

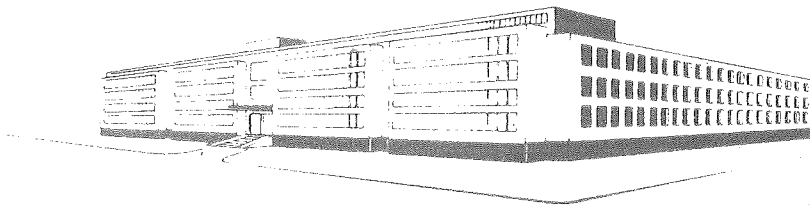
TECHNISCHE HOGESCHOOL DELFT

ANELASTISCHE EFFECTEN IN GOUD.

W. J. DEELEN

AFSTUDEERVERSLAG

juni 1966



Laboratorium voor Technische Natuurkunde

LORENTZWEG

DELFT

Anelastische effecten in goud.

Verslag over het afstudeerwerk verricht  
onder leiding van Prof.dr.M.J. Druyvesteyn.

door

W.J. Deelen

Laboratorium voor Metaalkunde  
Afdeling Metaalfysica

Delft, juni 1966.

I N H O U D

blz.

Inhoud	1
I. Inleiding	2
II. Theorie	3
III. Beschrijving van de meetmethode	11
IV. Nauwkeurigheid en gevoeligheid	15
V. Experimentele resultaten	17
VI. Discussie	27
VII. Summary	32
VIII. Literatuur	33

## I. Inleiding

Naar aanleiding van het onderzoek van H.J. de Wit en van D.J. Verel, is in dit werk het terugkruipeffect onderzocht. Een gouddraadje werd bij circa  $-70^{\circ}\text{C}$  0,1% gedefformeerd (in torsie), waarna op het draadje een klein koppel naar de andere kant werd gezet. Er trad een terugkruip op. Hoewel het er aanvankelijk niet op leek, was het mogelijk dit effect weer te laten verdwijnen door een groter, doch elastisch koppel aan te leggen in de richting van het koppel dat de oorspronkelijke plastische deformatie veroorzaakte.

Herstel op temperaturen van  $+20$ ,  $-20$  en  $+100^{\circ}\text{C}$  gaf als resultaat dat het terugkruipeffect afnam. Het was evenwel mogelijk met het hierboven genoemde elastische koppel het gehele effect terug te krijgen, waaruit de conclusie getrokken kon worden, dat de dislocaties tijdens herstellen niet gepind worden, maar dat er thermisch geactiveerde terugkruip heeft plaatsgevonden. Bij al deze metingen was het echter de vraag of het koppel dat de terugkruip veroorzaakte wel een elastische deformatie gaf. Het koppel zou wel "elastisch" zijn in een uitgegloeid materiaal, maar i.v.m. het Bauschingereffect was het in dit geval niet zeker. Uit metingen bleek, dat het Bauschingereffect inderdaad een rol speelde. Aan de hand van de resultaten van enkele eenvoudige proeven bleek, dat we met twee van elkaar losstaande effecten te maken hadden n.l. het Bauschingereffect en het tijdsafhankelijke terugkruipeffect.

## II. Theorie

Het is mogelijk het anelastisch gedrag van goud op twee manieren te bekijken; fenomenologisch en microscopisch.

### Fenomenologisch gedrag

Door Voigt<sup>1)</sup> zijn in 1892 de eerste pogingen gedaan om het anelastisch gedrag van metalen te beschrijven.

Uit experimenten wist Voigt hoe de anelastische nawerking verliep en naar aanleiding hiervan probeerde hij een mechanisch anologon te maken om de vergelijking van het effect te vinden. Zijn eerste model,

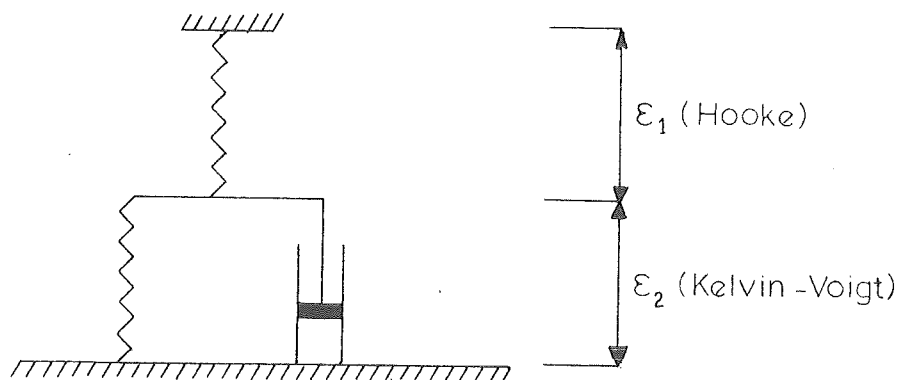


fig.1 Model van Boltzman of  
mechanisch model van een  
„standard linear solid“

mechanisch model van een Voigt Solid, voldeed niet zo best. Het tweede model, mechanisch model van een "standard linear solid", beschreef de werkelijkheid beter (zie fig. 1). Vaak wordt dit model het model van Boltzmann genoemd.

De formule die bij het model van Boltzmann hoort, is:

$$a_1\sigma + a_2\dot{\sigma} = b_1\varepsilon + b_2\dot{\varepsilon} \quad (1)$$

Als we dit uitwerken krijgen we:

$$\sigma + \frac{a_2}{a_1} \dot{\epsilon} = \frac{b_1}{a_1} \epsilon + \frac{b_2}{a_1} \dot{\epsilon} \quad \text{of}$$
$$\sigma + \tau_\epsilon \dot{\epsilon} = M_R (\epsilon + \tau_\sigma \dot{\epsilon}) \quad (2)$$

Hierin is  $\tau_\epsilon$ : relaxatietijd bij constante rek.

$\tau_\sigma$ : relaxatietijd bij constante spanning

$M_R$ : gerelaxeerde elasticiteitsmodulus.

Als men ten tijde  $t = 0$  een constante spanning  $\sigma_0$  aanbrengt gaat (2) over in:

$$\sigma_0 = M_R (\epsilon + \tau_\sigma \dot{\epsilon}) \quad (3)$$

De rek relaxeert dan met een relaxatietijd  $\tau_\sigma$  volgens:

$$\epsilon(t) = M_R^{-1} \sigma_0 + (\epsilon_0 - M_R^{-1} \sigma_0) e^{-\frac{t}{\tau_\sigma}} \quad (4)$$

Vergelijking (4) is een redelijke benadering van wat er gebeurt, maar geeft niet precies het gedrag weer van het metaal. Het is mogelijk om vergelijking (4) uit te breiden met hogere afgeleiden of door een demping in serie met het Boltzmannmodel te zetten (Burgersmodel) maar dit leidt niet tot veel betere resultaten. Een andere manier om het gedrag van een metaal te beschrijven is door middel van het superpositiebeginsel van Boltzmann<sup>2)</sup>.

Het superpositiebeginsel van Boltzmann mag echter alleen toegepast worden als de betrekkingen tussen spanning en rek en hogere afgeleiden van spanning en rek lineair zijn. De theorie, waarbij gebruik wordt gemaakt van het superpositiebeginsel van Boltzmann is uitgewerkt in Elasticity and anelasticity of metals door C. Zener<sup>4)</sup>.

Een beter model is ontwikkeld door Crussard<sup>5,6)</sup>. Het is een model dat doet denken aan het model dat Terraghi<sup>7)</sup> heeft gebruikt om het gedrag van klei te beschrijven.

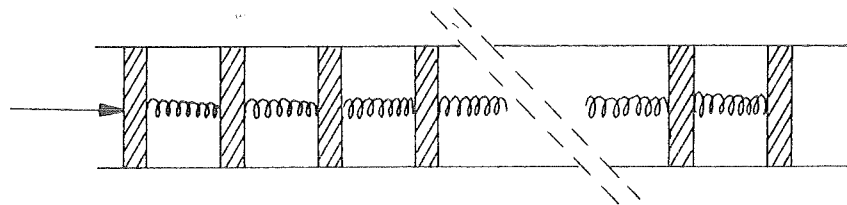


fig.2 Model van Crussard

Het model van Crussard is samengesteld uit een visceuze vloeistof die een weerstand levert aan de beweging van een n-tal zuigers die aan elkaar verbonden zijn met behulp van veren. Als de "visceuze" weerstand van de zuigers lineair is, kan de vergelijking van hun beweging opgelost worden. Als het aantal zuigers oneindig is, kan de oplossing geschreven worden met behulp van Besselfuncties. Voor de snelheid van de eerste zuiger vindt men:

$$v = \frac{F}{R} e^{-t} [I_0(t) + I_1(t)] \quad (5)$$

en voor de som van alle snelheden van alle zuigers:

$$v = \frac{F}{R} e^{-t} I_0(t) \quad (6)$$

Het model van Crussard kan op eenvoudige wijze verder verfijnd worden, b.v. door tussen de zuigers vloeistoffen met verschillende viscositeiten te gebruiken. De berekeningen worden hierdoor erg bemoeilijkt.

#### Microscopisch gedrag.

Om het anelastisch gedrag van metalen te kunnen verklaren moeten we uitgaan van de aanwezigheid van dislocaties in het rooster.

De dislocaties kunnen onder invloed van een aangelegde spanning uitbuigen tussen twee "pinning points". Ook kunnen de dislocaties zich losrukken van hun "pinning points" of hindernissen overwinnen bij toevoering van thermische energie.

"Pinning points" kunnen vacatures, onzuiverheden of snijpunten van dislocaties zijn. Voor de rek tengevolge van de uitbuiging van een dislocatiegedeelte onder invloed van een aangelegde spanning kunnen we de volgende formule opschrijven:

$$\frac{d\varepsilon_a}{dt} = b \cdot S \cdot N \cdot v \cdot a \cdot \left( e^{\frac{-(U-v\sigma)}{kT}} - e^{\frac{-(U+v\sigma)}{kT}} \right) \quad (7)$$

Hierbij is:

- $\varepsilon_a$  is anelastische rek
- $b$  is de Burgersvector. Voor goud  $2,88 \cdot 10^{-10} \text{ m}$
- $N$  is het aantal uitbuigende dislocatiegedeelten per volumeeenheid.
- $S$  is oppervlakte die door een dislocatiegedeelte per sprong doorlopen wordt.
- $b \cdot S$  is de bijdrage van een dislocatiegedeelte per per sprong.
- $v_a$  is de Debeijefrequentie.
- $U$  is de activeringsenergie voor een sprong.
- $v\sigma$  is de arbeid, die de spanning  $\sigma$  moet leveren om een hindernis te overwinnen. We kunnen voor  $\sigma$  ook schrijven  $\bar{\sigma}_u + \bar{\sigma}_i$ .
- $\sigma_u$  is de component van de uitwendige spanning in het glijvlak.
- $\sigma_i$  is de component van de inwendige spanning in het glijvlak.
- $v = bdl$  is het activeringsvolume.



$l$  is de lengte van een dislocatiegedeelte tussen twee "pinning points".

$d$  is de uitgestrektheid van een obstakel

$$v.e \frac{-(U-v\sigma)}{kT}$$

is de waarschijnlijkheid per seconde dat er een sprong optreedt in de richting van de spanning.

$$v.e \frac{-(U+v\sigma)}{kT}$$

is de waarschijnlijkheid per seconde dat er een sprong optreedt tegen de spanning in.

Een uitvoerige beschouwing van deze vergelijking is te vinden in een artikel van Friedel, Boulanger en Crussard<sup>8)</sup>.

Bij de metingen die Verel<sup>3)</sup> gedaan heeft is het onwaarschijnlijk dat er een sprong zal optreden tegen de spanning in. De tweede term uit formule (7) kan bij Verel dan ook verwaarloosd worden.

Bij de in dit verslag beschreven metingen komen twee belangrijke effecten voor; ten eerste de z.g. terugkruip en ten tweede het terugkomen van het metaal in de oorspronkelijke toestand.

De terugkruipproeven zijn gedaan naar aanleiding van de proeven van H.J. de Wit<sup>9)</sup>. De Wit deformeerde een nikkeldraadje plastisch bij  $-196^{\circ}\text{C}$ . Daarna verhoogde hij de temperatuur en nam een terugwerking waar. De Wit gaf er de volgende verklaring voor. Bij het plastisch deformereren van een metaal worden dislocaties gevormd door een z.g. Frank-Read bron. Uitgaande van het bestaan van barrières voor bewegende dislocaties kunnen we ons voorstellen dat de door de bron uitgezonden dislocaties zich voor deze barrières ophopen, hetgeen door zal gaan totdat de spanning van deze dislocaties op de bron zo groot wordt, dat deze verder geen dislocaties meer uitzendt. Deze opeenhopingen van dislocaties worden z.g. "pile up" groepen genoemd.

Als barrières kunnen korrelgrenzen, onbeweeglijke dislocaties of Lomer-Cottrell barrières optreden. De dislocaties in een "pile up" groep zitten ingeklemd tussen de al eerder genoemde barrières en de eventueel in het materiaal aanwezige obstakels.

Door de lage temperatuur waarbij plastisch gedeformeerd wordt, hebben de dislocaties geen energie genoeg om over deze obstakels heen te komen. Er zijn nu twee manieren om de dislocaties over de obstakels heen te helpen: ten eerste verhoging van de temperatuur, wat H.J. de Wit gedaan heeft of ten tweede het aanleggen van een spanning in de richting van de inwendige spanning van de "pile up" groep. Bij deze proeven is met een elastische spanning gewerkt, dus zal daar alleen op worden ingegaan.

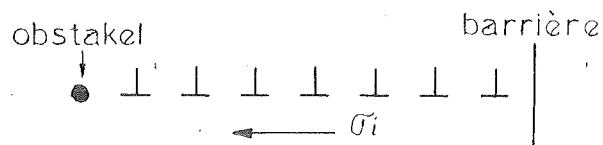


fig.3 Beeld van een pile up groep

We zullen allereerst het geval bekijken dat de dislocaties ingeklemd zitten tussen een barrière en een obstakel (zie fig.3). Zowel de inwendige als de uitwendige spanning zijn naar links gericht. De kans dat er een sprong zal optreden in een richting tegengesteld aan die van de spanning is erg klein daar  $\sigma$  erg groot is. De tweede term in vergelijking (7) is dus waarschijnlijk te verwaarlozen.

$\sigma_i$  wordt kleiner naarmate de kruip toeneemt. Stel:

$$\sigma_i = \sigma_0 - b\varepsilon_a \quad (8)$$

Vergelijking (7) wordt nu:

$$\frac{d\varepsilon_a}{dt} = b \cdot S \cdot N \cdot v \cdot a \cdot e^{-\frac{(U - v\sigma_u - v\sigma_0)}{kT}} e^{-\frac{-bv\varepsilon_a}{kT}} \quad \text{of}$$

$$\text{of: } \frac{d\varepsilon_a}{dt} = A \cdot e^{\frac{-b v \varepsilon_a}{kT}} \cdot (U - v \sigma_u - v \sigma_0)$$

Hierin is  $A = b \cdot S \cdot N \cdot v \cdot a \cdot e^{\frac{U}{kT}}$  een constante.

We kunnen verder schrijven dat:

$$\int_0^{\varepsilon_a} e^{\frac{-b v \varepsilon_a}{kT}} d\varepsilon_a = A t \quad \text{of}$$

$$\frac{kT}{b v} \left( e^{\frac{b v \varepsilon_a}{kT}} - 1 \right) = A t$$

$$e^{\frac{b v \varepsilon_a}{kT}} - 1 = \frac{b v}{kT} A t = B t$$

Hierin is  $B = A \frac{b v}{kT}$

$$\text{of: } \varepsilon_a = \frac{kT}{b v} \ln (1 + B t) \quad (9)$$

Dezelfde formule heeft Verel afgeleid (zie afstudeerverslag formule 12).

Van den Beukel heeft de nu volgende formule voor het terugkomen van het hierboven beschreven effect afgeleid.

De dislocaties, die door de kleine elastische spanning over het obstakel zijn heengewerkt, zijn er weer achter te krijgen door een grotere elastische spanning naar de andere kant aan te leggen. De aangelegde spanning  $\sigma_u$  is constant.

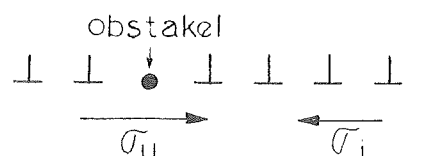


fig. 4 Situatie na terugkruip

De inwendige spanning zal echter groter worden naarmate er weer meer dislocaties achter het obstakel terecht zijn gekomen. We kunnen hiervoor schrijven:

$$\sigma_i = \sigma_o + a\epsilon_a \quad (10)$$

De resulterende spanning zal dus ook steeds kleiner worden daar  $\sigma = \sigma_u - \sigma_i$ .

Een beeld van de nu beschreven situatie is in figuur 4 gegeven. Als we veronderstellen dat  $\sigma$  klein is, en dat  $\frac{v\sigma}{kT}$  klein is, kunnen we voor vergelijking (7) schrijven:

$$\frac{d\epsilon_a}{dt} = b.S.N.v.a e^{-\frac{U}{kT}} \left[ e^{+\frac{v\sigma}{kT}} - e^{-\frac{v\sigma}{kT}} \right] \quad \text{of als we de e-macht ontwikkelen:}$$

$$\frac{d\epsilon_a}{dt} = b.S.N.v.a e^{-\frac{U}{kT}} \frac{2v\sigma}{kT} \quad \text{of met (10):}$$

$$\frac{d\epsilon_a}{dt} = b.S.N.v.a e^{-\frac{U}{kT}} \frac{2v}{kT} (\sigma_u - \sigma_o - a\epsilon_a)$$

$$\text{Stel } P = b.S.N.v.a e^{-\frac{U}{kT}} \frac{2v}{kT} \quad \text{We krijgen dan:}$$

$$\frac{d\epsilon_a}{dt} = P(\sigma_u - \sigma_o) - P a \epsilon_a$$

Een oplossing van deze differentiaalvergelijking is:

$$\epsilon_a = \frac{1}{a} (\sigma_u - \sigma_o)(1 - e^{-Pat}) \quad (11)$$

Het meest opvallende van de vergelijkingen (9) en (11) is, dat het "heen"effect logaritmisch verloopt en het "terug"effect volgens de e-macht.

### III. Beschrijving van de meetmethode

Aanvankelijk is geprobeerd om elastische nawerking te meten door een draadje met een diameter van 0,20 mm te rekken in het elastische gebied. De elastische nawerking, dus een extra tijdsafhankelijke verlenging van het draadje, werd geregistreerd met behulp van een Sanbornverplaatsingsmeter type 7 DCDF050 waarvan de gevoeligheid 30 Volt/inch was.

Om ongeveer te voorspellen hoe groot het te verwachten effect zou zijn werd een vergelijking gemaakt met de metingen van D.J. Verel<sup>3)</sup>. Nawerking gemeten bij temperaturen van 70°C en hoger hadden een grootte van  $\epsilon - \epsilon_0 = 40 \cdot 10^{-7}$ .  $\epsilon - \epsilon_0$  werd gemeten in de buitenste verzel onder  $\frac{1}{4} \pi$  rad.

Stel dat het effect bij de trekopstelling wat ongunstiger is b.v.  $10^{-7}$ , om gemakkelijk te rekenen. Voor de lengte van het draadje is 25 cm gekozen, daar een grotere lengte temperatuursmoeilijkheden gaf. De grootte van het te verwachten effect is dan ongeveer 250 Å. Dit effect gaf een spanningsverandering van de verplaatsingsmeter van 30  $\mu$ V.

Een moeilijkheid bij de metingen van zeer kleine lengteveranderingen is de constantheid van de temperatuur. Een temperatuursverandering van 0,01°C geeft een lengteverandering van 0,01 x 0,25 x u.c. goud. Stel echter dat de temperatuur in een horizontaal vlak gelijk is, dan wordt deze uitzetting vrij redelijk gecompenseerd door de uitzetting van de staven A en B (zie fig. 5). We krijgen door een temperatuursverandering van 0,01°C ongeveer het volgende effect:  $0,01 \cdot 0,25$  (u.c. goud - u.c. staven) =  $0,01 \cdot 0,25 \cdot 4 \cdot 10^{-6} \approx 100 \text{ Å}$

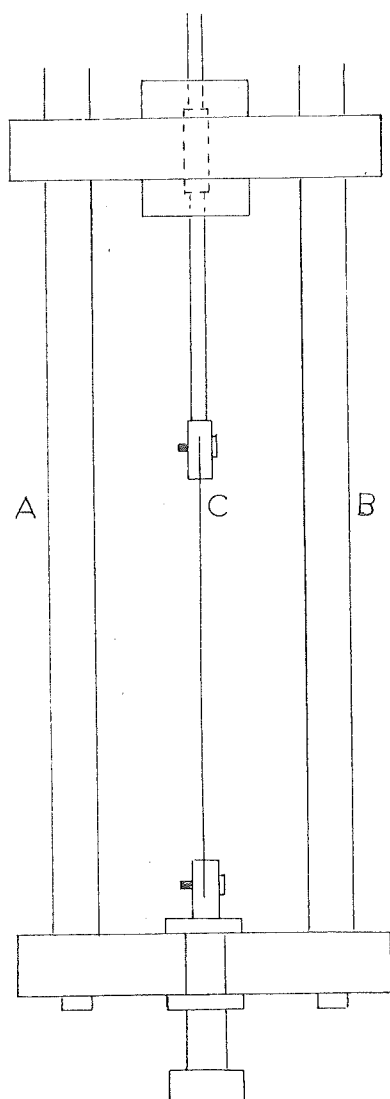


fig.5 Trekopstelling met verplaatsingsmeter

Dit is minder dan het ongeveer te verwachten effect.

Modig was dus een thermostaat die op  $0,01^{\circ}\text{C}$  constant is. Dit werd bereikt door allereerst de opstelling in een air-conditioned kamer te bouwen waar een temperatuurschommeling van maximaal  $1^{\circ}\text{C}$  optrad. Een dewarvat met daarin een metalen vat vormde de thermostaat. In het buitenste vat werd geroerd door er stikstof doorheen te blazen. Bovendien was in dit buitenste vat een temperatuurregeling aangebracht (15% regeling). Het binnenste vat was een koperen vat waarin noch geroerd, noch gestookt werd, daar er anders trillingen resp. temperatuurschommelingen zouden optreden.

Een constante kracht op het draadje werd aangebracht door middel van een enigzins verbouwde balans.

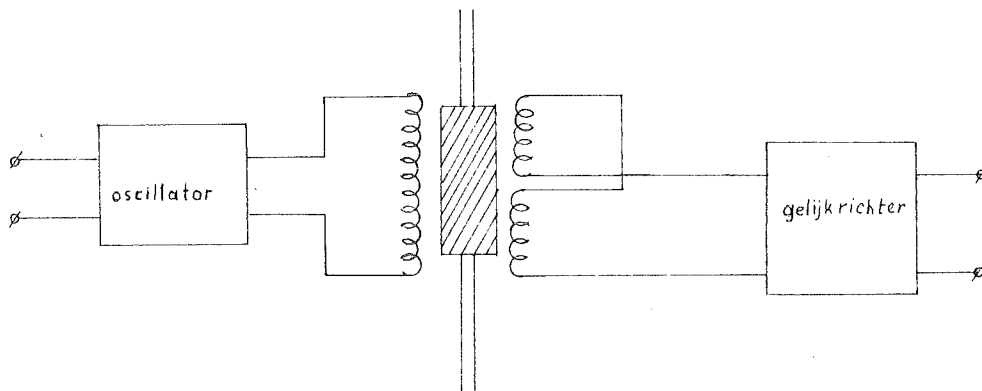


fig.6 Sanborn verplaatsingsmeter

De moeilijkheden bij deze meetopstelling werden veroorzaakt door de verplaatsingsmeter. De verplaatsingsmeter is getekend in fig. 6. Als de kern precies in het middel staat, is de uitgangsspanning nul. Verschuiving van de kern naar boven of naar beneden gaf een positieve of negatieve uitgangsspanning. De moeilijkheden werden veroorzaakt door de zijdelingse beweging van de kern. Het was n.l. niet mogelijk de gehele trek lengte in één lijn te krijgen omdat er verschillende verbindingen in waren aangebracht. Als er getrokken werd verplaatste het kerntje zich zijdelings. Deze zeer kleine zijdelingse verplaatsingen gaven een zeer groot effect. Het was direct duidelijk dat op deze manier niet te meten was.

Om deze moeilijkheden te omzeilen zijn we overgestapt naar de torsiemethode.

Voor deze metingen is gebruik gemaakt van het enigszins verbeterde apparaat van Verel<sup>3)</sup>. De verschillen tussen de nu gebruikte opstelling en de opstelling van Verel (fig. 2) zullen nu kort besproken worden aan de hand van de in het afstudeerverslag van Verel gemaakte tekening (fig. 2 van zijn verslag).

De gehele opstelling is overgeplaatst naar de kelder van het gebouw en daar vervestigd aan een pilaar. Het gevolg daarvan is, dat nu veel minder hinder wordt ondervonden van trillingen van auto's e.d.

Het frame, waarin het draadje is gespannen is niet zoals bij Verel bevestigd aan de omgebouwde galvanometer, maar direct aan de console zodat het geheel wat steviger is geworden. Dit brengt echter met zich mee dat het aanmerkelijk moeilijker is geworden om alles te centreren. Het dewarvat is bij de tegenwoordige opstelling aan de console opgehangen (F bij Verel) zodat ook langs deze weg geen hinderlijke trillingen in het apparaat kunnen komen. Bij de vorige opstelling was weliswaar het apparaat aan een pilaar bevestigd, maar stond het dewarvat, wat aan het apparaat raakte, op een console die aan de muur bevestigd was.

Een laatste verbetering is aangebracht aan de thermostaat. Het gouddraadje is bij B<sub>2</sub> aan een vast punt bevestigd en wordt met behulp van een touwtje K en een gewichtje G strakgetrokken.

Een bezwaar van het gebruik van een koord is het volgende: als er aan een koord getrokken wordt, blijkt dat het gaat draaien.

Bij de thermostaat van Verel werd de temperatuur in het buitenbad constant gehouden en was de temperatuur van het binnenbad op 0,03°C constant. Bij de nu gebruikte thermostaat, althans die voor temperaturen boven kamertemperatuur, was de temperatuur op 0,01°C constant. Hierdoor komt het dat het gouddraadje minder in lengte fluctueert zodat er minder aan het koordje getrokken wordt. De gevoeligheid kon nu dus vergroot worden door aan draden van 0,30 mm dik te meten.

De gebruikte thermostaat voor lage temperaturen was aanmerkelijk slechter zodat hier gemeten moest worden met een 0,50 mm dik gouddraadje.



#### IV. Nauwkeurigheid en gevoeligheid

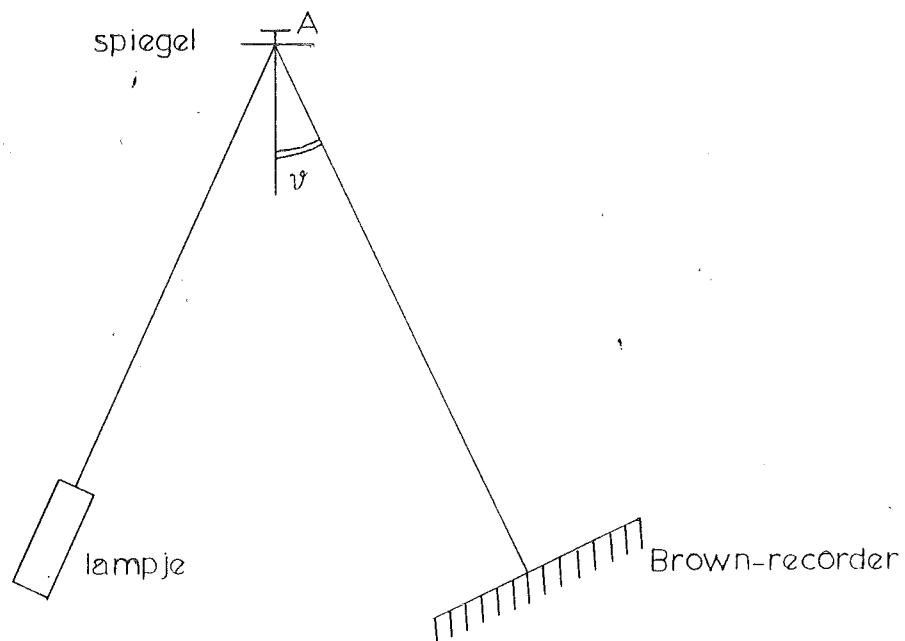


fig.7 Meetopstelling

In fig. 7 zijn de volgende afstanden aangegeven:

- Afstand spiegel-Brown-recorder is 320 cm (AB).
- Schrijfbreedte van de Brown-recorder is 28 cm (50 schaaldelen)

Afmetingen van de verschillende proefdraadjes zijn:

- Diameter is 0,59 mm, lengte 26 cm.
- Diameter is 0,30 mm, lengte 26 cm.
- Diameter is 0,50 mm, lengte 26 cm.

Voor de relatieve rek van een buitenste vezel die een hoek van  $\frac{1}{4}\pi$  radialen maakt met de lengteas kunnen we schrijven:

$$\epsilon = \sqrt{1 + \frac{vr}{L} + \frac{1}{2}\left(\frac{vr}{L}\right)^2} - 1$$

Hierin is  $v$  de torsiehoek,

$r$  de straal,

$L$  de lengte van het draadje.

Als  $\frac{r}{L}$  klein is, mogen we schrijven:  $\epsilon = \frac{vr}{2L}$ .

Eenmaal over de volle breedte van het papier van de schrijver komt overeen met  $\frac{28}{320} = 0,0875$  radialen. Dit is een torsiehoek van 0,044 radialen. Deze hoek betekent een deformatie van resp. a)  $2,50 \cdot 10^{-5}$ , b)  $1,27 \cdot 10^{-5}$  en c)  $2,11 \cdot 10^{-5}$ .

De afleesnauwkeurigheid plus de gevoeligheid van de recorder is 1 mm.

De rek per mm wordt dus resp. a)  $\frac{1}{280} \cdot 2,80 \cdot 10^{-5} = 0,89 \cdot 10^{-7}$

b)  $\frac{1}{280} \cdot 1,45 \cdot 10^{-5} = 0,45 \cdot 10^{-7}$

c)  $\frac{1}{280} \cdot 2,36 \cdot 10^{-5} = 0,75 \cdot 10^{-7}$

Bij de experimenten zijn draadjes van deze verschillende diameters gebruikt. Steeds staat de diameter van het beproefde draadje op de grafiek vermeld.

## V. Experimentele resultaten.

Het gebruikte goud bij deze proeven had een opgegeven zuiverheid van 99,99% en was geleverd door de firma Drijfhout te Amsterdam. Alle gouddraadjes zijn, voordat er aan gemeten is, 4 uur lang op 600°C uitgegloeid in vacuum nadat ze eerst met behulp van trekstenen tot de juiste diameter waren getrokken.

De maximaal aangelegde uitwendige spanning, die nog geen plastische vervorming veroorzaakte, was de spanning waarbij de instantane deformatie  $\epsilon_0 = 1,10 \cdot 10^{-4}$  bedroeg. Bij een spanning die een deformatie van  $\epsilon_0 = 1,20 \cdot 10^{-4}$  veroorzaakte trad een kleine plastische vervorming op. (De nu beschreven deformaties zijn weer de relatieve rekken in de buitenste vezel onder  $\frac{1}{4} \pi$  radialen.)

Verel<sup>3)</sup> heeft geprobeerd anelastische nawerking te meten bij lage temperaturen. De metalen waaraan hij gemeten heeft waren Au, Al en Cu. Er werd echter geen enkel nawerkingseffect gevonden tot een temperatuur van ca. -50°C, bij welke temperatuur bij Au de eerste anelasticiteit werd waargenomen. Daar dus klaarblijkelijk goud het meest geprononceerd nawerking vertoonde nam Verel en is hier ook goud als proefmateriaal genomen.

### 1. Elastische nawerking

Allereerst is anelastische nawerking gemeten als functie van de temperatuur. (zie grafiek 1). Het gouddraadje had een diameter van 0,59 mm; de temperaturen waarbij gemeten werd waren 20,0°C en 79,5°C. De uitwendige spanning was zo groot dat de instantane deformatie  $\epsilon_0 = 0,54 \cdot 10^{-4}$  bedroeg. De gemeten resultaten zijn in grafiek weergegeven. De gestippelde lijn in grafiek 1 geeft ook de nawerking van goud weer, maar gemeten aan een draadje met een diameter van 0,30 mm.

Bij de eerste metingen was de rek per mm  $0,89 \cdot 10^{-7}$ , bij deze meting is ze  $0,45 \cdot 10^{-7}$ .

De instantane deformatie is bij de tweede meting  $0,30 \cdot 10^{-4}$ , dus ongeveer gelijk aan de instantane deformatie bij de eerste metingen. Het merkwaardige geval doet zich hier voor dat, terwijl de gevoeligheid twee maal zo groot is geworden, de gestippelde kromme 8 à 10 keer zo hoog ligt.

Het blijkt, dat de eerste meting aan een uitgegloeide draad altijd 2 à 3 maal zo hoog uitkomt als de volgende metingen. Nu is de gestippelde kromme gemeten direct nadat het draadje uitgegloeid was, terwijl de vergelijkbare getrokken kromme in grafiek 1 gemeten is nadat aan de draad o.a. al nawerking was gemeten bij  $79,5^{\circ}\text{C}$  en bij  $67,0^{\circ}\text{C}$ .

Een tweede mogelijke verklaring voor het te hoog liggen van de gestippelde kromme is, dat de deformatie bij het monteren in het apparaat van een uitgegloeide gouddraad met een diameter van 0,30 mm groter zal zijn dan de deformatie van een draad van 0,59 mm dik. Volgens Verel<sup>3)</sup> wordt het effect door plastische deformatie vergroot. Waarschijnlijk wordt het te hoog liggen van de gestippelde kromme door deze beide effecten verklaard. De getrokken krommen zijn volledig in overeenstemming met de krommen die Verel heeft gemeten.

De eerste meting aan een uitgegloeid draadje kwam altijd 2 à 3 keer zo hoog uit als de volgende metingen. Om na te gaan hoe het effect afhangt van het aantal metingen is de anelastische nawerking bij  $20,0^{\circ}\text{C}$  meerdere malen aan hetzelfde draadje gemeten. De eerste meting, in grafiek 2 kromme (1), is opgenomen direct nadat het draadje 4 uur op  $600^{\circ}\text{C}$  was uitgegloeid.

De volgende metingen aan hetzelfde draadje vielen lager uit, zie kromme (2) en (3). De vierde en volgende metingen vielen echter samen met de kromme (3), zodat we kunnen zeggen dat na drie maal meten de eindtoestand is bereikt.

Een verklaring voor het afnemen van het effect kan gezocht worden door ervan uit te gaan dat er de eerste keer meer dislocaties meedoen dan de tweede en derde keer. Verdwijnen kunnen de dislocaties niet, dus is het alleen mogelijk dat ze tijdens de eerste meting onbeweeglijker worden zodat ze de tweede en volgende metingen niet meer mee kunnen doen. Het onbeweeglijk worden van sommige dislocaties wordt veroorzaakt doordat b.v. twee van deze dislocaties met tegengestelde componenten van de Burgersvector in hetzelfde glijvlak onder een uitwendige spanning naar elkaar zullen buigen en gedeeltelijk zullen combineren omdat dit energetisch gunstiger is. Een soortgelijke redenering geldt voor dislocaties in elkaar snijdende glijvlakken. Er zullen dislocaties zijn in verschillende elkaar snijdende glijvlakken die op de snijlijn van de glijvlakken gedeeltelijk zullen combineren. Het gecombineerde gedeelte heeft een Burgersvector die niet past bij de glijvlakken die er al zijn, zodat deze dislocatie niet meer mee zal doen. Een goede beschrijving van de mogelijke interacties van dislocaties is gegeven door J. Friedel<sup>10)</sup>, M.J. Whelan<sup>11)</sup> en M.C. Collet<sup>12)</sup>.

Een direct gevolg van de bovenbeschreven verklaring is, dat het effect niet meer volkomen reversibel is. Doordat het "terug"-effect zo langzaam verloopt is het moeilijk om dit na te gaan.

## 2. Terugkruip

Zoals in hoofdstuk II van dit verslag al beschreven is de-  
formeerde H.J. de Wit<sup>9)</sup> een nikkeldraad plastisch bij  $-196^{\circ}\text{C}$ .  
Daarna verhoogde hij de temperatuur en nam een nawerking waar.  
In grafiek 3 is het resultaat van een soortgelijke proef weerge-  
geven. Een gouddraad met een diameter van 0,50 mm wordt bij  
 $-69,5^{\circ}\text{C}$  plastisch gedeformeerd totdat de rek in de buitenste  
vezel onder  $\frac{1}{4}$  radialen 0,048% is. Direct na het wegnemen van  
het koppel dat de plastische deformatie veroorzaakte trad nog  
een spontane terugwerking op. Dit effect is te vergelijken met  
het effect van De Wit na opwarmen van  $-196^{\circ}\text{C}$  tot  $-69,3^{\circ}\text{C}$ .

Door op het draadje nu een torsiespanning naar de andere kant  
te zetten werd kromme I in grafiek 3 gemeten. De torsiespanning  
veroorzaakte een deformatie van  $0,33 \cdot 10^{-4}$ .

Bij de tweede meting was de plastische deformatie twee maal zo  
groot en trad ook een twee maal zo grote nawerking op. Om te  
controleren of het effect weer zou verdwijnen zoals in grafiek 1  
beschreven proeven, werd na 100 minuten het koppel van het draadje  
gehaald en gemeten of het effect verdween. Dit was niet het ge-  
val; zelfs eenzelfde koppel aangelegd in de richting van de oor-  
spronkelijke deformatie had geen invloed. Later zal echter blijken  
dat een groter elastisch koppel het effect doet verdwijnen.

Om te weten te komen bij welke spanning het terugkruip-  
effect weer zal verdwijnen, zijn er een serie steeds groter  
worden koppels aangelegd (zie grafiek 4). Allereerst is het al  
eerder beschreven terugkruipeffect gemeten, zie (1) in grafiek 4.  
Daarna zijn er steeds grotere koppels naar de andere kant aange-  
legd, (2), (3), (4), (5), (6) en (7). Deze koppels veroorzaakten een  
instantane deformatie van resp.  $0,45 \cdot 10^{-4}$ ,  $0,55 \cdot 10^{-4}$ ,  $1,10 \cdot 10^{-4}$ ,  
 $1,75 \cdot 10^{-4}$  en  $2,10 \cdot 10^{-4}$ .

Het is in grafiek (4) duidelijk te zien dat de koppels behoren bij kromme (3) en (4) in het elastische gebied liggen en dat het effect door deze spanningen volledig verdwijnt. Grotere spanningen veroorzakten gewone kruip, zie de vorm van kromme (5), (6) en (7), in grafiek (4).

In een volgende proef is het gouddraadje, nadat het eerst bij  $-69,6^{\circ}\text{C}$  plastisch gedeformeerd is, gedurende 1 uur hersteld op resp.  $-20^{\circ}\text{C}$ ,  $+20^{\circ}\text{C}$  en  $+100^{\circ}\text{C}$ . Het terugkruipeffect is na het herstellen kleiner geworden wat in verband met de proeven van H.J. de Wit ook te verwachten is. De metingen zijn weergegeven in grafiek (5).

De vraag is nu echter of de dislocaties bij de hersteltemperatuur gepind worden, zodat ze bij  $-69,6^{\circ}\text{C}$  de terugkruipspanning gedeeltelijk kunnen weerstaan, of dat de terugkruip reeds bij de hersteltemperatuur heeft plaatsgevonden door thermische activering. In het eerste geval zal een spanning in de oorspronkelijke deformatierichting het effect niet ongedaan maken. In het tweede geval echter zal bij  $-69,6^{\circ}\text{C}$  de terugkruip veroorzaakt door het herstel en door het aangelegde koppel wel ongedaan gemaakt kunnen worden door het het aanleggen van een spanning in de oorspronkelijke deformatierichting. De benodigde spanning moet natuurlijk groter zijn dan de spanning die de terugkruip veroorzaakte. (zie ook grafiek 4)

Uit de grafieken 6, 7 en 8 blijkt, dat we met het tweede geval te maken hebben. Het meetdraadje is eerst plastisch gedeformeerd bij  $-70,2^{\circ}\text{C}$  waarna het draadje respectievelijk op  $+20^{\circ}\text{C}$ , (grafiek 6),  $+100^{\circ}\text{C}$  (grafiek 7) en  $-20^{\circ}\text{C}$  (grafiek 8) hersteld is. De terugkruip is gemeten bij  $-70,2^{\circ}\text{C}$ . De eerste gedeelten(1) in de genoemde grafieken komen overeen met de krommen uit grafiek 5.

Het koppel, gebruikt voor de terugkruip gaf een instantane deformatie van  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$ . Daarna is een groter koppel aangelegd ( $\epsilon_0 = -80 \cdot 10^{-4}$ ) in de richting van de oorspronkelijke plastische deformatie. Dit koppel veroorzaakte een effect dat groter is dan het terugkruipeffect na herstel en evengroot als het terugkruipeffect zonder dat er hersteld is. Hieruit kunnen we de conclusie trekken dat de dislocaties tijdens het herstellen niet gepind worden maar dat er thermisch geactiveerde terugkruip heeft plaatsgevonden.

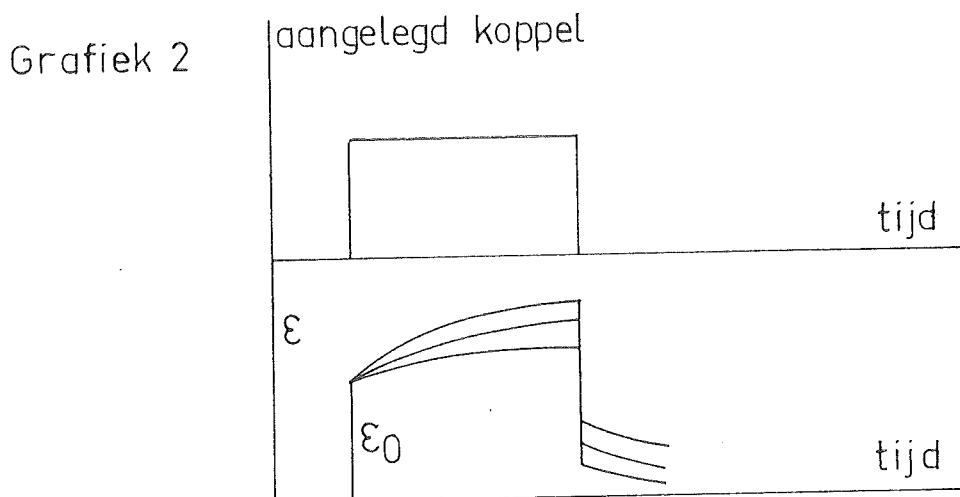
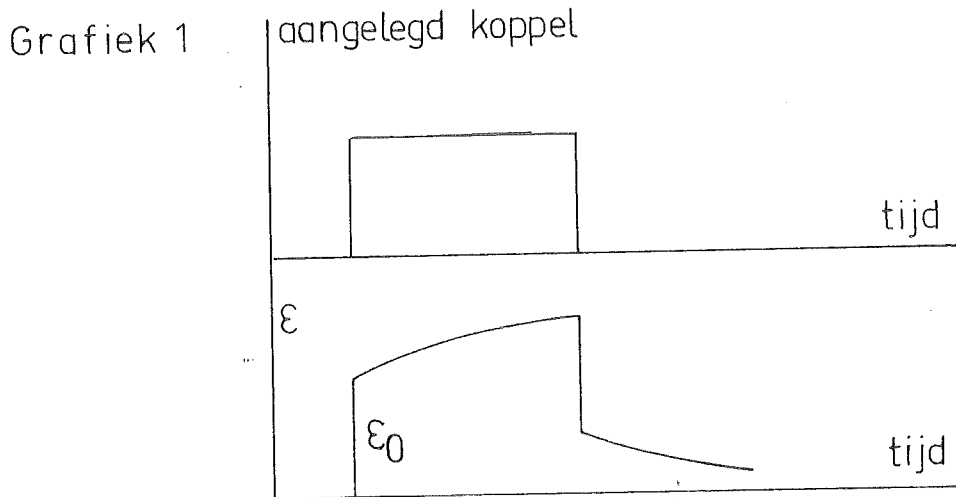
De metingen aan goud zijn besloten met het onderzoek of het terugkruipeffect weer optreedt nadat de draad eerst plastisch gedeformeerd is bij  $-69,6^\circ\text{C}$ , daarna een koppel van  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$  is aangelegd waardoor de gewone terugkruip optreedt en daarna achtereenvolgend "koppels van  $\epsilon_0 = 0,55 \cdot 10^{-4}$  en  $\epsilon_0 = 1 \cdot 10^{-4}$ " waardoor de terugkruip wordt opgeheven. Uit grafiek 9 kromme 4 blijkt dat het effect nagenoeg reversibel is.

Een onverwachte complicatie bij de nu beschreven metingen was het optreden van het Bauschinger-effect<sup>13, 14</sup>). Het bleek dat de rekgrens door de plastische deformatie naar één kant zo verlaagd was, dat het koppel, dat een instantane rek van  $0,33 \cdot 10^{-4}$  veroorzaakte al een plastische deformatie veroorzaakte. In de rek van  $0,33 \cdot 10^{-4}$  zat een plastisch gedeelte van  $0,07 \cdot 10^{-4}$ . Het Bauschinger-effect treedt echter niet altijd op. Als de plastische deformatie in positieve richting is geschied en een koppel "van  $0,33 \cdot 10^{-4}$ " in negatieve richting is aangelegd dan krijgen we een verlaging van de rekgrens. Leggen we na de plastische deformatie in positieve richting en de deformatie van  $0,33 \cdot 10^{-4}$  in negatieve richting een koppel "van  $0,80 \cdot 10^{-4}$ " in positieve richting aan, dan blijkt dat de plastische rek van  $0,07 \cdot 10^{-4}$  niet wordt teniet gedaan door het elastische koppel van  $0,80 \cdot 10^{-4}$ .

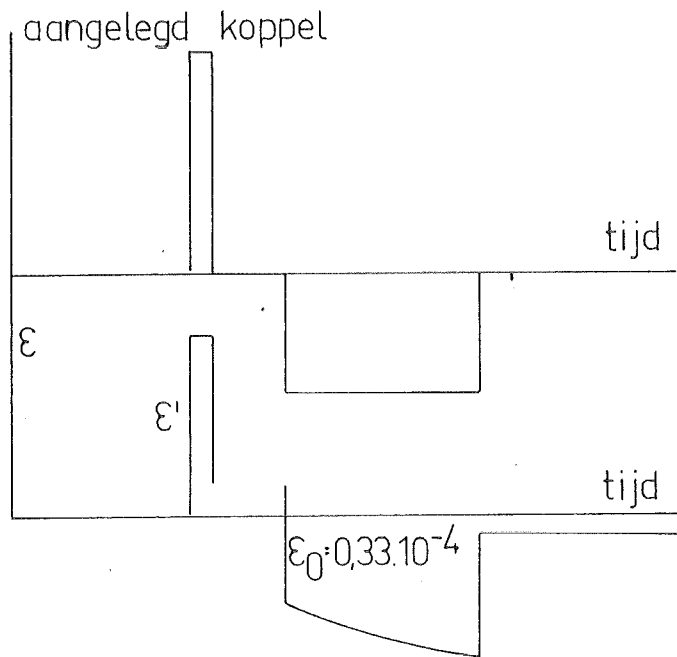


We zouden hieruit kunnen concluderen dat het Bauschinger effect geen tijdsafhankelijk effect is in tegenstelling met de terugkruip. We hebben dus waarschijnlijk te maken met twee afzonderlijke effecten.

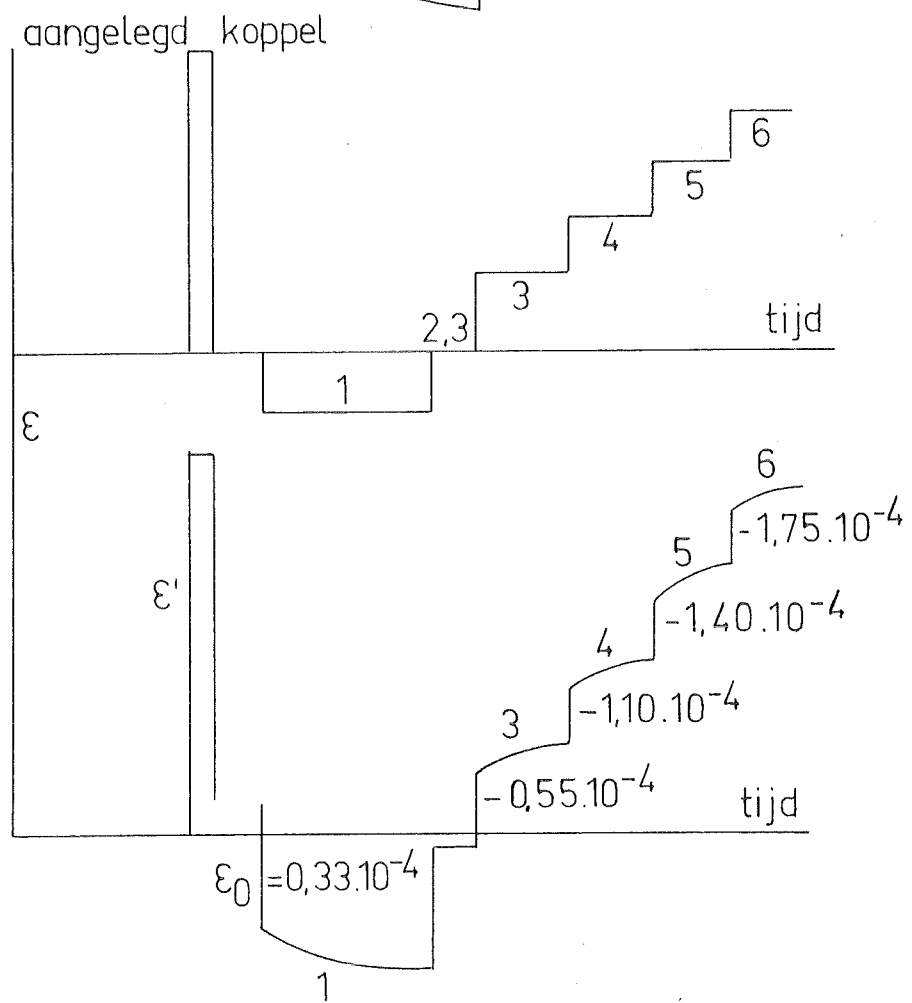
In het volgende overzicht zijn de metingen aan goud schematisch weergegeven.



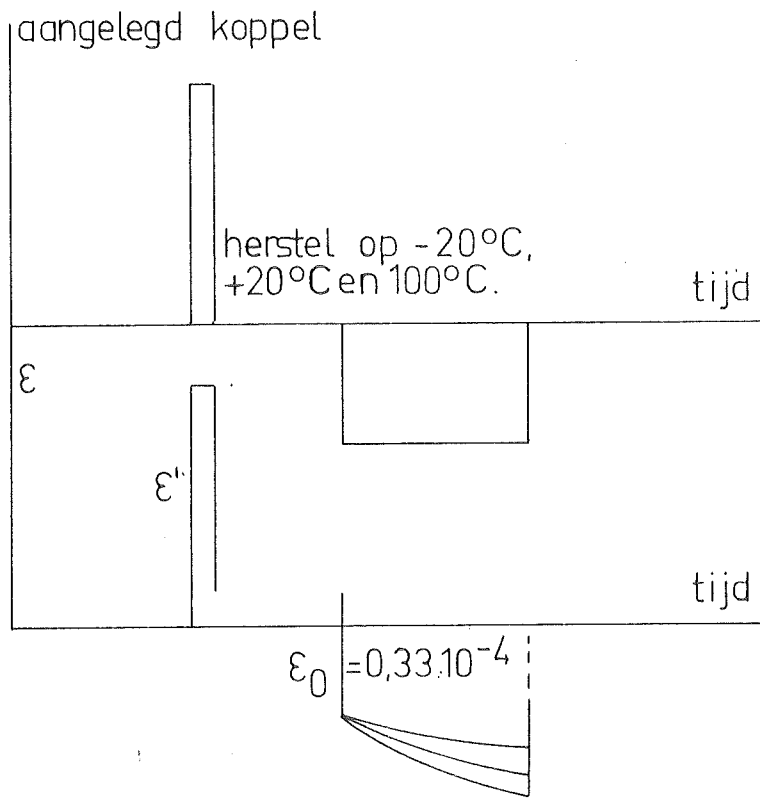
Grafiek 3



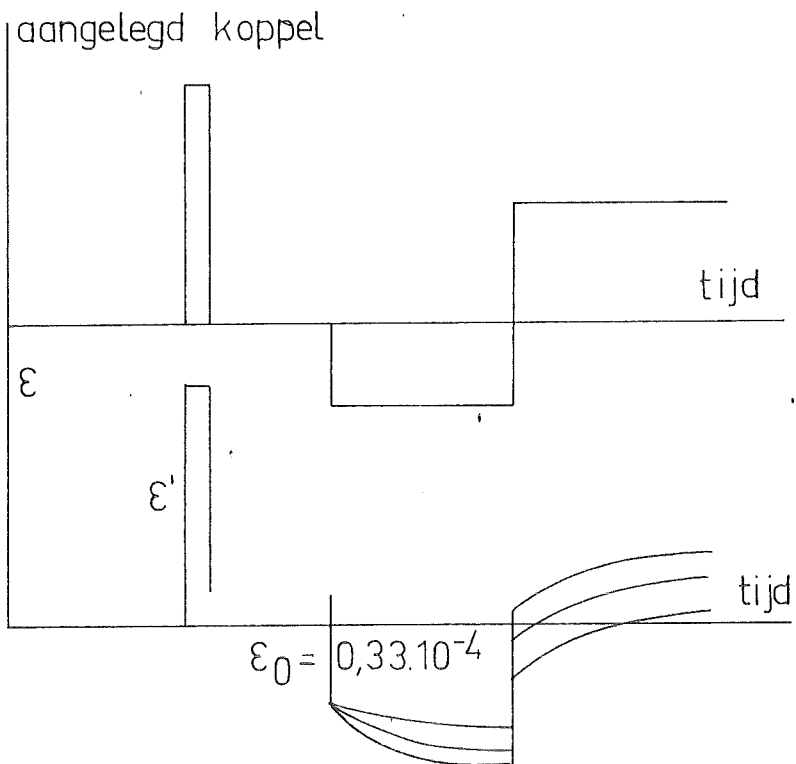
Grafiek 4



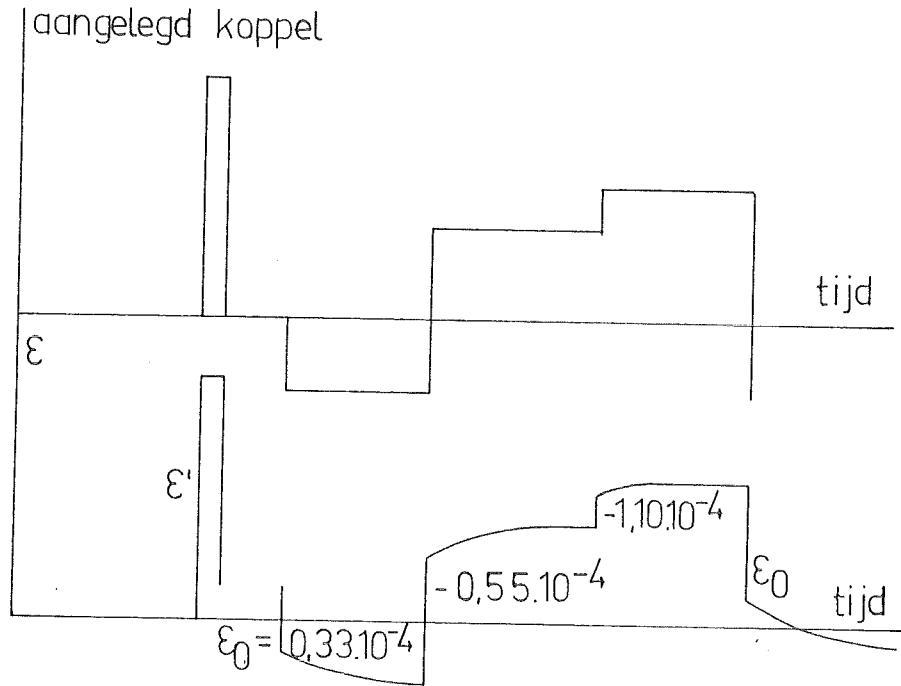
Grafiek 5



Grafiek 6,7 en 8



Grafiek 9



## VI. Discussie

Na een vergelijking van de eerste metingen met de metingen van Verel<sup>3)</sup> krijgen we bij de volgende metingen allereerst te maken met het Bauschingereffect, ten tweede met het terugkruip-effect en ten derde met het terugkruipeffect na herstel.

De getrokken krommen in grafiek 1 komen duidelijk overeen met wat door Verel gemeten is. Ook hier lijkt het erop dat het effect niet asymptotisch tot een bepaalde eindwaarde nadert. Het is niet gemakkelijk voor te stellen dat men een gouddraad elastisch kan rekken totdat er breuk optreedt, dus kunnen we concluderen dat na verloop van tijd een gedeelte van de elastische nawerking over zal gaan in plastische rek.

Een tweede verschijnsel, het hoger liggen van de krommen bij de eerste metingen, is ook reeds door Verel geconstateerd. Hierop is al ingegaan bij de beschrijving van de metingen in hoofdstuk III.

Het Bauschingereffect geeft een zekere afhankelijkheid weer tussen de vloeispanning en de rekgeschiedenis van een metaal. Na een plastische deformatie ligt de vloeispanning voor een rek in de tegengestelde richting (b.v. druk na rek) lager dan voor een rek in de oorspronkelijke richting. (Dit is de richting van de oorspronkelijke plastische deformatie.)

Bij het meten van de terugkruip werd een koppel "van  $0,33 \cdot 10^{-4}$ " aangelegd nadat de draad eerst in de tegenstelde richting circa 0,1% plastisch gedeformeerd was. Het was in verband met het bovenbeschreven Bauschingereffect te verwachten dat deze deformatie gedeeltelijk plastisch was, hoewel de vloeigrens bij uitgegloeid goud circa  $1,10 \cdot 10^{-4}$  was.

Inderdaad bleek dat bij het wegnemen van de spanning die de deformatie van  $0,33 \cdot 10^{-4}$  veroorzaakte ongeveer  $0,06 \cdot 10^{-4}$  als plastische rek over te blijven (bij  $-70^{\circ}\text{C}$ ). Deze overblijvende plastische rek was niet weg te krijgen door op het materiaal gedurende  $1\frac{1}{2}$  uur een koppel "van  $0,80 \cdot 10^{-4}$ " in tegengestelde richting te zetten. De terugkruip was op deze manier wel weg te krijgen zodat we kunnen concluderen dat het Buschingereffect en het terugkruipeffect twee onafhankelijke effecten zijn.

Uit deze proeven volgt, dat het beeld dat E. Orowan<sup>16)</sup> geeft van het Bauschingereffect niet goed kan zijn. Orowan zegt, dat een dislocatie door de eerste grote plastische deformatie door het rooster wordt getrokken totdat hij vastloopt in een groep obstakels. Door een kleine spanning naar de andere kant aan te leggen zal de dislocatie aanvankelijk gemakkelijk lopen totdat hij weer vastloopt in een groep obstakes. Hieruit volgt direct, dat als de spanning weer omgekeerd zou worden de dislocatie weer gemakkelijk terug zou moeten lopen, dus het plastische gedeelte van de rek, veroorzaakt door de tweede spanning zou moeten verdwijnen. Dit komt niet overeen met de metingen.

De in het afstudeerverslag van Collet<sup>12)</sup> beschreven afneming van het moduluseffect door een plastisch gedeformeerde staaf te laten trillen met een amplitude van  $80 \cdot 10^{-6}$  heeft waarschijnlijk te maken met het Bauschingereffect. De dislocaties, gevormd bij de plastische deformatie zullen door het trillen, wat ook een plastische deformatie veroorzaakt naar één kant, door het materiaal lopen naar een energetisch gunstige plaats. Ze komen dan vaster te zitten waardoor het moduluseffect zal afnemen. Collet heeft er geen rekening mee gehouden dat door het Bauschingereffect de vloeigrens zover zakt, dat een deformatie van  $80 \cdot 10^{-6}$  al gedeeltelijk een plastische deformatie is. Hij schrijft dat er door het

trillen dislocatiereacties zullen optreden waardoor de lengte die in de formule voor het moduluseffect tot de derde macht voorkomt zal afnemen. Dislocatiereacties veroorzaken echter een plastische vervorming zodat er door Collet op deze manier toch rekening meer wordt gehouden dat de deformatie van  $80 \cdot 10^{-6}$  gedeeltelijk plastisch is.

Voor de terugkruip kan een verklaring gegeven worden door aan te nemen dat de dislocaties zich tijdens de plastische deformatie onder een inwendige spanning in het materiaal bevinden.

Een beeld daarvan is gegeven in figuur 3 van hoofdstuk II.

Door een uitwendige spanning aan te leggen in dezelfde richting als de inwendige spanning worden de dislocaties over een obstakel heen gedwongen, waardoor terugkruip ontstaat. Op welke manier de dislocaties over het obstakel heengaan is uit deze proeven niet gemakkelijk te zien. Er zijn twee mogelijkheden: de dislocatie kan door het obstakel heengaan en om het obstakel een dislocatieringetje achterlaten of hij kan over het obstakel heenklimmen. Voor klim van een dislocatie zijn vacatures nodig.

Bij de plastische deformatie van circa 0,1% zullen vacatures ontstaan. Bij de meettemperatuur van circa  $-70^{\circ}\text{C}$  zullen deze vacatures echter nog niet beweeglijk zijn. Hieruit zou men de conclusie kunnen trekken dat de dislocaties door het obstakel heengaan.

De terugkruip veroorzaakt een plastische deformatie, want bij het wegnemen van de uitwendige spanning wordt geen verdwijnen van het terugkruipeffect waargenomen. Door echter een grote elastische spanning ( $\epsilon = 0,80 \cdot 10^{-4}$ ) aan te leggen in een richting tegenovergesteld aan de richting waarin de spanning wordt aangelegd die de terugkruip veroorzaakt, kunnen we de terugkruip nagenoeg

geheel laten verdwijnen. Dit wil zeggen dat de dislocaties, die de terugkruip veroorzaken allen weer over het obstakel heen te krijgen zijn. Geen enkele dislocatie is blijkbaar tijdens de terugkruip zo sterk gebonden dat zij door de genoemde elastische spanning niet losgerukt kan worden.

Het is misschien niet verstandig om over pile-up groepen te spreken, daar deze in goud nog nooit zijn waargenomen. Wel kunnen we zeggen dat de dislocaties na een plastische deformatie onder een bepaalde spanning in het rooster zitten.

Zoals De Wit<sup>9)</sup> al heeft laten zien is het mogelijk om terugkruip te veroorzaken door temperatuurverhoging. De dislocaties zullen de inwendige spanning, veroorzaakt door de plastische deformatie, en thermische activering over een obstakel heen lopen. Ook bij deze metingen is een gouddraad eerst bij  $-70^{\circ}\text{C}$  circa 0,1% gedeformeerd. Daarna zijn de draden gedurende 1 uur op resp.  $+20^{\circ}\text{C}$ ,  $+100^{\circ}\text{C}$  en  $-20^{\circ}\text{C}$  hersteld (zie grafiek 5 t/m 8), waarna de gewone terugkruip is gemeten bij  $-70^{\circ}\text{C}$ . Het effect is door het herstel kleiner geworden. Er zijn nu twee mogelijkheden; ten eerste: een gedeelte van de dislocaties is tijdens het herstel gepind en doet niet meer mee. Ten tweede: een gedeelte van de dislocaties is tijdens het herstel thermisch geactiveerd over een obstakel heengelopen. Een gedeelte van de terugkruip heeft dan al plaatsgevonden.

Als het terugkruipeffect bij het herstellen al gedeeltelijk heeft plaatsgevonden zal het gehele terugkruipeffect, veroorzaakt door een spanning plus thermische activering, moeten verdwijnen door een spanning naar de andere kant aan te leggen. Dit zal niet gebeuren als de dislocaties tijdens het herstel gepind zijn. Het blijkt uit grafiek 6, 7 en 8 dat inderdaad de terugkruip veroorzaakt door thermische activering een kleine spanning, volledig



-11-

is weg te krijgen, daar de met het cijfer 2 genummerde gedeelten in de genoemde grafieken, de grootte hebben van de terugkruip als er niet hersteld is. Hieruit blijkt dat er tijdens het herstel geen dislocatiepinning optreedt.

Over de manier waarop de dislocaties over het obstakel heen lopen is moeilijk iets te zeggen. Bij de hersteltemperatuur zijn de vacatures beweeglijk zodat er dislocatieklim kan optreden. Dislocatieklim is echter irreversibel, wat met het voorafgaande niet in overeenstemming is.

## VII. Summary

The purpose of this investigation is to consider the stability of the dislocation structure of plastically deformed Au with respect to firstly an applied stress in a direction opposite to the direction of deformation (+ direction) and secondly an increase of temperature.

The measurements were made on gold wires, deformed (about 0,15 in torsion) at  $-70^{\circ}\text{C}$ .

A load in the -direction, smaller than the yield stress in the +direction, gives an instantaneous plastic deformation: the Bauschinger effect. One can not undo this deformation by applying an elastic stress in the +direction. This deformation is probably caused by irreversible dislocation motions (e.g. dislocation reactions).

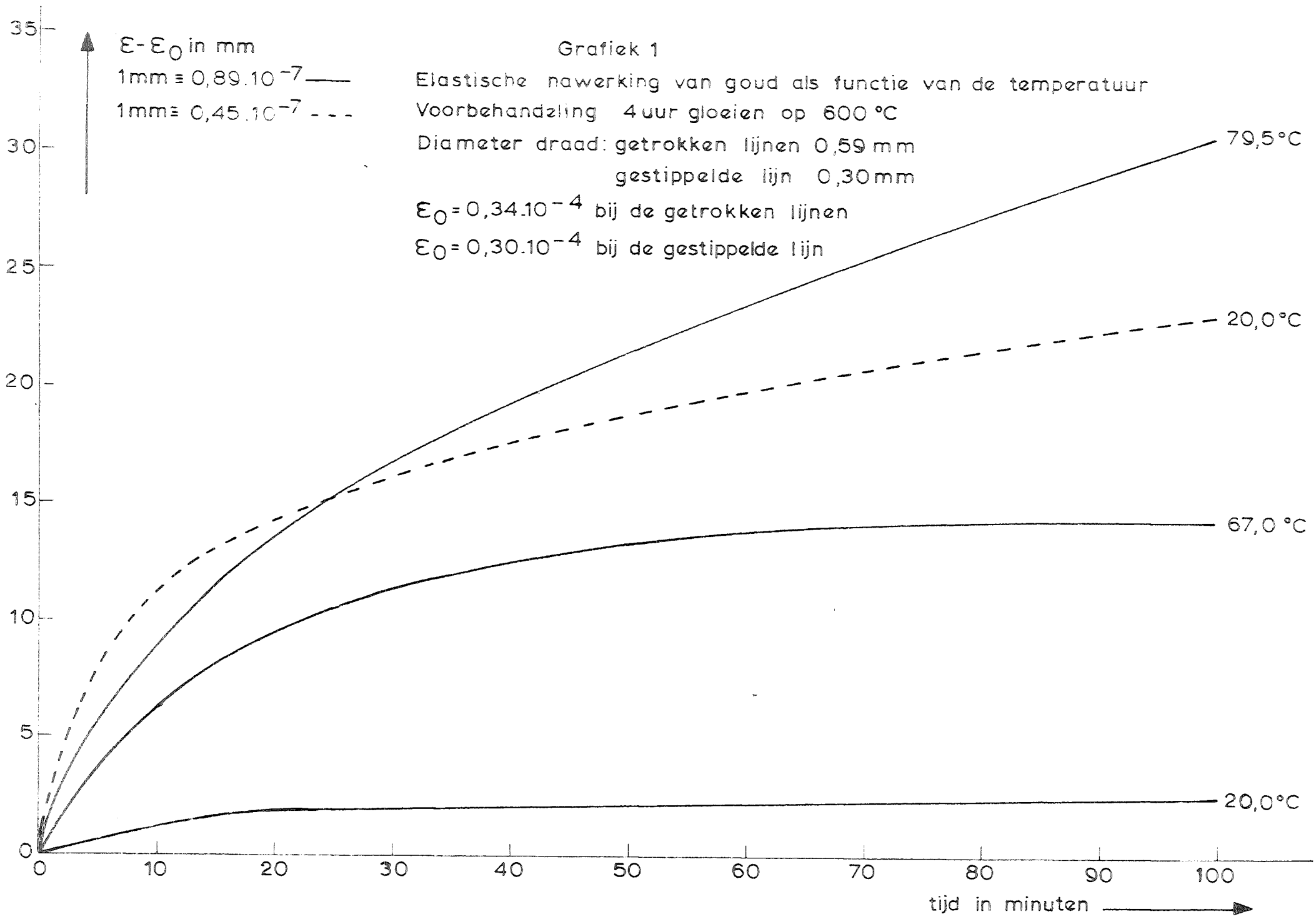
If one leaves the stress on the wire after the effect, previously described, a time dependent deformation is observed (back creep). This deformation can be undone by applying a larger, but elastic stress in the +direction. The back creep is probably caused by reversible dislocation motions.

A part of the back creep can take place with the aid of thermal activation. This is proved by annealing the wire at a higher temperature after plastic deformation at  $-70^{\circ}\text{C}$  and after that measuring the back creep at  $-70^{\circ}\text{C}$ .

These last results indicate that there are in cold worked Au some dislocations in an internal stress field which are stopped by obstacles. These dislocations can overcome those obstacles with the help of a small external stress or by thermal activation.

Literatuur

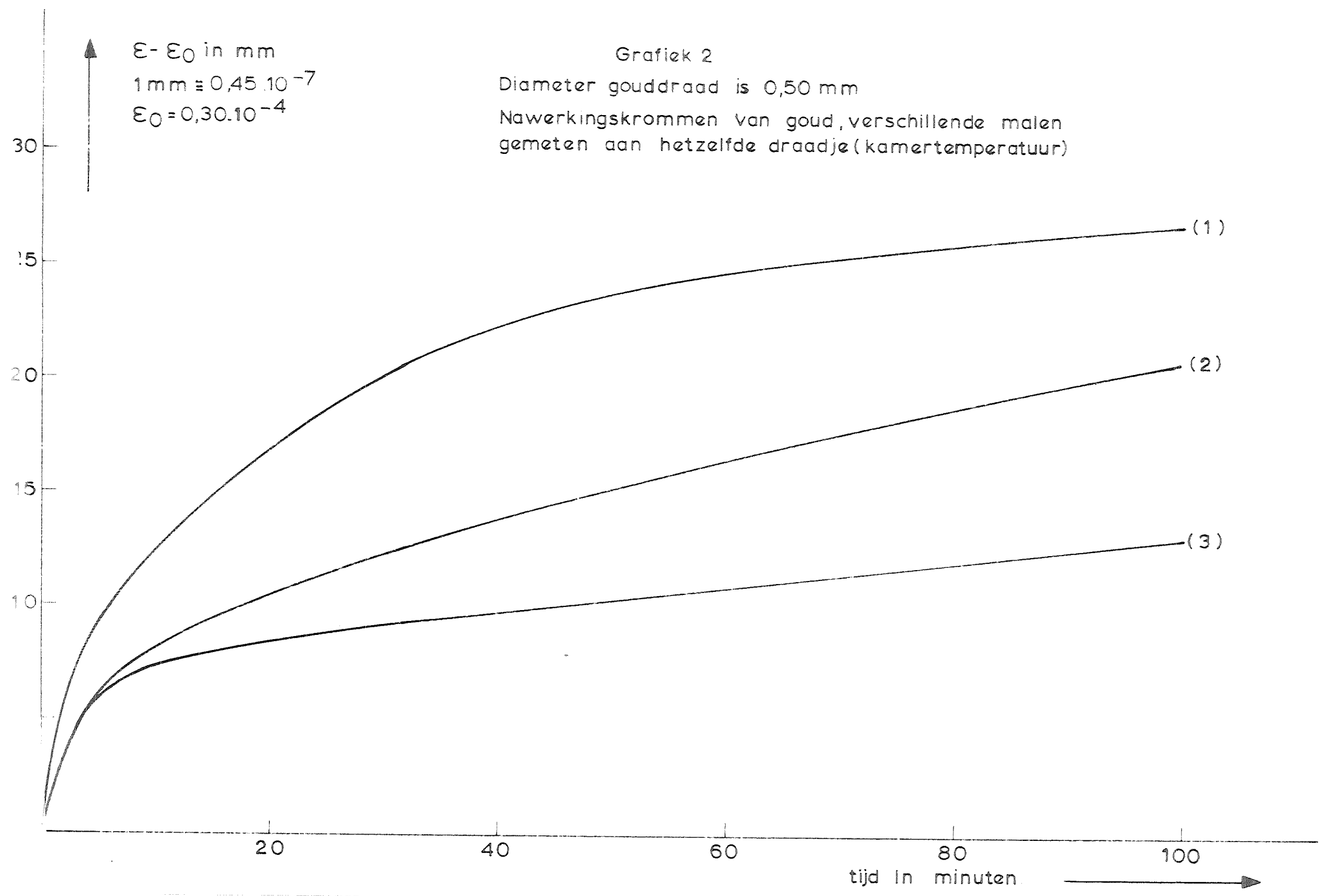
1. W. Voigt - Ann.d.Phys. XLVII, 1892, 671
2. L.Boltzmann - Ann.d.Phys. VII, 1876, 624
3. D.J. Verel - Afstudeerverslag, 1965
4. C. Zener - Elasticity and Anelasticity of Metals, Chicago, pp.41 e.v., 1960
5. G.Crussard - Thesis, Parijs, 1963
6. G.Crussard - Campbell Memorial Lecture, 1964
7. K.Terzaghi, R.B.Peck - Méchanique des Soils Appliquée, Ed.Dunod, pp.76, 1957
8. J.Friedel, C.Boulanger, C.Crussard - Acta Met. 3, 1955, 380
9. H.J. de Wit - Thesis, Amsterdam, 1965
10. J.Friedel - Dislocations
11. M.J. Whelan - Proc.Royal.Soc. 249A, 114, 1958
12. M.G. Collet - Afstudeerverslag, 1966
13. M.J. Druyvesteyn  
C.F. Etienne - Appl.Sci.Res.Section A, Vol 4, 100
14. J.D.Lubahn, R.P.Felgar - Plasticity and Creep of Metals, 1961.
15. H.G. van Bueren - Imperfections in Crystals
16. E. Orowan - Internal stresses and fatigue in metals. Proc. of the symp. on int. stresses and fatigue in metals.



$\epsilon - \epsilon_0$  in mm  
 $1 \text{ mm} \cong 0,45 \cdot 10^{-7}$   
 $\epsilon_0 = 0,30 \cdot 10^{-4}$

Grafiek 2

Diameter gouddraad is 0,50 mm  
Nawerkingskrommen van goud, verschillende malen  
gemeten aan hetzelfde draadje (kamertemperatuur)



Grafiek 3

$\epsilon - \epsilon_0$  in mm

$1 \text{ mm} \equiv 0,75 \cdot 10^{-7}$

$\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$

Kromme I Diameter gouddraad is 0,50 mm

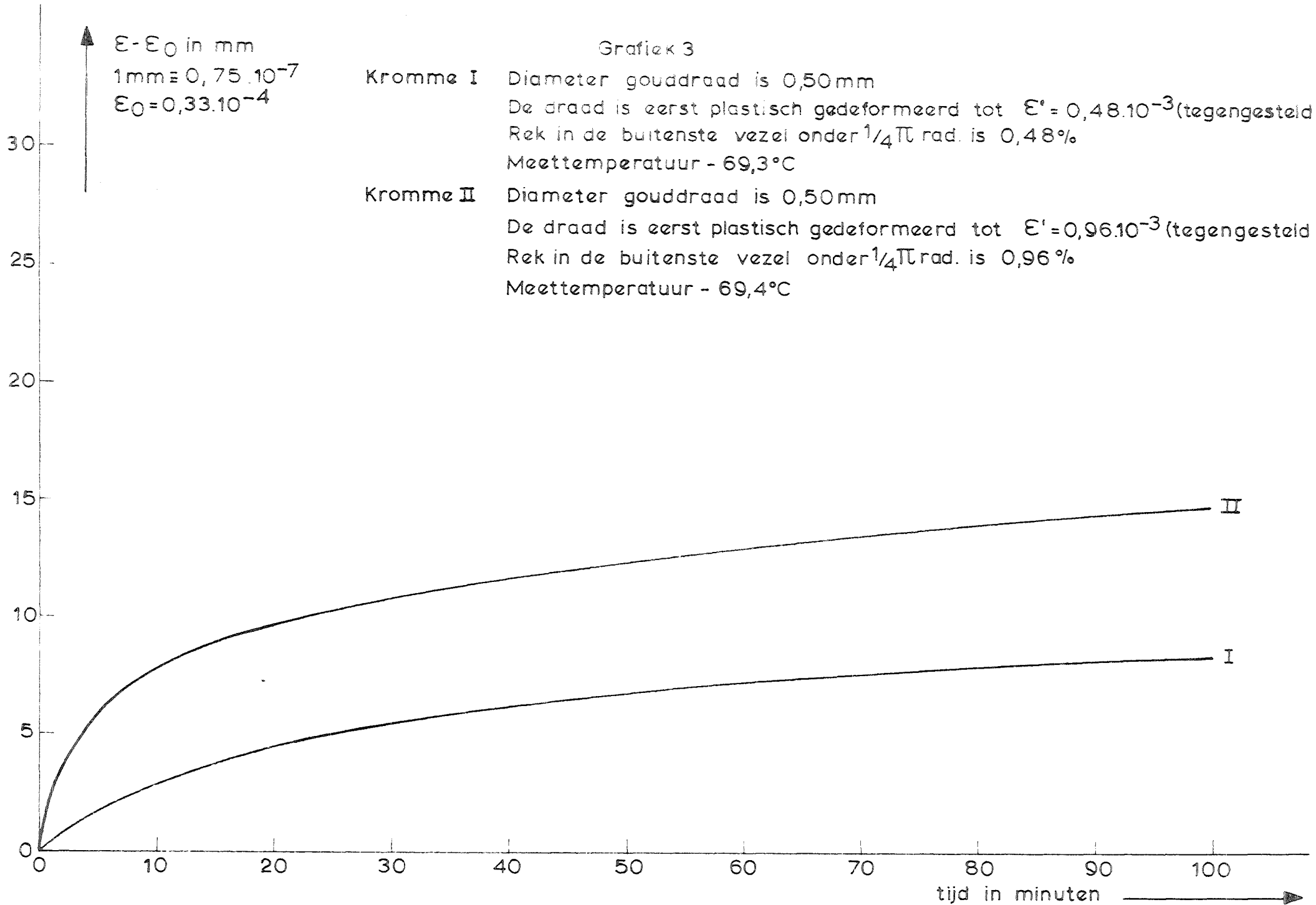
De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon' = 0,48 \cdot 10^{-3}$  (tegengesteld aan  $\epsilon_0$ )  
Rek in de buitenste vezel onder  $1/4\pi$  rad. is 0,48%

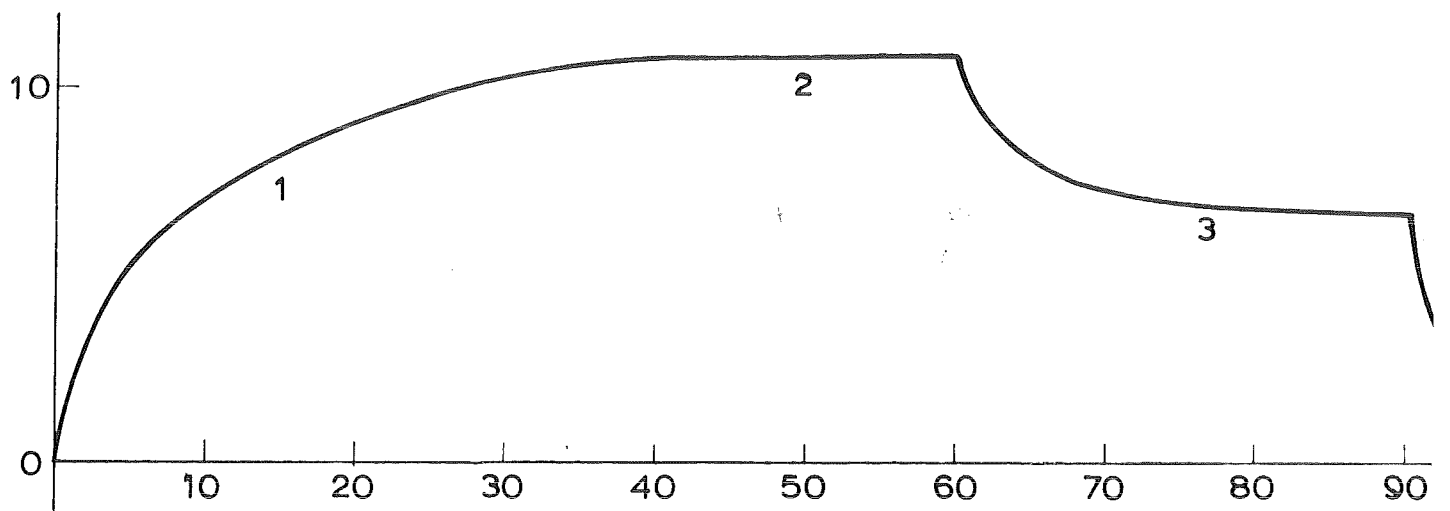
Meettemperatuur - 69,3°C

Kromme II Diameter gouddraad is 0,50 mm

De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon' = 0,96 \cdot 10^{-3}$  (tegengesteld aan  $\epsilon_0$ )  
Rek in de buitenste vezel onder  $1/4\pi$  rad. is 0,96%

Meettemperatuur - 69,4°C





$\epsilon - \epsilon_0$  in mm  
 $1 \text{ mm} \approx 0,75 \cdot 10^{-7}$

Grafiek 4

Diameter gouddraad is 0,50 mm

De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon' = 0,96 \cdot 10^{-3}$  (0  
 Meettemperatuur - 70,1°C

1  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$

2  $\epsilon_0 = -0,45 \cdot 10^{-4}$  (Richting van de oorspronkelijke plastische d

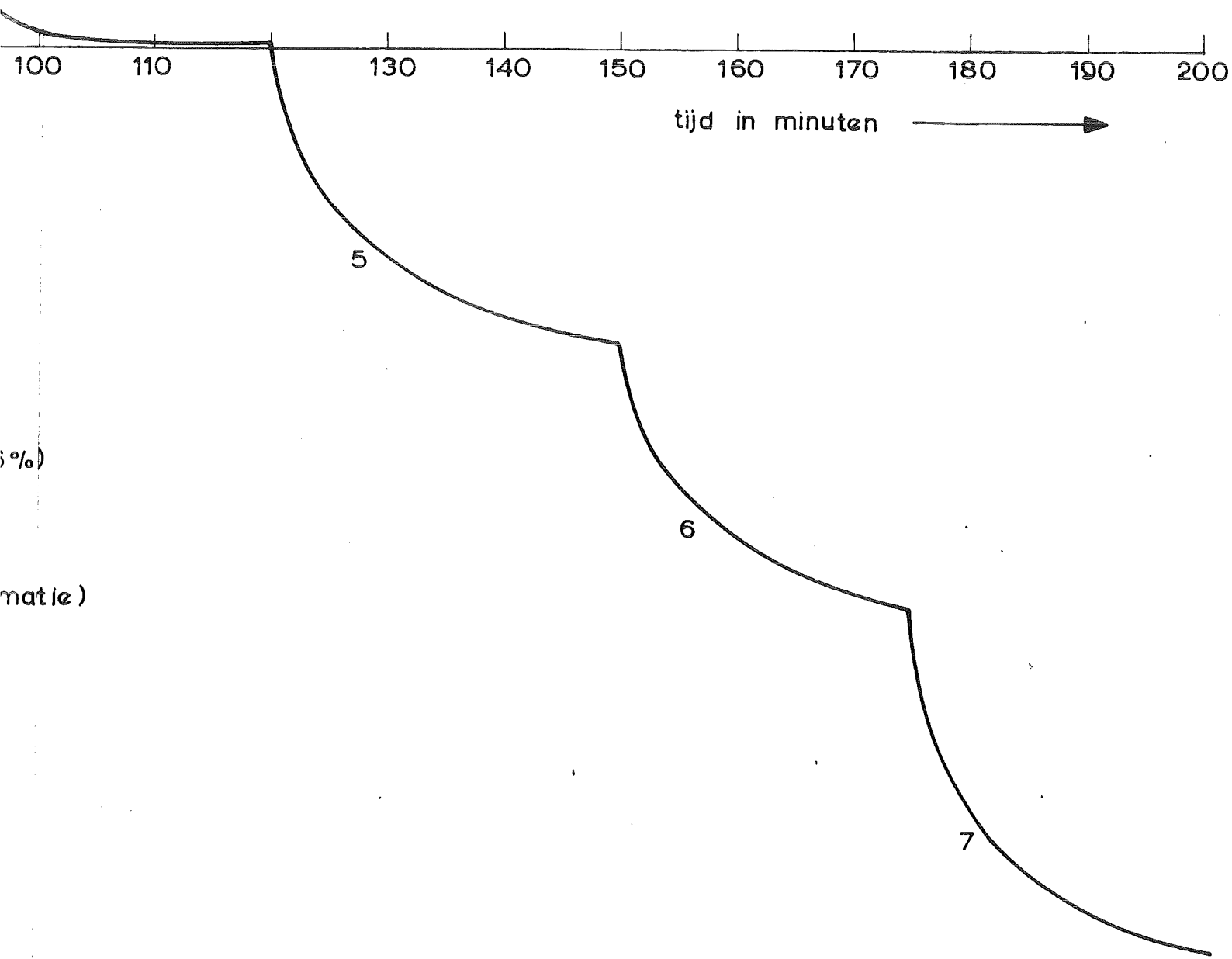
3  $\epsilon_0 = -0,55 \cdot 10^{-4}$

4  $\epsilon_0 = -1,10 \cdot 10^{-4}$

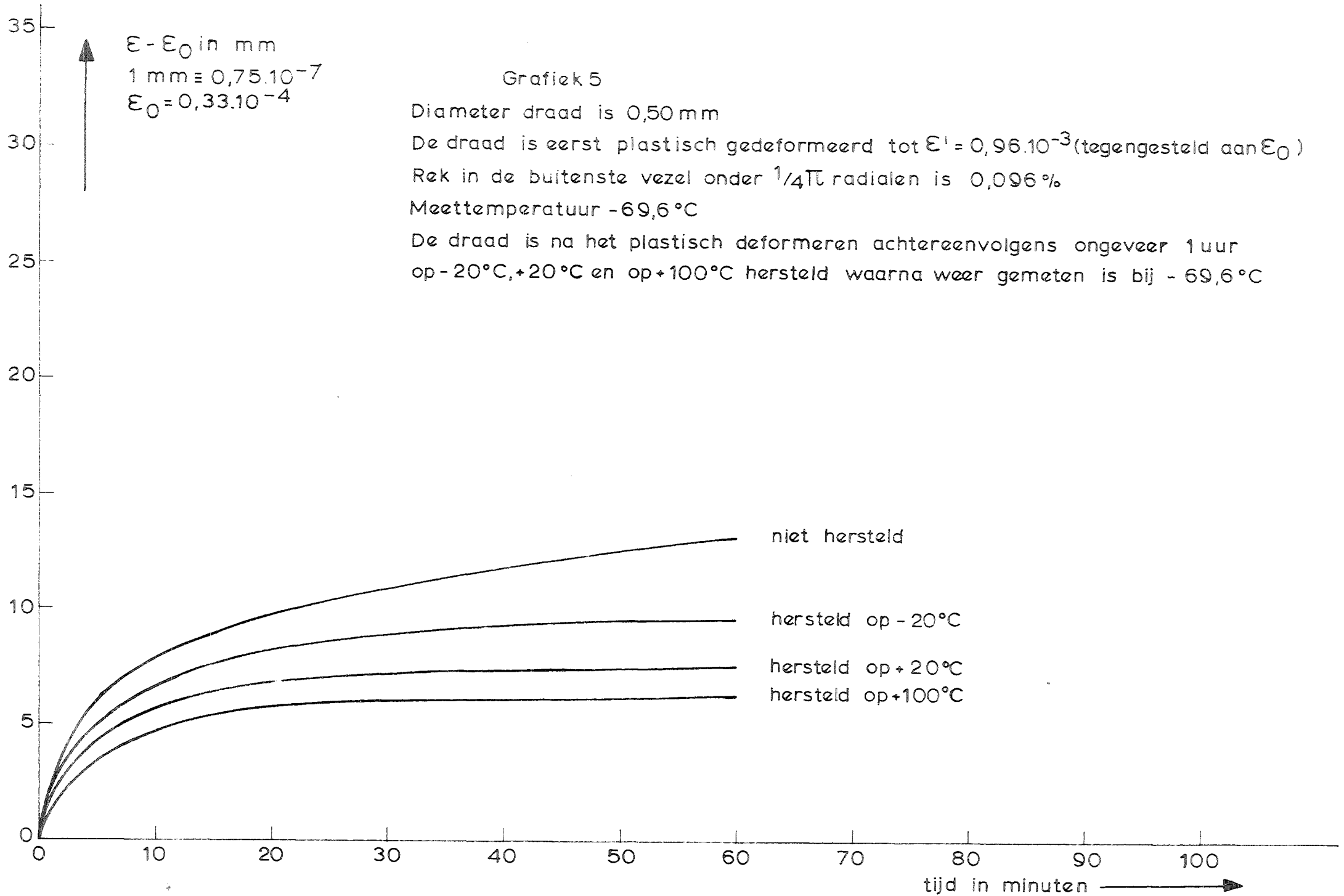
5  $\epsilon_0 = -1,40 \cdot 10^{-4}$

6  $\epsilon_0 = -1,75 \cdot 10^{-4}$

7  $\epsilon_0 = -2,10 \cdot 10^{-4}$







$\epsilon - \epsilon_0$  in mm  
1 mm  $\equiv 0,75 \cdot 10^{-7}$

Grafiek 6

Diameter gouddraad is 0,50 mm

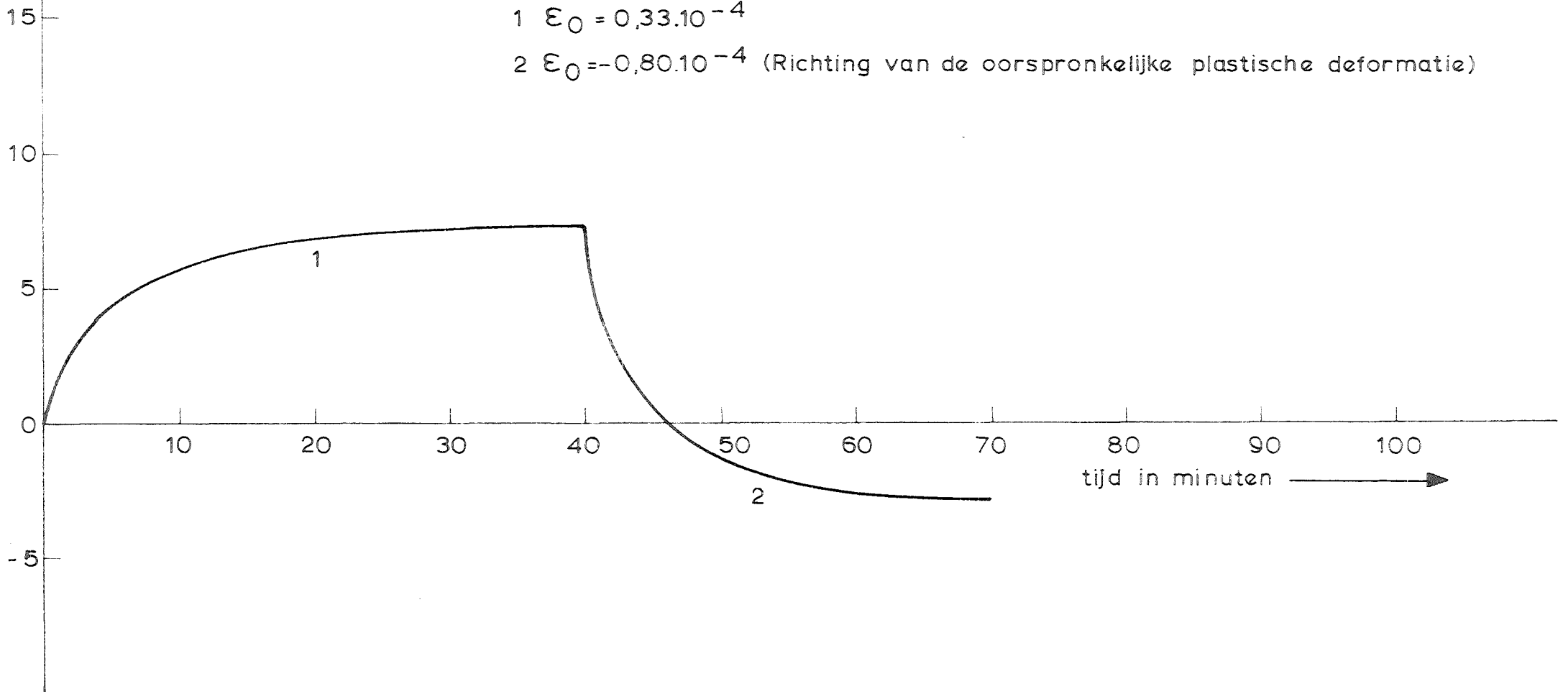
De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon' = 0,96 \cdot 10^{-3}$  (0,096%)

Meettemperatuur  $-70,2^\circ\text{C}$

De draad is na het plastisch deformereren circa 1 uur op  $+20^\circ\text{C}$  geweest

1  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$

2  $\epsilon_0 = -0,80 \cdot 10^{-4}$  (Richting van de oorspronkelijke plastische deformatie)



↑  
 $\epsilon - \epsilon_0$  in mm  
 $1\text{mm} \equiv 0,75 \cdot 10^{-7}$

Grafiek 7

Diameter gouddraad is 0,50 mm

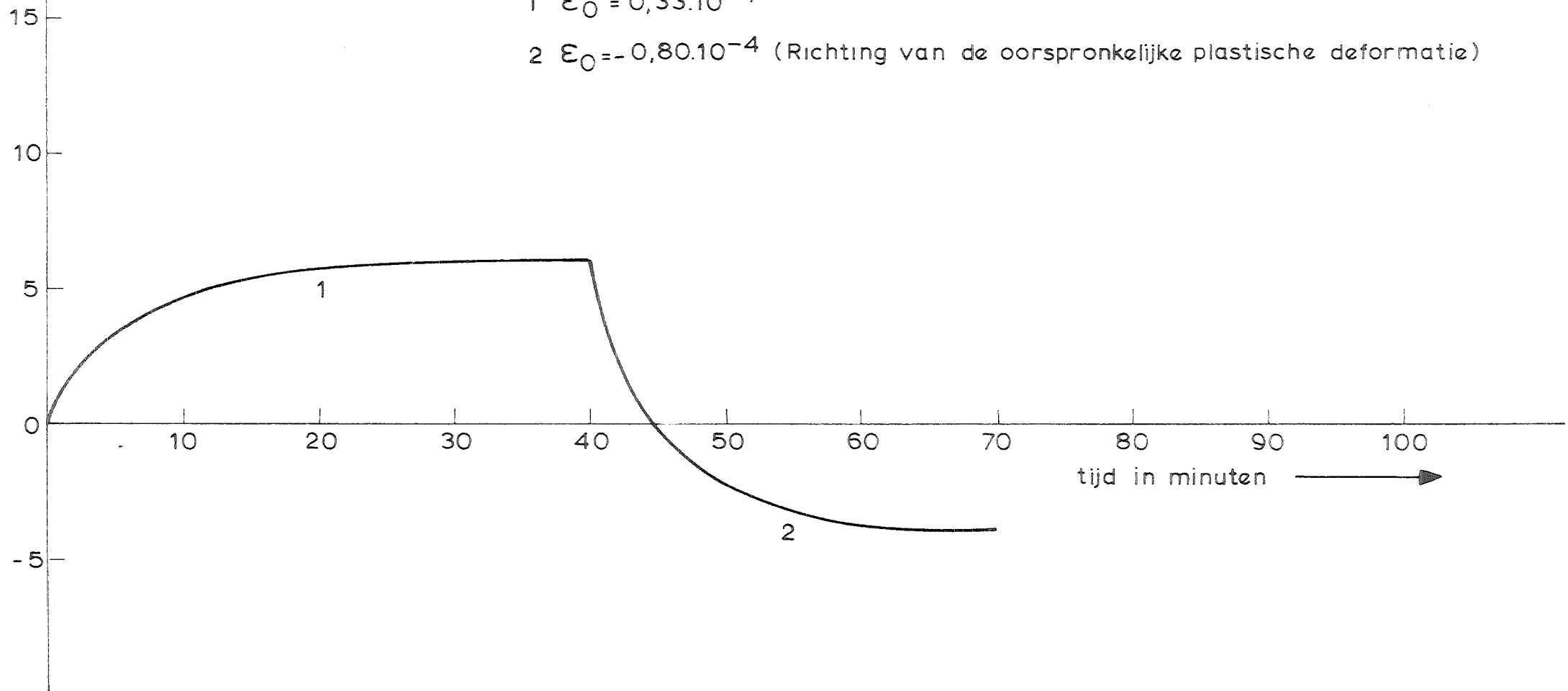
De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon^1 = 0,96 \cdot 10^{-3}$  (0,096%)

Meettemperatuur  $-70,2^\circ\text{C}$

De draad is na het plastisch deformeren circa 1 uur op  $+100^\circ\text{C}$  geweest

1  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$

2  $\epsilon_0 = -0,80 \cdot 10^{-4}$  (Richting van de oorspronkelijke plastische deformatie)



$\epsilon - \epsilon_0$  in mm  
1 mm  $\equiv 0,75 \cdot 10^{-7}$

Grafiek 8

Diameter gouddraad is 0,50 mm

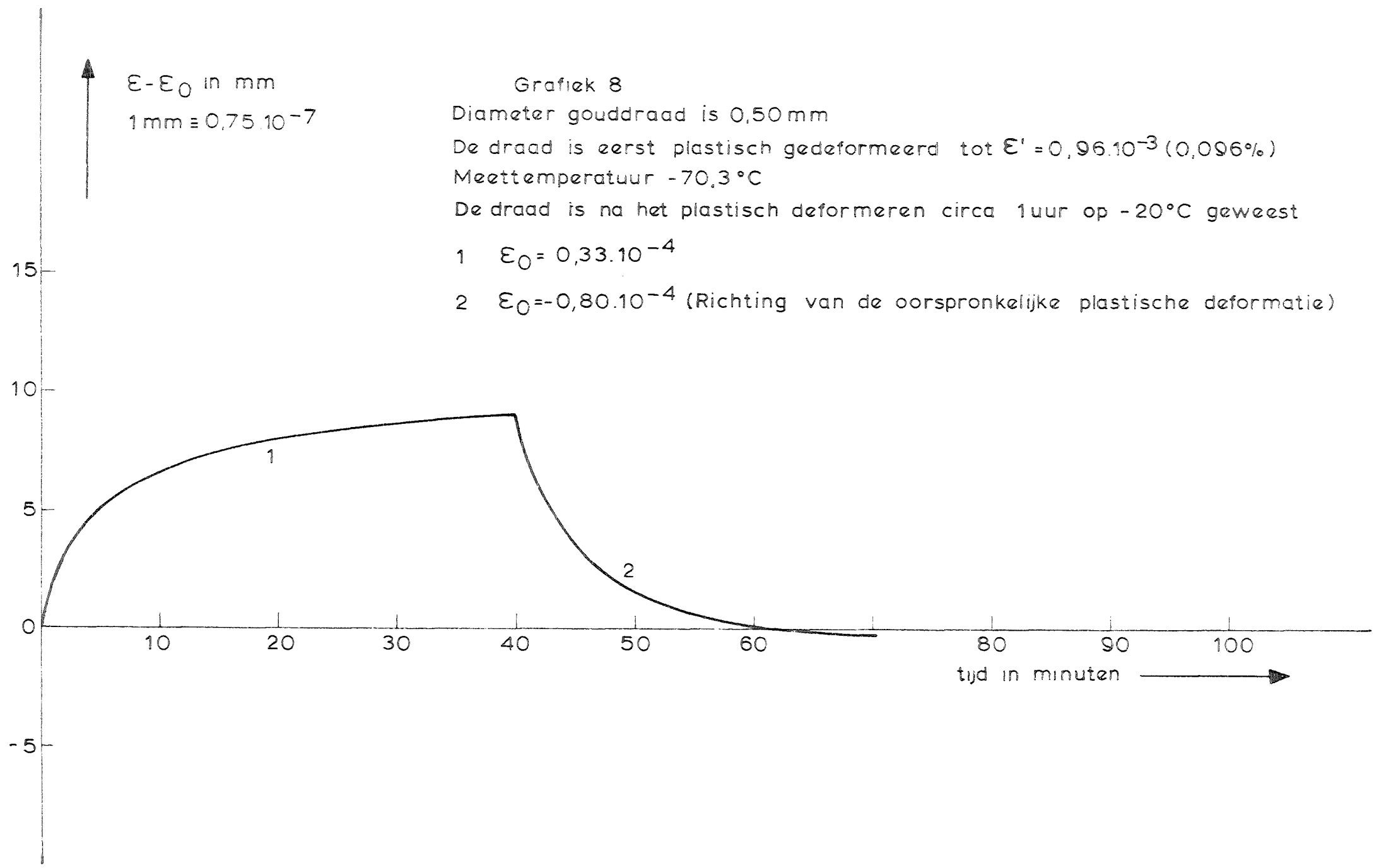
De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon' = 0,96 \cdot 10^{-3}$  (0,096%)

Meettemperatuur  $-70,3^\circ\text{C}$

De draad is na het plastisch deformereren circa 1 uur op  $-20^\circ\text{C}$  geweest

1  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$

2  $\epsilon_0 = -0,80 \cdot 10^{-4}$  (Richting van de oorspronkelijke plastische deformatie)



$\epsilon - \epsilon_0$  in mm  
 $1 \text{ mm} \equiv 0,75 \cdot 10^{-7}$

Grafiek 9

Diameter gouddraad is 0,50 mm

De draad is eerst plastisch gedeformeerd tot  $\epsilon' = 0,96 \cdot 10^{-3}$  (0,096%)

Meettemperatuur  $-69,6^\circ \text{C}$

1  $\epsilon_0 = 0,33 \cdot 10^{-4}$

2  $\epsilon_0 = -0,55 \cdot 10^{-4}$  (Richting van de oorspronkelijke plastische deformatie)

3  $\epsilon_0 = -1,10 \cdot 10^{-4}$

4  $\epsilon_0 = -0,33 \cdot 10^{-4}$

