

MASTER

Storende factoren bij epidurale hersendrukmetingen

Buuron, A.J.M.

Award date:
1983

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

8300985

TECHNISCHE HOGESCHOOL EINDHOVEN
AFDELING DER TECHNISCHE NATUURKUNDE

Storende factoren bij
epidurale hersendrukmetingen.

A.J.M. Buuron maart 1983

Verslag van een afstudeeronderzoek verricht binnen de
vakgroep AFM (Analyse van Fysische Meetmethoden)
gedurende de periode okt. 1981-maart 1983.

Afstudeerhoogleraar: Prof. J.A. Poulis.

Afstudeerbegeleider: Dr. Ir. C.H. Massen.

Samenvatting.

Bij de epidurale methode voor het meten van de hersendruk wordt de overdruk binnen de schedel t.o.v. de druk van de buitenlucht gemeten door via een boorgat in de schedel op de dura (het hersenvlies) een speciaal type halfgeleider drukopnemer te plaatsen, recentelijk ontwikkeld door Honeywell and Philips.

Om de foutieve drukwaarden die met deze nieuwe methode in ongeveer 20% van de klinische gevallen gemeten worden te kunnen verklaren, is in dit afstudeerwerk onderzoek verricht naar mogelijke storende factoren.

Allereerst is daarbij de drukopnemer zelf geanalyseerd. Zo is theoretisch en experimenteel geverifieerd dat de opnemer in hoge mate lineair respondeert. Voorts is aangetoond dat de opnemer een doeltreffend compensatie-mechanisme tegen de invloeden van niet-symmetrische belastingen, zoals afschuifspanningen of momenten bezit.

Vervolgens werd uitgegaan van de veronderstelling dat incorrecte plaatsing van de opnemer t.o.v. de dura voor een foutieve meting van de hersendruk verantwoordelijk kon zijn. Er werden in vitro experimenten verricht waarbij de afstand tussen dura en opnemer gevarieerd werd, en waarbij in plaats van de (geprepareerde) stukjes dura ook vers hersenvlies van een koe en rubber vliezen gebruikt werden. Bij vergelijking van de meetresultaten bleken grote verschillen te bestaan tussen het gedrag van koe-hersenvlies en geprepareerde menselijke dura. Koe-hersenvlies mag als een membraan beschouwd worden terwijl de dura daarentegen een niet te verwaarlozen buigstijfheid heeft.

In overeenstemming met de meetresultaten is vervolgens ook theoretisch aangetoond dat juist deze buigstijfheid verantwoordelijk kan zijn voor grote afwijkingen in de gemeten epidurale drukwaarde t.o.v. de werkelijke druk wanneer de opnemer niet correct (afstand nul) tegen de dura is aangebracht.

Ook bij correcte plaatsing van de opnemer werden in enkele gevallen foutieve drukwaarden gemeten. Deze afwijkingen worden toegeschreven aan de kromming van de dura.

Verder bleken ook oneffenheden in de dura (zoals bloedvaatjes) afwijkingen in de drukmeting te kunnen veroorzaken.

Alle storende factoren (afgezien van fouten bij de plaatsing van de opnemer) werden tenslotte teruggevoerd op het effect van één grondoorzaak, te weten de onregelmatigheid van het oppervlak van de binnenzijde van de schedel.

Inhoud.

	blz.
Samenvatting.	1
Inhoudsopgave.	2
I Inleiding.	4
1.1 Algemeen.	
1.2 Fysiologie van de hersenen.	6
1.3 De epidurale drukopnemer.	8
1.4 Het contact opnemer-dura.	13
II Grote-deflectie theorie voor platen en membranen; Toepassing op het diafragma van de opnemer.	
2.1 Inleiding.	17
2.2 Algemene grote-deflectie theorie; rotatie-symmetrische platen en membranen.	18
2.3 Formulering van het belastingsprobleem.	20
2.4 Benadering van de oplossing.	21
2.5 Resultaten voor de huidige opnemer.	24
2.6 Verstoringen van de ideale belastingssituatie.	27
III De meetopstelling; metingen met vliezen die als een membraan beschouwd mogen worden.	
3.1 Inleiding.	33
3.2 Het gedrag van de opnemer.	34
3.3 De meetopstelling.	36
3.4 Het effectief oppervlak van de referentie-opnemer.	38
3.5 Het effectief oppervlak van de meet-opnemer.	40
3.6 Meting aan een ideaal, niet voorgespannen membraan.	41
3.7 De invloed van de afstand tussen drukopnemer en membraan op de gemeten druk.	43
3.8 Oneffenheid tussen vlies en opnemer.	49
IV Metingen met menselijke dura; theoretische beschouwing over het effect van de buigstijfheid van de dura.	
4.1 Inleiding.	55
4.2 De afplatting van een gebogen plaat.	56
4.3 Metingen.	
.1 Inleiding.	65
.2 Twee methodes voor het variëren van de afstand tussen opnemer en vlies.	65

.3 Rubber lapje; resultaten en discussie.	68
.4 Menselijke dura; resultaten en discussie.	74
4.4 Vergelijking van de in vitro bevindingen met de bevindingen bij in vivo metingen.	83
V Samenvattende conclusies en aanbevelingen.	85
Appendix 1 Uitvoerige bewerkingen bij de benaderingsmethode van Hart en Evans voor de oplossing van de von Kármán vergelijkingen.	
1.1 Transformatie van de von Kármán vergelijkingen.	88
1.2 Uitwerking van de benadering.	90
1.3 De convergentie van de reeksen.	93
1.4 De werkelijke buigspanning.	94
1.5 Berekening van de maximale deflectie.	94
Appendix 2 Het effectief oppervlak van de referentie-opnemer en van een opnemer met een membraan erover.	95
Appendix 3 Resultaten van metingen met andere stukjes dura.	98
Literatuur	107

I INLEIDING.

1.1 Algemeen.

De hersendruk is een belangrijke grootheid bij de bewaking van patiënten met hersenbeschadigingen, tumoren of bloedingen, en na operaties. Deze druk is te definiëren als de overdruk (Δp) t.o.v. de buitenlucht die de totale schedelinhoud uitoefent op de binnenzijde van de schedel. Bij een gezond persoon bedraagt deze tussen 5 en 15 mm Hg. Bij de bovengenoemde patiënten kan door complicaties Δp oplopen tot waarden van 100 à 150 mm Hg, d.w.z. waarden die gelijk zijn aan de slagaderlijke bloeddruk (zie literatuur {1}). Dit leidt tot stagnatie van de bloedstroming naar de hersenen en daarmee de zuurstofvoorziening van de hersenen. Tevens kunnen door verschuiving van de hersenmassa beschadigingen van de hersenstam optreden.

In samenwerking met het Academisch Ziekenhuis te Groningen is door Honeywell and Philips (het vroegere Philips Medical Systems) een meettechniek ontwikkeld die continue meting van de hersendruk gedurende lange tijd (weken) mogelijk maakt, de zgn. epidurale methode. Bij deze meetmethode wordt een speciaal type halfgeleiderdrukopnemer op de buitenzijde van de dura (het buitenste hersenvlies) aangebracht. Dit gebeurt via een boorgat (diameter 11 mm) in de schedel. Het gevoelige gedeelte van de epidurale drukopnemer wordt gevormd door een dun silicium plaatje met daarop piëzo-resistieve elementjes, bestaande uit p-type Silicium. Drukveranderingen aan de binnenzijde van de dura worden via de dura omgezet in vervormingen van het plaatje. De vervormingen leiden door middel van de piëzo-elementjes tot een variërend elektrisch uitgangssignaal (zie ook par. 1.3).

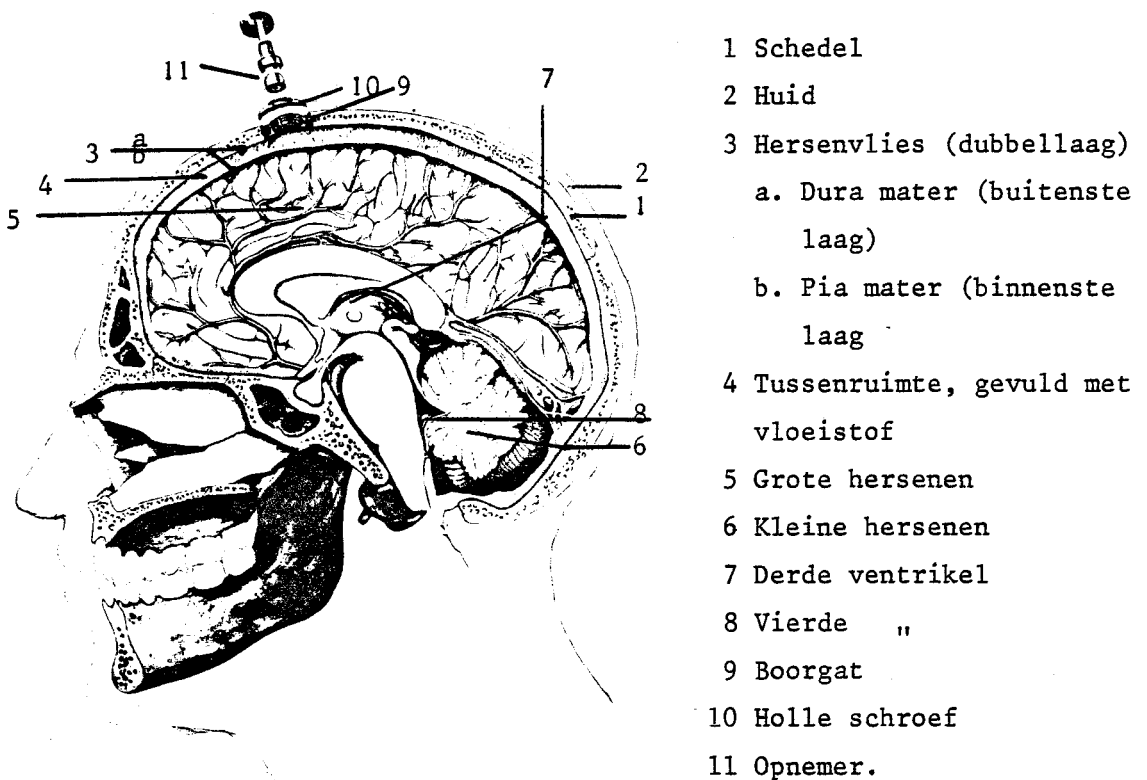
Deze epidurale methode heeft een aantal voordelen boven de conventionele meetmethodes. Bij de intraventriculaire methode, de meest gangbare tot nog toe, wordt rechtstreeks de vloeistofdruk in één van de ventrikels (kamers) van de hersenen gemeten. Via een boorgat in de schedel wordt een holle naald door het hersenvlies heen in het ventrikel gestoken.

De grote winst bij de epidurale methode is gelegen in het feit dat hierbij het hersenvlies niet doorboord hoeft te worden, zodat het risico van infecties of het weglekken van hersenvocht gering is. Vergelijkende hersendrukmetingen tussen de epidurale en de intraventriculaire meetmethode gaven echter in ongeveer 20% van de gevallen aanzienlijke verschillen te zien. Op voorstel van Honeywell-Philips is daarom in dit afstudeerwerk binnen de vakgroep AFM (Analyse van Fysische Meetmethoden) een kritische studie van de epidurale meetmethode verricht. Als mogelijke foutenbron werd door Honeywell-Philips gesuggereerd dat afschuifspanningen in de dura de epidurale drukmeting zouden kunnen beïnvloeden. Met als aanzet deze veronderstelling is in dit afstudeeronderzoek de nadruk komen te liggen op het analyseren van contactproblemen tussen dura en drukopnemer in het algemeen. Een deel van het werk heeft een theoretisch karakter en is uitgevoerd in nauwe samenwerking met Ir. W. Kuypers van de afdeling Wiskunde.

1.2 Fysiologie van de hersenen.

In onderstaande figuur is een dwarsdoorsnede van het hoofd weergegeven. De belangrijkste kenmerken zijn met nummers aangeduid. Tevens is in de figuur aangegeven hoe de epidurale drukopnemer aangebracht wordt.

Fig. 1.1 Dwarsdoorsnede van het hoofd met epidurale drukopnemer (uit {2}).



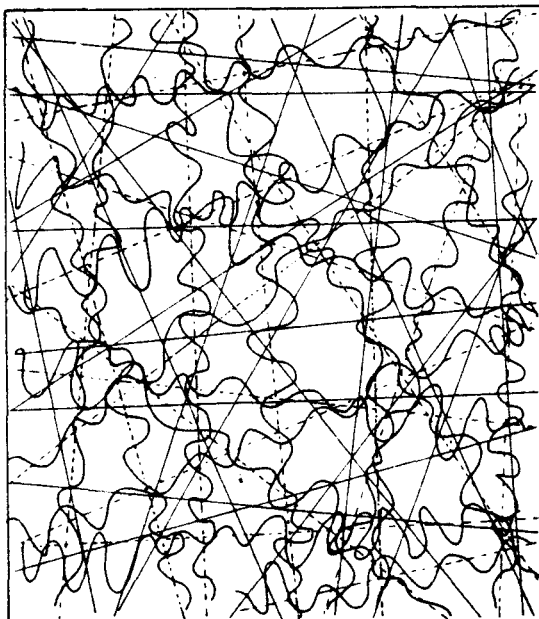
De schedelinhoud bestaat ruwweg uit drie componenten, de hersenmassa, bloed en een beschermende buffervloeistof, de liquor (cerebrospinalis). Het geheel wordt aan de binnenzijde van de schedel omgeven door het hersenvlies. Dit vlies is, vereenvoudigd voorgesteld, weer opgebouwd uit twee gescheiden vliezen, waarbij de tussenruimte gevuld is met de liquor. Ook de ventrikels zijn met deze vloeistof gevuld. Bij een gezond persoon staat de liquor in de tussenruimte in directe verbinding met die in de ventrikels. Het verschil tussen de druk van de liquor en de atmosferische druk is in feite de hersendruk (bij definitie).

Bij de epidurale meetmethode wordt dit drukverschil gemeten door de opnemer op de dura mater (het buitenste vlies) te plaatsen. Bij de intraventriculaire methode wordt een holle naald rechtstreeks in één van de kamers ingebracht.

De hersenmassa en de dura bestaan uit visco-elastisch materiaal. Dit houdt in dat deze substanties bij belasting effecten vertonen als hysteresis, relaxatie en kruip. Een onderzoek naar deze verschijnselen bij hersen- en duramateriaal is uitgevoerd door Galford en McElhaney {3}.

Voor onze analyse zijn de elastische eigenschappen van de dura van belang. In de literatuur {4} wordt uiteengezet dat deze zowel van de samenstellende substanties als van de structuur van het vlies afhangen. We geven een korte vereenvoudigde beschrijving (die geldig is voor alle lichaamsvliezen). De mechanisch actieve bestanddelen zijn elastin en collageen. Dit zijn beide lineair elastische polymeren, met elasticiteitsmoduli van resp. ongeveer $6 \cdot 10^6$ N/m² en 10^{10} N/m² {5}. Een vlies wordt gevormd door een driedimensionaal maar toch hoofdzakelijk vlak patroon van door elkaar heen lopende fibers van beide stoffen (zie fig. 1.2). De elastin fibers zijn in de natuurlijke toestand licht opgespannen, terwijl de collageen fibers ontspannen en gegolfd zijn.

Fig. 1.2 Model voor de structuur van lichaamsvliezen (uit {4}).



- elastin fibers
- — — collageen fibers
- - - geeft hoofdrichting van een collageen fiber aan.

Hoewel in lichaamsvliezen collageen in veel grotere mate aanwezig is dan elastin (in de huid bijv. 75% collageen tegenover 4% elastin), wordt de elasticiteitsmodulus in de natuurlijke onbelaste staat voornamelijk door het elastin bepaald. Bij het aanbrengen van een oplopende spanning worden alle fibers geleidelijk in de richting van de spanning georiënteerd en ook de collageen fibers komen onder spanning te staan. De elasticiteitsmodulus, die aanvankelijk nog door het elastin bepaald wordt, loopt naarmate bij toenemende spanning ook de collageen fibers gestrekt en opgespannen worden, op naar de waarde van collageen bij hoge belastingen.

Ten gevolge van voorkeursrichtingen van de fibers is er anisotropie in de lichaamsvliezen. Om het gedrag van het systeem opnemer-dura bij benadering te kunnen beschrijven, zal bij berekeningen toch van een isotroop, homogeen materiaal uitgegaan worden.

Tenslotte wordt in de literatuur {6} nog een opvallend effect genoemd: De mechanische respons van lichaamsvliezen, zoals de dura, wordt bij dynamische belastingsexperimenten pas reproduceerbaar na preconditionering, d.w.z. na een aantal malen doorlopen van de belastingscyclus.

1.3 De epidurale drukopnemer.

Bij de epidurale hersendrukmeting wordt het verschil gemeten tussen de druk in de hersenen en de druk van de buitenlucht. De aan te wenden drukopnemer is dus een verschildrukopnemer. In het vervolg zal steeds wanneer over te meten (hersenen)druk gesproken wordt, de verschildruk Δp t.o.v. de atmosferische druk bedoeld worden.

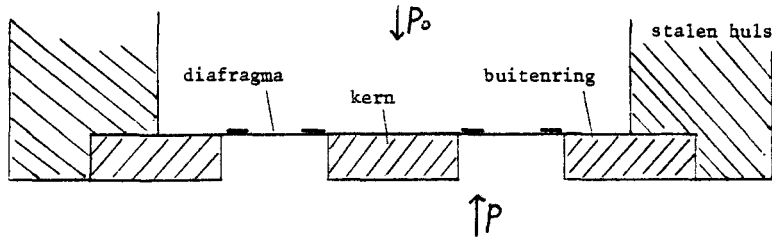
We geven een korte beschrijving van de werking van de opnemer. Voor de eisen en beperkingen welke geleid hebben tot de specifieke constructie van deze opnemer, wordt verwezen naar de literatuur {7},{8}.

In figuur 1.3 is het drukgevoelige gedeelte van de opnemer weergegeven. Het wordt gevormd door een dun, ringvormig silicium plaatje (diaphragma) verbonden aan een uitstekende kern (ook wel eilandje genoemd).

Fig. 1.3 Het gevoelige deel van de opnemer in zij-aanzicht.

p_0 is de atmosferische druk, p de te meten druk.

De streepjes aan de bovenzijde van het diafragma geven de plaats van de piëzo-elementjes aan.



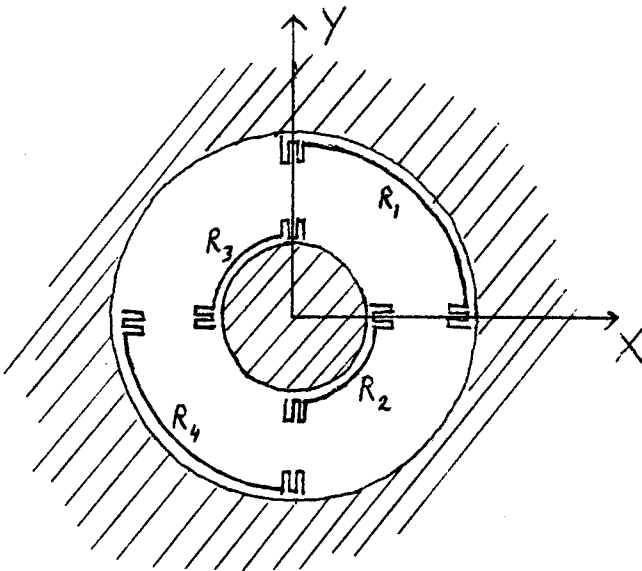
De doorsnede van de kern bedraagt 1 mm, van het diafragma 2 mm en de dikte van het diafragma is ongeveer 20 μm . Het systeem buitenring-diafragma-kern is gefabriceerd uit één stukje n-type Silicium. Op het oppervlak van het diafragma (in figuur 1.3 aan de bovenzijde) zijn gebiedjes p-Si ingediffundeerd. Deze werken als gevoelige rekstrookjes d.m.v. het piëzo-resistiviteitseffect.

In bovenstaande figuur is de ideale meetsituatie weergegeven:

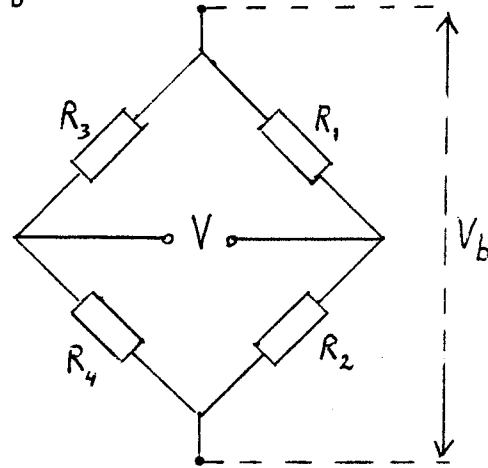
De opnemer wordt uniform belast met een gas- of vloeistofdruk p .

Geregistreerd wordt het verschil tussen de druk p en de druk van de buitenlucht p_0 . Wanneer $p \neq p_0$ ontstaan in het (starre) meetdiafragma mechanische spanningen die d.m.v. de piëzo-elementjes tot een variabel elektrisch uitgangssignaal leiden. Daartoe vormen die elementjes een geïntegreerde brugschakeling. In figuur 1.4.a en b is hun plaatsing op het diafragma en de corresponderende plaats in de Wheatstone-brug weergegeven. We zien dat elke weerstand uit twee onderling verbonden piëzo-elementjes bestaat, waarvan de radiële richting de actieve richting is. Wanneer we in het vervolg over rekstrookjes spreken, zullen we het geheel van de twee verbonden piëzo-elementjes bedoelen.

Fig. 1.4.a Ligging van de rekstrookjes. b. Plaats in de brug.



V is de uitgangsspanning,
 V_b de voedingsspanning.

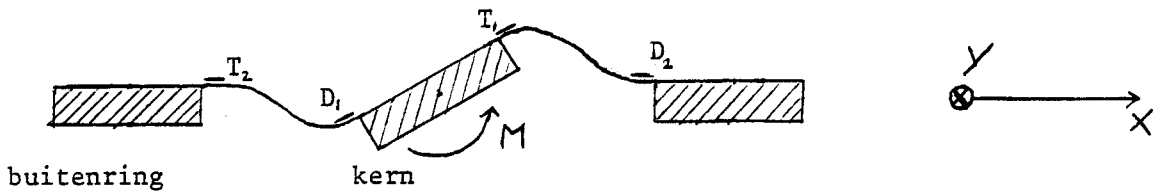


Het is eenvoudig af te leiden dat de verandering in het uitgangssignaal, ΔV , met de relatieve weerstandsveranderingen $\Delta R_i/R_i$ van de afzonderlijke piëzo-elementjes samenhangt volgens

$$\Delta V = C. \left(-\frac{\Delta R_1}{R_1} + \frac{\Delta R_2}{R_2} + \frac{\Delta R_3}{R_3} - \frac{\Delta R_4}{R_4} \right) \quad (1.1)$$

waarin C een constante is die door de uitvoering van de brug wordt bepaald. (In C zit ondermeer V_b .) De afzonderlijke weerstandsveranderingen zijn lineair afhankelijk van de op een elementje aangebrachte mechanische spanning. Bij bovenbeschreven ideale, symmetrische belasting en identieke elementjes zijn alle weerstandsveranderingen even groot, en ΔR_1 en ΔR_4 tegengesteld van teken aan ΔR_2 en ΔR_3 . In de praktijk kunnen meetsituaties optreden waarbij naast de uniforme normaaldruk ook andere niet-symmetrische krachten op de kern aanwezig zijn. Men denke hierbij aan bijv. schuifkrachten op de kern (werkend in het vlak van tekening in fig. 1.4.a) of aan een kantelend moment op de kern (werkend om een as in het vlak van tekening). De configuratie van de rekstrookjes is zodanig dat de afzonderlijke weerstandsveranderingen van de rekstrookjes t.g.v. niet-symmetrische effecten elkaar compenseren. Hieronder valt ook een fabricage-fout als niet exact symmetrische plaatsing van de kern. We lichten het compensatie-mechanisme toe voor het geval van een kantelend moment (M) werkend op de kern:

Fig. 1.5 Kanteling van de kern met bijbehorende druk- en trekkrachten (D en T) op de rekstrookjes (die zich aan de bovenzijde van het diafragma bevinden). De assen X en Y zijn dezelfde als in figuur 1.4.a.



We hebben de as van het kantelend moment M voor het gemak in de richting van één van de assen waarop de afzonderlijke elementjes gelegen zijn genomen (de Y-as, zie ook fig. 1.4.a). De radiële component van de buigspanningen t.g.v. het moment is dan het grootst in de X-richting. Volgens Timoshenko [9], blz. 288-289 geldt voor de drukkrachten D en de trekkrachten T in radiële richting ter plaatse van de piëzo-elementjes op de X-as (zie fig. 1.5):

$$D_1 = -T_1 = 2D_2 = -2T_2 \quad (1.2)$$

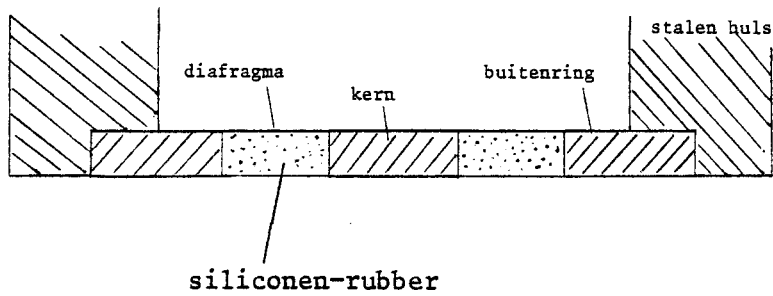
Bij identieke rekstrookjes volgt dan:

$$\begin{aligned} \Delta R_1/R_1 &= -\Delta R_4/R_4, \quad \Delta R_2/R_2 = -\Delta R_3/R_3 \\ (\text{en } \Delta R_2/R_2 &= 2\Delta R_1/R_1) \end{aligned} \quad (1.3)$$

Met (1.1) volgt dat de compensatie volledig is: $\Delta V = 0$. Het uitgangssignaal verandert niet onder invloed van asymmetrisch op de opnemer aangebrachte belastingen.

Bij het onderzoek waren twee types opnemers betrokken, namelijk het in het voorgaande beschreven type en een tweede waarbij de ruimte boven het diafragma (de gracht) is opgevuld met siliconen-rubber (fig. 1.3.a). Deze zullen we in het vervolg siliconen-opnemer noemen, en de eerstgenoemde standaard-opnemer.

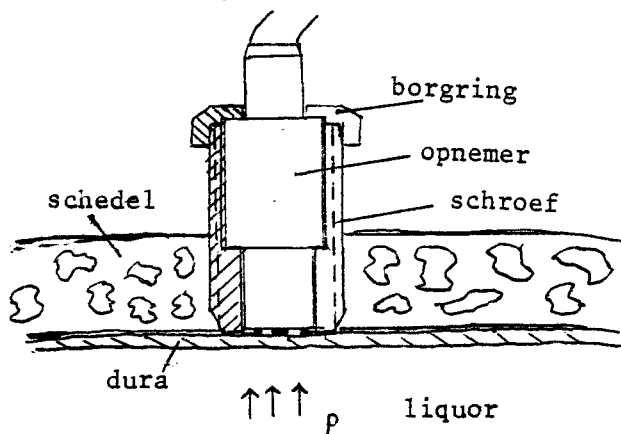
Fig. 1.3.a Siliconen-opnemer.



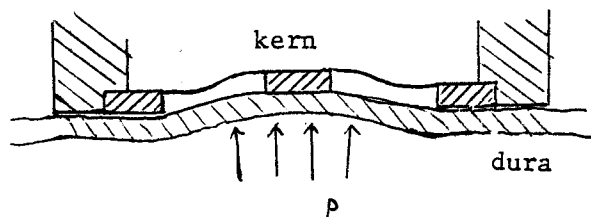
1.4 Het contact opnemer-dura.

De epidurale meetmethode is gebaseerd op het coplanariteitsprincipe {8}: De opnemer moet zo diep in het boorgat worden ingebracht dat hij de dura juist weer terugdrukt tot haar natuurlijke vorm, d.w.z. de onderzijde van de opnemer moet zich op één lijn met de binnenzijde van de schedel bevinden (aangenomen dat die binnenzijde egaal is).

Fig. 1.6.a De opnemer in coplanaire positie.



b. Het contact opnemer-dura.



Daarbij wordt het meetdiafragma via de dura belast met de onder de dura heersende vloeistofdruk (fig. 1.6.b). De coplanariteitseis betekent voor de opnemer dat de weerstand van het meetdiafragma tegen vervorming veel groter moet zijn dan die van de dura. Of hieraan voldaan is volgt uit vergelijking van de te verwachten maximale doorbuiging van het meetdiafragma en die van de niet-ondersteunde dura bij een gegeven druk. Zo volgen bij een druk van 20 mm Hg voor deze doorbuigingen waarden van resp. ongeveer $1 \cdot 10^{-7}$ m en $6 \cdot 10^{-4}$ m. Omgekeerd betekent dit weer dat bij een gegeven druk(verschil) de spanningen in de dura te verwaarlozen zijn t.o.v. die in het meetdiafragma.

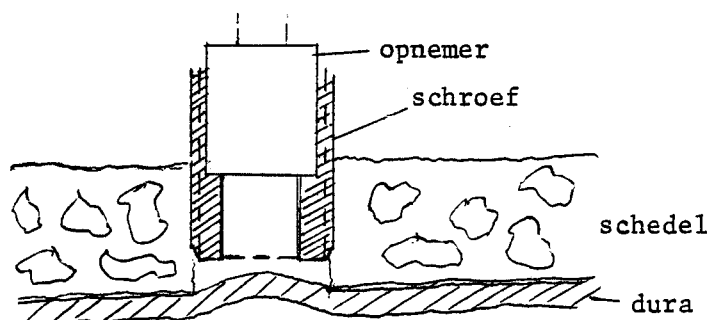
Voor een correcte drukmeting moet de onderzijde van de opnemer precies op één lijn met de binnenzijde van de schedel gebracht worden. Momenteel wordt in de praktijk bij het inbrengen van de opnemer de volgende werkwijze gevolgd: Breng de houder met de opnemer zo diep in het boorgat in totdat er een signaal optreedt, m.a.w. contact tussen opnemer en dura ontstaat. Schroef vervolgens de houder nog één slag dieper. Dan wordt het geheel houder-opnemer nog ongeveer 1 mm dieper

ingebracht, zodat goed contact tussen dura en opnemer verzekerd lijkt. Of hierbij ook aan de coplanariteitsvoorwaarde voldaan wordt is niet te controleren. In dit afstudeerwerk wordt dan ook aandacht besteed aan situaties waarbij die coplanariteit verstoord is. We kunnen de oorzaken hiervoor in twee categorieën verdelen:

1. Ten gevolge van implantatie-fouten. We onderscheiden:

a. De opnemer is niet voldoende diep geïnplanteerd:

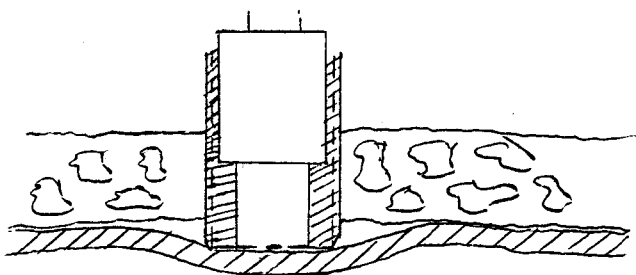
Fig. 1.7



Deze situatie wordt zowel theoretisch als experimenteel diepgaand behandeld in hoofdstuk 4.

b. Te diepe inplantering van de opnemer:

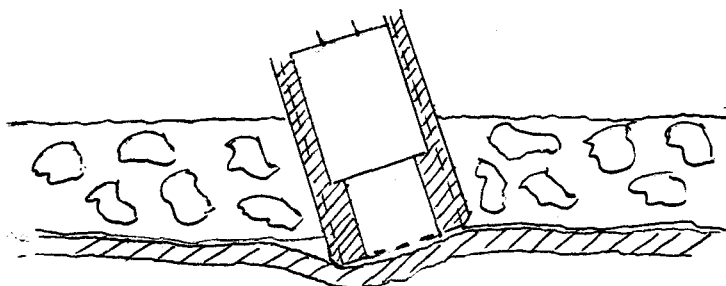
Fig. 1.8



Experimenteel kon aan deze situatie weinig onderzoek verricht worden door de beperkingen van het gebruikte model(hoofd). Daarom worden slechts enige veronderstellingen over de invloed van deze instelfout gedaan bij de bespreking van de resultaten van de analyse van de onder a. beschreven instelfout (par. 4.3).

c. De opnemer is niet loodrecht op de dura geïnplanteerd:

Fig. 1.9

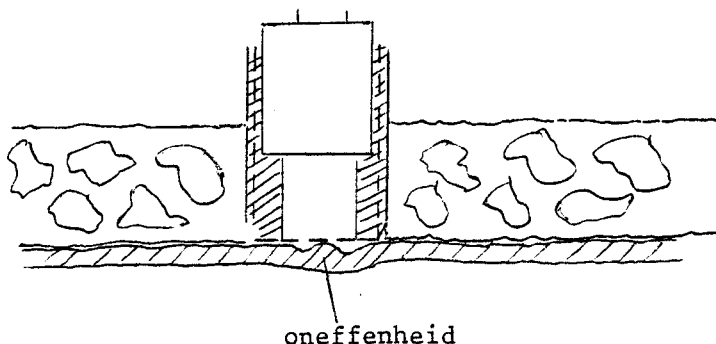


Over onderzoek aan deze situatie bestaat al enige literatuur {10,11}. Over de resultaten is echter geen overeenstemming. Zo wordt in een intern rapport van Medical Systems {12} vermeld dat de invloed van deze instelfout op de drukmeting gering is. Maar Ziersky {13} meldt dat bij een hoekfout van meer dan 8° meetfouten van meer dan 20% kunnen optreden.

In ons onderzoek is, mede door de beperkingen van het gebruikte model, deze situatie niet nader bestudeerd.

2. Ten gevolge van fysiologische onregelmatigheden, zoals oneffenheden op de dura, het niet vlak zijn van de binnenzijde van de schedel of het verlopen van de schedeldikte. De laatste twee factoren kunnen weer leiden tot de situatie van figuur 1.9; Het geval dat de opnemer op een verdikking in de dura, bijv. een bloedvaatje is geplaatst (fig. 1.10) wordt nader bekeken in par. 3.6 en 3.7.

Fig. 1.10 De opnemer is op een oneffenheid in de dura geplaatst.



Voor een theoretische behandeling van situaties zoals in figuur 1.7 en 1.10 is bekendheid met de theorie van grote deflecties van platen en membranen noodzakelijk. Deze theorie wordt beschreven in het begin van het volgende hoofdstuk (par. 2.2). Tevens wordt met behulp van deze theorie nagegaan of de opnemer lineair is voor de omzetting van de te meten druk in een elektrisch signaal.

II Grote-deflectie theorie voor platen en membranen; toepassing op het diafragma van de opnemer.

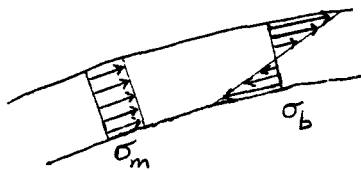
2.1 Inleiding.

Bij ons onderzoek aan de epidurale meetmethode hebben we te maken met de doorbuiging van verschillende mechanische structuren, te weten platen, schillen en membranen.

Membranen onderscheiden zich van platen en schillen door een te verwaarlozen buigstijfheid. Bij de belasting van membranen wordt alle dragende kracht geleverd door rekspanningen (ook wel algemeen membraanspanningen genoemd, ook bij platen en schillen). Deze spanningen variëren kwadratisch met de grootte van de last en zijn constant over de dikte van de plaat (zie fig. 2.1).

Bij platen en schillen wordt de dragende kracht geleverd door zowel buig- als rekspanningen. De buigspanningen overheersen bij kleine doorbuigingen (kleiner dan de dikte van de plaat) en zijn evenredig met de grootte van de aangebrachte belasting. Voorts variëren zij over de dikte van de plaat (fig. 2.1). Een schil is een plaat die in de onbelaste, spanningsloze staat al een gekromde vorm heeft.

Fig. 2.1 Membraanspanningen σ_m en buigspanningen σ_b in een plaat.



Het meetdiafragma heeft een starre kristalstructuur en moet als plaat behandeld worden. Voor de lineariteit van de opnemer moeten op het oppervlak van het diafragma de buigspanningen veel groter zijn dan de membraanspanningen. Ter verificatie van deze eis is het spanningspatroon in het diafragma in de ideale meetsituatie geanalyseerd (par. 2.3 tm 2.5). In aansluiting daarop worden ook de spanningen in het diafragma berekend bij afwijkingen van de ideale situatie zoals afschuifkrachten en momenten op de kern van de opnemer.

Omdat zowel bij de vervorming van het meetdiafragma als de dura in principe grote doorbuigingen kunnen optreden, beginnen we met een korte uitleg van de vergelijkingen die dergelijke buigings-situaties beschrijven.

2.2 Algemene grote-deflectie theorie; rotatie-symmetrische platen en membranen.

Het probleem van de eindig grote doorbuigingen (deflecties) van platen (enkele malen de dikte) wordt beschreven door de von Kármán vergelijkingen (zie bijv. {9}, blz. 415 e.v.). Voor rotatie-symmetrische platen onder een uniforme belasting q loodrecht op het oppervlak van de plaat hebben deze vergelijkingen de in (2.2) weergegeven vorm. De eerste vergelijking beschrijft het evenwicht in de richting loodrecht op het oppervlak van de (gedeformeerde) plaat: Bij grote doorbuigingen wordt de dragende kracht geleverd door de som van de bijdragen van de buig- en membraanspanningen. De tweede vergelijking houdt in dat in het vlak van de plaat de membraanspanningen in radiële en tangentiële richting moeten voldoen aan de wet van Hooke en moeten leiden tot evenwicht in het vlak.

De laatste voorwaarde leidt tevens tot de definitie van de Airy-stressfunctie Φ . Deze hangt samen met de membraanspanningen in radiële en tangentiële richting σ_m^r en σ_m^t volgens:

$$\sigma_m^r = \frac{1}{r} \cdot \frac{d\Phi}{dr} \quad (2.1.a)$$

$$\sigma_m^t = \frac{d^2\Phi}{dr^2} \quad b)$$

met r de coördinaat in radiële richting.

De bovenbeschreven belastingssituatie is geschetst in onderstaande figuur:

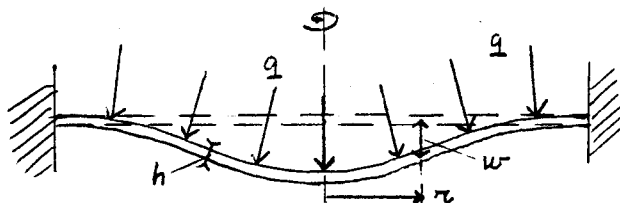


Fig. 2.2 De belastingssituatie voor een plaat die aan de rand is ingeklemd)

De von Kármán vergelijkingen zien er nu als volgt uit (poolcoördinaten, rotatie-symmetrie):

$$\frac{D}{h} \nabla_r^4 w(r) - L_r(w, \phi) = \frac{q}{h} \quad (2.2.a)$$

$$\frac{1}{E} \nabla_r^4 \phi(r) = -\frac{1}{2} L_r(w, w) \quad b)$$

Hierin is w: de deflectie loodrecht op de beginstand van de plaat,

h: de dikte van de plaat,

E: de elasticiteitsmodulus,

D: de buigstijfheid. Er geldt $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ (2.3)

met ν de dwarscontractieverhouding,

q: de normaalkracht per oppervlakte-eenheid,

$$\nabla_r^4 = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) \right) \right),$$

L: een operator, in het rotatie-symmetrische geval met de vorm

$$L_r(w, \phi) = \frac{1}{r} (w' \phi')' \quad (2.4)$$

waarbij ' differentiëren naar de radius r betekent en ϕ weer de Airy-stressfunctie is.

We kunnen de volgende speciale gevallen onderscheiden:

1. Kleine deflecties ($w < h$). In dit geval kan de bijdrage van de membraanspanningen, in stelsel (2.2) vertegenwoordigd door de termen met L_r , verwaarloosd worden. Vgl. (2.2.a) gaat dan over in de biharmonische vergelijking voor een buigende plaat (zie bijv. {9}, blz. 54):

$$\nabla_r^4 w = \frac{q}{D} \quad (2.5)$$

Deze vergelijking is direct integreerbaar. Oplossingen voor verschillende randvoorwaarden zijn weer te vinden in {9} en in dit verslag in par. 4.2 en appendix 2.

Bij het doorberekenen van de opnemer mag niet bij voorbaat van kleine deflecties worden uitgegaan.

2. Het geval dat de buigstijfheid D te verwaarlozen is, m.a.w. er is sprake van een membraan. De eerste term in het linkerlid van (2.2.a) mag dan weggelaten worden. De vergelijkingen beschrijven nu de grote-deflectie membraantheorie en worden ook wel de Föppl-vergelijkingen genoemd.

Bij een voorgespannen membraan kan dan nog verondersteld worden dat de extra spanningen t.g.v. de rek te verwaarlozen zijn t.o.v. de (grote) voorspanning S (zowel radieel als tangentieel). Met (2.1) volgt dan $1/r \cdot \Phi' = S$, $\Phi'' = S$ zodat (2.2.a) dan nog verder vereenvoudigt tot

$$\begin{aligned} w'' + \frac{1}{r} \cdot w' &= -\frac{q}{S \cdot h} \\ (= \nabla_r^2 w) \end{aligned} \quad (2.6)$$

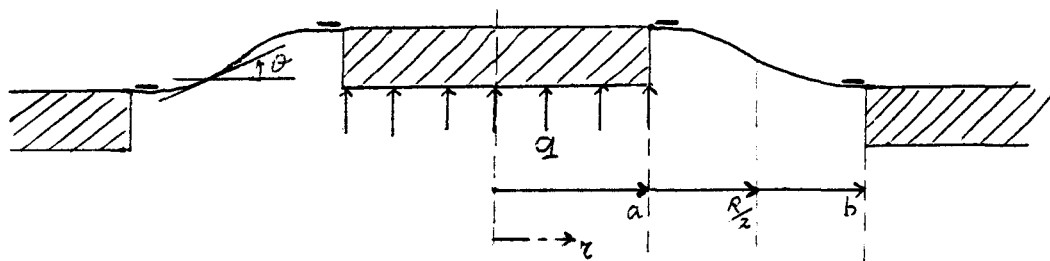
Voor het doorberekenen van de opnemer moet dus uitgegaan worden van het stelsel (2.2). Een exacte analytische oplossing van deze gekoppelde, niet-lineaire, inhomogene differentiaalvergelijkingen is in het algemeen niet mogelijk. Wel worden in de literatuur benaderingsmethoden aangegeven {14,15}. Wij hebben de aanpak van Hart en Evans {16} gevolgd, waarbij machtreeksubstitutie wordt toegepast.

2.3 Formulering van het belastingsprobleem.

In onderstaande figuur is in zij-aanzicht de belastingssituatie weergegeven. Een ringvormige plaat (diafragma) met een starre kern is zowel aan de binnen- als de buitenzijde ingeklemd. De kern wordt belast met een uniforme normaalkracht per oppervlakte-eenheid. In werkelijkheid is de situatie iets ingewikkelder, afhankelijk van het contact opnemer-dura (zie par. 3.3).

Fig. 2.3 De situatie waarbij alleen de kern belast wordt.

De in het vervolg te gebruiken symbolen zijn aangegeven. a is de straal van de kern, b van de buitenring; R is de gemiddelde diameter van het diafragma.



In verband met de coplanariteitsvoorwaarde willen we de uitwijking van de kern als functie van de druk q berekenen. Voorts willen we om na te gaan of de opnemer lineair respondeert de radiële componenten van de membraan- en de buigspanningen ter plaatse van de rekstrookjes (dus op het oppervlak van het diafragma) weten als functie van de druk q en de straal r .

De membraanspanning is via de stressfunctie Φ (vgl. (2.1)) direct in (2.2) aanwezig. De uitwijking van de kern en de buigspanning moeten via de helling ϑ van het gedeformeerde diafragma berekend worden. Deze helling is gelijk aan de afgeleide van de doorbuigfunctie $w(r)$: $\vartheta = w'$.

De vergelijkingen (2.2) moeten nog aangevuld worden met de randvoorwaarden die uit de inklemming volgen, te weten:

$$\begin{aligned} \text{In } r = a, b: \quad w' &= 0 & (2.2.a) \\ \Phi'' &= \frac{\nu}{r} \cdot \Phi' & b) \end{aligned}$$

(2.2.c) is zondermeer duidelijk. (2.2.d) drukt uit dat de rek in rondgaande richting nul moet zijn (inklemming).

2.4 Benadering van de oplossing.

In deze paragraaf worden in het kort de benaderingsmethode en de daarmee verkregen resultaten behandeld. Voor uitgebreide bewerkingen wordt verwezen naar appendix 1.

De afzonderlijke vergelijkingen (2.2.a) en (b) kunnen één maal zonder problemen geïntegreerd worden. Door vervolgens een aantal geschikte transformaties toe te passen, is het stelsel in een overzichtelijke, dimensieloze vorm over te voeren:

$$\frac{4}{\kappa^2} (zq)'' = z^{-1} - f \cdot g \quad (2.7.a)$$

$$8 (zf)'' = g^2 \quad b)$$

$$f = f(z), g = g(z), ' = \frac{d}{dz}.$$

z is een dimensieloze radiële coördinaat via de transformatie

$$z = \left(\frac{r}{R} \right)^2 \quad (2.8)$$

R is de gemiddelde plaatdiameter (zie fig. 2.3).

$f(z)$ en $g(z)$ zijn de getransformeerde functies $\Phi'(r)$ en $w'(r)$ ($\Phi' = \frac{d\Phi}{dr}$, $w' = \frac{dw}{dr}$). Zij vertegenwoordigen weer de gezochte functies, namelijk het verloop van de radiële component van de membraanspanning en de helling van de raaklijn aan het gedeformeerde oppervlak als functie van de radius.

De factor k wordt de belastingsparameter genoemd en is evenredig met $\left(\frac{q}{E} \right)^{1/3}$. De exacte transformaties zijn:

$$f = - \frac{d\Phi/dr}{sk^2 z^{1/2} E h} \quad (2.9.a)$$

$$g = \frac{\vartheta}{sk^2 z^{1/2}} \quad b)$$

$$\text{met } k = \frac{1}{s} \cdot \left(\frac{qa^2}{2ERh} \right)^{1/3} \quad c)$$

$$s = \gamma \frac{h}{R} \quad d)$$

$$\gamma = [12(1-\nu^2)]^{-1/2} \quad e)$$

De randvoorwaarden zijn getransformeerd in:

$$\text{Voor } z = \left(\frac{a}{R} \right)^2, z = \left(\frac{b}{R} \right)^2: \quad g(z) = 0 \quad (2.7.c)$$

$$(1-\nu)f(z) + 2z f'(z) = 0 \quad (2.7.d)$$

Een benadering voor de oplossing van stelsel (2.7) wordt verkregen door de functies $f(z)$ en $g(z)$ als volgt te schrijven als een reeks functies η_n resp. χ_n met machten van k^2 ervoor:

$$f_N(z) = \sum_{n=0}^N k^{2n} \pi_n(z) \quad (2.10.a)$$

$$g_N(z) = \sum_{n=0}^N k^{2n} X_n(z) \quad b)$$

Substitueren in (2.7.a) en (b) en gelijkstellen van de termen met dezelfde orde in k^2 leidt, rekening houdend met de randvoorwaarden (2.7.c) en (d), tot het onderstaande resultaat voor de eerste termen uit de reeksen:

$$\pi_0 = 0, \pi_1 = 0, \pi_3 = 0, \pi_4 = 0 \quad (2.11.a)$$

$$X_0 = 0, X_2 = 0, X_3 = 0 \quad b)$$

De oplossingen hebben dus de vorm:

$$f(z) = k^4 (\pi_2 + k^6 \pi_5 + \dots) \quad (2.12.a)$$

$$g(z) = k^2 (X_1 + k^6 X_4) \quad b)$$

met χ_1 en π_2 de volgende regelmatige functies van z :

$$X_1 = \frac{1}{4} \ln z + \frac{A}{z} + B$$

$$\pi_2 = C_1 z \ln^2 z + C_2 z \ln z + C_3 \ln^2 z + C_4 \ln z \quad c)$$

$$+ C_5 \frac{1}{z} \ln z + C_6 \cdot z + C_7 + C_8/z \quad d)$$

met A, B, C_i constantes afhankelijk van de afmetingen a en b van de plaat.

In de appendix (par. A.1.3) wordt aangetoond dat over het gehele domein $\left(\frac{a}{R}\right)^2 \leq z \leq \left(\frac{b}{R}\right)^2$ geldt $\left|\frac{X_4}{X_1}\right| < 10^{-3}$ en $\left|\frac{\pi_5}{\pi_2}\right| < 10^{-3}$ zodat zeker een goede benadering voor de oplossing verkregen wordt met de eerste term van elke reeks wanneer k kleiner is dan 2.

Terugtransformeren van $f(z)$ en $g(z)$ levert de gezochte radiële component van de membraanspanning σ_m^r en de helling van de raaklijn in radiële richting $\vartheta = w'$. De radiële component van de buigspanning σ_b^r op het oppervlak van de plaat is dan te berekenen uit de helling via de bekende formules uit de sterkteleer ({9}, blz. 42,52):

$$\sigma_b^z = \frac{6 M_r}{h^2} \quad (2.13)$$

met M_r de radiële component van het buigend moment per lengte-eenheid:

$$M_r = -D \left(\vartheta' + \frac{\nu}{r} \cdot \vartheta \right) \quad \left(M_{ET} = \frac{d}{dr} \right) \quad (2.14)$$

Dit alles leidt tot de volgende resultaten, waarin de functies χ_1 , χ_2 en F voor $k < 2$ een goede benadering zijn voor het verloop als functie van de radius r van de exacte oplossingen:

$$\vartheta = -\frac{1}{2E\gamma^2} \cdot q \left(\frac{a}{h} \right)^2 \cdot \left(\frac{r}{h} \right) \cdot \chi_1 \left(\frac{r}{R} \right) \quad (2.15)$$

$$\sigma_m^z = -\frac{q}{4E\gamma^2} \cdot q^2 \left(\frac{a}{h} \right)^6 \cdot \chi_2 \left(\frac{r}{R} \right) \quad (2.16)$$

$$\sigma_b^z = 3 \cdot q \left(\frac{a}{h} \right)^2 \cdot F \left(\frac{r}{R} \right) \quad (2.17)$$

met

$$F = A(\nu-1) \cdot \left(\frac{r}{R} \right)^{-2} + \frac{1}{2} (1+\nu) \ln \frac{r}{R} + (1+\nu)B + \frac{1}{2} \quad (2.17.a)$$

We zien dat de hoek van de raaklijn aan het gedeflecteerde oppervlak in radiële richting en de radiële component van de buigspanning evenredig zijn met de grootte van de belasting (q), terwijl de radiële component van de membraanspanning kwadratisch daarmee varieert. De opnemer is lineair bij de omzetting van de druk in een elektrisch signaal wanneer geldt:

$$\frac{\sigma_m^z}{\sigma_b^z} = \frac{k^3}{6\gamma} \cdot \frac{\chi_2}{F} \ll 1 \quad (2.18)$$

2.5 Resultaten voor de huidige opnemer.

De momenteel voor hersendrukmeting in gebruik zijnde opnemers hebben ongeveer de volgende afmetingen:

- a = binnenstraal meetdiafragma (= straal kern) = $5 \cdot 10^{-4}$ m
- b = buitenstraal " = 2.a

R = gemiddelde diameter van het meetdiafragma = 3.a

h = dikte " = $15 \cdot 10^{-6}$ m.

De elastische constanten van het Silicium-meetdiafragma, dat uitgesneden is in het isotrope $[111]$ -kristalvlak, bedragen {17}:

$$E = 1.69 \cdot 10^{11} \text{ N/m}^2$$

$$\nu = 0.358$$

Bij een realistische (verschil)drukwaarde van bijv. 20 mm Hg (2720 N/m^2) vindt men dan de volgende resultaten (m.b.v. de appendix):

Met formule (A.8): belastingsparameter $k = 1.44$

$$(A.26): \text{ uitwijking kern } w = 11 \cdot 10^{-8} \text{ m bij } 20 \text{ mm Hg} \\ \text{ ofwel } w = 5.5 \cdot 10^{-9} \text{ m/mm Hg.}$$

(2.17): de radiële component van de buigspanning op het oppervlak van het diafragma, aan de binnenrand, $r=a$:

$$\sigma_b^2 = -3 q \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot 0,42 \quad \left(= 37 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2 \text{ bij } 20 \text{ mm Hg} \right) \\ \text{aan de buitenrand, } r=2a:$$

$$\sigma_b^2 = +3 q \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot 0,27$$

(2.19.a)

b).

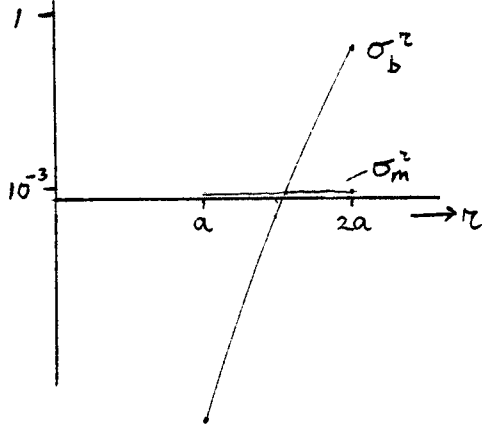
Uit (2.16) en (A.14) volgt de radiële component van de membraan-spanning. Deze is ongeveer constant over de breedte van het diafragma (zie fig. A.1) en klein t.o.v. de buigspanning ter plaatse van de piëzo-elementjes op het oppervlak (formules (2.19)). Voor de verhouding van de beide radiële componenten aldaar vinden we met (2.18):

$$\frac{\sigma_m^2}{\sigma_b^2} < 10^{-3} \quad (2.20)$$

We schetsen het verloop van de radiële component van membraan- en buigspanning over het diafragma in één figuur:

Fig. 2.4 Verhouding van de

radiële componenten van de membraan- en de buigspanning, σ_m^r en σ_b^r , aan het oppervlak van een ringvormige plaat als functie van de radius r .



Bovenstaand resultaat komt overeen met de door Philips opgegeven spanningsverdeling {7}, waarbij nadere toelichting ontbrak.

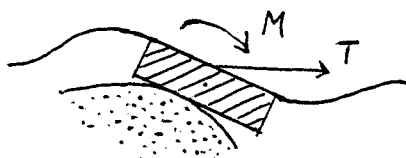
Met het resultaat (2.20) wordt bevestigd dat de opnemer voor de te meten drukken in hoge mate lineair is.

2.6 Verstorings van de ideale belastingssituatie.

In de voorgaande paragrafen is het ideale geval van loodrechte rotatie-symmetrische belasting van de kern behandeld.

In de praktijk kunnen afwijkingen van deze situatie optreden wanneer de opnemer op een oneffen oppervlak aangebracht wordt. Zo is het mogelijk dat een deel van de verticale kracht omgezet wordt in een afschuifkracht (T) in het vlak van het meetdiafragma of in een kantelend moment (M) op de kern (zie figuur).

Fig. 2.5 Mogelijke stand van de kern op een oneffenheid.



M.b.v. eenvoudige modellen is een schatting te maken van de bijdrage van elk van deze storende krachten afzonderlijk tot de grootte van de spanningen in het meetdiafragma.

1. Afschuifkracht T in het vlak van de kern en het meetdiafragma, aangrijpend in het middelpunt van de kern.

Veronderstel voor de eenvoud dat de kracht die tegen T in werkt alleen geleverd wordt door een radiële membraanspanning s_m^r , die over de poolhoek φ varieert met de cosinus van φ , zie onderstaande figuur:

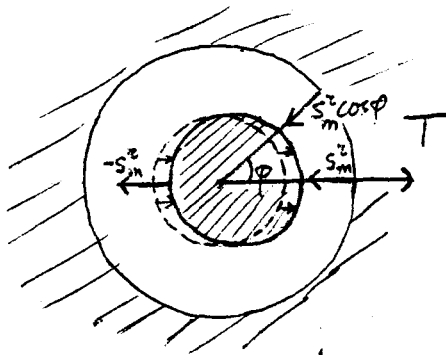


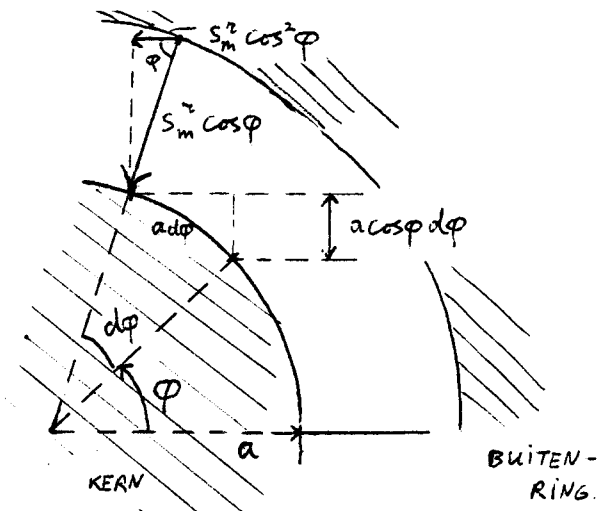
Fig. 2.6 Krachtenevenwicht bij een afschuifkracht op de kern.

De straal van de kern is a, de dikte van het diafragma h.

Bij evenwicht geldt (figuur 2.7):

$$T = 2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} s_m^z a h \cos^3 \varphi \cdot d\varphi = \frac{8}{3} s_m^z a h \quad (2.21)$$

Fig. 2.7 Krachtenbeschouwing.



Beschouw het extreme geval dat de totale loodrechte belasting op één of andere manier wordt omgezet in een afschuifkracht in het vlak van de opnemer: $T = \pi a^2 q$, a is de straal van de kern, q is de (verschil)druk die in de ideale situatie op de kern werkt. Dan volgt met (2.21):

$$s_m^z = 1,2 q \cdot \left(\frac{a}{h}\right) \quad (2.22)$$

We vergelijken dit met de buigspanning σ_b^r ter plaatse van de piëzo-elementjes in de ideale belastingssituatie, gegeven door formule (2.17):

Met $F \approx 0.4$ en $a/h = 16.67$ zien we dat zelfs in het bovengenoemde extreme geval de bijdrage tot de spanning in de piëzo-elementjes t.g.v. de afschuifkracht zeer klein is t.o.v. de bijdrage σ_b^r ten gevolge van de ideale loodrechte belasting.

2. Draaiend moment om een as in het vlak van de kern.

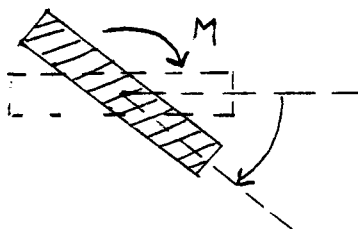
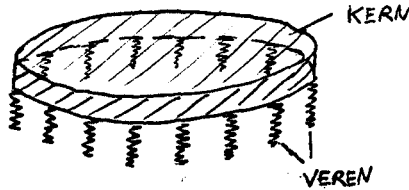


Fig. 2.8 Kantelend moment M werkend op de kern.

In dit geval stellen we ons voor dat de kern ondersteund wordt door een ring van veren langs zijn omtrek, veerconstante per meter c :

Fig. 2.9 Verenmodel; In de plaats van het buigbare meetdiafragma stellen we ter ondersteuning van de kern een verzameling van veren.



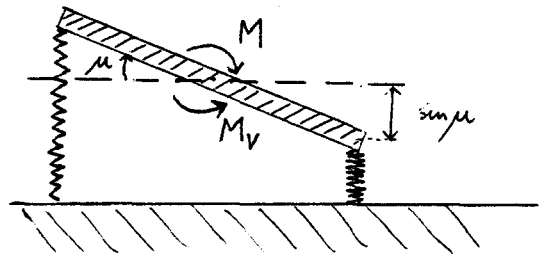
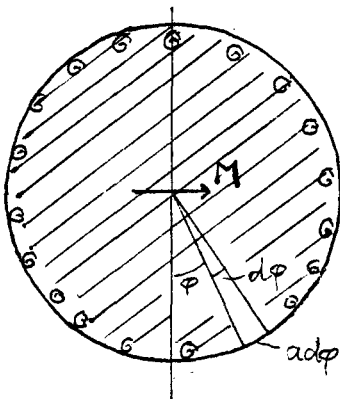
Dat deze voorstelling plausibel is volgt uit het feit dat de uitwijking van de kern w en de radiële buigspanning σ_b^r evenredig zijn met de druk q (in de ideale belastingssituatie), m.a.w. $\sigma_b^r = d \cdot w$ met d een constante, zodat evenals bij een veer de tegenwerkende kracht gelijk aan een constante maal de uitwijking is.

Veronderstel nu een kantelend moment ter grootte M , werkend om een as door het centrum van de kern in het vlak van de kern:

Fig. 2.10 Kantelend moment werkend op de kern.

a. bovenaanzicht

b. zij-aanzicht.



We bepalen het tegenwerkend moment t.g.v. de veerkrachten, M_V : μ is de kantelhoek. De bijdrage van een omtrekelementje $ad\varphi$ met poolhoek φ bedraagt dan:

$$dM_V = ad\varphi \cdot c \cdot a \sin\mu \cdot \sin\varphi \cdot a \sin\varphi \quad (2.23)$$

lengte.dichtheid.uitwijking.arm

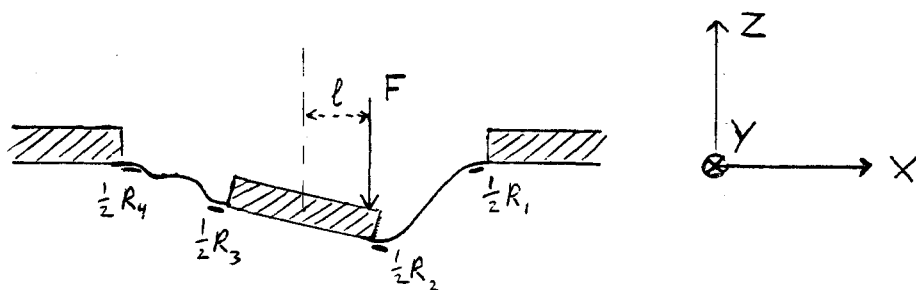
$$[Nm] \quad [m] \quad [N/m^2] \quad [m] \quad [m]$$

Totaal tegenwerkend moment:

$$M_V = 4 \int_0^{\frac{1}{2}\pi} ca^3 \sin \mu \cdot \sin^2 \varphi d\varphi \approx \pi ca^3 \mu \quad (2.24)$$

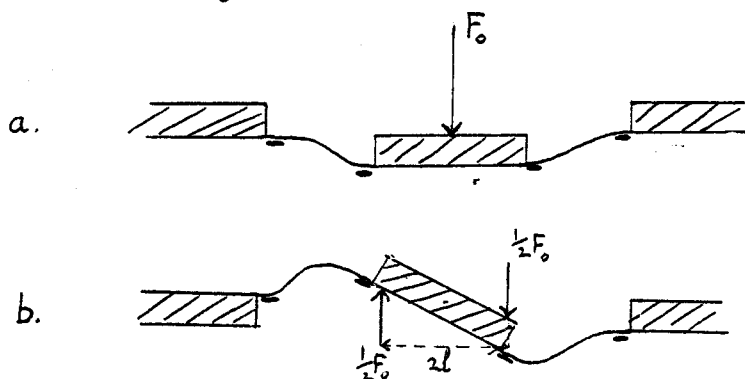
M.b.v dit resultaat zullen we nu het gedrag van de opnemer bespreken wanneer de resultante van de krachten die op het diafragma en de kern werken, niet door het middelpunt van de kern gaat. In deze beschouwing beperken we ons tot verticale krachten, d.w.z. krachten loodrecht op het vlak van de kern en het diafragma. In figuur 2.11 is deze situatie weergegeven. De X-, Y- en Z-as zijn weer dezelfde als in de figuren 1.4.a en 1.5. De piëzo-elementjes die in het vlak van de doorsnede liggen zijn weer met streepjes aangegeven. Zoals reeds vermeld in par. 1.3 bestaat een rekstrookje uit twee verbonden piëzo-elementjes. We nemen aan dat de elementjes identiek zijn, zodat elk elementje precies de helft van de totale weerstand van een rekstrookje uitmaakt.

Fig. 2.11 Doorsnede van de opnemer met de resulterende kracht F die niet in het centrum van de kern aangrijpt. l is de afstand van het aangrijpingspunt van F tot het centrum van de kern.



We kunnen de kracht F vervangen door een even grote kracht F_0 die wel in het centrum aangrijpt, en een koppel met een moment ter grootte van $l \cdot F = l \cdot F_0$ (bij kleine kantelhoek). De belastingsituatie van figuur 2.11 is dus te beschouwen als de superpositie van de volgende situaties:

Fig. 2.12 Ontbinding van de kracht F die niet in het centrum van de kern aangrijpt in een kracht F_0 die wel in het centrum aangrijpt (a) en een kantelend moment, grootte $1.F_0$, op de kern (b).



We gaan nu de gevolgen van het koppel in figuur b voor de buigspanningen in de rekstrookjes berekenen.

Met de substitutie $M = 1.F_0$ in (2.24) vinden we voor de kantelhoek :

$$\mu = \frac{lF_0}{\pi ca^3} \quad (2.25)$$

met a de straal van de kern,

c de veerconstante per omtrekseenheid.

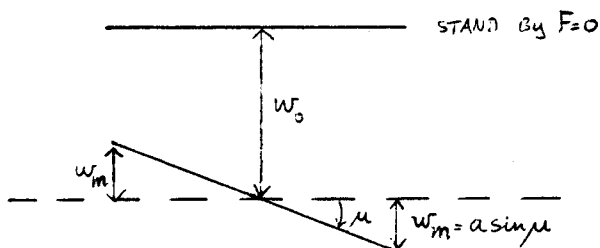
De uitwijking van de kern als geheel, w_0 , t.g.v. de kracht F_0 bedraagt:

$$w_0 = \frac{F_0}{2\pi ac} \quad (2.26)$$

We vatten de resultaten (2.25) en (2.26) in een figuur samen:

Fig. 2.13 Schematische voorstelling van de stand van de kern.

w_m is de uitwijking van de rand van de kern t.g.v. het koppel.



Bij een kleine kantelhoek geldt:

$$W_m = a \cdot \varphi = \frac{l F_0}{\pi a^2 c} \quad (2.27)$$

Met (2.26) volgt dan:
$$W_m = \frac{2l}{a} \cdot w_0 \quad (2.28)$$

Bij figuur 2.9 is al aangetoond dat de radiële spanningscomponent in een piëzo-elementje evenredig is met de verticale verplaatsing van de randpunten van de kern. We zien met (2.28) dat voor de situatie van figuur 2.11 de bijdragen van het moment $l \cdot F_0$ en de kracht F_0 tot de radiële buigspanningscomponent voor een rekstrookje als geheel zich verhouden als $\frac{1}{2} \cdot \frac{2l}{a} = \frac{l}{a}$ (2.29)

Deze factor heeft de maximale waarde 1 wanneer de kracht F helemaal op de rand van de kern ($l=a$) aangrijpt.

Opmerkingen:

1. Een derde mogelijke afwijking (na afschuiving en kantelend moment) is een draaiend moment om een as loodrecht op het vlak van de kern (torsie). Met een soortgelijke beschouwing als voor de afschuifkracht is in te zien dat in dit geval de bijdrage tot de radiële spanningscomponent zeer klein is.
2. In par. 1.3 is uitgelegd dat de rekstrookjes zodanig geplaatst zijn (fig. 1.4.a) dat de in deze paragraaf beschouwde asymmetrische belastingseffecten geen bijdrage leveren tot het uitgangssignaal van de Wheatstone-brug wanneer de rekstrookjes identiek zijn. Het resultaat van de experimentele controle van deze laatste voorwaarde wordt behandeld in par. 3.6.

III DE MEETOPSTELLING; METINGEN MET VLIEZEN DIE ALS EEN MEMBRAAN
BESCHOUWD MOGEN WORDEN.

3.1 Inleiding.

Na enige metingen van inleidende aard aan de opnemer zelf (par. 3.2), waren de experimenten vooral gericht op het eigenlijke doel van het onderzoek, het nagaan van de invloed van de ligging van de dura tussen de opnemer en de liquor (hersenvloeistof) waarvan men de druk wil meten. Daartoe werd de situatie in het hoofd benaderd met een model en werd de invloed van verschillende types vliezen bestudeerd. We beperken ons in dit hoofdstuk tot de behandeling van de metingen aan vliezen, welke als een membraan te beschouwen zijn (geen buigstijfheid). Zo zijn metingen verricht met verse (en enige tijd in bevroren toestand bewaarde) hersenvliezen van koeien en met een dun rubber vlies (20 μm dik). De invloed van de in hoofdstuk 1 beschreven stoorfactoren zoals onjuiste diepte van de inplantering van de opnemer en oneffenheden op het vlies zijn daarbij geanalyseerd. Het belang van de in dit hoofdstuk te behandelen meetresultaten is dus dat zij de contactsituatie tussen opnemer en dura beschrijven voor het geval dat de dura zich als een membraan zou gedragen.

Alle metingen kwamen neer op de vergelijking van enerzijds de respons van een opnemer welke via het vlies met de te meten druk belast werd, met anderzijds de respons van een zelfde opnemer welke rechtstreeks met die druk belast werd.

Bij deze twee verschillende meetsituaties worden de opnemers in het algemeen niet over een even groot oppervlak met de te meten druk belast. Om de respons van de beide opnemers te kunnen vergelijken is het het handigst de belastingssituatie steeds te vertalen naar de situatie van par. 2.3 (fig. 2.3), waarbij alleen de kern met de druk belast wordt. Dit gebeurt door aan de kern een denkbeeldig vergroot (of verkleind) oppervlak toe te kennen, het zgn. effectief oppervlak (par. 3.4 e.v.).

3.2 Het gedrag van de opnemer.

In de voorgaande hoofdstukken zijn theoretisch de volgende eigenschappen aan de opnemer toegeschreven:

1. De opnemer is in hoge mate lineair bij de in de praktijk voorkomende drukwaarden (par. 2.5).
2. Wanneer de te meten belasting niet symmetrisch over de opnemer verdeeld is, heeft dit geen nadelige invloed op het uitgangssignaal dankzij de elkaar compenserende weerstandsveranderingen van de afzonderlijke rekstrookjes (par. 1.3). Hierbij worden wel identieke rekstrookjes verondersteld.

Beide eigenschappen zijn experimenteel te verifiëren door meting van de afzonderlijke weerstandsveranderingen van de rekstrookjes bij symmetrische belasting van de opnemer, bijv. met een gasdruk. Het resultaat van een dergelijke meting is weergegeven in onderstaande tabel, voor twee verschillende opnemers (resp. een siliconen- en een standaard-opnemer).

Tabel 3.1 Weerstanden en relatieve weerstandsveranderingen van de rekstrookjes afzonderlijk.

Sil. opnemer	$R_1=4099.5\Omega$	$R_2=4066.2\Omega$	$R_3=4072.1\Omega$	$R_4=4099.4\Omega$	
p (mm water)	$\frac{\Delta R_1}{R_1} * 10^{-3}$	$\frac{\Delta R_2}{R_2}$	$\frac{\Delta R_3}{R_3}$	$\frac{\Delta R_4}{R_4}$	$\sum_i \Delta R_i / R_i $
1000	-1.1±0.2	+1.4	+1.4	-1.1	5.0±0.2
2000	-2.2	+2.8	+2.7	-2.2	9.9
4000	-4.3	+5.4	+5.4	-4.5	19.6
Standaard opn.	$R_1=5508.5$	$R_2=5463.0$	$R_3=5462.0$	$R_4=5510.7$	
2000	-2.5±0.2	+3.2	+3.7	-2.6	12.0±0.2
4000	-5.1	+6.3	+7.3	-5.4	24.1
6000	-7.7	+9.7	+10.7	-8.0	36.1

1000 mm H₂O ≈ 74 mm Hg.

De bevestiging van eigenschap 1. volgt uit de resultaten in de laatste kolom van de tabel. Hierin is de som van de absolute waarden van de relatieve weerstandsveranderingen gegeven, die een directe maat voor het uitgangssignaal van de opnemer is (vgl. (1.1)). Voor beide opnemers zijn over een groot drukgebied de gevonden waarden voor de som binnen de meetonauwkeurigheid evenredig met de aangebrachte druk.

Om een uitspraak over de werkzaamheid van het onder 2. genoemde compensatie-mechanisme te kunnen doen moeten we de afzonderlijke relatieve weerstandsveranderingen twee aan twee met elkaar vergelijken: Wanneer bij symmetrische belasting geldt $\frac{\Delta R_1}{R_1} = \frac{\Delta R_4}{R_4}$, (3.0) $\frac{\Delta R_2}{R_2} = \frac{\Delta R_3}{R_3}$ betekent dit bij niet-symmetrische belasting automatisch ook $\frac{\Delta R_1}{R_1} = -\frac{\Delta R_4}{R_4}$, $\frac{\Delta R_2}{R_2} = -\frac{\Delta R_3}{R_3}$ zodat met (1.1) volgt dat de compensatie volledig is. We zien dat voor de siliconen-opnemer binnen de meetonauwkeurigheid hieraan voldaan wordt.

Voor de standaard-opnemer wordt echter niet aan de voorwaarden (3.0) voldaan. We berekenen nu wat de gevolgen hiervan zijn voor het uitgangssignaal wanneer er een kantelend moment (de meest effectieve stoorfactor) op de kern werkt, naast de belasting van de opnemer met de gasdruk, zodanig dat de situatie van figuur 2.11 van toepassing is. In het extreme geval dat de bijdrage-factor (2.29) 1 is, vinden we voor de invloed op het uitgangssignaal t.g.v. het moment de relatieve bijdrage (neem bijv. de laatste rij van tabel 3.1):

$$\frac{1(10.7 - 9.7) + 1(8.0 - 7.7)}{36.1} = 0.036 \quad (3.1)$$

Rekening houdend met de meetfout kan het bovenbeschreven (extreme) moment het uitgangssignaal dus met $3.6 \pm 2\%$ vergroten of verkleinen.

Opmerkingen:

1. Bovenstaande beschouwing m.b.t. het compensatie-mechanisme is alleen geldig wanneer een rekstrookje uit twee identieke piëzo-elementjes is samengesteld. Is dit niet het geval dan kan de "non-compensatiefactor" (3.1) een grotere waarde hebben.
2. De non-compensatiefactor verandert slechts de gevoeligheid van de opnemer. De lineariteit wordt niet verstoord.

3.3 De meetopstelling.

In figuur 3.1 is de gebruikte meetopstelling weergegeven. In het middelpunt van de opstelling bevindt zich een cilindervormig perspex potje (diameter 10 cm, hoogte 8cm) waarin door middel van gas (druk p) een overdruk t.o.v. de buitenlucht (druk p_0) gecreëerd kan worden. Dit potje volstaat als eerste benadering voor een werkelijk hoofd. De hersendruk, die in vivo door de druk van de liquor en de visceuze hersenmassa veroorzaakt wordt, wordt nagebootst m.b.v. de gasdruk.

Bij de uitleg van de opstelling, die nu volgt, en ook in de rest van dit verslag zullen we steeds wanneer we spreken over druk de verschuldruk met de atmosferische druk bedoelen.

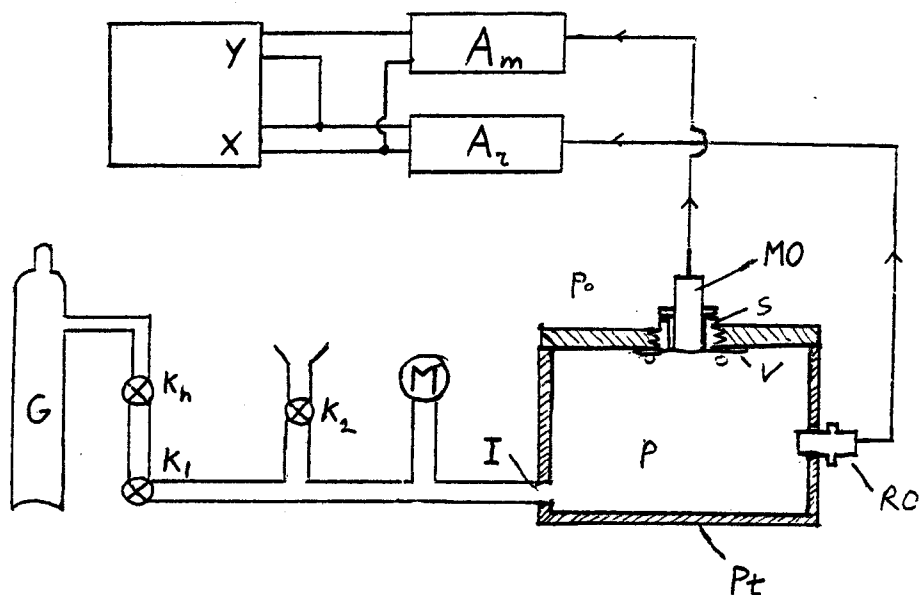


Fig. 3.1 De meetopstelling.

- | | |
|-------------------|---|
| Pt: | perspex potje met gas, druk t.o.v. de buitenlucht $p-p_0$. |
| I: | gasinlaat |
| K_h, K_1, K_2 : | kraantjes |
| M: | manometer |
| G: | gasvoorraad |
| MO, RO: | drukopnemers (epidurale type) |
| S: | schroef |
| V: | vlies |
| A_m, A_z : | versterkers |
| XY: | XY-schrijver. |

In het potje bevinden zich een drietal gaten. Het eerste gat (I) dient als in- en uitlaat voor het gas. In het tweede gat bevindt zich een drukopnemer (RO) waarmee direct de gasdruk in het potje gemeten wordt. Deze zullen we in het vervolg resp. referentie-opnemer (RO) en referentie-druk (p_r) noemen. In het deksel van het potje bevindt zich het derde gat. Rondom dit gat bevindt zich een voorziening (zie fig. 3.2) waarmee een stukje (hersen)vlies over het gat aangebracht kan worden. In het gat zelf wordt een holle schroef (S) gedraaid met behulp waarvan de tweede drukopnemer (MO) tegen het (hersen)vlies aangebracht kan worden. De situatie bij dit derde gat is dus de directe nabootsing van de situatie bij het boorgat in de schedel (bij in vivo metingen). We zullen deze tweede drukopnemer en de door deze opnemer via het vlies geregistreerde druk in het vervolg resp. de "meet-opnemer" (MO) en de "meet-druk" (p_m) noemen.

De signalen van de referentie- en de meetopnemer worden via de versterkers A_r en A_m naar een XY-schrijver gevoerd. Langs de X-as wordt het signaal van de referentie-opnemer (p_r), m.a.w. de reële (over)drukwaarde in het potje, uitgezet, langs de Y-as het verschil van de door de meet-opnemer gemeten druk p_m en de referentiedruk p_r .

Met behulp van de instelbare kraantjes K_1 en K_2 werd de druk in het potje in een bepaalde tijd tot een zekere waarde opgevoerd, enige tijd vastgehouden, en vervolgens weer teruggevoerd naar nul. Een voorbeeld van een dergelijke cyclus is gegeven in par. 3.7.

Met de manometer M tenslotte kon de absolute gasdrukwaarde worden afgelezen, dit ter ijking van de referentie-opnemer.

De inklemming van het vlies verdient nadere aandacht. Daartoe is het systeem schroef-opnemer-vlies in figuur 3.2 in detail weergegeven. Het vastzetten van het vlies geschiedt door tegen de binnenzijde van het deksel van het potje een ringvormige plaat (R) te schroeven zodat de tegenover elkaar liggende O-ringen (O) het vlies inklemmen.

Fig. 3.2 Het inklem-mechanisme van het vlies.

D: deksel van het potje

R: ringvormige plaat

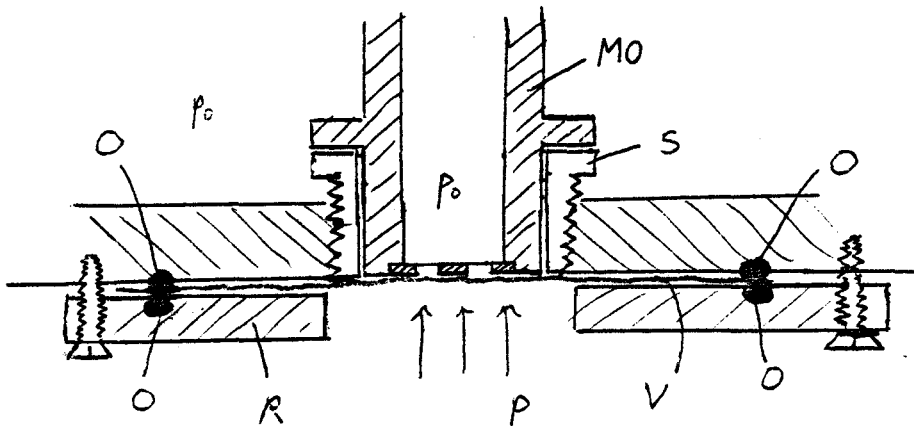
O: O-ringen

V: (hersens)vlies

S: holle schroef

MO: meetopnemer

$p - p_0$: gasdruk t.o.v. de buitenluchtdruk.



We kunnen in deze figuur ook zien hoe de afstand tussen de opnemer en het vlies gevarieerd kan worden, namelijk door de holle schroef (spoed 1 mm) dieper of minder diep in te draaien. De opnemer MO wordt met een borgring (niet aangegeven) in de schroef S vastgezet.

3.4 Het effectief oppervlak van de referentie-opnemer.

De belastingsituatie voor de referentie-opnemer is vergroot weergegeven in onderstaande figuur:

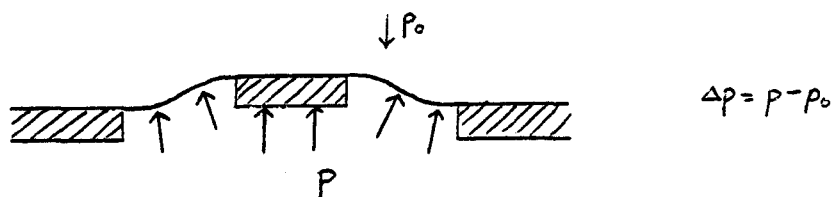


Fig. 3.3 Belastingssituatie referentie-opnemer.

We zien dat naast de kern ook het meetdiafragma met de te meten (verschil)druk belast wordt. Deze situatie verdient extra aandacht daar dit ook de situatie is waarin de opnemers geijkt worden, door vergelijking met de direct van de manometer afgelezen druk.

Met de theorie van par. 2.2 is te berekenen (zie appendix 2) dat het signaal van de opnemer in deze situatie even groot is als wanneer alleen de kern belast zou worden met een (verschil)druk ter grootte van $2.16(p - p_0)$. We zouden dit als een effectieve druk kunnen definiëren. Met het oog op het vervolg is het handiger het uitgangssignaal te betrekken op een situatie waarbij alleen de kern belast wordt, maar waarbij het schijnbaar belaste oppervlak, het effectief oppervlak, groter is dan het werkelijke oppervlak van de kern. Het effectief oppervlak bedraagt dus 2.16 maal het werkelijke oppervlak van de kern, de bijbehorende effectieve straal 1.47 maal de straal van de kern.

Deze waarde kan ook zonder de berekening van de appendix geschat worden:

De situatie van figuur 3.3 is opgebouwd te denken uit de volgende belastingssituaties (in lineaire theorie):

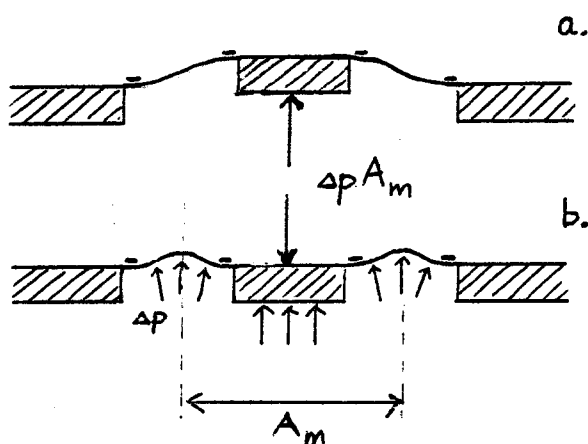


Fig. 3.4
Ontbinding van de belastingssituatie van fig. 3.3.

In figuur 3.4.b is de kern met een tegenkracht ondersteund, die juist zo groot is dat de kern niet uitwijkt. Deze kracht F heeft de waarde $F = \Delta p \cdot A_m$, waarbij A_m het oppervlak is dat begrensd wordt door het maximum van de doorbuiging van het meetdiafragma. Voor ons geval dat de verhouding van de buiten- tot de binnenstraal van het diafragma 2 bedraagt, ligt de straal van A_m bij kleine doorbuigingen ongeveer bij $1\frac{1}{2}a$ en zijn de spanningen op de vier rekstrookjes even groot. Dit laatste betekent dat de belasting van figuur b geen invloed heeft op het uitgangssignaal van de opnemer (zie formule (1.1)). Het uitgangssignaal in belastingssituatie fig. 3.3 is dus gelijk aan het signaal in situatie 3.4.a. Wanneer we aannemen dat bij een plaat evenals bij een membraan (zie volgende paragraaf) het maximum van de doorbuiging de grens van het effectief oppervlak aangeeft, volgt voor de effectieve straal een waarde van ongeveer $1\frac{1}{2}a$.

3.5 Het effectief oppervlak van de meet-opnemer.

De belastingssituatie van de opnemer die op het vlies is aangebracht is voor het geval dat het vlies een ideaal membraan is, zonder buigspanningen, zonder oneffenheden, weergegeven in de volgende figuur; we verwaarlozen de uitwijking van de kern t.o.v. de doorbuiging van het vlies.

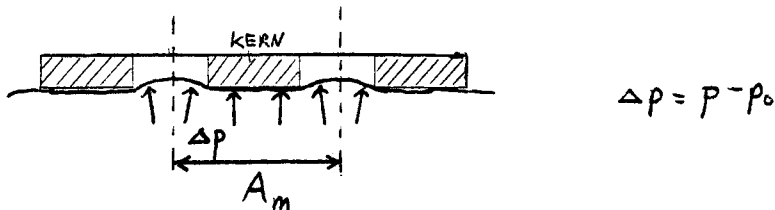


Fig. 3.5 Belastingssituatie van de meet-opnemer.

Het is eenvoudig in te zien dat voor de kracht F_k op de kern in dit geval geldt: $F_k = \Delta p \cdot A_m$, waarbij A_m het membraanoppervlak is, begrensd door de cirkel die aangeeft waar de doorbuiging maximaal is. A_m geeft in dit geval het gezochte effectief oppervlak. Theoretisch zijn voor ons geval van een rotatie-symmetrisch membraan

met een verhouding van buiten- en binnenstraal van 2, de volgende waarden voor de effectieve straal te berekenen:

$$R_{\text{eff}} = 1.47a \quad (a = R_{\text{kern}}), \text{ bij een strak voorgespannen membraan (zie appendix 2),}$$

$$R_{\text{eff}} = 1.49a \quad , \text{ bij een niet voorgespannen membraan (m.b.v. Goldberg \{14\}).}$$

3.6 Meting aan een ideaal, niet voorgespannen membraan.

In figuur 3.6 is het resultaat van twee drukmetingen via een dun, niet voorgespannen rubber vlies weergegeven. De dikte van het vlies was 20 μm terwijl de elasticiteitsmodulus 10^7 N/m^2 bedroeg (isotroop). Een dergelijk vlies heeft een te verwaarlozen buigstijfheid en gedraagt zich als een ideaal membraan.

In de figuur is p_r weer de overdruk t.o.v. de buitenlucht, direct gemeten door de referentie-opnemer. p_m is de door de tweede drukopnemer gemeten overdruk, waarbij zich tussen de opnemer en het gas het vlies bevindt.

Uit de voorgaande paragrafen 3.3 en 3.4 volgt dat theoretisch de drukken p_r en p_m niet gelijk zullen zijn. Wel zullen zij in een vaste verhouding tot elkaar staan, gegeven door de verhouding van hun effectieve oppervlakken:

$$\frac{p_m}{p_r} = \frac{A_{\text{eff}}^m}{A_{\text{eff}}^r} \quad (3.1)$$

Hieruit volgt dat in figuur 3.6 theoretisch een rechte verwacht wordt met als richtingscoëfficiënt

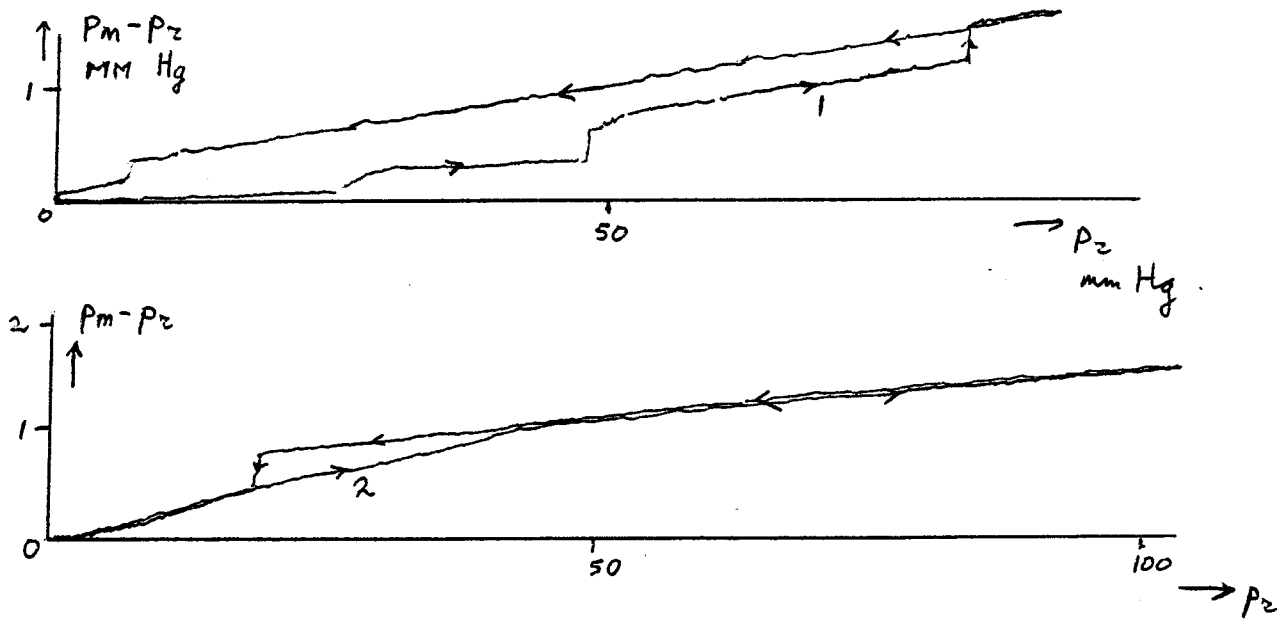
$$\text{r.c.} = \frac{p_m - p_r}{p_r} = \frac{A_{\text{eff}}^m}{A_{\text{eff}}^r} - 1 \quad (3.2)$$

Met de waarden van par. 3.3 en 3.4 (voor een ongespannen membraan) vinden we: $r.c. = 0.014$.

We zien in figuur 3.6 dat in de praktijk de waarde van de richtingscoëfficiënt niet exact constant is. Dit schrijven we toe aan herschikken van het vlies. De waarde van de r.c. ligt toch steeds rond 0.015, in overeenstemming met de theoretische waarde.

Fig. 3.6 Twee drukmetingen via een dun, spanningsloos rubber vlies.

Let op: De "gevoeligheid" langs de Y-as is 10x die langs de X-as.



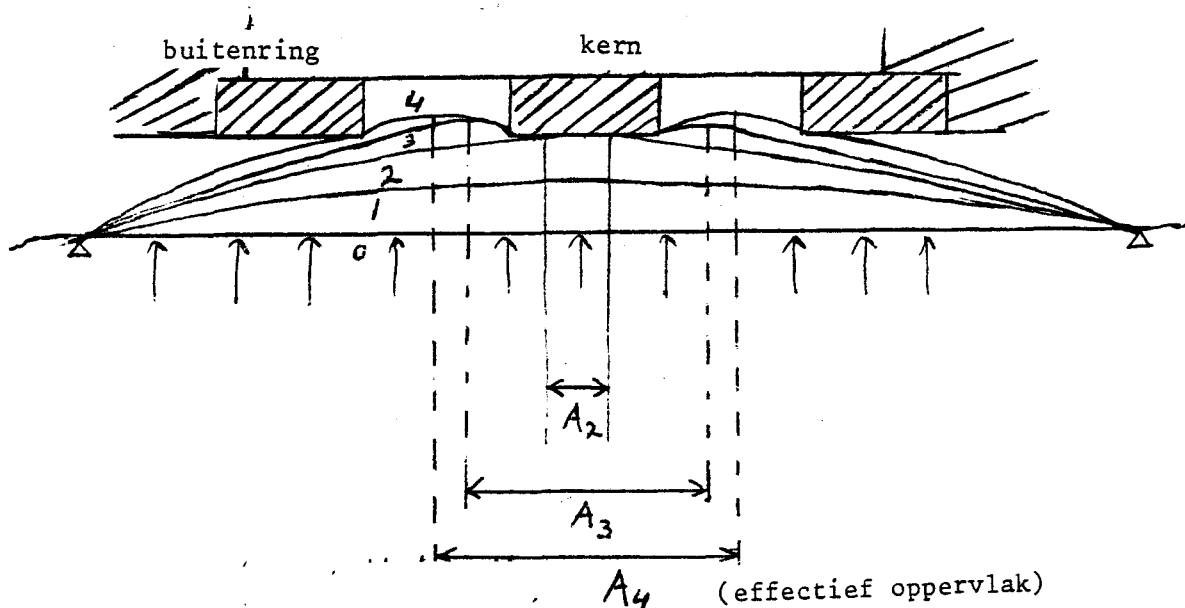
3.7 De invloed van de afstand tussen drukopnemer en membraan op de gemeten druk.

Bij drukmetingen in vivo is het nooit helemaal zeker of de drukopnemer werkelijk goed tegen de dura aangebracht is. Daarom zijn in vitro een aantal drukmetingen uitgevoerd waarbij de opnemer met opzet op enige afstand van het vlies werd vastgezet. In deze paragraaf bekijken we de resultaten van deze metingen voor membranen, zoals het in par. 3.5 beschreven rubber vliesje en het hersenvlies van een koe. Het hersenvlies van dit dier is bijzonder dun (enige honderdsten van millimeters) en bezit in de natuurlijke, vochtige staat een te verwaarlozen buigstijfheid.

Alvorens de resultaten van de metingen te presenteren, geven we eerst een korte theoretische beschouwing over het contact opnemer- vlies.

In fig. 3.7 is weergegeven hoe we ons het verloop van het contact tussen vlies en opnemer bij toenemende (verschil)druk kunnen voorstellen, uitgaande van een aanvankelijke afstand tussen vlies en opnemer bij druk nul.

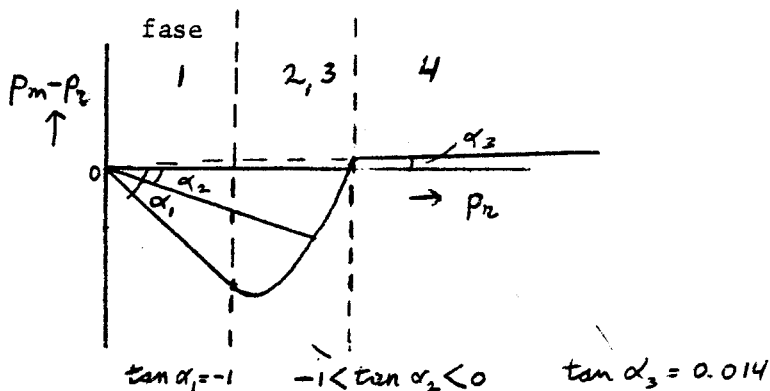
Fig. 3.7 Het verloop van de contactsituatie opnemer-vlies bij toenemende druk. De achtereenvolgende standen van het vlies bij toenemende druk zijn oplopend genummerd.



We zien dat het effectief oppervlak geleidelijk toeneemt van de waarde nul in stand 0 en fase 1 tot de maximale waarde A_4 in fase 4. Alleen in deze fase is het effectief oppervlak ongeveer gelijk aan het effectief oppervlak waarnaar de opnemer geijkt is (par. 3.4), zodat alleen in deze fase correcte drukmeting plaatsvindt.

Zetten we weer in een grafiek het verschil $p_m - p_r$ uit tegen p_r dan geven stand 0 en fase 1 aanleiding tot een rechte door (0,0) met richtingscoëfficiënt -1. In fase 2 en 3 wordt het effectief oppervlak geleidelijk groter en de rechte die te trekken is door de oorsprong en een punt van de kromme in deze fasen, heeft een richtingscoëfficiënt die oploopt van -1 naar 0 bij toenemende druk. In de eindfase, fase 4, blijft de r.c. constant, en wel gelijk aan de in par. 3.6 gevonden waarde 0.014.

Fig. 3.8 Verwacht drukverloop bij een beginafstand tussen opnemer en vlies.



Een exacte theoretische berekening van het te verwachten verloop is niet uitgevoerd; wel zijn een aantal metingen verricht:

In de figuren 3.9 en 3.10 is voor een aantal waarden van de afstand opnemer-vlies het meetverloop weergegeven, resp. voor het rubber vlies en voor het koe-hersenvlies. Het hersenvlies was enige weken in diepgevroren toestand bewaard, maar was na ontdooien niet zichtbaar verschillend van vers koe-hersenvlies.

Om het optreden van voorspanningen in het vlies bij het inklemmen met de 0-ringen (fig. 3.2) te voorkomen, werd het vlies met opzet niet te strak aangebracht.

Fig. 3.9 Drukverloop bij verschillende afstanden tussen opnemer en rubber vlies. Van boven naar beneden, afstand resp. 0, +1, +2, +2.5, +2 (herhaling) en -0.5 mm.

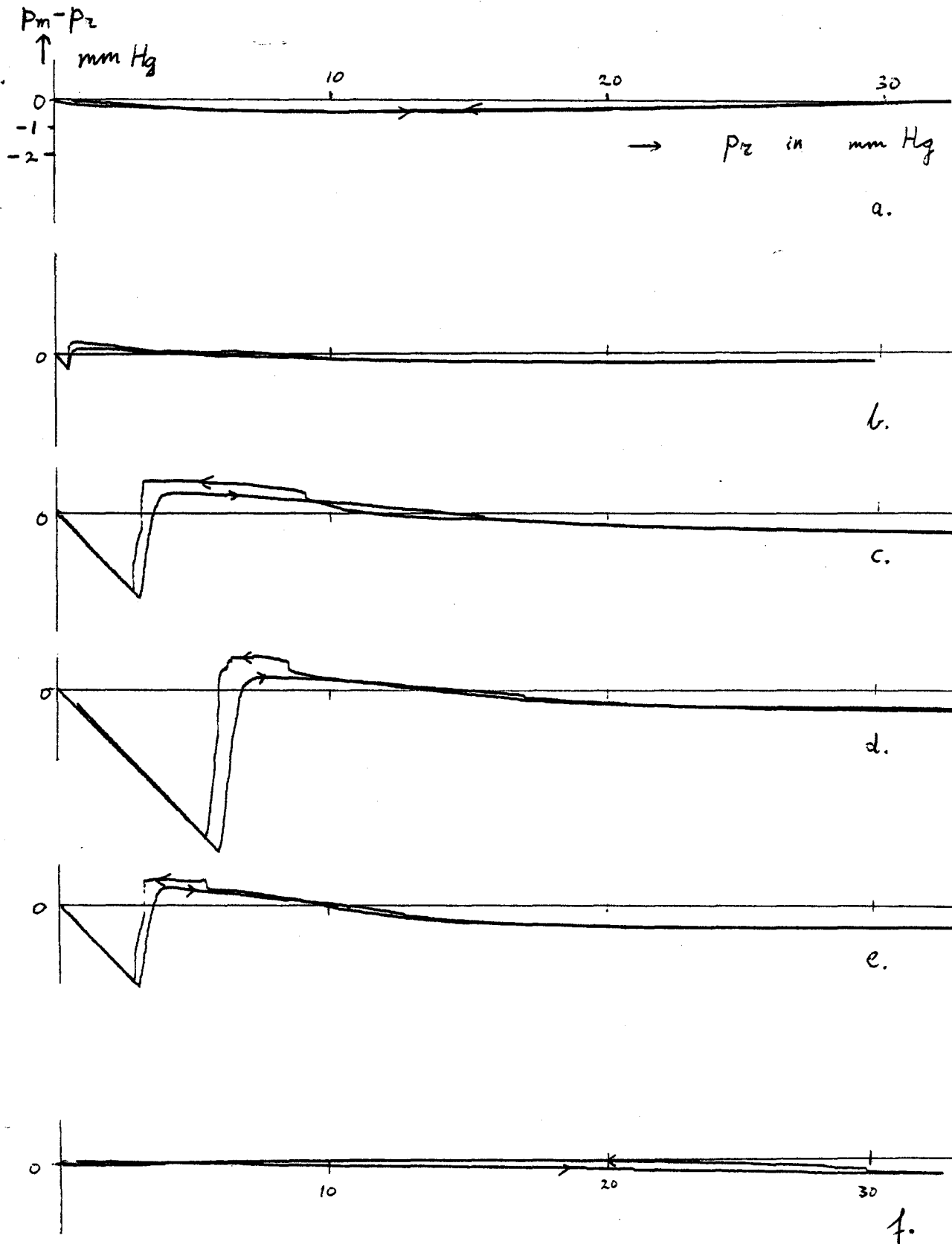
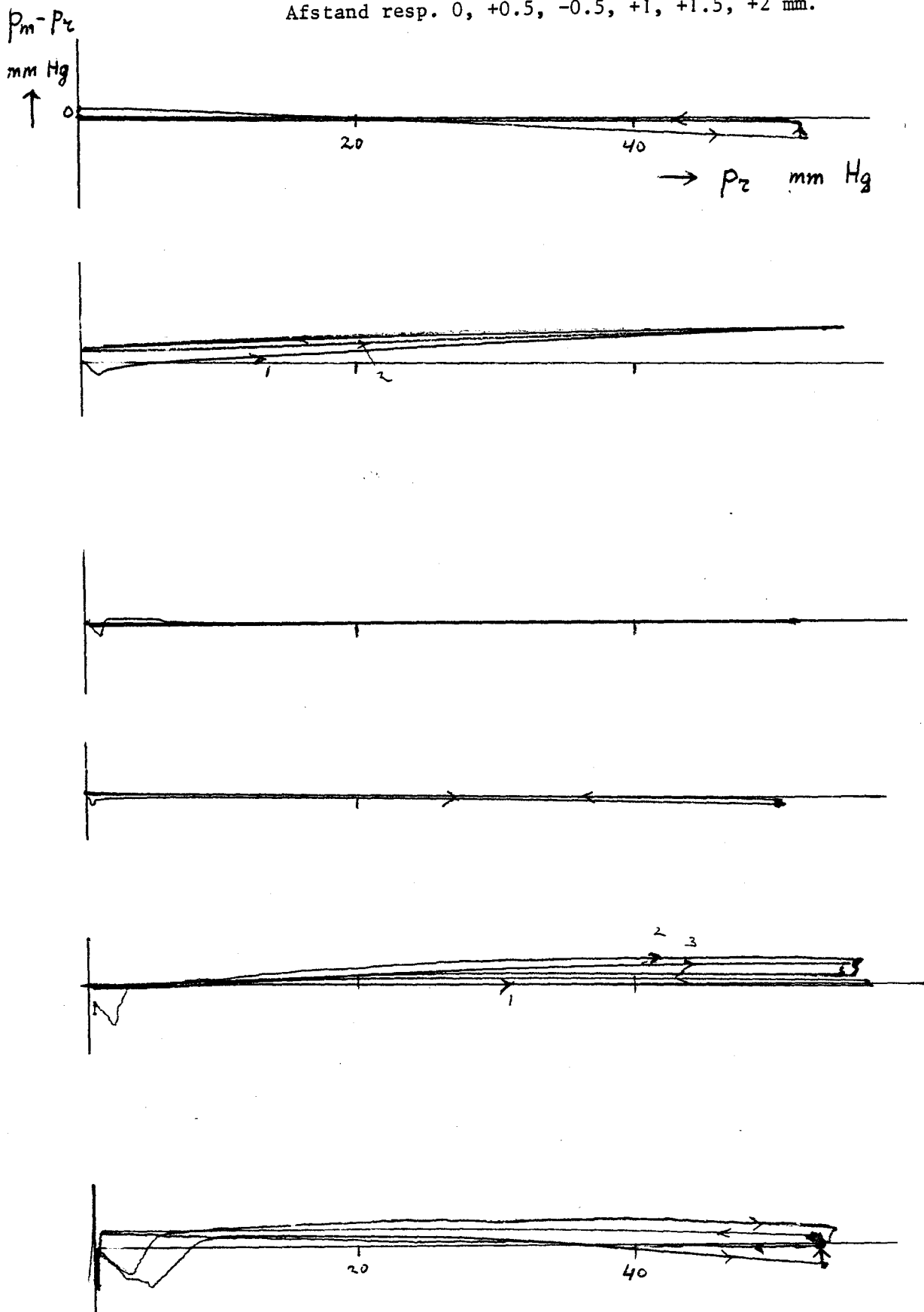


Fig. 3.10.a tm f Drukverloop bij verschillende afstanden tussen opnemer en vlies (koe-hersenvlies).

Afstand resp. 0, +0.5, -0.5, +1, +1.5, +2 mm.



Bij de beschouwing van de figuren 3.9 en 3.10 merken we allereerst op dat de resultaten bij het koe-hersenvlies vergelijkbaar zijn met die bij het rubber vlies. De vooronderstelling dat koe-hersenvlies zich als een membraan gedraagt, wordt hiermee ondersteund.

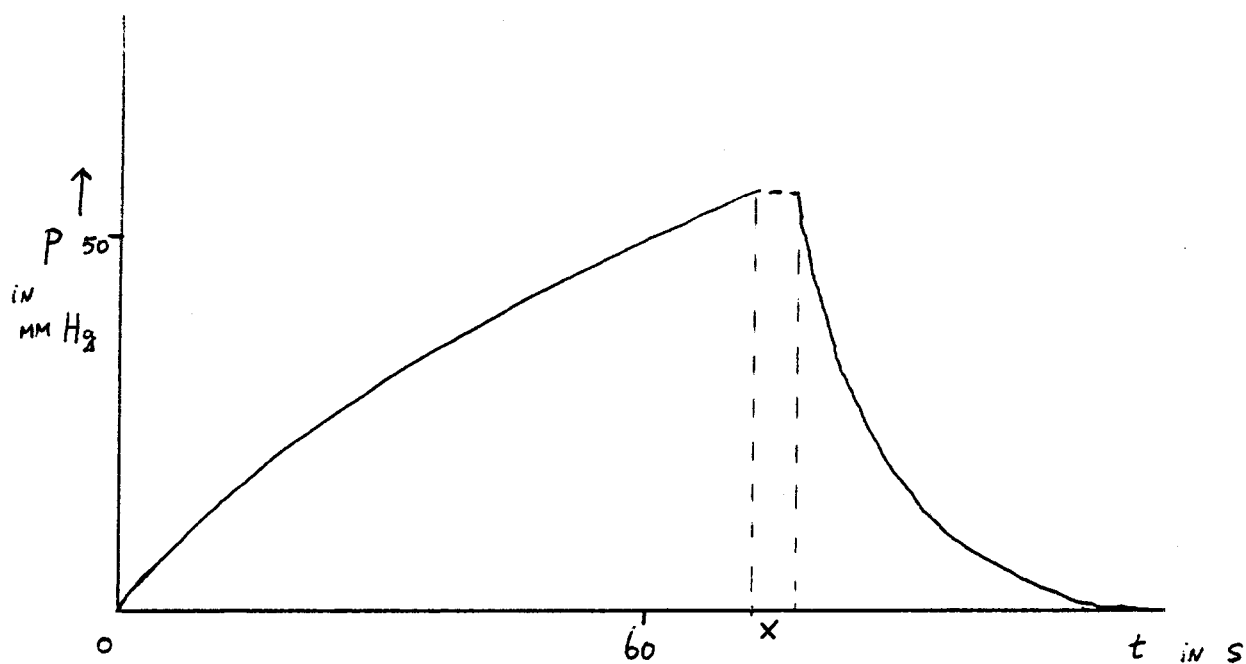
Daarnaast kunnen we nog de volgende bijzonderheden opmerken:

- Fase 1 komt steeds duidelijk tot uiting als een lijnstuk met richtingscoëfficiënt -1 . De lengte van dit lijnstuk, m.a.w. het drukinterval van fase 1, neemt toe naarmate de beginafstand opnemer-vlies groter is (zoals te verwachten is).
- De overgang van het begin van fase 2 naar het begin van fase 4 verloopt binnen een zeer klein drukinterval. De verklaring hiervoor is dat de benodigde extra-rek klein is t.o.v. de rek die nodig was om van de beginstand 0 te komen tot contact tussen vlies en opnemer (begin fase 2). Tevens blijkt vooral uit figuur 3.10.f ($h=+2$ mm) dat bij het koe-hersenvlies het drukinterval tussen het begin van fase 2 en het begin van fase 4 groter is dan bij het rubber vlies, hetgeen duidt op een elasticiteitsmodulus welke groter is dan die van het rubber vlies.
- Tenslotte kunnen we in figuur 3.10 (vooral f) typische verschijnselen van een biologisch vlies, zoals hysteresis en kruip waarnemen. Dankzij de kruip verdwijnt een aanvankelijk verschil tussen p_m en p_r bij het enige tijd constant op een hoge waarde (50 mm Hg) vasthouden van p_r . Dit is vooral duidelijk in de figuren 3.10.a, e en f.

Opmerking:

Speciaal bij biologische vliezen is het omwille van de reproduceerbaarheid van belang dat steeds dezelfde drukcyclus in de tijd doorlopen wordt. De cyclus die bij vrijwel alle metingen doorlopen werd, ook die van hoofdstuk 4, is weergegeven in de volgende figuur:

Fig. 3.11 Verloop van de gasdruk p in het potje als functie van de tijd. Bij "x" werd de druk voor onbepaalde tijd (minuten) vastgehouden met het oog op relaxaties in het vlies.

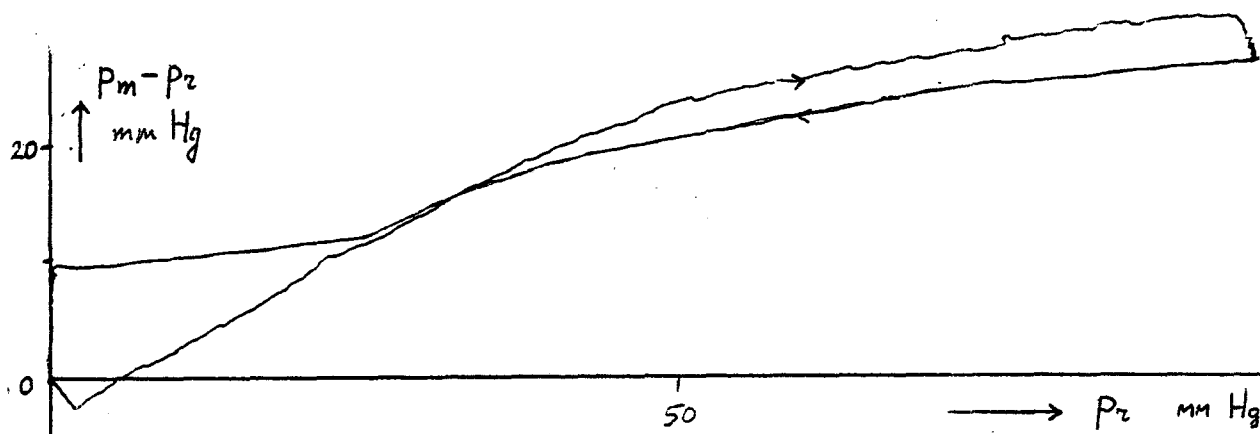


3.8 Oneffenheid tussen vlies en opnemer.

Een tweede mogelijke stoorfactor bij werkelijke hersendrukmetingen is de aanwezigheid van oneffenheden in de dura, zoals bloedvaatjes en collageen verhardingen.

Vooruitlopend op de resultaten van de metingen met menselijke dura is in figuur 3.12 het drukverloop weergegeven voor een stukje geprepareerde menselijke dura waarbij het stukje zo was aangebracht dat een adertje juist op de kern van de opnemer drukte. We zien dat in dit geval een veel te hoge drukwaarde geregistreerd wordt.

Fig. 3.12 Verloop van het verschil tussen de "meet-druk" p_m en de referentiedruk p_r als functie van p_r , wanneer zich tussen opnemer en dura een onregelmatigheid bevindt.



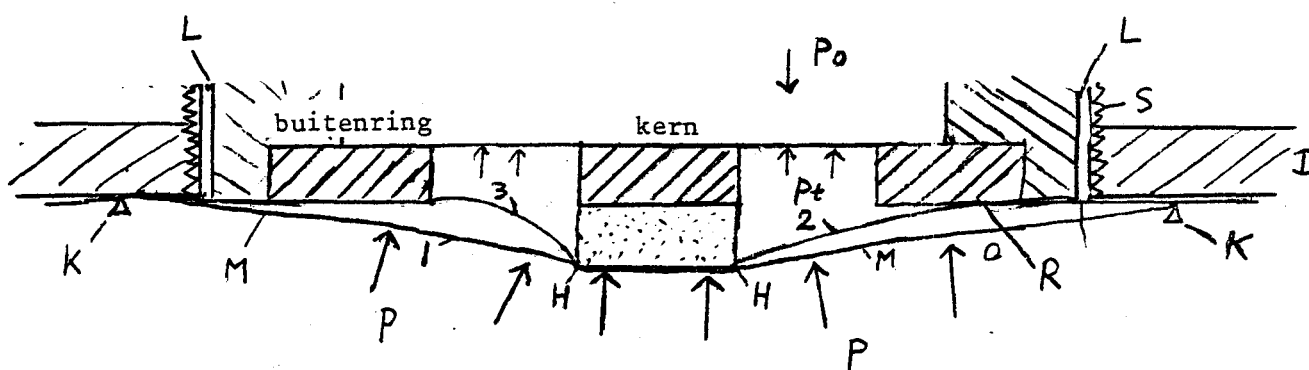
Om het effect van een oneffenheid nader te kunnen bestuderen is de bovenbeschreven situatie in een vereenvoudigde vorm nabootst:

Een oneffenheid van bekende afmetingen werd op de kern aangebracht, te weten een schijfje hard plastic met hetzelfde oppervlak als de kern (ϕ 1 mm) en met een hoogte van 0.5 mm. De opnemer met de op deze wijze verhoogde kern werd vervolgens aangebracht op de in par. 3.7 genoemde membranen, het rubber vlies en het koe-hersenvlies. Er werd bij dit experiment afgezien van het gebruik van menselijke dura daar hierbij ook andere effecten (zie hoofdstuk 4) een rol zouden kunnen spelen.

Voor het verloop van het contact tussen opnemer en membraan bij toenemende druk kunnen we een beschouwing opzetten analoog aan die in par. 3.7:

De achtereenvolgende fases bij toenemende druk zijn om beurten links en rechts weergegeven in onderstaande figuur:

Fig. 3.13 Ontwikkeling van de contactsituatie tussen membraan en opnemer bij toenemende druk, als zich op de kern een verhoging bevindt.



- | | |
|----------------------------|---|
| L: Ontluchttingsgangetjes, | S: schroef, |
| H: rand van de verhoging, | D: deksel van potje, |
| K: inklemring, | p _t : druk in de ruimte tussen
membraan en diafragma. |
| R: cirkel van raakpunten, | |
| M: membraan, | |

Er zijn enige belangrijke verschillen met de situatie van fig. 3.7:

1. Het effectief oppervlak neemt af bij toenemende druk p.
2. In de beginstand 0 is het vlies opgespannen t.g.v. de verhoging zodat de opnemer een voorspanning waarneemt.
3. Bij een bepaalde drukwaarde in fase 2 zal de "raakcirkel" R zo ver naar binnen gelopen zijn dat de ontluchttingsgangetjes L door het vlies overdekt worden. In de ruimte tussen vlies en meetdiafragma zal de druk niet langer de waarde van de buitenluchtdruk p₀ houden, maar een eigen waarde p_t aannemen, groter dan p₀ en kleiner dan p. Deze tegendruk p_t zal het verder naar binnen lopen van de cirkel van raakpunten R bij toenemende druk belemmeren.

Het is zelfs de vraag of fase 3 wel bereikt zal worden.

Een theoretische berekening van de straal van de raakcirkel als functie van de verschildruk $p - p_0$ is weliswaar interessant maar bijzonder ingewikkeld, nog afgezien van de complicatie die optreedt t.g.v. het laatstgenoemde effect (3.). Om het verband tussen de straal van de raakcirkel en de verschildruk te kunnen vinden zou weer het stelsel (2.2) (in de membraanvorm zonder buigstijfheid) opgelost moeten worden. Een van de bijbehorende randvoorwaarden is dat de afgeleide van de doorbuigingsfunctie w nul is op de raakcirkel (voorwaarde voor raken). Met deze randvoorwaarde lijkt analytisch oplossen van het stelsel in de vorm (2.2) of (2.6) onmogelijk; bijvoorbeeld: integreer (2.2.a), met $D=0$, één maal. Substitueer dan de proeffunctie $w = (r^2 - 1)^n$ die aan de bovengenoemde randvoorwaarde voldoet. De enige waarde voor n waarmee de proeffunctie ook aan (2.2.b) voldoet is $-1/3$. Een negatieve waarde voor n is echter weer in strijd met de randvoorwaarde $w'=0$ op de raakcirkel ($r=1$).

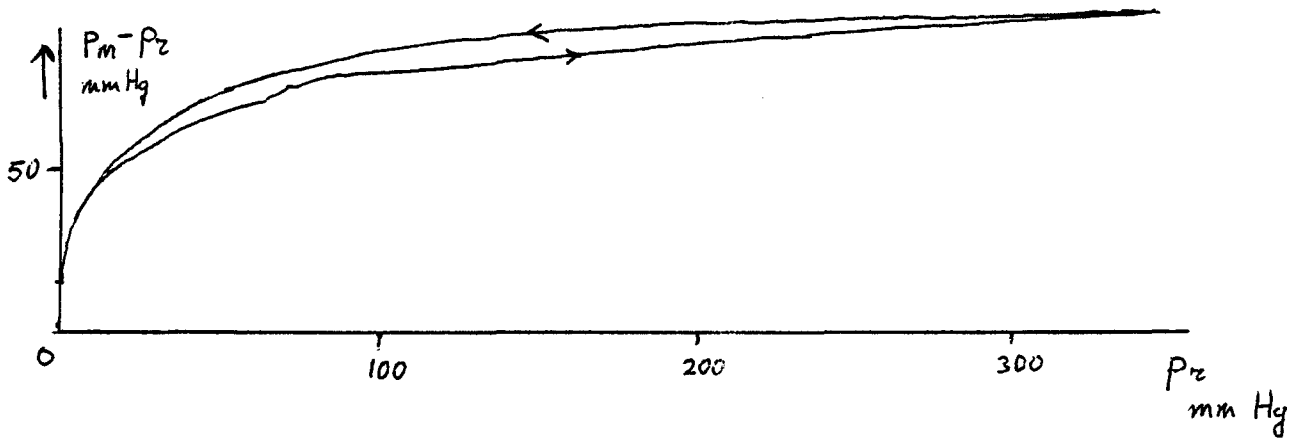
De vergelijkingen zouden dan ook in een andere, specifiek op dit probleem gerichte vorm opnieuw afgeleid moeten worden.

Wij kunnen daarom theoretisch niets meer zeggen dan dat door het grote effectief oppervlak aanvankelijk een relatief grote fout $p_m - p_r$ in de drukmeting optreedt, die afneemt naarmate de druk p toeneemt. Ergens in fase 2 of 3 zal de tussendruk p_t de waarde p gaan benaderen, zodat de opnemer nu over een even groot effectief oppervlak belast wordt als in de ijksituatie figuur 3.3. Wel ondervindt de opnemer via de kern nog een extra kracht ten gevolge van het opgespannen membraan HK. In de limiet $p_t \uparrow p$ blijft de straal van de raakcirkel constant en wordt het membraan niet verder opgerekt zodat de extra kracht constant wordt.

In figuur 3.14 is het resultaat voor een meting met het rubber vlies en een verhoging van 0.5 mm op de kern weergegeven.

Inderdaad wordt een afnemend verschil tussen p_m en p_r geregistreerd, dat naar een constante limietwaarde loopt voor grote p_r .

Fig. 3.14 Verschil tussen p_m en p_r als functie van p_r bij verhoging van de kern met 0.5 mm en rubber vlies over de opnemer.



In figuur 3.15 is het resultaat van hetzelfde experiment gegeven, maar nu met het hersenvlies van een koe.

Hierbij werd een aantal malen hetzelfde druktraject doorlopen en werd steeds de druk enige tijd op een hoge waarde gehandhaafd zodat de typische kenmerken voor een biologisch vlies, zoals hysteresis en "relaxatie" t.g.v. kruip bestudeerd konden worden. Allereerst maken we echter een vergelijking met de resultaten voor het rubber vlies.

We zien in figuur 3.15 dat de beginhelling kleiner is dan bij het rubbervlies. Dit betekent dat met een kleiner effectief oppervlak wordt begonnen hetgeen er op wijst dat het koe-hersenvlies bij druk nul al in een contact met de opnemer verkeert dat pas bij fase 2 (zie fig. 3.13) behoort. Dit schrijven wij toe aan het tegen de opnemer aankleven van het (vochtige) hersenvlies.

Voorts is de kromming van het verloop veel kleiner dan bij het rubber vlies, wat betekent dat het effectief oppervlak nauwelijks afneemt bij toenemende druk. Dit duidt weer op een elasticiteitsmodulus veel groter dan die van rubber,

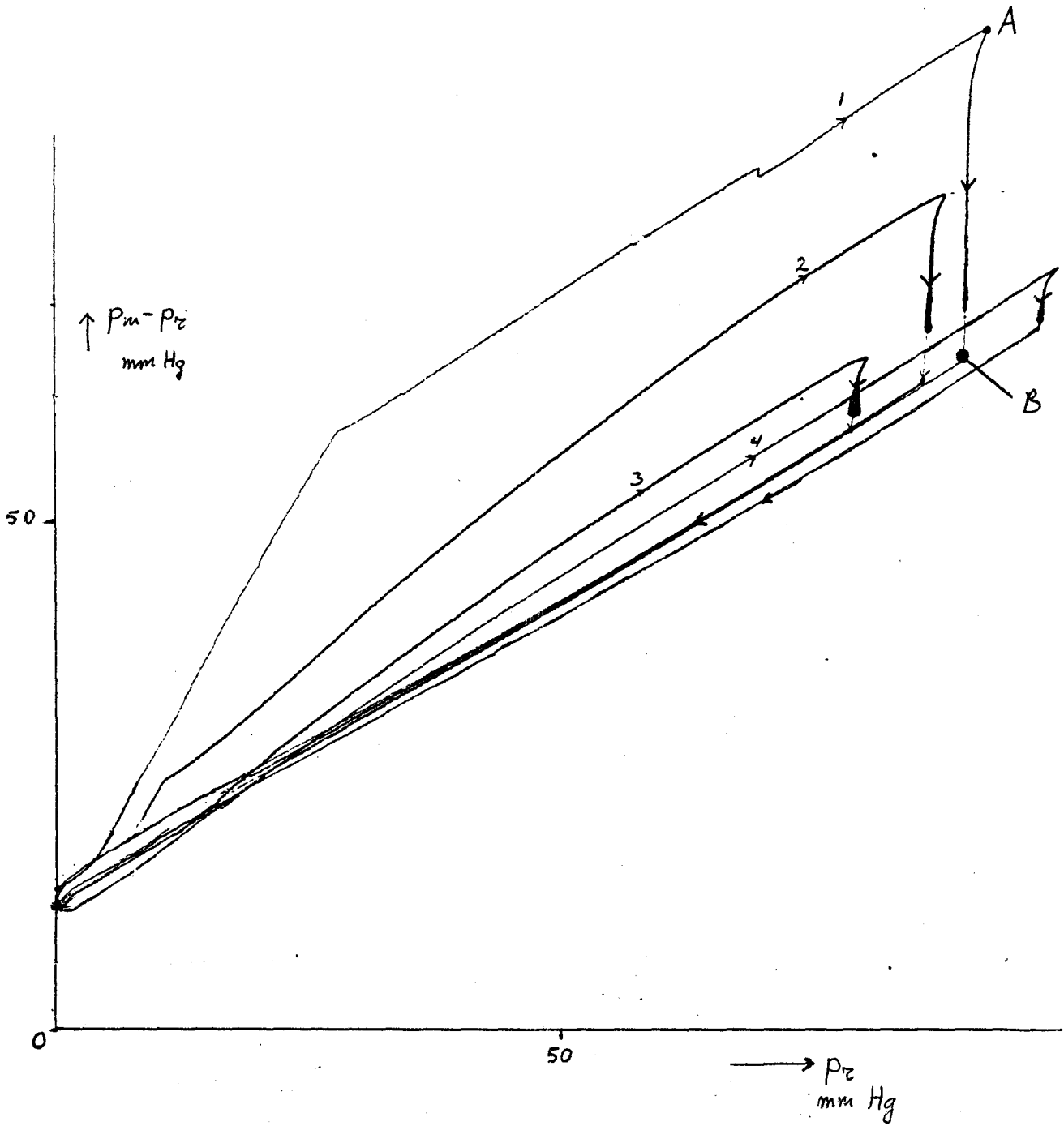


Fig. 3.15 Koe-hersenvlies; kern van de opnemer is verhoogd met 0.5 mm.

Interessant zijn ook de biologische fenomenen.

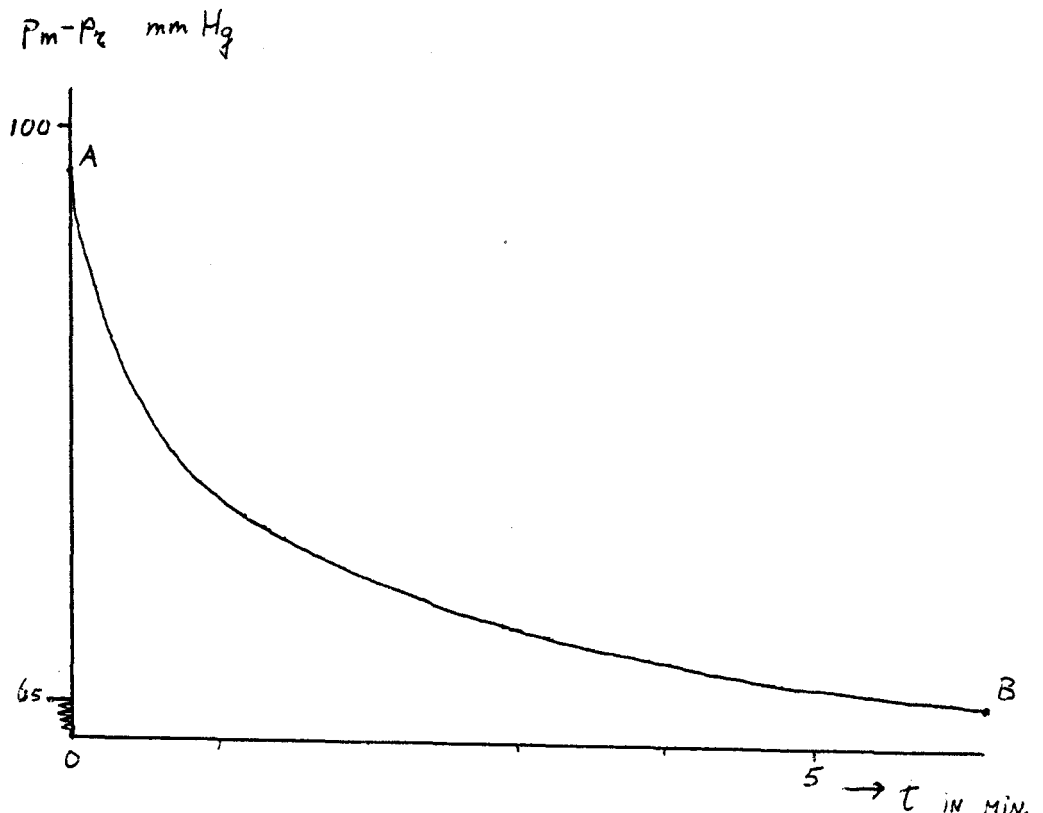
In figuur 3.16 is het verloop in de tijd weergegeven van het relaxatie-verschijnsel dat behoort bij het voor de eerste maal langdurig (minuten) onder druk houden van het vlies (in fig. 3.15 het lijnstuk AB).

We zien uit figuur 3.15 en 3.16 dat van het oorspronkelijke verschil tussen p_m en p_r van ongeveer 80 mm Hg maar liefst 30 mm Hg verdwijnt in ongeveer 6 minuten. Dit is toe te schrijven aan het kleiner worden van het effectief oppervlak t.g.v. de kruip van het onder spanning staande vlies.

Bij elk van de volgende malen (2,3,4) dat hetzelfde druktraject doorlopen werd nam de grootte van dit relaxatie-verschijnsel af. Hiermee samenhangend werd ook het oppervlak van de hystereselus kleiner en werd het vlies gepreconditioneerd, d.w.z. het opgetekende verloop begon na een aantal malen doorlopen van hetzelfde druktraject te reproducieren.

We merken nog op dat het vlies tussen de cycli door bij $p=0$ geen tijd tot relaxatie gegeven werd. Zou dit wel gebeuren, dan zou de aanpassing van het vlies aan de opnemer (+verhoging) steeds weer verdwijnen en telkens weer verloop 1 opgetekend worden.

Fig. 3.16 Koe-hersenvlies; relaxatie bij $p_r = 90$ mm Hg.



IV METINGEN MET MENSELIJKE DURA;

THEORETISCHE BESCHOUWING OVER HET EFFECT VAN DE BUIGSTIJF-
HEID VAN DE DURA.

4.1 Inleiding.

In het voorgaande hoofdstuk hebben we voor vliezen die als een membraan te beschouwen zijn de invloed van twee belangrijke stoorfactoren bekeken, namelijk een beginafstand of een oneffenheid tussen drukopnemer en vlies.

Het buitenste hersenvlies van de mens, de dura, voldoet bij nadere beschouwing echter geenszins aan de eigenschappen van een membraan:

Ten eerste heeft de dura een dikte van 0.5 à 1 mm (van patiënt tot patiënt, en van plaats tot plaats verschillend). Deze dikte is relatief groot t.o.v. de doorsnede van het gevoelige deel van de opnemer (2 mm). Mede als gevolg van deze grote dikte vertoonden de geprepareerde stukjes dura waarover we de beschikking hadden een duidelijk met de hand voelbare weerstand tegen buiging (vergelijkbaar met de weerstand van een rubber lapje van dezelfde dikte). In hoeverre het prepareren de buigstijfheid heeft beïnvloed, is niet bekend.

Een tweede belangrijke afwijking t.o.v. een membraan is dat sommige stukjes dura in de natuurlijke, spanningsloze staat een gebogen vorm hebben.

Dit hoofdstuk is dan ook gewijd aan de veronderstelling dat buigspanningen in de dura de drukmeting kunnen verstoren en dan speciaal in het geval dat de opnemer niet exact tegen de bovenzijde van de dura is geplaatst, m.a.w. te hoog of te diep is ingebracht. Een theoretische behandeling wordt gegeven in par. 4.2, de experimentele resultaten worden besproken in par. 4.3. Het geval dat tevens een oneffenheid op de dura aanwezig is laten we verder rusten, daar dan twee stooreffecten tegelijkertijd optreden, waarvan de invloeden niet te scheiden zijn.

Een voorbeeld van het drukverloop bij deze situatie is al gegeven in fig. 3.12, ter inleiding van het geval van een membraan en een oneffenheid.

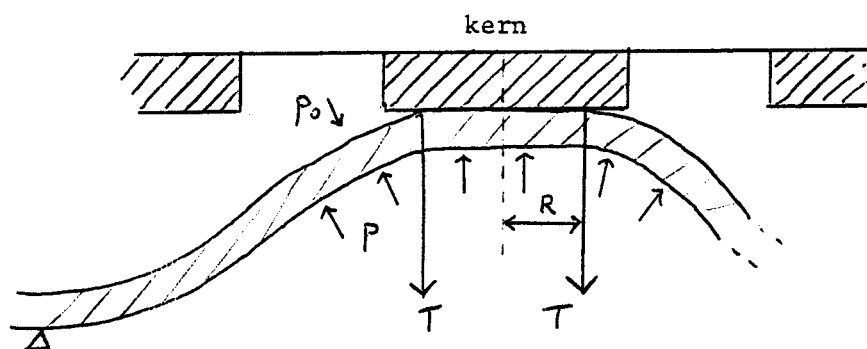
4.2 De "afplattung" van een gebogen plaat.

In deze paragraaf wordt theoretisch nagegaan hoe de drukmeting verstoord wordt wanneer het vlies niet een te verwaarlozen buigstijfheid heeft en de drukopnemer zich op enige afstand boven het vlies bevindt bij (verschil)druk nul (vgl. par. 3.7).

Beschouw figuur 4.1; onder invloed van de te meten druk $p-p_0$ wordt het vlies naar de opnemer toegebogen. Treedt er contact op, dan moet over het contact-oppervlak het doorgebogen vlies weer afgeplat worden. Hiervoor zijn tegenkrachten (T) benodigd die door de kern van de opnemer als extra belasting ondervonden worden.

Fig. 4.1 Het vlies wordt door de te meten druk tegen de opnemer aangebogen.

R is de straal van het contactoppervlak.



De grootte van het contactoppervlak en de bijbehorende tegenkracht T zijn voor het geval van een relatief dunne plaat en relatief kleine doorbuigingen te berekenen, uitgaande van formule (2.5). We gaan deze berekening nu uitvoeren, maar omdat we in de praktijk te maken hebben met een relatief dik vlies en relatief grote doorbuigingen, zullen de uiteindelijke resultaten niet meer dan een grove benadering voor de werkelijke situatie opleveren.

Een derde vereenvoudiging die het gebruik van formule (2.5) met zich mee brengt, is dat uitgegaan wordt van een onsamendrukbare plaat. In werkelijkheid echter zijn de "platen" waarmee gewerkt wordt van veerkrachtig, indrukbaar materiaal zoals rubber of dura-substantie (elastin, collageen).

We beginnen onze berekening met af te leiden hoe de tegenkrachten T over de kern verdeeld zijn.

De doorbuiging van een uniform belaste rotatie-symmetrische plaat wordt beschreven door vgl.(2.5):

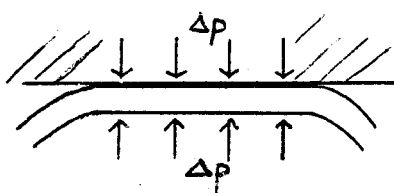
$$\nabla_r^4 w(r) = \frac{q}{D} \quad (4.1)$$

Hierin is $w(r)$: de doorbuiging als functie van de radiële coördinaat r ,

q : de belasting per oppervlakte-eenheid, $q = \Delta p = p - p_0$
 D : de buigstijfheid.

Voor het niet gekromde contactoppervlak $r < R$ geldt $\nabla_r^2 w = 0$. Hieruit volgt dat voor $r < R$ de belasting per oppervlakte-eenheid van het vlies gelijk aan nul is, zodat voor $r < R$ het krachten-evenwicht noodzakelijkerwijs de volgende vorm heeft:

Fig. 4.2 Krachten-evenwicht voor het gebied $r < R$.



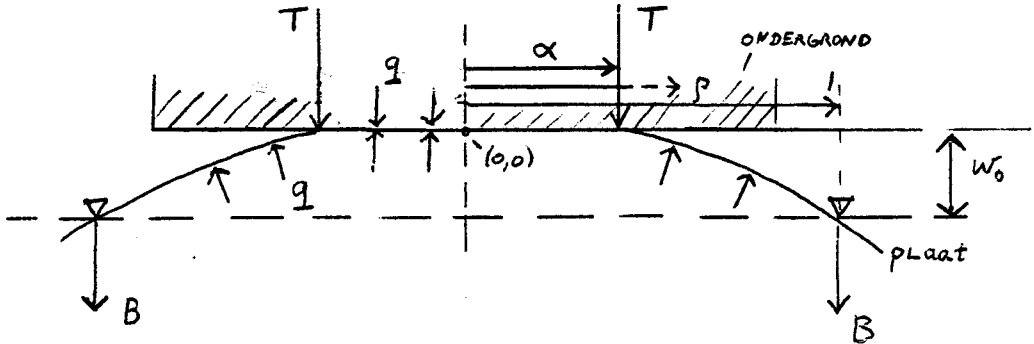
Hieruit volgt dat de tegenkrachten T alleen maar kunnen aangrijpen juist aan de rand van het contact-oppervlak, op de ring $r = R$.

We kunnen ons probleem nu als volgt beschrijven (m.b.v. de dimensioneloze radiële coördinaat ρ , $\rho = r/R$), zie fig. 4.3:

Een cirkelvormige plaat, straal l , buigstijfheid l , wordt belast met een kracht q per oppervlakte-eenheid loodrecht op het oorspronkelijke oppervlak. De plaat kan maximaal de afstand w_0 doorbuigen en komt dan in contact met een starre ondergrond. Voor q voldoende groot zal de contactzone het binnengebied van een cirkel met (dimensioneloze) straal α zijn. Over de omtrek van de cirkel grijpt de "terugstel"-kracht aan, dichtheid T per omtrek-eenheid. Aan de buitenrand ($\rho=1$) ondervindt de plaat een dragende kracht,

B per omtrek-eenheid.

Fig. 4.3 Krachten-evenwicht voor de gehele plaat.



De doorbuiging van de plaat wordt beschreven door:

$$\Delta \Delta w = -q \quad \alpha < \rho < 1 \quad (4.2.a)$$

$$= 0 \quad 0 \leq \rho < \alpha \quad b)$$

$$\Delta = \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d}{d\rho} \right)$$

(Min-teken in (4.2.a) omdat de lijn $w = 0$ op de ondergrond is gekozen.)

Voor $\rho < \alpha$ zijn w en al zijn afgeleiden w' , w'' , gelijk aan nul en eveneens het buigend moment per eenheid van omtrek, gegeven door

$$M(\rho) = w''(\rho) + \frac{\nu}{\rho} w'(\rho) \quad (4.3)$$

$$' = \frac{d}{d\rho}$$

met ν de dwarscontractieverhouding.

Continuïteit van w , w' en het buigend moment M op $\rho = \alpha$ levert ons drie van de vier benodigde randvoorwaarden voor de oplossing van (4.2.a):

$$w(\alpha) = 0 \quad (4.2.c)$$

$$w'(\alpha) = 0 \quad d)$$

$$w''(\alpha) = 0 \quad e)$$

De vierde volgt m.b.v. de dwarskracht per omtrekseenheid Q , waarvoor in Timoshenko {9} (blz. 53) is afgeleid:

$$\dot{Q} = -\frac{d}{d\rho} (\Delta w) \quad (4.4)$$

Wij hebben Q voor $\rho = 1$ al gelijk aan B gesteld, zodat bij één maal integreren van (4.2.a) de randvoorwaarde

$$\frac{d}{d\rho} (\Delta w(1)) = -B \quad (4.2.f)$$

behoort.

Voor de totale contact-kracht K_0 geldt:

$$K_0 = \pi q \alpha^2 + 2\pi \alpha \cdot T \quad (4.5)$$

terwijl uit evenwicht voor de gehele plaat volgt

$$2\pi \alpha \cdot T + \pi \alpha^2 q - \pi q \cdot 1 + 2\pi B \cdot 1 = 0 \quad (4.6)$$

zodat:
$$K_0 = 2\pi \left(\frac{1}{2} q - B \right) \quad (4.7)$$

We zien dat in de uitdrukking voor K_0 nu niet meer de tegenkracht P maar in plaats daarvan de kracht B voorkomt. We gaan nu een verband tussen B en q , als functie van de vrij te kiezen parameter α opstellen, door stap voor stap het stelsel (4.2) te integreren en elke integratie-constante onmiddellijk te bepalen m.b.v. één van de randvoorwaarden. De integratie-constanten zullen op deze manier steeds uitgedrukt worden in B en q . Het verband tussen B en q wordt tenslotte geleverd door de randvoorwaarde aan de buitenrand ($\rho=1$).

In het geval van inklemming geldt: $w'(1) = 0$.

In het geval van oplegging, waartoe wij ons nu zullen bepalen, geldt:

Voor de eerste maal integreren van (4.2.a) geeft:

$$\rho \frac{d}{d\rho} (\Delta w) = -\frac{1}{2} q \rho^2 + i \quad (4.9)$$

De integratie-constante i volgt met de randvoorwaarde

$$\rho \frac{d}{d\rho} (\Delta w) = -B \quad \text{op } \rho = 1. \text{ We vinden:}$$

$$i = \frac{1}{2} q - B \quad (4.10)$$

zodat

$$\frac{d(\Delta w)}{d\rho} = -\frac{1}{2} q \rho + \left(\frac{1}{2} q - B\right) \cdot \frac{1}{\rho} \quad (4.11)$$

Integreren van (4.11) leidt tot:

$$\Delta w = -\frac{1}{4} q \rho^2 + \left(\frac{1}{2} q - B\right) \ln \rho + j$$

Op $\rho = \alpha$ geldt $\Delta w = w'' + \frac{1}{\rho} w'$, zodat voor j volgt:

$$j = \frac{1}{4} q \alpha^2 - \left(\frac{1}{2} q - B\right) \ln \alpha$$

waarmee we komen tot:

$$\Delta w = -\frac{1}{4} q (\rho^2 - \alpha^2) + \left(\frac{1}{2} q - B\right) \ln \rho / \alpha \quad (4.12)$$

$$\Delta = \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{d}{d\rho} \right)$$

Integreren van (4.12) onder gebruikmaking van de randvoorwaarde $w'(\alpha) = 0$ geeft:

$$\frac{dw}{d\rho} = -\frac{1}{16} q \frac{(\rho^2 - \alpha^2)^2}{\rho} + \left(\frac{1}{2} q - B\right) \left[\frac{1}{2} \rho \ln \frac{\rho}{\alpha} - \frac{\rho^2 - \alpha^2}{4\rho} \right] \quad (4.13)$$

Integreren van (4.13) en gebruiken van $w(\alpha) = 0$ leidt tenslotte tot:

$$w = -\frac{1}{64} q \left[(\rho^2 - \alpha^2)(\rho^2 - 3\alpha^2) + 4\alpha^4 \ln \rho \right] + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{2} q - B\right) \left[(\rho^2 + \alpha^2) \ln \rho / \alpha - (\rho^2 - \alpha^2) \right] \quad (4.14)$$

De voorwaarde dat het buigend moment op $\rho = 1$ nul is (oplegging) geeft ons nu een verband tussen B en q.

De voorwaarde is teschrijven als:

$$M(\rho) = \Delta w' - (1-\nu) \frac{1}{\rho} \frac{dw}{d\rho} \quad \text{op } \rho=1 \quad (4.15)$$

zodat met (4.13) en (4.14) voor B volgt:

$$B = \frac{1}{2} q \left[1 - \frac{(1-\alpha^2) - \frac{1}{4}(1-\nu)(1-\alpha^2)^2}{(1+\nu) \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2}(1-\nu)(1-\alpha^2)} \right] \quad (4.16)$$

In de limiet $\alpha \rightarrow 0$ volgt: $B \rightarrow \frac{1}{2} q$ en $K_0 \rightarrow 0$ (zie (4.7)).

Dit is in overeenstemming met de evenwichtsvoorwaarde

$$\pi b^2 q = 2\pi q \cdot B \quad \text{met } b = 1 \text{ voor de rand van de plaat.}$$

Voor de totale kracht K_0 die de ondergrond ondervindt, volgt nu met (4.7):

$$\begin{aligned} K_0 &= \pi q \cdot \frac{(1-\alpha^2) \left[1 - \frac{1}{4}(1-\nu)(1-\alpha^2) \right]}{(1+\nu) \ln \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{2}(1-\nu)(1-\alpha^2)} \\ &:= \pi q \cdot k(\alpha). \end{aligned} \quad (4.17)$$

De doorbuiging w_0 als functie van α volgt door substitutie van (4.16) in (4.14), hetgeen bij voorgeschreven waarden van w_0 en α leidt tot de bijbehorende drukwaarde q. We vinden:

$$\begin{aligned} w_0 &= \frac{1}{8} q \left[\left\{ (1+\alpha^2) \ln \frac{1}{\alpha} - (1-\alpha^2) \right\} \cdot k(\alpha) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{8} (1-\alpha^2)(1-3\alpha^2) - \frac{1}{2} \alpha^4 \ln \frac{1}{\alpha} \right] \\ &:= \frac{1}{8} q \cdot t(\alpha). \end{aligned} \quad (4.18)$$

Een bevestiging van de juistheid van de vorm (4.18) wordt verkregen door de lim w_0 te nemen, hetgeen oplevert

$$\lim_{\alpha \downarrow 0} w_0 = \frac{(5+\nu)}{64(1+\nu)} \cdot q$$

wat in overeenstemming is met de doorbuiging in het centrum van een cirkelvormige plaat onder een uniforme belasting q ($\{q\}$, blz. 57).

Gaan we nu weer over op grootheden met dimensies, dan moet de voorfactor πq in (4.17) vervangen worden door $\pi R^2 q$, en $\frac{1}{8}q$ in (4.18) door $\frac{1}{8} \frac{qR^4}{D}$.

Met $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$, $\nu = \frac{1}{2}$, kunnen we (4.18) dan schrijven als:

$$\left(\frac{w_0}{R}\right) = \frac{q}{8} \cdot \left(\frac{q}{E}\right) \cdot \left(\frac{R}{h}\right)^3 \cdot t(\alpha) \tag{4.19}$$

waarin weer h : de dikte van de plaat,

R : de straal " "

E : de elasticiteitsmodulus " "

w_0 : de afstand tussen de plaat en de ondergrond.

Vastleggen van w_0 geeft dan tenslotte de exacte waarde van de druk q welke benodigd is om een bepaald contactgebied met straal α tot stand te brengen.

De exacte waarde van de contact-kracht K_0 die we met (4.17) zullen vinden, moeten we vergelijken met de kracht die bij correcte drukmeting (bij de ideale contactsituatie fig. 3.5) op de kern van de opnemer werkt. We hebben aangetoond (par. 3.5) dat deze laatste kracht gelijk is aan $q \cdot A_{\text{eff}}$ waarbij $A_{\text{eff}} = \pi a^2 (1.47)^2$, met a de straal van de kern.

We berekenen nu de relatieve fout $\frac{K_0}{q A_{\text{eff}}} - 1$ en de drukwaarde q bij een aantal waarden van de parameter α m.b.v. (4.17) en (4.19) voor een stel numerieke waarden, dat gericht is op een realistische experimentele situatie, met als "plaat" een stukje dura (zie par. 4.3):

We nemen: $R = 4 \text{ mm}$, $h = 0.5 \text{ mm}$, $w_o = 1 \text{ mm}$, $E = 10^7 \text{ N/m}^2$
 en voor de opnemer $a = 0.5 \text{ mm}$ (straal kern), $b = 1 \text{ mm}$
 (straal buitenring).

In onderstaande tabel zijn voor $0 \leq \alpha \leq \frac{1}{4}$ ($=b/R$) de resultaten van de berekeningen met formules (4.17), (4.18) en (4.19) gegeven:

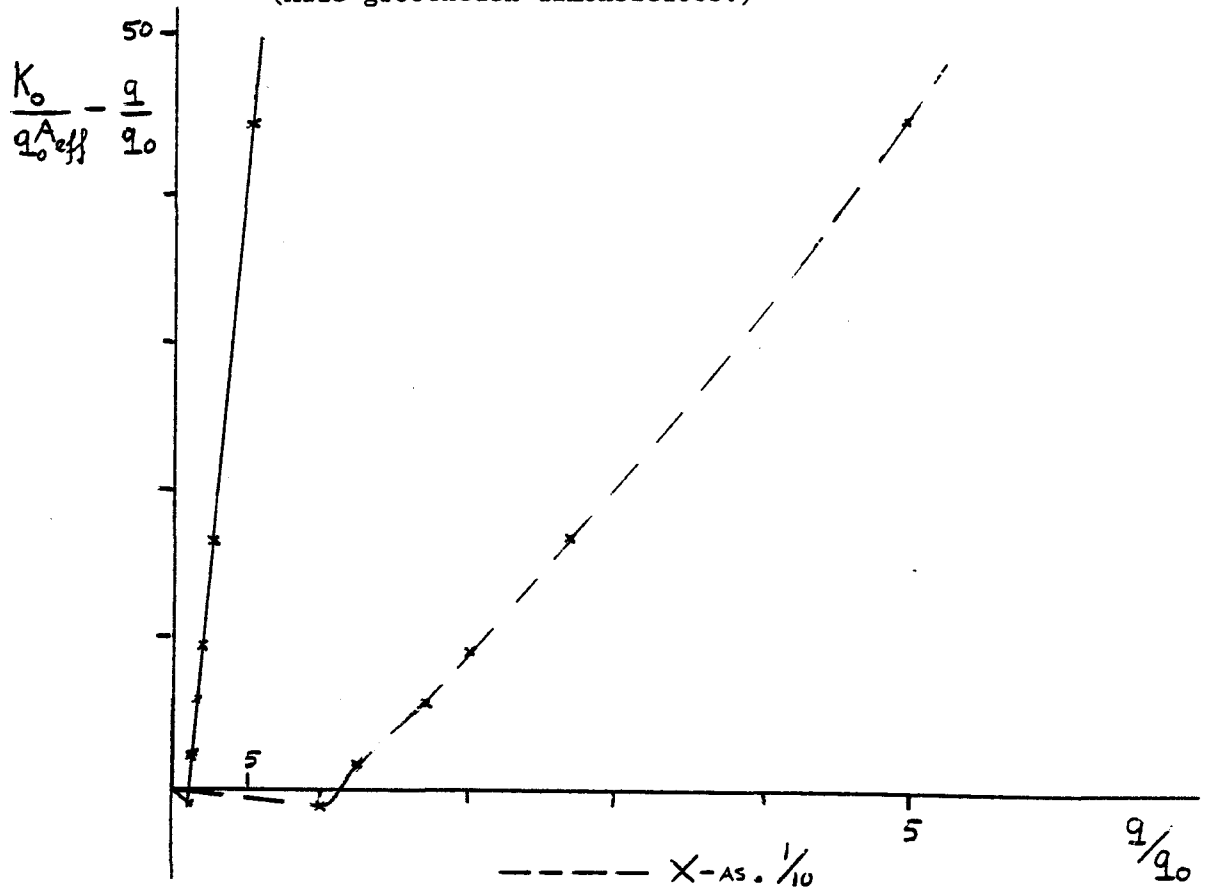
Tabel 4.1

α	$k(\alpha)$	K_o/qA_{eff}	K_o/q_oA_{eff}	$t(\alpha)$	q (mm Hg)	q/q_o
0	0	0	0	0.458	69.7	1
1/1000	0.0825	2.38	3.02	0.362	88.2	1.27
1/32	0.161	4.63	7.82	0.271	117.8	1.69
1/16	0.198	5.72	11.6	0.226	141.3	2.02
1/8	0.256	7.38	19.7	0.171	205.1	2.67
1/4	0.357	10.3	50.5	0.093	355	4.91

In figuur 4.4 is uitgezet de dimensieloze kracht op de opnemer in bovenbeschreven situatie, K_o/q_oA_{eff} , minus de dimensieloze kracht op de referentie-opnemer, $qA_{\text{eff}}/q_oA_{\text{eff}}$ ($=q/q_o$), als functie van de dimensieloze referentie-druk q/q_o . Op deze wijze wordt een grafiek verkregen die direct met de resultaten van de experimenten (volgende paragraaf) vergeleken kan worden, en waarbij een verandering van de opgegeven numerieke waarden slechts tot een verandering van q_o (absoluut) leidt via (4.19) (tenminste, als α niet aangepast hoeft te worden).

We zien dat het bovenbeschreven buigingseffect theoretisch een bijzonder grote relatieve fout in de drukmeting introduceert. Vanaf de drukwaarde waarbij het contactgebied zich uit begint te breiden tot over de buitenring van de opnemer werkt de tegenkracht T (vgl. figuur 4.2) niet langer op het gevoelige deel van de opnemer en wordt een afwijking nul verwacht.

Fig. 4.4 Kracht op de opnemer minus de kracht op de referentie-opnemer als functie van de referentie-druk bij een beginafstand (1 mm) tussen dura en opnemer.
(Alle grootheden dimensieloos.)



Opmerking: Bij bovenstaande berekening is er voor de eenvoud van uit gegaan dat de opnemer over het gehele gebied binnen de straal b vlak was, m.a.w. er is geen rekening gehouden met de "gracht" tussen kern en buitenring. Daarom zijn eigenlijk alleen de resultaten voor $\alpha \leq \frac{1}{8}$ correct. Toch zijn ook de resultaten voor $\frac{1}{8} \leq \alpha \leq \frac{1}{4}$ gegeven, daar in de contact-situatie die dan ontstaat, de tegenkracht toch nog altijd door de kern geleverd moet worden.

4.3 Metingen.

4.3.1 Inleiding.

Er zijn metingen verricht aan verscheidene stukjes geprepareerde menselijke dura, waarbij de opnemer zich op verschillende afstanden boven de dura bevond. De stukjes verschilden onderling in dikte of in de mate waarin zij gekromd waren. Aanvankelijk werden de metingen uitgevoerd voor slechts één zijde van een stukje dura. De resultaten van deze metingen zijn gegeven in appendix 3. Geleidelijk rees echter het vermoeden dat de kromming van de dura van invloed kon zijn op het gemeten drukverloop. Daarom werden de latere metingen uitgevoerd voor beide zijden van het betreffende stukje dura. Het is vooral aan de hand van de resultaten van deze metingen dat we veronderstellingen kunnen maken over de invloed van de dura bij epidurale hersendrukmetingen. Behulpzaam daarbij zijn de resultaten van metingen met rubber lapjes van 0.5 mm dikte, welke op het eerste gezicht de beste kunstmatige benadering voor echte dura vormen.

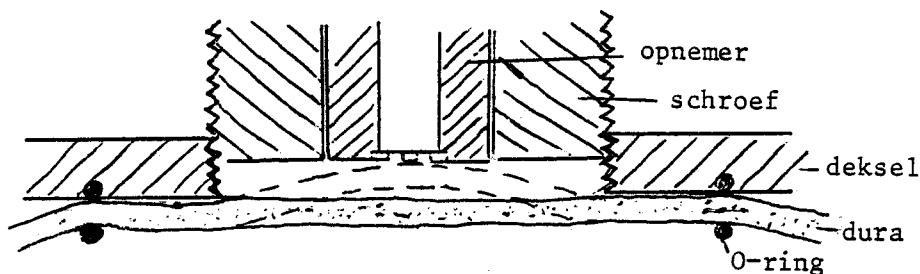
4.3.2 Twee methodes voor het variëren van de afstand tussen opnemer en vlies.

Bij de eerste metingen (appendix 3) werden de vliezen vastgezet met de O-ring inklemming (vgl. par. 3.3). Het variëren van de hoogte van de opnemer geschiedde door de gehele schroef waarin zich de opnemer bevond meer of minder slagen in het deksel van het drukpotje in te draaien. Deze werkwijze zullen we in het vervolg de "schroef - methode" noemen (fig. 4.5).

Fig. 4.5 De "schroef -methode".

De dura wordt ingeklemd door de O-ringen.

De afstand opnemer-dura wordt gevarieerd door de schroef dieper of minder diep in te draaien.

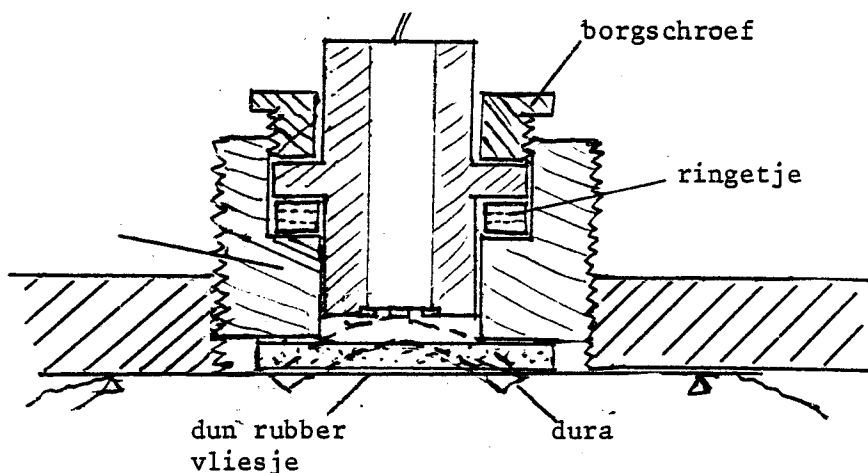


Het bleek dat deze wijze van inklemming mogelijk artefacten in de gemeten drukverlopen introduceert. Daarom zijn ook metingen uitgevoerd waarbij een andere methode van vlies-bevestiging en hoogte-variatie werd toegepast. Deze methode is weergegeven in fig. 4.6. Hierbij wordt niet het "te onderzoeken" vlies in de O-ringen ingeklemd, maar het in par. 3.6 genoemde dunne rubber vliesje. Op dit vlies, dat tevens voor luchtdichte afsluiting zorgt, werd een schijfje van het te bestuderen vlies gelegd. De hoogte van de opnemer werd nu gevarieerd door niet de gehele schroef omhoog of omlaag te verplaatsen, maar alleen de opnemer zelf t.o.v. de schroef te verzetten door ringetjes van een variabele dikte om de huls van de opnemer te schuiven. Op deze manier werd bereikt dat er zeker geen spanningen in het vlies optraden als gevolg van de inklemming ("ringetjes -methode"). Het creëren van een negatieve afstand was op deze wijze niet mogelijk, zodat bij een paar metingen de schroef daartoe een halve slag ($\frac{1}{2}$ mm) dieper gedraaid werd om te bezien of toch geen verandering in het contact tussen opnemer en vlies optrad.

Fig. 4.6 De "ringetjes"-methode.

Het stukje dura wordt niet ingeklemd.

De afstand opnemer-dura wordt m.b.v. ringetjes gevarieerd.



Daar de diameter van de schroef aan de buitenzijde 15 mm bedraagt, en aan de binnenzijde 8 mm (= ϕ opnemer), betekent dezelfde afstand opnemer-vlies bij de twee methodes niet dezelfde kromming voor het doorgebogen vlies. De situatie waarbij het geheel schroef-opnemer niet juist is ingebracht komt het best overeen met een mogelijke klinische meetsituatie, zodat we de afstanden bij de ringetjes-methode terug moeten rekenen in een afstand die bij de schroef-methode dezelfde kromming voor het vlies zou inhouden. De volgende omzettingstabel is van toepassing:

Tabel 4.2 Equivalente afstanden opnemer-vlies bij de twee methodes.

Methodes:	ringetjes	schroef
	0.25 mm	0.85 mm
	0.5	1.59
	1.0	2.67

Een foutieve instelling van 2.67 mm zal in de praktijk niet gemakkelijk voorkomen, maar geeft ons wel een meer uitgesproken beeld van de optredende effecten.

4.3.3 Rubber lapje; resultaten en discussie.

Allereerst zijn in de figuren 4.7 en 4.8 de resultaten gegeven van de metingen met rubber lapjes (dikte 0.5 mm) en resp. een standaard- en een siliconen-opnemer.

De afstand tussen lapje en opnemer werd gevarieerd met de ringetjes-methode.

We zien dat bij de standaardopnemer het begin van contact tussen opnemer en lapje gekenmerkt wordt door een steil oplopend verschil tussen meet- en referentiedruk (resp. p_m en p_r). Na het bereiken van een maximum neemt het verschil bij verder toenemende referentiedruk af tot ongeveer nul. Het verschil is absoluut gezien groter naarmate de afstand opnemer-lapje groter is.

Uit de gelijkvormigheid van vooral de figuren 4.7.c en d blijkt echter dat relatief gezien de afwijking ongeveer constant is. Deze gelijkvormigheid is in overeenstemming met de theoretische verwachting (zie commentaar bij fig. 4.4).

Toch zijn er enige significante verschillen tussen het theoretische (fig. 4.4) en het experimentele resultaat, die een nadere verklaring vragen.

Ten eerste wordt theoretisch bij het begin van het contact een richtingscoëfficiënt van ongeveer +14 verwacht (fig. 4.4), terwijl experimenteel de gevonden r.c. (voor $w_0 = 0.5$ mm) niet meer dan ongeveer +6 bedraagt.

Ten tweede neemt na het bereiken van het maximum de invloed van het effect geleidelijk af tot nul, terwijl de theorie een plotseling verdwijnen van de extra kracht op de opnemer voorspelt wanneer de straal van het contactoppervlak de buitenste siliciumring bereikt. Op dat moment zouden namelijk de tegenkrachten T niet meer op het gevoelige deel van de opnemer werken.

Bij de siliconen-opnemer treedt naast de bovengenoemde bijzonderheden nog een derde opvallend verschijnsel op:

Ook bij een afstand nul tussen opnemer en lapje (de juiste meet-situatie) registreert de opnemer (na tot stand komen van goed contact een positieve afwijking t.o.v. de referentie-druk.

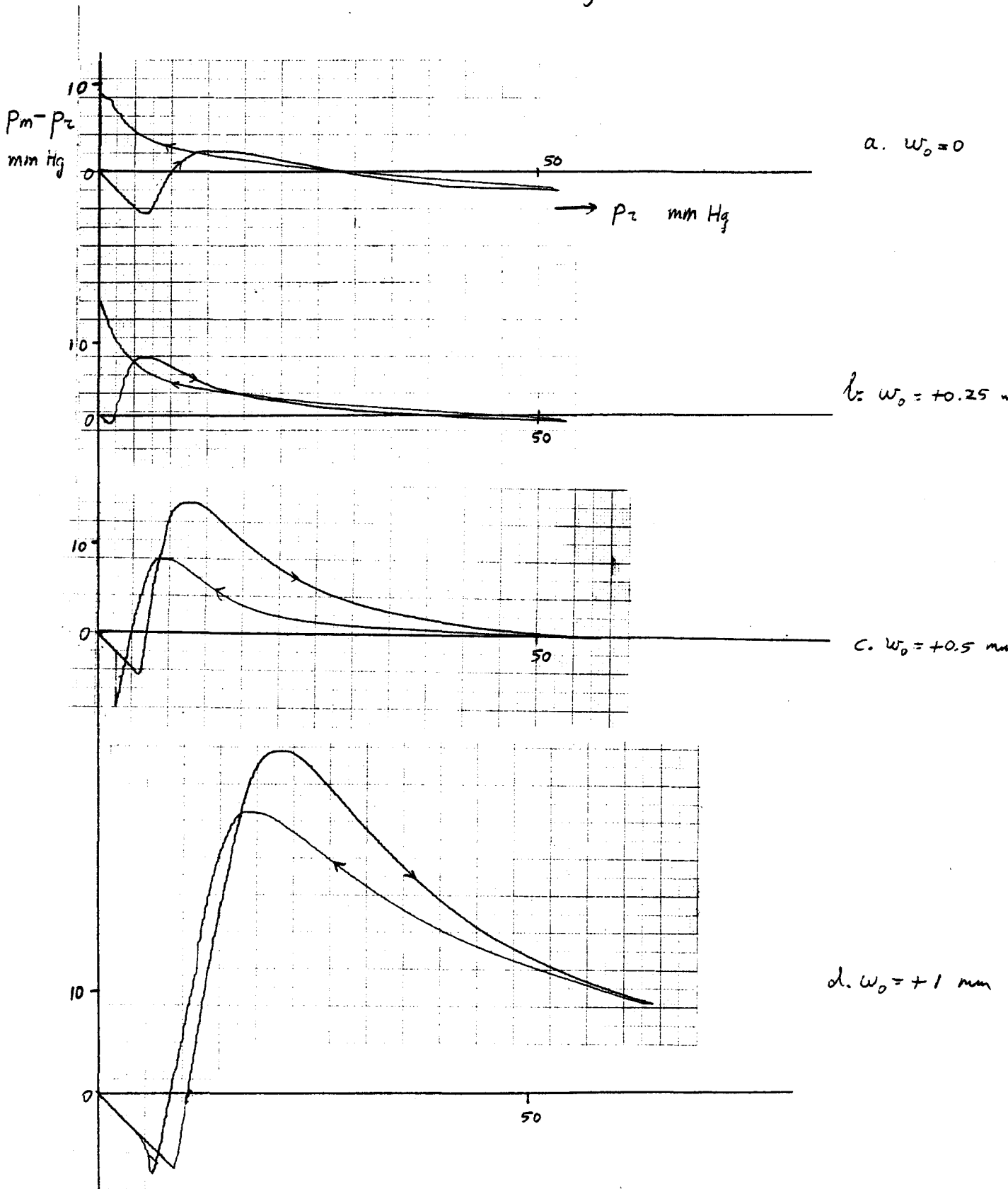


Fig. 4.7 Rubber lapje (dikte 0.5 mm); standaard-opnemer.
Beginafstand tussen lapje en opnemer resp. 0, +0.25,
+0.5 en +1 mm. Afstandsinstelling met de ringetjes-methode.

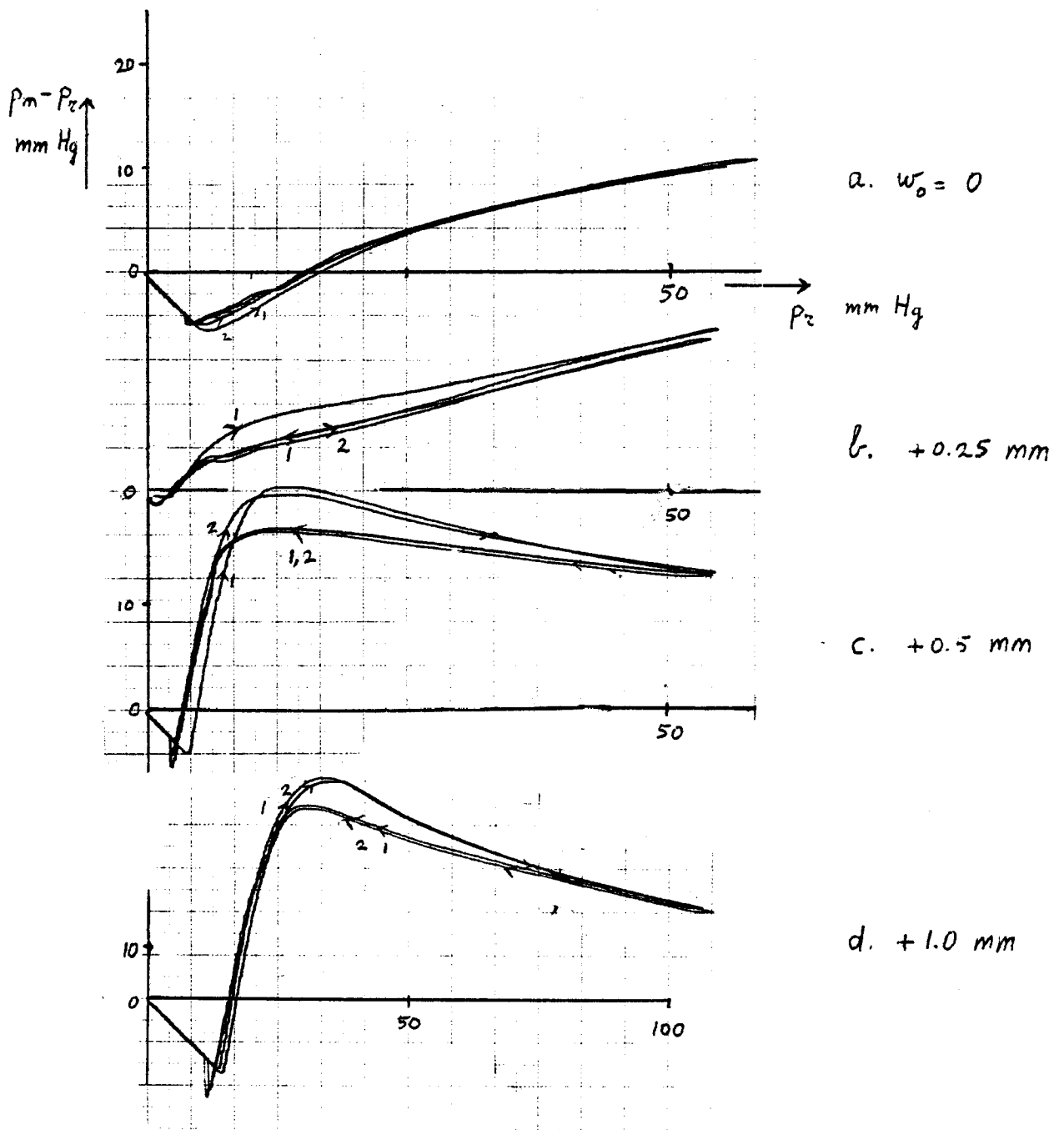


Fig. 4.8 Rubber lapje (dikte 0.5 mm); siliconen-opnemer; ringetjes-methode.

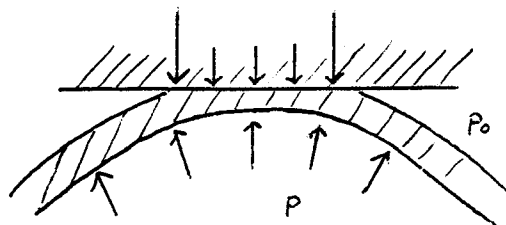
Ter verklaring van deze drie bijzonderheden kunnen we enige veronderstellingen opperen, alle gebaseerd op de relatief grote dikte en de samendrukbaarheid van de gebruikte lapjes:

1. Het verschil in theoretische en experimentele beginrichtingscoëfficiënt:

In de theoretische beschouwing is de invloed van plaatselijke vormveranderingen van het lapje niet ingecalculeerd.

I.p.v. de situatie van figuur 4.2 waarbij een bepaald deel van een plaat als geheel afgeplat wordt, hebben we te maken met de situatie van figuur 4.9. Een dikke, veerkrachtige gebogen plaat wordt over een bepaald deel aan één zijde afgeplat. Aan de onderzijde treedt aanzienlijk minder vervorming op.

Fig. 4.9 Slechts aan één zijde van de plaat treedt afplatting op.



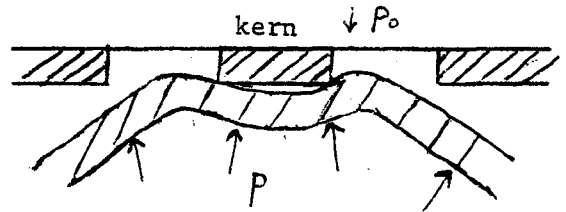
De kracht die de plaat op de ondergrond uitoefent (de "vloerkracht") is in dit geval anders verdeeld en wellicht kleiner dan wanneer de plaat overal even dik zou blijven (fig. 4.2). Dit effect zal bij alle contactsituaties tussen de opnemer en een dik, veerkrachtig vlies een rol spelen, bijv. ook bij de situaties in figuur 4.10.

2. Het bereiken van een maximum en daarna geleidelijk afnemen van het verschil bij toenemende druk:

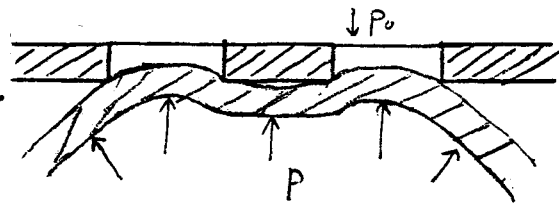
I.p.v. de in figuur 4.2 getekende vlakke vloer hebben we bij de standaard-opnemer te maken met een vloer met een gracht er in. Bij toenemende druk gaat de contactsituatie van figuur 4.9 dan ook over in achtereenvolgens de situaties van fig. 4.10.a, b en c:

Fig. 4.10 Contactsituatie bij toenemende druk.

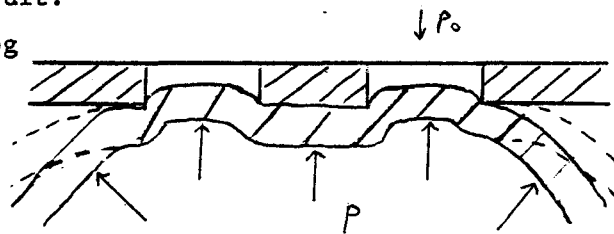
a. Geen contact met de buitenring.



b. Juist raken van vlies aan buitenring; uitgeoefende kracht nog net nul.



c. Buitenring en vlies oefenen kracht op elkaar uit. (stippellijn: kracht nog groter)



In de situatie van figuur a wordt alle kracht die nodig is om het lapje te verbuigen, geleverd door de kern. Een verschil met de situatie van fig. 4.2 is dat er uitstulping van het vlies in de gracht plaatsvindt, zodat het lapje midden boven de kern de neiging zal hebben los te komen. Vergelijking van het meetverloop van de standaardopnemer (bijv. fig. 4.7.d) met dat van de siliconen-opnemer (fig. 4.8.d) waarbij de gracht opgevuld is, leert dat dit effect geen essentieel verschil in het meetverloop teweegbrengt.

Verder kunnen we de theorie van par. 4.2 volgen:

De door de kern te leveren tegenkracht wordt groter naarmate het deel van het lapje dat teruggebogen (in par. 4.2: afgeplat) groter wordt. Deze kracht bereikt een maximum in de situatie van fig. 4.10.b. Vanaf dat punt gaat de buitenring een deel van de te leveren tegenkracht overnemen van de kern. Door de grote

samendrukbaarheid van het rubber neemt deze dragende kracht slechts geleidelijk toe, in het meetverloop (fig. 4.7) tot uiting komend in het langzaam afnemen van het verschil $p_m - p_r$. De gehele redenering is, afgezien van het uitstulpeffect, ook op de siliconen-opnemer toepasbaar.

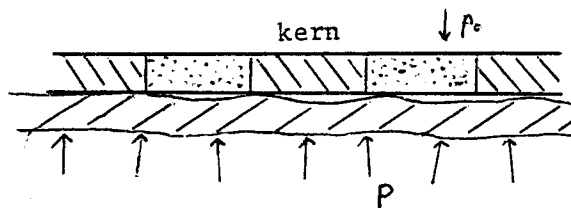
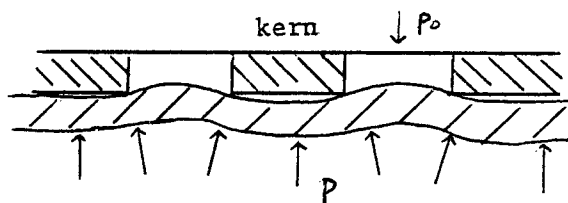
3. Het positieve verschil tussen meet- en referentie-druk bij de siliconen-opnemer:

Deze fout treedt bij een zeer dun membraan niet op en moet dus ook een gevolg zijn van de relatief grote dikte van het lapje. Een veronderstelling is dat het rubber door de gasdruk in de dikterichting wordt samengeperst en daardoor in de lengterichting zal willen uitzetten. De wrijving met de ondergrond verhindert dat er zondermeer verschuivingen optreden. Bij de standaard-opnemer kan de lengte-toename van het vlies opgevangen worden door de uitwijkmogelijkheid die er is in de gracht tussen kern en buitenring (zie fig. 4.11). Bij de siliconen-opnemer ontbreekt deze ruimte en ontstaat er een extra kracht op het diafragma.

Fig. 4.11 Het contact van een dik vlies met

a. een standaard-opnemer

b. een siliconen-opnemer.



4.3.4 Menselijke dura; resultaten en discussie.

In de figuren 4.12 tm 4.14 is het verloop van een meting met een standaard-opnemer en een stukje menselijke dura^(dikte ≈ 0.5 mm) weergegeven, waarbij de opnemer achtereenvolgens op verschillende afstanden boven de dura werd vastgezet met de ringetjes-methode.

De meetresultaten zijn gepresenteerd in de volgorde waarin zij bij het meten verkregen werden.

We wijzen er nogmaals op dat de gegeven afstanden nog in realistische waarden moeten worden omgezet m.b.v. tabel 4.2.

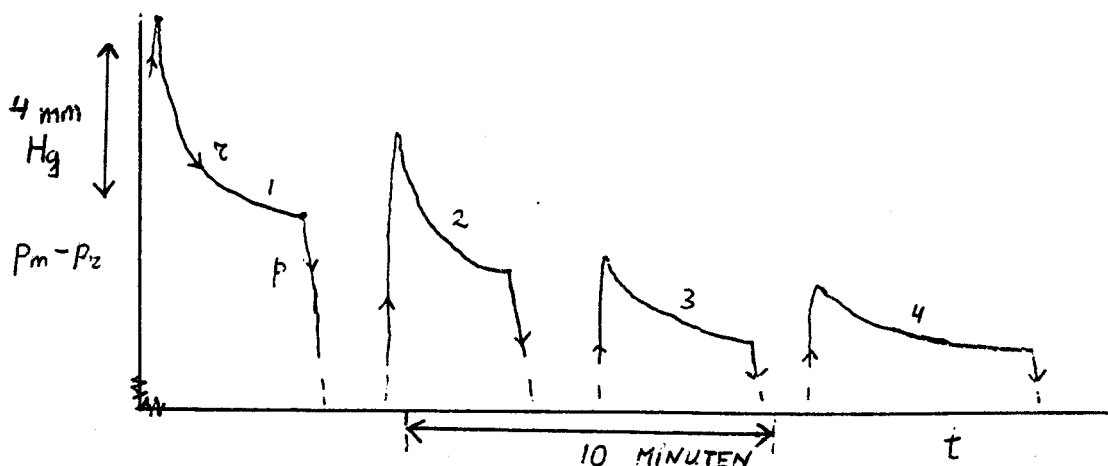
Enige metingen aan hetzelfde stukje dura met de siliconen-opnemer zijn weergegeven in figuur 4.15.

Bij alle metingen werd weer de referentiedruk geleidelijk opgevoerd tot een bepaalde waarde (meestal ≈ 50 mm Hg), dan gedurende enige tijd (minuten) constant gehouden om eventuele relaxaties zich te laten voltrekken en vervolgens geleidelijk weer naar nul teruggevoerd, waarna dezelfde cyclus onmiddellijk opnieuw gestart werd.

We zullen nu de fenomenen die in de figuren 4.12 tm 4.15 waar te nemen zijn, gaan bespreken. We beginnen daarbij met de verschijnselen die algemeen optreden bij biologische vliezen, namelijk relaxatie en hysteresese.

In figuur 4.16 is het verloop in de tijd van een representatief relaxatie-verschijnsel weergegeven.

Fig. 4.16 Relaxatie-verschijnselen^{2/} bij een beginafstand van 0.5 mm tussen opnemer en dura (zie ook fig. 4.12.c).



We zien dat bij meerdere malen doorlopen van de drukcyclus het relaxatie-verschijnsel kleiner wordt, hetgeen duidt op een geleidelijk betere aanpassing van de dura aan de opnemer. Dit blijkt ook steeds uit de kromme bij teruggang van de druk naar nul. Deze zijn vloeiender dan de heengang en het contact tussen dura en opnemer blijft tot zeer lage drukwaarden in stand (hysteresis). Dergelijke verschijnselen werden bij alle afstanden tussen opnemer en dura waargenomen, ook bij de afstand nul.

Een tweede bijzonderheid merken we op bij vergelijking van de figuren met figuur 3.10. We zien dat i.t.t. de bevindingen bij het koe-hersenvlies bij menselijke dura de beginafstand opnemer-dura verstrekkende gevolgen kan hebben voor de drukmeting. Dit bevestigt de aanname dat menselijke dura zich niet als een membraan gedraagt.

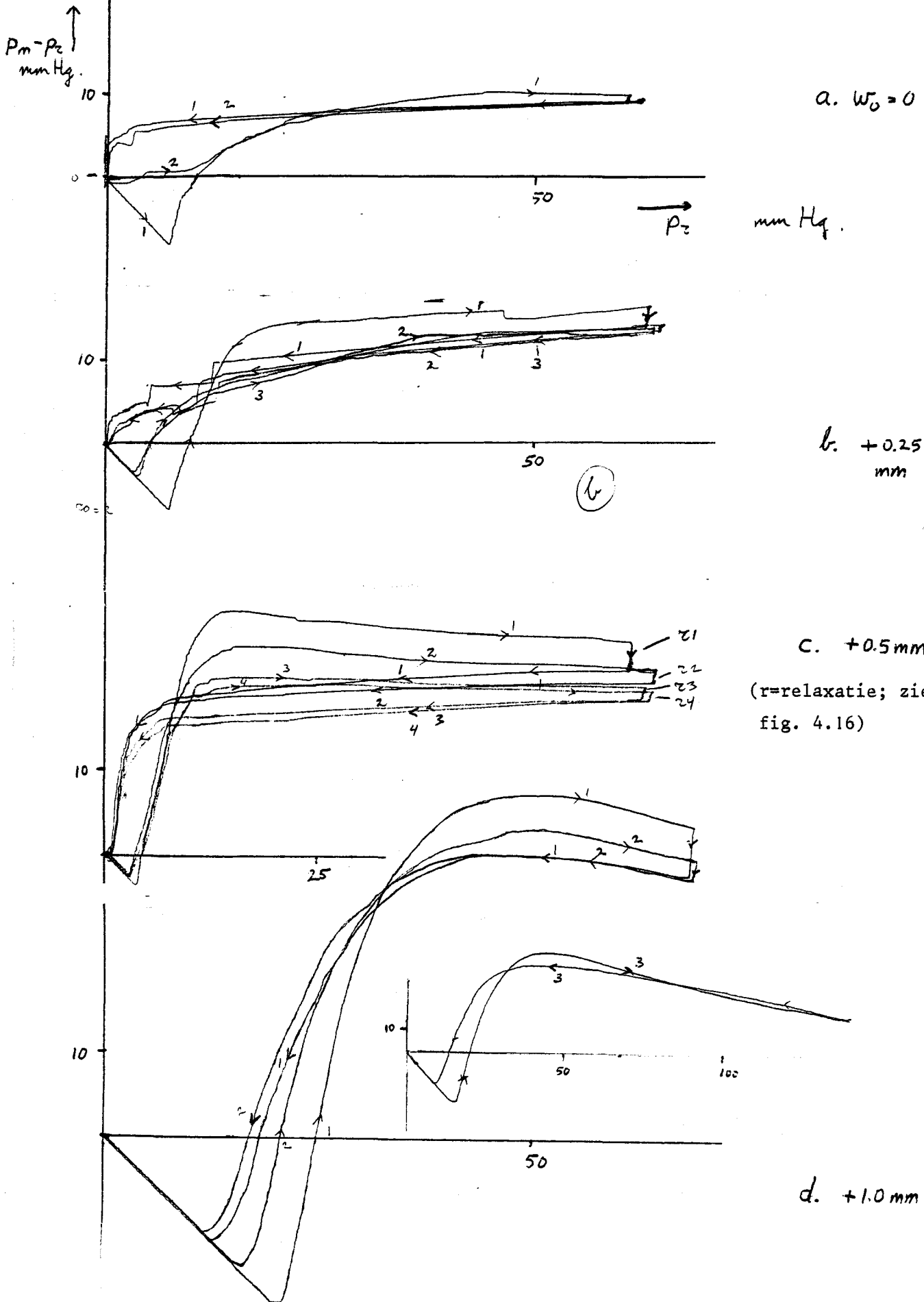


Fig. 4.12 Geprepareerde menselijke dura; standaard-opnemer; ringetjes-methode.

Fig. 4.12.e -0.5 mm (Schroef-methode)

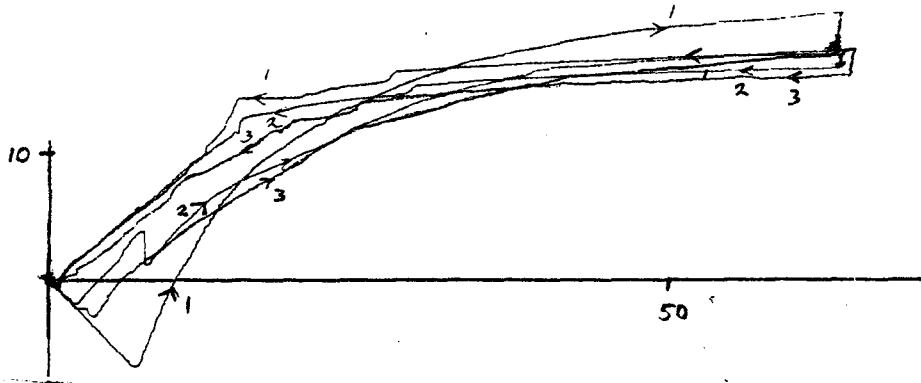
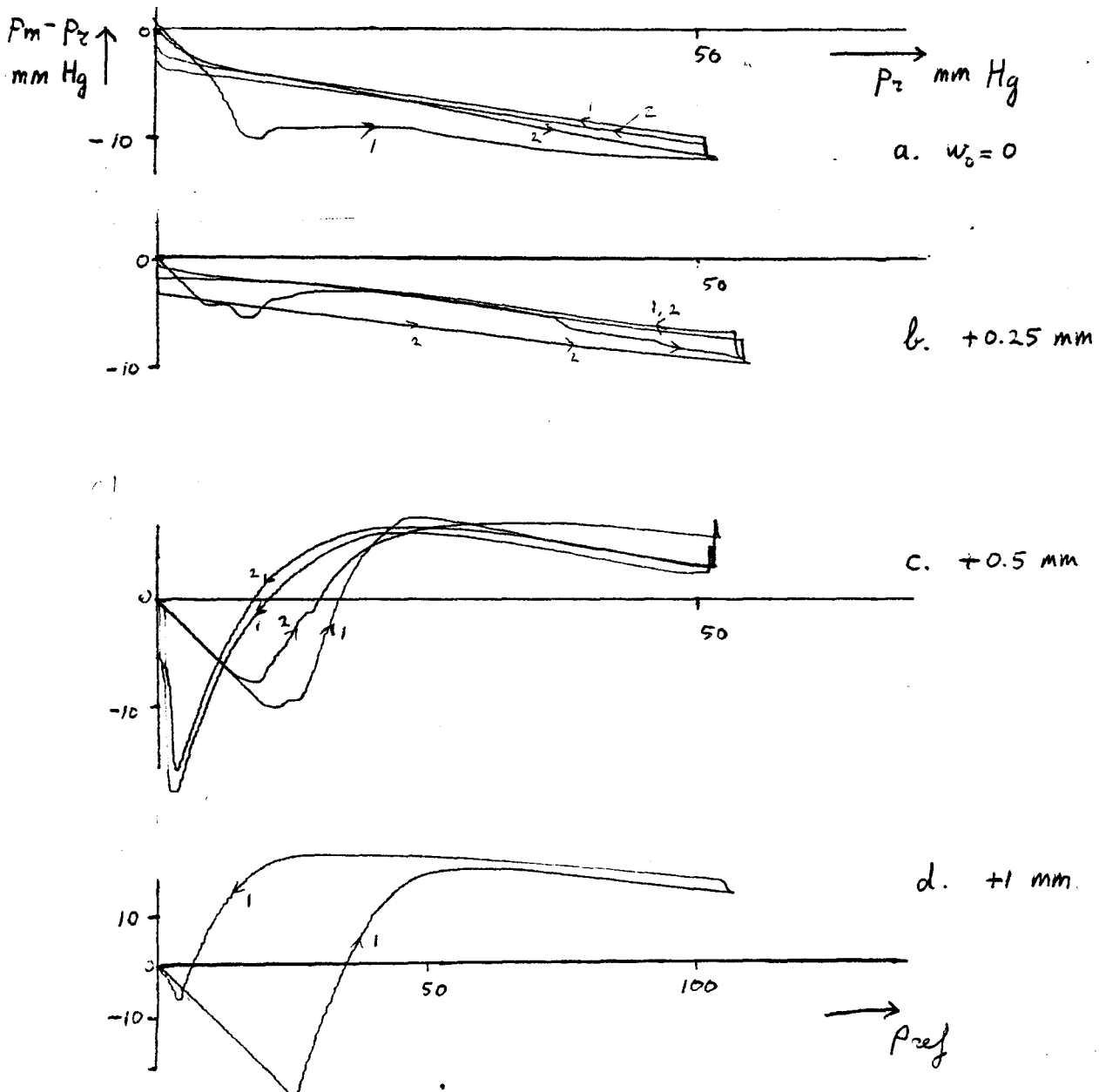


Fig. 4.13 Idem als fig. 4.12; dura omgekeerd:



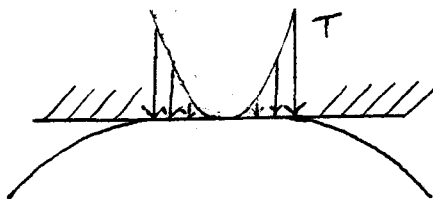
We gaan nu de specifieke vorm van de opgetekende krommen verklaren:

We zien in de figuren 4.12.a t m e dat bij dit stukje dura na het tot stand komen van volledig contact tussen dura en opnemer steeds een te hoge drukwaarde door de opnemer geregistreerd wordt, bij elke beginafstand tussen dura en opnemer. De afwijking is steeds ongeveer constant en varieert van ≈ 8 mm Hg bij correcte plaatsing (afstand nul, figuur a) tot ruim 30 mm Hg in het geval van de relatief grote afstand tussen opnemer en dura van 2.67 mm (fig. d). Een gedeeltelijke verklaring ligt in het in par. 4.2 en 4.3 reeds beschreven buigingseffect: Er wordt een afwijking gemeten welke groter is naarmate de beginafstand w_0 tussen opnemer en dura groter is. Vooral in figuur 4.14.c waarbij gemeten was terwijl het stukje dura enigszins uitgedroogd was, is het optreden van het buigingsmaximum waar te nemen (vgl. rubber lapje, fig. 4.7.d). Dat de afwijking constant blijft bij toenemende referentiedruk is echter niet met het buigingseffect alleen te verklaren, evenmin als het aanwezig zijn van constante afwijkingen bij de afstanden 0 en -0.5 mm (fig. 4.12.a en e).

Deze bijzonderheden schrijven wij toe aan het effect van een tweede bijzonderheid van de dura, te weten het aanwezig zijn van een kromming of voorkeursbuigrichting in een stukje dura in de onbelaste staat.

De invloed van deze factor komt tot uiting d.m.v. hetzelfde mechanisme als in par. 4.2 uiteengezet is: Een gekromd oppervlak moet afgeplat worden, hetgeen een kracht vereist. Een verschil met een oorspronkelijk vlakke plaat is dat in dit geval de tegenkrachten niet alleen aangrijpen op de "knik"-punten maar over het gehele afgeplatte oppervlak, zie fig. 4.17. Dus, ook al vinden de knikpunten ondersteuning aan de buitenrand van de opnemer, dan zal toch via het contactoppervlak als geheel nog een extra kracht op de kern van de opnemer uitgeoefend worden.

Fig. 4.17 Tegenkrachten bij afplatting van een van nature gekromd oppervlak.



Dit verschijnsel kan dus de verklaring zijn van het blijvend registreren van een te hoge druk, bij toenemende referentiedruk. De

Deze veronderstelling wordt ondersteund door de resultaten van figuur 4.13.a tm d, waarbij hetzelfde stukje dura opnieuw aangebracht was, maar nu omgekeerd (ondersteboven). We zien dat het contact tussen dura en opnemer moeilijk tot stand komt en dat vervolgens vrijwel constant een te lage waarde gemeten wordt.

Bij een beginafstand tussen opnemer en dura wordt weer een combinatie van de invloed van het buigingseffect en de natuurlijke kromming gemeten (fig. b,c,d).

Ter controle van de reproduceerbaarheid werd het stukje na deze meting weer omgekeerd in de beginstand en werden enige metingen herhaald. De resultaten zijn te zien in figuur 4.14.a tm c en zouden moeten overeenstemmen met de resultaten van figuur 4.12.

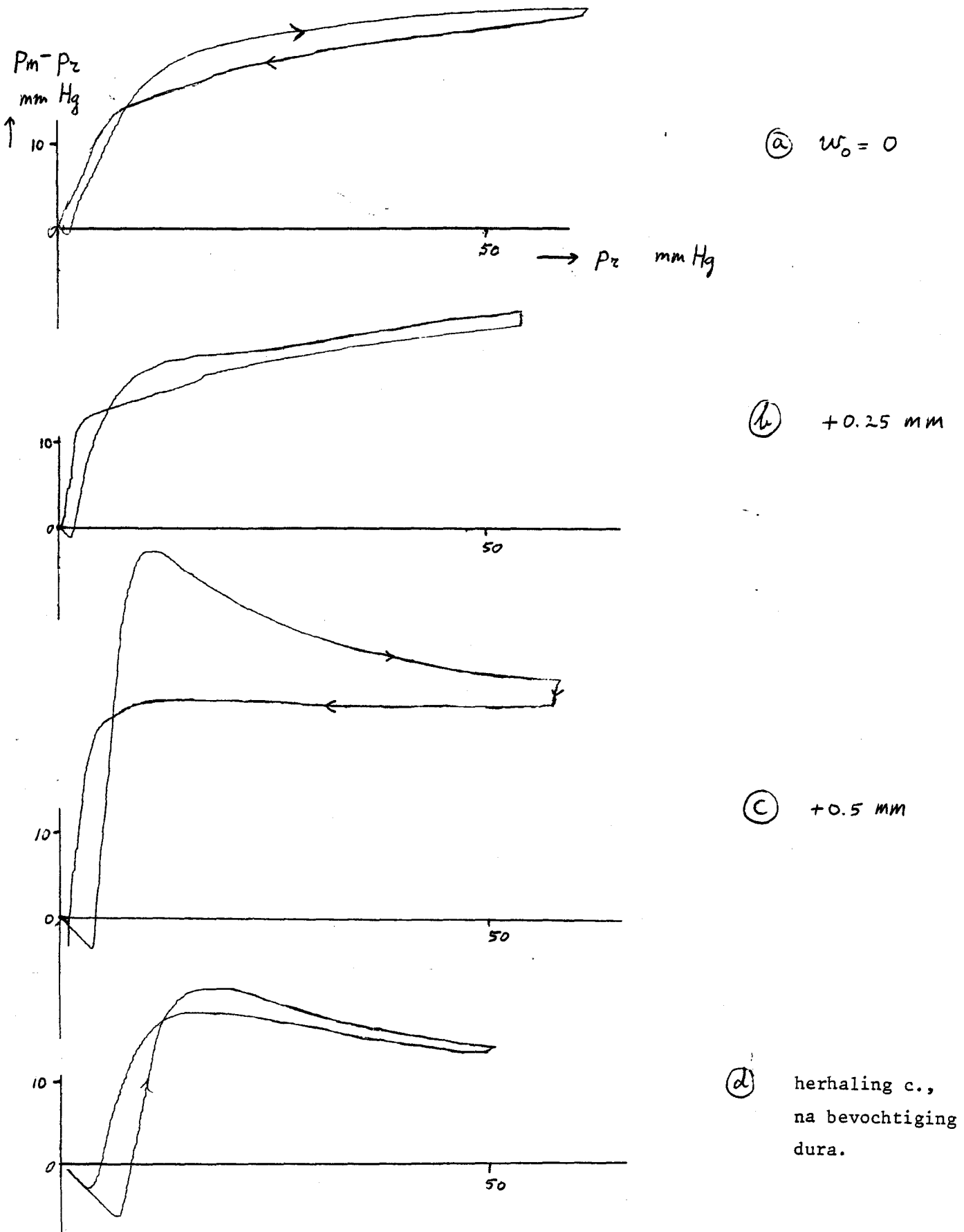


Fig. 4.14 Idem als fig. 4.12; dura terug in dezelfde stand (als van fig. 4.12).

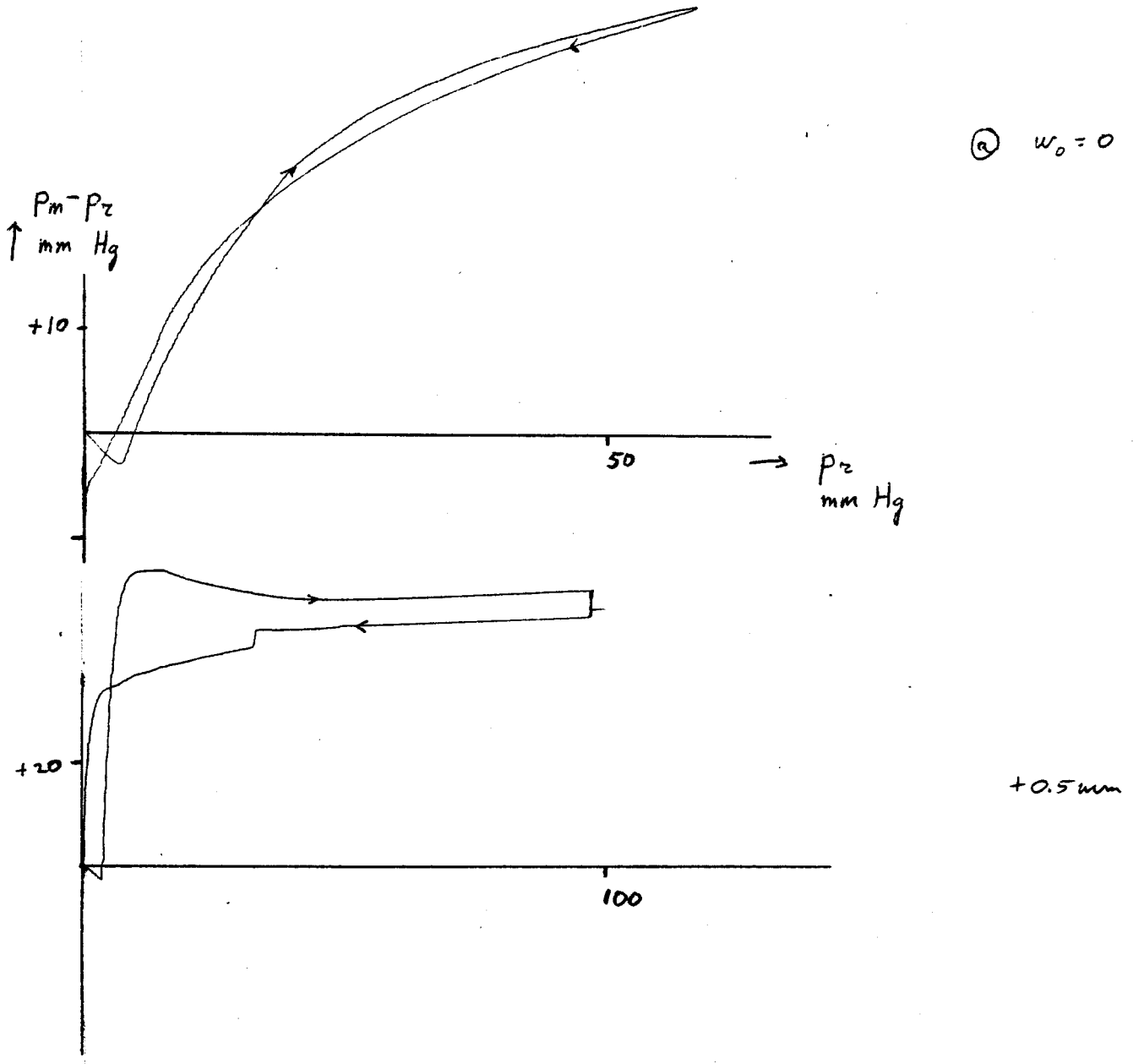


Fig. 4.15 Dura idem als bij fig. 4.12; siliconen-opnemer; ringetjes-methode.

De afwijkingen in fig. 4.14 zijn echter groter dan die in fig. 4.12 a,b en c. Dit kan te wijten zijn aan het toenemen van de buigstijfheid van het stukje dura als gevolg van uitdroging tijdens de uitvoering van de voorgaande metingen (4.12 en 4.13). In fig. 4.14.d is het drukverloop voor de afstand 0.5 mm na bevochtiging van de dura met een druppeltje water (en na enige minuten wachten) gegeven. Dit stemt weer overeen met het eerder gemeten verloop fig. 4.12.d.

Er werden aan dit stukje dura ook een paar metingen verricht met de siliconen-opnemer. De resultaten hiervan zijn gegeven in figuur 4.18. Het stukje dura bevond zich weer in de eerste stand (die van de metingen van fig. 4.12).

We kunnen in fig. 4.18.a weer de bij toenemende druk toenemende afwijking opmerken, en in fig. b weer de combinatie van het buigingsmaximum en deze afwijking (vgl. rubber lapje, fig. 4.8).

Meer metingen met de siliconen-opnemer, aan een ander stukje dura zijn te vinden in appendix 3, fig. A.3.5.

In deze appendix worden ook de resultaten van een "tweezijdige" meting aan nog een ander stukje dura besproken, terwijl gebruik gemaakt werd van de O-ring inklemming en de schroefmethode. De voornaamste resultaten die uit deze meting naar voren kwamen waren de volgende:

1. Wanneer de afstand tussen opnemer en dura gevarieerd wordt tussen -0.5 en +0.5 mm is de invloed van deze variatie van weinig invloed op het gemeten drukverloop. Afwijkingen die bij de afstand 0 of +0.5 mm aanwezig zijn, verdwijnen niet bij dieper inbrengen van de opnemer (-0.5 mm).
2. De gesteldheid van het oppervlak van de dura heeft, zoals al aangetoond in par. 3.8, heeft een belangrijke invloed op het gemeten drukverloop.

4.4 Vergelijking van de in vitro bevindingen met de bevindingen bij in vivo metingen.

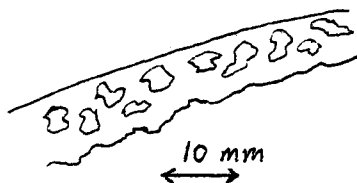
Over de afwijkingen die bij in vivo metingen tussen de drukwaarden bij de epidurale methode (EDP) en de intraventriculaire methode (IVP) zijn waargenomen, wordt in de literatuur de onderstaande informatie gegeven. Resultaten van systematische verschilmetingen in vivo, over een continu drukbereik zoals bij onze in vitro experimenten, zijn in de literatuur niet bekend.

- Ziersky {13} meldt dat de EDP-waarden zowel hoger, lager en gelijk aan de IVP-waarden kunnen zijn, en dat er geen overheersende tendens is aan te wijzen. De verschillen kunnen, afhankelijk van de werkelijke waarde van de hersendruk (de IVP-waarde), in beide richtingen tot 20 mm Hg bedragen.
- Hase {18} bericht dat de EDP-waarden gemiddeld over een aantal patiënten en meetdagen 3 à 5 mm Hg lager liggen dan de IVP-waarden. Bij individuele patiënten worden ook grotere negatieve verschillen waargenomen en bij één patiënt een waarde die 3 mm Hg hoger ligt.
- In een intern rapport {12} wordt vermeld dat in ziekenhuizen in Stockholm en Clermont-Ferrand verschillen van 15 mm Hg tussen de EDP en de IVP-waarden gemeten werden. (Positief of negatief wordt niet vermeld, evenmin als bij welke werkelijke drukwaarde(n).)

We concluderen dat onze in vitro bevindingen, waarbij zowel positieve als negatieve verschillen tussen de EDP-waarde en de werkelijk te meten drukwaarde voorkwamen, vergelijkbaar zijn met deze in vivo resultaten.

Dat de veronderstellingen die we hebben aangevoerd ter verklaring van de drukverschillen ook voor in vivo meetsituaties zeer plausibel zijn, wordt duidelijk wanneer we de binnenzijde van de schedel eens nader bekijken. Deze blijkt uit een soort "maanlandschap" te bestaan, met kuilen, groeven en verhogingen (fig. 4.18).

Fig. 4.18 Schets van het verloop van het oppervlak van de binnenzijde van de schedel.



De karakteristieke lengte van de onregelmatigheden bedraagt enkele millimeters.

Voor de dura, die tegen dit oppervlak aan ligt, kunnen we nu twee mogelijke situaties onderscheiden:

1. De dura sluit precies aan bij elke onregelmatigheid in het oppervlak. Dit betekent dat de dura op veel plaatsen sterk gekromd of oneffen zal zijn.

De kromming kan zowel van de opnemer af als naar de opnemer toe gericht zijn, en dus zowel tot een te lage als een te hoge gemeten drukwaarde aanleiding geven.

2. De dura volgt niet elke verdieping ("kuil") in het vlak. In dit geval kunnen er dus open ruimtes tussen de schedel en de dura aanwezig zijn. Wanneer de opnemer dan juist over een diepte ter dikte van de schedel is ingebracht, kan er nog een afstand tussen opnemer en dura blijven bestaan. Pas bij een bepaalde drempelwaarde voor de hersendruk maakt de dura contact met de opnemer, waarbij dan weer het in par. 4.2 beschreven buigingseffect een rol kan spelen.

Ook kan bij deze situaties gemakkelijk het geval optreden dat de opnemer niet loodrecht op de dura is geplaatst (fig. 1.9).

V SAMENVATTENDE CONCLUSIES EN AANBEVELINGEN.

Op grond van de resultaten van het verrichte theoretische en experimentele onderzoek kunnen we tot de volgende conclusies komen:

1. De grote afwijkingen waarvan bij hersendrukmetingen met de epidurale methode melding gemaakt wordt, zijn niet het gevolg van tekortkomingen van de epidurale drukopnemer zelf. Zowel theoretisch als experimenteel vertoont de opnemer over een groot drukbereik het gewenste lineaire gedrag.
Voorts bezit de opnemer door zijn speciale constructie een compensatie-mechanisme voor storende krachten zoals afschuifspanningen of momenten op de kern van de opnemer, dat voor bijna 100% effectief is.
2. De dura van de mens heeft bepaalde eigenschappen die de epidurale drukmeting nadelig kunnen beïnvloeden.
 - a. De dura kan een gekromde vorm hebben. Het afplatten van deze kromming door de opnemer kan verantwoordelijk zijn voor een extra kracht op de opnemer. Zo werd bij een in vitro meting een verschil van +8 mm Hg tussen de epidurale drukwaarden en de werkelijke waarden gemeten. Anderzijds kan een kromming die van de opnemer af gericht is, ook een te lage drukmeting veroorzaken (gemeten verschil: -10 mm Hg).
 - b. De dura heeft onregelmatigheden zoals bloedvaatjes of collageen verdikkingen in zich. Deze kunnen grove afwijkingen (gemeten: $>10 \text{ mm Hg}$) in de drukmeting introduceren wanneer zij zich juist onder de opnemer bevinden.
 - c. De dura van de mens is niet te vergelijken met het hersenvlies van een koe. Het hersenvlies van dit dier is zeer dun (dikte $< 0.1 \text{ mm}$) en gedraagt zich als een

De dura van de mens heeft een dikte van gemiddeld ongeveer 0.5 mm en mede daardoor een niet te verwaarlozen buigstijfheid.

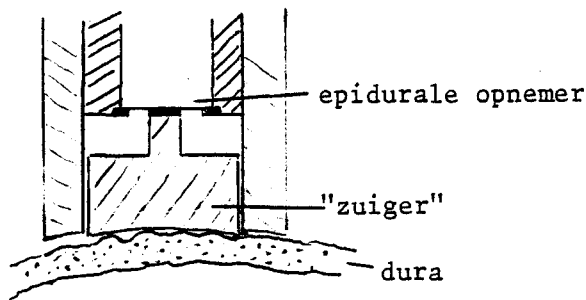
3. Vooral ten gevolge van de onder 2.c genoemde dura-eigenschap kan een niet-coplanare stand van de opnemer t.o.v. de dura de epidurale drukmeting verstoren. Wij hebben de situatie onderzocht waarbij de opnemer zich op enige afstand boven de dura bevond (uitgaande van te meten druk nul). Wanneer de dura als een membraan te beschouwen zou zijn (vgl. koe-hersenvlies), zou, afgezien van de triviale situatie dat er nog geen contact tussen dura en opnemer is, vanaf een bepaalde drempelwaarde voor de druk toch correcte drukmeting optreden (zie resultaten koe-hersenvlies). De dura heeft echter een buigstijfheid zodat het begin van contact tussen dura en opnemer gepaard gaat met een extra kracht op de opnemer t.g.v. de afplatting van de dura. Ten gevolge van dit effect zijn, afhankelijk van de afstand dura-opnemer relatieve fouten van meer dan 100% gemeten. (Bij dura niet te scheiden van het onder 2.a beschreven effect, bij vergelijkbare rubber lapjes zonder kromming wel expliciet waar te nemen.)

Alle onder 2 en 3 beschreven storende factoren zijn, afgezien van praktische fouten bij de plaatsing van de opnemer, terug te voeren op één elementaire oorzaak, het "maanlandschap"-voorkomen van de binnenzijde van de schedel.

Daarom zou een verbetering van de epidurale meetmethode misschien bereikt kunnen worden met een opnemer met een groter werkzaam oppervlak, waarbij een soort middeling over de onregelmatigheden zou plaatsvinden. Daartoe zou het werkzame oppervlak een diameter van enige malen de karakteristieke lengte van de onregelmatigheden moeten hebben, minimaal toch zeker 1 cm. Om ook de globale kromming van de dura t.g.v. de kromming van de schedel te compenseren moet het actief oppervlak bij voorkeur een licht gekromde vorm hebben.

Een theoretisch mogelijk ontwerp is geschetst in onderstaande figuur. I.p.v. het gevoelige deel van de opnemer zelf, maakt een soort zuiger, die gemakkelijk aan bovenstaande specifieke eisen is aan te passen, coplanar contact met de dura. (Het gevoelige deel zelf kan natuurlijk ook een andere uitvoering hebben dan de geschetste epidurale.)

Fig. 5.1 Mogelijke verbetering van de opnemer.



Als suggesties voor verder onderzoek opperen we tenslotte:

1. Meer experimenten aan menselijke dura, waarbij factoren als bevestiging en vochtigheid van de stukjes dura meer in overeenstemming met de in vivo situatie gebracht worden. Een verbetering zou al bestaan in het gebruik van verse stukjes dura i.p.v. geprepareerde, en helemaal ideaal zouden natuurlijk in vivo metingen zijn (aan mensen).
2. Theoretisch een andere aanpak van de contactsituatie dura-opnemer, niet gebaseerd op deflectie-theorie maar op continuüm-elasticiteitstheorie.

APPENDIX 1 Uitvoerige bewerkingen bij de benaderingsmethode van Hart en Evans voor de oplossing van de von Kármán-vergelijkingen.

A.1.1 Transformatie van de von Kármán-vergelijkingen.

Het op te lossen stelsel (2.2) is te schrijven als:

$$D \nabla_z^4 w(r) - \frac{h}{z} \cdot (w' \phi')' = q \quad (\text{A.1.a})$$

$$\frac{1}{E} \cdot \nabla_z^4 \phi(r) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{1}{z} \left((w')^2 \right)' \quad \text{b)}$$

met als randvoorwaarden in $r=a, b$: $w'=0$ c)

$$\phi'' = \frac{\nu}{r} \cdot \phi' \quad \text{d)}$$

en met $\nabla_z^4 = \frac{1}{z} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{z} \frac{d}{dr} \left(r \frac{d}{dr} \right) \right) \right)$ (A.2)

Hierin is weer q : de belasting per oppervlakte-eenheid,

$w(r)$: de doorbuiging als functie van de radiële coördinaat r ,

$\phi(r)$: de Airy-stress-functie (zie (2.1)),

a : de binnenrand van het diafragma (ringvormige plaat),

b : de buitenrand " " ,

h : de dikte " " ,

E : de elasticiteitsmodulus " " ,

ν : de dwarscontractieverhouding " " ,

D : de buigstijfheid " , $D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$,

' : differentiëren naar r .

Vermenigvuldigen van linker- en rechterlid van vgl. (A.1.a) met $2\pi r$ en integreren over $a \leq r \leq b$ geeft:

(A.3)

De directe druk op het diafragma, q , is in de situatie van fig. 2.3 nul. Wel moet het diafragma de last op de kern dragen. De integratieconstante C krijgt daarom de waarde $\pi a^2 q$.

(A.1.b) is één maal zonder problemen te integreren. De integratieconstante is nul op grond van de randvoorwaarde (A.1.c).

Met de substituties $w' = -\vartheta$ en $\psi = \phi'$ wordt het stelsel dan (We volgen Hart en Evans {16} in een iets aangepaste vorm):

$$\vartheta'' + \frac{\vartheta'}{r} - \frac{\vartheta}{r^2} = \frac{h}{Dr} \left[\psi \vartheta - \frac{qa^2}{2h} \right] \quad (\text{A.4.a})$$

$$\psi'' + \frac{\psi'}{r} - \frac{\psi}{r^2} = \frac{E}{2r} \vartheta^2 \quad \text{b)}$$

met randvoorwaarden: in $r=a, r=b$: $\vartheta = 0$ c)
 $\psi' = \frac{v}{r} \psi$ d)

Met de transformaties $z = \left(\frac{r}{R}\right)^2$ (A.5)

$$y_1 = \vartheta, \quad y_2 = \frac{\psi}{Eh\gamma} \quad (\text{A.6.a,b})$$

MET $\gamma = [12(1-\nu^2)]^{-\frac{1}{2}}$ c)

$$S = \gamma \cdot \frac{h}{R} \quad (\text{A.7})$$

$$K = \frac{1}{S} \cdot \left(\frac{qa^2}{2} / ERh\right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{A.8})$$

is stelsel (A.4) te schrijven als:

$$\vartheta z (z y_1'' + y_1') - z y_1 = 2z^{\frac{1}{2}} (S^{-1} y_2 y_1 - SK^3) \quad (\text{A.9.a})$$

$$4z (z y_2'' + y_2') - y_2 = S^{-1} z^{\frac{1}{2}} \frac{1}{2} y_1^2 \quad \text{b)}$$

' betekent nu differentiatie naar z .

Deze vergelijkingen gaan via de substituties

$$y_1 = -SKz^{\frac{1}{2}} q, \quad y_2 = -SK^2 z^{\frac{1}{2}} f \quad (\text{A.10.a,b})$$

over in het in (2.7) gegeven stelsel, dat we hier voor de volledigheid nogmaals weergeven:

$$\frac{4}{k^2} (zq)'' = z^{-1} - f \cdot g \quad (2.7.a)$$

$$8(zf)'' = g^2 \quad b)$$

Randvoorwaarden: in $z = \left(\frac{\alpha}{R}\right)^2$, $z = \left(\frac{b}{R}\right)^2$: $g(z) = 0$ c)

$$(1-\nu)f(z) + 2zf'(z) = 0 \quad d)$$

Een benadering voor de oplossing van het stelsel (2.7) wordt gevonden door de functies $f(z)$ en $g(z)$ als volgt te schrijven als reeksen functies Π_n resp. χ_n met machten van k^2 ervoor:

$$f(z) = \Pi_0(z) + k^2 \Pi_1(z) + k^4 \Pi_2(z) + k^6 \Pi_3(z) \dots (2.10.a)$$

$$g(z) = \chi_0(z) + k^2 \chi_1(z) + k^4 \chi_2(z) + k^6 \chi_3(z) + \dots \quad b)$$

A.1.2 Uitwerking van de benadering.

Beschouw de vergelijkingen (2.7) en (2.10). Uit het geval $k = 0$ (geen belasting) volgt noodzakelijkerwijs $\Pi_0 = \chi_0 = 0$.

Substitutie van (2.10.a) en (b) in (2.7.a) en (b) en gelijkstellen van de termen met dezelfde macht van k^2 leidt dan tot de volgende stelsels vergelijkingen van oplopende orde; aan de randvoorwaarden (2.7.c) en (d) moet ook voor elke orde afzonderlijk voldaan worden:

- 91 -

Nulde orde: $4(zX_1)'' = \frac{1}{z}$ (A.11.a)

$$\delta(z\pi_1)'' = 0 \quad \text{b)}$$

Randvoorwaarden: in $z = \left(\frac{a}{R}\right)^2$, $z = \left(\frac{b}{R}\right)^2$

$$X_1 = 0 \quad \text{c)}$$

$$(1-\nu)\pi_1 + 2z\pi_1' = 0 \quad \text{d)}$$

Vergelijkingen (A.11.b) en (d) leiden samen tot de oplossing $\pi_1 = 0$.

Oplossen van (A.11.a) geeft

$$X_1 = \frac{1}{4} \ln z + \frac{A}{z} + B \quad \text{(A.12.a)}$$

Met (A.11.c) volgt voor de constanten A en B:

$$A = \frac{\frac{1}{2} \ln \frac{b}{a}}{\left(\frac{R}{a}\right)^2 - \left(\frac{R}{b}\right)^2} \quad \text{b)}$$

$$B = \frac{-\frac{1}{2} \ln \frac{b}{a}}{1 - \left(\frac{a}{b}\right)^2} - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{a}{R}\right) \quad \text{c)}$$

We nemen in het vervolg $b = 2a$ en dus $R = 3a$. Dan volgt:

$$A = 0.051, B = 0.087$$

Eerste orde: $4(zX_2)'' = 0$ (A.13.a)

$$\delta(z\pi_2)'' = X_1^2 \quad \text{b)}$$

Randvoorwaarden: in $z = \left(\frac{a}{R}\right)^2$, $z = \left(\frac{b}{R}\right)^2$:

$$X_2 = 0 \quad \text{c)}$$

$$(1-\nu)\pi_2 + 2z\pi_2' = 0 \quad \text{d)}$$

(A.13.a) en (c) leiden tot: $X_2 = 0$.

(A.13.b) uitschrijven m.b.v. (A.12.a), twee keer integreren en gebruik maken van de randvoorwaarde (A.13.d) leidt dan na enig rekenwerk tot:

- 92 -

$$\pi_2 = \left(39 \cdot z \ln^2 z - 90 \cdot z \ln z + 16 \ln^2 z - 21 \ln z - 3,3 \cdot \frac{1}{z} \ln z + 101z - 84,2 - 17,8 \cdot \frac{1}{z} \right) \cdot 10^{-4}$$

(A.14)

In de volgende grafiek is Π_2 weergegeven als functie van de radiële coördinaat r :

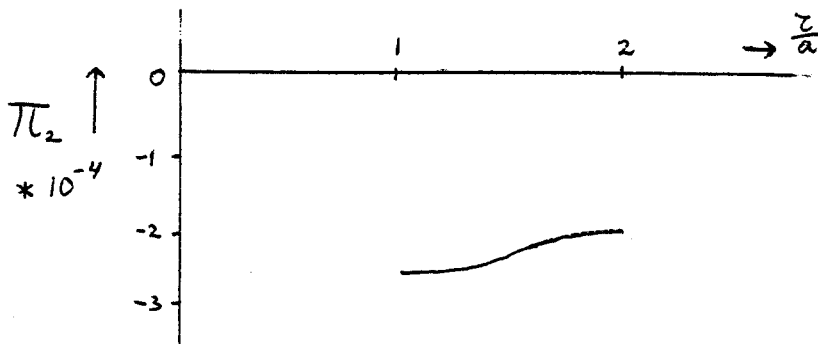


Fig. A.1 Π_2 als functie van r .

Voor de hogere orden vinden we de volgende vergelijkingen (met de bekende randvoorwaarden):

$$4(z\chi_3)'' = \pi_1, \chi_1 = 0 \quad (\text{A.15.a})$$

$$4(z\chi_4)'' = \pi_1, \chi_2 + \chi_1, \pi_2 = \chi_1, \pi_2 \quad \text{b)}$$

$$8(z\pi_3)'' = 2\chi_1, \chi_2 = 0 \quad (\text{A.16.a})$$

$$8(z\pi_4)'' = 2\chi_1, \chi_3 + \chi_2^2 \quad \text{b)}$$

$$8(z\pi_5)'' = 2\chi_1, \chi_4 + 2\chi_2, \chi_3 \quad \text{c)}$$

Uit (A.15.a) volgt $\chi_3 = 0$, en uit (A.16.a) en (b) $\pi_3 = 0, \pi_4 = 0$. De eerstvolgende termen van de reeksen die niet nul zijn, zijn dus χ_4 en π_5 . We tonen in de volgende sub-paragraaf aan dat de functiewaarden van deze functies te verwaarlozen zijn t.o.v. de waarden van de functies χ_1 en π_2 .

A.1.3 De convergentie van de reeksen.

χ_4 is op te lossen uit vgl. (A.15.b). Aangezien geldt dat Π_2 ongeveer constant is en gelijk aan $-3 \cdot 10^{-4}$, kunnen we ook schrijven:

$$4(z\chi_4)'' = -3 \cdot 10^{-4} \chi_1 \quad (\text{A.17})$$

Hieruit volgt voor χ_4 bij benadering:

$$\chi_4 = -7 \cdot 10^{-5} \left(\frac{1}{8} z \ln z - \frac{3}{16} z + A(\ln z - 1) + \frac{1}{2} Bz \right) + C + \frac{D}{z} \quad (\text{A.18})$$

De integratie-constanten C en D volgen weer uit de randvoorwaarde

$$\chi_4=0 : \quad C = -1.5 \cdot 10^{-5}$$

$$D = 5 \cdot 10^{-8}.$$

Voor het gehele domein $\frac{1}{3} \leq z \leq \frac{4}{3}$ geldt $0 < |\chi_4| < 10^{-6}$. Met de vergelijkingen (A.12) volgt $10^{-1} < |\chi_2| < 10^{-2}$ op dat zelfde domein, zodat $k^8 \chi_4$ te verwaarlozen is t.o.v. $k^2 \chi_1$ als k in de buurt van 1 ligt.

Op soortgelijke wijze is na te gaan dat de term met Π_5 te verwaarlozen is t.o.v. de eerste term met Π_2 (voor k in de buurt van 1): M.b.v. bovenstaande schattingen voor χ_1 en χ_4 is (A.16.c) af te schatten tot:

$$8(z\Pi_5)'' = 2 \cdot 10^{-7} \quad (\text{A.19})$$

Oplossen van (A.19) onder de randvoorwaarde $(1-\nu)\Pi_5 + 2z\Pi_5' = 0$ leidt tot de bevinding dat de functiewaarden van Π_5 van de orde 10^{-7} zijn.

We kunnen nu de benadering met alleen de eerste term van elke reeks Hogere orde termen zijn zeker te verwaarlozen daar deze weer ontstaan uit produkten van lagere orde functies (met χ_4 of Π_5 er in). We kunnen nu de benadering met alleen de eerste term van elke reeks zeker als goed aanmerken voor $k \lesssim 2$ ($2^6 = 64$).

A.1.4 De werkelijke buigspanning.

De maximale buigspanning treedt op aan het oppervlak van de plaat en volgt uit het buigend moment (per omtrekseenheid) M de in par. 2.4 gegeven formules:

$$\sigma_b^z = \frac{6M_z}{h^2}, \quad M_z = -D \left(\vartheta' + \frac{\nu}{2} \vartheta \right) \quad (\text{A.20,21})$$

De index r geeft aan dat het over de radiële component gaat.

We schrijven de hoek ϑ terug in zijn werkelijke dimensionele vorm m.b.v. de formules (A.6.a), (A.10.a), (A.12.a) en (2.10.b).

Er volgt:

$$\vartheta = -s k^3 z^{\frac{1}{2}} \left[A \left(\frac{R}{z} \right)^2 + \frac{1}{2} \ln \frac{z}{R} + B \right] \quad (\text{A.22})$$

Met $\vartheta' = \frac{d\vartheta}{dz}$ en $z = \left(\frac{r}{R} \right)^2$ gaat (A.21) nu over in:

$$M_z = \frac{D s k^3}{R} \left[A (\nu-1) \left(\frac{R}{z} \right)^2 + \frac{1}{2} (1+\nu) \ln \frac{z}{R} + \frac{1}{2} + (\nu) B \right] \quad (\text{A.23})$$

Voor de radiële component van de buigspanning σ_b^r vinden we dan met (A.20), onder uitschrijving van de verschillende parameters, de volgende uitdrukking:

$$\sigma_b^z = 3q \cdot \left(\frac{a}{h} \right)^2 F(z) \quad (\text{A.24})$$

met
$$F(z) = A (\nu-1) \left(\frac{R}{z} \right)^2 + \frac{1}{2} (1+\nu) \ln \frac{z}{R} + (\nu) B + \frac{1}{2}, \quad (\text{A.24.a})$$

$$A = 0.051, \quad B = 0.087 \quad (b=2a).$$

A.1.5 Berekening van de maximale deflectie.

Het maximum van de doorbuiging wordt bereikt aan de binnenrand ($r=a$) van het diafragma en is gelijk aan de uitwijking van de kern w_0 .

Voor deze uitwijking geldt:

$$w_0 = \int_a^b \vartheta(z) dz \quad (\text{A.25})$$

Met (A.22) volgt:

$$w_0 = -s k^3 R \left[A \ln z + \frac{1}{4} \left(\frac{z}{R} \right)^2 \ln \frac{z}{R} - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{R} \right)^2 + \frac{1}{2} B \left(\frac{z}{R} \right)^2 \right]_a^b \quad (\text{A.26})$$

$$= -\gamma h \cdot k^3 \left[-6,35 \cdot 10^{-3} \right]$$

APPENDIX 2 HET EFFECTIEF OPPERVAK VAN DE REFERENTIE-
OPNEMER EN VAN EEN OPNEMER MET EEN MEMBRAAN EROVER:

We moeten het volgende probleem oplossen:

Hoe groot zijn de spanningen in de piëzo-elementjes van de opnemer wanneer deze belast wordt op de in figuur 3.3 weergegeven wijze. Vergelijken van de som van deze spanningen met de som van de spanningen bij de in par. 2.3 behandelde situatie waarbij alleen de kern belast werd, geeft een waarde voor het schijnbaar werkzame oppervlak van de kern, het effectief oppervlak.

We hebben in par. 2.5 al gezien dat we voor het diafragma van de opnemer bij de voorkomende drukken te maken hebben met relatief kleine doorbuigingen, zodat het belastingsprobleem bevredigend beschreven kan worden door de vereenvoudigde vorm van vgl. (2.2.a), (2.5), een maal geïntegreerd:

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) \right) = \frac{Q}{D} \quad (2.5)'$$

waarin weer w : de doorbuiging als functie van de
radiële coördinaat r ,

D : de buigstijfheid,

Q : de verticale afschuifspanning per omtreks-
eenheid.

In het geval van figuur 3.3 geldt:

$$\begin{aligned} 2\pi r \cdot Q &= \pi r^2 \cdot \Delta p \\ Q &= \frac{\Delta p \cdot r}{2} \end{aligned} \quad (A.27)$$

Dit invullen in (2.5)' en integreren levert:

$$w = \frac{1}{D} \left\{ \frac{\Delta p \cdot a^4}{64} \rho^4 + \frac{1}{4} A a^2 \rho^2 + B \ln \rho + C \right\} \quad (A.28)$$

waarbij is overgegaan op de dimensieloze radiële coördinaat ρ , $\rho = r/a$, met a de straal van de kern. A, B en C zijn integratieconstanten. A en B volgen uit de randvoorwaarden voor inklemming aan binnen- en buitenrand, te weten $\frac{dw}{d\rho} = 0$ in $\rho = 1$ en $\rho = b/a$ (b straal buitenring). We vinden:

$$A = -\frac{1}{8} \Delta p a^2 \left(1 + \left(\frac{b}{a}\right)^2\right) \quad (\text{A.29.a})$$

$$B = \frac{1}{16} \Delta p a^4 \left(\frac{b}{a}\right)^2 \quad \text{b)}$$

Voor de radiële buigspanningscomponent $\frac{\sigma}{h}$ op het oppervlak van het diafragma vinden we weer met (2.13) en (2.14),

$$M_r = -D \left(w'' + \frac{\nu}{r} w' \right), \quad \sigma = \frac{6M_r}{h^2} \quad (\text{h dikte diafragma}):$$

$$\begin{aligned} \sigma_r = -3\Delta p \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot \frac{2}{\Delta p a^4} \left[\frac{1}{16} \Delta p a^4 (3+\nu) \rho^2 \right. \\ \left. + A a^2 (1+\nu) + \frac{B}{\rho^2} (\nu-1) \right] \quad (\text{A.30}) \end{aligned}$$

We nemen weer de realistische verhouding $b/a = 2$, dan volgt:

$$\text{Binnenrand, } \rho = 1: \quad \sigma = -3\Delta p \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot 0.75 \quad (\text{A.31.a})$$

$$\text{Buitenrand, } \rho = 2: \quad \sigma = -3\Delta p \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot -0.75 \quad \text{b)}$$

Voor het geval dat alleen de kern belast was, hadden we gevonden,

$$(2.19): \quad \rho = 1: \quad \sigma = -3\Delta p \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot 0.42$$

$$\rho = 2: \quad \sigma = -3\Delta p \left(\frac{a}{h}\right)^2 \cdot -0.27$$

Het effectief oppervlak bij de belasting van de gehele opnemer bedraagt dus

$$A_{\text{eff}} = \frac{1.50}{0.69} A_{\text{KERN}} = 2.17 A_{\text{KERN}} \quad (\text{A.32})$$

Effectieve straal: $R_{\text{eff}} = 1.47a$.

We berekenen nu de effectieve straal voor het geval dat zich over de opnemer een (voorgespannen) membraan bevindt. Deze situatie is weergegeven in figuur 3.5. Het effectief oppervlak wordt in dit geval begrensd door het maximum van de doorbuiging van het membraan.

Voor een voorgespannen membraan wordt de doorbuiging beschreven door vgl. (2.6):

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dw}{dr} \right) = \frac{-\Delta P}{Sh} \quad (\text{VOORSPANNING } S)$$

Integreren van deze vergelijking onder gebruikmaking van de randvoorwaarden $w=0$ in $r=a$ en $r=b$ en de voorwaarde $w'=0$ in $r=R_{\text{eff}}$ levert voor R_{eff} de uitdrukking:

$$R_{\text{eff}} = \left[\frac{\left(\frac{b}{a}\right)^2 - 1}{2 \ln\left(\frac{b}{a}\right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.33})$$

Ook hier vinden we voor $b/a = 2$: $R_{\text{eff}} = 1.47a$.

Dezelfde berekeningen zijn ook uitgevoerd voor iets andere waarden van b/a . We vinden steeds dat de effectieve oppervlakken voor de referentie-opnemer en een opnemer met een voorgespannen vlies gelijk zijn:

b/a	$R_{\text{eff}}^{\text{REF}}$	$R_{\text{eff}}^{\text{VLIES}}$
1.8	1.38	1.38
2.2	1.56	1.56

Wanneer het membraan niet voorgespannen is, is de berekening uitermate moeilijk, daar dan weer het stelsel (2.2) voor grote doorbuigingen gebruikt moet worden. M.b.v. de formules van Goldberg en Pifko {14} is in dit geval voor de effectieve straal een waarde van $1.49a$ te vinden. Deze waarde voor een niet voorgespannen membraan (meetsituatie) wijkt dus iets af van de waarde $1.47a$ behorende bij de ijksituatie.

APPENDIX 3 RESULTATEN VAN METINGEN MET ANDERE STUKJES
DURA.

In deze appendix behandelen we de resultaten van enige metingen die om een of andere reden minder betrouwbaar of volledig zijn, maar toch van belang zijn voor het inzicht in de contactsituatie tussen opnemer en dura. Bij deze metingen werd steeds gebruik gemaakt van de O-ring inklemming en de schroef-methode.

A.3.1 De resultaten voor twee verschillende stukjes dura zijn weergegeven in resp. figuur A.3.1 en de figuren A.3.2 tm A.3.4. Dit waren de eerste systematische metingen aan menselijke dura.

Bij de beschouwing van deze resultaten kwam de vraag op of niet de O-ring inklemming verantwoordelijk kon zijn voor de constante afwijkingen welke in de figuren A.3.1 en A.3.2.a tm e te zien zijn. Door het vast tegen elkaar aanzetten van de O-ringen werd namelijk de dura tussen de ringen uitgeperst. Dit resulteerde in een enigszins bol gaan staan van het ingeklemde stukje:

Fig. A.3.5 Vorm van een stukje dura dat met de O-ringen wordt ingeklemd.



Er zijn nu twee mogelijkheden:

Ten eerste dat inderdaad dit inklem-effect verantwoordelijk is voor de constante afwijkingen in de figuren A.3.1 en .2. In dat geval tonen de resultaten aan dat inderdaad een (kunstmatig) gekromde dura de drukmeting aanzienlijk kan verstoren.

De tweede mogelijkheid is dat de invloed van het inklem-effect gering is. In dat geval moet de oorzaak van de afwijkingen in de dura zelf liggen, m.a.w de discussie van par. 4.3.3 is van toepassing.

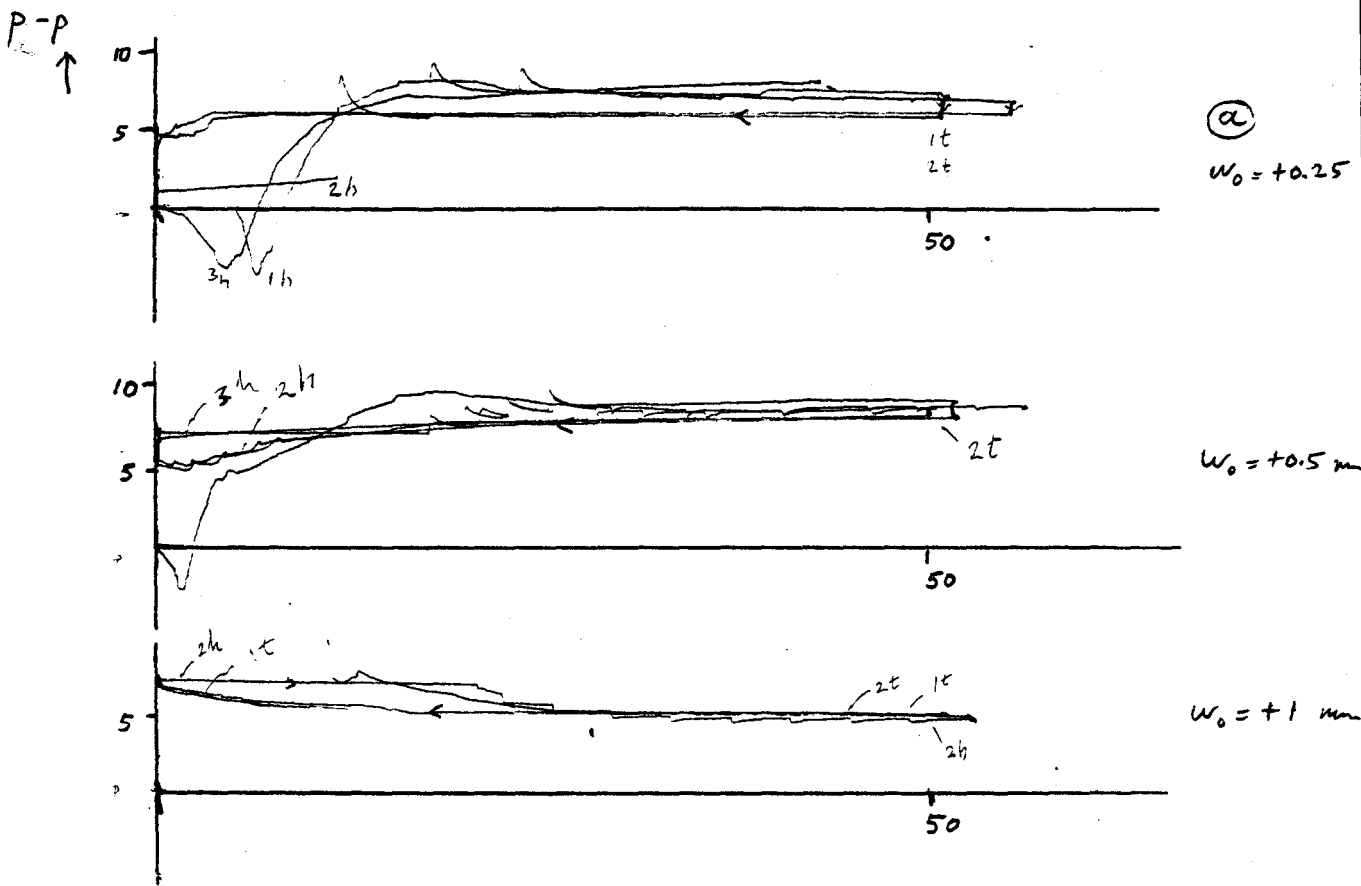


Fig. A.3.1 Menselijke dura, standaardopnemer
O-ring inkleuring + schroef-methode.

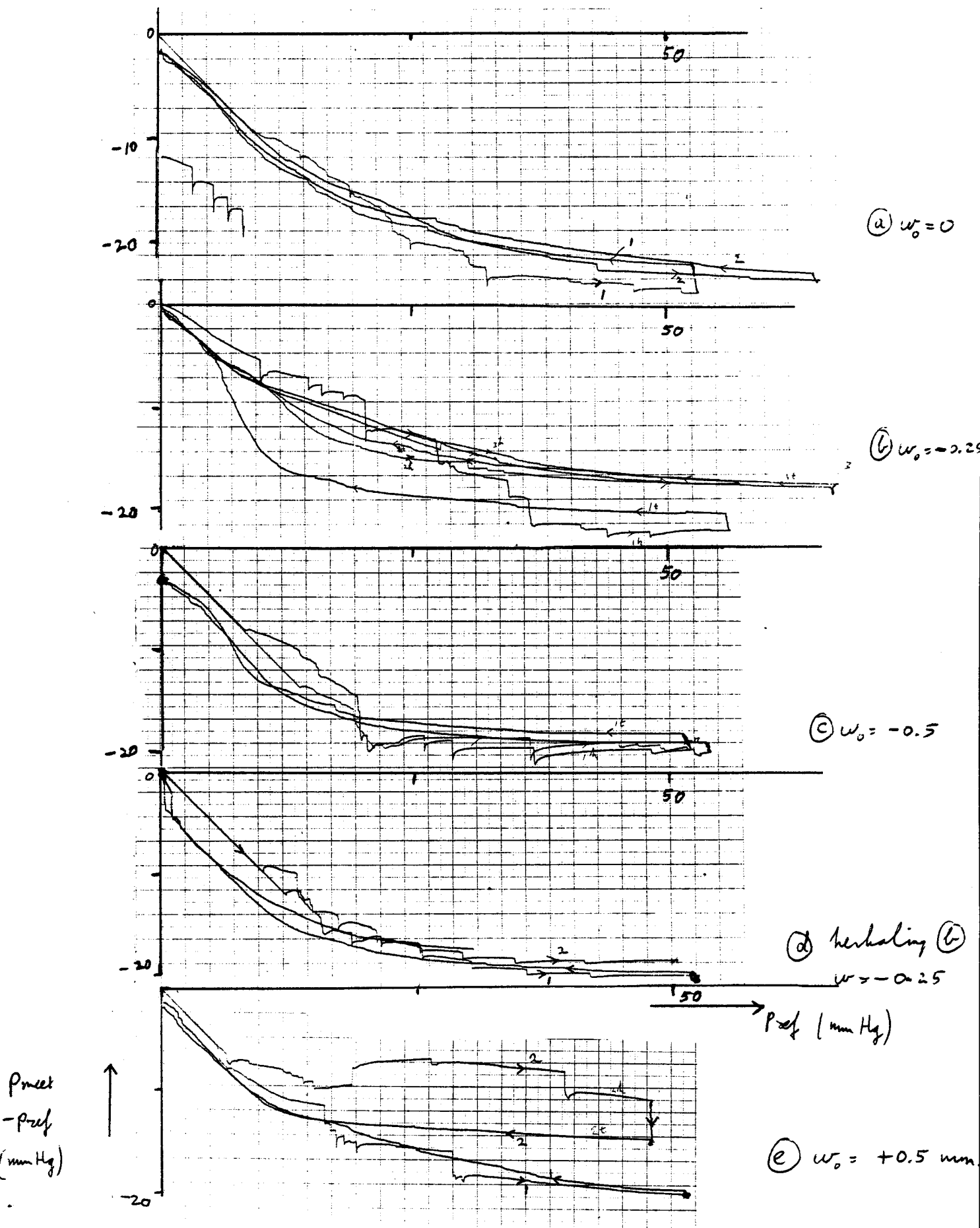
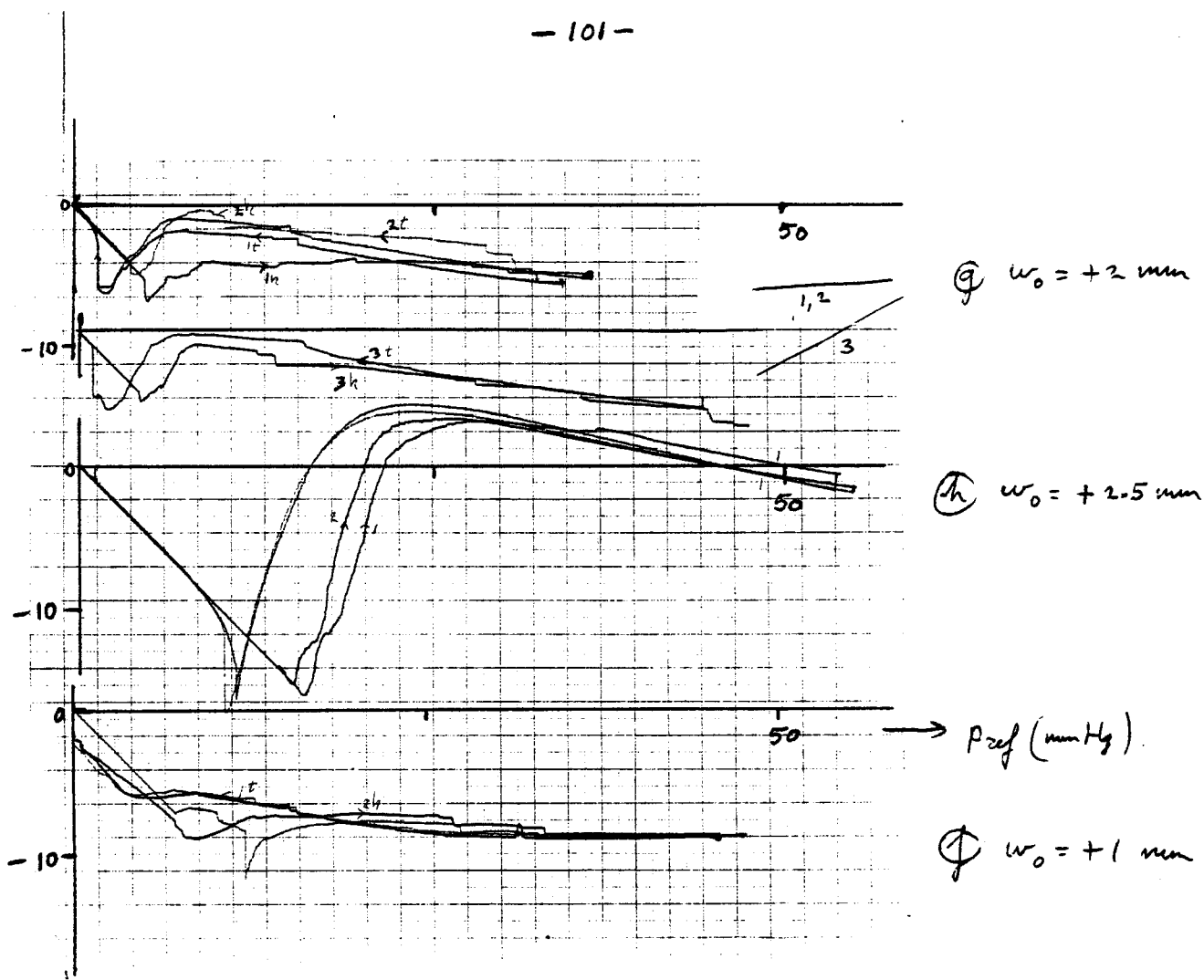


Fig. A.3.2 Menselijke dura ; standaard opname.
(\neq A.3.1)

O-ring inklemsing + schroef-methode.



Verwoly fig. A.3.2

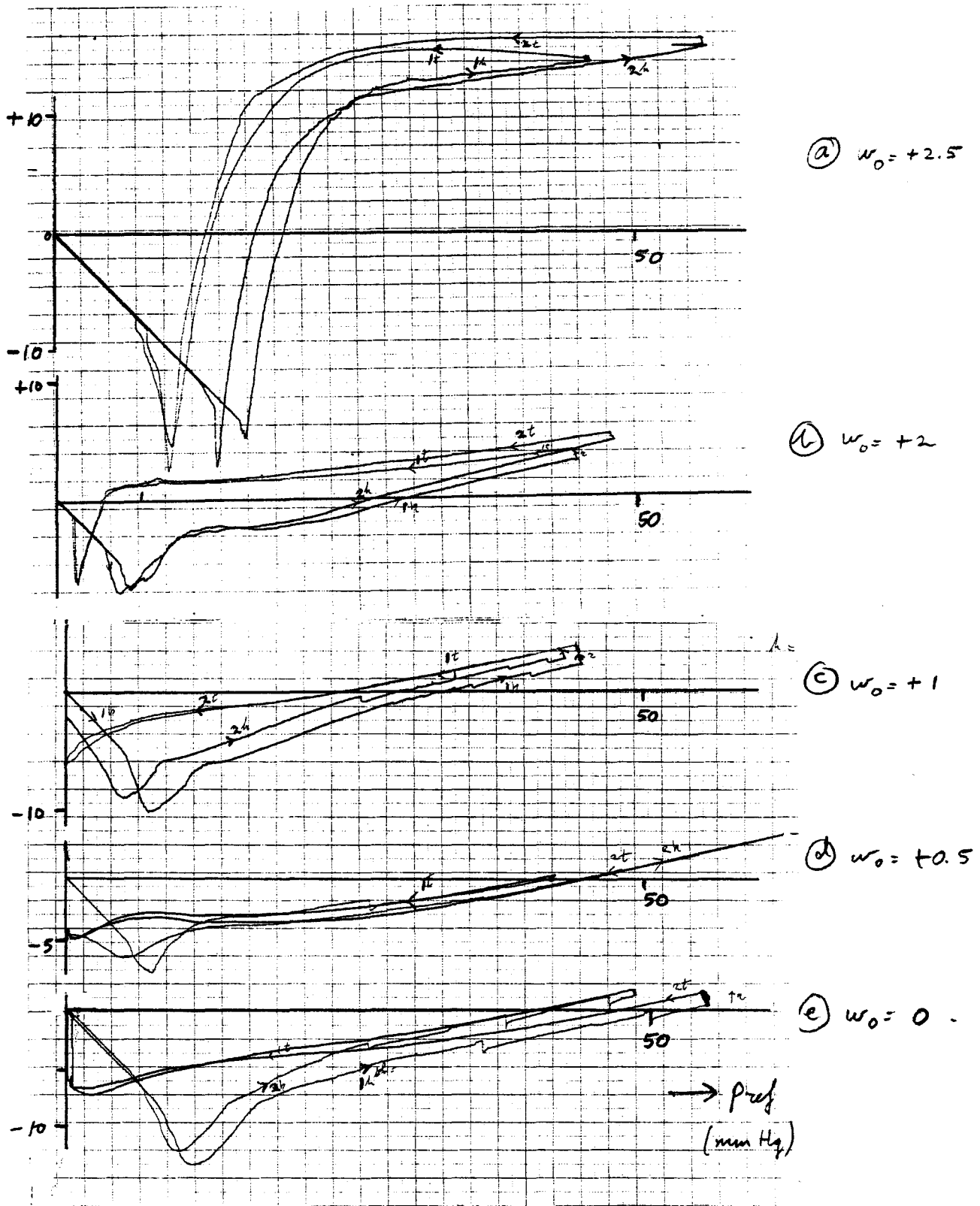
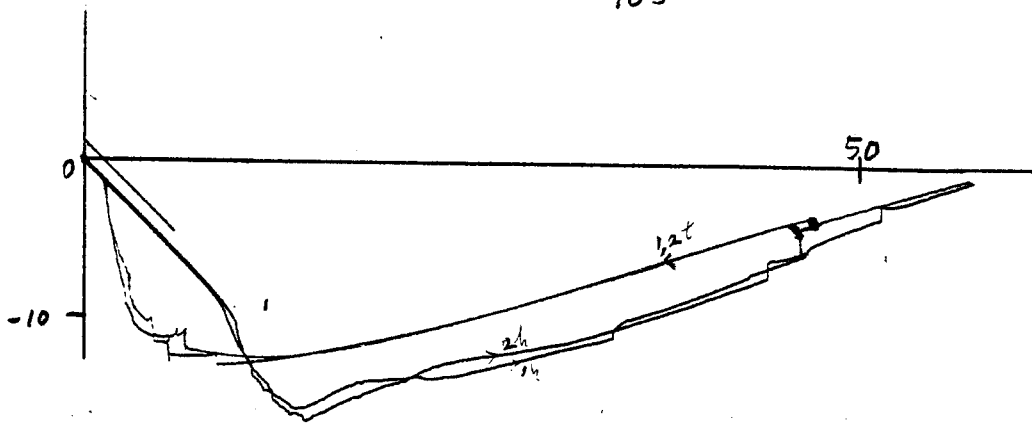
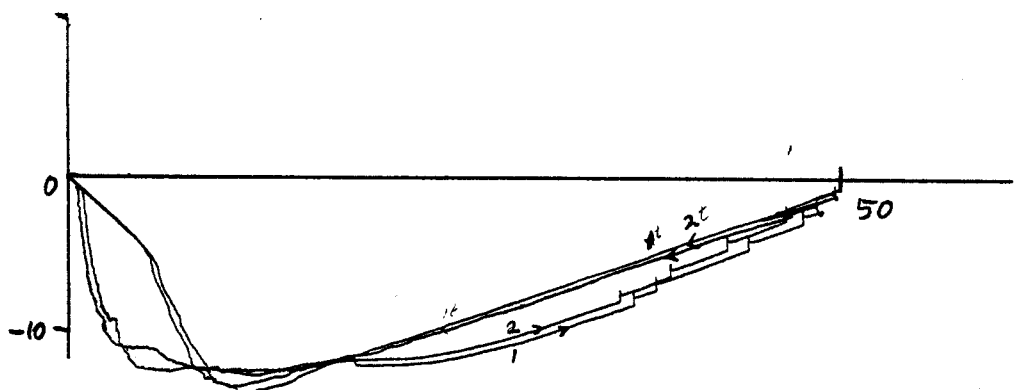


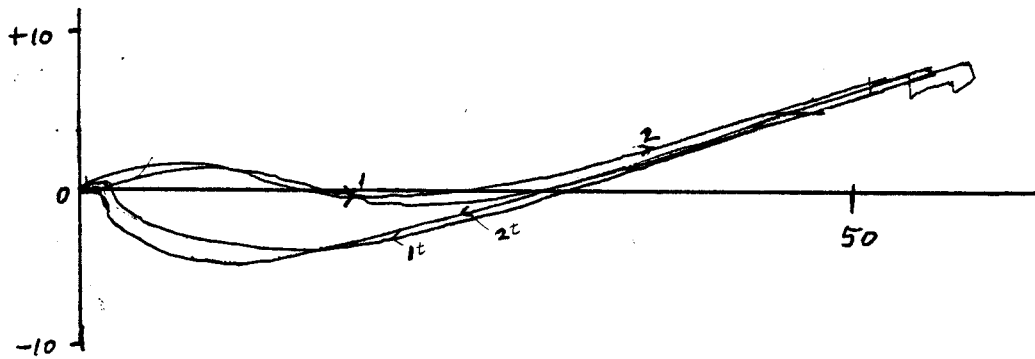
Fig. A.3.3 Zelfde data als bij A.3.2; siliconen-omkeer O-ring inkleuning + schroefmethode.



⊕ $w_0 = -0.25$



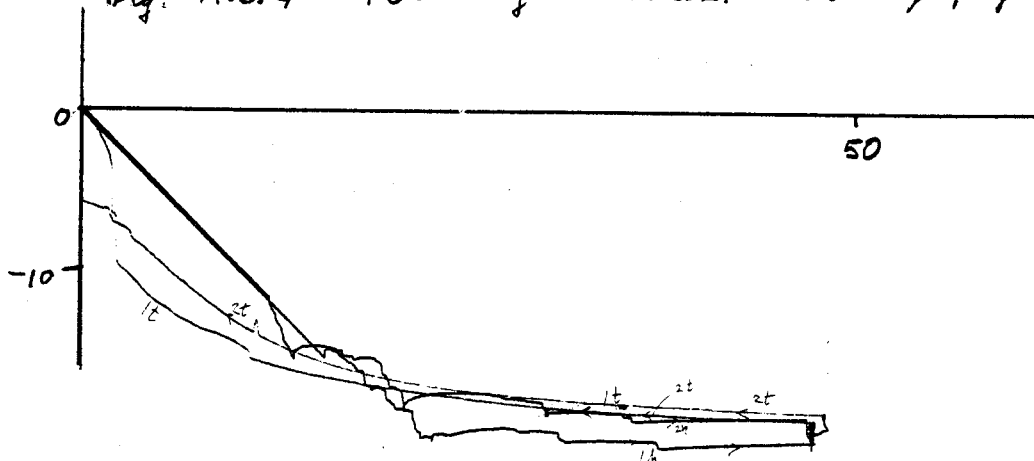
⊕ $w_0 = -0.5$



⊕ $w_0 = -1.0m$

Uwvoly Fig. A.3.3.

Fig. A.3.4 Herhaling van A.3.2.b ter vergelijking en controle.



$w_0 = -0.25 mm$

A.3.2 De tweezijdige metingen zoals die besproken zijn in par. 4.3 zijn ook voor een ander stukje dura (dikte 0.6 mm) uitgevoerd. De resultaten van deze metingen zijn weergegeven in fig. A.3.6 en A.3.7. In dit geval werd gebruik gemaakt van de O-ring inklemming, maar werd er speciaal zorg voor gedragen dat de vorm van de dura hierdoor niet beïnvloed werd. De nu met de schroefmethode ingestelde beginafstanden tussen opnemer en dura zijn direct te betrekken op mogelijke klinische meetsituaties.

We zien dat de resultaten voor dit stukje dura niet gelijk zijn aan die van het eerste stukje, in fig. 4.12 en 4.13. Wel is een goede overeenkomst met de resultaten in fig. A.3.2 op te merken (waarbij nog een ander stukje dura in onderzocht werd).

Toch blijven de in par. 4.3 opgemerkte hoofdkenmerken van toepassing:

1. Er is een duidelijk verschil tussen de resultaten voor de twee zijden van de dura, wat een gevolg kan zijn van kromming van de dura.
2. Bij de grotere afstanden treedt de invloed van het in par. 4.2 beschreven buigingseffect naar voren.

Het voornaamste verschil dat we t.o.v. de resultaten van fig. 4.12 en 4.13 kunnen opmerken is het toenemen van de afwijking in negatieve richting in fig. A.3.7 bij oplopende referentiedruk. Bij nadere beschouwing van het stukje dura bleek dat de oorzaak hiervoor het ongelijkmatige oppervlak van de betreffende zijde van het stukje was. Juist tegenover de kern van de opnemer bevond zich een "gootje" in de dura.

Een tweede belangrijk feit dat we uit deze meting kunnen afleiden is dat de invloed van de afstand opnemer-vlies niet groot is (zie vooral fig. A.3.6.a tm c en ook wel d, en fig. A.3.7 a tm c). We zien dat te diep plaatsen van de opnemer niet tot een beter contact tussen dura en opnemer hoeft te lijden, hetgeen de veronderstelling over de invloed van de kromming van de dura ondersteunt.

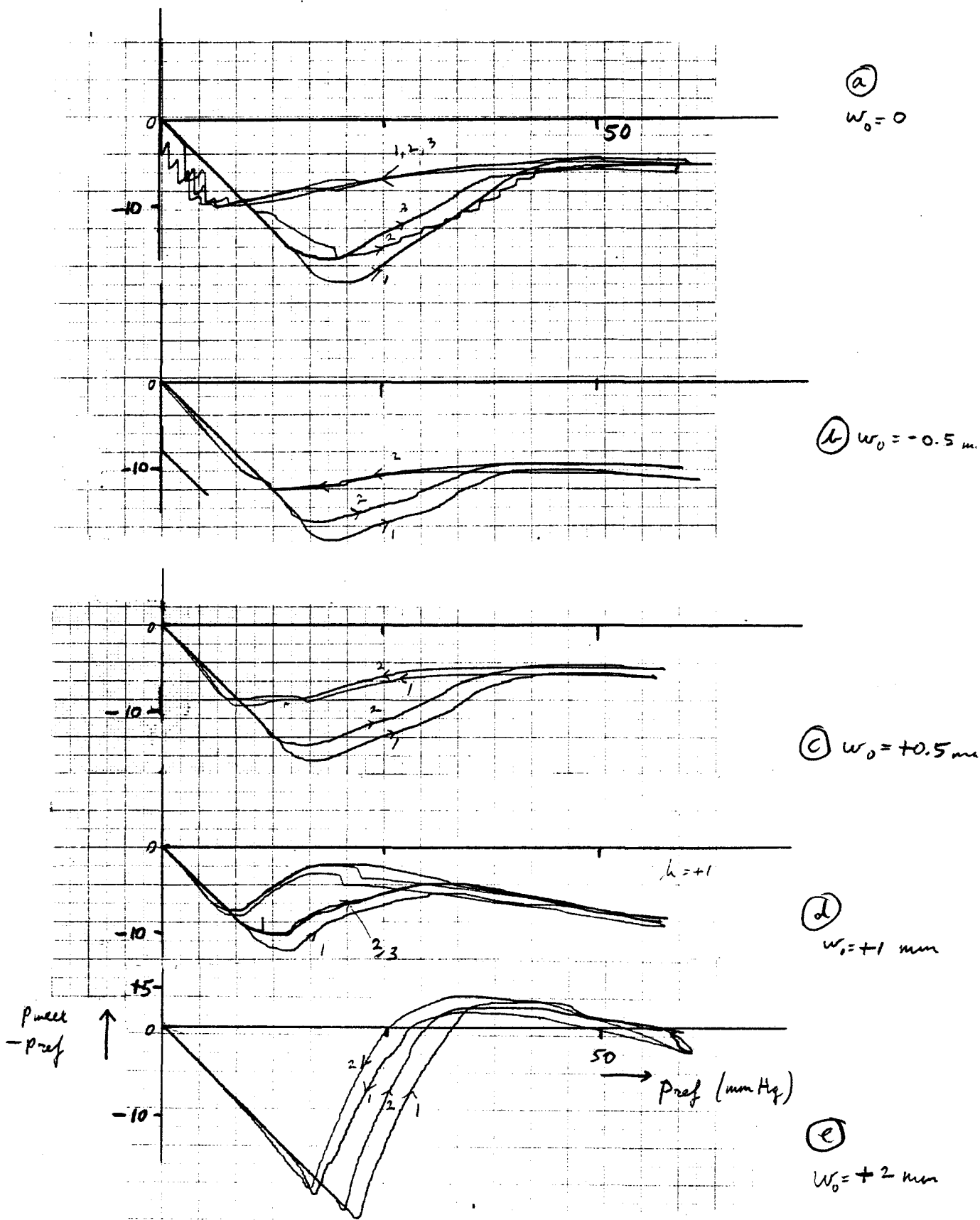


Fig. A.3.6 Onder stapje dura; standaard-opnemer.
O-ring inkleuring + schroefmethode

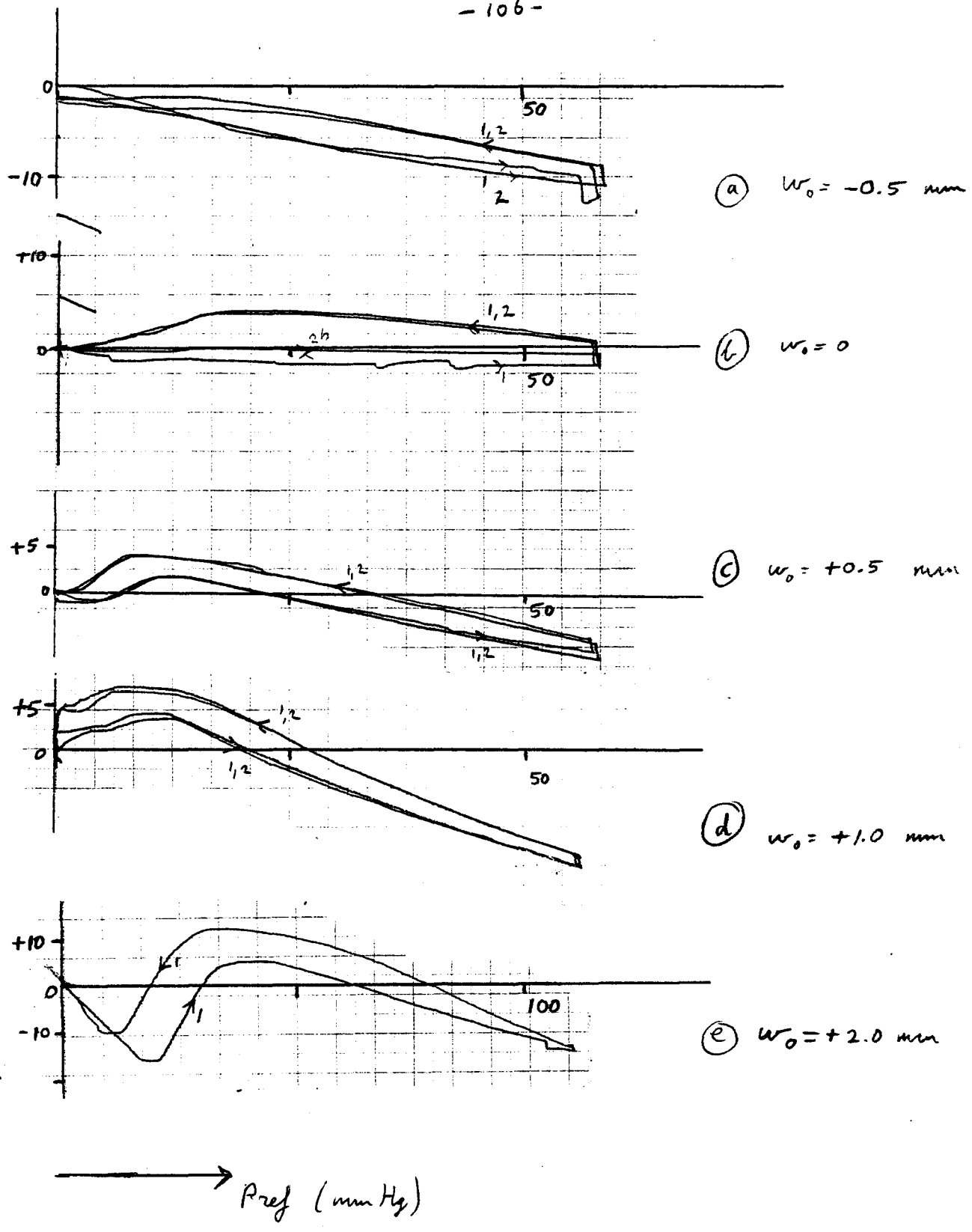


Fig. A.3.7 Zelfde data als bij A.3.6, omgekeerd.
Standaard-opnemer.
O-ring inklepping + schroef-methode.

LITERATUUR.

1. Beks, J.W.F. Increased intracranial pressure.
Clin. Neurol. Neurosurg., 79: 245-252 (1976).
2. Ziersky J. Intracranial pressure measurement and its clinical application. Medizinelektronik, 5 (1977).
3. Galford J.F. and McElhaney J.H. A visco-elastic study of scalp, brain and dura. J. Biomechanics Vol. 3 pp 211-221, Pergamon Press 1970.
4. Lanir Y. A structural theory for the homogeneous biaxial stress-strain relationships in flat collagenous tissues.
J. Biomechanics, Vol. 12, pp. 423-436. Pergamon Press 1979.
5. Fung Y.C. Biomechanics: mechanical properties of living tissues. Springer 1981.-XII.
6. Fung Y.C. Stress-strain history relations of soft tissues in simple elongation. In Biomechanics: Its foundations and Objectives. Prentice-Hall Inc. 1972.
7. Gieles A. Applications of IC Technology in Measuring Techniques. II.4 In: Regtien, P.P.L. (ed.) Modern Electronic Measuring Systems: 25-44. Delft University Press 1978.
8. Koster W.G. and Kuypers M.H. Intracranial Pressure and its Epidural Measurement. Med. Progr. Technol. 7, 21-27 (1980).
9. Timoshenko S. and Woinowsky-Krieger S. Theory of Plates and Shells, 2nd ed., McGraw-Hill 1959.
10. Kreysch H.G. Modellversuch zur Methodik der epiduralen Druckmessung am Beispiel eines Druckaufnehmers der Fa. Philips, Eindhoven/Holland. Ingenieurabschlussarbeit Fachhochschule Giessen 1977.
11. Kühn E. Messtechnische Erfassung von Problemen bei der Applikation von Epiduraldruck-Transducern. Ingenieurabschlussarbeit Fachhochschule Giessen 1978.
12. Intern rapport Med. Syst. Div., Subdiv. Med. Electronics. Voortgang projecten "transducers-dômes", feb. 1977.
13. Zierski J. Extradural, ventricular and subdural pressure recording comparative clinical study.
Intracranial Pressure IV: 371-376. Springer Verlag, 1980. (eds. Shulman K., Marmarou, A, Miller J.D.).

14. Goldberg M.A. and Pifko A.B. Large deflection analysis of uniformly loaded annular membranes. AIAA Journal, vol. I, 9, 1963.
15. Tielking J.T. Axisymmetric Bending of Annular Plates. Transactions of the ASME, vol. 45, p834, dec. 1978.
16. Hart V.G. and Evans D.J. Non-linear bending of an annular plate by transverse edge forces. Journal of Math. and Phys., vol. XLIII, 1964, pp 275-303.
17. Wortman J.J. and Evans R.A. Young's Modulus, Shear Modulus, and Poisson's Ratio in Silicon and Germanium (T). J. Applied Physics 36, 153 (1965).
18. Hase U. Intrakranielle Druckmessung. Neurochirurgia, 21, 84-90 (1978).

Het merendeel van bovenstaande literatuur is voorhanden bij Honeywell and Philips.

Woord van dank.

Bij deze wil ik iedereen die op enige wijze heeft bijgedragen aan het tot stand komen van dit afstudeerwerk bedanken, mijn ouders, mijn begeleiders (in het bijzonder Ir. W. Kuypers van de afdeling W), mijn vrienden en niet in de laatste plaats mijn vriendin Chirley.