeerd.

Voor de anole is de gekoppelde respons weergegeven in fig. 1.9c. We zien grotendeels dezelfde snelheidsniveaus als bij de gekko, wat duidt op het universeel werken van de koppeling. Voor de anole blijft het effect echter tot veel hogere frequenties significant, terwijl voor de gekko (fig. 1.9b) boven de 5000 Hz de breedte van de blauwe band (en dus de directionaliteit) sterk afneemt. Een interessante manier om de effectieve winst aan directionele informatie voor het brein te bekijken, is door het verschil te nemen van de snelheidsniveaus over de middenlijn van de metingen. Het idee hierachter is dat het brein het verschil in SVL gebruikt om lokalisatie uit te voeren. Merk op dat geluidspceptie logaritmisch werkt, waardoor het gaat om het logaritmisch verschil, oftewel de deling van de amplituden. Het resultaat is te zien in fig. 1.9d en bevestigt de verwachtingen. Voornamelijk de middenlijn op 0° toont aan dat voor een frontale golf geen lokalisatie mogelijk is. Voor de anole wordt het maximaal verschil tussen de 3000 en de 4500 Hz bereikt, op de $+90^\circ$ en -90° invalshoek.



Figuur 1.9: Cilindrische oppervlakte weergave van de directionaliteit in de gekko (a)-(b) en de anole (c)-(e). De kleurschaal toont de snelheidsamplitude (in dB, genormeerd op $[\text{mm}/\text{Pa}\cdot\text{s}]$) en de bovenste rij van figuren heeft dezelfde kleurschaal. Ter referentie: $10 \text{ dB} = 3,16 \text{ mm}/\text{s}$, $0 \text{ dB} = 1 \text{ mm}/\text{s}$ en $-30 \text{ dB} = 0,0316 \text{ mm}/\text{s}$. De directionaliteit is optimaal binnen een bepaalde frequentieband en wordt minder efficiënt bij te hoge of lage frequenties. (d) geeft aan hoe voor het brein de verhouding van de snelheidsamplituden tot directionele informatie leidt. Het blokkeren van een trommelvlies doet de directionaliteit wegvallen, vergelijk fig. a en b. Individuele variatie kan een rol spelen en wordt in (e) getoond. Het verschil in amplitude is nagenoeg gelijk voor alle individuen, al kan er op de exacte resonantiefrequentie enige speling zitten per individu. Volle lijn duidt ipsilaterale stimulatie aan en stippellijn duidt contralaterale stimulatie aan. Figuren zijn herwerkt naar [15, 17].

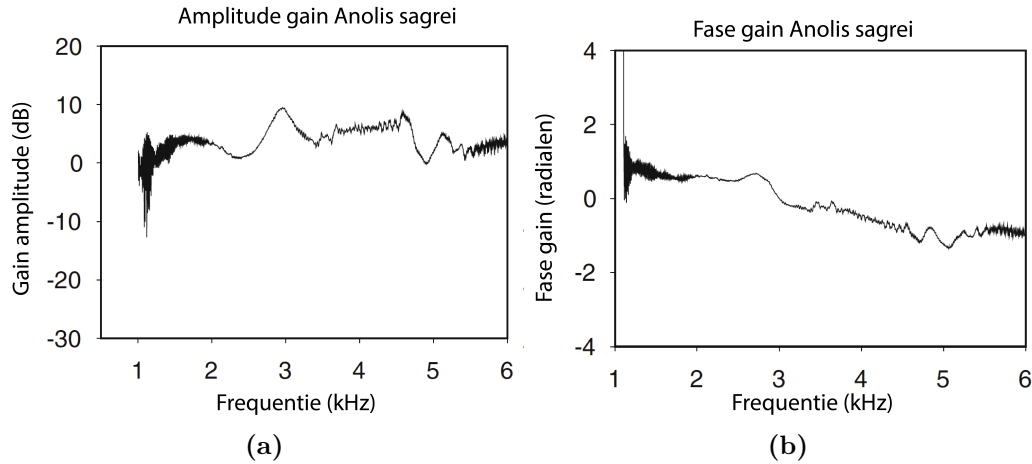
Om te duiden op de mogelijke individuele variatie, geven we in fig. 1.9e de respons van het

trommelvlies weer voor 3 specimen, onder direct invallen van de geluidsbron (*ipsilateraal*, volle lijn) en onder stimulatie van de andere zijde (*contralateraal*, stippellijn). Het verschil in vibratie-amplitude is klein voor het direct gestimuleerde oor, maar vertoont bij indirecte stimulatie wel enige variatie. Voornamelijk de frequentie waarop het verschil tussen de vibratieamplitudes van beide TM maximaal wordt, vertoont duidelijk wel een verschil per individu. Vergelijk hiertoe de zwarte stippellijn, die minimaal wordt op 3,5 kHz, en de blauwe stippellijn met een minimum op 4,5 kHz. Deze figuur is uitermate interessant omdat ze de interaurale koppeling zeer duidelijk toont. Zoals vermeld is door de kleine hoofdgrootte diffractie zeer klein, maar wanneer de bron het andere oor stimuleert, treedt er duidelijk een verlies van vibratieamplitude op. Dit kan enkel verklaard worden door een intern effect. Bovendien geeft de frequentie waarop de opdeling maximaal wordt een inzicht over de resonantiefrequentie van het TM. Het TM is de dominantste component in dit systeem en wanneer deze in resonantie gaat, zal de energietransfer naar de caviteit maximaal worden. Fig. 1.9d doet dus vermoeden dat de resonantiefrequentie van de anole tussen de 3-4 kHz ligt.

Faseverschillen door intern gekoppelde oren

Het gebruik van intern gekoppelde oren bevordert niet enkel de amplitudeverhouding, maar kan ook het faseverschil tussen de trommelvliezen beïnvloeden. De externe golf zal bij een anole de afstand tussen de oren in ongeveer 0,02 ms afleggen. Dit is zeer moeilijk om te onderscheiden voor de hersenen en bijgevolg lijkt het dat tijdsverschillen niet te benutten zijn voor deze kleine dieren. Wanneer men echter het faseverschil opmeet tussen de trommelvliezen, blijkt deze aanzienlijk groter dan verwacht. In fig. 1.10 worden de zg. *gain* curves weergegeven voor een anole. De amplitude gain in fig. 1.10a is gegeven ter referentie, maar de fase is waar het om draait. Wat er wordt gedaan in fig. 1.10b is dat voor elk meetpunt het verschil in fase tussen beide TMs wordt berekend door het verschil te nemen van de metingen bij lokale stimulatie op $+90^\circ$ en -90° . Dit betekent dat men geen geluid omheen het hoofd laat lopen. De fase vertelt ons dan iets over het tijdsverschil dat de gang en het gestimuleerde trommelvlies opwekken. De metingen onder 1,5 kHz hadden veel ruis en zijn niet bruikbaar, maar vanaf 3 kHz is een fase-frequentie relatie met een helling van -0.4 tot -1.1 rad/kHz terug te vinden. Dit komt overeen met een tijdsverschil⁶ van 0,07 en 0,185 ms. De interaurale gang maakt de "effectieve afstand" tussen de oren groter en zorgt ervoor dat ook de faseverschillen groot genoeg zijn om door de hersenen te kunnen worden geanalyseerd.

⁶Voor deze omzetting wordt gebruik gemaakt van formule (1.14).



Figuur 1.10: Weergave van de amplitude gain (a) en fase gain (b) in de anole voor lokale stimulatie van het TM. Het fase-effect is vele malen groter dan verwacht en geeft reistijdsverschillen van 70-185 μ s tegenover de externe 20 μ s die men zou verwachten. Figuur is herwerkt uit [15].

1.3.4 Modellen voor directionaliteit bij intern gekoppelde oren

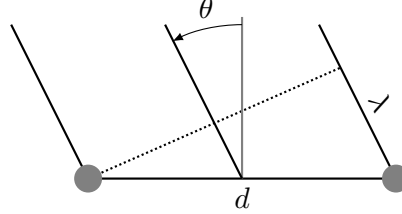
In het voorspellen van de directionaliteit zijn reeds twee mathematische modellen ontwikkeld. Men heeft enerzijds de abstracte ketenmodellen die eenvoudig uit te werken zijn en anderzijds een analytisch model dat geavanceerdere vergelijkingen vereist, maar wel eenvoudig te interpreteren is. We zullen beiden toelichten en hun voor- en nadelen beschrijven, waarbij de details worden overgelaten aan de gerefereerde werken.

Ketenmodellen

Een van de problemen in het te beschrijven systeem is de gecompliceerde geometrie en de vele interagerende structurele en akoestische componenten. Als we deze via een klassieke set van differentiaalvergelijkingen zouden willen beschrijven, wordt het analytisch uitwerken al snel onmogelijk. Een andere optie is om een vereenvoudigd model van interne koppeling op te stellen door de analogie tussen mechanische snelheid en elektrische stroom te gebruiken. Een kracht is dan te zien als een spanning, een inductantie gedraagt zich als een massa, etc... Als we de veralgemeende componenten dan in een stroomketen plaatsen, kunnen we de aanzienlijk eenvoudigere algebra gebruiken om een gewenste grootte te bepalen. In dit model is het echter de druk meer relevant dan de kracht. Het is dan handiger om ineens de druk p (spanning) en de volumesnelheid U (el. stroom) te veralgemenen. De kracht F en de snelheid u zijn dan terug te vinden via het oppervlak S als

$$p = F/S \quad , \quad U = uS. \quad (1.13)$$

We kunnen het systeem dan vereenvoudigd voorstellen zoals in fig. 1.12 te zien is. Door de kleine grootte van de dieren waarover het gaat, is het verwaarlozen van eventuele amplitude-veranderingen mogelijk⁷. Er kan echter nog steeds een verschil in fase ($\Delta\varphi$) zijn door het verschil in weglengte (λ), opgelegd door de invalshoek (θ) en de afstand tussen de trommelvliesen (d) [18, 19], zie volgende schets ter illustratie.



Figuur 1.11: Schets van het weglengteverschil λ .

De grootte van dit verschil is gelijk aan

$$\Delta\varphi = \frac{\omega}{c} d \sin(\theta) \quad (1.14)$$

met ω [rad/s] de frequentie en c [m/s] de geluidssnelheid. De twee aankomende drukgolven aan beide oren worden dan beschreven als

$$p_1 = p e^{i\omega d \sin(\theta)/2c}, \quad p_2 = p e^{-i\omega d \sin(\theta)/2c}. \quad (1.15)$$

De twee andere componenten die we nodig hebben zijn de impedantie van het trommelvlies (Z_{tm}) en die van de caviteit (Z_V). Deze vindt men a.d.h.v. [15, 18]

$$Z_{tm} = i \left(\omega - \frac{\omega_{tm}^2}{\omega} \right) L_{tm} + \frac{\omega_{tm} L_{tm}}{Q} \quad (1.16)$$

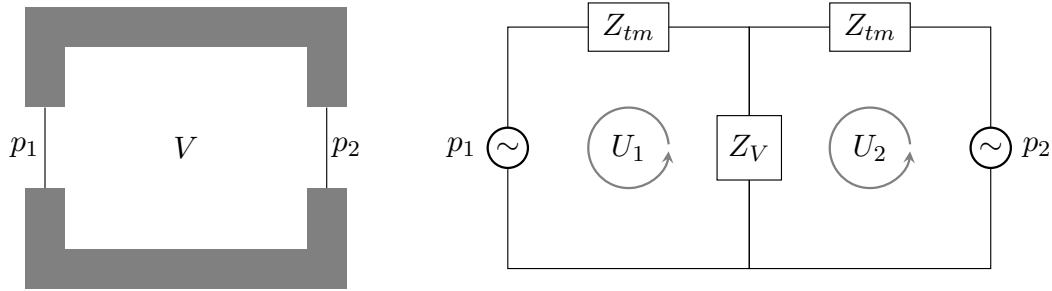
$$Z_V = \frac{1}{i\omega V/(\rho c^2)}. \quad (1.17)$$

ω_{tm} is de geschatte resonantiefrequentie, L_{tm} [Kg/m⁴] de inductantie en Q de kwaliteitsfactor van het trommelvlies. V en ρ zijn respectievelijk het volume en de massadichtheid in de caviteit. Bovendien geldt $L_{tm} = 2\rho_{tm}d_{tm}/S_{tm}$, zodat we uit vrij elementaire parameters een goede afchatting van de impedanties kunnen bekomen. Als men de stroomketen (fig. 1.12) oplost, krijgen we voor de volumesnelheid van het eerste trommelvlies U_1 de volgende oplossing:

$$U_1 = \frac{p_1(Z_{tm} + Z_V) - p_2 Z_V}{Z_{tm}(Z_{tm} + 2Z_V)} \quad (1.18)$$

Wegens de symmetrie van de stroomketen is U_2 te vinden door de drukken om te wisselen in vergelijking (1.18). M.a.w. geeft U_2 de respons van hetzelfde oor als de geluidsbron 180° gedraaid is.

⁷Bij hoge frequenties kan diffractie beginnen optreden en gaat deze benadering niet op. Voor de diffractie omheen een sfeer is er een significante invloed als $\omega a/c \approx 1$. Voor de anole is a de interaurale afstand en is de bovengrens net geen 8000 Hz, wat zeker boven de relevante frequenties ligt.



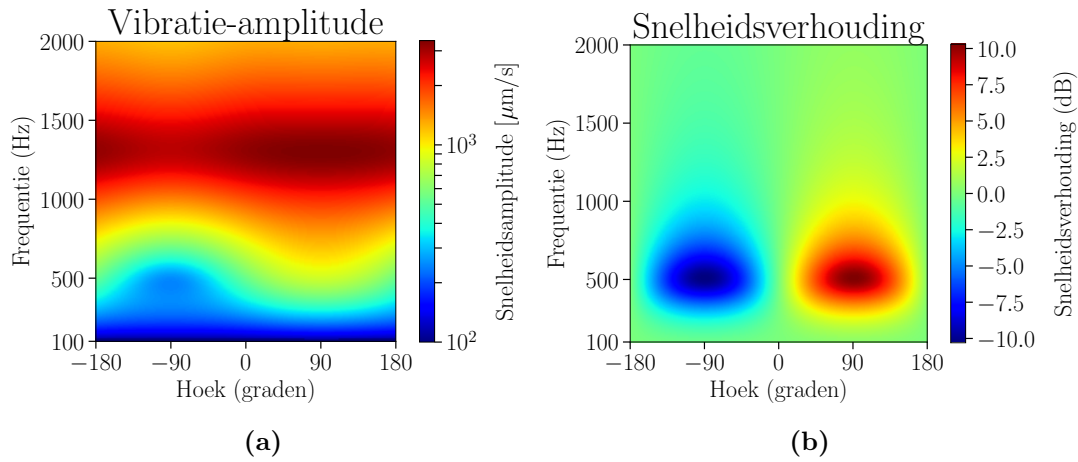
Figuur 1.12: Illustratie van het vereenvoudigde systeem (links) en het overeenkomstige ketenmodel (rechts). Beide figuren zijn gebaseerd op [18].

Om te illustreren wat de resultaten van een ketenmodel zijn, geven we in tabel 1.1 een aantal realistische waarden voor een biomechanisch systeem uit [19]. We kunnen dan de respons voor een set frequenties en invalshoeken bepalen om zo een gelijkaardige weergave als in fig. 1.9 te bekomen. In het tweede deel van deze thesis zullen we voor de anole een ketenmodel uitwerken met de correcte anatomische informatie.

Onderdeel	Modelsysteem	Eenheid
TM oppervlakte (S_{tm})	20	mm^2
TM dikte (d_{tm})	10	μm
TM massa (m_{tm})	1	mg
TM resonantie frequentie ($\omega_{tm}/2\pi$)	500	Hz
TM kwaliteitsfactor (Q)	1	/
Caviteitsvolume (V)	1	cm^3
Interaurale afstand (d)	20	mm

Tabel 1.1: Waarden gebruikt in het ketenmodel. De data is afkomstig van [19].

In figuur 1.13 tonen we in een analoge weergave als in fig. 1.9 de resultaten van het uitgewerkte ketenmodel. Het is duidelijk dat het ketenmodel de verwachte respons kwalitatief al redelijk goed beschrijft. De vibratie-amplitude is onder de 200 Hz minimaal en slechts ongeveer $0,1 \text{ mm/s}$. Op resonantie ($\pm 1200 \text{ Hz}$) van het totale systeem bekomen we amplituden van 3 mm/s . Directionaliteit wordt veroorzaakt door een verschil van input tussen de trommelvliezen. Aangezien onze geluidsperceptie logaritmisch verloopt, is het natuurlijker om het verschil te nemen van de logaritmen van de snelheidsamplitudes, wat overeen komt met de verhouding van de snelheidsamplitudes. Fig. 1.13b geeft aan dat het koppelen van de TM een verschil van 10 dB kan veroorzaken tussen de oren voor dit systeem. Merk op dat het maximale verschil optreedt omheen de geschatte resonantiefrequentie van 500 Hz. De bandbreedte is echter niet zo groot, aangezien dit model slechts op een breedte van 750 Hz een bruikbaar amplitude verschil oplevert.



Figuur 1.13: Resultaten van het ketenmodel voor een modelsysteem. De amplituden (a) bereiken maximaal ongeveer 3 mm/s , wat goed aanleunt met snelheden die men realistisch zou opmeten. De snelheidsverhouding (b) geeft aan dat de directionaliteit relatief groot is (10 dB verschil tussen de trommelvliezen), maar vrij gecentreerd omheen de resonantiefrequentie van 500 Hz. De bandbreedte is hier kleiner dan 1000 Hz, wat geen goede directionaliteit zou opleveren.

Een analytische aanpak

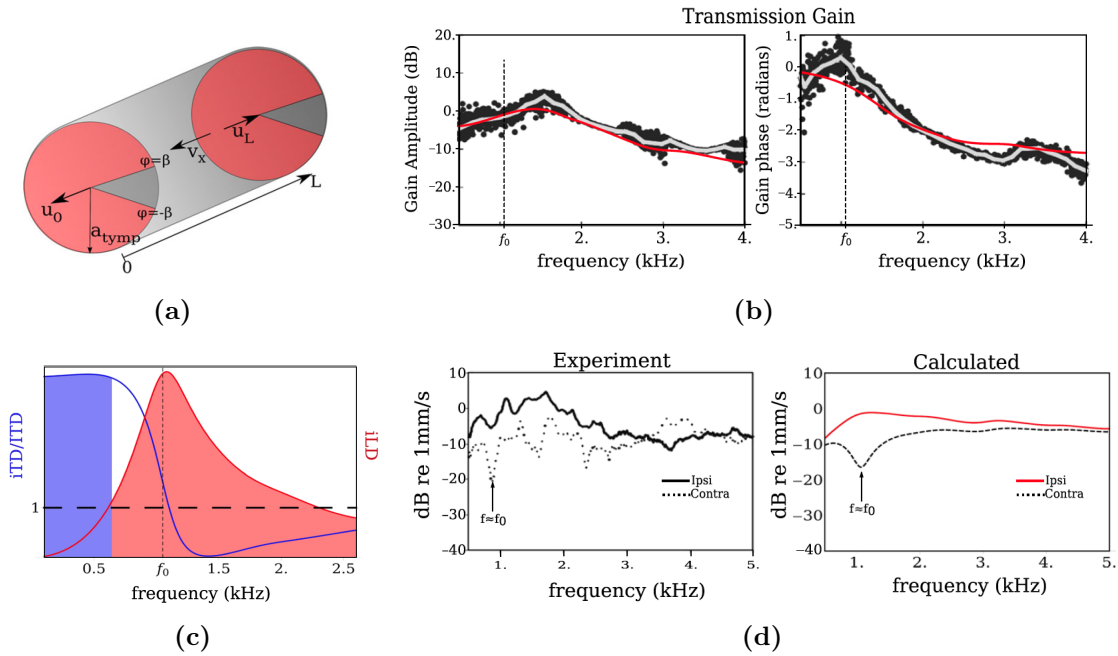
Een analytisch model om het effect van de koppeling en de relevante parameters te beschrijven is eveneens beschikbaar, zie [20, 21]. Om deze oplossing te bekomen moest noodzakelijkerwijs worden vertrokken van een vereenvoudigde geometrie. Deze is weergegeven in fig. 1.14a. De koppeling wordt voorgesteld door een cilinder met interaurale lengte L en a_{tymp} is de straal van het TM. De invloed van het middenoorsysteem op het TM wordt hier ingebracht door een gedeelte van het TM (in het rood) vast te hangen over een sectorgedeelte tussen $\pm\beta$ (in het grijs). Het gevolg op de trillingsmoden van het TM en de heersende vergelijkingen worden besproken in sectie 2.4, maar hier vermelden we enkel de meest relevante resultaten van dit model. Allereerst blijken de voorspellingen van de snelheidsamplitude en -fase in goede overeenkomst met experimentele resultaten, zie fig. 1.14b. Er was enige variatie in de grootte van de proefdieren (24-70 gram), wat al een deel van de afwijking zou kunnen verklaren. In het model is de fundamentele frequentie f_0 van het TM van cruciaal belang, aangezien deze de optimale respons van het TM bepaalt en bijgevolg de maximale directionaliteit. Als men voor één specimen de snelheidsamplitude bepaalt, komt deze goed overeen met de gemeten krommen, zoals in fig. 1.14d aangegeven.

De belangrijkste bevindingen worden samengevat in figuur 1.14c en luiden als volgt

- Onder de resonantiefrequentie van het TM f_0 is het faseverschil dat wordt veroorzaakt door de interaurale connectie (iTD) vele malen groter dan louter het externe faseverschil (ITD). Boven f_0 valt dit effect snel weg.
- De amplitudeverhoudingen die worden veroorzaakt door de koppeling dragen pas significant bij boven de resonantiefrequentie van het TM. f_0 onderscheid dus twee zones van nuttige directionele informatie.

- Er bestaat een optimaal cavitteitsvolume waarop de iLD zeer grote maar iets smallere resonanties bevat (niet weergegeven).

Het analytisch model is tegenover het ketenmodel beter in staat om gelijkaardige bandbreedtes en amplituden als de experimentele data te bekomen, maar is qua gebruik omslachtiger door de gecompliceerde formules die nodig zijn om de snelheidsamplituden te bepalen.



Figuur 1.14: (a) Weergave van de gebruikte geometrie en (b) de resulterende amplitude en fase gain voor de Tokay gekko. (c) geeft een overzicht van de belangrijkste resultaten uit het model als $\theta \neq 0$. (d) geeft voor één gekko de responscurve weer voor ipsi- en contralaterale stimulatie. De figuren zijn afkomstig uit [21].

2

Mechanica en modelleren van het gehoorssysteem

Dit hoofdstuk behandelt enkele belangrijke vibrationele systemen binnen de context van deze thesis en bespreekt een aantal mechanische eigenschappen die vervat zijn in het model. We bespreken waarom in deze thesis de infinitesimale (lineaire) rek kan worden gebruikt en het effect van visco-elasticiteit. De gedempte harmonische lineaire oscillator wordt besproken en geeft een goed inzicht in het effect van de drijfkracht en de demping. We breiden deze vergelijking uit naar de vibratie van een circulair membraan en bepalen de eigentrillingen. Het zal blijken dat met geschikte randvoorwaarden de kwalitatieve invloed van de extracolumella op de vibraties van het TM kan worden bepaald, met name een verandering van de eigenmodes door een verlaging van symmetrie. Ten slotte wordt kort de numerieke techniek besproken die in dit werk werd gebruikt om interaurale koppeling te modelleren, namelijk de eindige-elementenmethode.

Inhoudsopgave

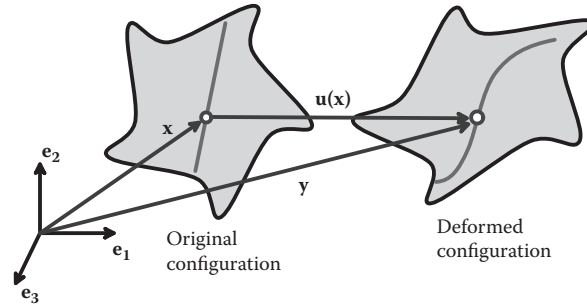
2.1	Mechanica in vaste stoffen	26
2.1.1	Vervormingen in een materiaal	26
2.1.2	Spanningen in een materiaal	28
2.1.3	Lineaire spanning-rek relaties in materialen	28
2.1.4	Visco-elasticiteit in materialen	29
2.2	De gedempte harmonische oscillator	31
2.2.1	Opstellen van de vergelijking	31
2.2.2	Homogene oplossing	32
2.2.3	De particuliere oplossing	33
2.3	Het circulair aangedreven membraan	35
2.3.1	Opstellen van de vergelijking	35
2.3.2	Homogene oplossing	35
2.3.3	Particuliere oplossing	36
2.4	Het sectorieel membraan: Trommelvliesvibraties	37
2.5	De eindige-elementenmethode	39

2.1 Mechanica in vaste stoffen

Mechanica is de studie van de beweging en het evenwicht van materialen waar een kracht op inwerkt. Het beschouwde middenoorsysteem is onderhevig aan een akoestische drukgolf, die een vibratie en vervorming teweeg brengt. Hetgeen ons in deze sectie aanbelangt, is hoe een materiaal uitrekt onder invloed van een kracht en wat de interne spanningen zijn die opgewekt worden. We zullen uitgaan van *elastische* materialen, wat wil zeggen dat na het wegvallen van de kracht het zijn originele vorm terug aanneemt. Deze aanname is op een trommelvlies, dat zeer veel krachten ondergaat maar zijn vorm behoudt, een acceptabele aanname. Aangezien de krachten echter tijdsafhankelijk zijn, kan viscositeit een belangrijke rol spelen. Men spreekt dan van *visco-elastischeit*, waar we tevens op zullen ingaan. De afleidingen van deze sectie komen voornamelijk uit [7, 22], terwijl voor de spanning-rek relaties gebruik is gemaakt van [2].

2.1.1 Vervormingen in een materiaal

De meest algemene beschrijving van de vervorming in een materiaal zouden we kunnen opbouwen door voor elk infinitesimaal stuk van het materiaal de translatie en rotatie vast te leggen. Een volledige karakterisatie van een vervorming vereist dus zes getallen, bijvoorbeeld de zes componenten van de *Lagrangiaanse, infinitesimale* of een andere rektensor. We definiëren allereerst een verplaatsingsvector $\mathbf{u}(\mathbf{x})$, zie figuur 2.1 ter illustratie.



Figuur 2.1: Een vervorming met verplaatsingsvector $\mathbf{u}(\mathbf{x})$. De figuur komt uit [22, pg. 14]

De nieuwe positie $\mathbf{y}$ wordt dan opgeleverd door $\mathbf{y} = \mathbf{x} + \mathbf{u}(\mathbf{x})$. Men definieert dan vaak een *vervormingsgradiënt-tensor* $\mathbf{F}$, waarvan de componenten worden opgeleverd door

$$F_{ik} = \delta_{ik} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k}. \quad (2.1)$$

Hiermee kunnen we een belangrijke en veelgebruikte vervormingsmaat opstellen: de *Lagrangiaanse vervormingstensor* $\mathbf{E}$. Zijn componenten worden gegeven door¹

$$E_{ij} = \frac{1}{2} (F_{ki} F_{kj} - \delta_{ij}) \quad (2.2)$$

¹We gebruiken de verkorte Einstein sommatieregel om de notatie te vereenvoudigen. M.a.w. wordt er impliciet gesommeerd over indices die tweemaal voorkomen. Bijvoorbeeld: $a_1 b_1 + a_2 b_2 + a_3 b_3 = a_i b_i$.

of in termen van de verplaatsingsgradiënten

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right). \quad (2.3)$$

Met andere woorden is $\mathbf{E}$ een maat voor de lengteverandering van vezels en de hoeken tussen vezels in een materiaal. We stellen $dx_i = l_0 m_i$, met l_0 de lengte van het stuk dx_i en m_i de component van de eenheidsvector die de initiële oriëntatie vastlegt. Na vervorming hebben we een stuk $dy_i = l m_i$, dat m.b.v. F_{ik} te relateren is aan de initiële dx_i . Als we ineens kijken naar l^2 is de connectie duidelijk:

$$l^2 = dy_i dy_i = \left(\delta_{ik} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) dx_k \left(\delta_{ij} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) dx_j \quad (2.4)$$

$$= \left(\delta_{ij} + \frac{\partial u_k}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) l_0^2 m_k m_j. \quad (2.5)$$

Als we stellen dat $l = l_0 + \delta l$, bekomen we ten slotte

$$\frac{l^2 - l_0^2}{2l_0^2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) m_k m_j := E_{kj} m_k m_j \quad (2.6)$$

$$= \frac{\delta l}{l_0} + \frac{(\delta l)^2}{2l_0^2}. \quad (2.7)$$

$E_{kj} m_k m_j$ is de totale rek en wordt aangeduid met ε_L . De Lagrangiaanse rektensor kan grote vervormingen en rekken beschrijven, maar heeft als nadeel dat de lengte-verandering kwadratisch optreedt in (2.7), wat de berekening moeilijker maakt. De verplaatsingsamplituden in deze thesis zijn qua grootte-orde maximaal in de millimeters, hetgeen zich in het lineaire vervormingsregime van het materiaal bevindt. Het gebruiken van een lineaire maat voor de rek brengt zo heel wat voordeel met zich mee, zonder veel verlies aan accuraatheid. Als de vervormingsgradiënten klein zijn, bekomen we de vertrouwde lineaire maat voor de rek: de *infinitesimale* rek.

$$\varepsilon_L \approx \frac{\delta l}{l_0} \quad (2.8)$$

de componenten E_{ij} nemen dan een symmetrische vorm aan

$$E_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) := \varepsilon_{ij} \quad (2.9)$$

Als we nu terugkijken naar de vervormingsgradiëntentensor (2.1), is het duidelijk dat de algemene lineaire vervorming van een materiaal te zien is als een infinitesimale rotatie ω_{ij} en een infinitesimale verplaatsing ε_{ij} :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_j} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) := \varepsilon_{ij} + \omega_{ij} \quad (2.10)$$

Doordat de rektensor symmetrisch is, bestaat hij uit slechts zes onafhankelijke componenten. Dit levert 3 normale rekken op en 3 schuifrekken.

2.1.2 Spanningen in een materiaal

In fig. 2.2 wordt de situatie geschetst van een materiaal dat onder een constante externe spanning $\mathbf{t}$ staat. We nemen een virtuele doorsnede (weergegeven door de twee helften) en kunnen enkel evenwicht garanderen als de interne spanningen $\mathbf{T}(\mathbf{n})$ elkaar opheffen, m.a.w. $\mathbf{T}(\mathbf{n}) + \mathbf{T}(-\mathbf{n}) = 0$. Een spanning is equivalent met een kracht per eenheid van oppervlakte [F/m^2], oftewel een druk. Om de spanningsverdeling te beschrijven, nemen we een doorsnede ΔA met normaal $\mathbf{n}$, waarop een kracht $\Delta \mathbf{F}$ inwerkt. De spanning wordt dan gedefinieerd door

$$\mathbf{T}(\mathbf{n}) = \lim_{\Delta A \rightarrow 0} \frac{\Delta \mathbf{F}}{\Delta A}. \quad (2.11)$$

Er kan worden aangetoond dat voor een component van de spanning $T_i(\mathbf{n})$ geldt [22, pg.42]:

$$T_i(\mathbf{n}) = T_i(\mathbf{e}_1)n_1 + T_i(\mathbf{e}_2)n_2 + T_i(\mathbf{e}_3)n_3 \quad (2.12)$$

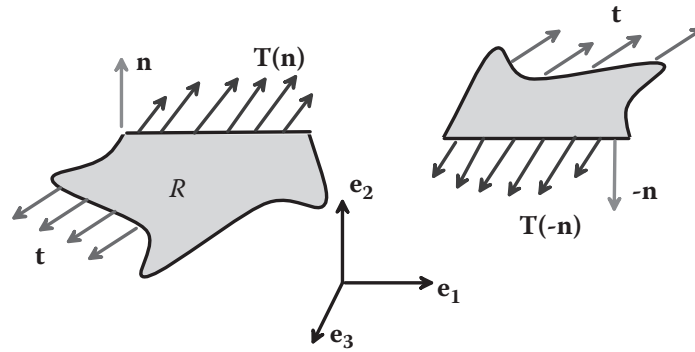
Uitdrukking (2.12) vertelt ons dat de spanningen langs de coördinaatassen volledig de interne spanningen bepalen en karakteriseren, ongeacht de keuze van $\mathbf{n}$. Als de normalen langs de coördinaatassen liggen, spreekt men van de "echte" of *Cauchy* spanningstensor $\boldsymbol{\sigma}$. De elementen worden dan vaak genoteerd als σ_{ij} , expliciet [7]:

$$\mathbf{T}(\mathbf{n} = \mathbf{e}_1) = \sigma_{11}\mathbf{e}_1 + \sigma_{12}\mathbf{e}_2 + \sigma_{13}\mathbf{e}_3 \quad (2.13)$$

$$\mathbf{T}(\mathbf{n} = \mathbf{e}_2) = \sigma_{21}\mathbf{e}_1 + \sigma_{22}\mathbf{e}_2 + \sigma_{23}\mathbf{e}_3 \quad (2.14)$$

$$\mathbf{T}(\mathbf{n} = \mathbf{e}_3) = \sigma_{31}\mathbf{e}_1 + \sigma_{32}\mathbf{e}_2 + \sigma_{33}\mathbf{e}_3 \quad (2.15)$$

Men kan aantonen dat de spanningstensor tevens symmetrisch is, waardoor slechts 6 onafhankelijke spanningscomponenten berekend moeten worden. De spanning langs een willekeurig oppervlak volgt dan uit $T_i = \sigma_{ij}n_j$.



Figuur 2.2: Een materiaal onder constante spanning $\mathbf{t}$. De evenwichtsvoorwaarde wordt geïllustreerd door een willekeurige doorsnede te nemen. De figuur is afkomstig uit [22, pg. 41].

2.1.3 Lineaire spanning-rek relaties in materialen

Doordat de verplaatsingen in het middenoor van de anole klein zijn, kunnen we gebruik maken van de lineaire elasticiteitstheorie. Het uitrekken van een materiaal genereert

spanningen en vice-versa. Om het model zo accuraat mogelijk te maken, moeten we een overzicht hebben van de nodige parameters die de juiste respons van het middenoor kunnen weergeven. Binnen de lineaire elasticiteitstheorie, zouden we de spanningen σ_{ij} door een vierde orde elasticiteitstensor ζ kunnen relateren aan de rekken ε_{kl}

$$\sigma_{ij} = \zeta_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (2.16)$$

Zoals vermeld zijn de spannings- en rektensor symmetrisch, waardoor er maximaal 36 onafhankelijke componenten ζ_{ijkl} bestaan. De tensor kan dan gereduceerd worden tot een tweede orde elasticiteitstensor $\mathbf{C}$, die bovendien ook symmetrisch blijkt. Op dit punt zou men nog steeds 21 variabelen nodig hebben om de spanningen aan de rek te relateren. Als het materiaal echter isotroop is, is de tensor invariant onder alle rotaties. Er resteren dan slechts twee parameters die nodig zijn om het verband te bepalen [2]

$$\sigma_{ij} = \lambda \varepsilon_{kk} \delta_{ij} + 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad (2.17)$$

met λ Lamé's constante en μ de shuifmodulus. De rekken t.g.v. de spanningen zijn dan te vinden via

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1+\nu}{E} \sigma_{ij} - \frac{\nu}{E} \sigma_{kk} \delta_{ij} \quad (2.18)$$

met $E = \mu(3\lambda + 2\mu)/(\lambda + \mu)$ de elasticiteits- of Young's modulus en $\nu = \lambda/[2(\lambda + \mu)]$ de Poisson ratio van een materiaal. Deze laatste twee zijn veelgebruikte maten om de lineaire elasticiteit van een materiaal te karakteriseren. Hun betekenis is eenvoudig te begrijpen door te kijken naar het geval waarbij slechts langs één as een spanning wordt opgelegd:

$$\boldsymbol{\sigma} = \begin{bmatrix} \sigma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Het invullen van (2.18) levert dan

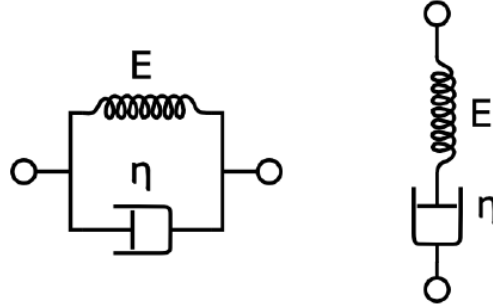
$$\boldsymbol{\varepsilon} = \begin{bmatrix} \frac{1}{E} & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{\nu}{E} & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{\nu}{E} \end{bmatrix} \boldsymbol{\sigma} \quad (2.20)$$

De Young's modulus bepaalt hoeveel een materiaal uitrekt in de richting van de spanning. De Poisson ratio heeft betrekking op de richting loodrecht op de spanning en geeft de verhouding van axiale tegenover transversale rek.

2.1.4 Visco-elasticiteit in materialen

Voor vele materialen is het gedrag onder spanningen of rekken niet tijdonafhankelijk. Wanneer een stuk rubber instantaan wordt uitgerokken naar een nieuwe lengte, zal de spanning eerst enorm hoog zijn en dan gradueel relaxeren (dit noemt men spanningsrelaxatie). Anderzijds als we rubber instantaan onder een bepaalde spanning zetten, zal het uitrekken

tot er een nieuwe evenwichtslengte ontstaat (dit noemt men kruip). De beschrijvende vergelijkingen hebben nood aan een tijdsafhankelijke uitbreiding. Omwille van de kleine vervormingen zullen we wederom van lineaire eigenschappen uitgaan. Binnen de lineaire visco-elasticiteit, zijn twee basismodellen het meest gebruikt. Het ene model bestaat uit een seriële verbinding van een veer en een demper en heet het Maxwell model. Het andere bestaat uit een parallel schakeling en noemt men het Kelvin-Voigt model. Beide worden weergegeven in figuur 2.3.



Figuur 2.3: Het Kelvin-Voigt model (links) en het Maxwell model (rechts). De figuur is afkomstig uit [23].

Wanneer het Maxwell model onder een instantane, constante spanning wordt gezet, zal het oneindig lang uitrekken. Bijgevolg is het niet in staat om kruip te beschrijven. Het Kelvin-Voigt model zal nooit een instantane verplaatsing kunnen beschrijven (en dus geen spanningsrelaxatie) door de demper, tenzij bij een oneindig hoge spanning. Veel materialen vertonen beide eigenschappen, waardoor men vaak deze twee basiscomponenten in parallel of serie plaatst in de zg. gegeneraliseerde Maxwell modellen.

In deze thesis zullen we viscositeit met een zg. verliesfactor inbrengen. Doordat we werken met een harmonische bron aan de trommelveizen, is een beschrijving in het frequentiedomein mogelijk. De ongedempte lineaire harmonische oscillator (zie volgende sectie voor meer details) voldoet in het frequentiedomein aan de volgende vergelijking

$$-\omega^2 m |x| e^{i\phi} + R |x| e^{i\phi} = |F| \quad (2.21)$$

met ω de hoekfrequentie, m de massa, $|x|$ de amplitude van de verplaatsing, R de stijfheid, $|F|$ de amplitude van de kracht en ϕ de fase. In plaats van een extra term in te voegen in de bewegingsvergelijking om damping in rekening te brengen, kan men ook de stijfheid uitbreiden naar een complexe of dynamische modulus R^* . Deze voldoet aan

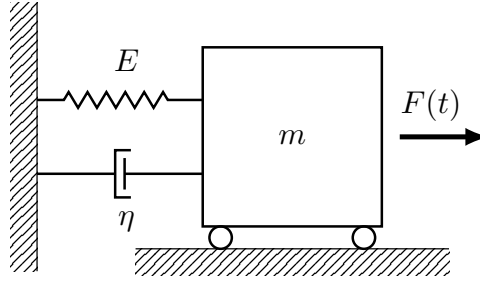
$$R^* = R' + iR'' = R'(1 + i\eta) \quad (2.22)$$

Hierbij is R' de opslagmodulus, R'' de verliesmodulus en $\eta = R''/R'$ de verliesfactor door damping. De opslagmodulus meet de maximaal opgeslagen energie in één vibratiecyclus en staat voor het elastisch gedeelte. De verliesmodulus bepaalt de energiedissipatie in één cyclus en brengt de viskeuze invloed in rekening. Het is voornamelijk de parameter η die we in deze thesis zullen vermelden en gebruiken in de modellen.

2.2 De gedempte harmonische oscillator

2.2.1 Opstellen van de vergelijking

We beschouwen een aangedreven gedempt systeem. Dit modelsysteem beschrijft een brede klasse van dynamische systemen en we kiezen de weergave van figuur 2.4.



Figuur 2.4: Weergave van een lineaire gedempte harmonische oscillator. De componenten worden verklaard in de tekst.

Binnen de lineaire elasticiteitstheorie is de positie $x(t)$, voor een massa m , onderhevig aan een drijvende kracht $F(t)$ te vinden door de volgende differentiaalvergelijking [7, 21]

$$m \frac{d^2 x(t)}{dt^2} + \eta \frac{dx(t)}{dt} + E x(t) = F(t). \quad (2.23)$$

Hierbij wordt E de elasticiteitsmodulus en η [Kg/s] de viskeuze dempingscoëfficiënt genoemd. Technisch gezien is E , ook wel eens Young's modulus genoemd, in vergelijking (2.23) niet correct qua eenheden. In deze vergelijking staat er een veerconstante k [N/m], terwijl de Young's modulus in Pa of [N/m²] staat. De connectie tussen de twee is dat de evenwichtslengte l en de -oppervlakte A samen met de Young's modulus de veerconstante opleveren via

$$k = \frac{A}{l} E. \quad (2.24)$$

Voor systemen met eenheidslengte en -oppervlakte zijn beide numeriek equivalent, wat in de literatuur en deze thesis impliciet wordt aangenomen. Voor de vrije en ongedempte oscillator is vergelijking (2.23) de harmonische vergelijking met eigenwaarden $w_0^2 = E/m$. We kiezen de positieve wortel om w_0 te definiëren, waardoor we (2.23) kunnen herschrijven tot

$$\frac{d^2 x(t)}{dt^2} + 2\zeta w_0 \frac{dx(t)}{dt} + w_0^2 x(t) = \tilde{F}(t). \quad (2.25)$$

met $\zeta = \eta/\sqrt{4mE}$ de dimensieloze dempingsratio en $\tilde{F}(t) = w_0^2 F(t)/E = F(t)/m$. Vergelijking (2.25) is een tweede-orde inhomogene differentiaalvergelijking. De totale oplossing wordt gevonden door het homogeen en particulier deel te bepalen. In wat volgt kiezen we de drijfkraft als een harmonische bron, zodat $F(t) = F_0 e^{i\omega t}$ opgaat. Het complex zijn vereist dan dat we zowel amplitude als fase van de beweging moeten beschouwen.

2.2.2 Homogene oplossing

Voor de homogene vergelijking is het rechterlid van (2.25) nul. De eerste vorm die we kunnen proberen om de vergelijking op te lossen is $x(t) = Ae^{st}$, met $s \in \mathbb{C}$. Dit leidt tot de volgende kwadratische vergelijking:

$$s^2 + 2\omega_0\zeta s + \omega_0^2 = s^2 + 2\omega_0\zeta s - (\omega_0\zeta)^2 + (\omega_0\zeta)^2 + \omega_0^2 = 0 \quad (2.26)$$

$$\Leftrightarrow (s + \omega_0\zeta)^2 = \omega_0^2 (\zeta^2 - 1) \quad (2.27)$$

$$\Leftrightarrow s = -\zeta\omega_0 \pm \omega_0\sqrt{\zeta^2 - 1} \quad (2.28)$$

De eerste opmerking die we kunnen maken is dat de grootte van ζ bepaalt of s reëel of complex is. De term $-\zeta\omega_0$ is steeds reëel en zorgt voor de damping van de vibraties als $t \rightarrow \infty$. De wortel herschrijven we als $i\sqrt{1 - \zeta^2}$ zodat het imaginair deel expliciet zichtbaar is. Ten tweede is het duidelijk dat de damping een verschuiving van de originele eigenwaarde teweeg brengt. In de basis van de goniometrische functies is de oplossing:

$$x(t) = A_1 e^{-\omega_0\zeta t} \cos\left(\omega_0\sqrt{1 - \zeta^2}t\right) + A_2 e^{-\omega_0\zeta t} \sin\left(\omega_0\sqrt{1 - \zeta^2}t\right) \quad (2.29)$$

Algemeen moet men de factoren A_1 en A_2 bepalen uit de rand- en beginvoorwaarden. In deze bespreking zijn we eerder geïnteresseerd in het kwalitatief gedrag, zodat we gebruik maken van de goniometrische identiteit [24]

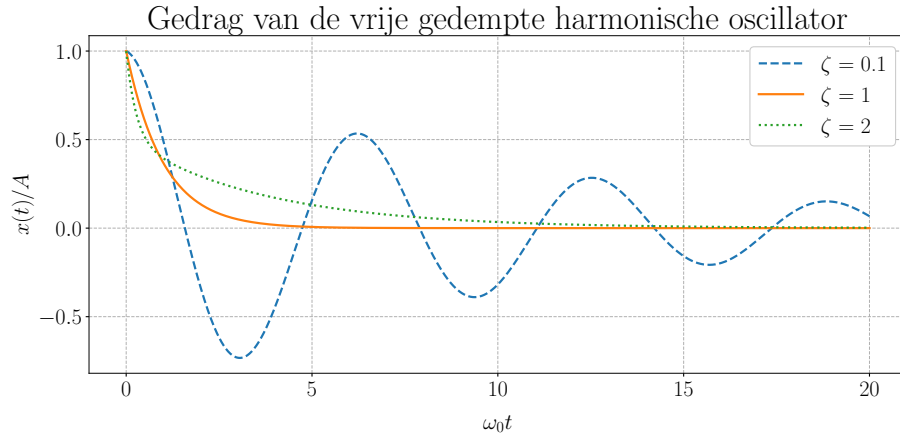
$$\alpha \cos(\phi) + \beta \sin(\phi) = \sqrt{\alpha^2 + \beta^2} \cos(\phi + \phi_0) \quad (2.30)$$

waarbij ϕ_0 een fase is die afhangt van de voorfactoren. Het homogeen gedrag voldoet kwalitatief aan

$$x(t) = Ae^{-\omega_0\zeta t} \cos\left(\omega_0\sqrt{1 - \zeta^2}t + \phi_0\right) \quad (2.31)$$

In figuur 2.5 geven we het verloop van vergelijking (2.31) weer. Men spreekt van een overgedempt systeem als $\zeta > 1$, een kritische damping als $\zeta = 1$ en een ondergedempt systeem als $\zeta < 1$. Onderdamping leidt tot oscillaties die zich lang kunnen voortzetten. Kritische damping geeft een maximaal exponentiële daling, zonder oscillaties, terwijl een overgedempt systeem ook exponentieel daalt, maar minder snel.

Voor de systemen die in de thesis van belang zijn, heeft men voornamelijk te maken met een ondergedempt gedrag. In [21] worden voor een Gekko en een Varaan de fundamentele frequenties bepaald. Hieruit kunnen we afschatten dat voor de Gekko $\zeta \approx 0,396$ en voor de Varaan $\zeta \approx 0,159$ kan worden genomen. Dit heeft tot gevolg dat men voor deze systemen een trage afname heeft van het homogeen deel, maar na genoeg perioden wordt de verplaatsingsamplitude bepaald door het particulier deel van de beweging (zie de volgende sectie).



Figuur 2.5: Verplaatsingsamplitude van het beschouwde systeem. De fase ϕ_0 werd op nul gesteld, wat equivalent is met de beginvoorwaarde dat $x(0)/A = 1$. De drie mogelijke patronen i.f.v. ζ zijn duidelijk zichtbaar.

2.2.3 De particuliere oplossing

Om het particulier deel aan te pakken, gaan we terug naar de volledige vorm van (2.25) en testen de oplossing $x(t) = Ae^{i(\omega t + \phi)}$. De drijffrequentie is dus dezelfde als de oscillatiefrequentie, maar een faseverschil ϕ is mogelijk. Dat we geen algemeen complex getal s nodig hebben zoals hiervoor, komt door het feit dat ω bepaald is door de bronterm die we hebben gekozen als $F_0 e^{i\omega t}$. Consistentie vereist dan eerder een oplossing van deze vorm. Als we dit invullen en imaginaire en reële delen splitsen, verkrijgen we het stelsel

$$\begin{cases} -A\omega^2 + A\omega_0^2 = \frac{F_0}{m} \cos(\phi) \\ -2A\omega\omega_0\zeta = \frac{F_0}{m} \sin(\phi) \end{cases} \quad (2.32)$$

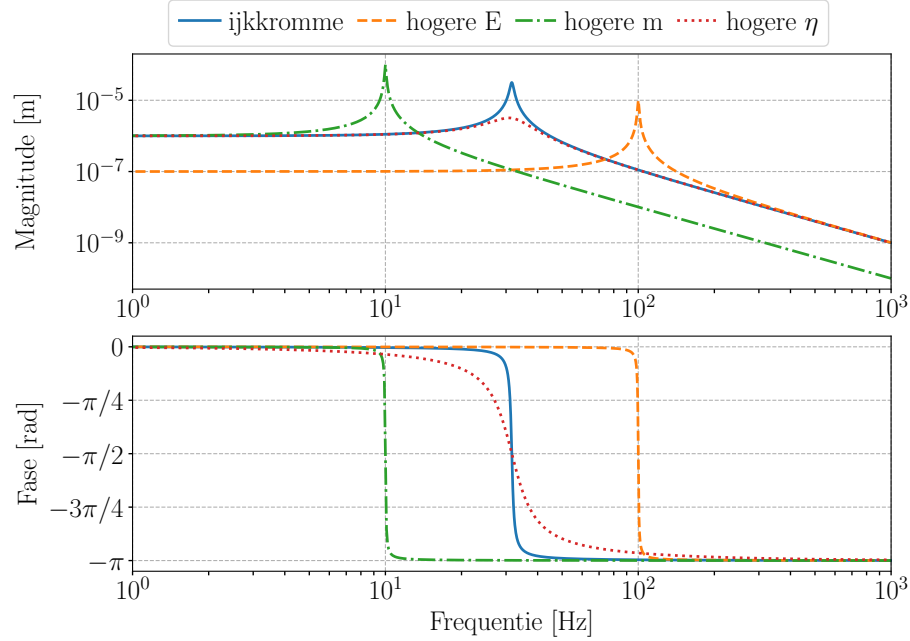
Waaruit de fasefactor ϕ en de amplitude A worden vastgelegd als

$$A = \frac{F_0/m}{\sqrt{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4(\omega\omega_0\zeta)^2}} \quad (2.33)$$

$$\phi = \text{bgtan} \left(\frac{2\omega\omega_0\zeta}{\omega^2 - \omega_0^2} \right) + n\pi \quad (2.34)$$

met $n \in \mathbb{Z}$. De eerste opmerking die we kunnen maken, is dat als we geen dempingsterm hebben ($\eta = 0$, wat $\zeta = 0$ impliceert), de massa en de bronterm altijd in fase zullen zijn (onder de resonantiefrequentie) of π radialen uit fase (boven de resonantiefrequentie, zie verder). Bovendien is er dan op resonantie $\omega = \omega_0$ divergentie van de verplaatsingsamplitude. Dit is een gevolg van het feit dat voor een ideaal wrijvingsloos systeem onbeperkt energie kan worden toegevoegd zonder verliezen. Thermodynamisch is dit onmogelijk want er zal altijd een kleine wrijving aanwezig zijn. De componenten A en ϕ geeft men vaak weer in een Bodediagram. Een voorbeeld is te zien in figuur 2.6, waarbij we een E, m en η

variëren om hun invloed te bepalen. Als we verdergaan met onze bespreking van η , is het duidelijk dat wrijving de resonantiepieken verbreedt en dempt. Vergelijk hiervoor de (blauwe) volle lijn met de (rode) stippellijn in het bovenste paneel. Voor de fase (onderste paneel) is het duidelijk dat op resonantie de bron en de massa -90° uit fase zijn, wat de hoek is waarop de pieken van het bovenste paneel optreden. Voor frequenties onder de resonantiefrequentie zijn beiden in fase, terwijl aandrijffrequenties boven ω_0 de massa -180° uit fase doen bewegen.



Figuur 2.6: Bodediagram van de amplitude A en de fase ϕ . De resonantiepieken vallen op $\omega = \omega_0$, waarop de massa en de drijfkraft -90° uit fase zijn. De oorzaak is het wegvallen van de twee reactanties tegenover elkaar. Het passeren van ω_0 leidt tot een fasesprong van 180° .

Voor E en m is het handig om eerst de limiet te nemen van $\omega \rightarrow 0$ en $\omega \rightarrow \infty$. De grootheid F_0/A is de mechanische impedantie van dit systeem. Deze is in het algemeen complex en men definieert het reële deel als de resistantie en het imaginaire deel als de reactantie. Wat we nu kunnen doen is de onderste vgl. uit (2.32) nemen (dit was het imaginair deel) en de reactantie bekijken i.f.v. ω . (Merk op dat de fase afhangt van ω en dat formule (2.34) mee gebruikt moet worden in deze limiet)

$$\omega \rightarrow 0 : \quad \frac{F_0}{A} \approx m\omega_0^2 = E \quad (2.35)$$

$$\omega \rightarrow \infty : \quad \frac{F_0}{A} \approx -m\omega^2 \quad (2.36)$$

Bij lage frequenties spreekt men van de stijfheidsgedomineerde zone en wordt de reactantie constant met als grootte E , wat goed te zien is in het bovenste paneel van figuur 2.6. voor grote frequenties hebben we een lineaire invloed van m , waardoor men deze zone de

inertiegedomineerde zone noemt. Bovenstaande limieten hebben een tekenverschil. Hierdoor is er een frequentie waarbij ze elkaar kunnen opheffen, wat maximale energieoverdracht oplevert. Dit is de mechanische oorzaak die tot resonantie(pieken) leidt in deze systemen. Dat dit op $\omega_0 = \omega$ gebeurt, volgt evident uit gelijkstellen van de twee limieten.

Ten slotte vermelden we nog dat de totale oplossing bestaat uit de superpositie van de twee oplossingen besproken in deze en de vorige subsectie.

2.3 Het circulair aangedreven membraan

2.3.1 Opstellen van de vergelijking

Om een eerste uitbreiding te maken naar de vibraties van een trommelvlies, zullen we de trillingen van een aangedreven, gedempt en circulair membraan bespreken. We volgen de bespreking uit [21], op enkele notationale aanpassingen na. De ééndimensionale vergelijking (2.25) breiden we uit naar een differentiaalvergelijking die de uitwijking $u(r, \phi, t)$ van een circulair membraan kan beschrijven. Omwille van de veronderstelde circulaire vorm wordt direct in poolcoördinaten gewerkt. De differentiaalvergelijking die de trillingen van het membraan beschrijft is de volgende

$$-\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - 2\zeta\omega_0 \frac{\partial u}{\partial t} + c_M^2 \nabla^2 u = \frac{1}{\rho_M d_M} \Psi(r, \phi, t) \quad (2.37)$$

met d_M de dikte van het membraan en c_M de golfsnelheid.

2.3.2 Homogene oplossing

Om dit gedeelte van de oplossing te bepalen, richten we ons eerst op het ongedempt ($\zeta = 0$) membraan. De gevestigde oplossingsmethode voor dit type van problemen is het scheiden der variabelen. Dit leidt tot individuele deelproblemen die we nadien recombineren om de totale oplossing te vormen. We stellen dat $u(r, \phi, t) = f(r)\Phi(\phi)T(t)$ en maken gebruik van de laplaciaan in poolcoördinaten

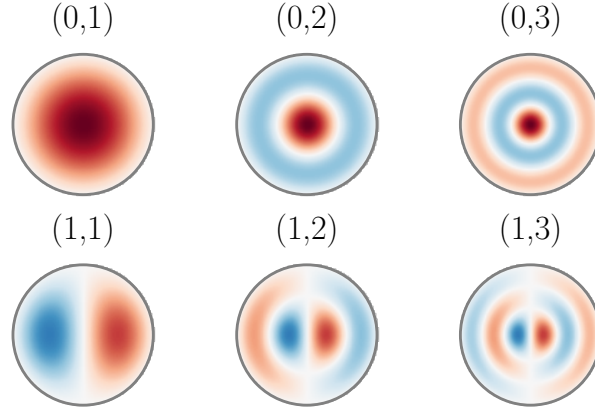
$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \quad (2.38)$$

Als men de procedure uitwerkt, bekomen we voor het spatiale gedeelte de volgende oplossing:

$$u_{mn}(r, \phi) = D_{mn} \cos(m\phi) J_m(\mu_{mn}r) = D_{mn} \cos(m\phi) J_m(\omega_{mn}r/c_M) \quad (2.39)$$

De trillingsmoden u_{mn} worden bepaald door een voorfactor D_{mn} die uit de specifieke randvoorwaarden volgt, de J_m is de Besselfunctie van de eerste soort van orde m en ω_{mn} is de eigenfrequentie van de trilling. Formule (2.30) werd gebruikt ter vereenvoudiging. Enkele van deze modes worden weergegeven in figuur 2.7. Wanneer de waarde van n toeneemt worden er meerdere nulpunten toegelaten in de radiale richting (met het n -de nulpunt gelegen op de rand) en krijgt men radiële nodale lijnen. De waarde van m bepaalt het aantal circulair nodale lijnen [7]. Voor dit systeem zou het opleggen van een vlakke golf alle

$m \neq 0$ moden onderdrukken, omdat deze geen netto verplaatsing teweeg brengen. Voor een realistisch trommelvlies zullen deze echter wel kunnen bijdragen. Dit wordt verklaard in de volgende sectie.



Figuur 2.7: Enkele eigenmoden van een vrij vibrerend membraan. Deze worden vastgelegd door de discrete set m, n . Rood en blauw duiden tegengestelde zin aan. De amplitude wordt door de intensiteit weergegeven.

De oplossing van het tijdsafhankelijk gedeelte is de volgende

$$\frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + 2\zeta\omega_{mn}\frac{\partial T}{\partial t} + \omega_{mn}^2 T = 0 \quad (2.40)$$

wat equivalent is aan (2.25). De oplossingsmethode is analoog aan sectie 2.2.2 en levert

$$T(t) = e^{-\zeta\omega_{mn}t} \left[B_1 e^{i\omega_{mn}\sqrt{1-\zeta^2}t} + B_2 e^{-i\omega_{mn}\sqrt{1-\zeta^2}t} \right]. \quad (2.41)$$

Het is duidelijk dat damping wederom voor een afname van de intensiteit zorgt. We hebben de oplossing in de exponentiële basis laten staan omdat dit het onderscheid tussen de spatiale termen (in goniometrische functies) handiger maakt.

2.3.3 Particuliere oplossing

De particuliere oplossing beschrijft het effect van een aangelegde druk $\Psi(r, \phi, t)$ op het voorgaande systeem (vgl. (2.37)). Analoog aan de ééndimensionale harmonische oscillator, leggen we een periodische bronterm met frequentie ω aan. De druk p werd homogeen genomen over het membraan en zoals voorheen is de aandrijffrequentie gelijk aan de frequentie waarop het membraan oscilleert. De vorige subsectie toonde aan dat we met een set van mogelijke frequenties ω_{mn} zitten. De modes ω_{mn} die het meest bijdragen zullen diegenen zijn die het dichtste bij de frequentie ω liggen. Men kan aantonen dat de particuliere oplossing gegeven wordt door [19, pg.78]

$$u(r, \phi, t) = \frac{p}{\rho_M d_M} \sum_{m,n} \left[\frac{u_{mn}(r, \phi) \int_s u_{mn}(r', \phi') dS'}{\omega_{mn}^2 - \omega^2 + 2i\omega\omega_{mn}\zeta} \right] e^{i\omega t} \quad (2.42)$$

De integraal loopt over het oppervlak van het membraan en bepaalt de netto-uitwijking t.g.v. de aankomende vlakke drukgolf. Zoals in fig. 2.7 te zien is, is de gemiddelde uitwijking voor modes met $m \neq 0$ altijd nul. Dit komt doordat de aankomende golf rotatiesymmetrie heeft. Voor trommelvliëzen in de realiteit is er echter de aanhechting van het gehoorbeentje, die deze symmetrie breekt en de $m = 0$ modes wel kan doen bijdragen (zie verder). In dit hoog-symmetrisch geval treden enkel circulaire nodale uitwijkingen op. De noemer in (2.42) treedt op als gewichtsfactor en zorgt ervoor dat eigenfrequenties ω_{mn} die dicht bij ω liggen veel zullen bijdragen. De sommatie is dus een gewogen som over alle mogelijke modes om de trilling vast te leggen. Merk op dat deze uitdrukking nog steeds complexe termen bevat en dus in amplitude en fase moet worden ontbonden om een hanteerbare weergave (vb. Bode-diagram) op te leveren.

De totale oplossing is wederom de som van het particuliere en homogene deel. Het homogene deel bevat echter steeds een dempende factor, waardoor na een voldoende aantal perioden deze term verwaarloosbaar klein wordt. In de volgende secties nemen we dit expliciet aan om de bespreking zo compact mogelijk te houden. (De eigenmodes moeten echter wel uit het homogene deel worden berekend omdat we deze nodig hebben in de gewogen ontbinding van het particuliere deel.)

2.4 Het sectorieel membraan: Trommelvliësvibraties

De vorige secties beschreven de aangedreven trilling van een circulair membraan. De eerste twee opmerkingen die men zou kunnen hebben, is dat een reëel trommelvlië een eindige dikte heeft (die tot nu toe verwaarloosd is) en dat de aanhechting van het gehoorbeentje een regio met veel hogere massa en impedantie inbrengen. Wat de dikte betreft, vermelden we dat het toevoegen van een term [25]

$$-\frac{S^4}{c_M^2} \Delta^2 u \quad \text{met} \quad S^4 = d_M^2 \frac{E}{12\rho_M(1-\nu^2)} \quad (2.43)$$

in het linkerlid van (2.37) deze in rekening kan brengen. E en ν zijn respectievelijk de Young's modulus en Poisson ratio in het elastisch isotrope geval. Voor kleine diktes d_M is deze term verwaarloosbaar en hebben we de vorige situaties. De eigenwaarden zullen veranderen als volgt:

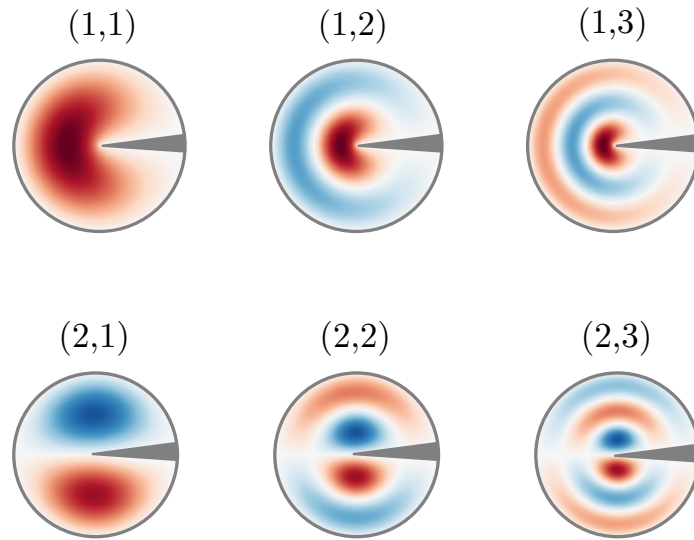
$$\omega_{mn} = c_M k_{mn} \sqrt{1 + \frac{k_{mn}^2 S^4}{c_M^2}} \quad (2.44)$$

De eigenfrequenties vergroten dus als de dikte een rol speelt.

Een andere interessante uitbreiding kan worden gevonden door de invloed van het aangehechte gehoorbeentje op te leggen aan een deel van het membraan. In [21, 20] werd dit gesimuleerd door een sectorieel gedeelte van het membraan te fixeren. De keuze van een sectorieel stuk zorgt ervoor dat we deze randvoorwaarde makkelijk kunnen inbrengen in het polaire assenstelsel. We eisen dat $u(r, \beta) = u(r, 2\pi - \beta) = 0$, wat in (2.39) leidt tot de vorm

$$u_{mn}(r, \phi) = \sin(\kappa(\phi - \beta)) J_\kappa(\mu_{mn} r) \quad \text{met} \quad \kappa = \frac{m\pi}{2(\pi - \beta)} \quad \text{en} \quad m \in \mathbb{Z} \quad (2.45)$$

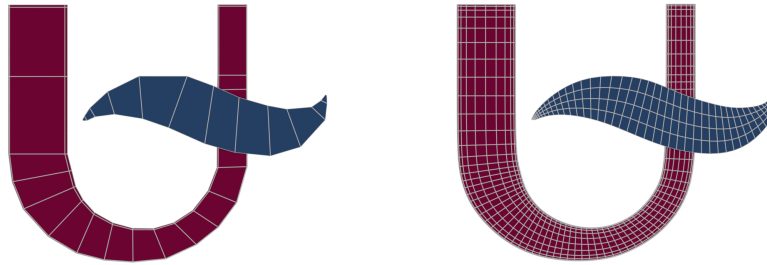
Het belangrijkste en meest duidelijke effect is dat geen enkele mode nog rotatiesymmetrie heeft. Dit zorgt ervoor dat zelfs bij een homogene aangelegde druk de $m \neq 0$ modes zullen bijdragen (de $m = 0$ vallen zelfs weg met deze randvoorwaarde omdat ze per definitie alleen rotationeel-symmetrische oplossingen geven.). Enkele van de trillingsmodes worden weergegeven in fig. 2.8. Voor het trommelvlies is dit een groot voordeel omdat veel meer modes nu bijdragen aan de beweging. Dit zorgt ervoor dat het trommelvlies op een breed gedeelte van het frequentiedomein in resonantie kan worden gebracht, wat de geluidsperceptie verbetert [28].



Figuur 2.8: Enkele trillingsmodes voor de situatie waar een deel van het TM vast hangt. Het voornaamste effect is dat de $m = 0$ modes wegvallen.

2.5 De eindige-elementenmethode

Vele fysische problemen kunnen worden vervat in *partiële differentiaalvergelijkingen* (PDV). Het oplossen van PDV is echter slechts in relatief eenvoudige situaties analytisch mogelijk. Om numeriek oplossingen te bekomen, gebruikt men vaak twee opeenvolgende procedures. Ten eerste voert men een spatiale discretisatie uit, die als doel heeft de ruimtelijke afgeleiden in de PDV te elimineren. Men bekomt dan een matrixstelsel van gewone differentiaalvergelijkingen, waarop dan een tijdsdiscretisatie en bijbehorend oplossingsalgoritme wordt toegepast (bv. de Runge-Kuttamethoden). De ruimtelijke opdeling in de eerste stap behoudt de randvoorwaarden van het systeem en heeft als voordeel dat gecompliceerde geometrieën worden onderverdeeld in eenvoudigere subdomeinen. De tweede stap behoudt analoog de beginvoorwaarden en maakt dan via iteraties een oplossing op een gewenst tijdstip mogelijk. Bij de eindige-elementenmethode gebruikt men tevens een spatiale discretisatie en duidt men deze punten aan als *knooppunten* of *nodes*. Het (eindig) aantal subdomeinen dat op deze manier wordt afgebakend zijn de *eindige elementen* en vormen de benadering van de geometrie. Deze benadering van de totale geometrie noemt men de *mesh*. Deze concepten worden in figuur 2.9 weergegeven.



Figuur 2.9: Weergave van de nodes die een geometrie opdelen in eindige-elementen. Een groffe mesh (links) benadert de echte geometrie minder precies, maar is computationeel minder belastend dan fijnere mesh (rechts).

We beschouwen de continue functie $U(\mathbf{r})$ als onbekende oplossing van de PDV en we willen deze discretiseren om de spatiale afgeleiden in de PDV te elimineren. De eindige-elementenmethode (EEM) gebruikt n nodes waarop we de oplossing expliciet willen berekenen. De gekozen testoplossing is van de vorm

$$U(\mathbf{r}) \approx U_n(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^n u_i \psi_i(\mathbf{r}) \quad (2.46)$$

De ψ_i zijn de basisfuncties waarin we de exacte functie trachten te ontbinden en zijn polynomen van een vooraf gekozen orde. De u_i zijn de onbekende veldwaarden op node i . Als we de PDV als een operator D aanduiden zodat $D\{U(\mathbf{r})\} = F(\mathbf{r})$, dan kunnen we een residu R definiëren als volgt

$$R(\mathbf{r}) = D\{U_n(\mathbf{r})\} - F(\mathbf{r}) \quad (2.47)$$

De EEM is een variationele methode, die m.b.v. het residu het volgend inproduct tracht te minimaliseren:

$$\int R(\mathbf{r})W_i(\mathbf{r})d\mathbf{r} = 0, \quad \forall i \quad (2.48)$$

De W_i zijn de zg. *gewichtsfuncties* en bepalen de expliciete oplossingsmethode die wordt gebruikt. Vaak wordt $W_i = \psi_i$ gekozen in praktische toepassingen (dit noemt men de *Galerkin methode*). Uitdrukking (2.48) is een gewogen projectie van het residu op het hele domein. Aangezien $R(\mathbf{r})$ de "afwijking" geeft tussen de exacte oplossing en de eindige som, zal het vermenigvuldigen met ψ_i en daarna de integratie uitvoeren, het gewicht geven van één specifieke basisfunctie op deze afwijking. Door dit te minimaliseren, zorgen we ervoor dat het residu minimaal wordt (door de u_i aan te passen) en de exacte oplossing zo goed als mogelijk benaderd wordt.

In deze thesis staat de dynamische beweging van het middenoorsysteem en de akoestische koppeling met externe en interne drukgolven centraal. Met de EEM aanpak resteert er vaak een stelsel van de volgende vorm

$$M\ddot{u} + C\dot{u} + Ku = F \quad (2.49)$$

u is de vector met de u_i componenten in vervat. De vector F is de bronterm van de originelen PDV en M, C en K zijn matrices die respectievelijk de inertiaële, viskeuze en elastische eigenschappen bevatten. Indien enkel de tijdsafhankelijke oplossing van belang is, kan gebruik worden gemaakt van Fourier-analyse om de tijdsafgeleiden te elimineren en een matrixstelsel in het frequentiedomein te bekomen. De aanname die dan wordt gemaakt, is dat de bron steeds een harmonische term is, wat in deze thesis ook wordt gedaan.

Deel II

Mijn werk:
eindige-elementenmodellering en
aanvullende modellen voor het
beschrijven van intern gekoppelde
oren

3

Opbouw van het eindige-elementenmodel

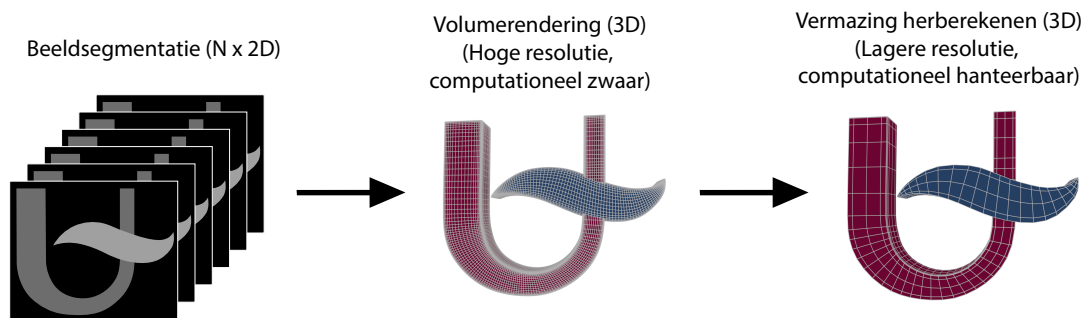
In dit hoofdstuk worden de verschillende stappen besproken die nodig zijn om tot het uiteindelijke model te komen, grotendeels in chronologische volgorde. We bespreken hoe de anatomie werd afgeleid uit de μ CT data d.m.v. segmentatie en welke keuzes hierbij werden gemaakt. Een aantal anatomische eigenschappen die werden opgemeten, werden vergeleken met de literatuur. Naast de geometrie zijn de structurele eigenschappen van het systeem van belang. Fysisch komt dit neer op het definiëren van de nodige randvoorwaarden en de materiaaleigenschappen in het model. Ook hier werden een aantal keuzes gemaakt die konden worden verantwoord vanuit de literatuur.

Inhoudsopgave

3.1	Beeldsegmentatie en het oppervlaktemodel	44
3.1.1	Van micro-CT data tot een oppervlaktemodel	44
3.1.2	Anatomische informatie verkregen uit de segmentatie	48
3.2	Opbouwen van het eindige-elementen model	49
3.2.1	Importeren van de geometrie	49
3.2.2	Randvoorwaarden in het systeem	49
3.2.3	Materiaaleigenschappen	50

3.1 Beeldsegmentatie en het oppervlaktemodel

Deze sectie beschrijft hoe we van een set tomografische data terug een driedimensionaal model kunnen opbouwen met micro-meter resolutie. Tomografische metingen van objecten genereren schaduwprojecties op een detector door X-stralen op een object in te sturen onder verschillende hoeken. De hoeveelheid straling die wordt geabsorbeerd door het object per projectie bevat informatie over de aanwezige structuren. Via terugprojectie-algoritmes worden tomografische reconstructies bekomen, dewelke typisch uit $N \times 2D$ doorsneden van het object bestaan. Door identificatie van de structuren per doorsnede kan terug een volwaardig 3D model worden opgebouwd. Het toekennen van de aanwezige structuren (a.d.h.v. de grijswaarden) in de dataset noemt men *segmentatie*. Na de segmentatie wordt een oppervlaktemodel van de verschillende structuren gemaakt, dat initieel opgebouwd is uit een groot aantal kleine driehoek-elementen. Deze dataset is echter veel te groot om berekeningen mogelijk te maken, waardoor een reductie in het aantal elementen nodig is. Deze laatste stap is niet per se nadelig omdat sommige structuren relatief homogeen zijn, waardoor ze met een relatief klein aantal elementen toch accuraat beschreven kunnen worden. Fig. 3.1 geeft een schematisch overzicht van de stappen, die in detail worden besproken in de volgende subsecties.

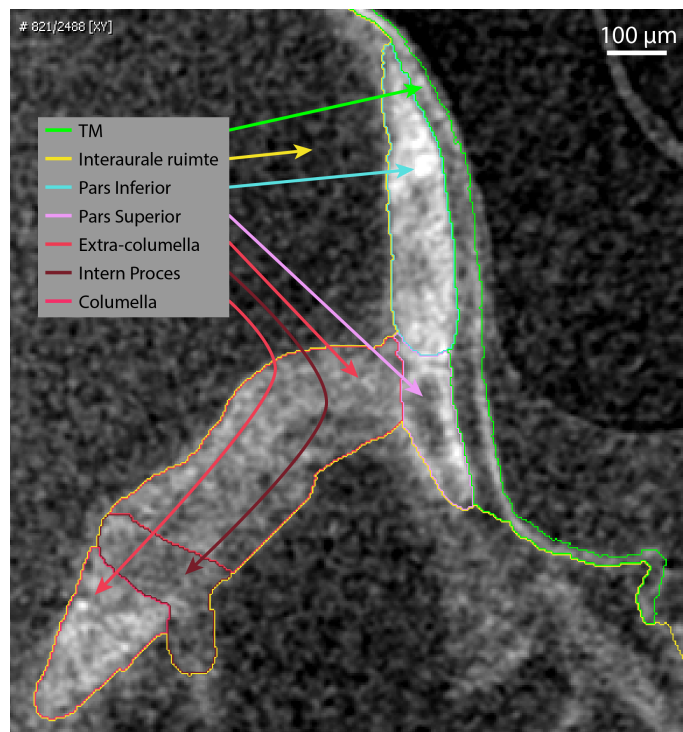


Figuur 3.1: Schematisch overzicht van de vereiste stappen om het geometrische model te bekomen dat nodig is voor de eindige-elementen berekeningen. Het vereenvoudigde model kan als oppervlak worden geëxporteerd naar de eindige-elementen software.

3.1.1 Van micro-CT data tot een oppervlaktemodel

Het vertrekpunt was een set van micro-CT beelden, opgenomen aan de Hercules groep aan de Vrije universiteit Brussel (VUB). In totaal werden 2488 doorsneden (*slices*) opgenomen van het hoofd van een bruine anole (*anolis sagrei*). Elke slice bestond uit 2568×2736 pixels met elks een lengte van $3,97062 \mu\text{m}$. De gereconstrueerde dataset werd ingeladen in het softwarepakket Amira (versie 5.3) om beeldsegmentatie uit te kunnen voeren. Door het aanduiden van de structuren aanwezig per slice, kan men een 3D volumemodel opbouwen dat de exacte geometrie zeer nauwkeurig benaderd. Voor sommige anatomische structuren is het onderscheid tussen omliggende weefsels zeer duidelijk (zie figuur 3.2). Vaak moest echter op een manuele of semi-manuele manier te werk worden gegaan om de correcte delen

te onderscheiden. Voornamelijk het zeer dunne TM, soms slechts enkele pixels dik, vereiste manuele segmentatie. Het zg. *posterieure proces* en het extra-cumellair ligament, zie sectie 1.2, konden niet onderscheiden worden van de extra-cumella of de twee andere aanhechtende processen. De vezels van het TM zijn tevens niet te herkennen, waardoor we isotrope materiaaleigenschappen zullen toekennen aan het TM. De keuze van de grens tussen structuren vereist enige overweging, aangezien deze de randvoorwaarden en dimensies van het uiteindelijke model beïnvloeden. Segmentatie is een tijdsintensief proces. Omwille van deze reden is ervoor gekozen om niet de volledige caviteit met de twee middenoren te segmenteren, maar enkel het gedeelte aan één zijde van het hoofd. Door het kiezen van een spiegelvlak kan dan een volledig model worden bekomen van de caviteit en de twee middenoren.



Figuur 3.2: Overzicht van een typische CT doorsnede en de aanwezige structuren. Het onderscheiden van de structuren a.d.h.v. de grijswaarden noemt men segmentatie, wat een gelabelde dataset oplevert. Deze labeling vertelt ons a.d.h.v. de kleurcode welke voxels tot welke structuur behoren.

Als alle mogelijke structuren zijn gesegmenteerd, moeten een aantal opeenvolgende stappen worden uitgevoerd om de dataset zo hanteerbaar mogelijk te maken voor het opbouwen van het eindige-elementenmodel. Op dit moment zijn de gesegmenteerde structuren gedefinieerd door de gelabelde kubussen (voxels). Een model dat puur deze geometrie zou gebruiken is qua hoeveelheid data te groot om een computationeel oplosbaar model op te leveren en de exacte details (de kubusjes) op micrometer niveau reflecteren niet de algemene karakteristieken. Bovendien is er steeds ruis aanwezig, wat we tevens zo veel mogelijk willen elimineren. De gevolgde stappen om deze problemen zo goed als mogelijk aan te pakken

zijn als volgt:

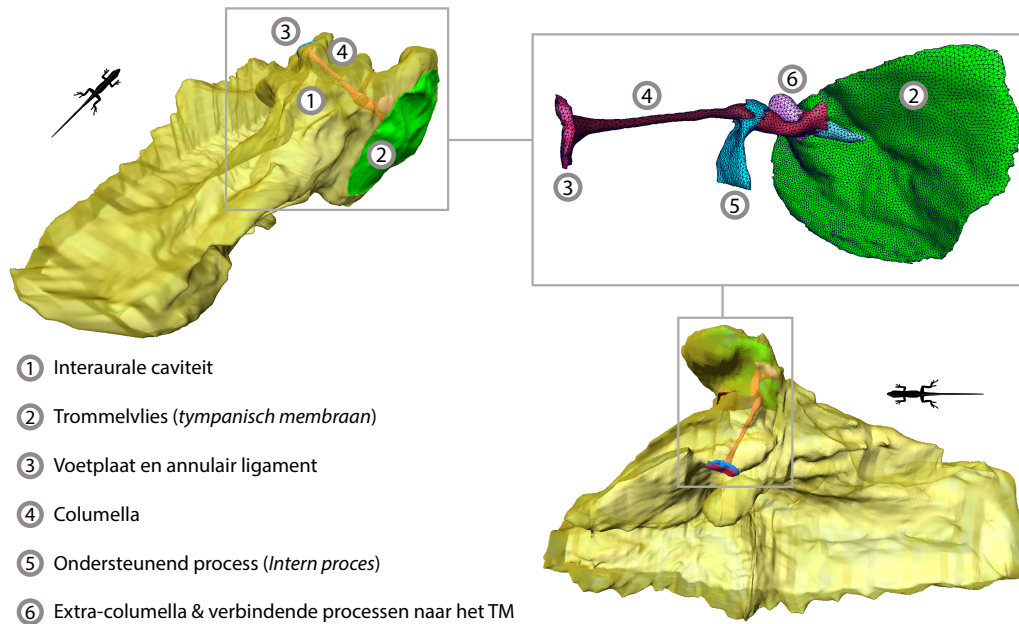
1. De labeldata wordt eerst gladder gemaakt (*gesmooth*). Ruis of andere afwijkingen kunnen irregulariteiten veroorzaken (zie bv. het TM in fig. 3.2). Enkele malen smoothen elimineert hun invloed en maakt de totale geometrie meer regulier.
2. We kunnen de labeldata nu omzetten in een oppervlaktemodel, bestaande uit allemaal verbonden driehoeken. Aangezien deze operatie op de onderliggende voxels wordt uitgevoerd is de gemiddelde lengte per driehoek gelijk aan de voxelgrootte ($\pm 4 \mu\text{m}$). Het aantal driehoeken is dan ook enorm (ong. 21,5 miljoen). Het gebruikte programma heeft twee opties om het aantal driehoeken te verminderen die als volgt werden gebruikt:
 - (a) Allereerst werd een algoritme aangewend dat een zeer snelle reductie van het aantal driehoeken kan uitvoeren en tegelijkertijd ervoor zorgt dat zo weinig mogelijk problemen worden geïntroduceerd in de geometrie (geen door elkaar liggende driehoeken of verdwenen driehoeken die tot gaten leiden). Het nadeel van deze stap is dat de vorm van de driehoeken zeer irregulier is, wat voor eindige-elementenmodellering niet geschikt is. Het aantal driehoeken werd hiermee tot ongeveer 2 miljoen gereduceerd.
 - (b) We kunnen de kwaliteit van de driehoeken verbeteren (meer gelijkzijdig maken) en hun aantal verminderen met een tweede algoritme dat trager werkt en minder rekening houdt met door elkaar liggende driehoeken, maar wel zeer reguliere vermazing oplevert (zie fig. 3.3 rechtsboven). We konden hiermee tot 1 miljoen driehoeken geraken.
3. Op dit oppervlak worden een aantal testen uitgevoerd, voornamelijk: het identificeren van te scherpe hoeken binnen en tussen de driehoeken, het controleren van het gesloten zijn van het oppervlaktemodel en het zoeken van intersecties tussen driehoeken. Eventuele fouten worden manueel verbeterd.
4. Van zodra het oppervlaktemodel voldoet aan alle vereisten, kan nog een verdere simplificatie worden uitgevoerd. De hoofdreden dat het model uit relatief veel driehoeken bestaat, is dat we met twee lengteschalen moeten werken voor de eindige-elementenmodellering. Allereerst is er de caviteit, die we als een akoestisch volume willen simuleren. Voor akoestische simulaties mogen de elementen maximaal een lengte hebben van $\lambda/6$, met λ de golflengte. De bovengrens van het gehoor van de anole ligt omstreeks 8 kHz, wat $\lambda/6$ ongeveer 7 mm maakt. We kunnen dus de lengte van de driehoeken die het volume omspannen nog vele malen vergroten¹. Uiteindelijk varieerde de lengte van deze driehoeken tussen de 150 en 320 μm na vereenvoudiging. Ten tweede is er het middenoorsysteem dat een mechanische keten is die de externe geluidsenergie opvangt en omzet in trillingen. Een eerste model met enkel het middenoor toonde aan dat een lengte van ongeveer 30 μm per driehoek optimaal was. Voor kleinere lengte varieerde de oplossing nagenoeg niet, maar nam de rekentijd wel snel

¹Merk op dat de afstand tussen de trommelvliezen van de anole ongeveer 7 mm is, wat betekent dat we met een relatief laag aantal elementen nog steeds akoestisch accuraat kunnen modelleren.

toe (dit garandeert dat de oplossingen van het eindige-elementenmodel convergent zijn bij deze vermazing). De vereenvoudiging was grotendeels manueel werk omdat tussen de structuren de juiste oppervlakken moeten worden verbonden. Er wordt dan iteratief vergeleken met stap 3 om te controleren of er geen fouten worden geïntroduceerd.

5. Ten slotte werd de vermelde spiegeling uitgevoerd. Om dit zo correct mogelijk te doen, werd eerst van de initieel niet-gesegmenteerde zijde van het hoofd het TM gesegmenteerd. Door de parameters van het spiegelvlak zo te kiezen dat het gespiegelde TM samenvalt met het gesegmenteerde TM werd de echte geometrie van de volledige caviteit met beide middenoren zo goed mogelijk benaderd. Uiteindelijk bestond het totale model uit 42794 driehoeken.

Figuur 3.3 toont het tussentijdse oppervlaktemodel dat bekomen werd na stap 2. Merk op dat de caviteit vele malen groter is dan het middenoorsysteem. De meest belangrijke structuren zijn aangeduid en de silhouetten geven een idee van de algemene oriëntatie van de anole.



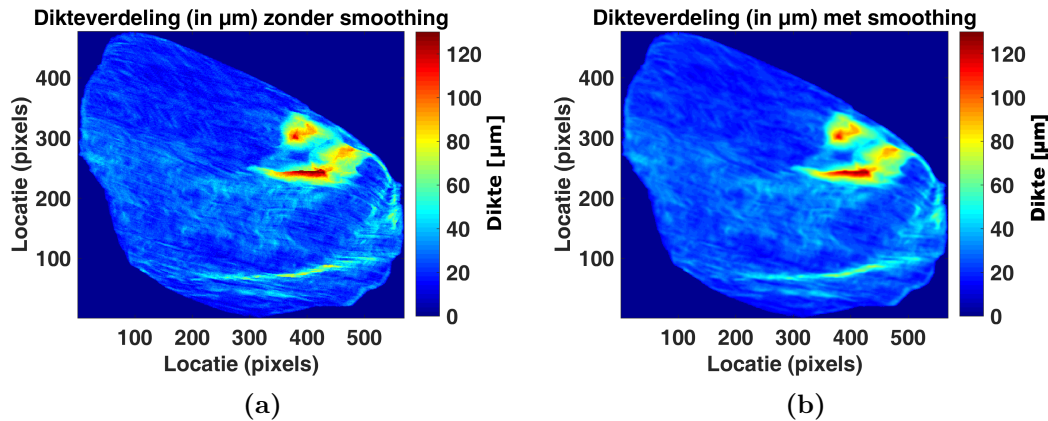
Figuur 3.3: Weergave van de structuren na segmentatie en creatie van het tussentijdse oppervlaktemodel. De ruime, met lucht gevulde, caviteit is vele malen groter dan het middenoorsysteem. De meeste structuren beschreven in de anatomische inleiding werden correct geïdentificeerd. De silhouetten geven een idee over de oriëntatie van het oor en de caviteit. Voor de duidelijkheid is het middenoorsysteem rechtsboven apart weergegeven.

3.1.2 Anatomische informatie verkregen uit de segmentatie

Uit de dataset kunnen we al een aantal inzichten verwerven over de anatomie en afmetingen van de anole. De oppervlakte van het TM is $3,335 \text{ mm}^2$ met een gemiddelde dikte van $27,96 \mu\text{m}$. De oppervlakte van de voetplaat is $0,1416 \text{ mm}^2$, wat een oppervlakteverhouding van 23,54 oplevert van TM tegenover de voetplaat (dit is in zeer goede overeenkomst met de literatuurwaarde van 20,2 [6] voor een hagedis met hetzelfde type van middenoorsysteem). De afstand tussen de trommelvliezen bleek 7,680 mm; tevens in goede overeenkomst met de vermelde waarde van 7 mm voor de anole in de literatuur [15]. Het caviteitsvolume bedroeg $0,05972 \text{ cm}^3$ tegenover de $0,064 \text{ cm}^3$ uit [15]. Om een idee te krijgen van de correctheid van de dikte en de oppervlakte van het TM kunnen we een schalingsargument aanhalen. In [17] wordt voor een hagedis (*mabuya*) een TM-afstand van 13 mm opgemeten en een geschatte dikte van het TM van $8 \mu\text{m}$ en een oppervlakte van 20 mm^2 vermeld. Voor een halvering van de TM afstand zou de oppervlakte naar 5 mm^2 schalen en de dikte naar $4 \mu\text{m}$. De grootte van de oppervlakte lijkt dus zeker binnen de juiste orde. De dikte van het TM is echter een factor 6 te dik. Het kan hier natuurlijk gaan om een soort-specifieke aanpassing.

Op dit punt zijn alle onderdelen van het middenoor dat we willen modelleren nog gesloten oppervlakken opgebouwd uit driehoeken. Om hier volume-objecten van te maken, wordt er in het interne van deze oppervlakken een volumetrische vermazing of mesh gecreëerd, die typisch bestaat uit tetraëders. Dit noemt men zg. *solid-elementen* binnen de eindige-elementen modellering. Voor het TM is de beschrijving in dit type van element niet ideaal. De reden hiervoor is dat het TM bestaat uit twee relatief grote oppervlakken, die door een kleine afstand gescheiden zijn van elkaar. Dit zorgt voor een slechte lengte-volume verhouding en numerieke problemen op deze elementen. Om dit probleem aan te pakken, werd het TM beschreven door *shell-elementen*. Geometrisch zijn dit oppervlakken en geen volumes, met als voordeel dat de lengteverhouding van de elementen terug kwalitatief goed is, maar ze missen een intrinsieke dikteverdeling, die afzonderlijk op de shell-elementen moet worden gedefinieerd.

We kunnen de dikteverdeling wel inbrengen op de volgende manier. Vertrekkende van de originele volumedata kan m.b.v. een MatLab programma de afstand tussen de twee vlakken van het TM in ieder punt worden berekend [2, 26]. Het resultaat hiervan (zie fig. 3.4a) definieert een dikteverdeling met gekende coördinaten in de ruimte. Aangezien we vertrokken van de originele label data, moet er gesmooth worden om een betere representatie van de echte dikteverdeling te bekomen (fig. 3.4b). Deze gesmoothe dikteverdeling kan worden geïmporteerd in de eindige-elementen software en m.b.v. de gekende coördinaten kan aan de shell-elementen toch de juiste dikte worden meegegeven.



Figuur 3.4: Weergave van de dikteverdeling, bekomen uit de segmentatiedata (links). Smoothen geeft verdelingen die beter aansluiten bij realistische materialen (rechts). De gemiddelde dikte bedroeg $27,96 \mu\text{m}$.

3.2 Opbouwen van het eindige-elementen model

3.2.1 Importeren van de geometrie

De finale geometrie kon uit Amira als een STL² bestand worden geëxporteerd. De software (COMSOL Multiphysics versie 5.2) herkent de verschillende gesloten oppervlakken en hun grenzen, zodat de verschillende componenten terug als afzonderlijke delen worden herkend. Tevens is er de optie om de objecten, die oorspronkelijk als oppervlakken zijn gedefinieerd, om te vormen naar "solid" structuren, zodat we de correcte beschrijving kunnen toepassen op dit biomechanische systeem. Deze omzetting is belangrijk, omdat zo o.a. de momenten, de spanningen en elastische eigenschappen van het systeem correct kunnen worden ingebracht. Zoals vermeld, wordt het TM als enige structuur door shell-elementen beschreven.

3.2.2 Randvoorwaarden in het systeem

Er zijn drie componenten in het middenoorsysteem die grenzen aan externe structuren. Allereerst is er het trommelvies, dat aan zijn rand vasthangt aan het omliggende weefsel. In realiteit is dit niet één omringende structuur, maar is het TM verbonden met verschillende structuren (zoals te zien in fig. 1.4). De uiteindelijke functie van deze verbindingen is het beschermen en vasthouden van het TM, met minimaal verlies van gehoorsfunctie. Om de bewegingsvrijheid van het TM zo groot mogelijk te maken, is er voor de zg. *pinned* randvoorwaarde gekozen. Deze verschilt met het volledig vasthangen van het TM (alle 6 vrijheidsgraden beperkt), doordat rotaties wel mogelijk zijn (slechts 3 vrijheidsgraden beperkt). Het intern proces liep gedeeltelijk door in het bot waaraan het aanhecht, dit doet vermoeden dat het op zijn uiteinde volledig vasthangt, waardoor een volledige fixatie op dit uiteinde is opgelegd. Het annulair ligament is tevens volledig vastgehangen, aangezien dit

²STL: SurfaceTessellationLanguage, wat betekent dat een oppervlak wordt beschreven door een "betegeeling", in dit geval driehoeken.

een zeer rekbaar materiaal is en de rotatievrijheidsgraden weinig effect hebben. De keuze valt dan op de voorwaarde die het minst aantal vrijheidsgraden vereist.

Het modelleren werd uitgevoerd in het frequentiedomein om de uitwijking t.o.v. de evenwichtssituatie te onderzoeken onder een gewenste set van excitatiefrequenties. De invallende geluidsgolf werd opgelegd als een vlakke golf met een druk van 1 Pa (i.e. 94 dB SPL). In het model willen we niet enkel het amplitudeverschil onderzoeken, maar ook het verschil in fase tussen de trommelvliezen. Net zoals in de ketenmodellen kunnen we een extern faseverschil opleggen (zie formule 1.14). Dit brengt het extern verschil in reistijd van de golf in rekening, maar kan geen effecten van diffractie beschrijven. Deze kunnen voor hogere frequenties een rol beginnen spelen, maar worden in deze thesis verwaarloosd. In de literatuur wordt dit argument meermaals toegepast, omwille van de kleine afmetingen van het dier t.o.v. de relevante golflengten [17, 19].

3.2.3 Materiaaleigenschappen

De kleine vervormingen in het middenoorsysteem onder invloed van de opgelegde geluidsdrukken (1 Pa) van de anole, laten het gebruik van lineaire elasticiteitstheorie toe. Bovendien zullen we isotrope materiaaleigenschappen veronderstellen. Het hoofdargument is dat materiaalparameters in biomechanisch onderzoek een vrij grote spreiding hebben op hun gerapporteerde waarden³. Het toevoegen van een anisotrope beschrijving vereist nauwkeurigere kennis van de materiaaleigenschappen.

In tabel 3.1 worden de beginwaarden vermeld waarmee we het eerste model zullen opbouwen. Een correcte beschrijving van de mechanische eigenschappen van het systeem vereist op zijn minst de volgende parameters: de massadichtheid ρ die de inertie bepaald, Young's modulus E en Poisson ratio ν voor de elastische eigenschappen en de verliesfactor η voor damping. De beginwaarden van het model zijn te vinden in tabel 3.1, waarvan de meeste uit de literatuur komen en sommigen vervolgens zijn aangepast om realistische snelheidsamplituden op te leveren.

Onderdeel	ρ [10^3 Kg/m ³]	E [MPa]	η	ν
Tympanisch membraan	1,1	20	0,2	0,3
Extra-columella	1,1	39,2	0,2	0,3
Pars inferior en superior	1,1	39,2	0,2	0,3
Intern proces	1,1	20	0,2	0,3
Columella	2,2	14100	0	0,3
Annulair ligament	1,1	0,145	0,2	0,3

Tabel 3.1: *Initiële waarden voor het eindige-elementenmodel. De waarden zijn afkomstig uit [2, pg. 67] en vooral gebaseerd op menselijke waarden. Voor het annulair ligament werd gebruik gemaakt van [2, pg. 105] om realistische voetplaat-verplaatsingen op te leveren.*

³In het veel intensiever onderzocht menselijk TM, worden dikten gerapporteerd tussen de 50 en 200 μm . Gerapporteerde Young's moduli liggen tussen 4 en 40 MPa. Het bepalen van een "exacte" waarde is dus alles behalve evident, zelfs in het isotrope geval [27].

4

Vergelijkende modellen voor geluidslokalisatie

In dit hoofdstuk beschrijven we twee modellen om de koppeling tussen de trommelvlies en de ossenknip te onderzoeken. Een ketenmodel met waarden uit de segmentatie wordt besproken en geeft al een aantal eerste inzichten in de verwachte directionaliteit. Tevens wordt een model opgebouwd met een cilindrische interaurale gang met aan weerszijden een circulair trommelvlies. Dit geeft inzichten in het effect van het TM, het caviteitsvolume en de dimensies van het systeem. Ook voor dit model wordt de directionaliteit bekeken en vergeleken met de meetdata.

Inhoudsopgave

4.1	Een ketenmodel	52
4.2	Een cilindrisch eindige-elementenmodel	54
4.2.1	De invloed van de vorm van het TM	55
4.2.2	De invloed van volume-correctie op het model	58
4.2.3	De invloed van de dimensies van het systeem	60
4.2.4	Directionaliteit van het cilindrisch model	61
4.3	Conclusies van dit hoofdstuk	62

4.1 Een ketenmodel

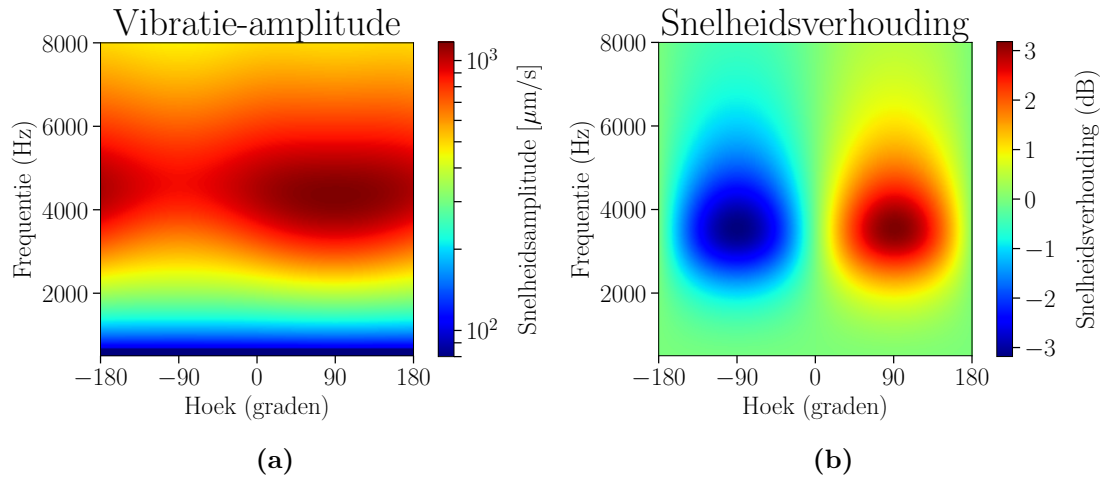
Het eerste model om het lokaliserende vermogen van de anole te beschrijven is het ketenmodel. De nodige waarden werden berekend uit de segmentatie en staan vermeld in tabel 4.1. Toepassen van formule (1.18) levert dan de gewenste oplossing voor de TM respons.

<i>Onderdeel</i>	<i>Anolis sagrei</i>	<i>Eenheid</i>
TM oppervlakte (S_{tm})	3,335	mm ²
TM dikte (d_{tm})	27,96	μm
TM massa (m_{tm})	0,08680	mg
TM resonantie frequentie ($\omega_{tm}/2\pi$)	3500 ^(a)	Hz
TM kwaliteitsfactor (Q)	1,200 ^(b)	/
Caviteitsvolume (V)	0,05972	cm ³
Interaurale afstand (d)	7,680	mm

Tabel 4.1: Waarden gebruikt in het ketenmodel voor de anole. De waarden werden bepaald uit de μ -CT metingen van deze thesis, buiten degenen met aanduiding ^(a) uit [15] en ^(b) uit [17].

In figuur 4.1 tonen we in een analoge weergave als in fig. 1.9 de resultaten van dit ketenmodel¹. Allereerst is de grootte-orde van de maximale respons in mm/s, wat goed overeen komt met fig. 1.9c, al is de amplitude in de metingen groter. Voor lage frequenties (< 2000 Hz) is de snelheidsamplitude miniem en de input naar het binnenoor te klein om waarneembaar te zijn, wat tevens te zien is in de metingen. Daarna neemt de amplitude steeds toe met de frequentie tot aan de resonantie, waarna ze terug afneemt. Voor deze thesis is het logaritmisch verschil over de middenlijn het meest interessant, omdat het een idee geeft over het directioneel vermogen. I.t.t. het modelsysteem van figuur 1.13b is de verhouding van de amplitudes kleiner qua amplitude, maar de bandbreedte is al iets realistischer. Het criterium voor geluidslokalisatie is 3 dB [17, 15], waardoor de bandbreedte ongeveer 1000 Hz bedraagt in deze simulatie. De locatie van maximale directionaliteit is wederom te vinden omheen de resonantiefrequentie. Wat de anole lijkt te verliezen aan vibratie-amplitude, lijkt hij te winnen aan directionaliteit tegenover de waarden van het modelsysteem, zie figuur 1.13. Fig. 1.9d geeft aan dat de verhoudingen echter nog een factor 10 groter zijn en dat de bandbreedte zich ook tot hogere frequenties voortzet.

¹We merken op dat er bewust absolute amplituden worden gegeven en niet wordt omgezet in dB SVL. De reden is dat de normeringsfactor van de schaal geen vaste consensus volgt, wat vergelijkingen soms omslachtiger maakt. Verhoudingen daarentegen zijn altijd consistent en worden wel in dB weergegeven.



Figuur 4.1: Resultaten van het ketenmodel voor de anole. Het model geeft relatief lage vibratie-amplituden aan, die wel over een groot frequentiebereik orde mm/s bedragen, fig. 4.1a. De verhouding in vibratieamplitude in dB, fig. 4.1b, is echter veel kleiner dan verwacht. De directionele bandbreedte is relatief breed, wat wel goed strookt met de verwachtingen.

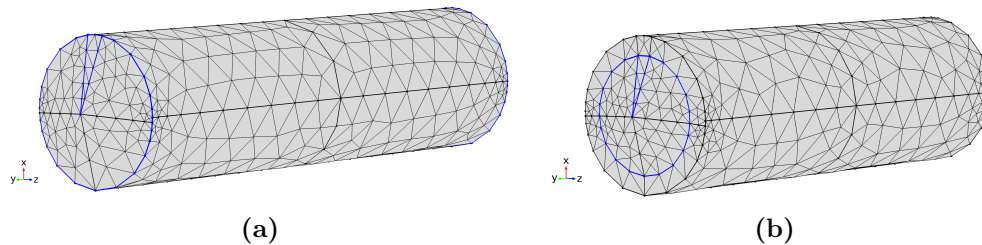
4.2 Een cilindrisch eindige-elementenmodel

Het doel van deze sectie is tweeledig. In subsectie 1.3.4 werden de analytische oplossingen van een cilindervormige geometrie besproken dat een gekoppeld gehoorssysteem nabootste. Met de eindige-elementenmethode kunnen we deze geometrie en de randvoorwaarden ook simuleren. Dit stelt ons in staat om te controleren of voor de anole dezelfde conclusies opgaan als in de vermelde subsectie en tevens kunnen we enkele uitbreidingen maken die analytisch niet mogelijk zijn. Voornamelijk de conische vorm van de trommelvlieszen, i.t.t. de "platte" benadering van de cilinder in [20, 21], kan drastische gevolgen hebben op de interne koppeling en dus het lokaliserende vermogen. We zullen in deze modellen de algemene cilindervorm behouden, maar een uitwijking toekennen aan de centrale punten van de membranen om de conische vorm van het TM van de anole na te bootsen. Om zo goed mogelijk te kunnen vergelijken met [20, 21] zal dezelfde randvoorwaarde worden gebruikt, wat een volledige fixatie inhoudt. De keuze van parameters voor het TM zijn de volgende:

	ρ [10^3 Kg/m ³]	E [MPa]	η	ν	d [mm]	d_{tm} [μ m]
Tympanisch membraan	1,1	4	0,2	0,3	7,68	27,96

De waarde van d geeft de afstand tussen de TM aan, oftewel de interaurale afstand en d_{tm} de dikte. De reden om een lagere Young's modulus E te kiezen dan voorheen vermeld, wordt verklaard in het volgende hoofdstuk wanneer we naar de respons van het individuele middenoor zullen kijken. De cilinder is een caviteit gevuld met lucht, waarvan de wanden als ideale geluidsgeluiders optreden. Op de TM zullen we een druk aanleggen met als amplitude 1 Pa (94 dB). Het opgelegde faseverschil ten gevolge van het reistijdsverschil is wederom te vinden door toepassen van formule (1.14).

Figuur 4.2 toont de twee voornaamste aanpassingen die we zullen onderzoeken. De TM van vele dieren zijn niet plat, maar hebben een typische "tentvorm", zie fig. 4.2a. Tevens is het correcte volume van belang, wat we zullen onderzoeken a.d.h.v. de geometrie van figuur 4.2b. Voor meer details verwijzen we naar de komende subsecties.



Figuur 4.2: Twee mogelijke geometrieën om de interaurale koppeling mee te onderzoeken. De situatie links geeft inzicht over hoe de conische vorm de koppeling beïnvloedt en rechts kijken we naar het effect van het corrigeren van het volume. De met blauw aangeduide randen zijn volledig gefixeerd en stellen de ophanging van het TM en de aanhechting van het relatief zware gehoorbeentje voor.

4.2.1 De invloed van de vorm van het TM

Het TM van de anole is geen uitzondering wat de anatomie betreft. Uit de segmentatie kunnen we afleiden dat de maximale uitwijking van het TM, t.o.v. het vlak waarin de TM-rand ligt, ongeveer 0,279 mm is. We zullen deze waarde aanduiden met y_{tm} en zien wat het effect ervan is op het systeem van fig. 4.2a. De dimensies zijn zo gekozen dat de oppervlakte van het model overeenkomt met de echte oppervlakte van het TM. De resultaten van het model voor ipsi- en contralaterale stimulatie zijn te zien in fig. 4.3 (bovenste paneel). De figuur toont drie mogelijke y_{tm} waarden, gaande van een grote uitstulping ($2y_{tm}$) tot een zeer platte vorm ($y_{tm}/2$). Voor elke geometrie hebben we een geluidsdruk opgelegd aan beide TM. Het opgelegde faseverschil tussen beide TM werd bepaald door de oriëntatie van geluidsbron. Ofwel bevindt de bron zich aan de zijde van en recht voor het bestudeerde TM, aangeduid met *ipsilateraal* (IL), oftewel bevond de bron zich aan het andere TM, wat we aanduiden met *contralateraal* (CL)². De IL krommen, volle lijnen, duiden op de volgende situatie: Wanneer het TM te veel uitstulpt (rode volle lijn), verliezen we veel snelheidsamplitude in het lage frequentie gebied, waardoor de respons daar nadeliger is. Voor het plattere TM (groene lijn) is de lage frequentie respons groter, maar verliezen we gevoeligheid in het hoge frequentie gebied. Het is dan logisch dat het TM met een zo breed mogelijk gehoorsbereik wordt gevonden tussen deze twee situaties in. De y_{tm} waarde zelf (blauwe kromme) doet het beter dan $2y_{tm}$ bij de lage frequenties en beter dan $y_{tm}/2$ in de hoge frequenties, wat de aanname bevestigt. Deze opmerkingen voor het individuele oor zijn al besproken in de literatuur [28, 29], maar binnen de context van intern gekoppelde oren zijn er ook indicaties dat conische vormen op bepaalde vlakken voordeliger zijn (zie verder).

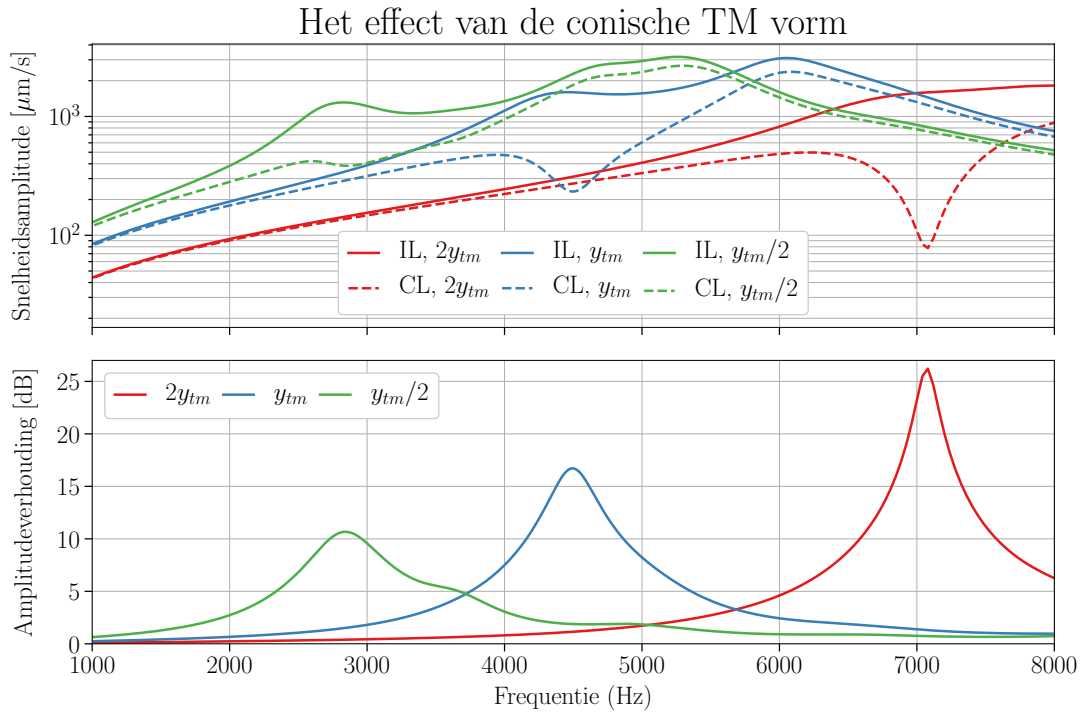
Figuur 4.3 toont in het bovenste paneel zowel de IL als de CL krommen. Het valt op dat voor iedere geometrie er een frequentie is waar de CL krommen een minimum bereiken. Het is dit minimum dat voor een maximum in de amplitudeverhouding zorgt, wat bovenop het faseverschil geluidslokalisatie mogelijk maakt. Aangezien onze geluidsperceptie zich logaritmisch gedraagt, is het kijken naar het verschil (in dB) tussen de vibratieniveaus het meest logisch. Deze worden weergegeven in het tweede paneel. Zoals visueel te zien in het bovenste paneel, wordt het verschil groter naarmate de uitstulping groter wordt. Voor "plattere" TM worden de verschillen kleiner, wat nadeliger is voor geluidslokalisatie. De originele y_{tm} bereikt verschillen van 15 dB, wat zeker waarneembaar is. Tevens valt het op dat de locatie van het maximum niet omheen de 3500 maar omheen de 4500 Hz valt bij de y_{tm} situatie. Resonantie wordt bepaald door zowel de stijfheid als door de massa. Door de strikte randvoorwaarde is de effectieve stijfheid hoger en ligt de resonantiekromme hoger dan verwacht. Het verlagen van de Young's modulus zou de respons kunnen opschuiven, maar om de connectie met het volgende hoofdstuk niet te verliezen hebben we dezelfde modulus behouden.

Men zou kunnen denken dat omwille van de amplitudeverhouding dieren met gekoppelde oren toch richting meer uitstulpende TM neigen om grotere verschillen tussen de oren

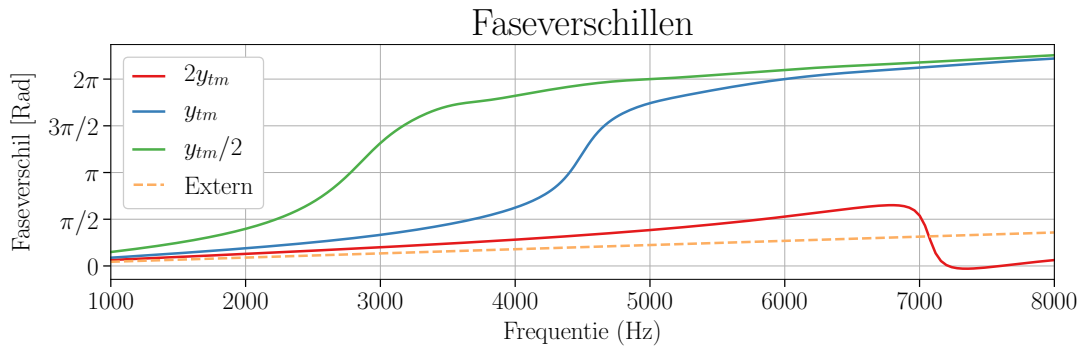
²De bron bevindt zich aan het andere oor, maar we meten nog steeds de respons op van hetzelfde oor als bij de IL stimulatie.

te genereren. Er is echter een tegenwerkend mechanisme dat een niet te extreme waarde bevoordeelt, althans bij lage frequenties. De achterliggende reden is de fase. Fig. 4.4 toont de faseverschillen tussen CL en IL stimulatie. In stippellijn wordt het extern opgelegd faseverschil getoond. Voor lage frequenties is het faseverschil nihil en valt samen met het extern opgelegd verschil. Daarna zal het verschil toenemen tot het maximaal π radiaal bedraagt. Boven π zal kwalitatief het onderscheidt afnemen (π radiaal is immers het grootste verschil dat mogelijk is). Voor y_{tm} en plattere TM, is het verschil steeds groter dan één cyclus bij hoge frequenties, maar de $2y_{tm}$ kromme omvat minder dan één cyclus. Aangezien deze laatste situatie niet het maximale π verschil bereikt, zal deze een lager lokalisatievermogen hebben. Kwalitatief gedraagt deze kromme zich hetzelfde als in fig. 1.14c, met name de trage toename tot een maximum op de frequentie vlak voor het maximale amplitudeverschil en dan een minimum. Merk op dat er ook een voordeel is als het faseverloop binnen één cyclus blijft. Dit is voordelig omdat het interpreteren van faseverschillen over meer dan één cyclus hoogstwaarschijnlijk niet mogelijk is oftewel vrij gecompliceerd. Om deze reden heeft $2y_{tm}$ een voordeel voor geluidslokalisatie bij hoge frequenties op basis van het faseverschil. Met deze redenering zou het mogelijk zijn dat er een optimale waarde bestaat, gelegen tussen y_{tm} en $2y_{tm}$, waarbij het faseverschil juist tot π gaat en dan terug afneemt.

Figuren 4.3 en 4.4 tonen samen aan dat de fase-effecten domineren op de lagere frequenties, terwijl de amplitude-verschillen bij de hogere frequenties van groter nut zullen zijn. De scheiding tussen de twee regio's wordt bepaald door de plaats van maximale amplitudeverhouding, wat op de resonantiefrequentie van het TM valt. Deze conclusies zijn in goede overeenstemming met de resultaten van [20, 21], zie ook figuur 1.14c. We benadrukken dat in die studies enkel naar een ideale cilinder is gekeken en het effect van het conische TM op de geluidslokalisatie uit deze thesis afkomstig is.



Figuur 4.3: Bovenste paneel: De amplitude in $\mu\text{m/s}$ van de trommelvliezen bij directe stimulatie (volle lijnen, IL) en indirecte stimulatie (stippellijnen, CL) voor verschillende uitstekende afstand y_{tm} . Onderaan: Het verschil in dB wordt weergegeven tussen de IL en CL stimulaties. Grotere y_{tm} waarden zorgen voor grotere amplitudeverhoudingen, maar hebben een slechtere lage frequentie gevoeligheid bij IL stimulatie. Te kleine y_{tm} waarden hebben een kleine opdeling qua amplitude en hebben een slechte hoge frequentie respons.

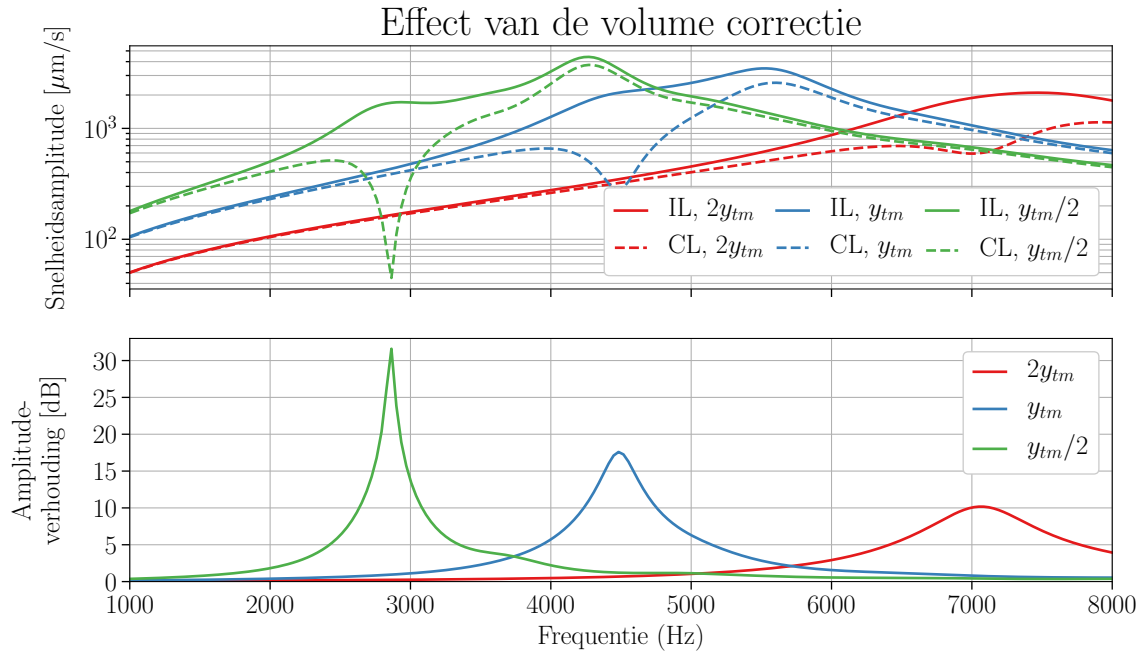


Figuur 4.4: Verloop van de faseverschillen in radianen bij verschillende y_{tm} waarden. Kleine uitstulpingen hebben grotere verschillen die bij hoge frequenties meer dan één cyclus bedragen. Voor een grote uitstulping is het verschil minder dan één cyclus en is het fase-effect kleiner. Kwalitatief neemt voor alle krommen de fase toe tot vlak voor de resonantie-frequentie, waarna ze ofwel door π passeert of terug naar nul gaat en nagenoeg niet bijdraagt. De stippellijn duidt het extern opgelegd fase-verschil aan.

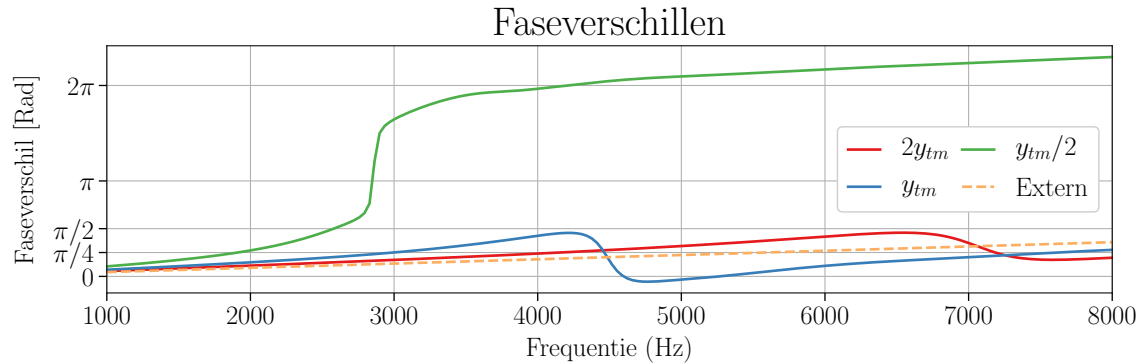
4.2.2 De invloed van volume-correctie op het model

Een eerste natuurlijke aanpassing aan het vorige model is om het volume overeen te doen komen met het opgemeten volume van de segmentatie. Om dit te doen, breiden we de cilinder uit zonder de diameter van het TM te veranderen, zoals te zien in figuur 4.2b. Figuur 4.5 toont het interessante effect dat deze aanpassing heeft op de amplituden. De IL curven gedragen zich zoals in het vorige model, maar het effect van de CL curven draait om. Het invoegen van het correcte volume bevoordeelt schijnbaar een zo plat mogelijk trommelmvliet. Wederom zijn er een aantal tegenwerkende mechanismen die een volledig plat TM in de weg staan. Ten eerste is het belangrijk dat een organisme niet enkel geluid opvangt op één frequentie, maar dat de bandbreedte ook zo breed mogelijk is. We volgen de regel dat een amplitudeverhouding boven de 3 dB een significant niveau aanduidt, naar [17, 15]. Het onderste paneel van fig. 4.5 geeft aan dat hoewel de amplitudeverhouding groot wordt bij plattere TM, de bandbreedte erop achteruit gaat. Een dier dat een zo breed mogelijk gamma aan frequenties wilt opvangen, zal dus wederom toch iets conischere TM verkiezen. Vergelijk bijvoorbeeld de groene kromme met een breedte van 1 kHz tegenover de blauwe kromme met 1,5 kHz bandbreedte. Ten tweede is er het argument dat een te plat TM op hogere frequenties sneller amplitude verliest en een te conisch TM minder reageert op lage frequenties. Deze twee argumenten zullen voor de amplituden wederom een tussenvorm bevorderen omheen y_{tm} . De faseverschillen in fig. 4.6 geven aan dat $y_{tm}/2$ als enige het maximale faseverschil van π bereikt (groene kromme), maar dat de helling enorm steil is. Bovendien bereikt $y_{tm}/2$ slechts een iets groter faseverschil vooraleer het voorbij π springt, wat geen voordeel lijkt te leveren. De twee andere krommen gedragen zich gelijkaardig als in de vorige studie, met name een toename tot een maximum omheen $\pi/2$ vlak voor de resonantie en dan een afname tot 0, waarna het fase-effect onder het externe effect blijft en niet langer bijdraagt.

Men zou zich de vraag kunnen stellen hoe het komt dat fig. 4.3 en 4.5 elkaars tegengestelde zijn qua verloop van de amplitudeverhoudingen. Een mogelijke verklaring gaat als volgt: Het verschil in beide opstellingen zit in de doorsnede van de cilinder. Aangezien de akoestische impedantie kwadratisch afneemt bij toenemende oppervlakte van de doorsneden, is de impedantie van het koppelende volume lucht in het tweede model veel kleiner. Het tweede model heeft bijgevolg een sterkere koppeling tussen de TM dan het eerste model. Het tweede model koppelt de TM sterker, maar deze koppeling wordt veroorzaakt door het opleggen van een vlakke golf aan beide TM. De cilinder zal het beste akoestische energie doorlaten als de golf opgewekt door het TM zijn symmetrie optimaal gebruikt. M.a.w. wanneer de TM platter worden, zullen de golven steeds beter een vlakke golf benaderen, wat de interactie verhoogt. Voor het eerste model wordt de respons dan in grotere mate bepaald door het gedrag van het TM zelf. In deze situatie zullen minder conische TM efficiënter golven opwekken in de cilinder tegenover meer conische TM. De cilinder dempt deze echter sterk weg, waardoor een meer conisch TM meer invloed op zichzelf uitoefent, wat tot grotere verhoudingen leidt.



Figuur 4.5: Bovenste paneel: De amplitude in $\mu\text{m/s}$ van de trommehvliezen bij directe stimulatie (volle lijnen, IL) en indirecte stimulatie (stippellijnen, CL) voor verschillende uitstekende afstand y_{tm} . Onderaan: Het verschil in dB wordt weergegeven tussen de IL en CL stimulaties. Grotere y_{tm} waarden zorgen voor kleinere amplitudeverhoudingen en hebben een brede bandbreedte. Plattere opstellingen bereiken grote verschillen, maar kampen met een smallere bandbreedte.

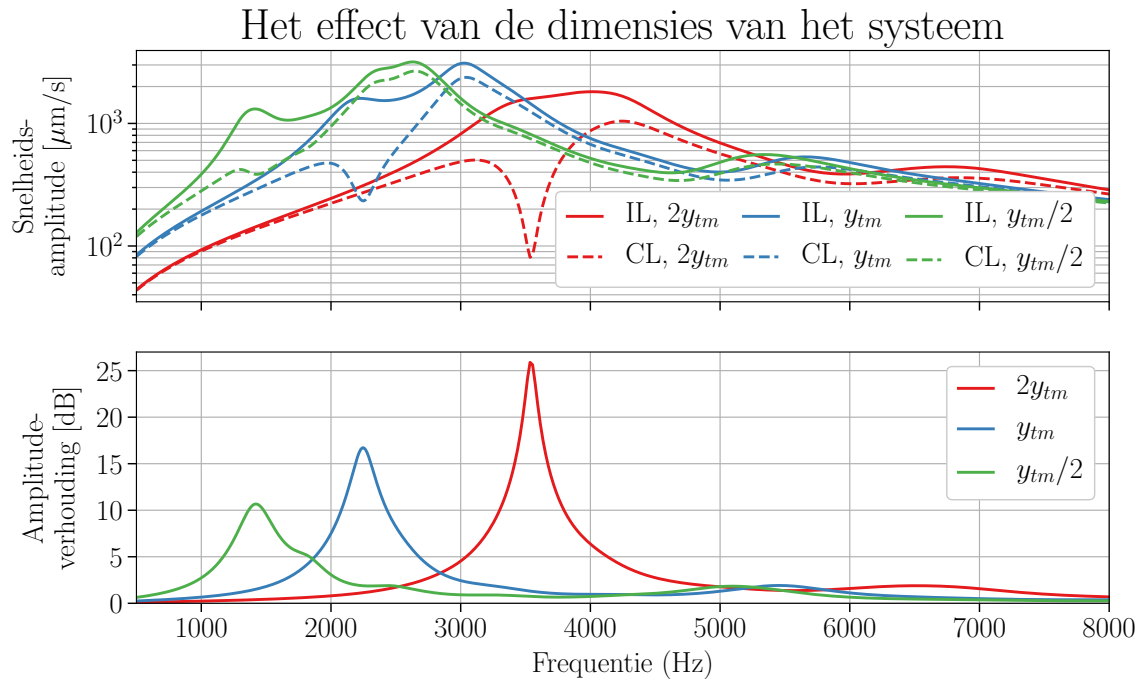


Figuur 4.6: Verloop van de faseverschillen in radialen bij verschillende y_{tm} waarden. Enkel de meest platte opstelling vertoont een faseverschil groter dan π . Deze is echter enorm scherp wat de gevoeligheid verlaagt. De twee andere situaties hebben kleinere verschillen, maar van gelijkaardige grootte als in fig. 4.4. De stippellijn duidt het extern opgelegd fase-verschil aan.

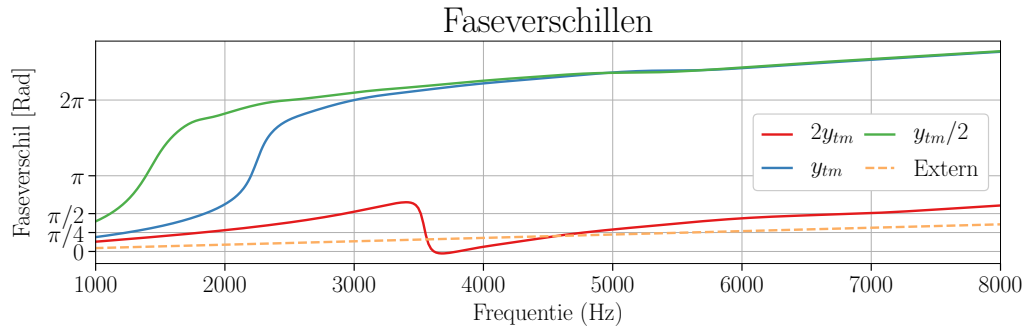
4.2.3 De invloed van de dimensies van het systeem

Een laatste punt dat we zullen bekijken is de invloed van de dimensies van het model uit fig. 4.2a. Het gekoppeld gehoorsysteem vindt men terug in een brede klasse van dieren en dus ook in vele vormen en maten. De anole is al een zeer klein dier, dus we zullen enkel kijken wat er gebeurt als de dimensie groter zou zijn geweest. We bespreken de situatie voor een verdubbeling van de dimensies, maar andere schalingen werden ook bestudeerd en waren consistent met deze situatie. Merk op dat diffractie van externe geluidsgolven omheen het hoofd in deze situatie al rond de 4000 Hz significant kan worden, waardoor we boven deze frequentie geen exacte conclusie kunnen trekken over de amplituden en fasen. In fig. 4.7 worden de IL en CL amplituden en de verhoudingen weergegeven. De krommen tonen een gelijkaardige respons als voorheen, met gelijkaardige vibratie-amplituden en verhoudingen in dB. Interessant is echter dat er twee tendensen aan de gang zijn.

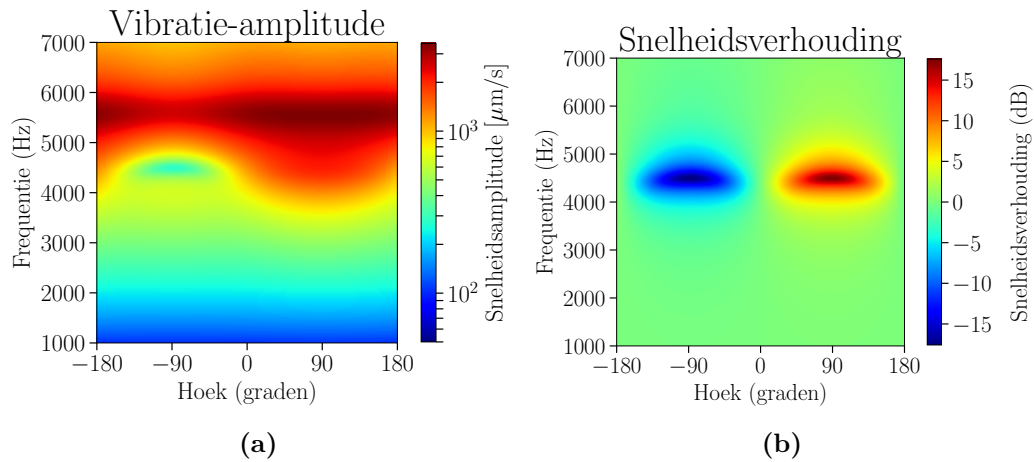
Ten eerste is het duidelijk dat de locatie van het maximale onderscheid naar lagere frequenties is opgeschoven en meer specifiek is dit voor alle drie de situaties ($y_{tm}/2$, y_{tm} en $2y_{tm}$) de helft van de frequenties in het vorige model. Ten tweede is het duidelijk dat de bandbreedte kleiner wordt wanneer het systeem groter wordt (vergelijk met fig. 4.3). De faseverschillen zijn tevens een opgeschoven versie van fig. 4.4. Aangezien het opgelegde faseverschil lineair schaalt met de interaurale afstand is dit geen onlogisch resultaat.



Figuur 4.7: Bovenste paneel: De amplitude in $\mu\text{m/s}$ van de trommelvliezen bij directe stimulatie (volle lijnen, IL) en indirecte stimulatie (stippellijnen, CL) voor verschillende uitstekende afstand y_{tm} . Onderaan: De amplitudeverhouding in dB wordt weergegeven tussen de IL en CL stimulaties. Het effect van het verdubbelen van de dimensies van het systeem is het halveren van de locatie van het maximaal amplitudeverschil. Tevens neemt de bandbreedte af tegenover de kleinere opstelling.



Figuur 4.8: Verloop van de faseverschillen in radialen bij verschillende y_{tm} waarden. Tegenover het kleinere systeem is deze weergave (analoog aan de amplituden) een naar lagere frequenties verschoven variant. Doordat het opgelegd faseverschil lineair schaalt met de interaurale afstand is dit een logisch resultaat.



Figuur 4.9: Links: respons van een individueel TM onder verschillende invalshoeken. Maximale vibratie-amplituden zijn iets meer dan 3 mm/s . De minimale amplituden zijn begrensd op 50 μm/s om vergelijking met het model van het volgend hoofdstuk eenvoudiger te maken. Rechts: De verhouding in dB voor het cilindrisch model. We bekommen een uitgesproken directioneel verschil van meer dan $\pm 15 \text{ dB}$. De directionele bandbreedte (alles $> 3 \text{ dB}$) bedraagt iets meer dan 1000 Hz .

4.2.4 Directionaliteit van het cilindrisch model

Net zoals in het ketenmodel kunnen we de golf over een set van gekozen oriëntaties laten invallen om zo de directionaliteit te onderzoeken. We nemen het model volume gecorrigeerde model met y_{tm} als TM uitwijking. Figuur 4.9a toont allereerst de respons van een individueel TM bij het volume gecorrigeerde model. We zien op $+90^\circ$ duidelijk de IL respons terug en analoog op -90° de CL respons. We verwachten een maximale directionaliteit op de $\pm 90^\circ$ invalshoeken met een amplitude omheen de 15 dB , wat wordt bevestigd door fig. 4.9b. Tegenover het ketenmodel, fig. 4.1b, zien we enerzijds veel grotere verschillen en anderzijds ook een bandbreedte die meer dan 1000 Hz bedraagt. Het cilindrisch model geeft al een meer realistische bandbreedte wat de interaurale koppeling betreft. Tegenover de

meetdata, figuren 1.9c en 1.9d, verwachten we echter nog grotere amplitudeverhoudingen en een bredere gevoeligheid qua frequenties.

4.3 Conclusies van dit hoofdstuk

Voor het ketenmodel vonden we de volgende resultaten

- Het ketenmodel geeft qua grootte-orde realistische verplaatsingsamplituden. Ze vertonen de typische respons van een harmonisch gedreven systeem met uitgesproken resonanties, zie fig. 4.1a.
- Het ketenmodel voorspelt directionaliteit over een bandbreedte van ongeveer 1000 Hz, met een maximale amplitude van iets boven de 3 dB. Dit is al relatief breed, maar de amplitude is te klein om nuttige directionaliteit op te leveren, zie fig. 4.1b.

Het cilindermodel verschaftte qua invloed van de geometrie en de dimensies de volgende inzichten

- Wanneer het model enkel de oppervlakte van het TM, de conische vorm van het TM en de interaurale afstand in rekening brengt, is te zien dat er een optimale y_{tm} bestaat die gevoelig is voor zowel hoge als lage frequenties. We zien een sterke directionaliteit van meer dan 15 dB, zie fig. 4.3, en een faseverschil dat toeneemt tot π radialen en daarna doorloopt tot het méér dan één cyclus bedraagt, zie fig. 4.4.
- Als het model de volumecorrectie in rekening brengt, draait het verloop van maximale directionaliteit om zoals te zien in fig. 4.5 tegenover fig. 4.3. Er wordt echter hetzelfde optimum van y_{tm} gevonden met gelijkaardige amplituden en bandbreedte. De fase in fig. 4.6 wordt minder groot als in het vorige model, maar neemt zoals hiervoor toe tot een maximum (van $\pi/2$), waarna ze minimaal wordt en niet meer bruikbaar is.
- Voor beide modellen wordt het fase- en het amplitude-effect gescheiden door de resonantiefrequentie van het TM.
- Het verdubbelen van de dimensies van het systeem, halveert de ligging van de resonantie frequentie (zie fig. 4.7). De amplitude blijft gelijkaardig, maar de bandbreedte neemt af, wat nadelig is voor de geluidslokalisatie. De fase verloopt analoog aan de originele situatie, maar tevens halveert de ligging van de curves op de frequentie-as.
- Fig. 4.9b toonde aan dat het cilindermodel ongeveer dezelfde bandbreedte opleverde als het ketenmodel, maar dat de amplitudeverhoudingen meer uitgesproken zijn en bijgevolg beter waarneembaar voor het dier. De koppeling verbetert duidelijk de directionaliteit, maar de respons van de anole doet het in realiteit nog beter dan dit modelsysteem voorspelt.

5

Resultaten en conclusie van het anatomisch correcte eindige-elementenmodel

In dit hoofdstuk kijken we eerst naar een model dat één middenoor van de anole beschrijft, waarvan de geometrie is opgebouwd uit de segmentatie van μ CT-scans. Met dit model kunnen we de set van materiaalparameters onderzoeken en aanpassen totdat het vibratiegedrag van het model en experiment goed overeen komen, o.a. door te kijken naar de locatie van de vibratiemaxima. Voornamelijk de elasticiteitsmodulus van het TM heeft een grote invloed op het gedrag van het systeem. Ook het effect van de damping van het binnenoor (meer specifiek de cochlea) wordt bekeken. Nadien kunnen we het totaal gekoppeld model onderzoeken en de directionaliteit bespreken. Er wordt afgesloten met de conclusies van dit hoofdstuk en de thesis in zijn geheel.

Inhoudsopgave

5.1	Het individuele middenoormodel: invloed van materiaalparameters	65
5.1.1	Invloed van de Young's modulus van het TM (E_{tm})	66
5.1.2	Invloed van de Young's modulus van de extra-columella (E_{exc}) . .	68
5.1.3	Invloed van de dikteverdeling van het TM	69
5.1.4	Invloed van cochleaire damping	70
5.2	Het interauraal gekoppeld gehoorstelsel	72
5.2.1	Respons met en zonder cochleaire damping	72
5.2.2	Directionaliteit van het model	74
5.3	Conclusies van dit hoofdstuk en de thesis	76
5.4	Toekomstperspectief	76

PAGINA BEWUST LEEG GEHOUDEN

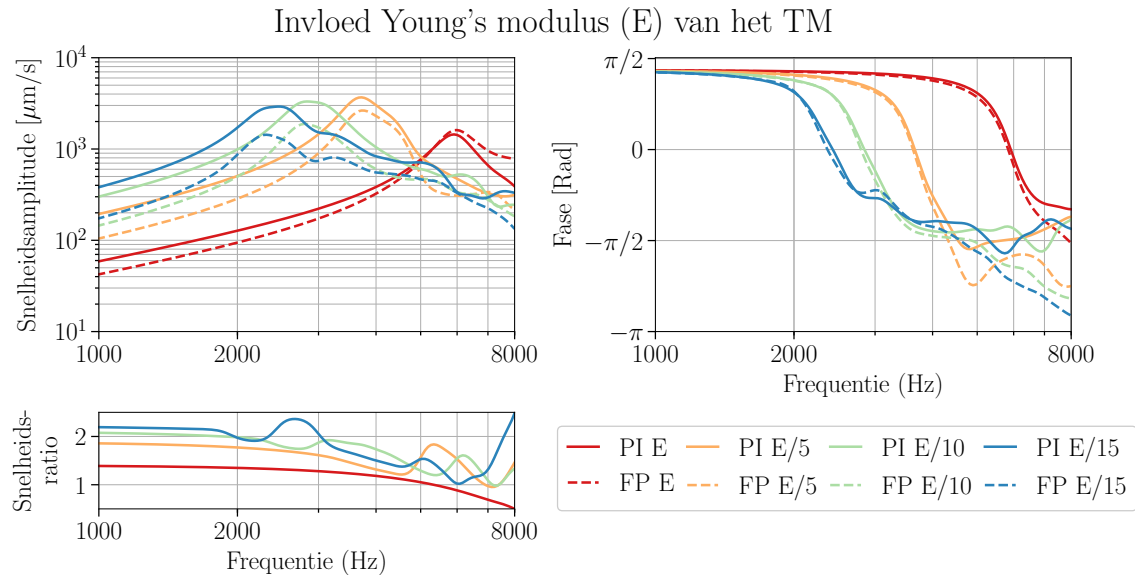
5.1 Het individuele middenoormodel: invloed van materiaalparameters

Gegeven de gesegmenteerde geometrie en de gekozen randvoorwaarden, kunnen de eerste simulaties van het middenoorsysteem worden uitgevoerd. Het bekijken van het individueel middenoorsysteem geeft enerzijds inzicht in de werking van het één-beentjes middenoor en geeft anderzijds de mogelijkheid om te controleren of de respons binnen de verwachtingen ligt. De grootste onzekerheid in het model wordt bepaald door de set van materiaalparameters. Een volledige simulatie van alle mogelijke combinaties van parameterwaarden (zie tabel 3.1) is computationeel intensief en levert slechts voor enkele variaties nuttige resultaten. Binnen het onderzoek van middenoren met de eindige-elementenmethode is echter al voor een ander één-beentjesoor (dat van een eend) een gevoeligheidsanalyse uitgevoerd [7, 30]. Zo een analyse bekijkt voor het totale model wat het relatieve effect is van het variëren van de eigenschappen van het systeem (m.a.w. hoeveel het veranderen van één parameter de totale oplossing verandert). De conclusie was dat de Young's modulus van het TM (E_{tm}) veruit de belangrijkste invloed heeft op de vibraties van het TM en de voetplaat, gevolgd door de Young's modulus van de extra-columella (E_{exc}). Andere parameters hebben een verwaarloosbare invloed of interageren voornamelijk via het TM met het totale systeem. Met deze informatie is het duidelijk dat we eerst E_{tm} kunnen variëren om zo responsfuncties op te stellen die voor de anole realistisch zijn.

Het punt waarop we het systeem evalueren is op het trommelvlies aan het uiteinde van de pars inferior (PI). In experimenten is dit nuttig omdat het een idee geeft van de verplaatsingen van het TM, alsook de energie die wordt doorgegeven naar het binnenoor via de gehoorsbeentjes. Als men tevens de snelheid van de voetplaat (FP) kan opmeten, geeft de verhouding van de amplituden een goed beeld over de netto hefboomwerking van het systeem. Beide waarden zullen in de volgende secties worden onderzocht en besproken. We zullen consequent de PI met volle lijn en FP met stippellijn aanduiden, de verhouding van de twee wordt in dezelfde kleur weergegeven in een ander paneel.

5.1.1 Invloed van de Young's modulus van het TM (E_{tm})

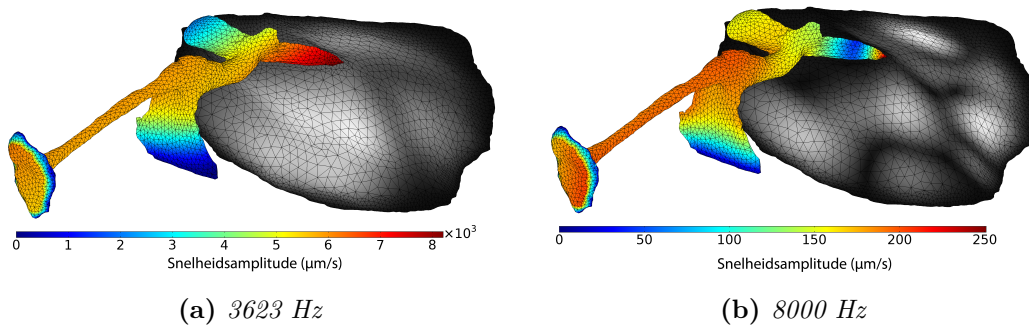
In subsectie 1.3.3, fig. 1.9d werd aangehaald dat we resonanties van het TM verwachten omstreeks 3-4 kHz. In fig. 5.1, linksboven, is te zien dat de eerste waarde van E_{tm} (20MPa) een te stijf trommelvlies inbrengt. Het verlagen van de Young's modulus zou de resonantiepieken moeten opschuiven naar lagere frequenties en hun maximale waarde verhogen, wat wordt bevestigd in de figuur. Het blijkt dat het gebruiken van een modulus van 4 MPa resultaten oplevert die beter stroken met de verwachtingen. Deze waarde ligt ruim binnen de mogelijke modi die in TM wordt gemeten [27], wat het een logische aanpassing maakt. Op resonantie bekomen we snelheidsamplituden van orde mm/s , wat tevens goed met opgemeten waarden overeen komt, zie bv. figuur 1.9d ter referentie. Wanneer de frequentie voorbij de resonantiefrequentie komt, wordt het interpreteren van puntmetingen steeds moeilijker. Het TM zal dan steeds grilliger vibratiegedrag vertonen, te wijten aan de hogere orde eigenmoden die optreden. De snelheidsratio (zie paneel linksonder) zal dan ook steeds meer en meer fluctueren. Interessant is dat onder 2 kHz een constante ratio van 2 wordt bekomen, wat te verwachten is doordat de lengte van de PI tegenover die van de PI en pars superior tezamen ongeveer ook een factor 2 is. Voor de eerste Young's modulus zien we dat op hoge frequenties de snelheidsratio lager dan één wordt, wat tevens te wijten is aan de gecompliceerde moden van het TM. Dit draagt bij tot de nieuwe keuze van $E/5$ als betere waarde.



Figuur 5.1: Resultaten bij het variëren van de Young's modulus van het trommelvlies (hier notationeel verkort tot E). Er is een sterke invloed bij het aanpassen en $E/5$ geeft goede resultaten qua amplitude (paneel linksboven). De fasen, rechtsboven, tonen de verwachte fasesprong van π op resonantie. De snelheidsratio geeft aan dat voor lage frequenties PI en FP constant een verhouding van twee hebben en een goede hefboomwerking uitvoeren. Voor hogere frequenties is de interpretatie moeilijker, al zien we wel dat lagere E waarden grotere fluctuaties opleveren, zoals verwacht.

Het paneel rechtsboven in fig. 5.1 toont de fasen van de beweging. Bij lage frequenties lopen PI en FP steeds in fase en ongeveer $\pi/2$ achter op de aankomende drukgolf. Op resonantie verwachten we een fasesprong van π , wat tevens te zien is in de figuur. De fase wordt in de volgende testen niet langer weergegeven, maar werd steeds gecontroleerd op de vermelde eigenschappen om resonantie vast te stellen.

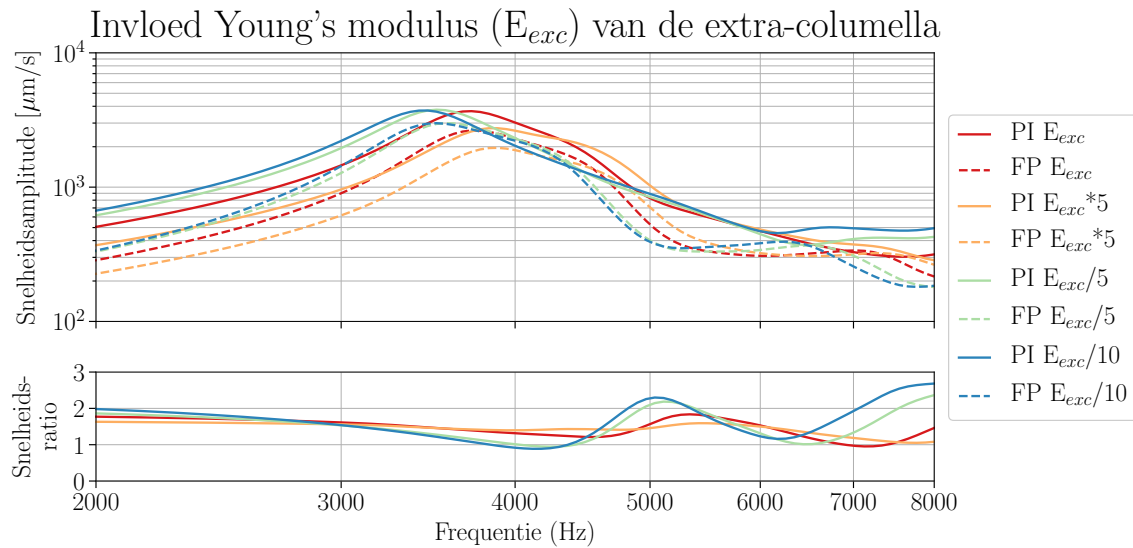
Figuur 5.2 illustreert het verschil in snelheidsamplitude voor twee geselecteerde frequenties. Tot de resonantiefrequentie verschillen de FP en PI snelheden ten hoogste een factor twee. Voorbij de resonantiefrequentie worden de moden van het TM zeer gecompliceerd en is de respons van de PI ook niet eenvoudig interpreteerbaar. Merk bv. op dat hoewel het uiteinde van de PI zeer snel beweegt, er flexie optreedt wat de gemiddelde snelheid van het extra-collumelair proces verlaagt.



Figuur 5.2: *Illustratie van enkele trillingsmoden van het middenoor en het TM. De kleurschaal heeft enkel betrekking op het middenoor. Het TM in grijswaarden geeft een idee van de vorm van de trillingsmoden. Merk op dat de randvoorwaarden opgelegd aan het annulair ligament (de ring rond de voetplaat) en het ondersteunend proces goed zichtbaar zijn door de kleine snelheidsamplituden.*

5.1.2 Invloed van de Young's modulus van de extra-columella (E_{exc})

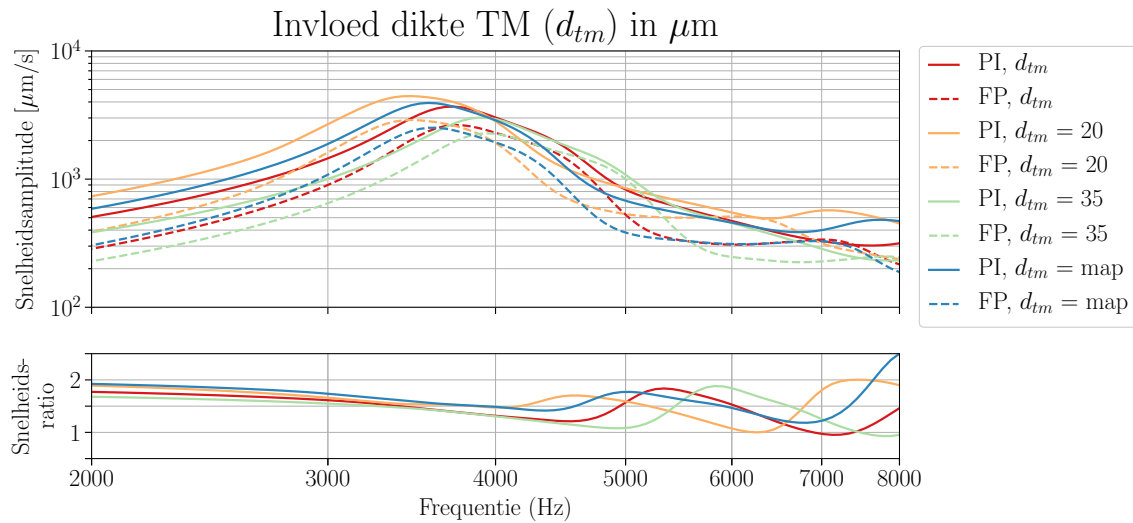
We kunnen eenzelfde simulatie doen voor de extra-columella als hiervoor. De vermelde gevoeligheidsanalyse doet vermoeden dat het effect kleiner zal zijn dan voor de Young's modulus van het TM, maar het zou kunnen dat bijvoorbeeld de snelheidsratio toch een interessant gedrag vertoond. In figuur 5.3 toont het bovenste paneel het effect op de snelheidsamplitude. De ligging en de grootte van de responscurves zijn nagenoeg gelijk, maar de snelheidsratio geeft wel een nuttige tendens aan. Onder de 2000 Hz is de ratio wederom constant, maar we zien dat voor lagere moduli de fluctuaties steeds vroeger optreden. Hoe lager E_{exc} , hoe flexibeler de structuur waardoor bij lagere frequenties er sneller meer gecompliceerde vibratiemodes zullen optreden. In de volgende simulaties behouden we de originele waarde omdat het globale effect nog steeds klein is bij een verandering van E_{exc} .



Figuur 5.3: Invloed van de Young's modulus van de extra-columella E_{exc} . De snelheidsamplituden in $\mu\text{m/s}$, bovenste paneel, geven aan dat het effect veel kleiner is dan wanneer de Young's modulus van het TM werd beïnvloed. De locatie van de maximale amplitude blijft relatief gelijkaardig. Het is voornamelijk de snelheidsratio die bij hogere frequenties onder lage moduli meer zal fluctueren.

5.1.3 Invloed van de dikteverdeling van het TM

Zoals vermeld is vanuit de segmentatie de dikteverdeling van het TM af te leiden, weergegeven in fig. 3.4. De geometrie van het TM liet echter niet toe om de structuur als een volume te modelleren, maar vereiste de beschrijving als een oppervlak. Door het inbrengen van de dikteverdeling, waarvan we de exacte coördinaten kennen, kan een interpolerende dikteverdeling worden opgelegd op het oppervlak in de eindige-elementen beschrijving. Als benadering is het mogelijk om aan het oppervlak een homogene dikte op te leggen. We hebben de gemiddelde waarde ($d_{tm} = 27,96 \mu\text{m}$) tevens afgeleid uit de segmentatie data en niet overgenomen uit de literatuur. De gevoeligheid van het systeem aan de precieze verdeling kan klein zijn, maar het draagt bij aan een meer correct model. De resultaten wat betreft de snelheidsratio en de snelheidsamplitude worden weergegeven in figuur 5.4. Het verloop van de snelheden is moeilijk te interpreteren (bovenste paneel) en het effect lijkt klein, maar de snelheidsratio (onderste paneel) geeft aan dat deze met het invoegen van de exacte diktemap stabiel is tot aan 7 kHz tegenover een homogene dikte. Het TM heeft heel wat massa die geconcentreerd zit rond de aanhechting van de gehoorsbeentjes en veel lagere waarden daarrond (zie fig. 3.4). De exacte reden hiervoor is niet gekend, maar enerzijds verlagen de dunnere regio's de inertie en de stijfheid van het TM, waardoor deze beter aan het trillen kan worden gebracht. Anderzijds is er ook een structureel argument, doordat de verdikking een meer continue overgang met de extra-columella inbrengt, wat de respons kan verbeteren. Bij toenemende dikte is het voornamelijk de verhoging van de stijfheid die de resonantiefrequenties verhoogt (en vice versa). In fig. 5.4 is dan ook te zien dat een smaller TM een lagere resonantiefrequentie heeft en een dikker TM een hogere resonantiefrequentie heeft.



Figuur 5.4: Bovenste paneel: snelheidsamplituden in $\mu\text{m/s}$ voor verschillende diktes van het TM. De invloed hier is het meest duidelijk in het onderste paneel, dat de snelheidsratio weergeeft. Smallere TM hebben lagere resonantiefrequenties, waardoor de snelheidsratio dan ook bij lagere frequenties begint te fluctueren.

5.1.4 Invloed van cochleaire damping

Tot nu toe is het binnenoor als een passief orgaan behandeld, dat enkel de input van de voetplaat verwerkt maar zelf geen invloed op diens beweging uitoefent. Zoals vermeld zal in de realiteit dit maar tot op bepaalde hoogte gelden, aangezien de vloeistoffen in het binnenoor de FP hinderen. We hanteren de volgende aanpak om het effect van de cochlea in het model te implementeren [2, 31].

De akoestische impedantie kan tot op zekere hoogte worden opgevat als een drie-componenten systeem, bestaande uit een (akoestische) massa, een stijfheid en een damping. De massa van een systeem is evenredig met het volume, oftewel $m \sim x^3$. De mechanische impedantie z en de akoestische impedantie Z zijn gerelateerd via de oppervlakte A van de FP als $z = Z.A^2$. We kunnen dan een akoestische massa M opvatten via dezelfde relatie $M = m/A^2$. Hieruit volgt dan dat $M \sim 1/x$ als x de grootte van het binnenoor voorstelt. Analooch schalen de akoestische stijfheid K en damping R als $K \sim 1/x^3$ en $R \sim 1/x^2$. De binnenoor impedantie is dus groter naarmate het dier kleiner wordt, wat voor zoogdieren al experimenteel bevestigd is. Gegeven de M, K, R waarden, kunnen we deze schaling toepassen op de anole om de cochleaire invloed te bepalen. Voor een andere hagedis zijn deze waarden niet eenvoudig te verkrijgen, maar wel voor de struisvogel. Vogels maken tevens gebruik van een één-beentjes middenoor, hebben een niet-opgerolde cochlea en zijn nauw gerelateerd aan de reptielen, wat de omzetting enigszins verantwoord. De oppervlakte van de FP van de anole kennen we uit de μ CT scans en die van de struisvogel is bekend in de literatuur. Tabel 5.1 geeft de originele en de omgezette waarden weer van de componenten van de impedantie.

	Struisvogel	Bruine anole
K [Pa/m ³]	$0,200.10^{12}$	$43,35.10^{12}$
R [Pa.s/m ³]	$1,57.10^9$	$56,65.10^9$
M [Pa.s ² /m ³]	$0,652.10^6$	$3,916.10^6$
A_{FP} [mm ²]	3,03	0,08397

Tabel 5.1: Gebruikte akoestische waarden, omgezet van een struisvogel, om de damping van de cochlea in rekening te brengen.

Met deze waarden kunnen we een frequentie afhankelijke impedantie Z_{FP} in rekening brengen. Deze gaf in de struisvogel tot 4 kHz een goede beschrijving van de amplitude van de impedantie, maar de fase werd minder goed vervat (niet weergegeven). In totaliteit beschrijven we Z_{FP} als

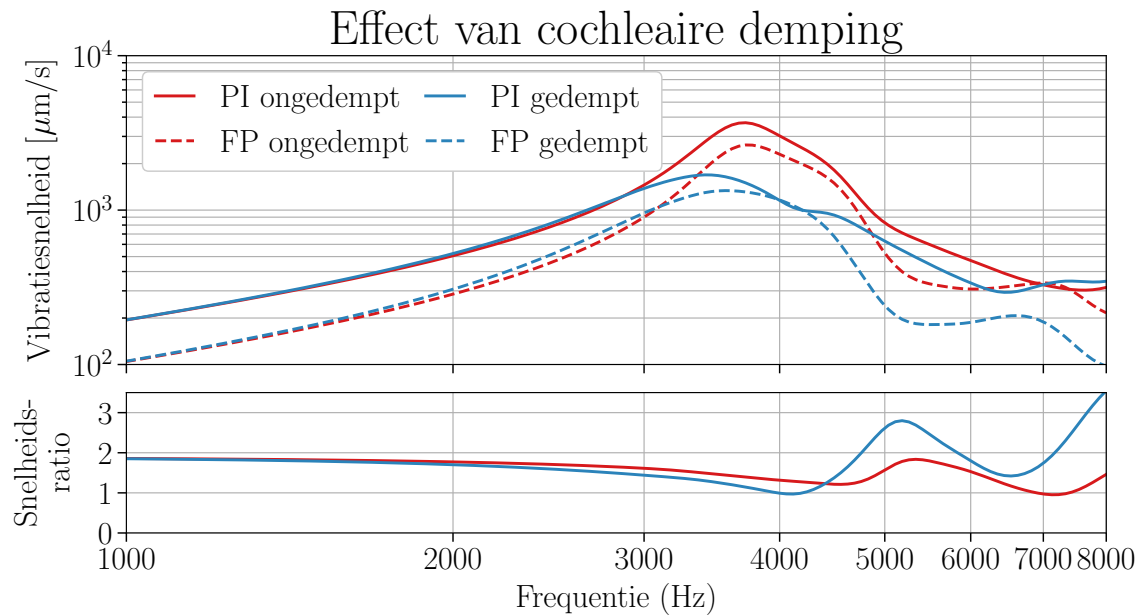
$$Z_{FP} = |Z_{FP}| \exp(i\angle Z_{FP}) \quad (5.1)$$

met de amplitude $|Z_{FP}|$ en de fase $\angle Z_{FP}$ als

$$|Z_{FP}| = \sqrt{\left(-M\omega + \frac{K}{\omega}\right)^2 - R^2} \quad (5.2)$$

$$\angle Z_{FP} = \text{atan} \left[\left(-M\omega + \frac{K}{\omega}\right) \frac{1}{-R} \right] \quad (5.3)$$

Doordat de oppervlakte en de verplaatsingssnelheid van de voetplaat gekend zijn, kunnen we voor elke frequentie een druk opleggen die de tegenwerkende eigenschappen van de cochlea in rekening brengt. Het resultaat van deze simulatie is te zien in fig. 5.5. Zoals verwacht is de ongedempte situatie steeds groter qua amplitude tegenover het gedempte model, vergelijk hiertoe rode versus blauwe krommen. Het valt op dat omstreeks 4000 Hz de PI (volle blauwe lijn) sterker wordt gedempt dan de FP (blauwe stippellijn). De oorzaak hiervan is een dominante anti-resonantie. Het TM geeft voldoende energie door aan het middenoor, zodat de FP de verwachte snelheidsamplitude krijgt. De PI ligt echter op een locatie waar de TM snelheid minimaal wordt, zodat deze een amplitude heeft die veel lager is dan verwacht (zie bv. figuur 5.2b ter verduidelijking). De snelheidsratio ondergaat grotere fluctuaties wanneer demping aanwezig is, al zijn deze niet buitensporig groot.



Figuur 5.5: Bovenste paneel: snelheidsamplituden in $\mu\text{m/s}$ met en zonder cochleaire demping. Zoals verwacht is de snelheidsamplitude lager met demping dan zonder. Het onderste paneel toont gelijkaardig dat de snelheidsratio sneller zal fluctueren wanneer het systeem gedempt wordt.

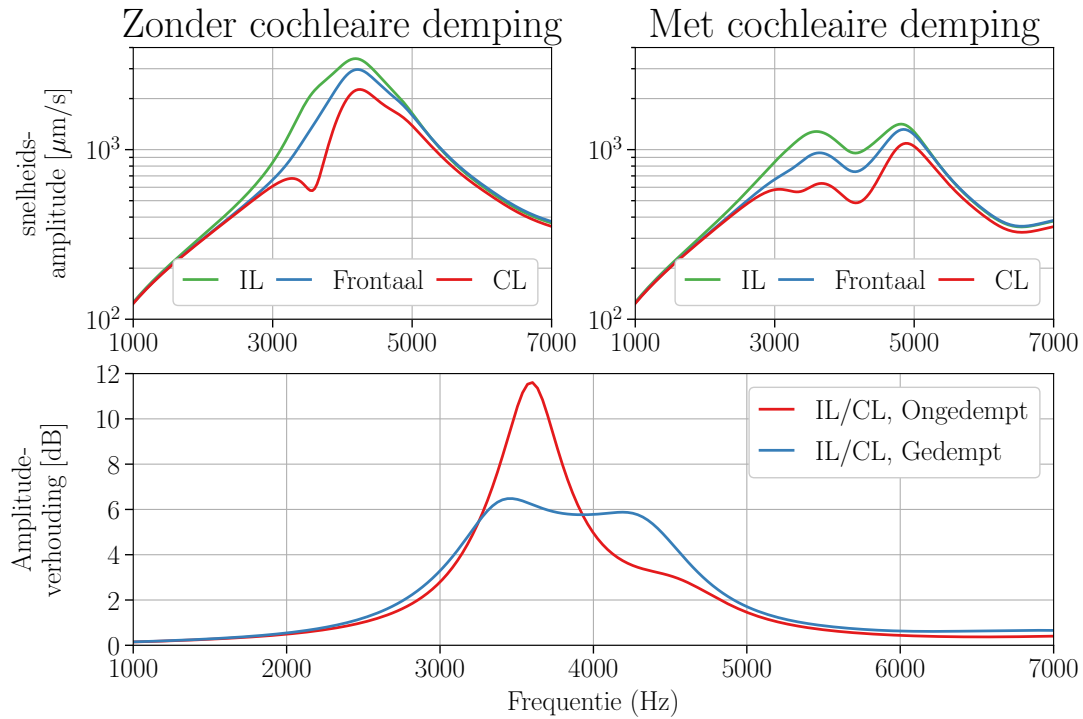
5.2 Het interauraal gekoppeld gehoorsysteem

Het individuele model leverde de mogelijkheid om een aantal parameters te optimaliseren en naar het effect te kijken van de damping van de cochlea. De rekentijd ligt bovendien ook beduidend lager dan de volledige gekoppelde studie. In deze sectie bespreken we het finale model van deze thesis, namelijk het anatomisch correcte interauraal gekoppeld model, waarbij we voornamelijk het effect met en zonder cochleaire damping zullen bekijken en de vergelijking zullen maken met de modellen uit het vorige hoofdstuk.

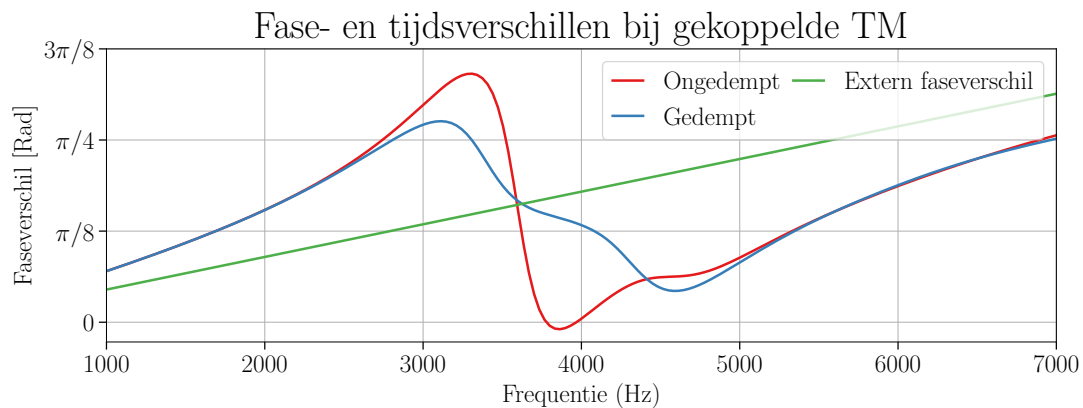
5.2.1 Respons met en zonder cochleaire damping

Allereerst kijken we naar de krommen met IL, CL en frontale stimulatie om een inzicht te krijgen over de maximale amplitudeveranderingen en de faseverschillen die daarbij optreden. Figuur 5.6 toont linksboven de situatie zonder cochleaire impedantie met snelheidsamplituden die op resonantie enkele mm/s bedragen. Voor de situatie met cochleaire impedantie rechtsboven, bekomen we amplituden die iets meer dan 1 mm/s bedragen, wat tevens goed overeen komt met de experimentele data. Figuur 1.9e toonde maximale respons van enkele dB SVL, wat dus rond de 1 mm/s ligt. Het is dus eerder de kromme met damping die de meest realistische verplaatsingsamplituden oplevert. Voor beide situaties is de locatie van de resonantie ook dezelfde als degene die we met de individuele middenoorstudie hebben gezocht door E_{tm} naar 4 MPa aan te passen. De onderste rij van de figuur geeft aan waarom de situatie met cochleaire damping zeer interessant kan zijn voor geluidslokalisatie. Hoewel de ongedempte kromme al een relatief brede bandbreedte heeft, is het effect van cochleaire damping duidelijk. Het verbreedt de frequentieband van maximaal onderscheid en bevordert zo directionaliteit. Beide situaties liggen ruim boven het criterium van 3 dB om lokalisatie mogelijk te maken en hebben een bandbreedte van 1700 Hz. Tevens is het interessant dat buiten het 3200-4000 Hz gebied, de gedempte kromme steeds boven de ongedempte kromme ligt. Indien de invloed van de cochlea nog groter is in realiteit, zouden we mogelijk de zeer brede bandbreedtes van fig. 1.9c kunnen verklaren. Dit vereist echter een betere kennis van de impedantie van het binnenoor van de anole, wat op dit punt niet het geval is.

Het gedrag van het totale model is ook voor de faseverschillen afwijkend van de cilindrische opstelling. Kwalitatief verlopen de faseverschillen hetzelfde, maar het maximale verschil is echter nog een factor twee kleiner dan in fig. 4.6. Het anatomisch correcte model voorspelt een bredere opdeling qua amplitude, maar het fase-effect is minder uitgesproken dan experimenteel gemeten. Wanneer damping in rekening wordt gebracht, neemt de helling af van het fase-verschil. Deze verbreding is typisch het gevolg van een dempende term in een harmonisch systeem. Het is duidelijk dat het verschil trager afneemt met damping, maar het valt steeds onder het extern opgelegd verschil, wat geen bruikbare informatie oplevert. Voor de anole zou een verschil van π radialen een tijdsverschil van 180 μ s opleveren. Het verschil in deze krommen is voor $\pi/4$ eerder 45 μ s. Deze 45 μ s is dubbel zo groot als het extern opgelegd verschil, al is de experimentele fase-gain groter (70-180 μ s).



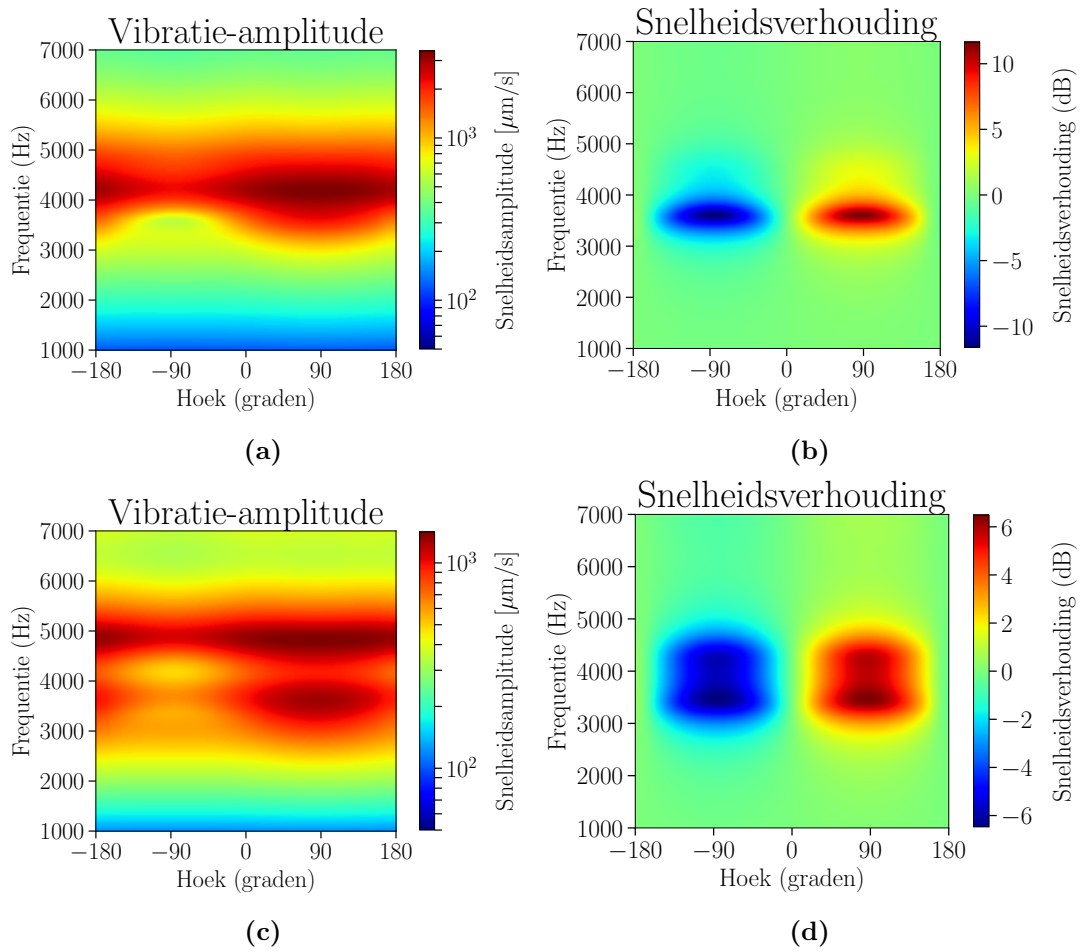
Figuur 5.6: Weergave van de snelheidsamplitude in $\mu\text{m/s}$ voor het gekoppelde middenoor zonder cochleaire damping (linksboven) en met damping (rechtsboven). Het meetpunt is op dezelfde locatie op de PI als in de vorige sectie. Beide situaties geven realistische amplituden, al is die van de kromme met damping meer in overeenstemming met de metingen. Het onderste paneel geeft de amplitudeverhoudingen in dB aan tussen de CL en IL stimulatie (frontaal is er geen verschil omdat de golven dan in fase met dezelfde amplitude aankomen op beide TM). Het toevoegen van damping verbreedt de bandbreedte en bevordert zowel bij hoge als lage frequenties de respons.



Figuur 5.7: Het verloop van de fase-verschillen met en zonder cochleaire damping. Damping verbreedt de fase-respons en ook de verschillen. Qua amplitude is het verschil in beide gevallen ongeveer dubbel zo groot als het extern opgelegd verschil, maar kleiner dan de vorige modellen of de meetdata.

5.2.2 Directionaliteit van het model

Gegeven het totale model, kunnen we de directionaliteit onderzoeken door onder verschillende invalshoeken naar de respons van het systeem te kijken. Figuur 5.8a toont de respons van het TM. Zoals vermeld in de vorige sectie zijn de vibratie-amplituden qua grootte-orde zeker binnen de verwachtingen, maar lager dan in het cilindrisch model (fig. 4.9a). Wat wel opvalt aan de snelheidsverhouding in figuur 5.8b is dat naar hogere frequenties toe de verhouding langer relevant blijft dan hiervoor, vergelijk met fig. 4.9b. Dit was ook te zien in figuur 5.6, waaruit het duidelijk is dat er een bandbreedte van ongeveer 1700 Hz geldt. Dit is de breedste van alle modellen, en het is duidelijk dat met cochleaire damping de bandbreedte stabiel wordt en bovendien nog kan verbreden. De onderste rij van fig. 5.8 geeft de resultaten weer met damping. Het is duidelijk dat deze twee figuren al kwalitatief de meetdata van figuren 1.9c en 1.9d beschrijven. We zien in figuur 5.8c zeer brede resonanties optreden die enkele honderden tot duizenden $\mu\text{m/s}$ bedragen. Het is echter duidelijk dat de CL stimulatie (-90°) echter minder wordt onderdrukt dan experimenteel waargenomen. Figuur 1.9c geeft immers consequent een zeer lage vibratie-amplitude bij deze invalshoek ($-20\text{ dB} = 10^2\text{ }\mu\text{m/s}$). Momenteel is deze discrepantie in alle modellen het geval dus moet er nog een extra invloed zijn die bij CL stimulatie het opgemeten TM extra dempt. De snelheidsverhouding in figuur 5.8d geeft relatief brede directionele banden aan van iets meer dan 1700 Hz. Het totale model met cochleaire damping voorspelt de breedste directionaliteit met een relatief constante amplitude van $\pm 6\text{ dB}$ binnen de bandbreedte.



Figuur 5.8: De responscurven van het gekoppelde TM (linkse kolom) in $\mu\text{m/s}$ en de snelheidsverhouding in dB over de middelij. De bovenste rij is de situatie zonder cochleaire invloed en de onderste rij is met cochleaire demping ingebracht. Het effect van demping is het verbreden van de TM responscurven (vergelijk linksboven en linksonder) en bijgevolg zorgt het voor een bredere waarneembare directionele bandbreedte (rechtsboven versus rechtsonder).

5.3 Conclusies van dit hoofdstuk en de thesis

Het individuele middenoormodel gaf de volgende inzichten:

- De invloed van de Young's modulus van het TM (E_{tm}) draagt het meeste bij aan de totale respons van het systeem, zie fig. 5.1. Een waarde van 4 MPa gaf realistische frequenties van de TM resonantie.
- Andere parameters (E_{exc} en dikteverdeling) hebben een veel kleiner effect op de responscurven. Het inbrengen van de exacte dikteverdeling gaf wel stabielere snelheidsverhoudingen tussen de pars inferior en de voetplaat, zie fig. 5.4.
- Zoals besproken bij figuur 5.5 heeft cochleaire damping een duidelijk effect op de maximale amplitude van de resonantie en ook op de afname naar hogere frequenties. Op lage frequenties is er nagenoeg geen effect, terwijl op resonantie de amplitude lager is dan zonder damping. Boven de resonantie neemt de amplitude af, maar trager dan zonder damping.

Het model dat de volledige koppeling tussen de TM inbracht leverde de volgende resultaten:

- Figuur 5.6 gaf weer dat cochleaire damping een verlaging van de maximale amplitude veroorzaakt, maar wel de effectieve bandbreedte verbetert. De faseverschillen in fig. 5.7 gaven aan dat het reistijdsverschil tussen de TM dubbel zo groot is als het extern opgelegd verschil, maar is in absolute grootte ($45 \mu s$) kleiner dan verwacht vanuit de experimentele data ($70\text{-}180 \mu s$).
- Ten slotte was het duidelijk dat figuren 5.8c en 5.8d de meest realistische resultaten opleveren. Er wordt over een breed gedeelte van het frequentiedomein een relatief hoge vibratie-amplitude bereikt en de directionele bandbreedte is ongeveer 1700 Hz.

In totaliteit is het duidelijk dat de ketenmodellen de directionaliteit onderschatten zowel qua amplitude als bandbreedte. Het cilindrisch model geeft betere amplituden, maar op een nog steeds relatief nauw domein van 1000 Hz. Het anatomisch model met en zonder damping voorspelt de breedste bandbreedte, al zijn de amplitudeverhoudingen en faseverschillen in de experimentele data groter.

5.4 Toekomstperspectief

Verder werk op het eindig-elementenmodel is zeer veelbelovend om voor de anole en een brede klasse van dieren in het algemeen directionaliteit door intern gekoppelde oren te onderzoeken. Een eerste verbetering zou kunnen komen van CT metingen met een nog hogere resolutie. De segmentatie kan dan meer aanhechtende structuren van het TM onderscheiden, wat in deze thesis niet mogelijk was en geeft meer dan één specimen om het model op te baseren. Bovendien kan dan mogelijk een anisotrope beschrijving van het TM worden opgesteld, gekoppeld aan experimentele metingen, wat grote invloed kan hebben op de respons. Tevens zou het opmeten van de cochleaire respons van de anole ons in staat stellen om geen geschatte functie maar de werkelijke meetdata op de leggen aan de voetplaat. De modellen geven aan dat dit voor nog bredere directionaliteit kan zorgen. Voor dit kleine onderzoeksobject is dus nog een grote waaier aan onderzoek voorhanden.

- [1] M. Strain. *How Well Do Dogs and Other Animals Hear?* [Online, geraadpleegd op 11/11/2017]. 2017. URL: <http://www.lsu.edu/deafness/HearingRange.html>.
- [2] P. Muysshondt. “Mechanics of a single-ossicle ear: optical measurements and finite-element modeling of the avian middle ear”. Proefschrift. University of Antwerp, 2018.
- [3] R. J. Dooling, B. Loch en M. L. Dent. “Hearing in birds and reptiles”. In: *Comparative Hearing: Birds and Reptiles*. Red. door R. J. Dooling, R. R. Fay en A. N. Popper. New York: Springer, 2000. Hfdstk. 7, p. 308–347.
- [4] E. G. Wever en Y. L. Werner. “The Function of the Middle Ear in Lizards: *Crotaphytus collaris* (Iguanidae)”. In: *J. exp. zool.* **175**.(1) (1970), p. 327–342.
- [5] M. J. Mason en M. R. B. Farr. “Flexibility within the middle ears of vertebrates”. In: *The Journal of Laryngology & Otology* **127** (2012), p. 2–14.
- [6] J. Saunders e.a. “The Middle Ear of Reptiles and Birds”. In: *Comparative Hearing: Birds and Reptiles*. Red. door R. J. Dooling, R. R. Fay en A. N. Popper. New York: Springer, 2000. Hfdstk. 2, p. 13–69.
- [7] P. Muysshondt. “Eidige-Elementen-modellering van het trommelmvies en de Columella in het Vogelmiddeoor”. Masterthesis. Antwerpen: Universiteit Antwerpen, 2014.
- [8] G. A. Manley. “The Cochlea: What It Is, Where It Came From, and What Is Special About It”. In: *Understanding the Cochlea*. Red. door R. R. Fay en A. N. Popper. Springer Handbooks. New York: Springer Science, 2017. Hfdstk. 2, p. 17–32.
- [9] G. A. Manley, C. Köppl en U. J. Sienknecht. “The Remarkable Ears of Geckos and Pygopods”. In: *Insights from Comparative Hearing Research*. Red. door C. Köppl e.a. Springer Handbooks. New York: Springer Science, 2014. Hfdstk. 5, p. 111–132.
- [10] A.S. Tucker. “Major evolutionary transitions and innovations: the tympanic middle ear”. In: **372**.1713 (2016), p. 1097–1102. DOI: 10.1098/rstb.2015.0483.
- [11] C. Köppl. “Evolution of sound localisation in land vertebrates”. In: *Cell magazine* **19**.(15) (2009), p. 635–639.
- [12] H. G. Nothwang. “Evolution of mammalian sound localization circuits: a developmental perspective”. In: *Progress in Neurobiology* **141**.(1) (2016), p. 1–24.
- [13] J. Christensen-Dalsgaard. “Vertebrate pressure-gradient receivers”. In: *Hearing research* **273** (2011), p. 37–45.
- [14] A. S. Feng en J. Christensen-Dalsgaard. “Interconnections between the Ears in Nonmammalian Vertebrates”. In: *The Senses: a Comprehensive Reference* **3**.(1) (2008), p. 217–223.
- [15] J. Christensen-Dalsgaard en G. A. Manley. “Acoustical coupling of lizard eardrums”. In: *Jaro* **9**.(4) (2008), p. 407–416.

- [16] H. J. Autrum. “Über Lautausserungen und Schallwahrnehmung bei Arthropoden”. In: *Z. Vergl. Physiol* **28**.(1) (1940), p. 326–352.
- [17] J. Christensen-Dalsgaard en G. A. Manley. “Directionality of the lizard ear”. In: *J. exp. Biol.* 208 (2005), p. 1209–1217.
- [18] N. H. Fletcher en S. Thwaites. “Physical models for the analysis of acoustical systems in biology”. In: *Quarterly Reviews of Biophysics* **12**.(1) (1979), 25–65.
- [19] N. H. Fletcher. *Acoustic systems in biology*. Oxford university press, 1992.
- [20] C. Vossen, J. Christensen-Dalsgaard en J. L. van Hemmen. “Analytical model of internally coupled ears”. In: *J. Acoust. Soc. Am.* **128**.(2) (2010), p. 901–918.
- [21] A. P. Vedurmudi, B. A. Young en J. L. van Hemmen. “Internally coupled ears: mathematical structures and mechanisms underlying ICE”. In: *Biol Cybern* (2016). [DOI: 10.1007/s00422-016-0696-4, online gepubliceerd], p. 1–24.
- [22] A. F. Bower. *Applied Mechanics of Solids*. CRC press, 2010.
- [23] A. Giorla, K. Scivener en C.F. Dunant. “Modeling of the visco-elasticity of concrete with the space-time finite element method”. In: (2012).
- [24] D. Yong. *An Introduction to Partial Differential Equations in the Undergraduate Curriculum*. [Online, geraadpleegd op 12/11/2017]. URL: <https://www.math.hmc.edu/~ajb/PCMI/lecture14.pdf>.
- [25] D. R. Raichel. *The science and applications of acoustics*. Springer, 2006.
- [26] S. Van der Jeught e.a. “Full-Field Thickness Distribution of Human Tympanic Membrane Obtained with Optical Coherence Tomography”. In: *JARO* **14.4** (2013), p. 483–495.
- [27] G. Vollandri e.a. “Biomechanics of the tympanic membrane”. In: *Journal of Biomechanics* **44.4** (2010), 1219–1236.
- [28] J. P. Fay, S. Puria en C. R. Steele. “The discordant eardrum”. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* **103**.52 (2006), p. 19743–19748. DOI: 10.1073/pnas.0603898104.
- [29] T. Koike, H. Wada en T. Kobayashi. “Effect of Depth of Conical-Shaped Tympanic Membrane on Middle-Ear Sound Transmission”. In: **44.12** (2001), p. 1097–1102.
- [30] P. G. G. Muysshondt e.a. “Determination of the mechanical properties of the avian middle ear by inverse analysis”. In: *Proceedings of the COMSOL conference*. Cambridge, 2014.
- [31] P. G. G. Muysshondt, J.J.J. Dirckx en F. Pires. “LDV measurement of bird ear vibrations to determine inner ear impedance and middle ear power flow”. In: *AIP Conf. Proc.* 2016.
- [32] N. H. Fletcher. “Animal bioacoustics”. In: *Springer Handbook of acoustics*. Red. door Thomas D. Rossing. Springer Handbooks. New York: Springer Science, 2007. Hfdstk. 19, p. 785–802.
- [33] N. H. Fletcher. “A simple frequency-scaling rule for animal communication”. In: *Acoust. Soc. Am.* **115**.(5) (2004). [DOI: 10.1121/1.1694997], 2334–2338.

-
- [34] M. J. Mason. “Internally coupled ears in living mammals”. In: *Biol. Cybern.* (2016). [DOI: 10.1007/s00422-015-0675-1, online gepubliceerd], p. 1–5.
- [35] Caltech institute of technology. *Introduction to Discrete Differential Geometry*. [Online, geraadpleegd op 6/01/2018]. 2012. URL: <http://www.lsu.edu/deafness/HearingRange.html>.