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.

II. 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

III. Het is opvallend, dat in alle tot nu toe verschenen artikelen de nadruk op de kwalitatieve benadering van het retentieprobleem wordt gelegd. Er zijn wel enkele kwantitatieve schattingen gedaan, doch nergens wordt volledigheid betracht.

In dit artikel zal opnieuw nagegaan worden welke fysische verschijnselen bij het retentieprobleem een rol spelen.

Buiten beschouwing laten wij die mechanische krachten, die actief tot de retentie van de prothese bijdragen. Hierbij denken wij aan het reflectoire samenspel van tong-, wang- en lipmusculatuur, waarmee de patiënt heeft geleerd zijn prothese te stabiliseren. Ook passieve- en actieve mechanische hulpmiddelen zullen ongenoemd blijven.

Bij onze fysische beschouwingen, gaan wij uit van het volgende geïdealiseerde beeld: twee vlakke cirkelvormige platen met daartussen een vloeistoffilm stellen de mucosa, de protheseplaat en de speekselfilm voor. De bovenste plaat wordt vast gedacht, op de onderste plaat wordt een kracht uitgeoefend. De platen hebben beide een oppervlakte van F_0 cm^2; beide platen zijn in rust een afstand s van elkaar verwijderd.

De volgende fysische fenomenen kunnen een rol bij het houvast van de prothese spelen: 1e co- en adhesiekrachten,
2e oppervlaktespanning,
3e luchtdruk en viscositeit.

In deze volgorde zullen wij de verschijnselen bespreken.

*) Vervolg van pag. 292 (april 1967).

Co- en adhesie

IV. Als eerste realiteit, die kan optreden in de speekselfilm noemen wij het verschijnsel co- en adhesie. Onder cohesie verstaat men de binding, die bestaat tussen moleculen van gelijksoortige stoffen, onder adhesie die tussen moleculen van verschillende stoffen. Co- en adhesiekrachten kunnen pas optreden als de gelijksoortige of verschillende molecuultypen elkaar zeer dicht naderen (t.w. binnen de potentiaalkuil: $\sim 10^{-7}$ cm). De adhesiekracht tussen water en vaste stof kan zeer groot zijn. Het meten van deze kracht is moeilijk; zij is nooit exact bekend, doch kan vele duizenden kg/cm^2 bedragen. Onderzoek van Tischner toonde aan, dat de laatste resten vloeistof van een vloeistoffilm, die op een metaalplaat ligt, pas bij een temperatuur van $\pm$ 500° C verdwijnt.

Er zijn echter ook stoffen, die op water een geringe aantrekkingskracht uitoefenen, zoals vetten en verschillende kunststoffen, waaronder ook de siliconen behoren. Bij de behandeling van de oppervlaktespanning komen we hier nog nader op terug.

Pohl (1928) onderzocht de cohesie van een ontgaste waterkolom van 1 cm^2 doorsnee. Deze bleek $\pm$ 34 kg te bedragen. Een niet ontgaste waterkolom breekt echter vrijwel onmiddellijk wanneer hij belast wordt. Door de drukverlaging in de vloeistofkolom zullen bij belasting snel gasbelletjes vrij komen, welke de waterkolom in tweeën zullen splitsen. Trekt men twee platen uit elkaar, dan zal men geen cohesiekrachten overwinnen. De vloeistof tussen de platen zal een insnoering gaan vertonen, welke steeds kleiner van diameter wordt bij voortgezette belasting. Tenslotte zal deze insnoering breken. Wanneer deze laatst verkregen – zeer dun geworden – insnoering breekt, worden de moleculen pas uit elkaar getrokken. Door het geringe aantal van deze moleculen, zal de benodigde kracht, voor het uit elkaar trekken zeer klein zijn.

Een keten van verschillende krachten is zo sterk als zijn zwakste schakel. Wanneer wij dit beeld gebruiken, zullen er drie schakels zijn, wat betreft het bindingstype, dat we nu bespreken:

1. de adhesie tussen de vloeistof en de vaste plaat,
2. de cohesie van de vloeistof,
3. de adhesie tussen de vloeistof en de onderste plaat.

Bij te grote belasting zal de zwakste schakel breken. Welke dit is, is in de praktijk eenvoudig uit te maken. Wanneer een vloeistof een materiaal niet volledig bevochtigt (zoals in het geval van een kunststof, waar het water in druppels op blijft liggen), is de cohesie van de vloeistof groter dan de adhesie; de laatste is dan de zwakste schakel.

Wanneer de vloeistof de platen *wel* volledig bevochtigt, zal de cohesie bepalend zijn. Zoals reeds werd verklaard behoeft deze in de praktijk niet overwonnen te worden ten gevolge van het ontstaan van een insnoering. In beide gevallen zullen de onderlinge moleculaire krachten dus *geen* bepalende invloed op de retentie kunnen hebben.

In de volgende paragraaf zal blijken, dat bij het vormen van de insnoering oppervlaktespanning moet worden overwonnen.

Oppervlaktespanning

V. Een ander gevolg van de cohesiekrachten tussen de moleculen is de oppervlaktespanning. Dit is de spanning, die heerst in een grenslaag tussen twee media en die er naar streeft het raakoppervlak der beide media minimaal te doen zijn. Om een indruk van de aard van het verschijnsel te krijgen kan men de grenslaag denken als een elastisch vlies, hoewel de overeenkomst zeer gering is.

Het in de inleiding geïntroduceerde ideale beeld moet nu dienst doen om de werking van de oppervlaktespanning bij de retentie duidelijk te maken. Wij beschouwen de twee vlakke platen met cirkelvormige doorsnede waartussen zich een vloeistoflaag bevindt. Het is het *vloeistof-luchtoppervlak*, dat in deze paragraaf onze aandacht heeft. De eenvoudige voorstelling van de vorm, die deze vloeistoflaag kan hebben, is in figuur 1 geschetst.

Wanneer nu de beide platen van elkaar worden getrokken, moet de oppervlaktespanning worden overwonnen. Deze is zo gedefinieerd: de oppervlaktespanning heeft een grootte van H eenheden/cm, wanneer een kracht van H krachteenheden per cm van de omtrek van de vloeistofkolom, voor het uitrekken van deze kolom (in verticale richting) nodig is.

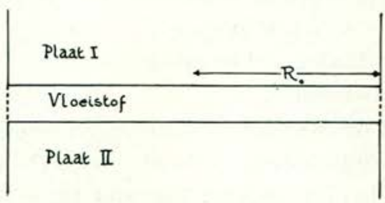


Fig. 1.

Wanneer b.v. de omtrek 2 R cm lang is, is de benodigde kracht 2 RH krachteenheden. Als krachteenheid wordt hier de dyne gekozen.

Uitgaande van het begrip energie, kent men een andere, echter volkomen equivalente definitie van de oppervlaktespanning: als een vloeistofoppervlakte van 1 cm breedte in de lengterichting wordt uitgerekt, is de benodigde kracht H dyne. Wanneer hierbij een weg van x cm wordt afgelegd, zal de verrichte kracht Hx erg bedragen. De energie, nodig om het oppervlak tot een grootte van x cm^2 te maken zal dus Hx erg bedragen. Men kan nu H (de oppervlaktespanning) ook definiëren als de energie, die nodig is om het oppervlak 1 cm^2 te vergroten. Elk van beide definities kan bij voorkomende gevallen nuttig zijn.

De grootte van de oppervlaktespanning is voor verschillende vloeistoffen sterk uiteenlopend. Voor zuiver water bij 25° C. bedraagt deze 73 dyne per cm.

In drie opzichten kan dit resultaat ons niet bevredigen, wanneer het er om gaat een indruk te krijgen van de werkelijke krachten, die een rol spelen bij het retentieprobleem. In de eerste plaats bevindt zich tussen mucosa en prothese geen zuiver water, maar speeksel met een andere waarde voor de oppervlaktespanning. Ten tweede spelen nog andere krachten een belangrijke en, zoals later zal blijken, overheersende rol. Tenslotte is het beeld van de uitgerekte vloeistofkolom te geïdealiseerd.

In werkelijkheid ontstaat bij het uitrekken van de kolom een insnoering. Wij moeten aannemen, dat *beide* werkzame adhesiekrachten de cohesie zullen overtreffen (m.a.w. de beide platen blijven volledig bevochtigd). De vloeistof zal anders van één der beide of van beide platen loslaten. In dit laatste geval zal van het uitrekken van de vloeistofkolom en het noodzakelijk overwinnen van oppervlaktespanning geen sprake zijn.

Oppervlaktespanning zal in dat geval bij de retentie in het geheel geen rol spelen.

Wij kunnen nu twee mogelijkheden onderscheiden, welke een kwantitatief wezenlijk verschillend resultaat opleveren. De realiteit van beide zal later beoordeeld moeten worden. De eerste mogelijkheid (A) is die, waarbij vloeistoftoevoer naar de ruimte tussen de platen uitgesloten is, zodat het vloeistofvolume tussen deze als konstant moet worden beschouwd. In het andere geval (B) zal, wanneer de platen van elkaar worden getrokken, vloeistof tussen de platen kunnen stromen.

Mogelijkheid A

Hierbij zal de insnoering van de vloeistof het grootste zijn. Het vloeistofoppervlak zal een half-cirkelvormige doorsnede hebben en behouden. Dit heeft twee oorzaken: 1e door de grote adhesie tussen de vloeistof en de platen blijven deze laatste bevochtigd; 2e de halve-cirkel vorm is dié vorm waarvan het oppervlak zo klein mogelijk is, wanneer de totale hoeveelheid vloeistof gegeven is. (Vergelijk druppelvorming.)

Fig. 2 geeft de toestand weer, waarbij de platen I en II „vast" tegen elkaar liggen. Bij de tweede situatie zijn de platen – door een uitwendige kracht – over een kleine afstand 2 dr van elkaar getrokken (fig. 3). *De hoeveelheid* vloeistof, die zich op de – vochtigblijvende – plaatranden bevindt, mag verwaarloosd worden. Het *oppervlak* van deze vloeistoflaag, dat zoals direct zal blijken, juist het grootste aandeel in de totale oppervlaktetoename heeft, kan echter niet verwaarloosd worden.

De gestelde eis van constantheid van het vloeistofvolume moet eerst worden uitgewerkt.

De berekening volgt uit een hulpfiguur (fig. 4).

Het volume van het gearceerde plakje = oppervlakte x hoogte =

$$\pi[R_0 - r \sin\varphi]^2 \,.\, r\, d\varphi \,.\, \sin\varphi$$

Het totale volume van de vloeistoflaag volgt nu door integratie:

$$\int_0^{\pi} \pi[R_0 - r\sin\varphi]^2 \,.\, r \sin\varphi \, d\varphi =$$

$$= 2\pi r R_0^2 + \frac{4}{3}\pi r^3 - \pi^2 r^2 R_0 =$$

$$= 2\pi\, r R_0^2 \left[1 + \frac{2r^2}{3R_0^2} - \frac{\pi r}{2R_0}\right].$$

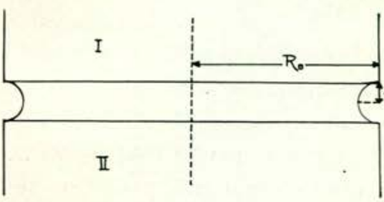


Fig. 2.

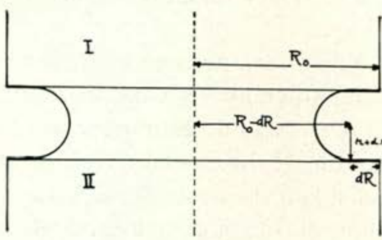


Fig. 3.

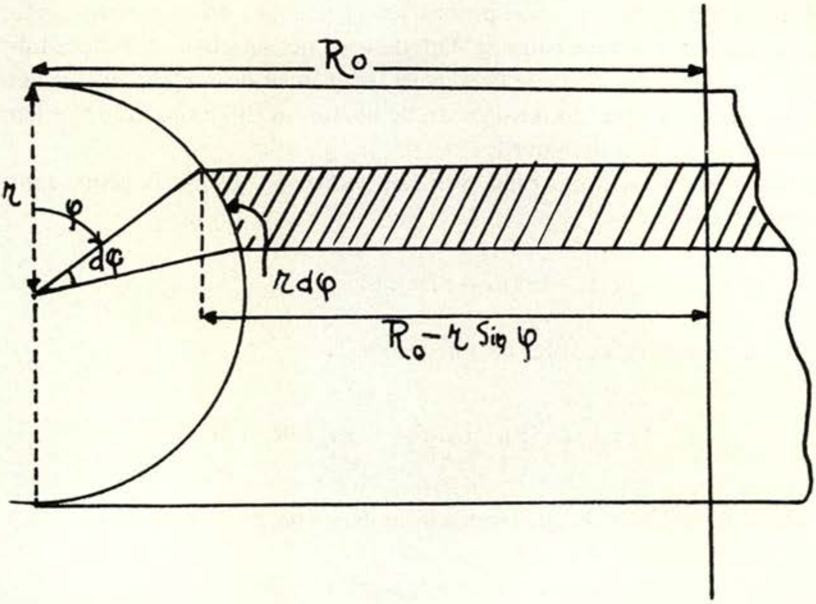


Fig. 4.

Hierin zijn, omdat r zeer veel kleiner is dan R_0 de tweede en de derde term te verwaarlozen:

$$\text{volume} = 2\pi r R_0^2.$$

In de tweede situatie, waarbij de platen een stukje 2 dr van elkaar zijn getrokken, moet r vervangen worden door r + dr en R_0 door R_0 - dR (zie fig. 3), aangezien het begin van de oppervlaktekromming zich een stukje dR van de rand heeft teruggetrokken. Het volume bedraagt dan:

$$2\pi\,[r + dr]\,[R_0 - dR]^2.$$

Constantheid van volume levert nu de eis:

$$2\pi\,[r + dr]\,[R_0 - dR]^2 = 2\pi r R_0^2$$

of, met verwaarlozing van produkten en kwadraten van differentialen:

$$dR = \frac{R_0}{2r}\,dr.$$

Het is in dit geval het meest praktische uit te gaan van de „energie definitie" der oppervlaktespanning. Om de voor het uitrekken der vloeistofkolom benodigde arbeid te berekenen, moet men de vergroting van het vloeistof-luchtoppervlak kennen. In de oorspronkelijke situatie volgt het oppervlak uit de hulpfiguur.

Het vloeistofluchtoppervlak van het gearceerde plakje is gelijk aan: hoogte x omtrek =

$$= r\,d\varphi\,.\,2\pi\,[R_0 - r\sin\varphi].$$

Het totale oppervlak volgt uit integratie:

$$\int_0^{\pi} r\,d\varphi\,.\,2\pi\,[R_0 - r\sin\varphi] = 2\pi r\,[\pi R_0 - 2r]$$

waarin, aangezien $r \ll R_0$, de tweede term mag worden verwaarloosd:

$$\text{totale vloeistofluchtoppervlak} = 2\pi^2\, r\, R_0.$$

In de tweede situatie zal het oppervlak dan zijn:

$2\pi^2\,[r + dr]\,[R_0 - dR]$ + het horizontale oppervlak der vochtige randen.

Dit is:

$$2\,[\pi R_0^2 - \pi\,(R_0 - dR)^2].$$

De totale toename van het oppervlak wordt door de kleine verwijdering tussen de platen 2 dr dan:

$$2\pi^2\,[r + dr]\,[R_0 - dR] - 2\pi^2 r R_0 + 2[\pi R_0^2 - \pi(R_0 - dR)^2]$$

of, met verwaarlozing van producten en kwadraten van differentialen:

$$\text{oppervlaktetoename} = 2\pi^2 R_0 dr - 2\pi^2 r\, dR + 4\pi R_0 dR.$$

Hierin moet de gestelde eis worden ingevuld: $dR = \dfrac{R_0}{2r}\,dr$
zodat de oppervlaktetoename dan is:

$$\frac{2\pi R_0^2}{r}\,[1 + \frac{\pi r}{2R_0}]dr$$

waarin, weer – omdat $r \ll R_0$ is – de tweede term mag worden verwaarloosd. De voor de oppervlaktevergroting benodigde energie bedraagt nu: opp.toename x opp. spanning =

$$= \frac{2\pi R_0^2}{r} H\,dr$$

welke arbeid moet worden geleverd door de uitwendige kracht K, die de platen over een afstand 2 dr van elkaar verwijdert en daarbij een arbeid 2Kdr verricht. Dan is:

$$2K\,dr = \frac{2\pi R_0^2}{r} H\,dr.$$

Hieruit volgt meteen de benodigde kracht: $(2r = s)$

$$K = \frac{2\pi R_0^2}{s} H.$$

Wanneer rekening wordt gehouden met een meer willekeurige vorm van de platen, verloopt de afleiding van de kracht geheel analoog. Direkt worden nu de toegelaten verwaarlozingen ingevoerd. De berekende oppervlaktetoename bleek in essentie uitsluitend uit de randtoename te bestaan, $= \frac{2\pi R_0^2}{r}$ dr, terwijl de uitrekking van de vloeistofkolom een verwaarloosbare invloed had. Stel de totale oppervlaktetoename (boven en onder) is 2dF, dan is de benodigde energie: 2dF.H.

Bij de volumeberekening is gebleken, dat het gedeelte van de tussenruimten tussen de platen, dat niet met vloeistof gevuld is – de holle rand $= \pi^2 r^2 R_0 - \frac{4}{3} r^3$ – wel verwaarloosd mag worden. Dit betekent, dat men voor platen van willekeurige vorm het vloeistofvolume in de eerste situatie mag geven door $F_0.s$ en in de tweede situatie:

$$[F_0 - dF]\,[s + ds]$$

welke volumina gelijk moeten zijn. Hieruit volgt:

$$dF = \frac{F_0}{s} ds.$$

De benodigde energie wordt dan:

$$\frac{2F_o}{s} H \, ds.$$

Deze arbeid wordt geleverd door een kracht K: zodat:

$$K \, ds = \frac{2F_o}{s} H \, ds$$

en de benodigde kracht:

$$K = \frac{2F_o}{s} H$$

is.

Volledigheidshalve dient te worden opgemerkt, dat eveneens aan het raakoppervlak tussen de vloeistof en de platen sprake is van oppervlaktespanning. Aangezien hier echter geen verandering van de grootte van het raakvlak optreedt (het totale plaatoppervlak blijft vochtig), spelen deze grenslagen geen rol bij de krachtenberekening.

Mogelijkheid B

Hierbij wordt verondersteld, dat de platen zodanig door vloeistof omgeven zijn, dat er voldoende vloeistof tussen de platen kan stromen, wanneer ze van elkaar verwijderd worden.

De vorm van de vloeistoflaag in rust en de vorm bij belasting van de onderste plaat, zijn in principe gelijk aan die, welke in het voorgaande behandeld werden. Het enige verschil is, dat ook nu, in de belaste toestand, het holle vloeistofoppervlak tot aan de plaatranden reikt.

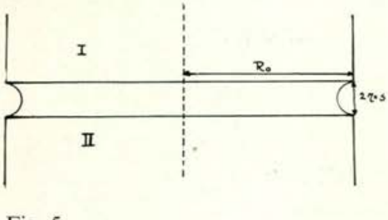


Fig. 5.

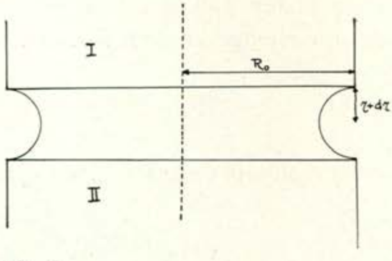


Fig. 6.

Nu is echter het volume van de vloeistoflaag toegenomen, zodat er vloeistof heeft moeten toestromen. De kracht, die daarvoor in verband met de inwendige wrijving van de vloeistof (viscositeit), nodig is, zal in de volgende paragraaf van essentieel belang blijken te zijn voor de retentie. Onder A is het oppervlak vloeistof-lucht in de eerste situatie (fig. 5) reeds berekend.

Dit bleek $2\pi^2\, rR_0$ te zijn.

Dan bedraagt het in de tweede toestand (fig. 6)

$$2\pi^2\, [r + dr]\, R_0$$

zodat de oppervlaktetoename is:

$$2\pi^2\, R_0\, dr$$

en de daarvoor benodigde arbeid,

$$2\pi^2 R_0\, H\, dr$$

welke arbeid wordt geleverd door de uitwendige kracht K:

$$2\pi^2 R_0\, H\, dr = 2\, K\, dr$$

waaruit volgt:

$$K = \pi^2\, R_0\, H.$$

Evenals onder A kan ook hier weer een meer algemeen geldende betrekking op analoge wijze worden afgeleid. Het vloeistofluchtoppervlak kan eenvoudig worden gevonden door de randdoorsnede πr te vermenigvuldigen met de totale plaatomtrek O, welke nu niet meer cirkelvormig behoeft te zijn. De oppervlaktetoename bedraagt dan dus:

$$\pi(r + dr)\, O - \pi\, r\, O = \pi\, O\, dr.$$

Hiervoor is een arbeid nodig geweest =

$$\pi\, O\, H\, dr.$$

geleverd door een uitwendige kracht K:

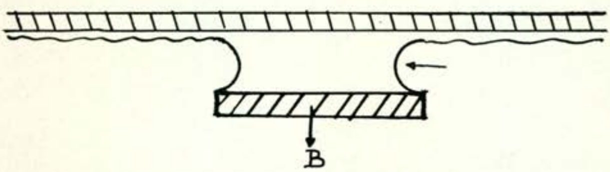
$$2K\,dr = \pi\, O\, H\, dr$$

waaruit de benodigde kracht volgt:

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

nu algemeen geldend voor iedere vorm van de platen.

Het „onderscheid", dat Reneman maakt tussen de oppervlaktespanning en de capillaire attractie (capillaire attractie is één der verschijningsvormen van de oppervlaktespanning) is het verschil, dat wij tussen de mogelijkheden A en B maakten. Bij mogelijkheid A werd de directe omgeving der prothese immers droog verondersteld, zodat geen vloeistof kon toestromen. Mogelijkheid B stelde de situatie voor waarbij vloeistof (speeksel) toestroomt, zodra de prothesespleet zich verwijdt. Reneman's voorstelling van dit gebeuren is niet de enige juiste (Reneman, 1961; N. T. v. T. no. 7, pag. 530, tek. B). Deze kan ook zijn:



Dit geeft echter geen essentieel verschil in onze berekeningen. Wanneer men de prothesespleet vergroot, moet het vloeistofoppervlak ook vergroot worden. Daarvoor is altijd een kracht nodig.

Reneman's drukredenering in het laatste gedeelte van de paragraaf, maakt de zaak dan ook ingewikkelder dan hij is.

(wordt vervolgd)