

*Uit de polikliniek voor Prothetodontie der  
Rijksuniversiteit te Groningen.  
Directeur: Prof. J. G. van der Ven.  
Uit het Natuurkundig laboratorium der  
Rijksuniversiteit te Groningen.  
Directeur: Prof. Dr. H. de Waard.*

### III. EEN ANALYSE VAN DE FYSISCHE VERSCHIJNSELEN, DIE EEN ROL KUNNEN SPELEN BIJ DE RETENTIE VAN DE TOTALE PROTHESE\*)

J. D. VAN WILLIGEN  
W. G. MOOK

#### *Luchtdruk en viscositeit*

VI. Wanneer men uitgaat van het geïdealiseerde beeld en daarbij afziet van de werking van de oppervlaktespanning en de intermoleculaire krachten of althans deze tijdelijk verwaarloost, komt men tot een drukverdeling als in fig. 7 is aangegeven.

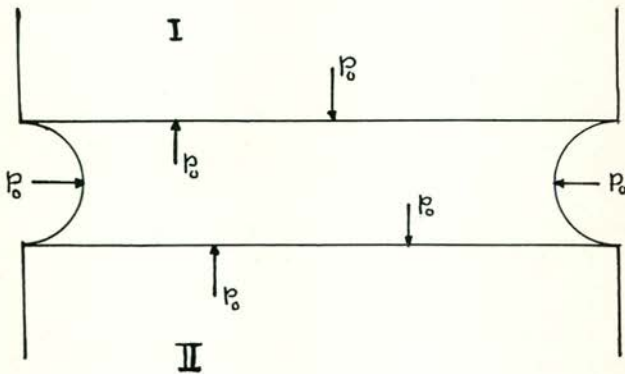


Fig. 7.

De luchtdruk  $p_0$  zet zich vrijelijk in de vloeistoflaag voort, zodat deze laatste in alle richtingen een gelijke druk  $p_0$  uitoefent op de platen, bekend als de hydrostatische druk. Bovendien ondervinden de platen van buiten eveneens de druk  $p_0$ , welke wordt doorgegeven aan de vloeistoflaag. Het

\*) Vervolg van pag. 372 (mei 1967).

gevolg is, dat alle krachten elkaar opheffen en er geen beweging optreedt. Het eigen gewicht der platen wordt eerst verwaarloosd, wat later een kleine correctie zal betekenen. Dit houdt echter niet in, dat het geen moeite kost de platen van elkaar te trekken. Wanneer wij ze van elkaar trachten te verwijderen, moet er vloeistof gaan stromen naar de groter wordende ruimte tussen de platen. De intermoleculaire krachten tussen de vloeistofmoleculen doen zich, zodra er beweging optreedt, gelden als wrijving. Deze zal moeten worden overwonnen, zodat er een kracht nodig is om de platen van elkaar te trekken. De wrijvingskrachten in de vloeistof veroorzaken een drukverval in de vloeistof. In het centrum zal dus de hydrostatische druk kleiner zijn dan aan de rand, waar hij  $p_0$  blijft bedragen. Deze drukverdeling wordt in fig. 8 en 9 voorgesteld. De bovenste plaat is vast verondersteld.

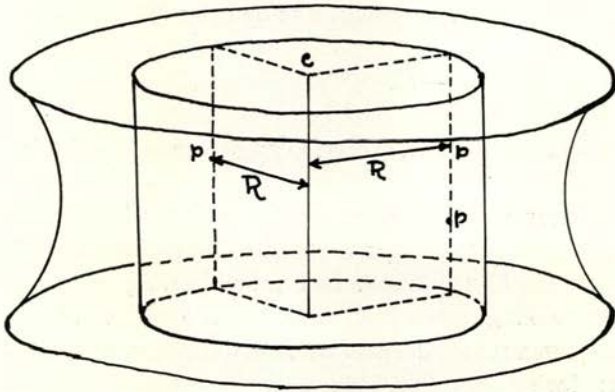


Fig. 8.

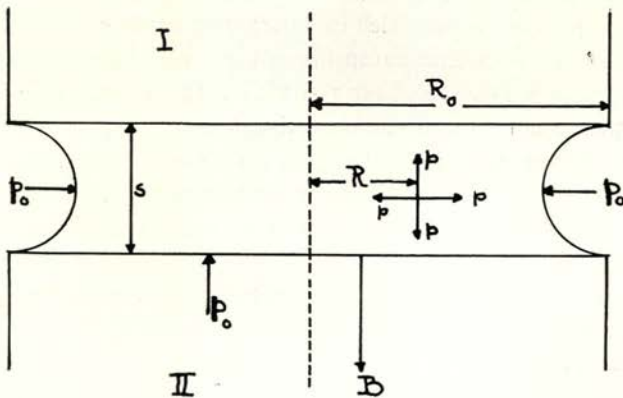


Fig. 9.

Het gecompliceerde van dit geval ligt hierin, dat  $p$  afhankelijk is van  $R$ . Met andere woorden, bij beweging is de hydrostatische druk ( $= p$ ) alleen dezelfde in alle punten, die op een afstand  $R$  van het centrum liggen. Wanneer  $p(R)$  voor elke straal  $R$  bekend is (zie fig. 9), zal de totale kracht door de vloeistof op de plaat uitgeoefend, te berekenen zijn:

$$K = \int_0^{R_0} p(R) 2\pi R dR.$$

De plaat oefent op de vloeistof een kracht uit:

$$K_0 = p_0 \pi R_0^2$$

zodat wij uit het krachtenevenwicht nu de belasting vinden:

$$B = K_0 - K.$$

Waarin:  $B$  = belasting, met inbegrip van het eigen gewicht der prothese.

Het is van essentieel belang een redelijk exacte relatie te vinden voor  $p(R)$ , omdat anders schattingen omtrent reële krachten gauw één of twee orden van grootte fout zijn, zoals later zal blijken. Bij een afleiding van de gezochte betrekking tussen  $p(R)$  en  $R$  wordt verondersteld, dat er zich rondom de platen zoveel vloeistof bevindt, dat de groter wordende ruimte steeds met vloeistof gevuld zal blijven.

Aan de stroming moet nog een voorwaarde gesteld worden. We zullen uitsluitend spreken over een zich in horizontale richting bewegende vloeistof (zie fig. 10), hoewel er natuurlijk ook een zeer kleine verticale stroming zal ontstaan. Deze zal in een zeer klein gebiedje rondom het centrum wervelingen veroorzaken. Deze wervelingen kunnen optreden voor  $R$  in dezelfde orde van grootte als  $s$ ; dat wil zeggen voor een afstand van het centrum, welke ongeveer gelijk is aan de platafstand. Gezien de nader aan te geven afmetingen voor  $s$  en  $R_0$  mag men dit gebiedje buiten beschouwing laten.

Tenslotte wordt de voorstelling gehanteerd, waarbij de vloeistofstroming uitsluitend radiaal gericht is; de vloeistof stroomt dus langs een straal naar binnen.

Allereerst beschouwen wij de stroming door een zeer klein stukje van een cirkelsector (fig. 10).

Het getrokken gedeelte uit deze figuur is in fig. 11 vergroot en van opzij gezien weergegeven.

De vloeistofstroming wordt stationair verondersteld. Dat wil zeggen, dat het binnenste gedeelte (fig. 11) van de vloeistoflaag (met een willekeurige dikte) met een constante snelheid zowel ten opzichte van de erboven- als van de eronder gelegen laag beweegt. De resulterende kracht op deze laag moet dan nul zijn. De krachten, die op het geïsoleerd gedachte middendeel werken zijn:

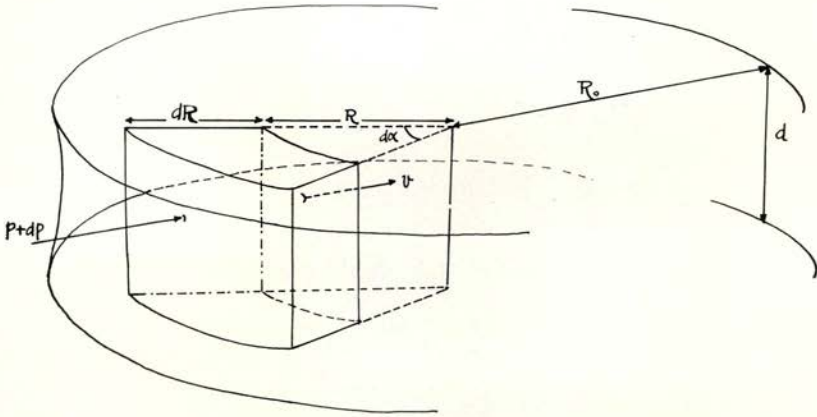


Fig. 10.

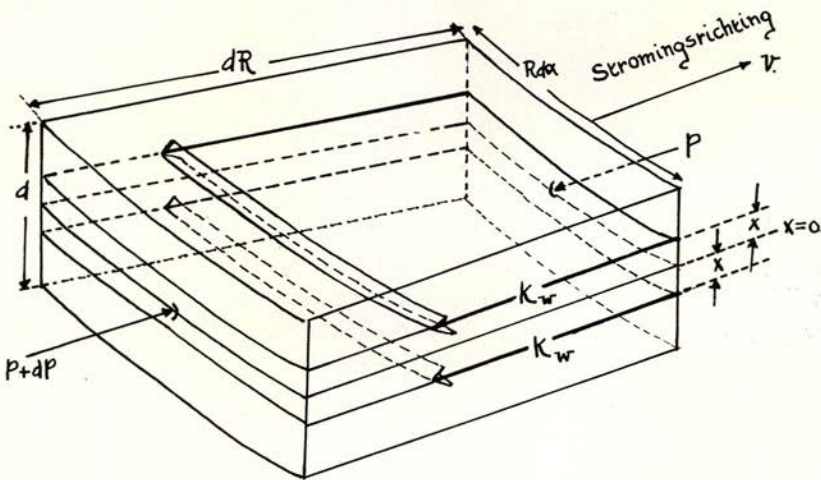


Fig. 11.

1e een kracht op de voorwand:  $K_1$ ,

2e een kracht op de achterwand:  $K_r$ ,

3e een wrijvingskracht  $K_w$  tussen het middendeel der vloeistof en de beide grenslagen (totale wrijvingskracht dus  $2K_w$ ).

Deze laatste bedraagt voor elke grenslaag  $K_w = \eta O \frac{dv}{dx}$ , waarin de evenredigheidsfactor  $\eta$  = de viscositeit of coëfficiënt van inwendige wrijving is;  $O$  = het wrijvingsoppervlak, (dus het onder- of bovenoppervlak van de vloeilaag);  $\frac{dv}{dx}$  = het snelheidsverschil tussen de lagen voorgesteld.

$$\text{M.a.w.: } K_1 - K_r + 2 \eta O \frac{dv}{dx} = O$$

of:

$$[p + dp] 2x [R + dR] dx - p 2x R dx + 2 \eta R dx \cdot dR \frac{dv}{dx} = O$$

dan is:

$$dx [ \{ p + dp \} x \{ R + dR \} - p x R + \eta R dR \frac{dv}{dx} ] = O$$

- met verwaarlozing van het produkt  $dp dR$  - alleen als:

$$x R dp + x p dR + \eta R dR \frac{dv}{dx} = O$$

waaruit integratie van:

$$dv = - \frac{[p dR + R dp]}{\eta R dR} x dx$$

levert:

$$v = - \frac{p dR + R dp}{2 \eta R dR} [x^2 + C].$$

Hierin kunnen we  $C$  vinden uit de voorwaarde, dat de vloeistof geen slip vertoont aan de wand. Het is van essentieel belang, dat de vloeistof *niet* vrij langs de wand kan stromen, daar de in deze paragraaf behandelde wrijvingskrachten anders niet op kunnen treden. Aan de gestelde voorwaarden wordt alleen voldaan, wanneer de adhesiekrachten tussen vloeistof en wand de cohesiekrachten in de vloeistof overtreffen.

Voor  $x = \frac{1}{2}d$  zal  $v = 0$ ; dus

$$v = \frac{p dR + R dp}{8 \eta R dR} [d^2 - 4x^2].$$

In fig. 12 is weer hetzelfde stukje van de cirkelsector weergegeven. De stromingssnelheid van de vloeistof blijkt, volgens de zojuist opgestelde betrekking van  $v$ , afhankelijk te zijn van  $x$ , de afstand tot het centrum van de vloeistoflaag. De totale hoeveelheid doorstromende vloeistof volgt dan niet op enkelvoudige wijze, maar wordt door integratie verkregen.

Eerst wordt de hoeveelheid vloeistof berekend, die in een tijd  $t$  stroomt door twee laagjes van een ring tussen  $R$  en  $R + dR$  elk met een dikte  $dx$  op een afstand  $x$  van het centrum. Hierin wordt de stromingssnelheid  $v$  constant verondersteld.

Deze hoeveelheid is dan:

$$dV = 2 v R d\alpha dx t.$$

De totale hoeveelheid vloeistof door de gehele laag  $d$  stromend is dan:

$$\Delta V = \int_0^{\frac{1}{2}d} 2v R d\alpha dx t = \frac{p dR + R dp}{12 \eta dR} d^3 t d\alpha.$$

Deze hoeveelheid stroomt in  $t$  seconden door een stukje van een ring met straal  $R$  en breedte  $Rd\alpha$ . Een eenvoudige integratie levert de stroom door de totale ring (zie figuur 12):

$$V = \int_0^{\frac{2\pi}{2}} \frac{p dR + R dp}{12 \eta dR} d^3 t d\alpha = \frac{p dR + R dp}{6 \eta dR} \pi d^3 t.$$

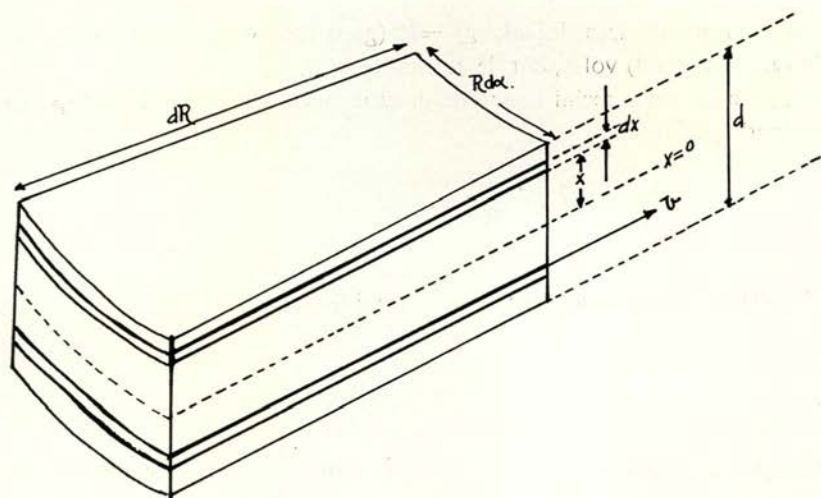


Fig. 12.

Deze relatie geeft nu het verband tussen de door een ring stromende hoeveelheid vloeistof en het daardoor ontstane drukverval  $dp$ . Om dit laatste te kunnen berekenen, moet eerst een nadere precisering volgen van de stromende hoeveelheid. De stroming zal optreden, zodra boven- en onderplaat van elkaar worden getrokken. De dikte  $d$  zal daardoor toenemen met een afstandje  $\Delta$ , terwijl de toestromende vloeistof de volumetoename opvult. Binnen de cirkel met straal  $R$  zal de volumetoename  $V$  bedragen:

$$V = \pi R^2 \Delta.$$

Deze vloeistof is het die, over de bovengenoemde ring, het drukverval  $dp$  doet ontstaan:

$$\pi^2 R \Delta = \frac{p dR + R dp}{6 \eta dR} \pi d^3 t$$

of:

$$p dR + R dp = \frac{6 \eta \Delta R^2}{d^3 t} dR.$$

De oplossing van deze differentiaalvergelijking zal het verband geven tussen het drukverschil  $\Delta p$  en  $R$ :

$$\Delta p = \frac{2 \eta \Delta}{d^3 t} R^2 + \frac{\text{const.}}{R}.$$

Uit de randvoorwaarde: als  $\Delta = 0$  (geen beweging), moet  $\Delta p = 0$  (geen drukverval) volgt, dat de constante = 0.

$\Delta p$  is nu het verschil tussen de druk in het middelpunt en die op een afstand  $R$  daarvan:

$$\Delta p = \frac{2 \eta \Delta}{d^3 t} R^2.$$

Het drukverschil tussen centrum en rand is dan:

$$\Delta p_0 = \frac{2 \eta \Delta}{d^3 t} R_0^2$$

terwijl aan de rand de druk  $p_0$  is; de hydrostatische druk in de vloeistof op  $R$  vanaf het centrum bedraagt dan:

$$p = p_0 - \frac{2 \eta \Delta}{d^3 t} [R_0^2 - R^2].$$

Om de totale kracht te vinden door de vloeistof op de platen uitgeoefend, gaan we wederom uit van een dunne ring tussen  $R$  en  $R + dR$  (fig. 13).

De totale kracht op deze ring met oppervlak  $2 \pi R dR$  is:

$$dK = p 2 \pi R dR.$$

De totale kracht op de gehele plaat is dus:

$$K = \int_0^{R_0} [p_0 - \frac{2 \eta \Delta}{d^3 t} (R_0^2 - R^2)] 2 \pi R dR$$

waarna integratie geeft:

$$K = p_0 \pi R_0^2 - \frac{\pi \eta \Delta R_0^4}{d^3 t}.$$

Voor de belasting volgt dan, zoals wij bij de aanvang van deze paragraaf aantoonen:

$$B = \frac{\pi \eta \Delta R_0^4}{d^3 t}.$$

Hierin is  $B$  = belasting van de onderste plaat (+ eigen gewicht van de plaat),

$\Delta$  = afstand, waarover de onderste plaat beweegt,

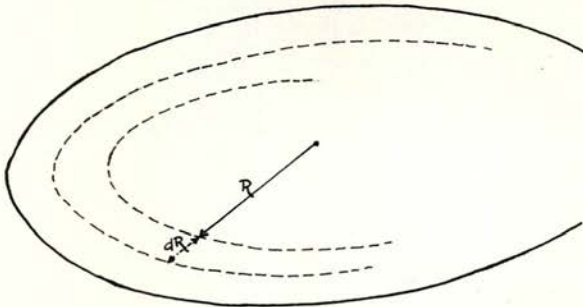


Fig. 13.



$R_0$  = de straal van de plaat,  
 $t$  = tijd,  
 $\eta$  = viscositeit.

De afstand  $\Delta$  waarover de onderste plaat of een prothese zal bewegen bij een bepaalde belasting  $B$ , in de tijd  $t$ , bedraagt:

$$\Delta = \frac{d^3 t B}{\pi \eta R_0^4}.$$

Drukverval in de vloeistof kan dus een retentiemogelijkheid geven. Deze is vooral afhankelijk van de afstand, die de platen tot elkaar hebben ( $d$ ), en de straal ( $R_0$ ) van de platen en de tijd ( $t$ ). Men dient zich te realiseren, dat  $B$  nooit groter dan  $1 \text{ kg/cm}^2$  kan zijn. Stelt men namelijk dat het drukverval in de vloeistof maximaal is, d.w.z. vlak binnen de rand is de druk = 0, dan zal  $B$  maximaal zijn; d.w.z.  $B = \text{oppervlakte plaat} \times 1 \text{ kg/cm}^2$ .

Dit is het geval, wanneer de viscositeit van de vloeistof oneindig groot is (de prothese is vastgezet met „bisonkit”), of wanneer de randen zo nauwkeurig aan het weefsel aansluiten, dat de met vloeistof gevulde prothesespleet geïsoleerd is en er dus geen vloeistof kan toestromen.

VII. Een andere realiteit kan optreden, wanneer wij speciaal de randen van de prothese beschouwen. Hierbij wordt verondersteld, dat de randen zo gevormd zijn, dat zij aan het weefsel aansluiten, en volledig met vloeistof omgeven zijn (fig. 14).

De holte tussen boven- en onderplaat wordt zo wijd verondersteld, dat de hier optredende stroming te verwaarlozen is, zodat er binnen de randen geen sprake is van een drukverval.

Deze holte zal nu gevuld zijn met vloeistof of lucht onder een druk  $p$ . Dit zal in het algemeen een onderdruk zijn ( $p < p_0$ ), wanneer het weefsel van

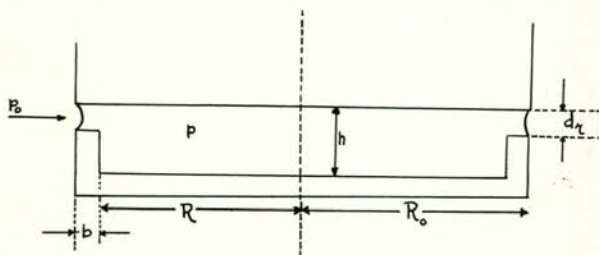


Fig. 14.

de bovenplaat (= bovenkaak) elastisch is. Bij het plaatsen van de prothese wordt het weefsel enigszins ingedrukt, waarbij lucht en vloeistof uit de tussenruimte worden verwijderd. De veerkracht van het weefsel duwt hierna de platen weer van elkaar, wanneer de onderplaat wordt losgelaten, zodat een onderdruk  $p$  ontstaat. Voor de verdere redenering mag men echter  $p$  ook wel – in rusttoestand – gelijk aan  $p_0$  veronderstellen. Binnen- en buitendruk zullen immers na enige tijd gelijk worden, omdat er hydrostatisch contact bestaat via de dunne vloeistofring met dikte  $d_r$ .

De in het voorgaande gedeelte afgeleide vergelijking voor de hydrostatische druk in de vloeistof op een afstand  $R$  van het centrum, levert rechtstreeks de druk aan de binnenzijde van de rand.

Omdat de holte tussen onder- en bovenplaat relatief zo wijd verondersteld is, dat er geen drukverval bestaat, zal de druk in de vloeistof – die de holte vult – overal gelijk zijn aan de druk ( $p$ ) die aan de binnenzijde van de rand bestaat:

$$p = p_0 - \frac{2 \eta \Delta}{d_r^3 t} [R_0^2 - R^2]$$

$$= p_0 - \frac{2 \eta \Delta (R_0 + R) (R_0 - R)}{d_r^3 t}$$

waarin  $R_0 - R = b$  (= randdikte) en  $R_0 + R \sim 2R_0$ , daar  $R_0 \gg R$ , levert:

$$p = p_0 - \frac{4 \eta \Delta b R_0}{d_r^3 t}$$

De totale kracht op de plaat is dan:

$$K = \pi R_0^2 \left[ p_0 - \frac{4 \eta \Delta b R_0}{d_r^3 t} \right]$$

De plaat oefent op de vloeistof een kracht uit

$$K_0 = p_0 \pi R_0^2.$$

Voor de belasting volgt dan:

$$B = K_0 - K \\ = \frac{4 \pi \eta \Delta b R_0^3}{d_r^3 t}$$

Hierin is  $B$  = belasting onderste plaat (+ eigen gewicht van de plaat),  
 $\Delta$  = de afstand, waarover de onderste plaat beweegt,  
 $R_0$  = de straal van de plaat,  
 $b$  = de randdikte van de plaat,  
 $\eta$  = viscositeit,  
 $t$  = tijd,  
 $d_r$  = afstand, tussen de plaatranden.

Ook hier geldt, dat  $B$  nooit groter dan  $1 \text{ kg/cm}^2$  kan zijn. Stelt men, dat het drukverval in de vloeistof maximaal is, d.w.z. de vloeistof stroomt niet (in de rand is de druk = 0), dan zal  $B$  maximaal zijn.

De luchtdruk speelt in dit geval een overheersende rol bij het houvast van de prothese. Zo gauw de vloeistof door lekken in de randafsluiting gaat stromen, zal deze rol opgeheven worden (hydrostatisch contact).

#### *Samenvatting en conclusies*

VIII. De verschijnselen, co- en adhesie, oppervlaktespanning, viscositeit en luchtdruk werden in het voorgaande geanalyseerd, zijnde de mogelijke fysische oorzaken van de retentie.

Bij onze beschouwingen werd uitgegaan van het volgende geïdealiseerde model: twee vlakke, cirkelvormige platen – welke respectievelijk de kaakwal + tegument en de protheseplaat voorstellen – met daartussen een vloeistoffilm.

Op grond van theoretische beschouwingen menen wij tot het volgende te mogen besluiten:

1. Co- en adhesieverschijnselen spelen geen directe rol bij de retentie van de prothese. Bij belasting zal de vloeistoffilm tussen de platen een insnoering gaan vertonen.

Bij voortgezette belasting zal deze insnoering breken. Het aantal moleculen, waaruit de laatste insnoering (vlak voor het breken) bestaat, is zeer klein.

Voor het verbreken van de intermoleculaire krachten zal dientenge-

volge maar een zeer kleine kracht nodig zijn. De bijdrage van deze kracht tot de retentie is te verwaarlozen.

Indirect spelen co- en adhesie een belangrijke rol. Het is namelijk van essentieel belang dat de oppervlakken van zodanige aard zijn, dat de adhesie van het speeksel aan de prothese en het slijmvlies, de cohesie van het speeksel overtreft. Zou dit niet het geval zijn, dan zou er van een bijdrage van de oppervlaktespanning en de viscositeit aan de retentie in het geheel geen sprake kunnen zijn.

2. De oppervlaktespanning kan een retentiekraft geven. Dit is afhankelijk van de praktische omstandigheden, waarin de platen zich bevinden.

Mogelijkheid I: hierbij kan geen vloeistof toestromen naar de ruimte tussen de platen.

Mogelijkheid II: hierbij kan – wanneer de platen belast worden – vloeistoftoevoer plaats hebben.

Kwantitatief wordt de retentiekraft in mogelijkheid I door de volgende vergelijking gegeven:

$$K = \frac{2 F_0 H}{S},$$

de retentiekraft in mogelijkheid II door:

$$K = \frac{\pi}{2} O H,$$

waarin  $F_0$  = oppervlakte van de plaat,

$O$  = totale randomtrek,

$H$  = oppervlaktespanning,

$S$  = afstand tussen de platen.

3. De door de viscositeit optredende wrijvingskracht zal een grote rol bij de retentie spelen.

Wanneer wij de platen van elkaar trachten te verwijderen, moet er vloeistofstroming in de groter wordende ruimte optreden. De intermoleculaire krachten tussen de wand en de vloeistofmoleculen en tussen de vloeistofmoleculen onderling doen zich, zodra er beweging optreedt, als wrijving gelden.

Deze wrijvingskracht is vooral afhankelijk van de onderlinge afstand

die de platen tot elkaar hebben, de straal van de platen en de tijd, zoals blijkt uit de volgende vergelijking:

$$B = \frac{\pi \eta \Delta R_o^4}{d^3 t},$$

waarin  $B$  = belasting van de onderste plaat,  
 $\Delta$  = de afstand, waarover de onderste plaat wordt bewogen,  
 $R_o$  = de straal van de platen,  
 $t$  = tijd,  
 $\eta$  = viscositeit,  
 $d$  = afstand tussen de platen.

Wanneer wij speciaal de randen beschouwen en deze zo gevormd veronderstellen, dat zij nauwkeurig aanliggen, terwijl de holte tussen boven- en onderplaat zo wijd is dat de hierin optredende stroming te verwaarlozen is, wordt de belasting gegeven door:

$$B = \frac{4 \pi \eta b \Delta R_o^3}{d_r^3 t},$$

waarin  $B$  = randdikte van de plaat,  
 $d_r$  = afstand tussen de plaatranden.

4. De luchtdruk speelt alleen een rol, wanneer het drukverval in de intermediaire vloeistof maximaal is. Dit is het geval, wanneer de viscositeit van de vloeistof oneindig groot is, of wanneer de randen zodanig gevormd zijn, dat er geen vloeistof in de spleet tussen de platen kan stromen.

In het algemeen kan men stellen, dat het vooral de viscositeit van het speeksel of de luchtdruk is, die de prothese zijn retentie zal moeten geven. Een maximale retentie kunnen we bereiken door de randen van de prothese zo te vormen, dat lekken wordt voorkomen. Dit zal echter in de praktijk zeer moeilijk te verwezenlijken zijn. Kunnen de protheseranden niet *volledig* afgesloten worden, dan zullen de grootte van de viscositeit, de breedte van de prothesespleet en de grootte van het oppervlak van de prothesebasis bepalend zijn voor de mate van retentie. Hoe hoger de viscositeit is, hoe groter de retentie zal zijn; de werking van „retentieverhogende middelen”, zoals Dentofix etc., is hierop gebaseerd. Ook zullen wij naar

een zo klein mogelijke prothesespleet en een maximale uitbreiding van de prothesebasis moeten streven, zoals wij uit de vergelijking kunnen lezen.

De oppervlaktespanning zal waarschijnlijk een veel kleinere rol spelen, daar de retentiekraft, die zij kan leveren, vooral afhankelijk is van de mogelijkheid, of er al dan niet vloeistof naar de prothesespleet kan stromen.

Bij de onderprothese zal er – door de anatomische verhoudingen – zeker vloeistoftoevoer naar de prothesespleet optreden, bij de bovenprothese is dit niet met zekerheid te zeggen.

Treedt er vloeistoftoevoer naar de prothesespleet op, dan zullen de grootte van de oppervlaktespanning en de totale lengte van de randen van de prothese bepalend zijn voor het aandeel dat de oppervlaktespanning van het speeksel tot de totale retentie kan leveren. Deze bijdrage is te verwaarlozen.

Kan er géén vloeistoftoevoer naar de prothesespleet plaats vinden, dan zal de grootte van de prothesespleet een overheersende rol spelen en wel in die zin, dat een kleine spleet in een grote retentiekraft zal resulteren.

Daarnaast zal een zo groot mogelijke prothesebasis wederom gunstig zijn voor de retentie.

Uit de vergelijking:  $B = \frac{\pi \eta \Delta R_0^4}{d^3 t}$  volgt dat de retentie afhankelijk is

van de tijd, waarover de prothese belast wordt. Een geringe belasting over een lange tijd zal de prothese onherroepelijk los doen gaan, terwijl vrij forse rukkrachten de prothese niet van zijn plaats hoeven te brengen.

Tenslotte zullen experimentele waarden van de in de betrekkingen afgeleide fysische grootheden, uitsluitel moeten geven over de werkelijke functies, die oppervlaktespanning, viscositeit en luchtdruk bij de retentie vervullen.

Een ruwe schatting geeft bij sommige van deze grootheden een te grote onnauwkeurigheid.

Daarom zal in een volgend artikel een zo kwantitatief mogelijke bespreking van de resultaten van experimentele waardebepalingen volgen.

#### *Literatuur:*

1. *Balters, W.* (1935): Theorie und Praxis der totalen und partiellen Prothese. Verlag von Hermann Meusser/Leipzig: 26.
2. *Betzler, H., Riedel, H.* (1961): Die Ursachen und Gesetze beim Halt der Prothese. Stoma, 14; 2: 117. Stoma, 14; 3: 182.

3. *Campbell, R. L.* (1954): Some clinical observations regarding the rule of the fluid film in the retention of dentures. *J. A. D. A.* 48: 58.
4. *Cox, M. A.* (1926): Consideration of the fundamental physical principles involved in the retention of dentures. *Brit. Dent. Journ.* 19: 1058.
5. *Fripp, A. T.* (1921): Impression taking and denture making. *Austr. Dent. Surg.* 6; 10: 49.
6. *Frölich, E.* (1954): Das Verhalten der Weichteile und des Knochens unter der Totalprothese. Zahn-, Mund- und Kieferheilk. in Vorträgen. Heft 14: 77.
7. *Fry, W. K.* (1923): The retention of complete dentures. *Brit. Dent. Journ.* 44; 3: 97.
8. *Greene, J. W.* (1916): *Greene Brothers' Clinical Course in dental prosthesis* ed. 4 Detroit. Detroit Dental Manufacturing Co.
9. *Greve, K.* (1927): Luftdruck und Adhesion bei der Befestigung des Zahnersatzes. *Deutsche Zahnärztl. Wochenschr.* 2: 25.
10. *Hall, R. E.* (1922): Tissue atrophy resulting from compression of tissues for retention of dentures. *Austr. Dent. Surg.* 130.
11. *Hall, R. E.* (1922): Beschreibung einer Methode, um ganze Ober- und Unterstücke zum Saugen zu bringen. Ref: Zahnärztl. Rundschau 11: 175.
12. *Jordt, Ch.* (1954): Über den Haftmechanismus zwischen Gewebe- und Prothesenflächen. *Zahnärztl. Welt:* 14 : 384.
13. *Kantorowicz, A.* (1929): *Der Saugeabdruck. Tagesfragen der chirurgischen, konservierenden und technischen Zahnheilkunde. Zweite Auflage. Berlinische Verlagsanstalt:* 68.
14. *Körber, E.* (1956): Adhäsion und Luftdruckwirkung. *D.Z.Z.* 11: 802.
15. *Kuck, M.* (1956): Adhäsion und Luftdruck. *D.Z.Z.* 11: 792.
16. *Lammie, G. A.* (1957): The retention of complete dentures. *J.A.D.A.* 55: 502.
17. *Momme, V.* (1872): Ganze Gebisse herzustellen. *Der Zahnarzt,* 27: 3.
18. *Östlund, S. G.:* son (1948): Some principles in the retention of dentures. *Northwest University Bulletin:* 49: 11.
19. *Östlund, S. G.:* son (1953). Palatine glands and mucin factors influencing retention of dentures. *Malmö.*
20. *Rehberg, H. J.* (1954): Bewertung der Adhäsion und des Luftdruckes. Zahn-, Mund- und Kieferheilkunde in Vorträgen. Heft 14: 24.
21. *Rehberg, H. J.* (1956): Zur Frage des Halteeffektes totaler Prothesen. *D.Z.Z.* 11: 778.
22. *Reneman, M. F.* (1961): Een verklaring voor het houvast van de volledige prothese. *T.v.T.* 6: 516. *T.v.T.* 8 en 9: 611.
23. *Reumuth, E.* (1954): Indikation und Bewertung der Radierungsmethoden. Zahn-, Mund- und Kieferheilkunde in Vorträgen. Heft 14: 46.
24. *Schrott.* (1864): System den genauesten Abdruck und die sicherste Artikulation zu erhalten. *Deutsche Vierteljahrsschrift für Zahnheilkunde* 4: 296.
25. *Schulze, W.* (1921): Über Adhäsion und Luftdruck und ihre Verwendung bei der Fixierung künstlicher Gebisse. *Deutsche Zahnärztl. Wochenschr.* 24: 538.
26. *Skinner, E. W., Chung, P.* (1951): The effect of surface contact in the retention of a denture. *Journ. Pros. Dent.* 1: 229.
27. *Skinner, E. W., Campbell, R. L., Chung, P.* (1953): A clinical study of the forces required to dislodge maxillary denture bases of various designs. *J.A.D.A.* 47: 671.

28. *Skogsborg, R.* (1886): Abdruck des Oberkiefers. Deutsche Monatschr. f. Zahnheilk. 26: 126.
29. *Snijder, F. C., Kimball, H. B., Bunch, W. B., Beaten, J. H.* (1945): Effect of reduced atmospheric pressure upon retention of dentures. J.A.D.A. 32: 445.
30. *Spreng, M.* (1930): Der Kauabdruck. Schweiz. Monatschr. f. Zahnheilk. 40: 65.
31. *Stanitz, J. D.* (1948): An analysis of the part played by the fluid film in denture retention. J.A.D.A. 37: 168.
32. *Supplee, S. G.* (1923): Border pressure and its relation to impression making. Dental Digest 5: 307.
33. *Tench, R. W.* (1919): The retention of full upper and lower dentures. Dental Digest 7: 385.
34. *Tench R. W.* (1919): A method for securing stability of lower dentures. Dental Digest 3: 129.
35. *Wild, W.* (1937): Der Halt der totalen oberen Prothese. Zeitschr. f. Stomatologie 3: 211.