

MASTER

De brug-gestabiliseerde oscillator van Meacham

Bannenbergh, T.J.

Award date:
1965

[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

AFDELING DER ELEKTROTECHNIEK.

DE BRUG - GESTABILISEERDE OSCILLATOR VAN MEACHAM.

Overzicht van het afstudeerwerk ver-
richt in de sectie TELECOMMUNICATIE A,
onder leiding van Prof.ir. W.H. van Zoest,

door

Th.J. Bannenbergh.

INHOUD :

Literatuur	Blz. 1
Inleiding	Blz. 2
Hoofdstuk I : Beknopt overzicht van de elektrische eigenschappen van een kwartsresonator	Blz. 3
Hoofdstuk II : De brug-gestabiliseerde oscillator van Meacham	Blz. 15
Hoofdstuk III : Ontwerp van de oscillator	Blz. 23
Hoofdstuk IV : Meetmethoden voor de frequentie	Blz. 32
Hoofdstuk V : Meetresultaten en vergelijkingen met de theorie	Blz. 37
Hoofdstuk VI : Nabeschouwing	Blz. 42
Grafieken 1 - 15.	
Tabellen 1 - IX.	
Figuur 4.2	

LITERATUUR :

- a. The Bridge Stabilized Oscillator
I.A. Meacham.
Published in Proc. I.R.E., October 1938.

- b. Elektrische Eigenschappen Van Kwartsresonatoren.
Staatsbedrijf der P.T.T. Dr. Neherlaboratorium.
Beschrijving 36 NL(2).

- c. Vacuum Tube Oscillators
W.A. Edson.
J. Wiley and Sons, Inc., N.Y.

- d. Telecommunicatie Systemen
Collegedictaat Prof.ir. W.H. van Zoest.

- e. Electronic Application Bulletin
Philips, Vol. 15, oktober 1954, no. 10.

INLEIDING.

De brug-gestabiliseerde oscillator van Meacham is een oscillator met een hoge frequentie en amplitudestabiliteit. Men kan twee belangrijke onderdelen in de oscillator onderscheiden, n.l. een resonator, welke de frequentie bepaalt en een circuit dat de energie toevoert om de oscillatie te onderhouden.

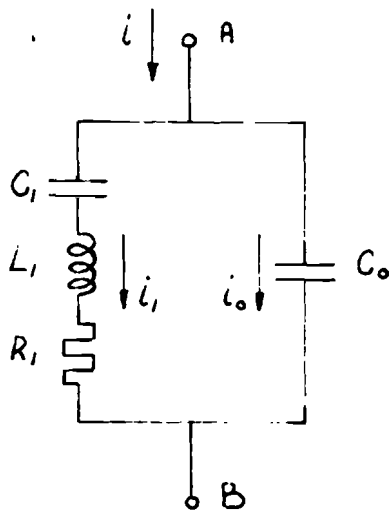
Als resonator wordt een kwartskristal gebruikt. Ideaal zou zijn, dat het kwartskristal exact constante eigenschappen heeft, onafhankelijk van atmosferische invloeden, schokken, amplitude van resoneren, inschakelverschijnselen, ouderdom of enige andere parameter.

Voor het energie-toevoerende circuit zou ideaal zijn, dat dit circuit de resonator niet beïnvloedt. Men wil bereiken, dat de resonator op constante frequentie en amplitude resoneert, bepaald door de resonator zelf, onafhankelijk van veranderingen in het energie-toevoerende circuit.

Daar het kwartskristal de frequentie bepaalt, is in hoofdstuk I een beknopt overzicht gegeven van de elektrische eigenschappen van de kwartsresonator. In hoofdstuk II wordt de brug-gestabiliseerde oscillator van Meacham beschreven. De resonator is daar opgenomen in een van de armen van een weerstandsbrug van Wheatstone. De brug wordt automatisch in balans gehouden door een thermistor, wat een constante uitgangsspanning, zuivere golfvorm en een stabiliserende werking tegen variaties van de energietoevoer of veranderingen in de elementen van het circuit, bewerkstelligt.

I. BEKNOPT OVERZICHT VAN DE ELEKTRISCHE EIGENSCHAPPEN VAN EEN KWARTSRESONATOR (ZIE LITERATUUR b).

1.1 Het elektrische vervangingschema van een kwartsresonator.



figuur 1.1.

Voor frequenties in de buurt van de mechanische resonantiefrequentie kan het elektrische gedrag van een kwartsresonator weergegeven worden met behulp van het vervangingschema van fig. 1.1.

Het bestaat uit een serieschakeling van een condensator C_1 , een zelfinductie L_1 en een weerstand R_1 , de mechanische tak van de resonator genoemd, met daaraan parallel een condensator C_0 , welke ontstaat door de elektrodenbelegging en het kwarts als diëlektricum. De verliesweerstand R_1 wordt in hoofdzaak door de

montage van de resonator bepaald en mag daarom niet als materiaalconstante worden beschouwd. In de praktijk is de weerstand R_1 zeer belangrijk, daar hij de kwaliteit van de resonator bepaalt. Men zal er naar streven de weerstand R_1 zo laag mogelijk te houden, welke men kan bereiken door zorgvuldige montage in het vacuum.

1.2 Impedanties en resonantiefrequenties.

Voor de impedantie tussen de klemmen A en B van fig. 1.1 geldt :

$$Z = \frac{\left(R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right) \cdot \frac{1}{j\omega C_0}}{R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_0}} \quad (1.1)$$

Voor het bepalen van de resonantiefrequenties, zal Z reëel moeten zijn. Met behulp van de ongelijkheid :

$$\frac{1}{\omega_s C_0} \gg R_1 \quad \text{met} \quad \omega_s^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \quad (1.2)$$

welke in de praktijk steeds geldt, vinden we uit (1.1) de resonantiefrequenties :

$$\omega_s^2 = \frac{1}{L_1 C_1}, \quad \text{de serieresonantiefrequentie} \quad (1.3)$$

$$\omega_p^2 = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_0} \right), \quad \text{de parallelresonantie-} \\ \text{frequentie} \quad (1.4)$$

Voor $\omega = \omega_s$, treedt er serieresonantie op voor de mechanisatie-tak.

Voor $\omega = \omega_p$, treedt er parallelresonantie op, voor de parallelschakeling van de zelfinductie L_1 met de serieschakeling van C_1 en C_0 .

Substitueren we $\omega = \omega_s$ in (1.1), dan vinden we :

$$Z = Z_s = \frac{R_1 \cdot \frac{1}{j\omega_s C_0}}{R_1 + \frac{1}{j\omega_s C_0}} \quad (1.5)$$

een parallelschakeling van R_1 en C_0 . Met behulp van (2.6) vinden we dan voor (1.5) :

$$Z_s = R_1 \quad (1.6)$$

Z_s wordt de "crystal impedance" (C.I.) genoemd. Voor de serie-resonantie is het kristal zuiver ohms met een weerstandswaarde R_1 .

De kwaliteitsfactor wordt gegeven door :

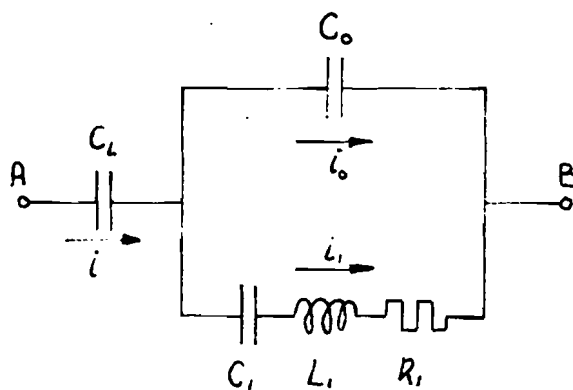
$$Q = \frac{\omega_s L_1}{R_1} = \frac{1}{\omega_s C_1 R_1} \gg 1 \quad (1.7)$$

Verder volgt uit (1.3) en (1.4), dat :

$$\omega_s < \omega_p \quad (1.8)$$

1.3 Schakeling van een capaciteit C_L in serie met de resonator,

In fig. 1.2 is de resonator met een capaciteit C_L in serie getekend.



figuur 1.2.

De impedantie tussen de klemmen A en B is :

$$Z = \frac{1}{j\omega C_L} + \frac{\left(R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} \right) \cdot \frac{1}{j\omega C_o}}{R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{j\omega C_o}} \quad (1.9)$$

De seriëresonantiefrequentie ω_s noemen we die frequentie, waarbij $Z = 0$ is, indien $R_1 = 0$ zou zijn.

Voor de seriëresonantiefrequentie vinden we dan :

$$\omega_s^2 = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_o + C_L} \right) \quad (1.10)$$

Vergelijken we deze frequentie met de seriëresonantiefrequentie (1.3) van het kristal zonder de capaciteit C_L , dan blijkt de seriëresonantiefrequentie te zijn toegenomen.

Is $C_L = \infty$, dat wil zeggen dat C_L kortgesloten is, dan vinden we de oude waarde van ω_s (1.3) weer terug.

Is $C_L = 0$, dat wil zeggen een open verbinding, dan vinden we

$$\omega_s^2 = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_o} \right) \quad (1.11)$$

deze waarde is gelijk aan de parallelresonantiefrequentie van het kristal alleen (1.4).

We zien dus, dat door serieschakeling van een capaciteit C_L aan het kristal, we de seriëresonantiefrequentie ω_s kunnen verhogen.

Substitueren we $\omega = \omega_s$ (1.10) in de formule voor Z (1.9), dan vinden we :

$$Z = Z_s = C.I.C_L = R_1 \cdot \left(1 + \frac{C_o}{C_L} \right)^2 \quad (1.12)$$

De weerstand bij serieresonantie is bij de serieschakeling van de capaciteit C_L met een factor

$$\left(1 + \frac{C_o}{C_L} \right)^2 \quad (1.13) \text{ toegenomen, t.o.v. het}$$

geval van het kristal alleen.

De parallelresonantie noemen we die frequentie, waarbij $Z = \infty$ is, indien $R_1 = 0$ zou zijn. We vinden dan voor de parallelresonantie ω_p

$$\omega_p = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_o} \right) \quad (1.14)$$

Vergelijken we deze parallelresonantiefrequentie met die van het kristal alleen (1.4), dan zien we dat de serieschakeling van C_L aan het kristal geen invloed heeft op de parallelresonantie.

1.4 Totale stroom door het kristal, de spanning over het kristal en het opgenomen vermogen.

Voor het geval van serieresonantie van het kristal alleen (fig. 1.1) is de impedantie van de mechanische tak veel kleiner dan de impedantie van C_o (zie (1.2)), zodat :

$$i_1 \approx i \quad (1.15)$$

De spanning tussen de klemmen A en B wordt dan :

$$V_s = iZ_s = i_1 R_1$$

Voor het geval van serieresonantie van het kristal met serie-schakeling van een capaciteit C_L (fig. 1.2) geldt nu :

$$i = i_1 + i_o \quad (1.16)$$

Verder kan men afleiden, dat geldt voor de absolute waarde van i_1 :

$$i_1 = i \left(1 + \frac{C_o}{C_L} \right) \quad (1.17)$$

waarbij verondersteld dat:

$$\omega_s C_o R_1 \ll \frac{C_L}{C_o + C_L} \quad (1.18)$$

Hieruit blijkt, dat de stroom door de mechanische tak een factor $\left(1 + \frac{C_o}{C_L} \right)$ groter is dan de stroom i .

De spanning tussen de klemmen A en B is nu :

$$V_s = iZ_s = i_1 R_1 \left(1 + \frac{C_o}{C_L} \right) \quad (1.19)$$

Het opgenomen vermogen tussen de klemmen A en B is in beide eerder genoemde gevallen gelijk aan $i_1^2 R_1$.

1.5 Bepaling van L_1 , C_1 en C_o .

Is de serieresonantiefrequentie ω_s van het kristal alleen en de serieresonantiefrequentie $\omega_{sC_L_m}$, van het kristal met serie-schakeling van een capaciteit C_{L_m} bekend, dan geldt :

$$\omega_s^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \quad (1.3) \quad \text{en} \quad \omega_{sC_{L_m}}^2 = \frac{1}{L_1} \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_o + C_{L_m}} \right) \quad (1.10)$$

Elimineren we uit de voorgaande betrekkingen L_1 , dan vinden we :

$$C_1 = \frac{2 \Delta f_{C_{L_m}}}{f_s} \cdot (C_o + C_{L_m}) \quad (1.20)$$

$$\text{met } \Delta f_{C_{L_m}} = f_{sC_{L_m}} - f_s \quad (1.21)$$

waarbij f_s = serieresonantiefrequentie van het kristal alleen;

$f_{sC_{L_m}}$ = serieresonantiefrequentie van het kristal met serieschakeling van een capaciteit C_{L_m} .

Voor de schakeling van een capaciteit C_{L_n} in serie met het kristal, gaat (1.20) over in :

$$C_1 = \frac{2 \Delta f_{C_{L_n}}}{f_s} \cdot (C_o + C_{L_n}) \quad (1.22)$$

$$\text{met } \Delta f_{C_{L_n}} = f_{sC_{L_n}} - f_s \quad (1.23)$$

Elimineren we uit (1.20) en (1.22) C_o , dan vinden we voor C_1 :

$$C_1 = \frac{2}{f_s} \left[\frac{\Delta f_{C_{L_n}} \cdot \Delta f_{C_{L_m}}}{\Delta f_{C_{L_n}} - \Delta f_{C_{L_m}}} \right] \cdot (C_{L_m} - C_{L_n}) \quad (1.24)$$

De zelfinductie L_1 volgt dan uit (1.3)

$$L_1 = \frac{1}{\omega_s^2 C_1} \quad (1.25)$$

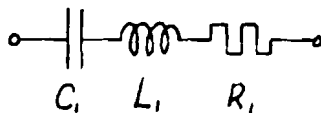
De capaciteit C_o volgt uit (1.20)

$$C_o = \frac{f_s}{2 \Delta f_{C_{L_m}}} \cdot C_1 - C_{L_m} \quad (1.26)$$

Is de waarde van R_1 ook bekend, dan volgt uit (1.7) de waarde voor de kwaliteitsfactor van het kristal.

1.6 Invloed van een niet ideale capaciteit C_L in serie met het kristal op de kwaliteitsfactor.

Voor het kristal alleen hebben we al eerder gevonden de serierezonantiefrequentie (1.3) ω_{s1} en de kwaliteitsfactor (1.6) Q_1 .



figuur 1.3.

$$\text{met } \omega_{s1}^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \quad (1.27)$$

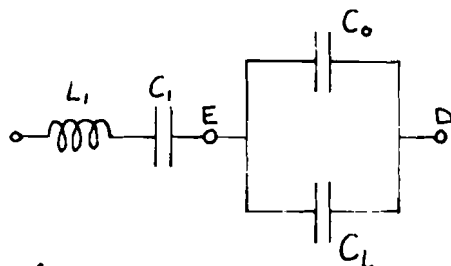
$$\text{en } Q_1 = \frac{\omega_{s1} L_1}{R_1} \quad (1.28)$$

waarvoor in fig. 1.3 het vervangingsschema is gegeven.

Voor de schakeling van een ideale capaciteit C_L in serie met het kristal hebben we voor de serieresonantiefrequentie (1.10) ω_{s2} gevonden.

$$\omega_{s2}^2 = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_0 + C_L} \right)$$

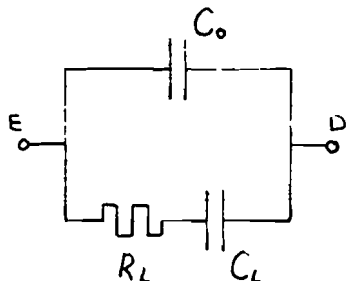
Dit is de serieresonantiefrequentie voor de schakeling van fig. 1.4.



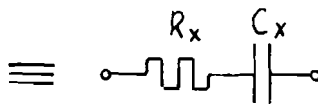
figuur 1.4.

Is de capaciteit C_L niet ideaal, dan moeten we de serieverliesweerstand R_L van de condensator in rekening brengen. In fig. 1.2 geeft dit een serieschakeling van R_L met C_L . De waarde van de resonantiefrequentie zal echter niet veranderen, als we de serieresonantiefrequentie die frequentie noemen, waarbij $Z = 0$ (1.9) is, indien alle weerstanden R gelijk nul zouden zijn.

In fig. 1.5 is de schakeling getekend, voor die van de in fig. 1.4 tussen de klemmen ED aangegeven schakeling, in het geval dat C_L niet ideaal is.



figuur 1.5.



figuur 1.6.

Bedenken we dat voor een mica condensator

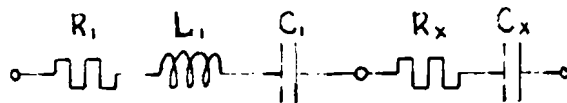
$$\omega R_L C_L = \delta \approx 10^{-4} \ll 1 \quad (1.29)$$

dan is in fig. 1.6 het vervangingschema van fig. 1.5 gegeven, met :

$$R_x = \frac{R_L}{\left(1 + \frac{C_o}{C_L}\right)^2} \quad \text{en} \quad (1.30)$$

$$C_x = C_o + C_L$$

In fig. 1.7 is nu het totale vervangingschema gegeven voor de serieresonantiefrequentie ω_{s2} in het geval van een niet ideale condensator C_L



figuur 1.7.

waarvoor geldt :

$$\omega_{s2}^2 = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_x} \right) = \frac{1}{L_1} \cdot \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_o + C_L} \right) \quad (1.32)$$

met

$$Q_2 = \frac{\omega_{s2} L_1}{R_1 + R_x} \quad (1.33)$$

Substitutie van (1.32) in (1.33) en met behulp van (1.27) en (1.28), vinden we :

$$Q_2 = Q_1 \frac{\left(1 + \frac{C_1}{C_0 + C_L}\right)^{\frac{1}{2}}}{1 + \frac{R_L}{R_1} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{C_0}{C_L}\right)^2}} \quad (1.34)$$

Numeriek voorbeeld.

$$C_0 = 80 \quad \text{pF}$$

$$C_1 = 0,14 \quad \text{pF}$$

$$C_L = 2000 \quad \text{pF}$$

$$R_1 = 158 \quad \Omega$$

$$R_L = \frac{\delta}{\omega C_L} = \frac{10^{-4}}{2 \cdot \pi \cdot 6 \cdot 10^4 \cdot 2 \cdot 10^{-9}} = 0,13 \quad \Omega$$

(1.34) wordt dan :

$$Q_2 = Q_1 \frac{1,0000349}{1,00176} = 0,998 Q_1$$

We zien dat de kwaliteitsfactor slechts weinig wordt beïnvloed door het in serieschakelen van een capaciteit C_L met zeer kleine verlieshoek.

1.7 Andere belangrijke eigenschappen van een kwartsresonator.

a. Invloed van de stroom door het kristal.

In de praktijk blijkt, dat de resonantiefrequentie in geringe mate afhankelijk is van de grootte van de stroom door de mechanische tak.

De stroom i fig. 1.2 bestaat uit twee componenten n.l. een capacitieve stroom i_0 door de condensator C_0 en een piëzoëlektrische stroom i_1 door de mechanische tak, welke wordt veroorzaakt door de wisselende oppervlakteladingen t.g.v. het piëzoëlektrische effect.

De capacitieve stroom wordt begrensd door de doorslagspanning van het kristal en eventuele diëlektrische verliezen. Deze grens wordt in de praktijk niet bereikt.

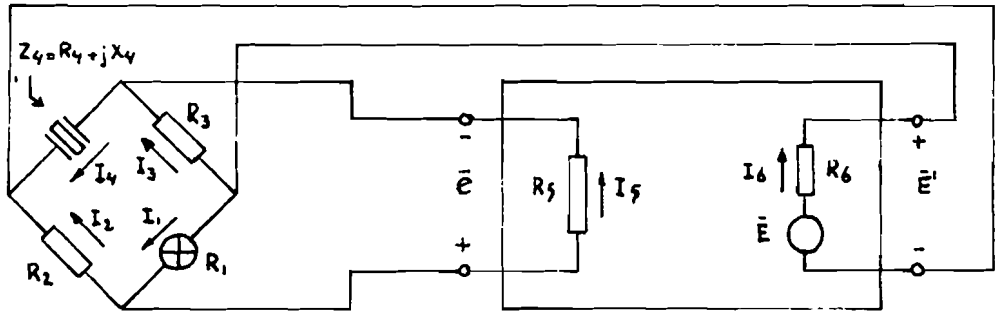
De stroom i_1 door de mechanische tak is veel belangrijker, daar deze stroom samenhangt met de mechanische deformatie van het kwarts. De mechanische deformatie mag een bepaalde waarde niet overschrijden in verband met breuk. De stroom door de mechanische tak zal beperkt moeten blijven. Voor de verschillende kwartssneden kan men een z.g. veilige kristalstroom berekenen, dat een vast te stellen percentage is van de stroom, waarbij breuk optreedt.

b. Temperatuur van de resonator.

Het effect van de temperatuur op de natuurlijke resonantiefrequentie van het kristal is afhankelijk van de snede uit het kwarts kristal. De temperatuursveranderingen bepalen in sterke mate de frequentiestabiliteit. De temperatuur zal constant gehouden moeten worden, wil men hoge frequentiestabiliteit bereiken.

II. DE BRUG GESTABILISEERDE OSCILLATOR VAN MEACHAM (LITERATUUR a).

2.1 De brug gestabiliseerde oscillator bestaat uit een versterker en een brug van Wheatstone, aangegeven in fig. 2.1.



spanningsdemping

$$= \beta = |\beta| \cdot e^{j\psi} = \frac{m}{n} e^{j\psi}$$

spanningsversterking

$$= \mu = |\mu| \cdot e^{j\theta} = \frac{E}{e}$$

figuur 2.1.

De brug bestaat uit een temperatuurafhankelijke weerstand R_1 , twee vaste weerstanden R_2 en R_3 en een frequentie bepalend resonantieelement, hier een kwartskristal, $Z_4 = R_4 + j X_4$. Het kristal zal in de brug in zijn serieresonantie werken. Men kan de brug ook zodanig laten werken dat het kristal op zijn parallelresonantiefrequentie werkt. Dit laatste heeft echter het nadeel dat de resonantiefrequentie van het kristal direct beïnvloed wordt door parasitaire capaciteiten, wat de frequentiestabiliteit niet ten goede komt.

Zijn de weerstanden R_1 , R_2 en R_3 zuiver ohms, dan zal de brug in reactief evenwicht zijn als $X_4 = 0$. Wil er oscillatie optreden, dan zal de brug even uit evenwicht moeten zijn. R_1 is dan iets kleiner dan $R_2 R_3 / R_4$, in die mate, dat de demping door de brug gecompenseerd wordt door de versterking van de versterker. De weerstand R_1 heeft een positieve temperatuurscoëfficiënt en is een wolfram lampje van klein vermogen.

Wordt nu de versterker ingeschakeld, dan is de lamp R_1 koud en zijn weerstand is klein. De brug zal niet in evenwicht zijn, zodat de demping in de brug klein is. De oscillatie zal zich nu snel opbouwen. De lamp R_1 wordt warmer en daarmee neemt de weerstand toe, totdat de demping in de brug gelijk aan de versterking van de versterker is. Mocht de weerstand R_1 te groot worden, dan zal de demping in de brug groter worden dan de versterking. De weerstand zal nu afnemen totdat evenwicht is bereikt. Men kan ook zeggen, dat de onbalansvector e te klein wordt of zelfs tegengesteld in fase, zodat de uitgangsspanning van de versterker kleiner wordt, totdat er weer evenwicht is bereikt.

Deze automatische instelling stabiliseert de amplitude, daar het vermogen nodig voor $R_1 \approx R_2 R_3 / R_4$ ongeveer dezelfde blijft. Variaties in de versterkingsfactor geven een herinstelling van de brugbalans, maar de variatie in R_1 of de uitgangsspanning van de versterker is zeer klein.

Voor de spanningsversterking (fig. 2.1) van de versterker kunnen we schrijven :

$$\mu = \frac{\bar{E}}{e} = |\mu| e^{i\theta} \quad (2.1)$$

en voor de spanningsdemping in de brug :

$$\beta = \frac{\bar{e}}{\bar{E}} = |\beta| e^{i\phi} \quad (2.2)$$

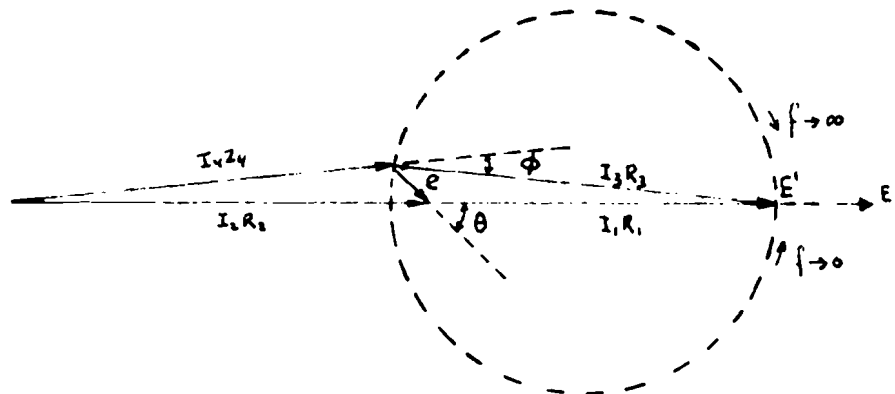
De oscilleervoorwaarde is dan :

$$\mu\beta = 1 \quad (2.3)$$

d.w.z. dat :

$$|\mu\beta| = 1 \quad \text{en} \quad \theta = -\phi \quad (2.4)$$

De frequentiestabiliserende werking van de brug wordt met fig. 2.2 plausibel gemaakt. In deze fig. zijn de spanningen over de takken van de brug in een vectordiagram weergegeven, voor het geval de versterker een fasehoek θ heeft.



figuur 2.2.

Is θ nul, dan is de vector e in fase met de generatorspanning E en staan alle vectoren evenwijdig.

Is $\theta = 45^\circ$, in het getekende geval van fig. 2.2 dan zien we dat de verhouding van θ en Φ (de fasehoek van het kristal) groot is. D.w.z. dat het kristal nog steeds dicht bij zijn resonantiefrequentie is ondanks de grote fasehoek van de versterker. Voert men de versterking van de versterker op bij constante θ , dan houdt de thermistor R_1 de versterkersuitgangsspanning E' op dezelfde waarde. De onbalans vector e zal kleiner worden en daarmee ook Φ . Het kristal zal dus minder ver van zijn resonantiefrequentie afwijken. De stabiliserende werking is hiermede verklaard.

Voor θ is gelijk aan nul, hebben veranderingen in $|\mu|$ geen invloed op de fasehoek van het kristal, maar voor kleine θ , zullen variaties in $|\mu|$ ook variaties geven in Φ . De versterker moet daarom ontworpen worden voor nul graden fasedraaiing, een zo goed mogelijke fasestabiliteit en een zo hoog mogelijke versterking. Het vectordiagram van fig. 2.2 is overdreven getekend in vergelijking met de praktijk. De hoek θ van 45° is in de praktijk vele male kleiner en de verhouding tussen E' en e is veel groter. De ingangs- en uitgangsimpedanties R_5 en R_6 worden ohms verondersteld. Veranderingen in de versterkerelementen komen tot uiting in veranderingen van $|\mu|$ en θ .

De weerstanden R_1 , R_2 en R_3 zijn direkt verantwoordelijk voor de fase en amplitude van het kristal. Zij moeten daarom zo goed mogelijk vrij zijn van reactantie. Daar er geen niet-lineaire elementen zijn, anders dan de thermische niet lineariteit van R_1 , en tevens de versterker in de klasse A instelling werkt, zijn geen harmonische frequenties te verwachten. Mochten ze er toch zijn, dan blijkt uit de gestippelde cirkel van fig. 2.2, de harmonische frequenties tegengekoppeld te worden.

2.2 Frequentiestabiliteit.

In de buurt van de serieresonantiefrequentie is het elektrisch vervangingsschema van het kristal een serieschakeling van een weerstand R_4 , een zelfinductie L en capaciteit C . De reactieve component van de impedantie van het kristal is :

$$X_4 = L - \frac{1}{\omega C} \quad (2.5)$$

Meacham lost uit bovenstaande vergelijking in de buurt van de resonantiefrequentie ω op en vindt :

$$\omega = \frac{1}{LC} \left[1 + \frac{X_4}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \right] \quad (2.6)$$

Voor de frequentieafwijking wordt dan gevonden :

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \frac{X_4}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad (2.7)$$

met :

$$\omega_0^2 = \frac{1}{LC}$$

Voor het voor hier interessante gebied, waar ωL en $1/\omega C$ ongeveer gelijk zijn :

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{X_4}{2\omega L} = \frac{X_4}{2QR_4} \quad (2.8)$$

Meacham leidt verder voor het brugcircuit (fig. 2.1) af dat :

$$\beta = \frac{I_5 R_5}{E} = \frac{AR_4 - j BX_4}{MR_4 + j NX_4} \quad (2.9)$$

met :

$$A = R_5 (R_2 R_3 - R_1 R_4)$$

$$B = R_1 R_4 R_5$$

$$M = (R_1 + R_2)(R_3 R_4 + R_5 R_6) + (R_3 + R_4)(R_1 R_2 + R_5 R_6) + \\ + (R_5 + R_6)(R_1 R_4 + R_2 R_3) + R_5 (R_1 R_3 + R_2 R_4) + \\ + R_6 (R_1 R_2 + R_3 R_4)$$

$$N = R_4 (R_1 + R_3 + R_5)(R_2 + R_6) + R_1 R_4 (R_3 + R_5)$$

Substitutie van :

$$\mu = \mu_1 + j\mu_2 \quad (2.11)$$

en β (2.9) in de oscilleervoorwaarde (2.3) geeft :

$$(\mu_1 + j\mu_2) \frac{AR_4 - j BX_4}{MR_4 + j NX_4} = 1 \quad (2.12)$$

hieruit volgt dat :

$$\mu_1 AR_4 + \mu_2 BX_4 - MR_4 = 0 \quad (2.13)$$

$$\mu_2 AR_4 - (\mu_1 B + N) X_4 = 0 \quad (2.14)$$

Is de fasedraaiing in de versterker nul ($\mu_2 = 0$), dan volgt uit (2.13) en (2.14) :

$$\mu_1 = \frac{M}{A} = |\mu| \quad (2.15)$$

$$X_4 = 0 \quad (2.16)$$

Het kristal is nu zuiver ohms en de frequentie is nu onafhankelijk van enige verandering in de parameters van het circuit.

Is de fasedraaiing in de versterker ongelijk aan nul en bedenken we dat :

$$\mu_1 = |\mu| \cos\theta \quad (2.17)$$

$$\mu_2 = |\mu| \sin\theta$$

dan volgt uit (2.13) en (2.14), dat :

$$\frac{X_4}{R_4} = \frac{M \sin\theta}{|\mu| B + N \cos\theta} \quad (2.18)$$

Substitutie van (2.18) in (2.8) geeft voor de frequentieafwijking :

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2Q} \cdot \frac{M \sin\theta}{|\mu| B + N \cos\theta} \quad (2.19)$$

Om de invloed te weten op de frequentieafwijking bij verandering van θ alleen, moeten we differentieren naar θ

$$\frac{d}{d\theta} \left[\frac{\Delta f}{f_0} \right]_{|\mu| = \text{const.}} = \frac{1}{2Q} \cdot M \cdot \frac{B |\mu| \cos\theta + N}{\{|\mu| B + N \cos\theta\}^2} \quad (2.20)$$

Zo ook voor veranderingen in $|\mu|$ geeft :

$$\frac{d}{d|\mu|} \left[\frac{\Delta f}{f_0} \right]_{\theta = \text{const.}} = - \frac{1}{2Q} \cdot M \cdot \frac{B \sin \theta}{\{|\mu| B + N \cos \theta\}^2} \quad (2.21)$$

Voor het voor hier interessante geval, dat θ klein is, gaan resp. (2.18), (2.19), (2.20) en (2.21) over in :

$$\frac{X_4}{R_4} = \frac{M\theta}{|\mu| B + N} \quad (2.22)$$

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f - f_0}{f_0} = \frac{1}{2Q} \frac{M\theta}{|\mu| B + N} \quad (2.23)$$

$$\frac{d}{d\theta} \left[\frac{\Delta f}{f_0} \right]_{|\mu| = \text{const.}} = \frac{1}{2Q} \frac{M}{|\mu| B + N} \quad (2.24)$$

$$\frac{d}{d|\mu|} \left[\frac{\Delta f}{f_0} \right]_{\theta = \text{const.}} = - \frac{1}{2Q} \frac{M\theta}{\{|\mu| B + N\}^2} \quad (2.25)$$

Uit de voorgaande formules zien we, dat voor een hoge frequentiestabiliteit (Δf klein), de fasedraaiing θ klein moet zijn en $|\mu|$ groot. Dit hadden we reeds uit het vectordiagram van fig. 2.2 opgemerkt.

Ook de kwaliteit Q van het kristal moet zo groot mogelijk zijn.

III. ONTWERP VAN DE OSCILLATOR (LITERATUUR a EN c).

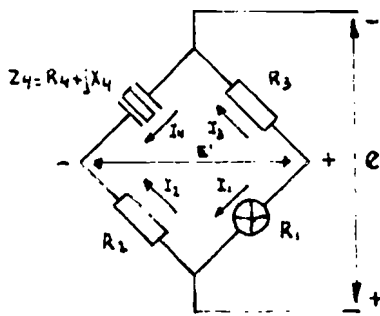
In het voorgaande hoofdstuk is een uitdrukking (2.23) afgeleid voor de frequentiestabiliteit, waarbij de grootheden M , N en B functies zijn van R_1 tot en met R_6 . De vraag is nu welke waarden voor R_1 tot en met R_6 moeten worden genomen, opdat optimale frequentiestabiliteit wordt verkregen. Dit is een vraag die moeilijk op eenvoudige manier is op te lossen uit de uitdrukking (2.23). Een eenvoudige manier is, wanneer we de brug nog eens nader bekijken (fig. 3.1). We kunnen voor het geval dat er reactief evenwicht is en

met de aanname, dat de ingangsimpedantie van de versterker hoog is t.o.v. de brugweerstand, schrijven:

$$E' = \mu' e \quad (3.1)$$

en

$$e = E' \left[\frac{R_2}{R_1 + R_2} - \frac{R_4}{R_3 + R_4} \right] \quad (3.2)$$



figuur 3.1.

waarbij μ' de effectieve spanningsversterking van de versterker is. Daar de brug dicht in de buurt van balans werkt, kunnen we schrijven :

$$R_1 = (1 - \Delta) \frac{R_2 R_3}{R_4} \quad (3.3)$$

waarbij $\Delta \cdot R_1$ die weerstandswaarde is, welke R_1 kleiner is dan in het geval er brugbalans zou bestaan.

Substitutie van Δ uit (3.3) in (3.2) en met behulp van (3.1) vinden we :

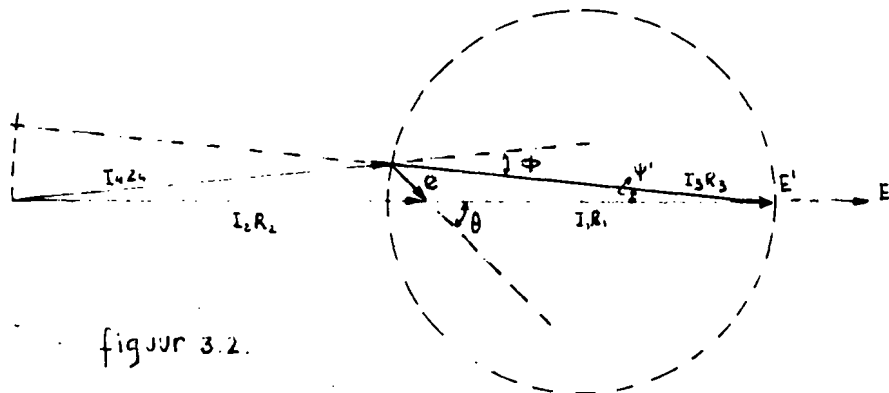
$$\frac{1}{\Delta} = \mu' \frac{R_3 R_4}{(R_3 + R_4)^2} \quad (3.4)$$

waarbij nog gebruik gemaakt is, dat voor kleine Δ geldt :

$$\frac{1}{1 - \Delta} \approx 1 + \Delta \quad (3.5)$$

Beschouwen we nu het vectordiagram (fig. 3.2) voor een zeer kleine hoek θ , dan mogen we schrijven, dat :

$$\begin{aligned} \tan \phi' &= \psi' \\ \tan \theta &= \theta \\ \tan \Phi &= \Phi \end{aligned} \quad (3.6)$$



figuur 3.2.

en :

$$\frac{\Phi}{\psi'} = \frac{E'}{I_4 R_4} \quad \frac{\theta}{\phi'} = \frac{I_3 R_3}{e} \quad (3.7)$$

deling geeft :

$$\frac{\theta}{\Phi} = \mu' \frac{I_3 R_3}{E'} \cdot \frac{I_4 R_4}{E'} \quad (3.8)$$

Tevens geldt :

$$I_3 R_3 = \frac{R_3}{R_3 + R_4} E' \quad (3.9)$$

$$I_4 R_4 = \frac{R_4}{R_3 + R_4} E'$$

Substitutie van (3.9) in (3.8) geeft :

$$\frac{\theta}{\Phi} = \mu' \frac{R_3 R_4}{(R_3 + R_4)^2} \quad (3.10)$$

en met behulp van (3.4) vinden we :

$$\frac{\theta}{\Phi} = \frac{1}{\Delta} \quad (3.11)$$

De verhouding $\frac{\theta}{\Phi}$ willen we zo groot mogelijk hebben, d.w.z. dat bij een introductie van een fasehoek θ , de hoek Φ klein blijft en daarmee de frequentieafwijking tevens klein blijft. Δ moet dus klein zijn, dat betekent, dat de weerstand R_1 slechts weinig zal variëren bij een faseverandering in de versterker, zodat de spanning over de brug constant blijft. Hiermede is dus ook de amplitudestabiliteit van de oscillatie aangetoond.

Formule (3.11) toont dus aan, dat een brug met optimum frequentie-stabiliteit tevens een optimale amplitudestabiliteit bewerkstelligt en omgekeerd.

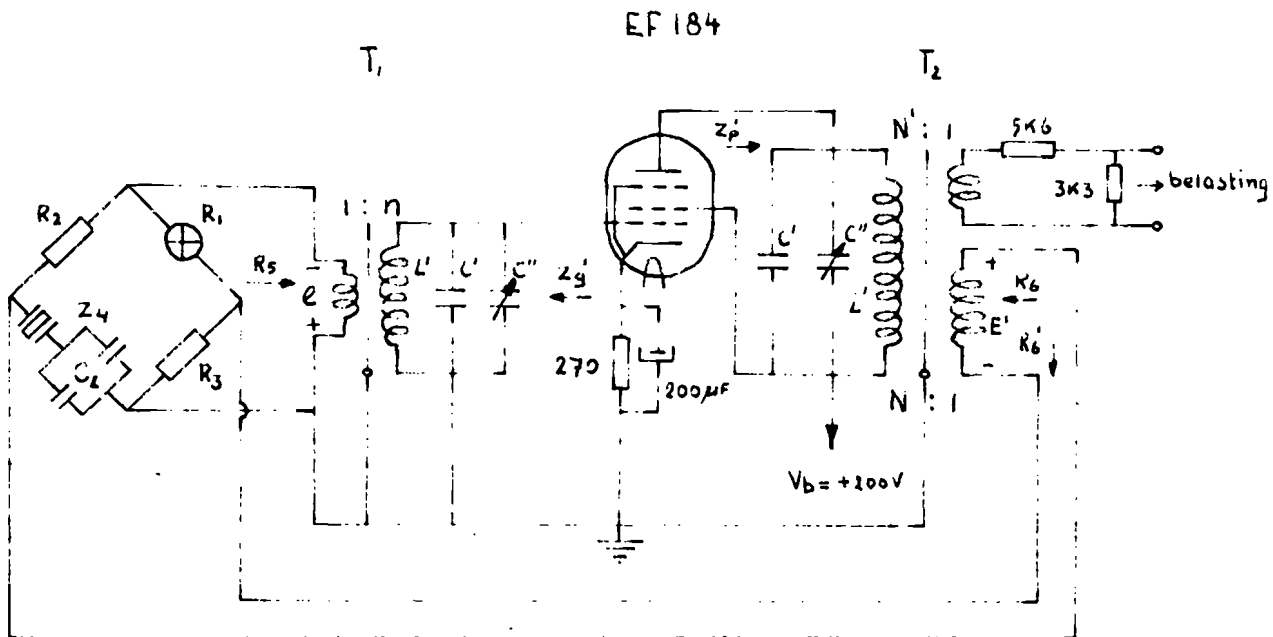
Uit (3.4) vinden we Δ minimaal voor constante μ' , dat

$$R_3 = R_4 \quad (3.12)$$

Dit houdt in dat de brug gelijke armen moet hebben, zodat ook

$$R_1 = R_2 \quad (3.13)$$

In fig. 3.3 is de brug gestabiliseerde oscillator getekend. De versterker bestaat uit een penthode met steilheid S , afgestemde ingangs- en uitgangstransformatoren T_1 en T_2 en de gebruikelijke spanningstoevoer V_b en automatische negatieve roostervoorspanning.



- $R_1 = 48 \Omega$
- $R_2 = 45 \Omega$
- $R_3 = 168 \Omega$
- $R_4 = 158 \Omega$
- $R_5 = 166 \Omega$
- $R_6 = 73 \Omega$

- $L' = 10,5 \text{ mH}$
- $C' = 560 \text{ pF}$
- $C'' = \text{max. } 64 \text{ pF}$

- $n = 40 \text{ (3:120)}$
- $N = 60 \text{ (2:120)}$
- $N' = 40 \text{ (3:120)}$

- Kristal: Philips
- series res. 60kHz
- X-3nade.

figuur 3.3.

Bedenken we, dat voor het geval van reactief evenwicht en indien de inwendige weerstand R_i groot is t.o.v. de anode impedantie Z'_p , dan geldt :

$$\frac{E'}{e} = \mu' = \frac{n}{N} \cdot S \cdot Z'_p \quad (3.14)$$

Veronderstellen we, dat de impedantie van de afgestemde kring Z_k in eerste instantie oneindig groot is, dan is

$$Z'_{p_{Z_k = \infty}} = N^2 \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} \quad (3.15)$$

Substitutie van (3.15) in (3.14) en met behulp van (3.4) vinden we :

$$\frac{1}{\Delta} = n \cdot N \cdot S \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} - \frac{R_3 R_4}{(R_3 + R_4)^2} \quad (3.16)$$

Voor optimum frequentiestabiliteit weten we reeds (3.12) en (3.13) dat :

$$\begin{aligned} R_3 &= R_4 = R' \\ R_1 &= R_2 = R'' \end{aligned} \quad (3.17)$$

Substitutie van (3.17) in (3.16) geeft :

$$\frac{1}{\Delta} = \frac{nNS}{2} \frac{R'R''}{R' + R''} \quad (3.18)$$

Voor $1/\Delta$ maximaal geldt, dat $R' = R''$ (3.19)
 zodat voor maximale frequentiestabiliteit voor de brug elementen
 moet gelden, dat :

$$R_1 = R_2 = R_3 = R_4 \quad (3.20)$$

Uit experimentele waarnemingen is gebleken, dat de weerstand van het kristal, R_4 gelijk is aan $R_4 = 158 \Omega$. In grafiek 1 is voor een aantal lampjes de weerstand als functie van de spanning over het lampje uitgezet. We willen nu een lampje hebben met een weerstandswaarde van 158Ω en met een zo steil mogelijke helling voor een snelle regeling van het brugbalans. We zien uit grafiek 1, dat zo'n lampje niet beschikbaar is. Er moet nu een compromis voor de brugweerstand worden gevonden. De armen van de brug worden zo goed mogelijk gelijk gekozen. Gekozen is het lampje no. 12 met een weerstand van 48Ω bij een spanning over de lamp van 300 mV . Voor R_2 is een weerstand van 45Ω gekozen en voor $R_3 = 168 \Omega$. Over het kristal zal nu een spanning komen te staan van ongeveer 280 mV , wat overeenkomt met een vermogen in het kristal van $500 \mu\text{W}$ en een stroom door de mechanische tak van $1,8 \text{ mA}$, wat een veilige kristalstroom is (zie literatuur e).

Als spanningsversterkerbuis is de penthode EF 184 gekozen, welke bij een voedingsspanning van 200 V en een negatieve roostervoorspanning van $2,5 \text{ V}$, een steilheid heeft van $15,6 \text{ mA/V}$.

Voor de ingangs- en uitgangstransformatoren zijn Philips potkernen 3B3 gekozen, waarbij de wikkerverhouding nog nader zal worden bepaald.

Voor de afgestemde kringen is gekozen een zelfinductie van $L' = 10,5 \text{ mH}$ met een parallelschakeling van een condensator van 560 pF en een instelbare capaciteit tot een maximum van 64 pF . Voor de impedantie Z_k van de afgestemde kringen is bij 60 kc een weerstandswaarde van $2,65 \cdot 10^5 \Omega$ gemeten.

We moeten een zo hoog mogelijke versterking hebben, d.w.z. dat de anode impedantie Z_p' groot moet zijn. De uitgang van de versterker moet op de ingang van de brug zijn aangepast, zodat $R_6 = R_6'$.

Nu is :

$$R_6' = \frac{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)}{R_1 + R_2 + R_3 + R_4} = 72,5 \Omega \quad (3.21)$$

en

$$R_6 = \frac{Z_k}{N^2} = \frac{2,65 \cdot 10^5}{N^2} \Omega \quad (3.22)$$

Hieruit volgt een wikkelverhouding van $N = 60$.

De anode impedantie wordt dan :

$$\frac{1}{Z_p'} = \frac{1}{Z_{pZ_k=\infty}'} + \frac{1}{Z_k}, \quad (3.23)$$

de parallelschakeling van de kringimpedantie Z_k met de getransformeerde impedantie en vinden :

$$Z_p' = 1,38 \cdot 10^5 \Omega \quad (3.24)$$

Voor de ingangsweerstand R_5 geldt, dat :

$$R_5 = \frac{Z_k}{n} \quad (3.25)$$

R_5 moet groot zijn t.o.v. de brugweerstand, dus n klein.

Voor de versterking (3.14) geldt :

$$\frac{E'}{e} = \mu' = \frac{n}{N} S Z_p' . \quad (3.26)$$

met $N = 60$, μ' moet groot zijn, zodat n groot moet zijn. We zien hier een tegenstrijdigheid voor de wikkerverhouding n . Een compromis is gevonden door een wikkerverhouding van $n = 40$ te nemen. R_5 wordt dan :

$$R_5 = \frac{Z_k}{n^2} = \frac{2.65 \cdot 10^5}{40^2} = 166 \Omega \quad (3.27)$$

Een tweede wikkeling (wikkerverhouding $1 : N'$) met $N' = 40$ is van de transformator T_2 afgenomen. Deze is belast met een serieschakeling van $5k6$ en $3k3$. Het signaal wordt nu over de weerstand $3k3$ naar de belasting gevoerd. Mocht om de een of andere reden de weerstand $3k3$ worden kort gesloten, dan zal er altijd nog de weerstand van $5k5$ over de wikkeling staan. Voor de anode impedantie is dit $5.6 \cdot 10^3 \cdot 40^2 = 89 \cdot 10^5 \Omega$, vele malen groter dan Z_p' van (3.24). Deze wikkeling heeft daarom een verwaarloosbare invloed op de versterking.

De inwendige weerstand van de penthode $R_i = 5 \cdot 10^5 \Omega$. Voor de totale spanningsversterking mogen we verwachten, rekening houdend met de inwendige weerstand en dat er geen fasedraaiing in de versterker optreedt

$$\frac{E'}{e} = \mu' = \frac{n}{N} S \cdot \frac{Z_p' R_i}{Z_p' + R_i} \quad (3.28)$$

en vinden :

$$\frac{E'}{e} = \mu' = 1122 \quad (3.29)$$

Over de brug mogen we een effectieve spanning van ongeveer $280 + 300 = 580$ mV verwachten. De roosterwisselspanning wordt dan 20,8 mV en de anodewisselspanning 34,8 volt.

IV. MEETMETHODEN VOOR DE FREQUENTIE.

Om een indruk te krijgen van de frequentiestabiliteit, die we mogen verwachten, beschouwen we formule (2.23) een nader,

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2Q} \frac{M \cdot \theta}{|\mu| B + N} \quad (4.1)$$

We gaan uit van de veronderstelling dat het kristal op een exact vaste frequentie resoneert.

De grondfrequentie $f_0 = 60$ kHz.

De kwaliteit van het kristal is nog niet bekend, maar zal in het volgende hoofdstuk worden bepaald. De verwachting is dat $Q \approx 10^5$.

De waarden M , N en B (2.10) kunnen met de in de vorige paragraaf berekende waarden voor R_1 t/m R_6 worden bepaald en zijn :

$$\begin{aligned} M &= 16,5 \cdot 10^6 \Omega^3 \\ B &= 1,26 \cdot 10^6 \Omega^3 \\ N &= 7,8 \cdot 10^6 \Omega^3 \end{aligned} \quad (4.2)$$

De versterkingsfactor $|\mu| = \frac{E}{e}$. De versterkeruitgangsimpedantie is gelijk aan de brug ingangsimpedantie. $R_6 = R_6'$, zodat $E = 2E'$. De absolute waarde van $|\mu|$ wordt dan met behulp van (3.29) gelijk aan $|\mu| \approx 2200$.

Nemen we een kleine fasedraaiing θ aan van $0,1$ rad. ($\approx 5,7^\circ$) en dat $|\mu|$ daardoor 10 % lager wordt, dan vinden we voor de frequentieafwijking:

$$\Delta f = \frac{60 \cdot 10^3}{2 \cdot 10^5} \cdot \frac{13,1 \cdot 0,1}{2,0 \cdot 10^3 + 6,2} \approx 2 \cdot 10^4 \text{ Hz} = 0,0002 \text{ Hz} \quad (4.3)$$

en voor de frequentiestabiliteit :

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx 3,3 \cdot 10^{-9}$$

We zien nu, dat willen we de frequentieafwijking meten, de frequentie op vier cijfers achter de komma moet worden bepaald. Dit werpt enige moeilijkheden op.

Tot mijn beschikking staat de Droitwich 200 kHz lange golf zender van de British Broadcasting Corporation. Dit 200 kHz signaal heeft een nauwkeurigheid van 5 op 10^{11} .

Twee methoden wil ik nu bespreken om met behulp van dit referentiesignaal het 60 kHz signaal nauwkeurig te bepalen.

De eerste methode is die met behulp van een oscillograaf een Lissajous figuur te maken. Hierbij wordt het 60 kHz signaal op de horizontale afbuiging gezet en het 200 kHz signaal op de verticale afbuiging. Gaan de signalen op een bepaald tijdstip beide door nul, dan krijgen we een figuur op het scherm met tien raakpunten aan de bovenkant en drie raakpunten aan de zijkant. Verhouding 60 : 200 = 3 : 10. Een en ander is in de grafieken 2a en 2b getekend. Hier zijn vier Lissajous figuren getekend voor een bepaalde fase configuratie van de twee signalen. We laten het 60 kHz signaal verschuiven t.o.v. het 200 kHz signaal. We doorlopen dan de plaatjes 1 t/m 4 en gaan van 4 weer terug naar plaatje 1. Nu definiëren we de overgang van plaatje 1 naar 2, van 2 naar 3, enz. als een plaatje P. Is het 60 kHz signaal 1 op 10^N nauwkeurig, dan kunnen we berekenen, dat :

$$10^N = 2,4 \cdot 10^6 \cdot \frac{t}{P} \quad (4.5)$$

waarin P het aantal plaatjes is in de tijd t sec. In grafiek 3 is N als functie van de verhouding $\frac{t}{P}$ uitgezet.

Tellen we in een bepaald tijdsinterval het aantal plaatjes P dan is met grafiek 3 grafisch de waarde van N te bepalen. Het bleek nu, dat na een bepaalde tijd de plaatjes steeds sneller in elkaar overgingen en het onmogelijk was dit alles te tellen. De waarde van N liep van $N = 9$ naar $N = 6,5$. Het vermoeden bestond dat de frequentie van het kristal niet stabiel was.

Daar deze methode niet zo geschikt bleek, is een andere methode ontwikkeld.

Het principe van de tweede methode is in het blokschema van fig. 4.1 weergegeven.

Het 200 kHz signaal wordt via een versterker en een afkapper tot een symmetrische blok omgevormd. Belangrijk is hier de 3e harmonische van het 200 kHz signaal, de 600 kHz.

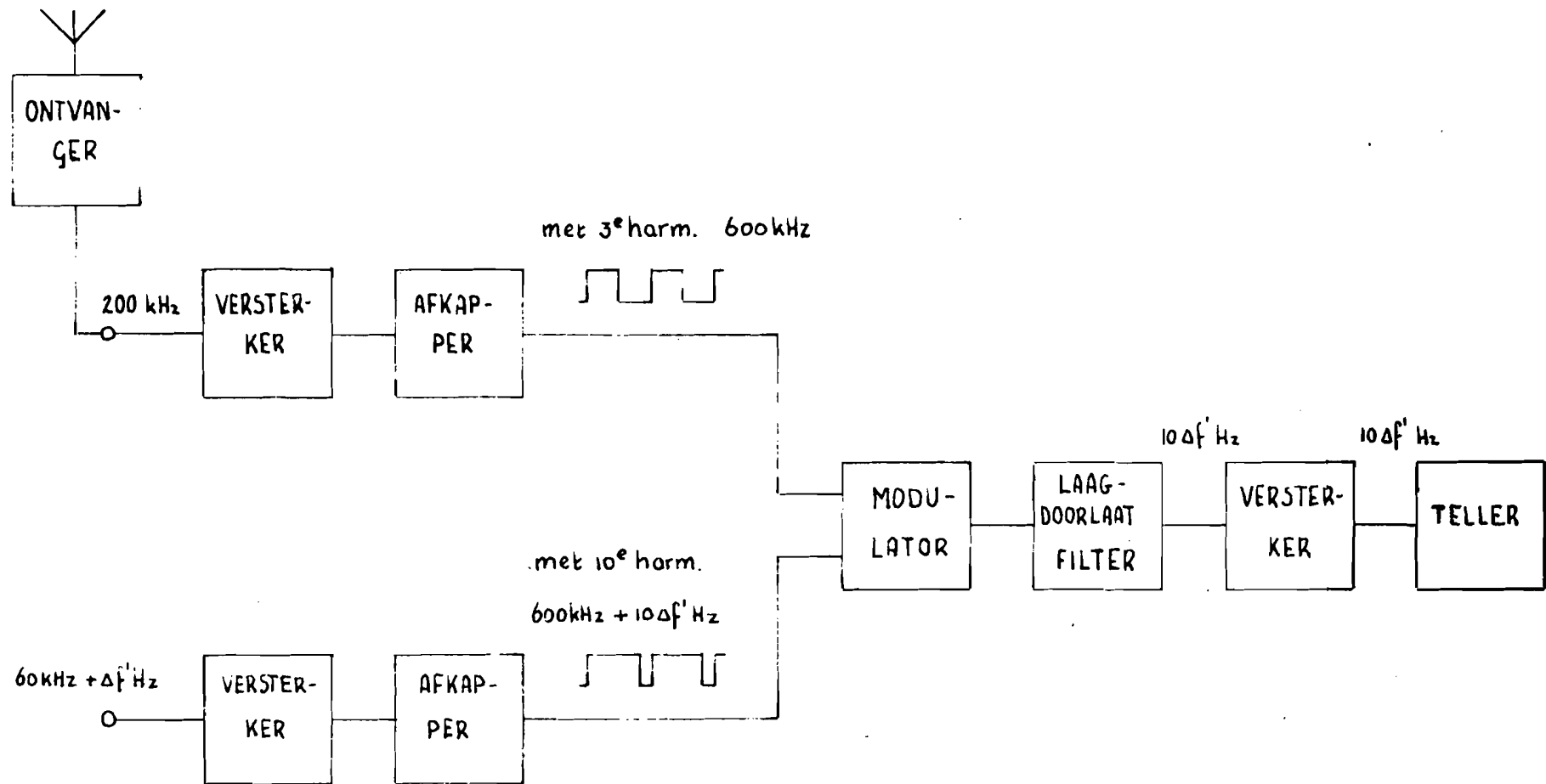
Het 60 kHz signaal met zijn afwijking $\Delta f'$ Hz wordt eveneens via een versterker en een afkapper tot een asymmetrische blok omgevormd. De asymmetrie wordt bereikt door de instelling van de basisspanning van de versterker. Belangrijk bij de asymmetrische blokken is de 10e harmonische van het ingangssignaal, de $600 \text{ kHz} + 10 \Delta f'$ Hz. Beide blokken worden aan een modulator toegevoerd, gemengd en de lage verschilfrequentie van $10 \Delta f'$ wordt uitgefilterd met een laagdoorlaatfilter. Het $10 \Delta f'$ Hz signaal wordt nu via een versterker aan een teller toegevoerd. Daar de twee ingangssignalen van 200 kHz en 60 kHz scherp vastliggen in hun frequentie, bleek er na de modulatie en het laagdoorlaatfilter geen last te ontstaan van andere verschilfrequenties. Er waren na de afkappers geen extra filters nodig om van de 200 kHz en 60 kHz blokken resp. de 3e en 10e harmonische eerst uit te filteren.

Een gedetailleerd overzicht van fig. 4.1 is in fig. 4.2 achter in dit verslag opgenomen.

De teller telt continue het aantal pulsen dat wordt toegevoerd. Is de stand van de teller S' na t sec, dan volgt daaruit :

$$10 \Delta f' = \frac{S'}{t} \quad \text{of} \quad \Delta f' = \frac{S'}{10t} \quad (4.6)$$

Is het voldoende om de frequentie van 60 kHz op slechts één cijfer achter de komma te weten, dan kan men volstaan met een Beckmann frequentiemeter (EC 44 M. Groep ECA).



figuur 4.1.

V. MEETRESULTATEN EN VERGELIJKINGEN MET DE THEORIE.

5.1 De oscillator is gebouwd zoals in hoofdstuk III is berekend. Voor 60 kHz heeft de versterker nul graden fasedraaiing. Voor de uitgangsspanning E' is gemeten 565 mV. Voor de ingangsspanning e 0,518 mV, zodat de spanningsversterking $|\mu'| = 565/0,518 = 1090$, in redelijke overeenstemming is met de berekende waarde van (3.29). De spanning over de weerstand R_3 is 276 mV. Daar de brugonbalansspanning slechts 0,518 mV is, is de spanning over het lampje ook ongeveer 276 mV. Berekend was 300 mV. De weerstand van het lampje komt overeen volgens grafiek 1 met 46 Ω . Hieruit volgt dat de C.I. C_L van het kristal gelijk is aan $\frac{168 \times 45}{46} = 164 \Omega$.

De capaciteit C_L in serie met het kristal bedraagt ongeveer 2590 pF, zodat volgens (1.12) ($C_0 = 83,5$ pF, wat uit een latere berekening volgt).

$$R_4 = \frac{C.I. \cdot C_L}{\left(1 + \frac{C_0}{C_L}\right)^2} = 154 \Omega$$

De spanning over het kristal bedraagt 290 mV, iets groter dan de berekende waarde van 280 mV. De C.I. C_L is ook iets groter dan de waarde van 158 Ω , waarvan bij de berekening is uitgegaan. Het kristal wordt in een thermostaatbak, gevuld met parafine olie, op een constante temperatuur gehouden. Het bad is binnen 0,1 $^{\circ}\text{C}$ nauwkeurig.

5.2 De resonantiefrequentie van het kristal als functie van de temperatuur.

In grafiek 4 is de resonantiefrequentie van het kristal met serieschakeling van een capaciteit $C_L = 2530$ pF uitgezet als functie van de temperatuur, voor een temperatuursgebied van 25 $^{\circ}\text{C}$ tot 50 $^{\circ}\text{C}$.

We zien dat het verloop de vorm heeft van een parabool. De frequentie van het kristal blijkt sterk afhankelijk van de temperatuur. Stellen we de eis, dat het kristal 1 op 10^8 nauwkeurig is, dan kan men uit de helling van de kromme van grafiek 4 bij een bepaalde temperatuur, de temperatuurvariatie bepalen, opdat aan bovenstaande eis wordt voldaan. We vinden dan, dat bij 40°C , de temperatuurvariatie ΔT mag zijn $\pm 0,01^\circ\text{C}$, en bij 45°C de temperatuurvariatie $\Delta T = \pm 0,008^\circ\text{C}$. Om gedurende de volgende metingen zo min mogelijk invloed te hebben van temperatuurvariaties, is de temperatuur van het bad op $28,9^\circ\text{C}$ ingesteld. We zitten dan in de top van de kromme.

5.3 Bepaling van de elektrische grootheden van het kristal.

In hoofdstuk I zijn uitdrukkingen afgeleid voor C_1 (1.24), voor L_1 (1.25) en C_0 (1.26). Deze kunnen worden bepaald wanneer de resonantiefrequentie van het kristal zonder C_L en de resonantiefrequenties van het kristal voor minstens twee verschillende waarden van C_L bekend zijn. In tabel (5.1) zijn voor enige waarden van C_L de resonantiefrequenties weergegeven en de daaruit berekende waarde voor C_1 .

q	C_{Lq} pF	$f_{sc_{Lq}}$ Hz	$\Delta f_{C_L} =$ $f_{sc_{Lq}} - f_s$ Hz	C_{Lm}	C_{Ln}	C_1 F
1	100	60021.7	22,9	C_{L1}	C_{L2}	$13,7 \cdot 10^{-14}$
2	220	60012.5	13,7	C_{L2}	C_{L3}	$14,5 \cdot 10^{-14}$
3	680	60004.4	5,6	C_{L3}	C_{L4}	$14,9 \cdot 10^{-14}$
4	1000	60002,8	4,0	C_{L4}	C_{L5}	$13,1 \cdot 10^{-14}$
5	1800	60001,0	2,2	C_{L5}	C_{L6}	$14,1 \cdot 10^{-14}$
6	2700	60000,3	1,5	C_{L6}	C_{L1}	$13,9^5 \cdot 10^{-14}$
	∞	$f_s = 59999,8$	0			

TABEL 5.1.

Voor C_1 vinden we dan een gemiddelde waarde van :

$$C_1 = 14,0 \cdot 10^{-14} \text{ F}$$

Voor $L_1 = 50,3 \text{ H}$

En voor $C_0 = 83,5 \text{ pF}$

Voor de kwaliteitsfactor van het kristal vinden we dan :

$$Q = \frac{\omega L_1}{R_4} = \frac{2 \cdot \pi \cdot 6 \cdot 10^4 \cdot 50,3}{154} = 120000$$

5.4 Frequentieverloop van het kristal.

Om met de beschikbare meetmethode de frequentie nauwkeurig te bepalen is het niet gewenst dat de frequentie in de omgeving van de 60 kHz ligt. Men kan dan niet meer onderscheiden of men boven of onder de 60 kHz zit. Daarom is voor de capaciteit C_L een zodanige waarde gekozen, dat de resonantiefrequentie ongeveer 0,2 Hz boven de 60 kHz ligt.

Het bleek nu, dat de frequentie, over een dag genomen, verliep. De mogelijkheid bestond, dat het kristal niet stabiel was. Daarom is de oscillator dag en nacht in bedrijf gesteld en is gedurende twee weken de frequentie elke dag gemeten. In grafiek 5 is de frequentie als functie van de datum uitgezet. We zien hier, dat nadat de oscillator is ingeschakeld, de eerste dag een sterke frequentieafname is en daarna een continue toename van de frequentie. De verwachting is, dat de kromme na ongeveer 2 maanden pas horizontaal zal gaan lopen. Uit de kromme kunnen we bepalen, dat na 11 dagen een verloop van ongeveer 0,15 Hz optreedt. Per dag is dat 0,015 Hz en per uur 0,006 Hz.

5.5 Frequentieafwijking bij variaties van voedingsspanning V_b , gloeispanning en fasedraaiing in de versterker.

De te verwachten invloed op de frequentie door variatie in de versterker van θ en $|\mu|$, zoals in hoofdstuk IV is berekend, is klein t.o.v. het frequentieverloop van het kristal zelf. Om toch een indruk te krijgen hoe de frequentie reageert op veranderingen van θ en $|\mu|$ in de versterker, zijn de voedingsspanning V_b , de gloeispanning en θ gevarieerd. Variaties van de voedingsspanning en gloeispanning uiteten zich in veranderen van $|\mu|$.

In grafiek 6 is de frequentie $\Delta f'$ uitgezet als functie van de voedingsspanning, waarbij $\theta = 0^\circ$ en de gloeispanning constant is. In de gemeten waarden van $\Delta f'$ kan een groots mogelijke fout van 0,9 % optreden. We zien uit de grafiek, dat voor $\pm 20\%$ variatie van de voedingsspanning $V_b = 200$ V, de frequentieafwijking t.o.v. de nominale frequentie beter is dan 4 op 10^8 , reeds ver binnen het bereik van de nauwkeurigheid van de meting. In grafiek 12 is $|\mu'|$ uitgezet als functie van de voedingsspanning V_b . We zien hier dat bij constante gloeispanning en $\theta = 0$, de versterking afneemt bij verlaging van de voedingsspanning. Beneden de 90 V voedingsspanning worden de automatische negatieve roostervoorspanning en de roosteringangswisselspanning ongeveer aan elkaar gelijk en bij nog lagere voedingsspanning zal er roosterstroom gaan lopen en het signaal vervormen. In fig. 6 zien we bij deze lage voedingsspanning een grote frequentieafwijking optreden.

In de grafieken 7 t/m 10 is de frequentie weer als functie van de voedingsspanning uitgezet, voor verschillende waarden van θ' . θ' is de faschoek tussen e en E' , een andere hoek dan die in de formule van Meacham voorkomt. Deze fasedraaiing θ' in de versterker is bereikt door de capaciteit in de anodekring te veranderen.

Het gevolg hiervan is dat de anodeimpedantie niet meer ohms is, en daarmee R_G . Tevens zal de versterking lager worden, daar de anodeimpedantie daalt. We zien uit de grafieken 7 t/m 10, dat voor $\pm 20\%$ variatie van de voedingsspanning $V_b = 200\text{ V}$, de frequentieafwijking t.o.v. de nominale frequentie is als die van grafiek 6. De $|\mu'|$ als functie van de voedingsspanning, voor de verschillende waarden van θ' zijn uitgezet in grafiek 12. In grafiek 11 is de frequentie $\Delta f'$ uitgezet als functie van de gloeispanning, bij constante $\theta' = 0$ en $V_b = 200\text{ V}$. Ook hier zien we dat voor -20% variatie van de gloeispanning van $6,3\text{ V}$ een hoge frequentiestabiliteit t.o.v. de nominale frequentie. Voor θ' gelijk aan $+30^\circ$ en -30° , ingesteld met de condensator van de anodekring, vinden we een eenduidige figuur als in grafiek 11 weergegeven.

In grafiek 14 is de uitgangsspanning van de tweede wikkeling over de weerstand van $8\text{ K}\Omega$ uitgezet als functie van de voedingsspanning. We zien hier, dat de uitgangsspanning over een groot gebied constant blijft. De amplitudestabiliteit is zodoende aangetoond. In grafiek 15 is de uitgangsspanning van de tweede wikkeling over de weerstand van $8\text{ K}\Omega$ uitgezet als functie van de gloeispanning. Ook hier zien we een constante amplitude over een groot gebied.

5.6 Tweede en derde harmonische.

De tweede en derde harmonische van het 60 kHz signaal zijn gemeten en bleken beiden meer dan 75 dB lager te liggen t.o.v. het 60 kHz signaal.

VI. NABESCHOUWING.

In de voorgaande hoofdstukken hebben we gezien, dat door de drift van de frequentie van het kristal, de frequentieafwijking welke Meacham geeft (2.19), niet gemeten kan worden.

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{1}{2Q} \frac{M \sin \theta}{|\mu| B + N \cos \theta} \quad (2.19)$$

Willen we toch deze formule verifiëren, dan zullen we moeten zorgen dat Δf zodanig groter wordt, dat de frequentiedrift van het kristal klein is t.o.v. Δf . Voor verschillende waarden van θ kunnen we dan Δf meten en berekenen. Ter vergroting van Δf , kunnen we de parameters van (2.19) gaan veranderen. De vraag is, welke.

Om de oscillator zoveel mogelijk intact te laten, willen we M , B en N , functies van R_1 t/m R_6 weinig of niet veranderen. Verlaging van de kwaliteitsfactor Q , door b.v. het opnemen van een serieweerstand, houdt in dat wil het lampje in een goed werkgebied blijven, de twee andere brucelementen ook zullen moeten veranderen. De mogelijkheid om $|\mu|$ te verlagen lijkt de meest geschikte methode. Verlaging van de anodespanning en gloeispanning gaf geen resultaat, daar er spoedig roosterstroom ging optreden.

Het opnemen van een potentiometer voor de ingang van de versterker gaf betere resultaten. De $|\mu|$ kon hiermede een factor 10 omlaag worden gebracht.

Voor het instellen van een bepaalde θ zijn 3 fasedraaiers geconstrueerd, aangepast op de uitgang van de versterker. Met de fasedraaiers kon resp. een fasedraaiing van $\theta = -20^\circ$, -40° en -60° worden ingesteld. Echter bij het inschakelen van de fasedraaiers bleek, dat de oscillator zich vreemd ging gedragen en op een andere frequentie dan die van het kristal ging oscilleren. Waarschijnlijk t.g.v. terugkoppeling in de versterker zelf.

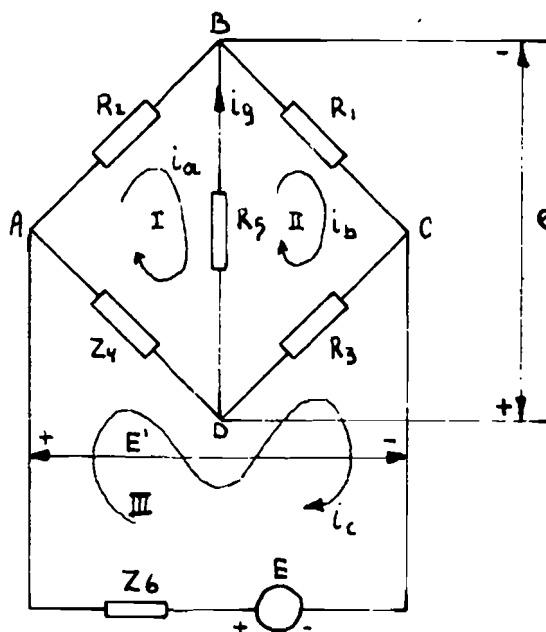
Dit bleek verholpen, door een weerstand van 5Ω aan de secundaire zijde van de uitgangstransformator op te nemen. Hierdoor werd de versterking kleiner.

Een andere moeilijkheid was, dat wanneer er in de versterker geen fasedraaiing optrad, R_6 niet meer ohms was en omgekeerd.

In (2.19) is R_6 ohms verondersteld.

Door het niet ohms zijn van R_6 treden er moeilijkheden op voor het bepalen van θ . We kunnen met een fasemeter alleen θ' , de hoek tussen e en E' bepalen. Is R_6 niet meer ohms, dan moet deze gemeten worden en een correctieberekening worden gemaakt. De spanning E kan gemeten worden, door met open klemmen aan de uitgang van de versterker de spanning te meten.

We kunnen echter veel moeilijkheden besparen, door nogmaals de brug te beschouwen, zoals in fig. 5.1, is weergegeven. De brug ziet een ingangsweerstand R_5 van de versterker. De uitgang van de versterker beschouwen we nu als een spanningsbron E met inwendige weerstand Z_6 . Voor de brug kunnen we nu schrijven :



Knooppunt D

$$i_b = i_g + i_a \quad (5.1)$$

fig. 5.1.

$$\text{Kring III : } -R_3 i_g - (R_3 + Z_4) i_a + (R_3 + Z_4 + Z_6) i_c = E$$

$$\text{Kring II : } (R_1 + R_3 + R_5) i_g + (R_1 + R_3) i_c - R_3 i_c = 0$$

$$\text{Kring I : } -R_5 i_g + (R_2 + Z_4) i_a - Z_4 i_c = 0 \quad (5.2)$$

$$D = \begin{vmatrix} -R_3 & -(R_3 + Z_4) & R_3 + Z_4 + Z_6 \\ R_1 + R_3 + R_5 & R_1 + R_3 & -R_3 \\ -R_5 & R_2 + Z_4 & -Z_4 \end{vmatrix} \quad (5.3)$$

$$i_g = \frac{R_2 R_3 - R_1 Z_4}{D} \cdot E \quad (5.4)$$

$$i_a = \frac{R_3 R_5 + Z_4 (R_1 + R_3 + R_5)}{D} \cdot E \quad (5.5)$$

$$U_{A_c} = E' = i_a R_2 + i_b R_1 = i_a (R_1 + R_2) + i_g R_1$$

$$= \frac{(R_1 + R_2)[R_3 R_5 + Z_4 (R_1 + R_3 + R_5)] + (R_2 R_3 - R_1 Z_4) R_1}{D} \cdot E \quad (5.6)$$

Spanningsdemping in de brug.

$$\beta' = \frac{e}{E'} = \frac{i R_5}{E'} = \quad (5.7)$$

$$= \frac{R_5 (R_2 R_3 - R_1 Z_4)}{(R_1 + R_3) [R_3 R_5 + Z_4 (R_1 + R_3 + R_5)] + R_1 (R_2 R_3 - R_1 Z_4)}$$

Voor $Z_4 = R_4 + jX_4$, wordt :

$$\beta' = \frac{AR_4 - jBX_4}{M'R_4 + jN'X_4} \quad (5.8)$$

$$\text{met } A = R_5 (R_2 R_3 - R_1 R_4)$$

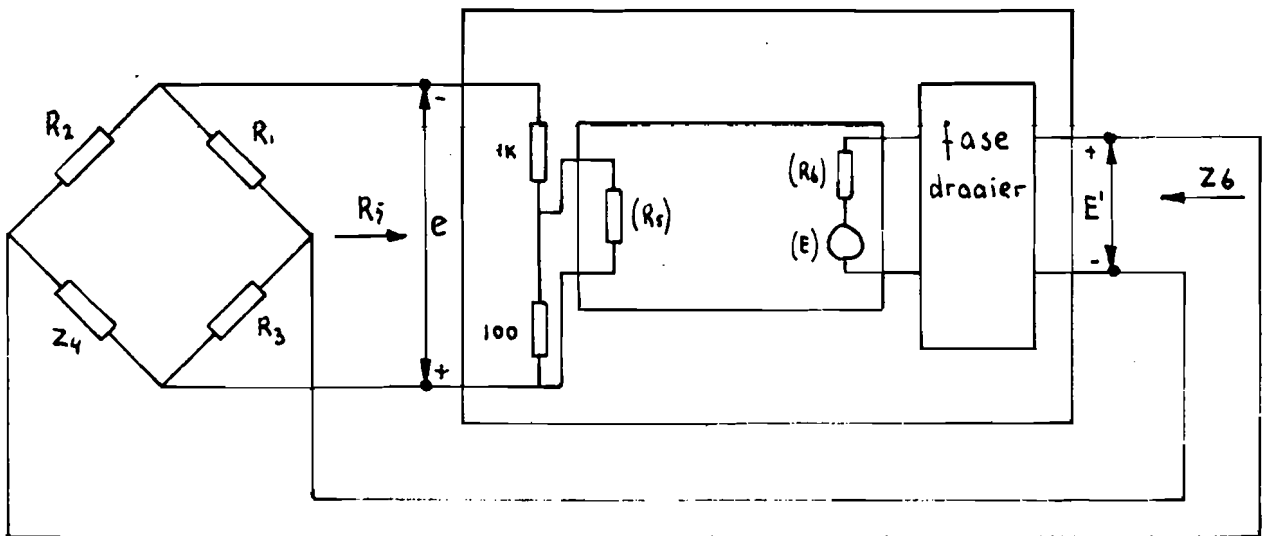
$$B = R_1 R_4 R_5 \quad (5.9)$$

$$M' = R_5 (R_1 + R_2)(R_3 + R_4) + R_1 R_2 (R_3 + R_4) + R_3 R_4 (R_1 + R_2)$$

$$N' = R_4 [(R_1 + R_2)(R_3 + R_5) + R_1 R_2]$$

We zien nu, dat de spanningsdemping β' in de brug onafhankelijk is van Z_6 .

Beschouwen we nu fig. 5.2, dan zien we in de nieuwe situatie in de nieuwe versterker zijn opgenomen de potentiometer aan de ingang en een fasedraaier aan de uitgang van onze oude versterker. De ingang van de nieuwe versterker heeft een ingangsweerstand van R_5 , de uitgang van de versterker kunnen we opvatten als een spanningsbron E en impedantie Z_6 .



spanningsdemping

$$\beta' = \left| \frac{e}{E'} \right| e^{i\psi''}$$

spanningsversterking

$$\mu' = \left| \frac{E'}{e} \right| e^{i\theta'}$$

fig. 52.

$$\text{Oscilleervoorwaarde is } \mu' \beta' = 1 \quad (5.10)$$

$$\text{Stellen we } \mu' = \mu_1' + j\mu_2' \quad \mu_1' = |\mu'| \cos\theta' \quad (5.11)$$

$$\mu_2' = |\mu'| \sin\theta'$$

$$|\mu'| = \left| \frac{E'}{e} \right|$$

zodat substitutie van (5.8) en (5.11) in (5.10) geeft :

$$(\mu_1' + j\mu_2') \frac{AR_4 - jBX_4}{M'R_4 + jN'X_4} = 1 \quad (5.12)$$

hieruit volgt :

$$\mu_1' AR_4 + \mu_2' BX_4 = M'R_4 \quad (5.13)$$

$$\mu_2' AR_4 - \mu_1' BX_4 = N'X_4$$

Elimineren we A, dan vinden we :

$$\frac{X_4}{R_4} = \frac{M' \sin \theta'}{|\mu'| B + N' \cos \theta'} \quad (5.14)$$

Voor de frequentieafwijking vinden we dan (2.8)

$$\frac{f - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{X_4}{2QR_4} = \frac{M' \sin \theta'}{2Q [|\mu'| B + N' \cos \theta']} \quad (5.15)$$

Dit is een soortgelijke formule als die Meacham geeft.

De voordelen van het gebruik van formule (5.15) zijn :

- a. Z_6 komt hier niet meer rechtstreeks in voor.
Veranderingen van Z_6 uiteten zich in veranderingen van μ' .
- b. De spanningen e en E' , ter bepaling van $|\mu'|$, kunnen nu rechtstreeks worden gemeten, als de schakeling oscilleert.
- c. Met een fasemeter kan de hoek θ' tussen e en E' ook rechtstreeks worden gemeten.

De volgende meting is nu gedaan.

Voor $\theta' = 0$ is de nominale frequentie f_0 bepaald. Door het inschakelen van de verschillende fasedraaiers is de frequentieafwijking t.o.v. de nominale frequentie f_0 bepaald. Hierbij zijn tevens e , E' en θ' gemeten.

Bij elke fasedraaiing zijn de weerstanden R_1 , R_2 , R_3 en R_5 gemeten op de Siemens-brug van de groep ECA.

De weerstand R_4 van het kristal is bepaald door de brug bij een hoge versterkingsfactor zo goed mogelijk in evenwicht te brengen. Bij dit evenwicht zijn R_1 , R_2 en R_3 gemeten. De waarde van $R_4 = R_2 R_3 / R_1 = 182 \Omega$ is gevonden.

De kwaliteitsfactor

$$Q = \frac{\omega L_1}{R_{L_1}} = \frac{2 \cdot \pi \cdot 6 \cdot 10^4 \cdot 50 \cdot 3}{182} = 1,04 \cdot 10^5$$

De gemeten en berekende waarden zijn in de volgende tabel weergegeven.

	$\theta' = 0$	$\theta' = -19^\circ$	$\theta' = -39^\circ$	$\theta' = -58^\circ$
S' ($t=300\text{sec}$)	1450	1150	851	637
e mV		60,0	69,5	78,8
E' mV		510	620	750
R_1 Ω		36,6 $\pm 1\%$	40,8 $\pm 1\%$	46,4 $\pm 1\%$
R_2 Ω		61,3 $\pm 1\%$	61,3 $\pm 1\%$	61,3 $\pm 1\%$
R_3 Ω		170 $\pm 1\%$	170 $\pm 1\%$	170 $\pm 1\%$
R_4 Ω		182 $\pm 4\%$	182 $\pm 4\%$	182 $\pm 4\%$
R_5 Ω		1035 $\pm 1\%$	1035 $\pm 1\%$	1035 $\pm 1\%$
B Ω^3		$6,90 \cdot 10^6 \pm 6\%$	$7,70 \cdot 10^6 \pm 6\%$	$8,75 \cdot 10^6 \pm 6\%$
M' Ω^3		$39,4 \cdot 10^6 \pm 46\%$	$41,1 \cdot 10^6 \pm 46\%$	$43,7 \cdot 10^6 \pm 46\%$
N' Ω^3		$21,8 \cdot 10^6 \pm 6\%$	$22,8 \cdot 10^6 \pm 6\%$	$24,2 \cdot 10^6 \pm 6\%$
$\sin \theta'$		-0,326 $\pm 15\%$	-0,629 $\pm 6\%$	-0,848 $\pm 3\%$
$\cos \theta'$		0,946 $\pm 2\%$	0,777 $\pm 4\%$	0,530 $\pm 8\%$
$ M' $		8,50 $\pm 1\%$	8,92 $\pm 1\%$	9,52 $\pm 1\%$
Q		$1,04 \cdot 10^5 \pm 6\%$	$1,04 \cdot 10^5 \pm 6\%$	$1,04 \cdot 10^5 \pm 6\%$
$\Delta f'$ Hz	0,483	0,385 $\pm 1\%$	0,284 $\pm 1\%$	0,212 $\pm 1\%$
gemeten $\Delta f = \Delta f'_{\theta} - \Delta f'_{\theta=0}$ Hz	0	-0,098 $\pm 6\%$	-0,199 $\pm 3\%$	-0,271 $\pm 2,2\%$
berekend Δf Hz	0	-0,047 $\pm 33\%$	-0,087 $\pm 26\%$	-0,111 $\pm 23\%$

Vergelijken we de resultaten van de frequentieafwijking Δf , dan zien we dat de gemeten Δf een factor 2 hoger liggen dan de berekende Δf .

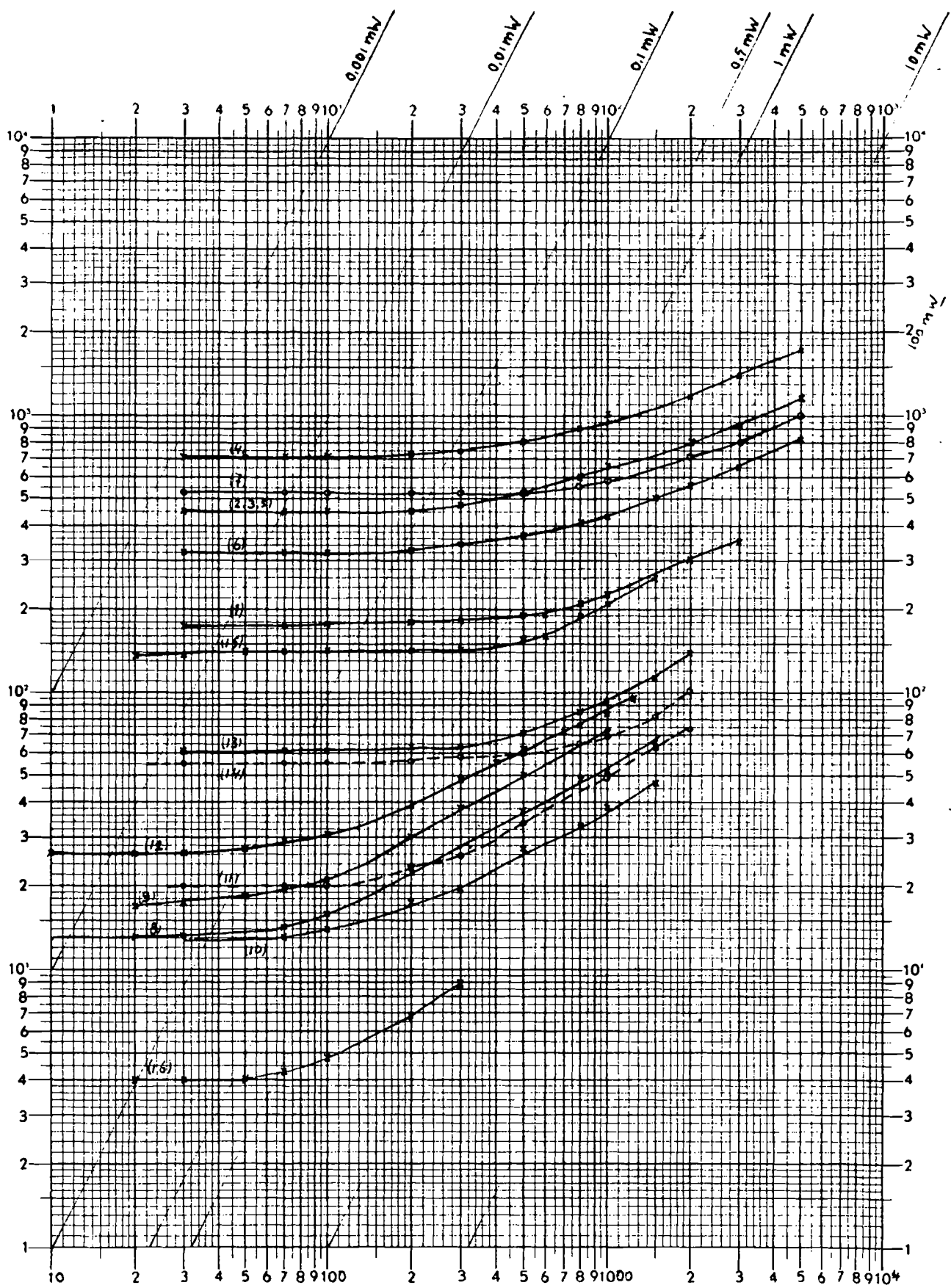
De gemeten en berekende waarden van Δf vertonen wel eenzelfde verloop.

Oorzaken, dat we een factor 2 vinden kunnen zijn; Mogen we het kristal bij deze frequentieafwijkingen nog wel vervangen denken door een serie RLC keten. Ook de stroom door het kristal is bij de verschillende metingen verschillend. Hoe is de frequentie van het kristal afhankelijk van de stroom door het kristal. De metingen zijn vrij snel achter elkaar gedaan. Was het kristal al op een goede frequentie gekomen of duurt dat een zekere tijd. Was het lampje al tot rust gekomen of blijft het om een bepaalde weerstandswaarde slingeren. Is het referentiesignaal van 200 kHz exact, of ligt het iets anders. Er zijn vele parameters die de moeite waard zijn om nauwkeuriger te onderzoeken. In hoeverre dat van belang is, ligt aan de eis hoe nauwkeurig men deze kristal-oscillator wil hebben.

Eindhoven, 15 januari 1965.

Th.J. Bannenberg.

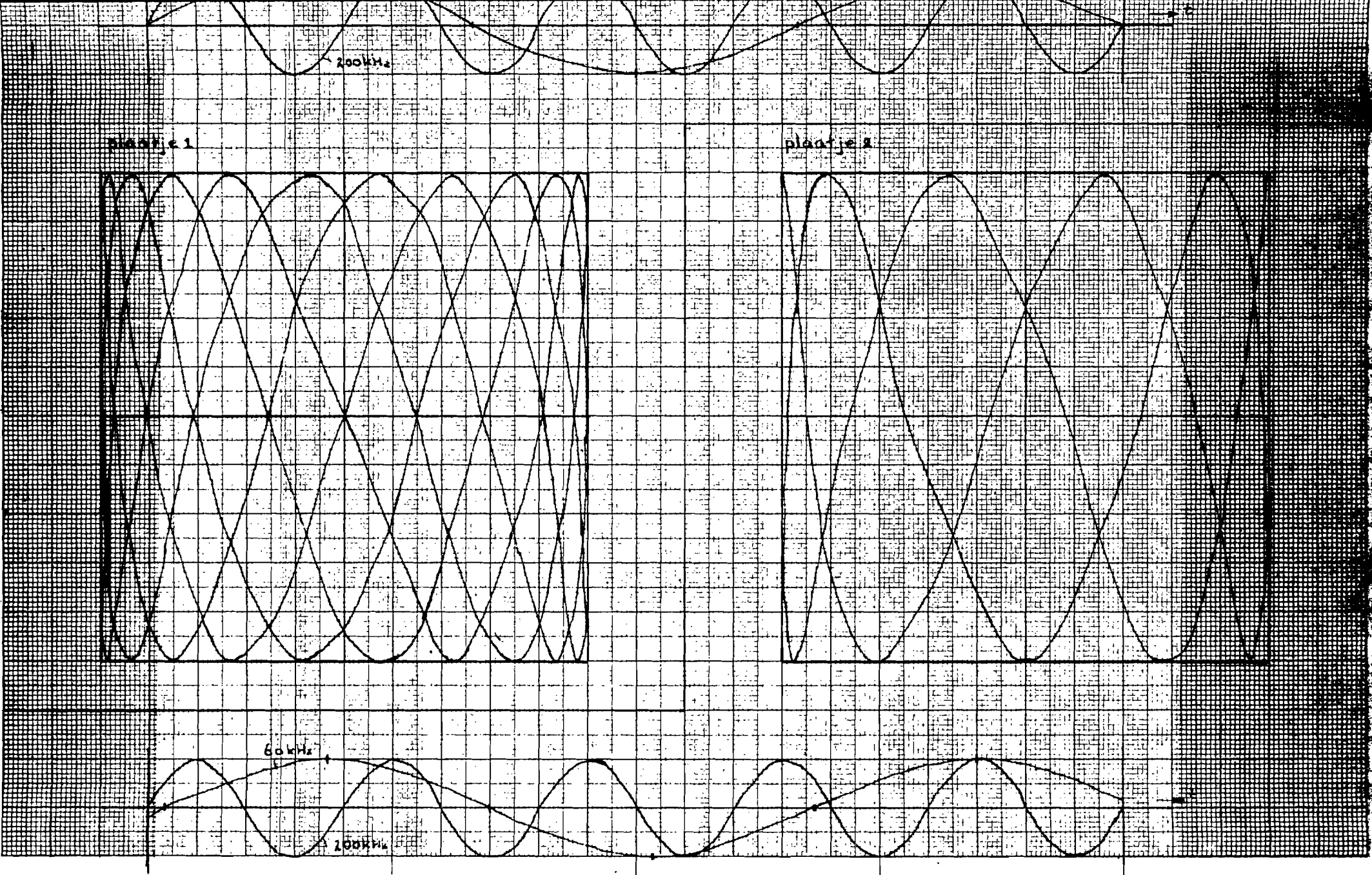
and
(R₀)



N.V. Drukkerij „Mercurius“ Wormerveer No. 1473 x-as log. verdeeld 1-10¹ y-as log. verdeeld 1-10¹⁰ Eenheid 50 mm

Spanning over lamp (V)
in mV

Grafiek 1.
(num.waarden Tabel I)

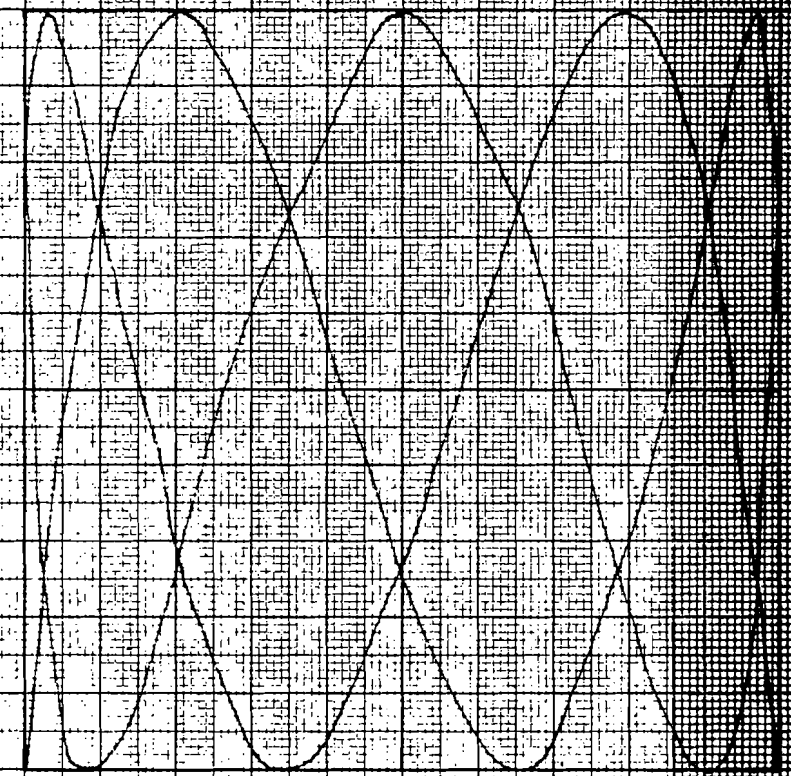
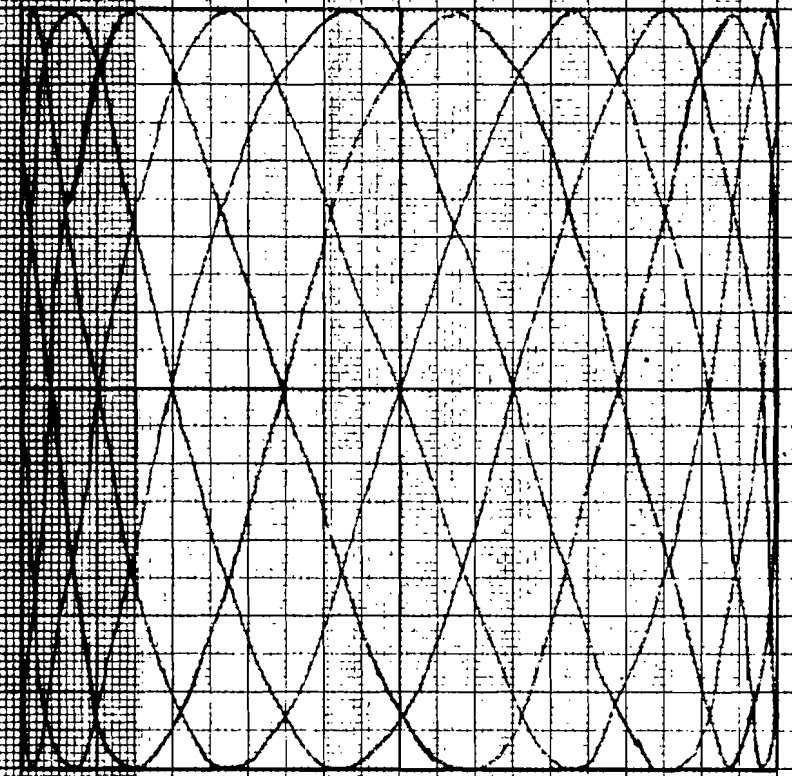


grafiek 2a.

200 kHz

plavakje 3

plavakje 4



60 kHz

200 kHz

grafiek 2b.

Series 1

Series resonant frequency
in Hz
($C_L = 2930 \text{ pF}$)

Temp. at which
(determined)

50000

20

30

40

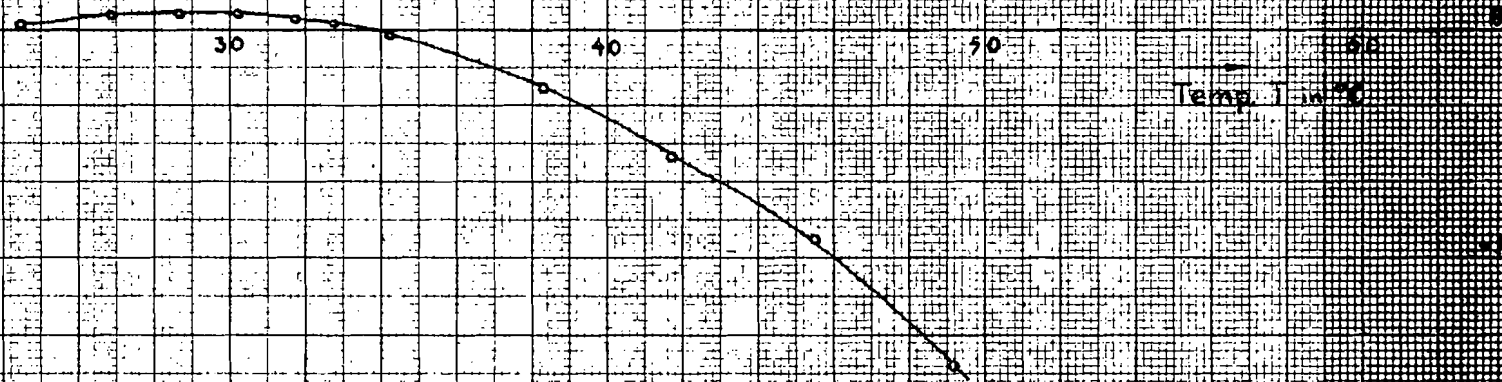
50

60

Temp. in °C

50000

50000



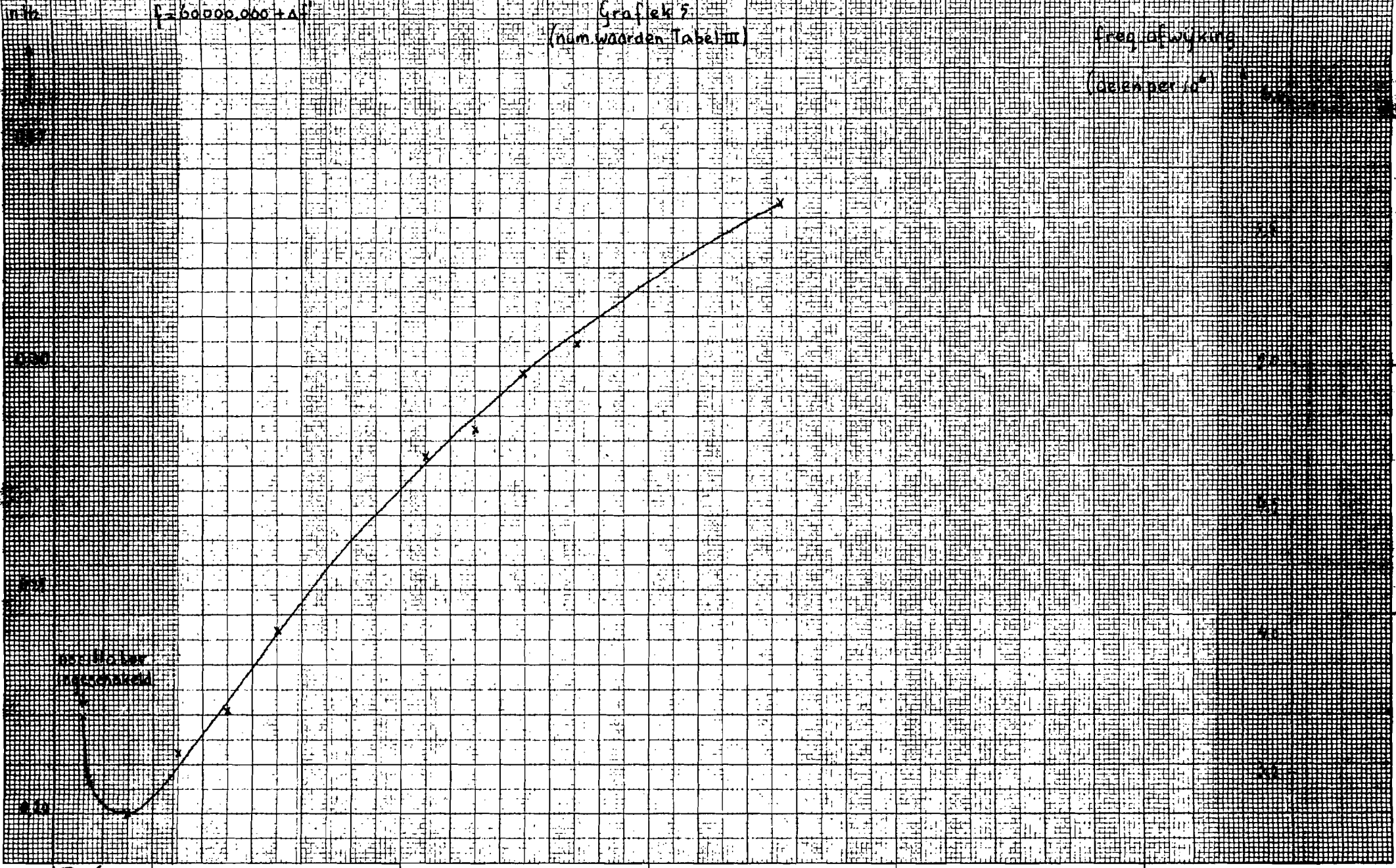
Grafiek 4. (num. waarden Tabel II).

11/2

$f = 60000.000 + \Delta f$

Grafiek 2
(num. waarden Tabel III)

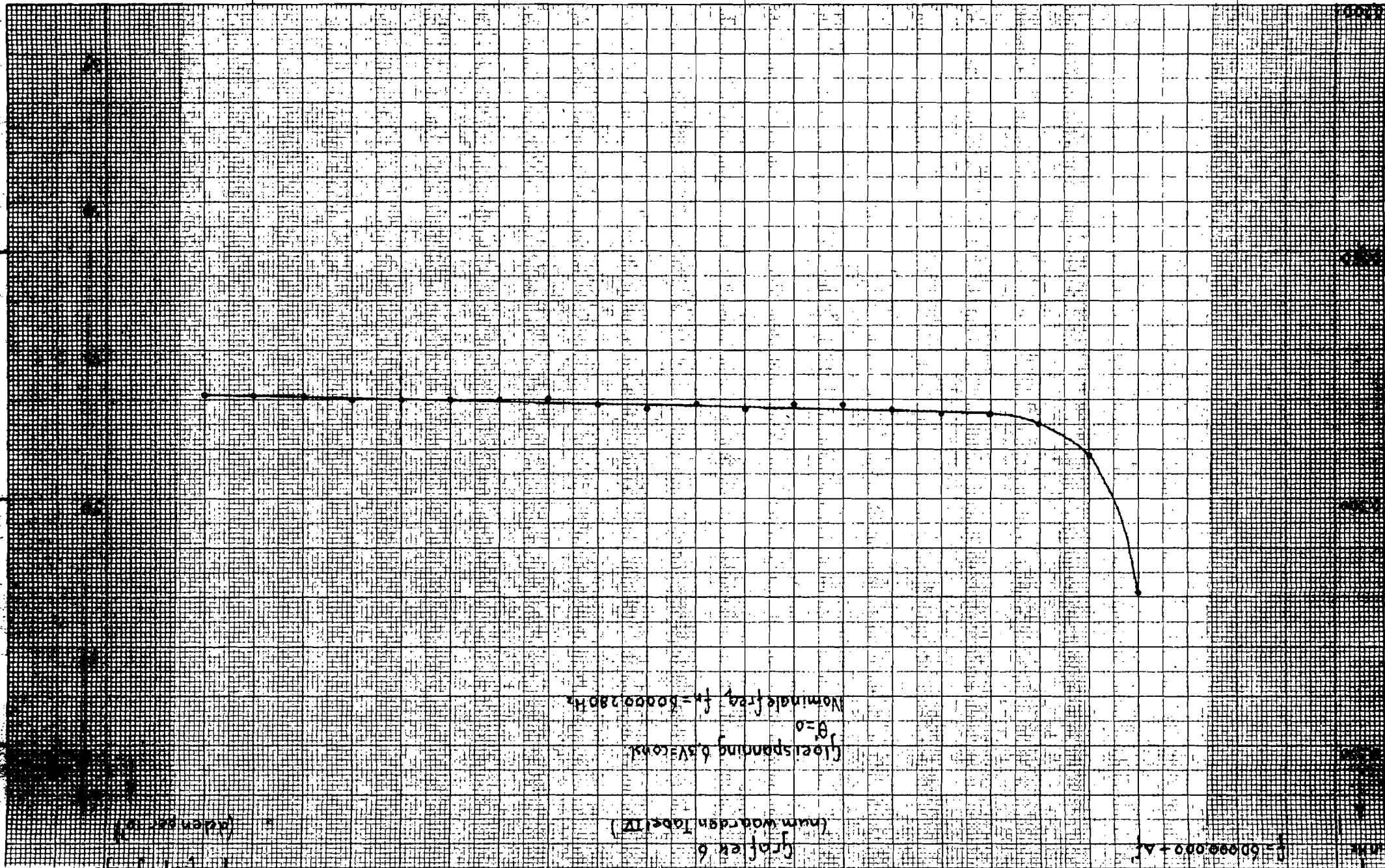
Freq. afwijking
(delen per 10⁶)



16 17 18 19 20 21 22 23 24 25 26 27 28 29 30 1 2 3 4 5 → dec '64

00.00 u

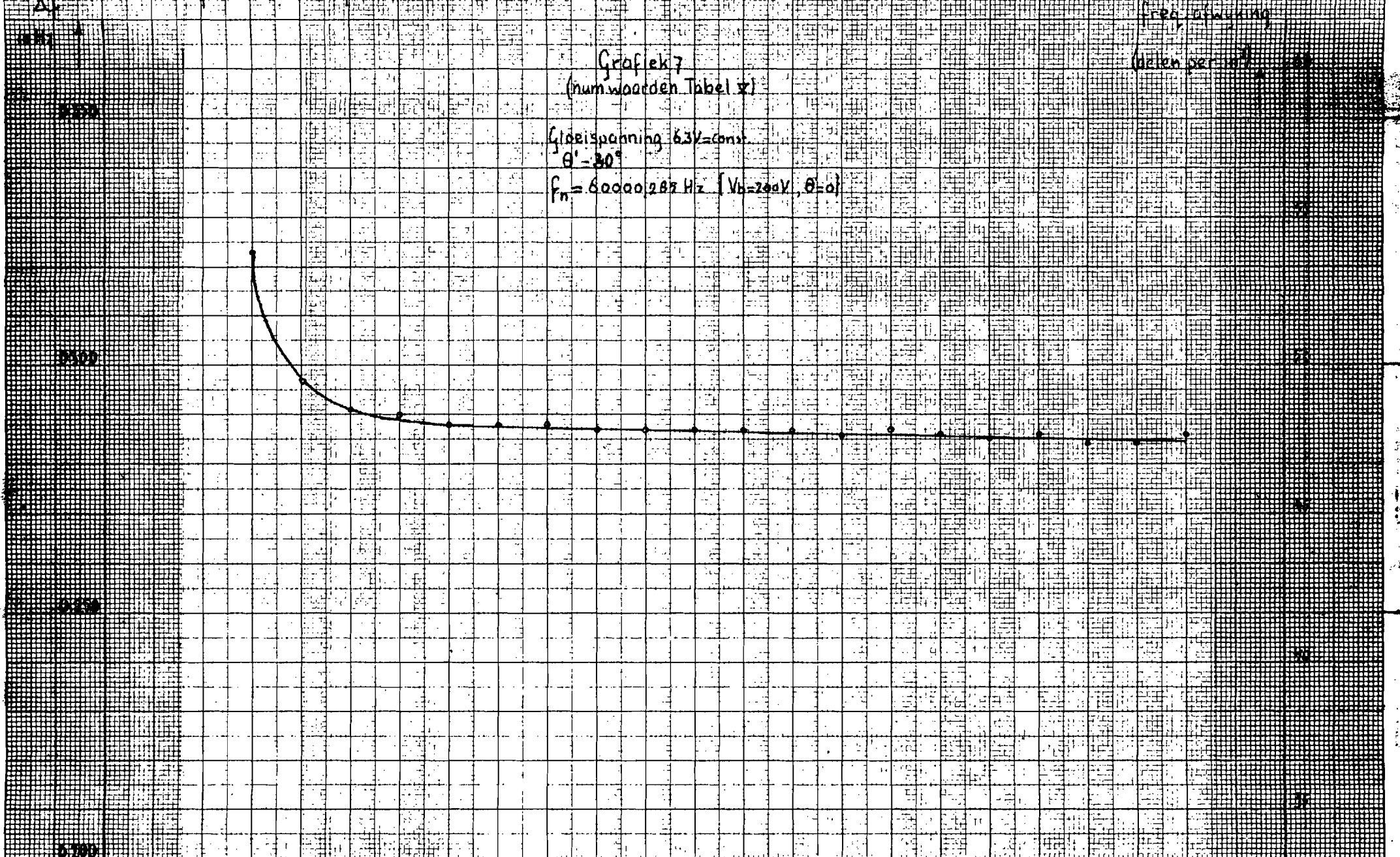
→ nov '64



Grafiek 7
(num. waarden Tabel 5)

Gloeispanning 6,3V = const.
 $\theta' = 80^\circ$
 $f_n = 60000,285 \text{ Hz}$ ($V_b = 240\text{V}$, $\theta = 0$)

freq. afwijking
(delen per 100)



50

100

150

200

250

→ Voedings spanning V_b
in Volt

$$f = 60000,000 + \Delta f \text{ Hz}$$

freq. afwijking

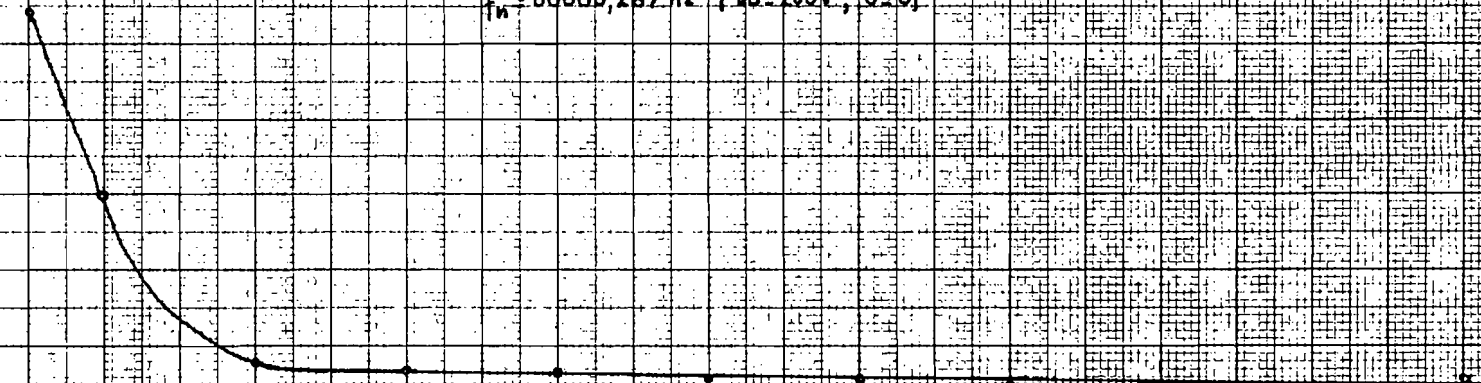
Grafiek 8
(num. waarden Tabel VI)

uren per 100

Gloeispanning 6,3V = const.

$\theta' = 45^\circ$

$f_n = 60000,282 \text{ Hz}$ ($V_b = 200V, \theta = 0$)



50

100

150

200

250

→ V_b in volt

$f = 60000.000 \text{ Hz}$

Gráfiek 9
(num. waarden Tabel VII)

Gleispanning 6.3V - const

$\theta' = -30^\circ$

$f_n = 60000.286 \text{ Hz}$ ($V_b = 200 \text{ V}$, $\theta = 0$)

Præg af vinkling

hælen paa 100

0.000

0.000

0.000

0.000

50

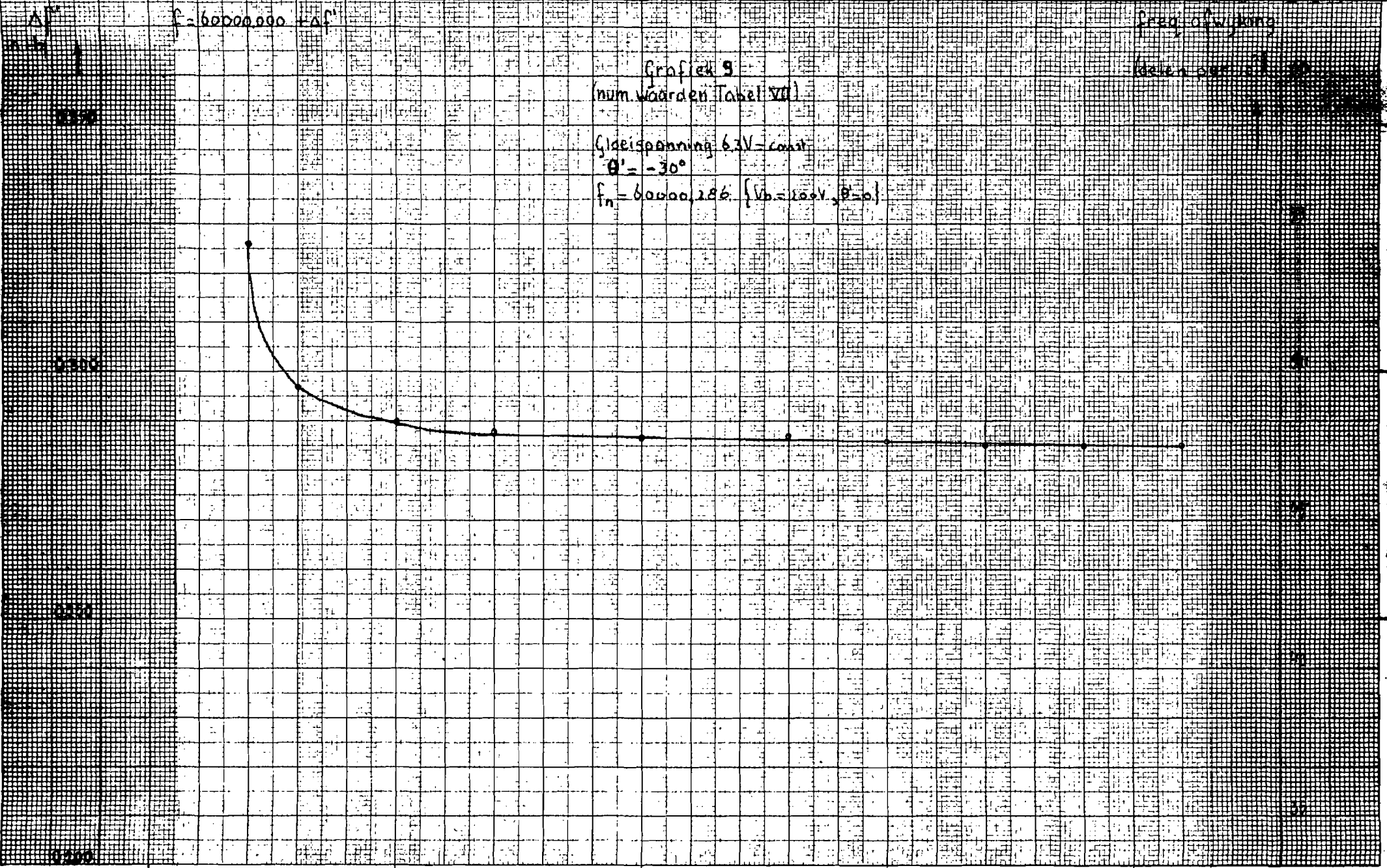
100

150

200

250

→ V_b in Volt



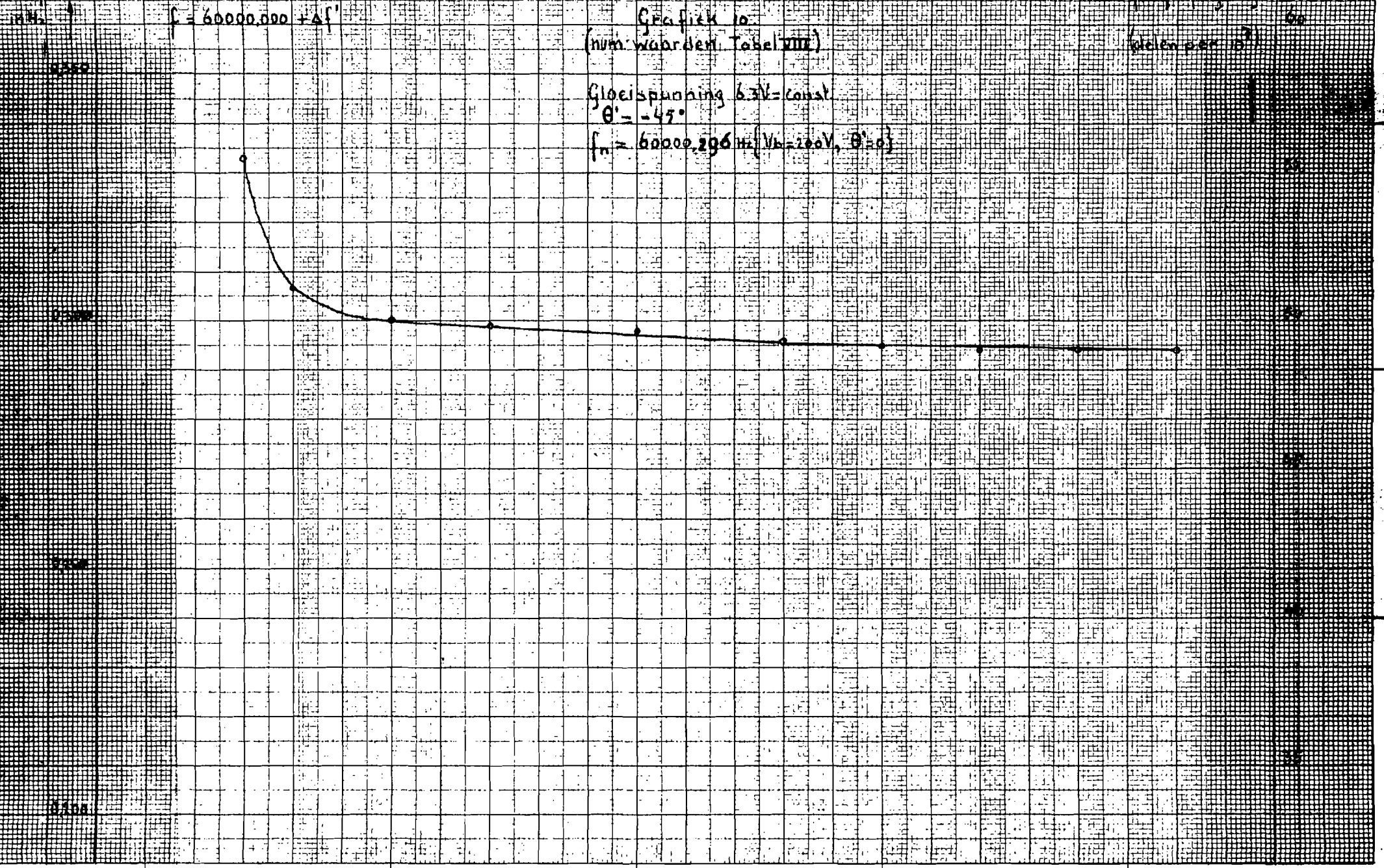
$f = 60000,000 + \Delta f'$

Grafiek 10
(num. waarden tabel VIII)

(delen per 10³)

Gloeispanning 6,3V = const.
 $\theta' = -45^\circ$

$f_n = 60000,296 \text{ Hz} (V_b = 200V, \theta' = 0)$



50

100

150

200

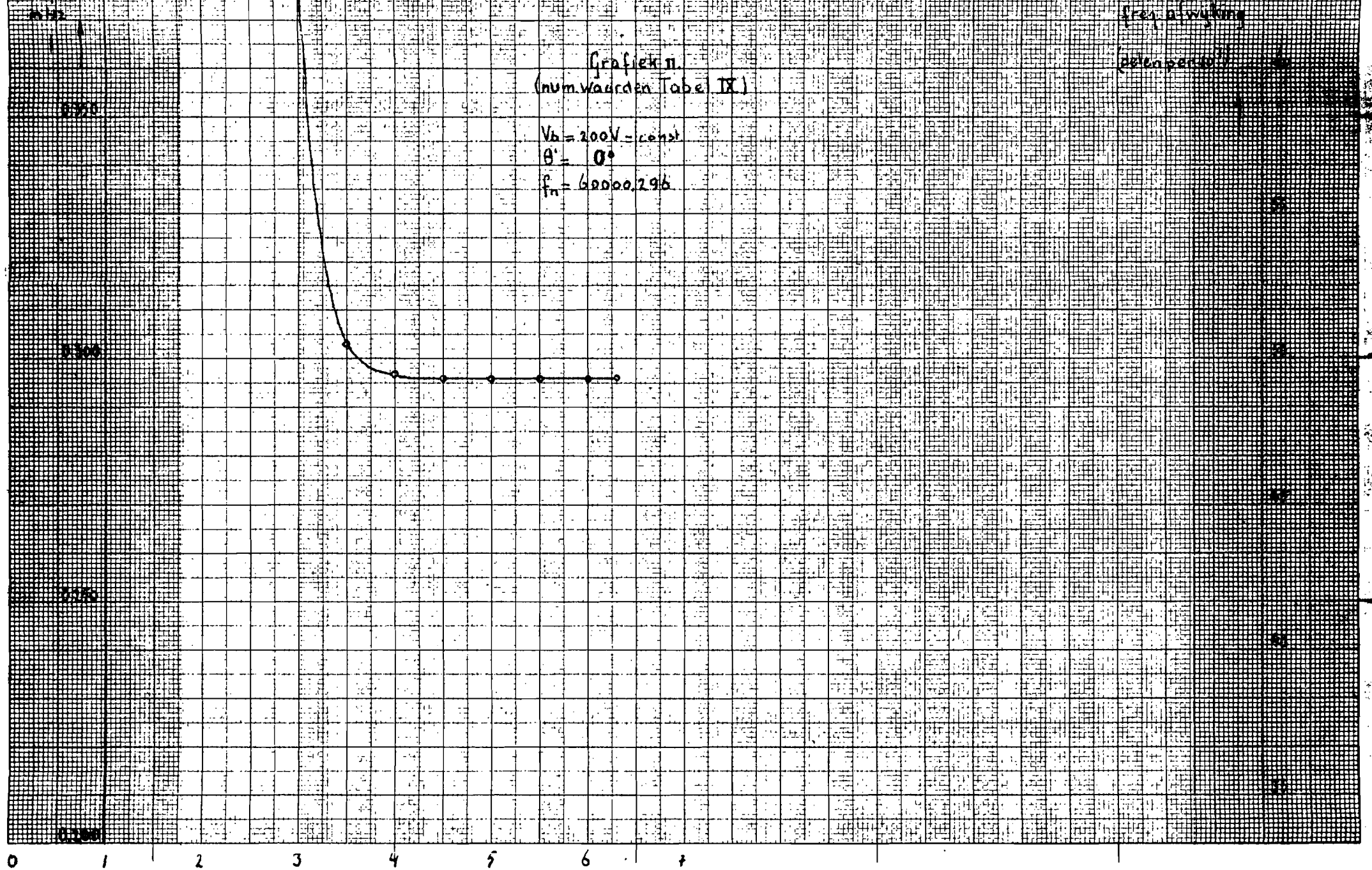
250

→ V_b in Volt

Grafiek II.
(num. waarden Tabel IX)

$V_b = 200V = \text{const}$
 $\theta' = 0^\circ$
 $f_n = 60000,296$

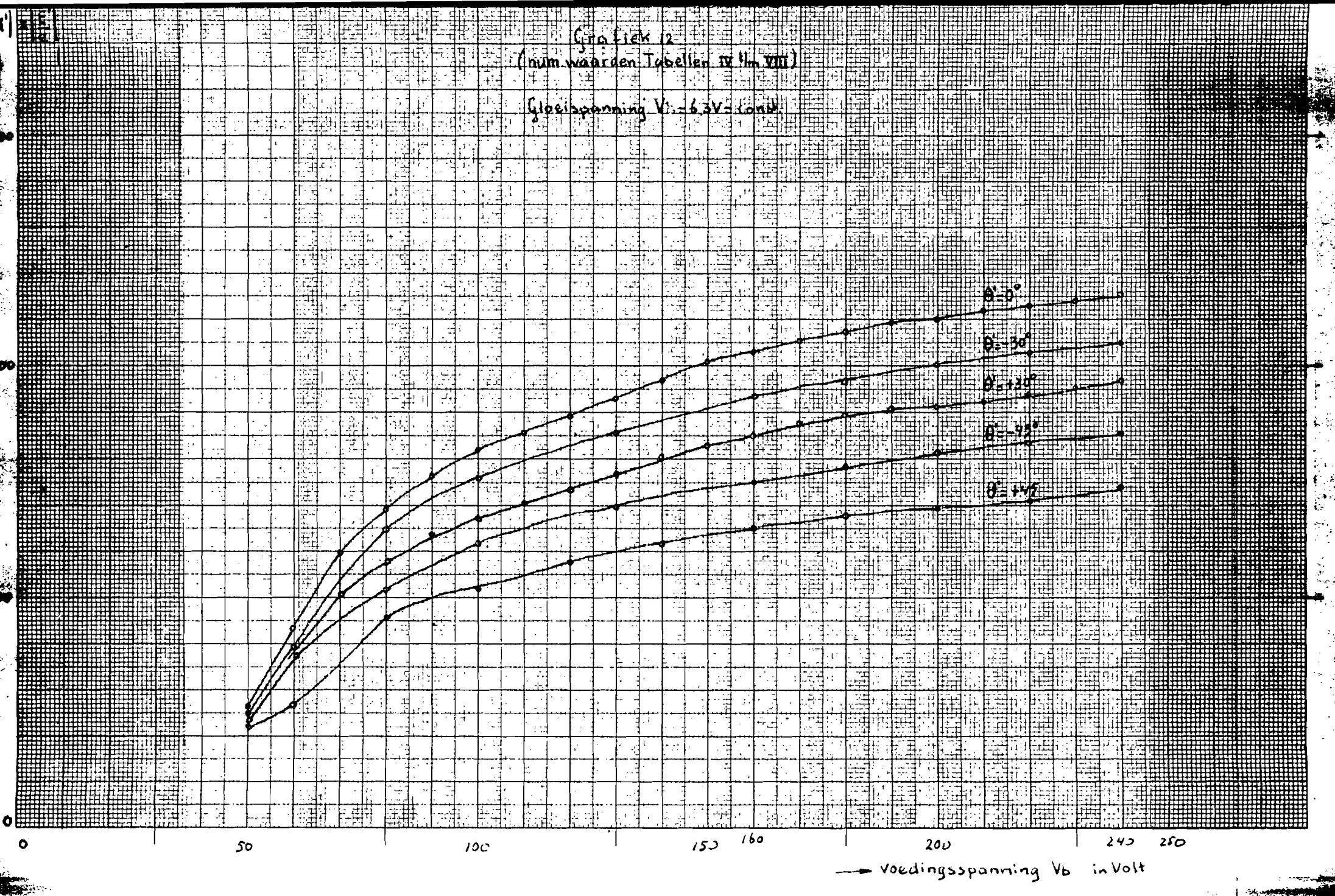
freq. afwijking
deelerpercentage



Gloeispanning in Volt

Grafiek 12
(num. waarden Tabellen IX en VIII)

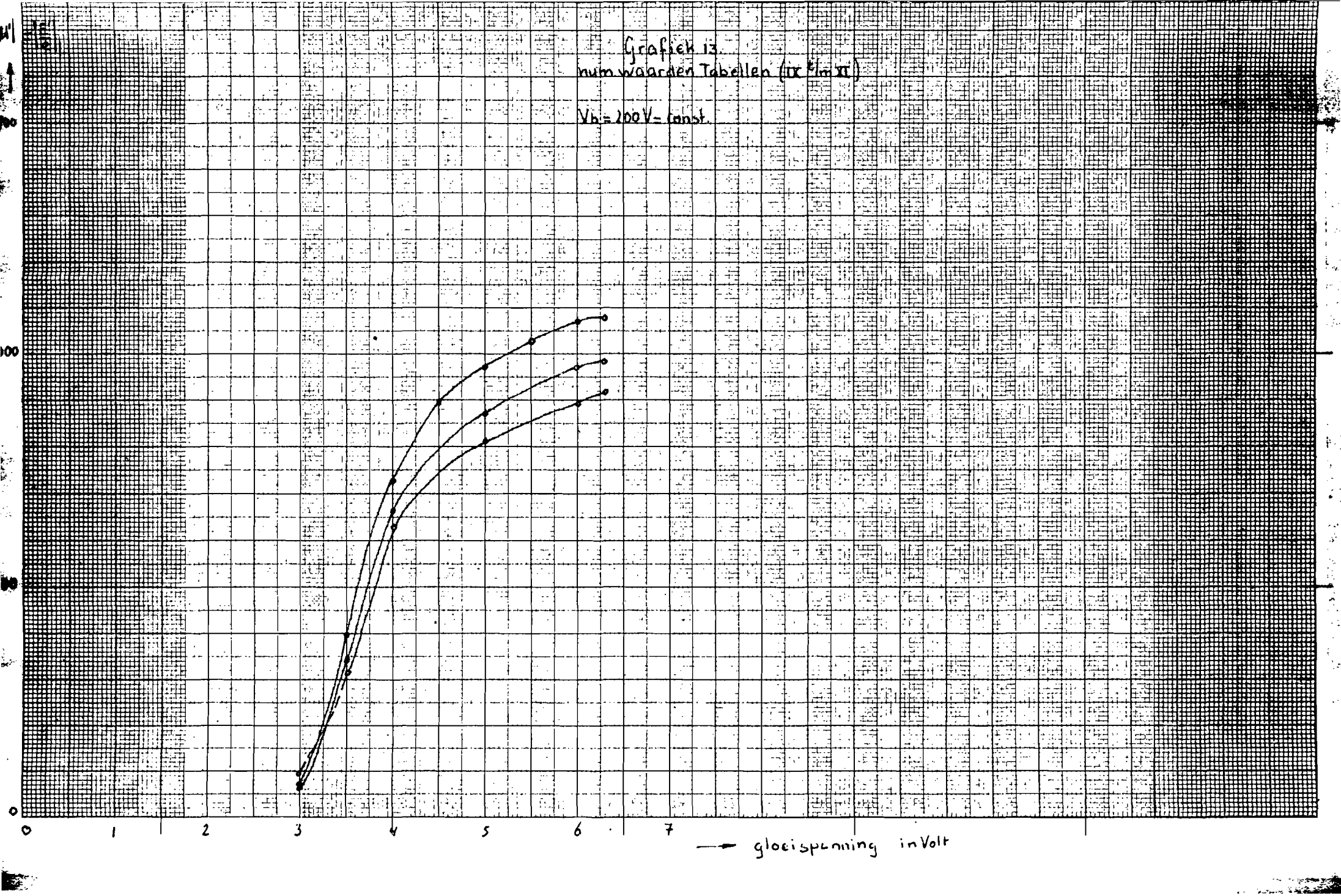
Gloeispanning $V_g = 6.3V$ (const.)



→ Voedingsspanning V_b in Volt

Grafiek 13
num waarden Tabellen (ix & ix)

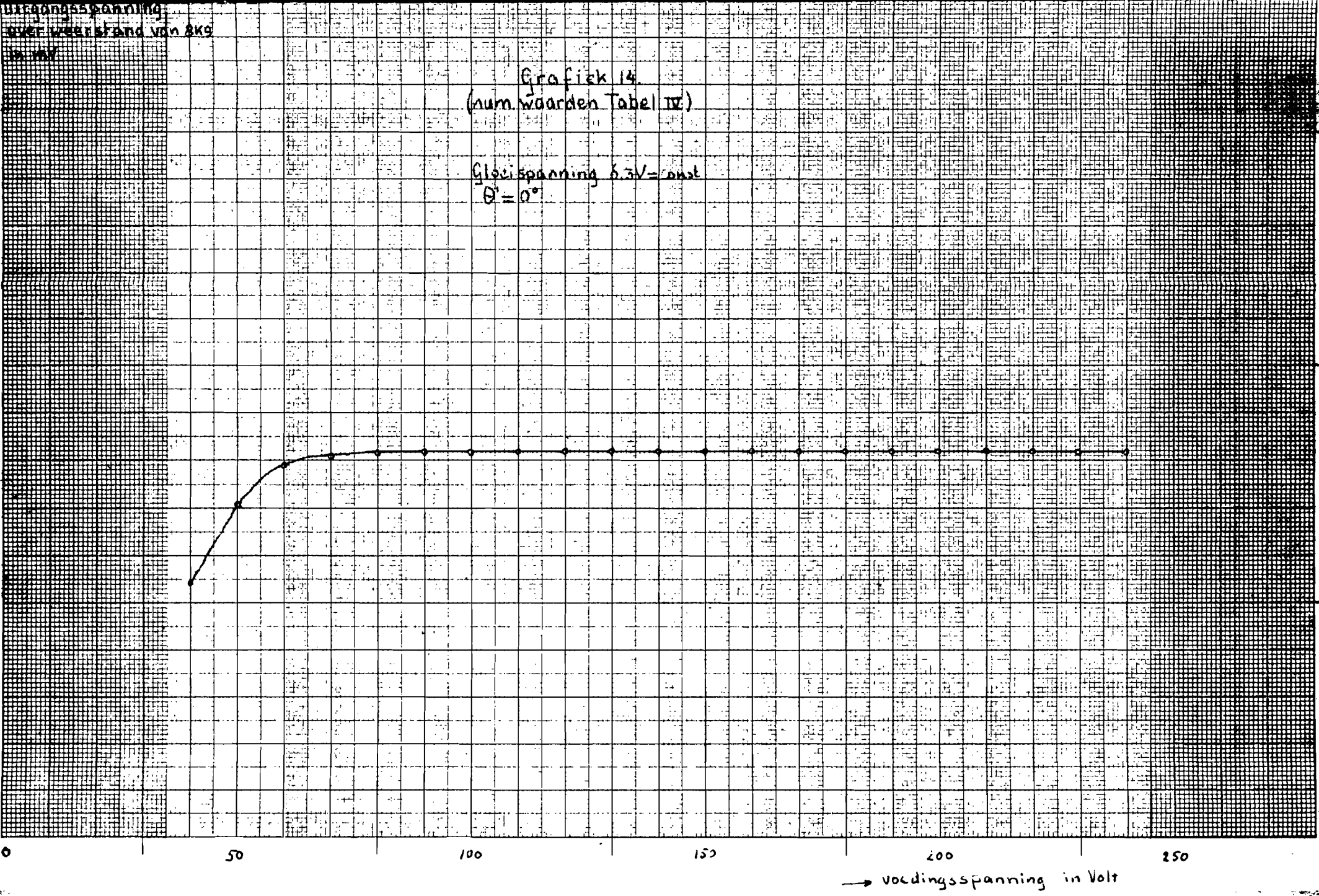
$V_b = 200V = \text{const}$



uitgangsspanning
over weerstand van 8k Ω
in mV

Grafiek 14
(num. waarden Tabel IV)

Gleichspannung 5.3V = const
 $\theta = 0^\circ$

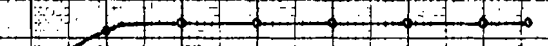


→ voedingsspanning in Volt

over weerstand van 9k Ω
in mV

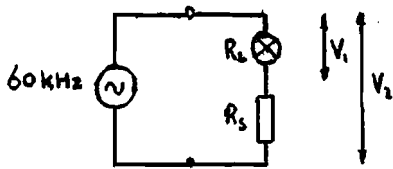
Grafiek 15
(num. waarden Tabel IX)

$V_b = 200V = \text{const}$
 $\theta = 0^\circ$



→ gloeispanning in Volt

TABEL I



$$R_L = \frac{V_1}{V_2 - V_1} \cdot R_s$$

merk lampjes: Philips

V _i in V	Nº1 220V 25W		Nº2 220V 10W		Nº3 220V 10W		Nº4 220V 6,5W		Nº5 220V 10W		Nº6 220V 15W		Nº7 220V		Nº8 6V 0,05A	
	R _s = 1000 Ω		R _s = 1000 Ω		R _s = 1000 Ω		R _s = 1000 Ω		R _s = 1000 Ω		R _s = 1000 Ω		R _s = 1000 Ω		R _s = 10 Ω	
	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω
0,01															0,0178	12,9
0,02															0,0253	13,0
0,03	0,200	176	0,096	455	0,094	470	0,072	715	0,096	455	0,122	326	0,087	526	0,0525	13,3
0,07	0,470	175	0,227	445	0,222	461	0,168	715	0,224	455	0,287	326	0,204	524	0,119	14,3
0,10	0,665	177	0,322	450	0,315	465	0,242	705	0,319	456	0,410	323	0,292	522	0,163	15,9
0,20	1,32	179	0,635	460	0,625	470	0,410	740	0,630	465	0,910	328	0,585	527	0,287	23
0,30	1,94	183	0,915	488	0,905	495	0,700	750	0,930	475	1,17	345	0,860	535	0,409	27
0,50	3,12	191	1,48	510	1,42	544	1,110	820	1,50	500	1,85	370	1,44	530	0,630	38
0,50	4,50	216	2,10	615	2,06	635	1,67	920	2,18	580	2,71	419	2,19	575	0,965	49
1,00	5,40	227	2,50	667	2,48	671	1,97	1030	2,58	633	3,35	425	2,68	595	1,19	52
1,50															1,72	66
2,0	8,60	303	4,70	800	4,40	835	3,70	1180	4,5	800	5,55	564	4,81	712		
3,0	11,5	353	6,20	938	6,15	953	5,10	1430	6,3	910	7,65	645	6,30	810		
5,0			9,20	1190	9,15	1200	7,80	1780	9,3	1170	11,0	834	9,90	1040		

V _i in V	Nº9 6V 40mA		Nº10 12V 0,1A 800Ω		Nº11 19V 0,097A 8097Ω		Nº12 DL67 V _e = 125V I _e = 13mA		Nº13 serie van 3 80970 (Nº11)		Nº14 110V 25W		Nº15 70V 10mA		Nº16 signaallampje 16V	
	R _s = 10 Ω		R _s = 10 Ω		R _s = 10 Ω		R _s = 10 Ω		R _s = 10 Ω		R _s = 100 Ω		R _s = 100 Ω		R _s = 10 Ω	
	V ₂ mV	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ mV	R _L Ω	V ₂ mV	R _L Ω	V ₂ V	R _L Ω	V ₂ mV	R _L Ω	V ₂ mV	R _L Ω
0,01							13,8	26,2								
0,02	31,8	17,0					27,5	26,4					34,8	135	70	4,0
0,03	47,1	17,5	0,052	13,6	0,045	20,0	41,5	26,1	34,8	62,5	0,082	55,9	51,3	140	106	3,9
0,05	77,0	18,5					63,5	27,0					85	142	174	4,0
0,07	106	19,5	0,123	13,2	0,106	19,5	94	29,1	910	63,5	0,194	56,2	121	138	232	4,3
0,10	147	21,2	0,171	14,1	0,147	21,2	133	30,4	117	53	0,271	59,2	170	145	302	4,9
0,20	265	30,8	0,314	17,6	0,284	23,8	250	39,6	231	64,5	0,550	57,1	340	143	495	6,8
0,50	379	38,1	0,450	20,0	0,415	26,1	362	48,2	243	62,5	0,910	59	502	149	635	9,0
0,40							472	55,5								
0,50	600	50,0	0,680	27,8	0,648	33,8	582	61,0	570	71	1,32	61	800	162		
0,70							798	71,5								
0,80	918	68,0	1,04	33,2	0,975	45,5	910	76	945	84	1,45	69	1222	190		
1,00	1138	72,5	1,26	38,4	1,20	50	1120	83	1110	90	1,14	71	1470	210		
1,25							1380	96,5								
1,50	1675	85,5	1,92	47,0	1,73	65			1630	115	1,69	85	2090	260		
2,00					2,27	74			2140	140	4,00	100				

TABEL II

Temp. T °C ($\Delta T = 0,1^\circ C$)	Lissajousfiguren	
	Quantal plaatjes P (t = 60sec)	$\Delta f'$ $= \frac{6 \cdot 10^4}{24 \cdot 10^6} \cdot \frac{P}{t}$ Hz
24,4	94	+ 0,022
26,9	110	+ 0,046
28,6	138	+ 0,057
30,2	120	+ 0,050
31,7	84	+ 0,035
32,8	41	+ 0,017
34,3	29	- 0,012
	Beckman freq. meter f in Hz	
38,3		59999,8 ⁵
41,7 ⁵		59999,6 ⁶
45,5		59999,4 ⁵
49,2		59999,1 ²

TABEL III

Datum	Stand teller S' (t = 1800sec)	$\Delta f' = \frac{S'}{10t}$ Hz
16-11-64	14.00 u = 4000	0,222
16-11-64	17.30 u = 3750	0,208
17-11-64	12.00 u = 3600	0,200
18-11-64	12.00 u = 3850	0,214
19-11-64	12.00 u = 4025	0,224
20-11-64	12.00 u = 4350	0,242
23-11-64	12.00 u = 5045	0,280
24-11-64	12.00 u = 5150	0,286
25-11-64	12.00 u = 5380	0,299
26-11-64	16.00 u = 5478	0,302
30-11-64	17.00 u = 6060	0,337

TABEL IV Gloeispanning 6,3V = const.

Voedings-spanning V _b in Volt	θ'	Stand teller S' (t = 300sec)	Ing. span-ning e mV	Uitg. span-ning E mV	$\Delta f'$ $= \frac{S'}{10t}$ $\pm 0,3\%$ $\pm 0,003$ Hz	$ M' = \frac{ E }{ e }$	Uitg. span-ning over Δx_g $\frac{ E }{0,63}$ mV
240	0	838	0,480	556	0,279	1162	818
230	0	837	0,485	558	0,279	1142	821
220	0	838	0,492	557	0,279	1131	820
210	0	839	0,498	558	0,280	1120	821
200	0	840	0,505	557	0,280	1105	820
190	0	841	0,508	557	0,280	1098	819
180	0	839	0,518	557	0,280	1076	820
170	0	840	0,529	557	0,280	1053	820
160	0	843	0,540	557	0,281	1032	820
150	0	845	0,553	558	0,282	1010	821
140	0	844	0,573	558	0,281	974	821
130	0	845	0,595	557	0,282	937	820
120	0	844	0,622	558	0,281	896	821
110	0	844	0,648	557	0,281	860	819
100	0	846	0,680	558	0,282	820	820
90	0	848	0,726	558	0,283	768	820
80	1	850	0,803	558	0,283	695	820
70	4	856	0,918	550	0,285	600	810
60	6 ⁵	872	1,22	540	0,291	483	795
50		957	1,84	483	0,319	263	711

TABEL VI ← Gloeispanning 6,3V=const. →

TABEL VII

V_b V	θ°	S' ($t=300$ sec)	I_{el} mV	$I_{E'}$ mV	$\Delta f'$ Hz	$I_{M'}$	θ°	S' ($t=300$ sec)	I_{el} mV	$I_{E'}$ mV	$\Delta f'$ Hz	$I_{M'}$
240	30	857	0,581	563	0,286	972	45	857	0,763	568	0,286	744
230	30	854	0,590	564	0,284	958						
220	30	854	0,600	564	0,284	942	45	855	0,790	567	0,285	717
210	30	858	0,610	564	0,286	928						
200	30	856	0,619	564	0,285	914	45	855	0,815	566	0,285	694
190	30	859	0,619	563	0,286	911						
180	30	861	0,630	563	0,287	895	45	855	0,830	567	0,285	584
170	30	859	0,641	563	0,286	878						
160	30	862	0,657	560	0,287	852	45	857	0,862	566	0,286	657
150	30	862	0,678	563	0,287	832						
140	30	861	0,700	564	0,287	807	45	859	0,912	566	0,286	620
130	30	861	0,732	565	0,287	773						
120	30	861	0,768	564	0,287	735	45	861	0,979	568	0,287	591
110	30	865	0,797	564	0,288	708						
100	30	863	0,836	564	0,288	675	45	861	1,08	568	0,287	526
90	29	864	0,880	564	0,288	642						
80	27	869	0,960	564	0,290	588	41	864	1,23	568	0,288	463
70	25	873	1,09	563	0,291	516						
60	15	892	1,38	550	0,297	398	23	929	1,72	525	0,310	273
50	8	968	1,97	497	0,323	253	19	1003	2,15	488	0,334	227

TABEL VIII

← Gloeispanning 6,5V=const →

TABEL IX

V_b V	θ°	S' ($t=300$ sec)	I_{el} mV	$I_{E'}$ mV	$\Delta f'$ Hz	$I_{M'}$	θ°	S' ($t=300$ sec)	I_{el} mV	$I_{E'}$ mV	$\Delta f'$ Hz	$I_{M'}$
240	-30	855	0,530	554	0,285	1045	-45	883	0,651	554	0,294	852
220	-30	856	0,542	557	0,285	1030	-45	883	0,665	554	0,294	834
200	-30	855	0,560	563	0,285	1005	-45	886	0,685	557	0,294	814
180	-30	859	0,569	552	0,286	970	-45	886	0,700	553	0,295	788
160	-30	860	0,596	557	0,287	936	-45	888	0,731	553	0,296	755
130	-30	862	0,650	557	0,287	858	-45	895	0,790	552	0,298	698
100	-28	865	0,732	557	0,288	762	-45	897	0,886	552	0,299	622
80	-26	869	0,850	552	0,290	644	-44	900	1,05	547	0,300	524
60	-23	892	1,36	537	0,297	395	-37	920	1,59	531	0,307	333
50	-20	977	1,87	479	0,326	256	-30	988	1,92	476	0,333	248

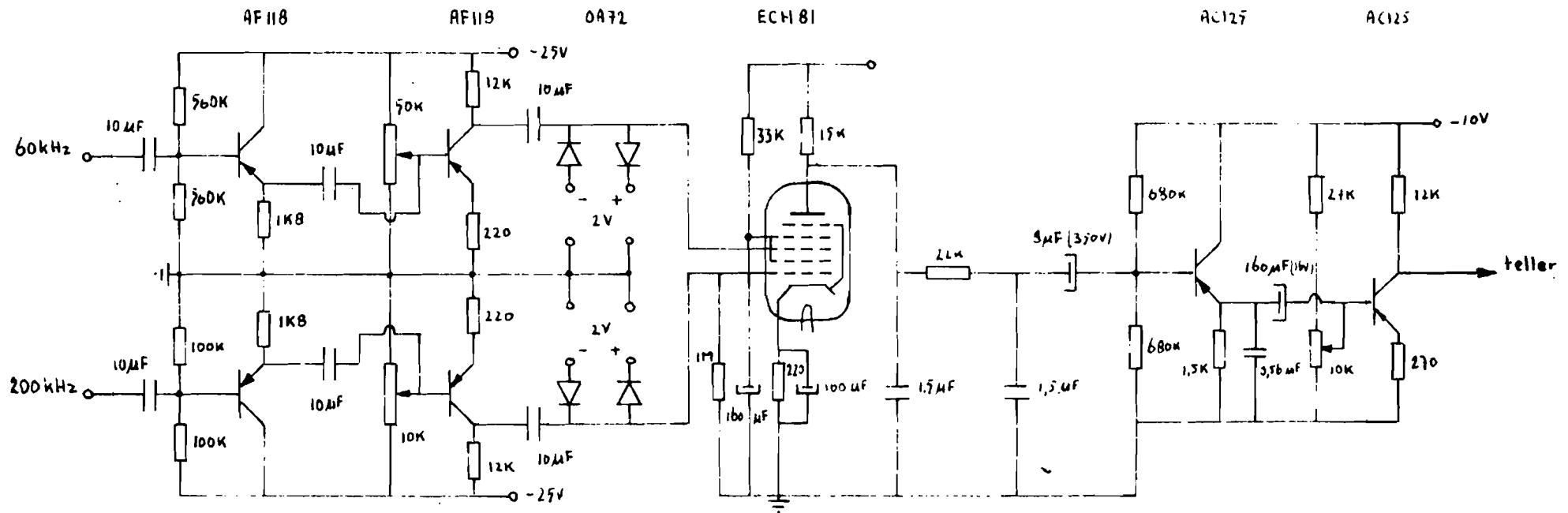
$V_b = 200V = \text{const.}$

TABEL IX

TABEL X

TABEL XI

Gloeispanning V	θ'	S' ($t=300$ sec)	$ e $ mV	$ E $ mV	$\Delta f'$ Hz	$ M $	Uitgang spanning 849 mV	θ'	S' ($t=300$ sec)	$ e $ mV	$ E $ mV	$\Delta f'$ Hz	$ M $	θ'	S' ($t=300$ sec)	$ e $ mV	$ E $ mV	$\Delta f'$ Hz	$ M $
6,5	0	887	0,517	558	0,296	1080	821	30	888	0,572	564	0,296	985	-30	888	0,608	556	0,296	916
6,0	0	887	0,519	558	0,296	1073	821	30	887	0,580	563	0,296	972	-30	888	0,618	552	0,296	892
5,5	0	888	0,540	557	0,296	1032	810												
5,0	0	888	0,574	557	0,296	972	814	30	887	0,638	558	0,296	875	-30	891	0,675	551	0,297	816
4,5	0	889	0,622	558	0,296	897	821												
4,0	0	891	0,762	557	0,297	731	819	30	892	0,835	558	0,297	668	-30	896	0,905	547	0,299	604
3,5	0	908	1,38	550	0,303	399	810	31	909	1,62	556	0,303	344	-31	923	1,69	531	0,308	314
3,0	1	1135	6,75	475	0,378	71	700	33	1095	8,05	517	0,365	64,3	-32	1087	4,83	463	0,362	95,7



figuur 4.2.