

Denne fil er downloadet fra
Danmarks Tekniske Kulturarv
www.tekniskkulturarv.dk

Danmarks Tekniske Kulturarv drives af DTU Bibliotek og indeholder scannede bøger og fotografier fra bibliotekets historiske samling.

Rettigheder

Du kan læse mere om, hvordan du må bruge filen, på
www.tekniskkulturarv.dk/about

Er du i tvivl om brug af værker, bøger, fotografier og tekster fra siden, er du velkommen til at sende en mail til *tekniskkulturarv@dtu.dk*

GENERATORER,
MOTORER OG TRANSFORMATORER
FOR
VEKSELSTRØM

FORELÆSNINGER HOLDT PAA DEN POLYTEKNISKE LÆREANSTALT

AF

PROFESSOR WILLIAM RUNG

621.513/114

stf.

I. Del

De synkroner Vekselströmsmaskiner

København 1912.

Ex. 2

TEKNISK BIBLIOTEK
PAA DEN POLYT. LÆREANSTALT.

Regler for Udlaan.

1. Ved Laanets Modtagelse kvitteres og nøjagtig Adresse opgives.
2. Forandret Adresse maa straks meddeles Biblioteket.
3. Ingen har Ret til at laane Bøger for længere Tid ad Gangen end 1 Maaned. Dog regnes Juli og August tilsammen for 1 Maaned.
4. Efter 1 Maanedes Forløb kan Laanet fornyes, saafremt Bogen forevises og ikke er søgt tillaans af andre.
5. Der kan ikke laanes mere end 4 Bind ad Gangen uden Tilladelse fra Direktøren for den polytekniske Lærestalt.
6. Laaneren er pligtig at godtgøre Biblioteket de Udgifter der voldes ved Vanrøgt eller Bortkastelse af Bøger samt ved Indkaldelse af Laan, som ikke rettidig ordnes. Mangler som findes ved Modtagelsen kan noteres paa Kvitteringen.
7. Uden Hensyn til Tiden for Kvitteringens Underskrift skal Bøgerne skraks afleveres, naar de hjemkaldes paa Grund af Revision eller deslige.
8. Disse Regler gælde ogsaa for Udlaan af Tegninger.

DANMARKS
TEKNISKE BIBLIOTEK

TB Gl. St.f

621.313 Rum

1912 Bd.1

Ex.2



GENERATORER, MOTORER OG TRANSFORMATORER FOR VEKSELSTRØM

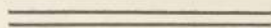
FORELÆSNINGER HOLDT PAA DEN POLYTEKNISKE LÆREANSTALT

AF

PROFESSOR WILLIAM RUNG

I. DEL

DE SYNKRONE VEKSELSTRØMSMASKINER



ZINKTRYKT HOS TUTEIN & KOCH
KJØBENHAVN · OKTOBER 1912

GENERAL
MOTOR OF TRANSFORMATION

VEKSELSYSTEM

FOR ELECTRIC POWER AT THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

WILLIAM B. BROWN

1911

OF THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA

PRINTED BY THE UNIVERSITY OF CALIFORNIA PRESS
BERKELEY, CALIF. - OCTOBER 1911

Indholdsfortegnelse.

Kapitel 1.		
Indledning.		Side
§ 1	Felt og elektromotorisk Kraft	1
§ 2	Vektordiagrammer	8
§ 3	Flerfasede Strømme	12
Kapitel 2.		
Vekselstrømsviklinger.		
§ 1	De forskellige Viklingsarter	20
§ 2	Spoleviklinger	21
§ 3	Omløbende Viklinger	30
§ 4	Jævnstrømsviklinger	35
§ 5	Opskaarne Jævnstrømsviklinger	42
§ 6	Forandrede Jævnstrømsviklinger	46
§ 7	Kortslutningsviklinger	49
§ 8	Viklinger for store Strømstyrker	51
Kapitel 3.		
Den i en Vikling inducerede elektromotoriske Kraft.		
§ 1	Beregning af den elektromotoriske Kraft	52
§ 2	Beregning af Viklingsfaktoren	55
§ 3	Beregning af Formfaktoren	60
§ 4	Kurven for den elektromotoriske Kraft og dens Opløsning	63
§ 5	Højere Harmoniske i det trefasede System	70
Kapitel 4.		
Den af en Vikling fremkaldte magnetomotoriske Kraft.		
§ 1	Grafisk Fremstilling af magnetomotoriske Kræfter	73
§ 2	Den magnetomotoriske Kraft af en flerfaset Vikling	77
§ 3	Den magnetomotoriske Kraft af en enfaset Vikling	87
§ 4	De magnetomotoriske Kræfter i den ideelle Vekselstrømsmaskine	91
§ 5	Det af en Vikling frembragte Spredningsfelt	97
§ 6	Det fuldstændige Diagram for den ideelle Vekselstrømsmaskine	100
Kapitel 5.		
De synkrone Maskiners Teori.		
§ 1	Feltkurven ved Tomgang	105
§ 2	Beregning af Tomgangskaraktisten	113
§ 3	Nøjagtigere Bestemmelse af Feltkurven	128
§ 4	Det indre Spændingsfald i Ankeret	133
§ 5	Bestemmelse af Ampèrevindingstallet ved Belastning af en Maskine uden fremstaaende Poler	137
§ 6	Bestemmelse af Ampèrevindingstallet ved Belastning af en Maskine med fremstaaende Poler	147
§ 7	Beregning af Kortslutningsstrømmen	165
§ 8	Den synkrone Motors Drejningsmoment	168
§ 9	Den synkrone Motors Cirkeldiagrammer	172
§ 10	Reaktionsmaskinen	184
§ 11	Den enfasede Maskine	186
Kapitel 6.		
De synkrone Maskiners Berening.		
§ 1	Dimensioneringsformlen	191
§ 2	Bestemmelse af Ankerdimensionerne	193
§ 3	Bestemmelse af Ankerviklingen	197
§ 4	Dimensionering af Luftmellemrum og Polsko	201
§ 5	Dimensionering af Poler og Polhjul	203
§ 6	Beregning af AY_b ved Belastning	205
§ 7	Dimensionering af Magnetbeviklingen	207

Individuals

1840

1841

1842

1843

1844

1845

1846

1847

1848

1849

1850

1851

1852

1853

1854

1855

1856

1857

1858

1859

1860

1861

1862

1863

1864

1865

1866

1867

1868

1869

1870

1871

1872

1873

1874

1875

1876

1877

1878

1879

1880

1881

1882

1883

1884

1885

1886

1887

1888

1889

1890

Kapitel 1.

1.

Indledning

§ 1. Felt og elektromotorisk Kraft.

En Veksleströmsmaskine består af Auker og Polhjulet. Auker er som Regel i de moderne Veksleströmsmaskiner stilleskæbende og består af en cylindrisk Jæmring af rektangulært Tværsnit, langs hvis indre Periferi Viklingen er anbragt; Polhjulet roterer i Aukerets Hulrum og er paa den ydre Omkreds forsynet med et Antal radieert rækkede Magnetpoler, hvis Endeblade inden Rotationen passerer forbi Aukerwiklingens Ledere, saaledes at disse overskjaars af de fra Magnet = polerne udgaende Kraftlinier. En alle de paa Polhjulet befestede Magnetpoler af samme Navn, kaldes Maskinen enspol; findes der derimod afvekslende Nord og Syd = poler, kaldes Maskinen vekselpol. Almindeligvis udføres nu til Dags kun vekselpolde Maskiner.

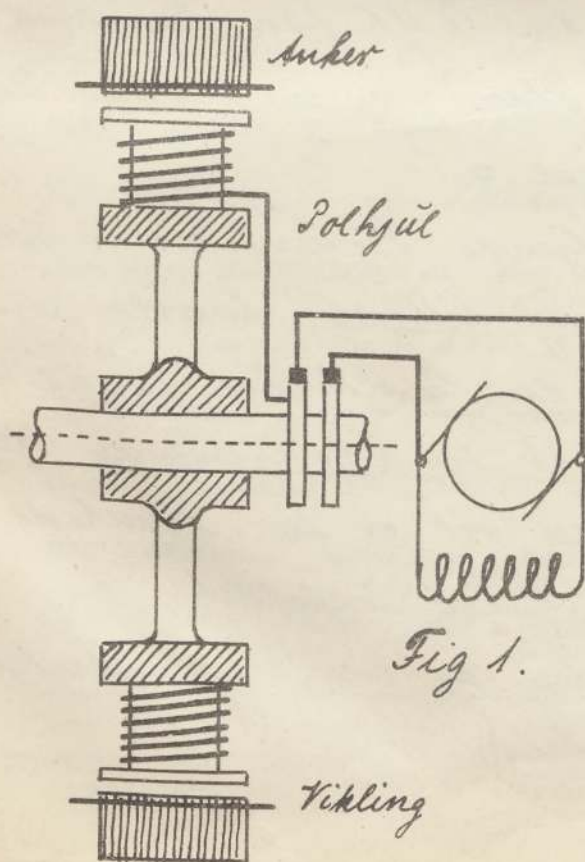


Fig 1.

Magnetpolerne magnetiseres ved Jævnström, som føres til de paa Magnetpolerne viktede Spoler gennem to paa Akse anbragte saakaldte Kontakt = ringe, saaledes som skematisk vist paa Fig 1. Jævnstrømmen til Magnetisering = en lages fra en særlig Jævn = strömskilde, saasom et Akkumulatorbatteri eller en Shunt = maskine; denne sidstnævnte kaldes Magnetiseringsmaskinen.

I det følgende vil vi betragte en Vekselstrømsmaskine af den vekselpolede Type og indvendig roterende Magnet hjul, saaledes som skitseret i Fig 1.

Tænker vi os, at der paa Aukerent er anbragt en enkelt Leder, saa vil der i denne opstaa en periodisk vekslende elektromotorisk Kraft, naar Polhjulet roterer med konstant Hastighed. Retningen af denne $\mathcal{E}.M.K.$ kan i hvert Øjeblik findes ved Faradays Regel, som lyder saaledes: Han banker sig højre Haand anbragt saaledes, at Kraftlinierne strømmer ind mod den indre Haandflade, og Tommelfingeren peger i Lederens Bevægelsesretning; Retningen af den i Lederen inducerede elektromotoriske Kraft angives da af Pegefingerens Retning.

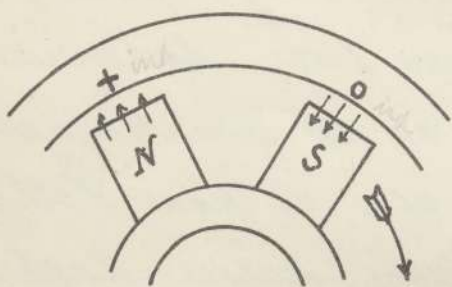


Fig 2

Anvender vi denne Regel paa hosstaaende Fig 2, vil det ses at Retningen for den $\mathcal{E}.M.K.$ i en Leder, som befinder sig under en Nordpol, vil være ind imod Papirets Plan, idet Polhjulets Bevægelsesretning tilhøjre svarer til Aukerens (eller Lederens) Bevægelse tilvenstre. En Leder, hvori der induceres en $\mathcal{E}.M.K.$ af denne Retning, vil vi i det følgende betegne med +. Under en Sydpol vil den $\mathcal{E}.M.K.$ paa den modsatte Retning (ud fra Papirets Plan), og en saadan Leder vil vi i det følgende betegne med o.

I alle følgende Figurer vil vi forudsætte Polhjulets Bevægelsesretning tilhøjre, hvorved der fremkommer den Regel: at den $\mathcal{E}.M.K.$ har indadgaende Retning ved en Nordpol og udadgaende Retning ved en Sydpol. Ligeledes vil vi for Nemheds Skyld tænke os Polhjul og Auker udfoldet, og Polhjulet med retlinet Bevægelse og med en Hastighed, som er lig med Periferihastigheden.

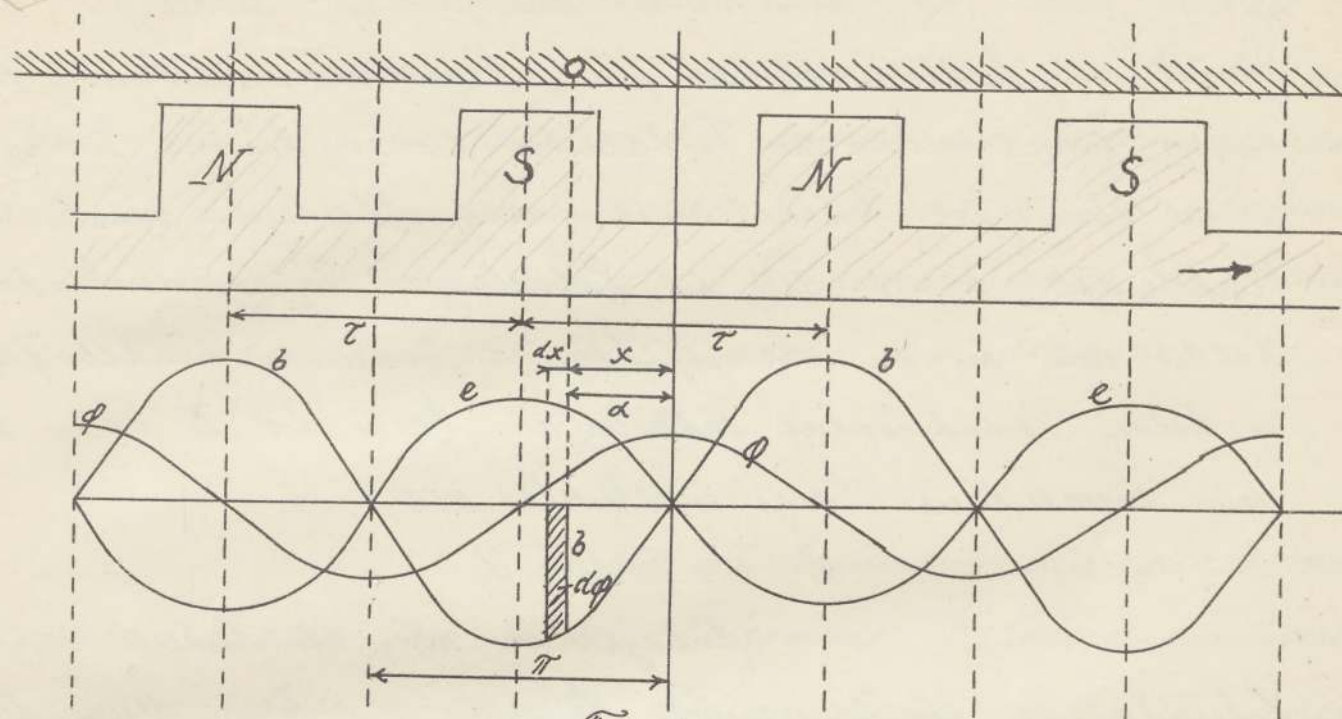


Fig 3.

Skitsen af det magnetiske Felt langs med Omkredsen kan angives ved Hjælp af Feltkurven 3, hvis Ordinater angiver Værdien af den i ethvert Punkt herskende magnetiske Induktion. Denne Feltkurve afhænger indelukkende af Magnetpolernes Form; Induktionen har sin maksimale Værdi inden Polens Midte og en Nul i det neutrale Løse; vi vedtager en Gang for alle, at nordmagnetiske Induktionslinier afsættes med positiv og at syd magnetiske Induktionslinier afsættes med negativ Retning. Da Feltkurven er fast bundet til Polhjulet, kan vi tænke os, at den bevæger sig tilhøje sammen med dette og med samme Hastighed, eller bedre omvendt, at Polhjulet og Feltkurven staar stille, medens Aukoret tænkes at bevæge sig med Polhjulets Hastighed tilvendske. Den Induktion, som i et vist givet Øjeblik hersker i et Punkt af Aukorets Periferi, findes nu let ved gennem Punktet at fælde Ordinaten til Feltkurven, og da der mellem Aukoret og Feltkurven finder en vis relativ Bevægelse Sted, vil Induktionen i et givet Punkt af Aukuperiferien uafbrudt veksle sin Skynke og sin Retning.

Vi vil nu antage, at Feltkurven er en Sinskurve, hvilket ved de fleste Vekselsstrømsmaskiner end nogen Tilnærmelse er Tilfældet; for at kunne udtrykke denne Sinskurve matematisk, maa Abcisserne maales i Vinkelmaal, d. at den til Faldelingen T svarer Vinklen π . Kaldes den til en vis Afstand x svarende Vinkel for α , og kaldes Induktionens maksimale Værdi for B , saa kan den momentane Værdi udtrykkes ved

$$b = \div B \sin \alpha$$

Antager vi nu, at Ankret er t Sekunder om at gennemløbe Vinklen $\div \alpha$, kan denne udtrykkes ved Produktet af Vinkelhastigheden ω og Tiden t .

$$\alpha = \omega \cdot t \quad \text{og} \quad b = \div B \sin \omega t$$

Kaldes vi den Tid, som Ankret er om at tilbagelægge Strækningen $2T$ eller Vinklen 2π for T , haves:

$$\omega = \frac{2\pi}{T} \quad \text{og} \quad \text{Periferihastigheden}$$

$$v = \frac{2T}{T}$$

Tiden T er her den Tid, der forløber mellem to paa hinanden følgende ligestore Værdier af Induktionen; et vist Punkt af Ankret, og denne kaldes for Periodetiden. I Løbet af Tiden T har Induktionen gennemløbet én Periode, saaledes at Antallet af Perioder pr. Secund bliver:

$$n = \frac{1}{T}$$

Man har da for Vinkelhastigheden:

$$\omega = 2\pi n \quad \text{og for Periferihastigheden}$$

$$v = 2T n$$

Den momentane Værdi af Induktionen er da:

$$b = \div B \sin \omega t = \div B \sin 2\pi n t,$$

hvor ω er den Vinkelhastighed, hvormed Polhjuliet resp. Ankret bevæger sig.

Har Maskinen ialt 2π Poler, vilkage =
 lægges under 1 Omdrejning af Polhjulet ialt en Vinkel paa
 $2\pi p^\circ$; da der er Vinklen 2π svarer 1 Periode, gennem-
 løbes under 1 Omdrejning ialt p Perioder. For Maskinen
 n Omdrejninger i Minutet eller $\frac{n}{60}$ Omdrejninger pr. Secund,
 bliver altsaa Antallet af Perioder pr. Secund:

$$\sim = \frac{p \cdot n}{60}$$

Vi vil nu bestemme den elektro-
 motoriske Kraft, som under Polhjulets Rotation induceres
 i en paa Subst. antbragt Leder. Denne E.M.K. er bestemt
 ved den Hastighed, hvormed Lederen overskæres af Kraft-
 linier; antager vi, at der i Tiden dt af Lederen ialt
 overskæres $d\phi$ Kraftlinier, er den i Lederen inducerede
 momentane E.M.K. bestemt ved:

$$e = - \frac{d\phi}{dt}$$

Tænk vi os i Fig 3 Lederen for-
 skåret Stykket dx tilvænstre, saa er det overskaarne
 Antal Kraftlinier bestemt ved det indenfor Strækningen
 dx liggende Areal af Feltkurven multipliceret med
 den Længde l af Lederen, som ligger indenfor Feltets
 Omraade (vinkelret paa Papirets Plan). Man har da:

$$d\phi = dx \cdot b \cdot l, \text{ hvoraf}$$

$$e = - b \cdot l \cdot \frac{dx}{dt}$$

Her betyder $\frac{dx}{dt}$ Polhjulets Periferihastighed v , som
 antages at være konstant. Man har da:

$$e = - b \cdot l \cdot v \text{ c.g.s. eller}$$

$$e = - b \cdot l \cdot v \cdot 10^{-8} \text{ Volt}$$

Da baade l og v er konstante
 størrelser, bliver e saaledes proportional med b og
 varierer altsaa efter samme Lov som denne.

Ved Indsættning af den hidtilgaae fundne
Værdi for b findes nu

$$e = -B \cdot l \cdot v \sin \omega t$$

Det ses, at den $\mathcal{E} \cdot \mathcal{M} \cdot \mathcal{K}$ ogsaa vil
variere efter en Sinuskurve; dens maksimale Værdi findes
ved at sætte $\sin \omega t = 1$, altsaa

$$E = B \cdot l \cdot v$$

E er altsaa proportional med B
men modsat rettet af denne; de to Sinuskurvers ind-
byrdes Skilling er dermed givet, og Kurven for e kan
nu indtegnes paa Fig 3. Udtrykket for e kan ogsaa
skrives:

$$e = \pm B \cdot l \cdot v \sin (\omega t + 180^\circ),$$

hvoraf fremgaar, at de to Kurver paa Abscisseaksen
er forskudte 180° for hinanden; i Elektrotekniken ind-
trykker man dette ved at sige, at Faseforskydningen
er 180° .

af ovenstaaende Udvikling fremgaar
det altsaa, at Indvirkningen b af den elektromotoriske
Kraft er proportional af indbyrdes modsat rettede. Be-
ligheden af Kurven for e afhænger indelukkende af
af Beligheden for Kurven for b , og e Kurven kan
man saaledes ogsaa tænke sig roterende rundt sammen
med Polhjulet og med dets Hastighed; den elektro-
motoriske Kraft i et givet Øjeblik i et givet Punkt af
Ankeret kan altsaa bestemmes ved fra Punktet at ned-
fælde Ordinaten til e Kurven i den til det givne Tids-
punkt svarende Skilling. Konstruktionen udføres bedst,
saaledes som ogsaa gjort i Fig 3, ved at man tænker
sig Ankeret roterende i Stedet for Polhjulet, idet
deres Kurverne bliver stillestående.

Det er ofte af Fordeel at finde
det samlede Anker Kraftmoment $\mathcal{Q}$ (regnet med Forlegn),
som en Ankerleder i et givet Øjeblik har overskåret.

For at bestemme dette Antal, tænker vi os i Fig 3 $Le =$ deren eller forskudt Skykket dx tilværende, og har da:

$$d\phi = b \cdot l \cdot dx, \text{ hvor } b = -B \sin \omega t$$

$$d\phi = -B \cdot l \cdot \sin \omega t \cdot dx$$

af Fig 3 ses, at

$$\frac{x}{l} = \frac{\alpha}{\pi}; \quad \alpha = \omega t \text{ altsaa}$$

$$\frac{x}{l} = \frac{\omega t}{\pi} \text{ eller } dx = \frac{l}{\pi} d(\omega t)$$

Ved Indsætning faas:

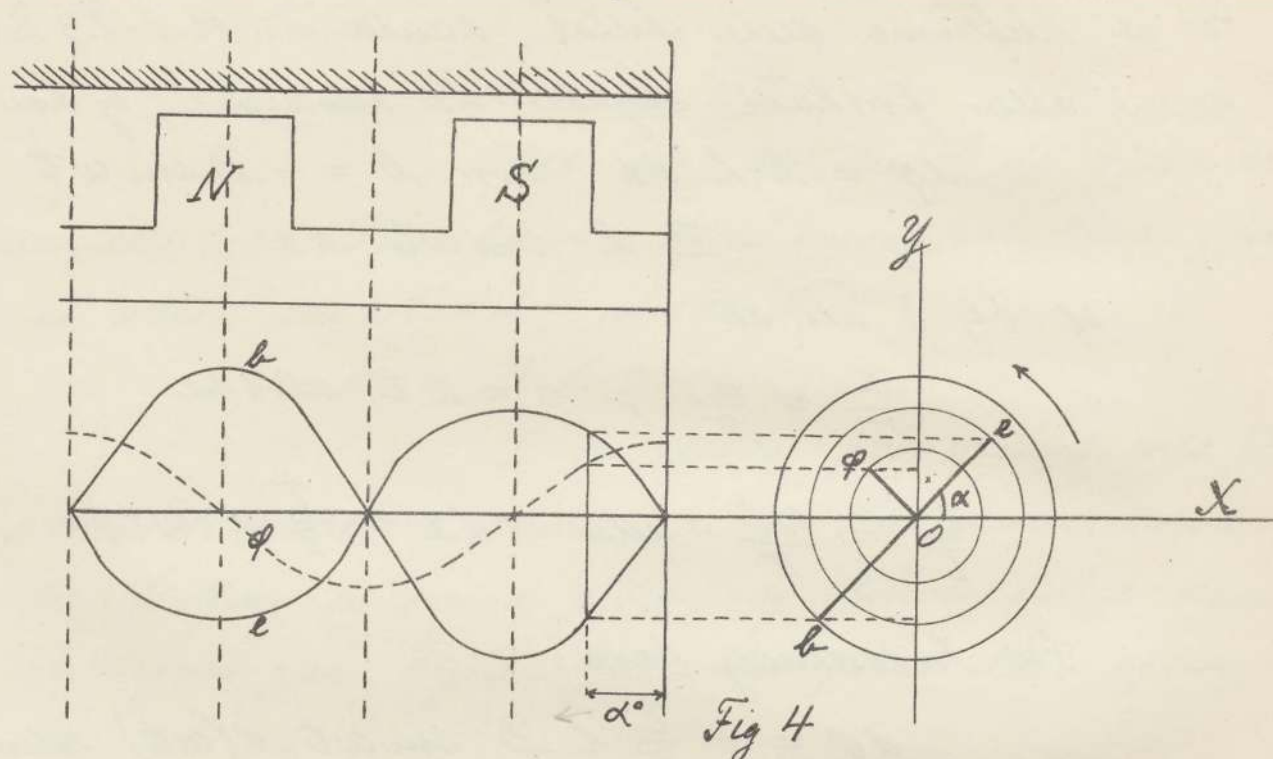
$$d\phi = -\frac{l}{\pi} \cdot B \cdot \sin \omega t \cdot d(\omega t) \text{ eller}$$

$$\phi = -\frac{l}{\pi} \cdot B \int \sin \omega t \, d(\omega t), \text{ hvorfra}$$

$$\phi = \frac{l}{\pi} \cdot B \cos \omega t$$

Værdien af det i hvert Øjeblik overskaaene samlede Antal Kraftlinier varierer altsaa efter en Kosinusfunktion. For at finde Placeringen af denne Kosinuskurve sætter vi: $b = 0$, da er $\omega t = 0$, hvilket svarer $\phi = \frac{l}{\pi} B = \phi_{\max}$; endvidere sætter vi $b = -B$, da er $\omega t = \frac{\pi}{2}$, hvilket svarer $\phi = 0$. Kurven kan nu indtegnes paa Fig 3, og det ses, at ϕ Kurven i Forhold til Rotationsretningen ligger 90° bagud for Feltkurven og 90° forud for Kurven for den elektromotoriske Kraft. Omvendt ses, at den elektromotoriske Kraft ligger 90° bagud for den magnetiske Kraftlinier.

§ 2. Vektordiagrammer



§ Lædet for at tegne de ret om-
 stændelige Sinuskurver kan man væsentlig simplere anvende
 roterende Vektorer, hvis Længde er lig med Sinuskurvens
 Amplitude. Tænktes en saadan Vektor at rotere omkring
 Begyndelsepunktet i et retvinklet Koordinatsystem, vil
 Vektorens Projektion paa Y-aksen for enhver Stilling være
 lig med Vektorens Længde multipliceret med Sinus til
 den Vinkel, som Vektoren danner med X-aksen. Har
 Vektoren roteret en Gang rundt, har dens Projektion
 paa Y-aksen gennemløbet alle Værdier for Ordinaterne
 i den tilsvarende Sinuskurve. I Omdrejning af Vektoren
 svarer altsaa til Vinklen 2π eller til en Periode. Vek-
 torens Omdrejningshastighed skal være lig med Sinekrets
 Hastighed, for at Abscisserne i Sinuskurven skal kom-
 me til at svare til de af Vektoren beskrevne Vinkler.
 Vektorens Vinkelhastighed maa altsaa være $\omega = 2\pi n t$,
 og den beskrevne Vinkel $\alpha = \omega t$. Afsluttede vi nu i et
 Koordinatsystem de til de tre fundne Kurver for b,
 e og ϕ svarende Vektorer, og gør vi disse Længder
 lig med de tilhørende Sinuskurvets Maksimalværdi,
 finder vi som Udbytte for Vektorernes Projektion
 paa Y-aksen følgende:

$$e = E \sin \alpha, \quad b = B \sin (\alpha + 180) = -B \sin \alpha \quad \text{og}$$

$$\phi = \phi \sin (\alpha + 90) = \phi \cos \alpha$$

$$\text{eller } e = E \sin \omega t, \quad b = -B \sin \omega t \quad \text{og} \quad \phi = \phi \cos \omega t$$

Det ses, at disse Udtryk for Vek-
selsens Projektion er nøjagtig de samme som de tidligere
fundne Ligninger for Sinuskurverne.

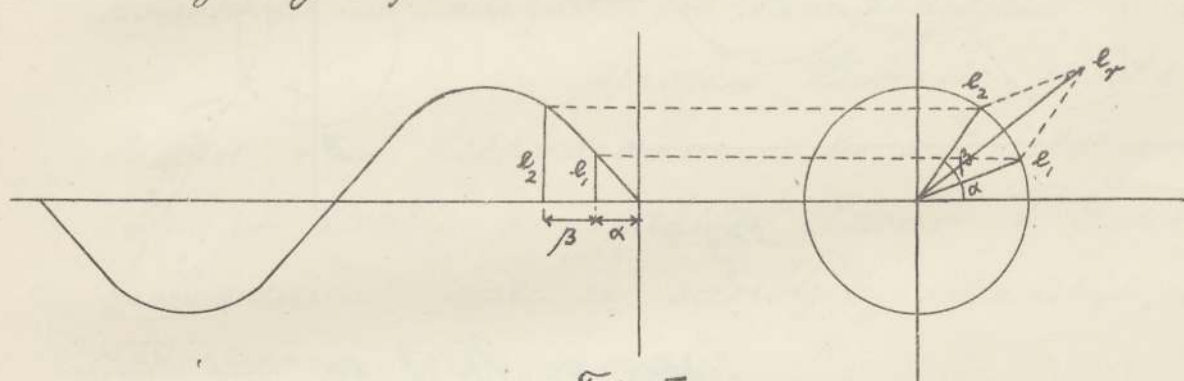


Fig 5

Denne Fremgangsmaade er
overordentlig bekvem til Addition og Subtraktion af Sinus-
værdier. En f. Eks. Kurven for den E.M.K. i en Vekselsstrøms-
maskine givet ved den i Fig 5 fremskillede Sinuskurve og
haves paa Akeret to skræfbundne Ledere i den ind-
byrdes Vinkelafstand β , saa kan den i de to Ledere ind-
virkende samlede E.M.K. e_r let findes, idet Resultanten e_r
af de to Vektorer e_1 og e_2 giver os Maksimalværdien
af Sinuskurven for den resulterende E.M.K. Denne Kon-
struktion kaldes geometrisk Addition. Skulde man i Ste-
det danne $e_1 \div e_2$, maatte blot e_2 afsættes i modsat
Retning og Resultanten af denne og e_1 bestemmes. Drejer
det sig om Sammensætning af flere Sinuskurver eller
flere Sinusværdier kan Vektorerne sammensættes efter ganske
de samme Principer som Kræfter.

Alle de hidtil anvendte Diagrammer
kaldes med et Navn Rimndiagrammer, fordi Abscisserne
eller Vinklerne angiver Afstande paa Akerets Periferi. Da
imidlertid alle Vinkler er indtrykte ved Produktet af den
konstante Vinkelhastighed og den variable Tid, kan man
i Steedet for indtrykke alle Abscisser ved Tiden alene.
Dette fremkommer herved de saakaldte Tidsdiagrammer.

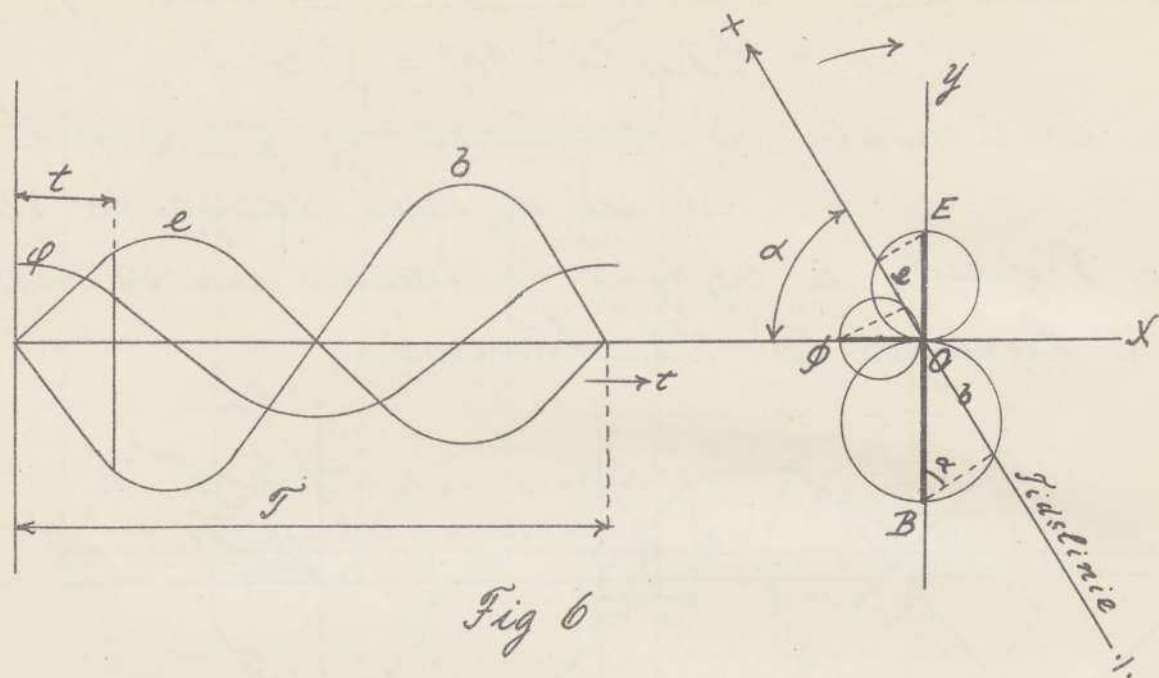


Fig 6

Tegner vi Fig 3 om med Tiden som Abscisse, faas Fig 6; det ses deraf, at Maksimalværdien for Φ nu kommer til at ligge hilsvenske for Maksimalværdien for e , idet Φ bliver Maksimum til et tidlige Tidspunkt end e . Den til en vis Vinkel α svarende Tid t findes af Ligningen $\alpha = \omega t$, hvorfra faas:

$$t = \frac{\alpha}{\omega} = \frac{\alpha}{2\pi\omega} \quad \text{og da } \omega = \frac{1}{T}$$

$$\text{er } t = \alpha \cdot \frac{T}{2\pi}$$

Det til Tidsdiagrammet svarende Vektordiagram faar nu en noget anden Form end før; da Vinklen ikke mere er den variable, vil de tre Vektorer E , B og Φ ligge fast, og i Skedet indføres en roterende Tidslinie, som drejer sig om O med Vinkelhastigheden ω . Omdrejningsretningen af denne Linie er nu med Uret. Den Vinkel α , som Tidslinien danner med Abscisseaksen findes af Ligningen $\alpha = \omega t$. Projektionen af hver Vektor paa Tidslinien giver os nu den til Tiden t eller Vinkelen α svarende Ordinat af Sinuskurven, idet f. Eks $E = B \sin \alpha$; det ses, at den indbyrdes Skilling af de tre Vektorer bliver ganske den samme som ved det i Fig 4 tegnede Rumdiagram. Konstruktionen af Projektionerne lettes meget ved at tegne en Cirkel over hver Vektor som Diameter.

11.

For Vektordiagrammets Fedkommende er det derfor som Regel ligeegyldigt, om man anvender et Tids- eller et Rūndiagram, idet de vil gaa ganske det samme Udseende; derimod er det ved Studium af de forskellige Virkninger i en Fekselationsmaskine for Sini-
nūdiagrammernes Fedkommende i de fleste Tilfælde be-
kvemmere at anvende et Rūndiagram.

Afsættis Phømme eller elektromotoriske Kræfter i et Vektordiagram, er det bekvæmlest som Tid-
korer at afsætte de effektive Værdier i Skædet for Maksi-
malværdierne; dette er selvfølgelig billadeligt, da de to
Størrelser er proportionale.

Som et andet Eksempel paa et
Tidsdiagram vil vi betragte Fig. 5. Tegnes denne om
med Tiden som Abscise, faas nedenskøende Figur.

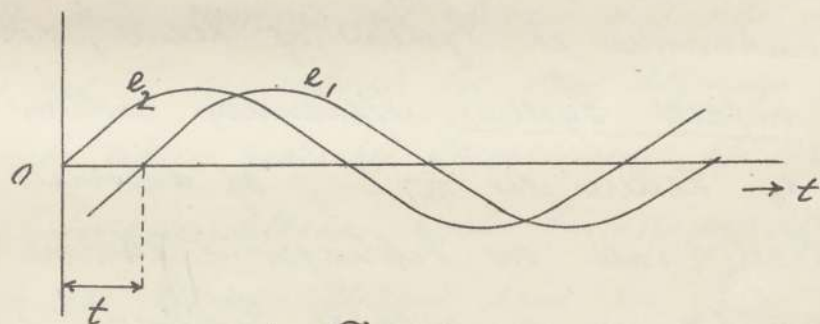


Fig. 7

Det ses, at der maa fremkomme
mer to Siniuskurver, en for hver af de to Ledere, idet
der til en bestemt Tid svarer to forskellige ØMK i de
to Ledere. Tidsforskellen mellem de to Kurver findes af
Ligning $t = \frac{\beta}{\omega}$. Da den ØMK e_2 naar sit Maksi-
mum først, vil denne Kurve ligge nærmest ved Begyn-
delsøjeblikket.

§ 3. Flerfasede Strømme

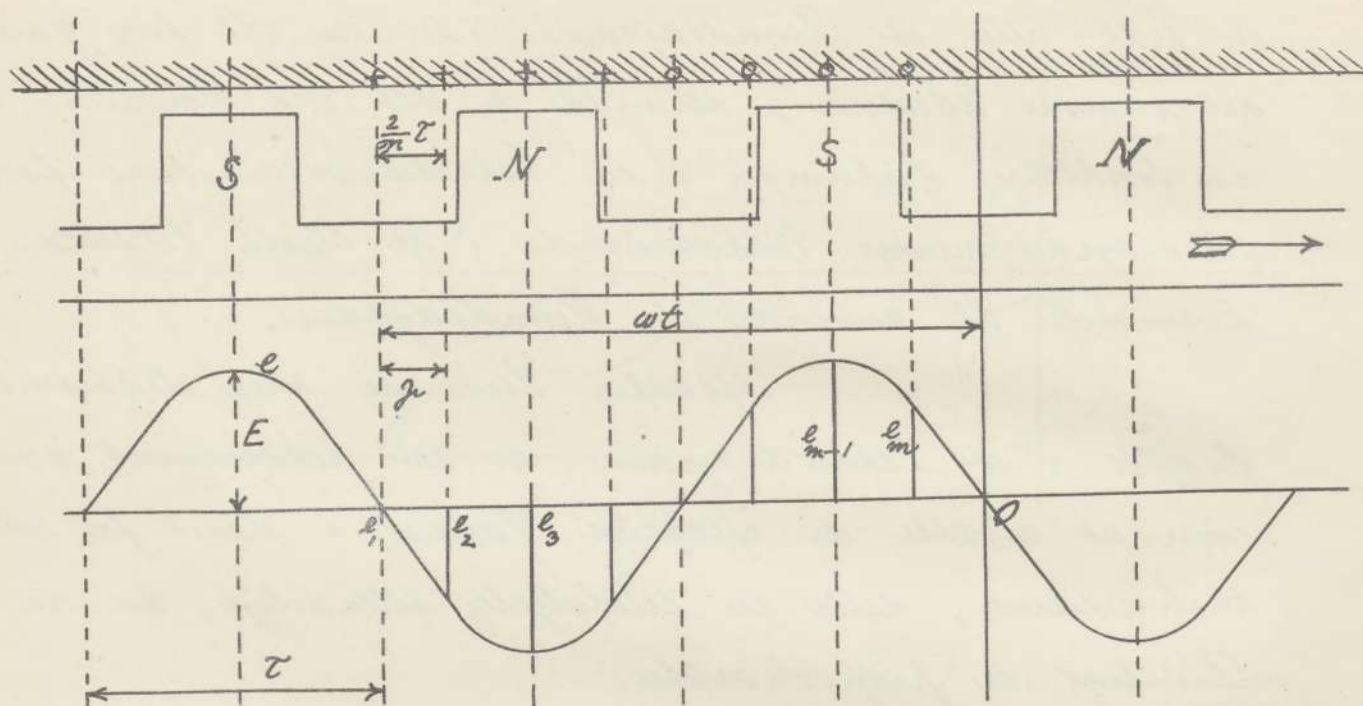


Fig. 8.

Seler vi den dobbelte Polafstand i m ligestore dele, og anbringer vi i hvert delingspunkt en Leder, fremkommer et System af Ledere, som almindeligvis kaldes et mfaset System. Afstanden mellem to paa hinanden følgende Ledere er $\frac{2}{m} \tau$, og anbringes i Ikkedet for de m Ledere ialt m Viklinger i samme indbyrdes Afstand, fremkommer en mfaset Vikling. Vinkelafstanden φ mellem to paa hinanden følgende Ledere eller Viklinger kaldes Fasevinklen.

$$\varphi = \frac{2}{m} \pi$$

Kaldes Maksimalværdien for den elektromotoriske Kraft E, laves for hver af de m Faseviklinger:

$$e_1 = E \sin \omega t$$

$$e_2 = E \sin (\omega t - \varphi)$$

$$e_3 = E \sin (\omega t - 2\varphi)$$

$$\vdots$$

$$e_{m-1} = E \sin (\omega t - (m-2)\varphi)$$

$$e_m = E \sin (\omega t - (m-1)\varphi)$$

Den i hver Fase inducerede Spænding kaldes Fasepændingen, og den tilsvarende Strøm Fasestrømmen.

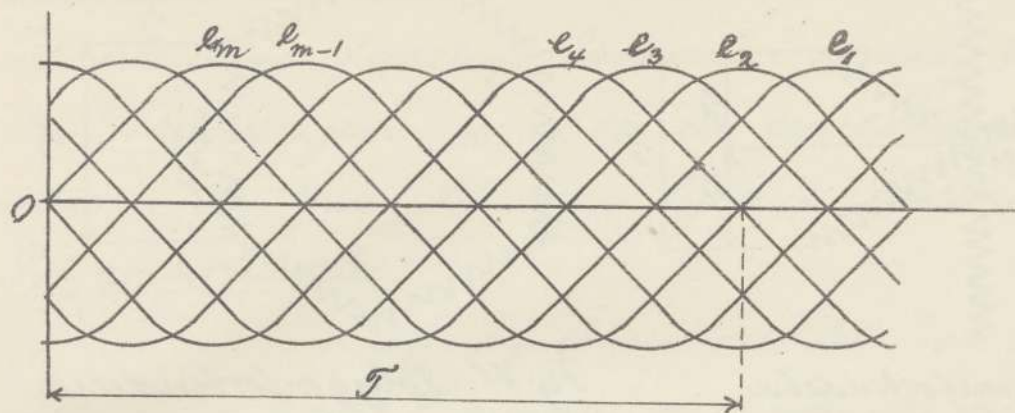


Fig 9

Tegnes Tidsdiagrammet for de i Fig 8 bestemte m elektromotoriske Kædler, sees Fig 9, hvoraf det fremgaar, at de har ialt behøvedes m Sinus-kurver til at fremstille dem, medens de i Rumdiagrammet Fig 8 kun behøvedes en Kurve. Skal de i Rumdiagrammet til den tegnede Stilling af de m Ledere svarende elektromotoriske Kædler overføres til Tidsdiagrammet, vil de alle komme til ligge ud ad den Ordinats, som svarer til Tidspunktet for den tegnede Stilling i Rumdiagrammet. Den grafiske Transkilling af en m faset Tekstelskæm fordrer altsaa i et Tidsdiagram ialt m Kurver, i et Rumdiagram kun en Kurve.

Er de m Faseviklinger ikke indbyrdes forbundne, men daaer de hver for sig en Strøm-kæde, kaldes det et mfaset udsammensat System, og et saadant har altsaa ialt $2m$ ydre Ledninger. Er derimod de m Faseviklinger indbyrdes forbundne med hinanden, opstaar et mfaset sammensat System. Er alle Begyndelsepunkterne af de m Viklinger forbundne til et fælles Punkt, det neutrale Punkt, kaldes det et sammensat System i Stjerneforbindelse; er derimod Begyndelsen af den x te Fasevinding forbundet til Enden af den $(x-1)$ te, og Enden af den x te Fasevinding forbundet til Begyndelsen af den $(x+1)$ te, have et sammensat System i Ringforbindelse eller Polygonforbindelse.

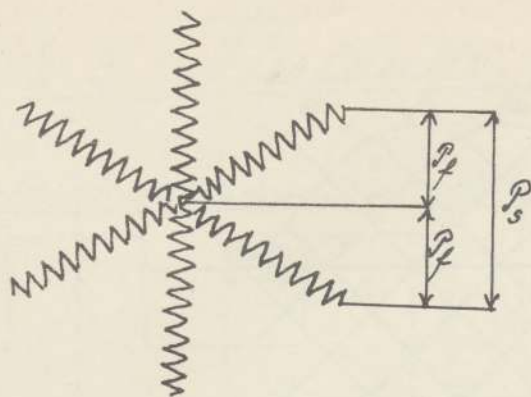


Fig 10 Stjerneforbindelse

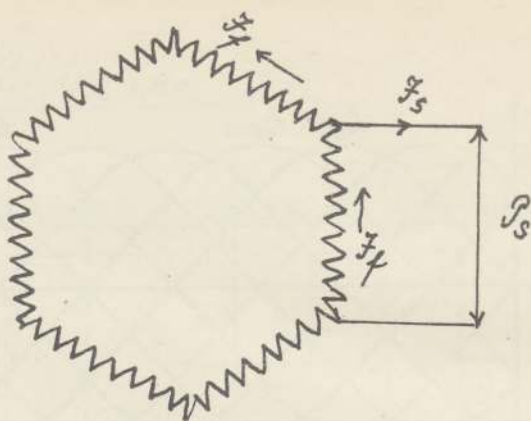


Fig 11. Polygonforbindelse

Ved Polygonforbindelse haves altid m gule Ledninger = er ; ved Stjerneforbindelsen haves $m+1$ gule Ledninger, ifald der er ført en Ledning til det neutrale Punkt, i modsat Fald kun m Ledninger.

Stjerneforbindelse

Den mellem en enkelt Faseviklings Begyndelse og den herskende Spænding kaldes Fasespændingen, og Spændingen mellem Klemmene af to ved Siden af hinanden liggende Faseviklinger kaldes den sammensatte Spænding P_s . Da de to Klemmer begge er Endepunkter af hver sin Fasevikling, bliver saaledes den sammensatte Spænding lig med Differensen mellem de to Fasespændinger. For den x te Fase haves: $p_x = P_f \sin(\omega t - (x-1) \frac{2\pi}{m})$ og for den $(x+1)$ te $p_{x+1} = P_f \sin(\omega t - (x) \frac{2\pi}{m})$

Differensen er saaledes:

$$p_s = P_f \sin(\omega t - (x-1) \frac{2\pi}{m}) - P_f \sin(\omega t - x \frac{2\pi}{m})$$

Udføres denne Regning, ses at Maksimalværdien for den sammensatte Spænding bliver:

$P_s = P_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{m}$ eller ved Indførelse af de effektive Værdier:

$$\underline{P_s = P_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{m}}$$

Samme Formel udlæses ogsaa let af nedenstående Vektor-diagram Fig 12. Man finder nemlig her:

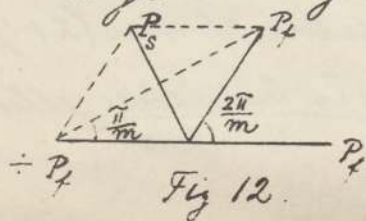


Fig 12.

$$\underline{\frac{P_s}{2} = P_f \sin \frac{\pi}{m}}$$

Her der ført en Ledning til det neutrale Punkt, den saakaldte neutrale Leder, kan man i det ydre Ledningsnet erholde to forskellige Spændinger, nemlig bænde P_f og P_s . Da Fasevindingerne to og to er serieforbundne, bliver Strømmene i de ydre Ledninger lig med Fasestrømmene.

Polygonforbindelse.

Hf Fig 11 ses det let, at Spændinger mellem to ydre Ledninger maa være lig med Fase-spændinger. Da her alle Faser er serieforbundne, maa Summen af alle om Fase-spændinger være lig med Nul, for at der ikke skal opstaa indre Udligningsstrømme i Vindingerne.

Strømmene i en af de ydre Ledninger fremkommer efter Fig 11 som Differensen mellem to Fasestrømme I_f . Denne resulterende Strøm kaldes den sammen = mensatte Strøm I_s . Ligesom anført for Spændingerne bliver Strømmen i den x te Fase $i_x = I_f \sin(\omega t - (x-1)\frac{2\pi}{m})$ og i den $(x+1)$ te Fase $i_{x+1} = I_f \sin(\omega t - x \cdot \frac{2\pi}{m})$, idet I_f er Fasestrømmens maksimale Værdi. Maksimalværdien af Differensstrømmen findes nu at være:

$$I_s = I_f 2 \sin \frac{\pi}{m} \text{ eller ved Fordøjelse af de effektive Værdier:}$$

$$I_s = I_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{m}.$$

Ligesom gjort for Spændingerne vedkommende kunde denne Formel ogsaa have været udledt af et Vektordiagram.

Foruden at skelne mellem sammen = mensatte og isammen = mensatte Systemer, skelnes ogsaa mellem symmetriske og usymmetriske Systemer. Et flufaset System kaldes symmetrisk, naar Summen af de elektromotoriske Kæfter i de om Faser er lig med Nul, og i modsat Fald for usymmetrisk. Ved at addere de paa Side 12 anførte $\Sigma H K$, ses det, at dette betragtede System er symmetrisk; vilde man derimod

indlades en eller flere af de m Faser, vilde Summen af de B.M.K ikke blive Nul, og Systemet er da usymmetrisk. Ved alle usymmetriske Systemer er Polygonforbindelsen uanvendelig.

Vi vil nu nærmere betragte de i Praksis almindeligst forekommende Flerfasesystemer.

a. Trefasede Systemer, $m = 3$

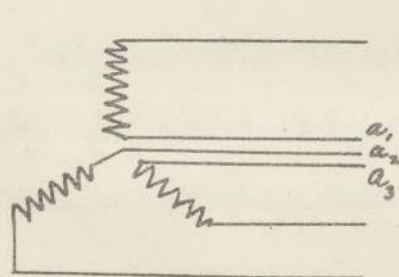


Fig. 13

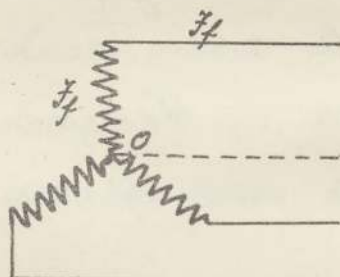


Fig. 14

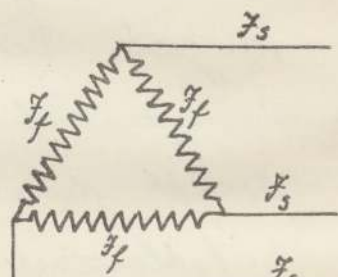


Fig. 15

Fig 13 er et sammensat trefaset System; her er Fasestrøm lig med Netstrøm og Faseværdi lig med Netværdi. Lader man a , a_2 og a_3 falde sammen til et Punkt, opstaaer et sammensat trefaset System i Stjerneforbindelse; dette kan udføres med eller uden neutral Leder. Fasevinklen er her $\varphi = \frac{2\pi}{3} = 120^\circ$; man har da:

$$e_1 = E \sin \omega t, \quad e_2 = E \sin (\omega t - 120), \quad e_3 = E \sin (\omega t - 240)$$

den sammensatte Spænding:

$$P_s = P_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{3} = P_f \cdot 2 \sin 60 \text{ eller}$$

$$\quad \quad \quad \Delta \quad \underline{P_s = P_f \sqrt{3}}$$

Netstrømmen er lig med Fasestrømmen.

Fig 15 fremstiller det trefasede System i Polygonforbindelse, her kaldet Trekantforbindelse. Netværdierne er lig med Faseværdierne. Netstrømmen er lig med den sammensatte Strøm I_s .

$$I_s = I_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{3} = I_f \cdot 2 \sin 60, \text{ eller}$$

$$\quad \quad \quad \Delta \quad \underline{I_s = I_f \sqrt{3}}.$$

De sammensatte trefasede Systemer er det af alle Flerfasesystemer almindeligst anvendte.

b. Fjirfaseede Systemer, $m = 4$.

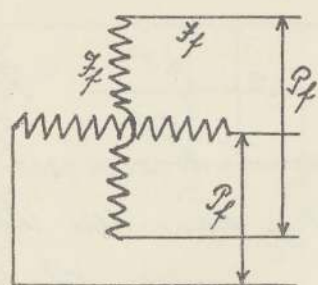


Fig 16

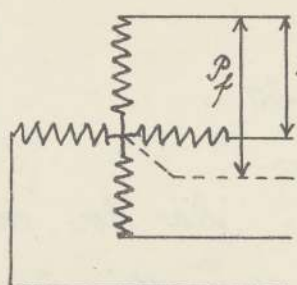


Fig 17

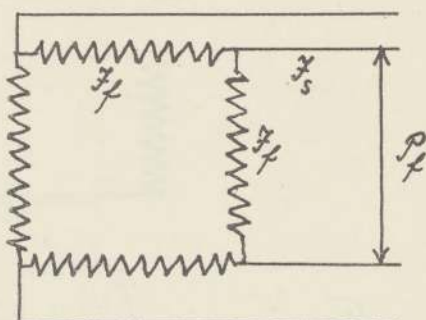


Fig 18.

Fig 16 fremstiller det isammensatte Fjirfasesystem; her er Fasevinklen mellem to paa hinanden følgende Faser $\frac{2\pi}{4} = 90^\circ$. Fasespænding er lig med Netspænding og Fasesstrøm er lig med Netstrøm. Dette System kaldes ogsaa ofte for et Tofasesystem, da det kun indeholder to Væklinger. Af sammensatte Systemer findes her Stjerneforbindelse og Firkantforbindelse. Ved Stjerneforbindelsen haves:

$$P_s = P_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{4} = P_f \sqrt{2}$$

og Netstrømmen er lig med Fasesstrømmen.

Ved Firkantforbindelsen haves:

$$P_s = P_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{4} = P_f \sqrt{2}$$

og Netspændingen er lig med Fasespændingen.

c. Tofaseede Systemer, $m = 2$.

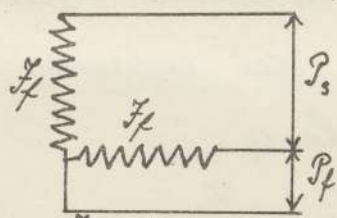


Fig 19.

Det isammensatte System er her det samme som for det fjirfaseede. Af sammensatte Systemer findes kun Stjerneforbindelsen, som i Virkeligheden er den ene Halvdel af det fjirfaseede System i Stjerneforbindelse. Vinklen mellem de to Faser er 90° , og Systemet er usymmetrisk; det kaldes ogsaa ofte det tofaseede Treleder-system. Man har som ovenfor

$$P_s = P_f \sqrt{2}$$

† Gauledeerne er Netstrøm = Fasesstrøm; i Nullederne er $I_0 = I_f \sqrt{2}$.

d. De enfasede Systemer, $m = 1$

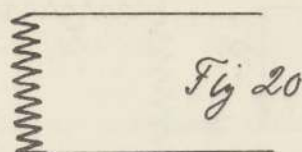


Fig 20

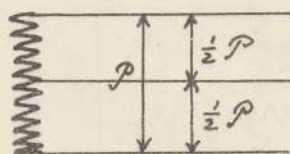


Fig 21

Da her $m = 1$, kan der ikke være Tale om sammensatte eller usammensatte Systemer. En Hvert danner det enfasede Treledersystem Fig 21, hvor der er ført en helde Ledere, Nullederen, til Vek = lings Midtpunkt; herved deles Spændingen i to lige store Halvdele, og Systemet svarer iøvrigt til Jævn = strøms Treledersystemet.

e. De seksfasede Systemer, $m = 6$

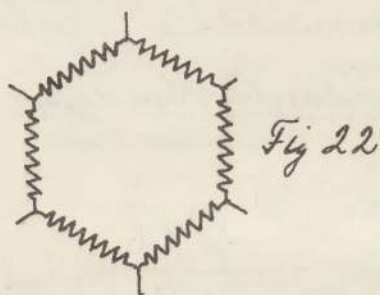


Fig 22

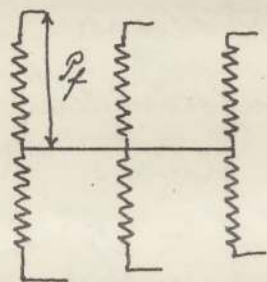


Fig 23

Dette System anvendes kun i sam = mensat Form og væsentligt ved Etankeromformere og de dertil hørende Transformatorer. Ved Tilslutningsforbindelsen have

$$P_s = P_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{6}, \text{ eller } \underline{P_s = P_f}$$

og Neksstrømmen er lig med Fasestrømmen. Dette System kan dannes af det usammensatte brefasede System ved at tilføje en Nulleder ligesom ved det enfasede Treleder = system. For Sekskanthforbindelsen have:

$$I_s = I_f \cdot 2 \sin \frac{\pi}{6}, \text{ eller } \underline{I_s = I_f}$$

og Neksspændingen er lig med Fasespændingen.

f. Scott's System

Dette er en Hvert af de fler = fasede Veklinger og tjener til at frembringe brefaset Seksledersystem ved Hjælp af en tofaset Vekling. Som det fremgaar af Fig 24 findes der to Veklinger, hvoraf den ene er forbundet til den andens Midtpunkt. Vindingstallet af den ene Vekling skal være $\sqrt{\frac{3}{4}}$ af Vindingstallet

i den anden.

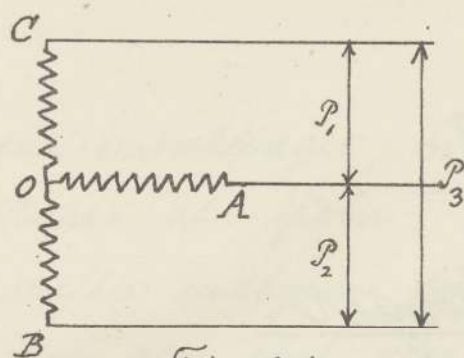


Fig 24

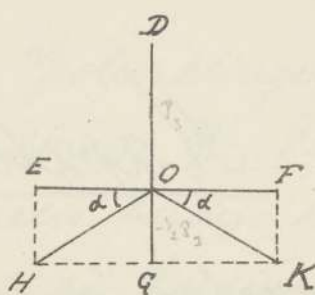


Fig 25

Kaldes Spændingen i Fiklingen BC for P_3 er Spændingerne i OC og OB hver lig med $\frac{1}{2} P_3$. Spændingen i $OA = P_3 \sqrt{\frac{3}{4}}$ og denne er 90° bagud for Spændingen i OB og 90° forud for Spændingen i OC . I Vektordiagrammet afsættes nu $OD = P_3$ og $OG = -\frac{1}{2} P_3$. Spændingen i AO afsættes henholdsvis som OE og OF , idet den er forud for den ene Halvdel af P_3 og bagud for den anden. De to Spændinger P_1 og P_2 findes som Resultanterne OH og OK af OE og OG samt af OF og OG . Man har nu:

$$\overline{OH}^2 = \overline{OE}^2 + \overline{OG}^2 \text{ eller } P_1 = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}} \times P_3$$

$$\text{eller } \underline{P_1 = P_3}; \text{ ligeledes haves:}$$

$$\overline{OK}^2 = \overline{OF}^2 + \overline{OG}^2 \text{ eller } P_2 = \sqrt{\left(\frac{1}{2}\right)^2 + \frac{3}{4}} \times P_3$$

$$\text{eller } \underline{P_2 = P_3}$$

De tre Spændinger P_1 , P_2 og P_3 er altsaa ligestore. Derudaf haves:

$$\cos \alpha = \frac{OF}{OK} = \frac{P_3 \sqrt{\frac{3}{4}}}{P_3} = \frac{\sqrt{3}}{2}, \text{ eller}$$

$$\underline{\alpha = 30^\circ}$$

Heraf følger, at $\underline{\angle KOD = \angle HOD = 120^\circ}$.

Da de tre Spændinger altsaa er ligestore og har en indbyrdes Faseforskydning paa 120° , maa de altsaa danne et symmetrisk Drefaset System.

Scott's System anvendes væsentligst til Transformation af et tofaset til et drefaset System,

eller omvendt.

Kapitel 2

Fekselstrømsviklinger.

§ 1. De forskellige Viklingsarter.

Der skelnes mellem følgende Fekselstrømsviklinger:

- 1) Spoleviklinger
- 2) Omløbende Viklinger
- 3) Jævnstrømsviklinger
- 4) Opskaarne Jævnstrømsviklinger
- 5) Forandrede Jævnstrømsviklinger
- 6) Kortslutningsviklinger.

Hver af ovennævnte 6 Grupper kan atter deles i enfasede, tofasede (eller fire-fasede) og trefasede Viklinger.

De omløbende Viklinger og Spoleviklingerne anvendes væsentligst til de synkrome Maskiners Rotor og til asynkrome Maskiners Stator; de omløbende Viklinger mest ved lavere og Spoleviklingerne mest ved højere Spændinger. Jævnstrømsviklingerne anvendes hovedsagelig til Statoromformere, medens de opskaarne og forandrede jævnstrømsviklinger oftest anvendes til asynkrome Maskiners Rotor. Kortslutningsviklinger har deres største anvendelse ved Rotorer samt som Dæmpervikling på Polhjulet af en- og flerfasede Maskiner.

§ 2. Spoleviklinger.

De Spoleviklinger forstaaes Likhedsviklinger, hvis Vindinger p. Fase danner en Række af Spoler, som vikles færdige huu for sig og derefter indbyrdes forbindes; de Vindingerne i en enkelt Spole alle skal være serieforbundne, men de to Sider af en Spole ligge under Poler af forskelligt Naar. Da det i de fleste Tilfælde drejer sig om høje Spændinger, bliver Spolene serieforbundne, og Vikkelingsstrømmen er altid omkring lig med Polstrømmen. Serieforbindelsen kan nu foretages paa forskellig Maade, men de herfor gældende Regsler skyldes næsten udelukkende konstante Forhold og ikke elektriske.

a. Særfaset Spoleviklinger

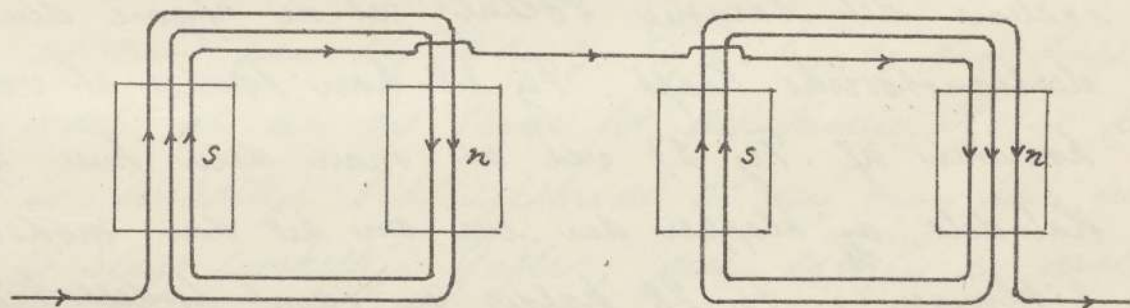


Fig 26

Fig 26 viser Udfoldningen af en særfaset Spolevikling med $2\frac{1}{2}$ Vinding p. Spole; det ses af Figuren at Forbindelsesstrøgene mellem Spolerne kommer til at ligge paa begge Sider af Jernet. Forrig er alle Ledene af Spoler saaledes indbyrdes forbundne, at de i den inducerede $\mathcal{E}$ M K adderes. Har Spolene et helt antal Vindinger, kommer alle Spoleforbindelser til at ligge paa samme Side af Jernet, hvilket let ses af Fig 27, hvor hver Spole har fire Vindinger. Det ses, at i begge disse Likhedsviklinger ligger der kun en Spole ved hvert et Polpar.

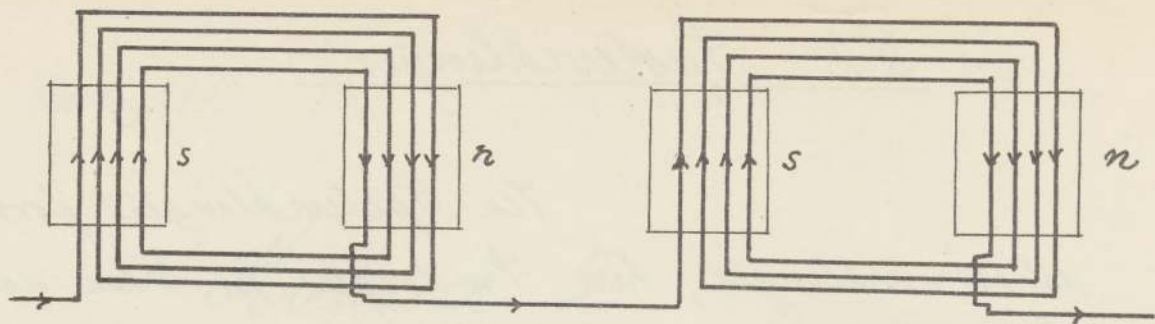


Fig 27

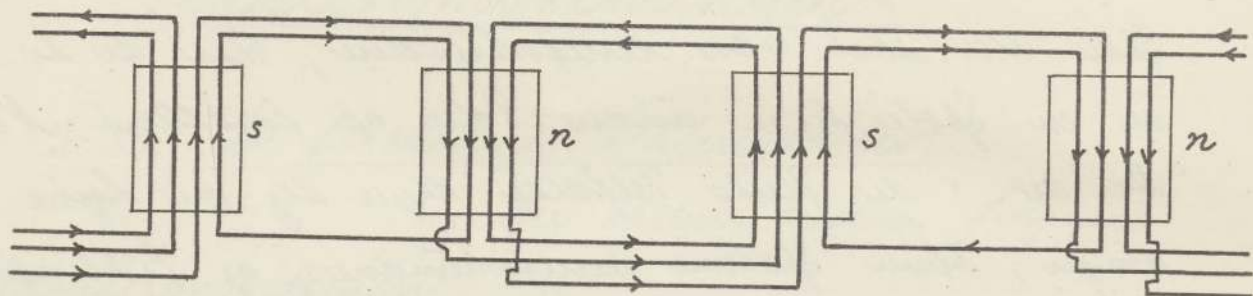


Fig 28

Fig 28 er fremstillet en Vinding, hvor der ligger en Spole ved hvert Polpar; den er i elektrisk Henseende ganske jæmbyrdig med den i Fig 27 angivne Vinding, idet den for den begge gælder, at der er 4 Serieforbundne Ledene for hver Pol; har de to Vindinger saaledes det samme Poltal, vil de afgive den samme elektromotoriske Kraft. Fig 28 kan tænkes at vde fremkommen af Fig 27 ved, at man deler hver Spole i to Halvdele, og klapper den ene om til den modsatte Side. Vindingen i Fig 28 kaldes en jævnt fordelt Vinding, og den foretrakkes i Reglen for Fig 27, fordi den er faare Findinger pr. Spole og Pladeforholdene er bedre indnyttede.

De enkelte Spoleider anbringes i helt eller halvt aabne Koter langs Ankrets indre Omkreds. I de fleste Tilfælde har en Spoleide ikke Plads i en enkelt Kot, og den maa da fordeles paa flere kot ved Siden af hinanden liggende Koter, saaledes som

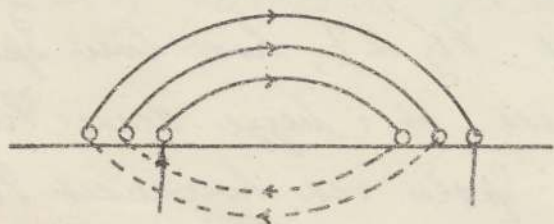


Fig 29

vist i Fig 29. De prikkede Linier viser Forbindelserne mellem de enkelte Del af Spolen paa Ankrets Bagside.

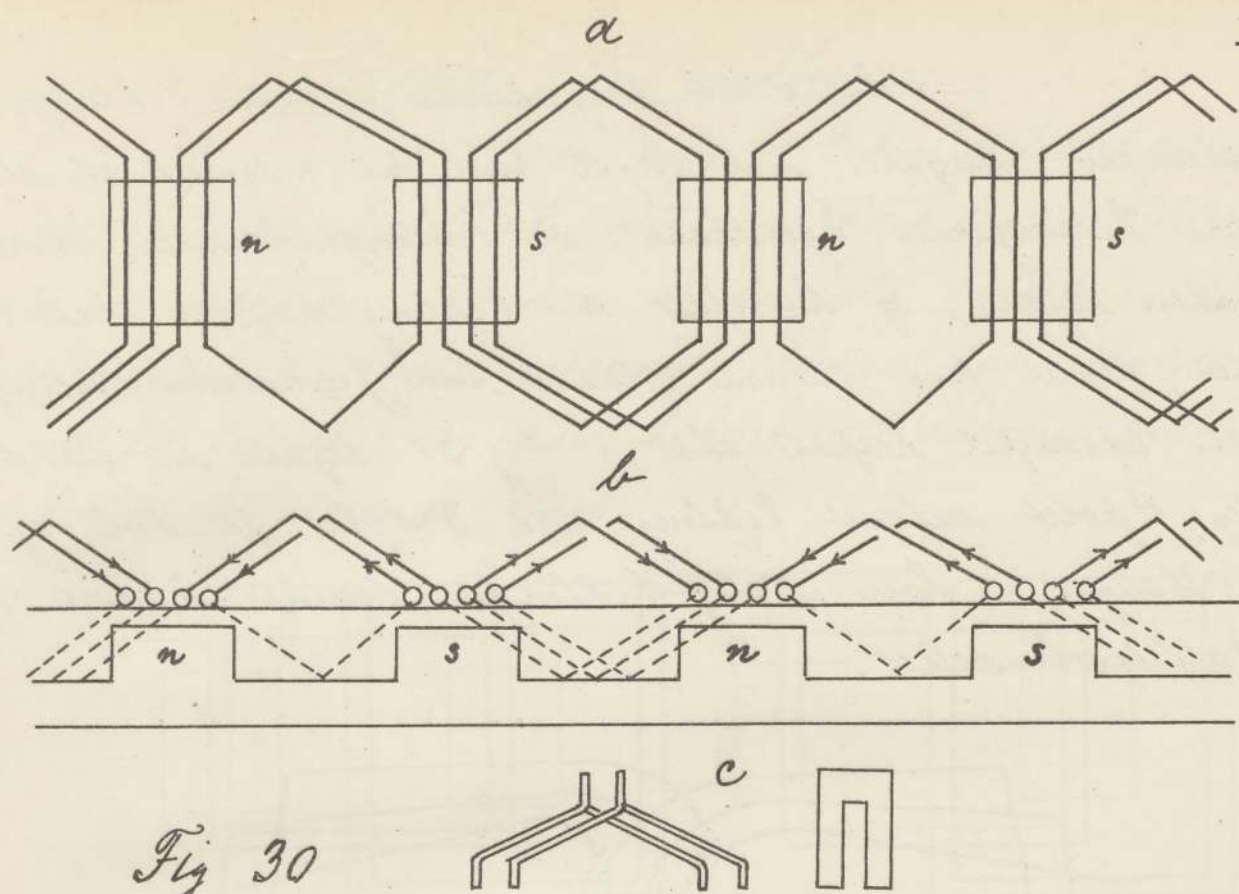


Fig 30

I mange Tilfælde vikles en Stang =
 vikling som Spolevikling; der anbringes da f. Eks
 en Stang i hvert Not, og disse forbindes da ved
 Hjælp af de saakaldte Gaffelforbindelser. En saadan
 Vikling er vist paa Fig 30 a og Fig 30 b, og den har
 den Fordel, at den til Trods for de mange Noter kun
 findes to forskellige Viklingsstridte 2: der maa kun frem=
 skilles to Slags forskellige Gaffer; disse sidste er viste
 paa Fig 30 c og bestaar af et opslidset Kobberbaand,
 hvis to Flige er bøjet hver til sin Side; Forbindelsen
 mellem Gaffel og Stang sker ved Lodning. Til Stang=
 viklinger kan forøvrig ogsaa de tidligere omtalte Vik=
 linge anvendes; Forbindelsen mellem Stangene sker
 da ved Bøjler af Kobberbaand, men haves mange
 Noter pr. Pol, bliver Antallet af forskellige Bøjler
 væsentlig større end hvor der anvendes Gaffer. Ofte
 haves to Stænger i en Not; de ligger da over hin=
 anden og Forbindelsen foretages ligesom ved Jæmstrøms=
 viklingerne saaledes, at en Stang, som ligger øverst i
 en Not, skal forbindes med en Stang, som ligger
 nederst.

De i det foregaaende tegnede Vinklings-
skemaer benyttes som Regel kun til nærmere at skil-
dere Vinklernes Egenskaber. De Vinklingskemaer, som i
Praksis tegnes, og hvorefter en Vinkel udføres i et Værk-
sted, tegnes paa samme Maade som Jernstrømsvindinger.
Som Eksempel herpaa skal i Fig 31 tegnes en fuldstæn-
dig H-polet enfaset Vinkel med 3 Koter pr. Pol og med
2 Stønger i hver Kot; Vinklingen tænkes udført med
Gaffelforbindelser.

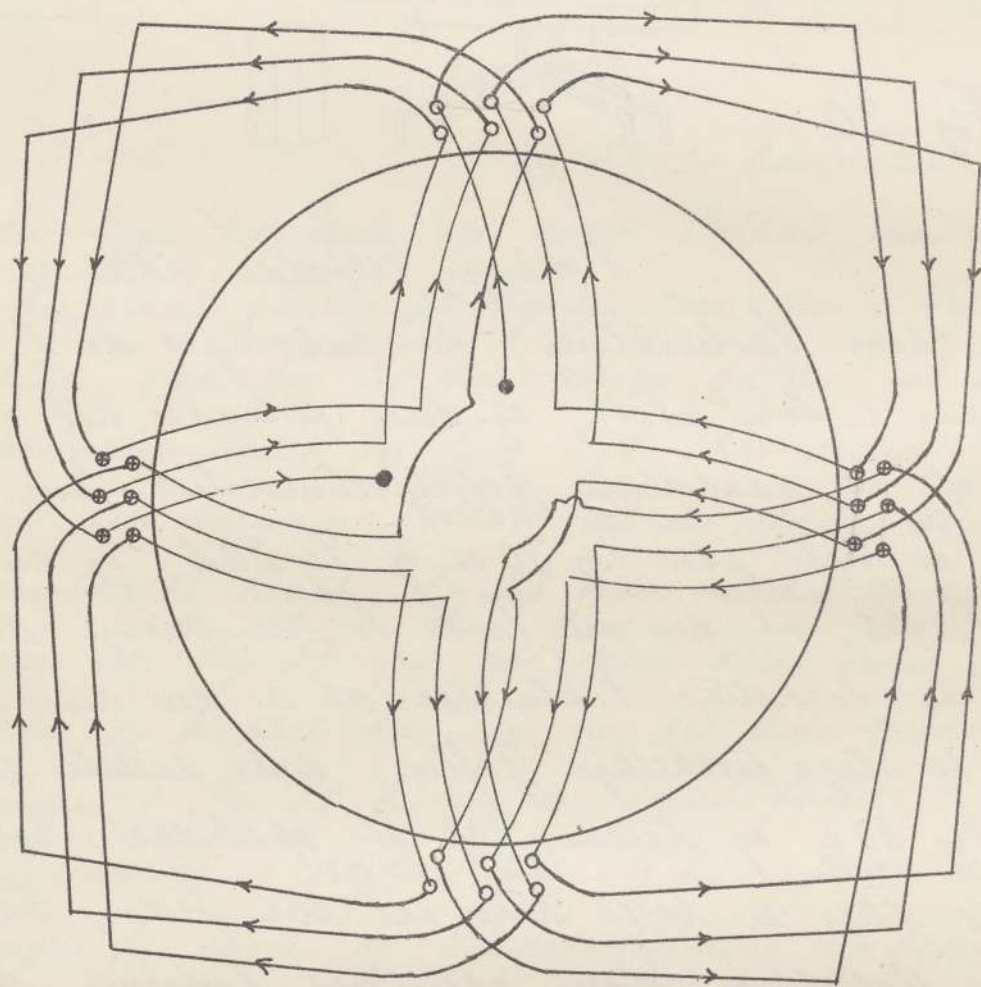


Fig 31

De Forbindelser, som er tegnede
udenfor Periferien ligger paa Ankrets ene Side, og de
som er tegnede indenfor Periferien ligger paa Anke-
rets anden Side.

b. Fasade Spoleviklinger

En fasadet Vinding fremkommer ved paa et Anker at anbringe to enfasede Vindinger, i en indbyrdes Afstand af en halv Polbølg. Alle de under a nævnte enfasede Vindinger kan saaledes gøres til fasadede ved paa Ankeret at anbringe endnu en Vinding af samme Slags.

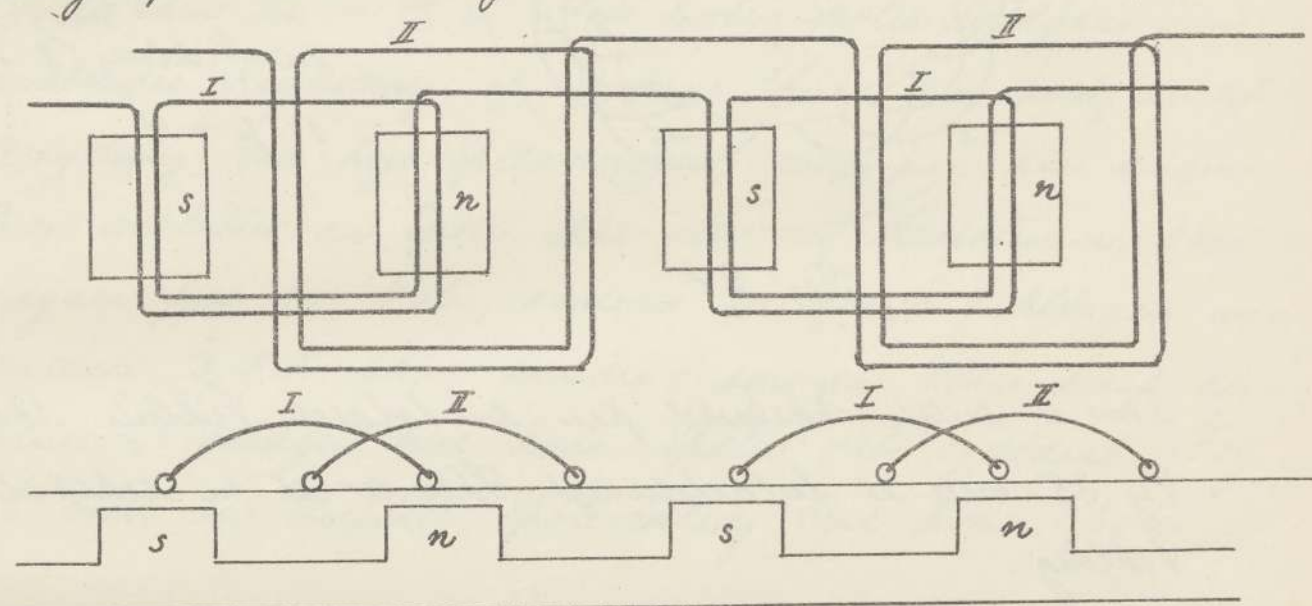


Fig 32.

Det Eksempel paa en fasadet Spolevikling med to Vindinger pr. Spole ses paa Fig 32. Ligesom ved de enfasede Vindinger kan man ogsaa arrangere Vindingen saaledes, ^{at} den i hver Fase ligger en Spole ved hvert Polpar (se Fig 33).

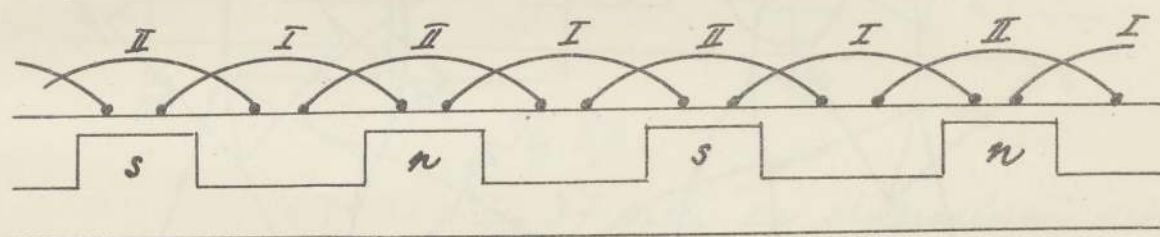


Fig 33.

Ved store Ankre, som af Hensyn til Transport og Montage man sammensætter af to Halvdele, er det af Betydning, at Adskillelsesfugen ikke overdekkes af Spoler, da disse i modsat Fald man indvikles, efter at Montagen har fundet Sted. Det er i midterste kør, naar det halve Poltal p er et lige Tal, at det er muligt at inddekke ^{Vindingen} paa den angivne Maade.

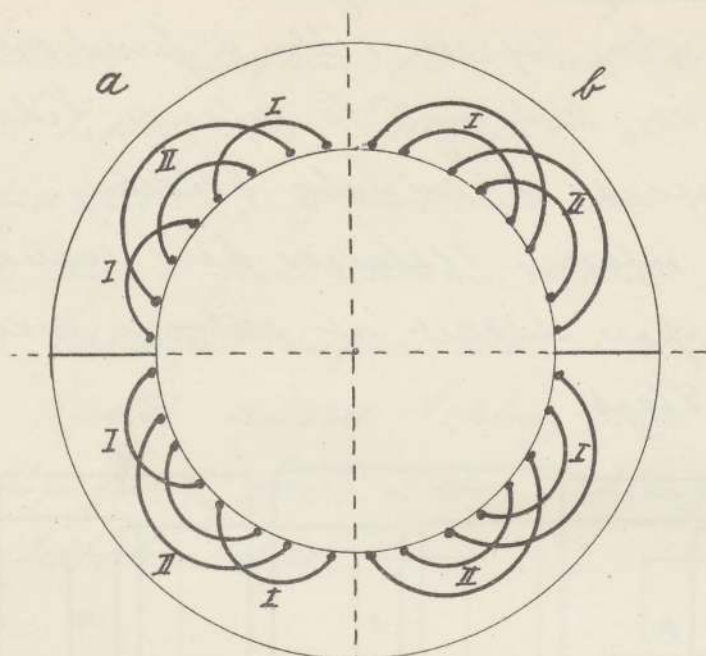


Fig. 34

Fig 34 a og b viser
to forskellige Maader,
hvorpaa Andet kan
vikles, saaledes at
ingen Spole krydser
over Skillefligen.
Som Eksempel er valgt
en Vikling ^{med} 8 Polar,
 $2: p = 4$.

Som et sidste Eksempel paa en tofaset Vikling skal paa
Fig 35 vises et fuldstændigt Schema af en sekspolet
Vikling.

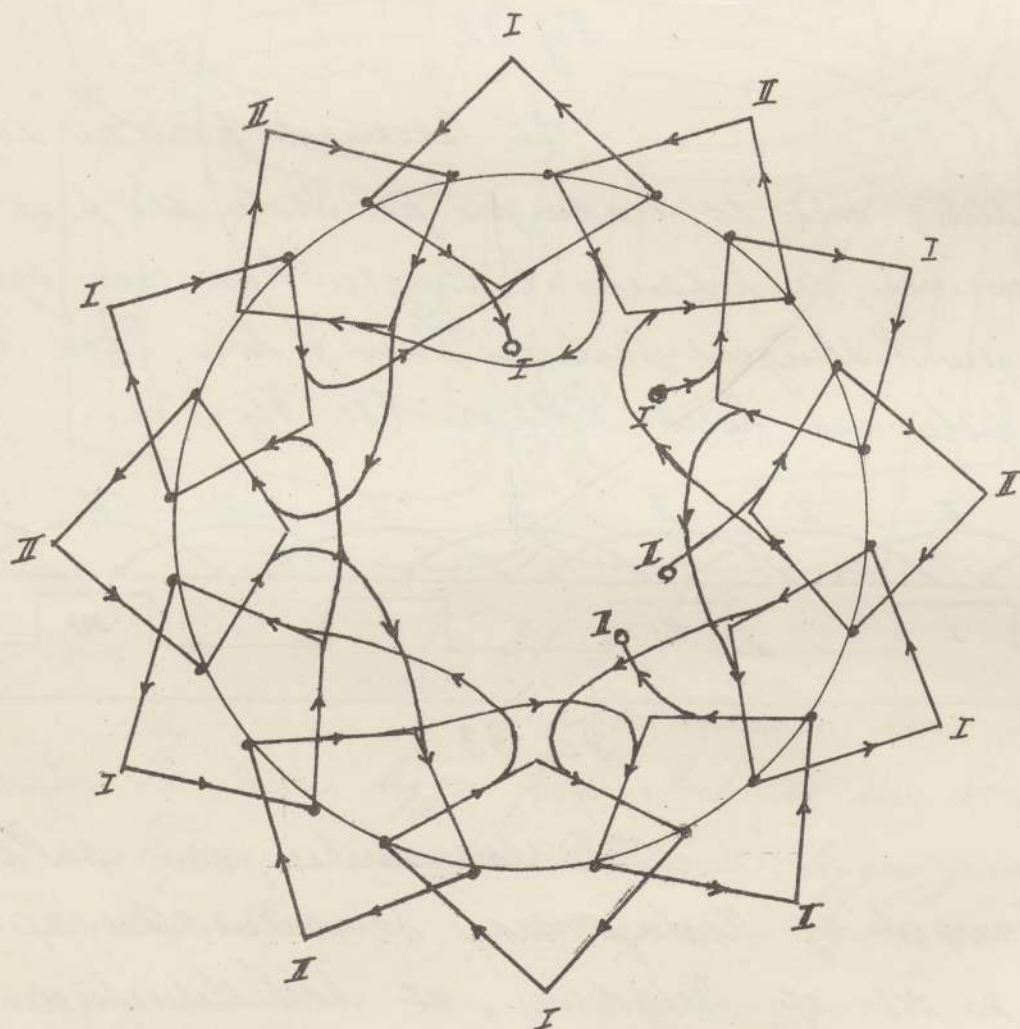


Fig 35

c. Trefasede Spoleviklinger.

Disse viklinger fremkommer ved paa et skide at anbringe tre enfasede Spoleviklinger i en indbyrdes afstand af $\frac{2}{3}$ Poldeling. Man adskiller her mellem viklinger med lange Spoler, s : hvor Spolevidden $= ca \tau$, og viklinger med korte Spoler, hvor Spolevidden $= \frac{2}{3} \tau$. Ved korte Spoler indgaar den indbyrdes Krydsning af Spolerne, hvad der særlig er af Betydning ved høje Spændinger, men paa den anden Side omslutter en Spole ikke alle de Kraftlinier, som indgaar fra en Pol, saaledes at den i vindingen indtænkte $\frac{2}{3} H.K.$ bliver mindre; som en Følge heraf anvendes viklinger med korte Spoler ret sjældent. Fig. 36 viser en trefaset Spolevinding med korte Spoler.

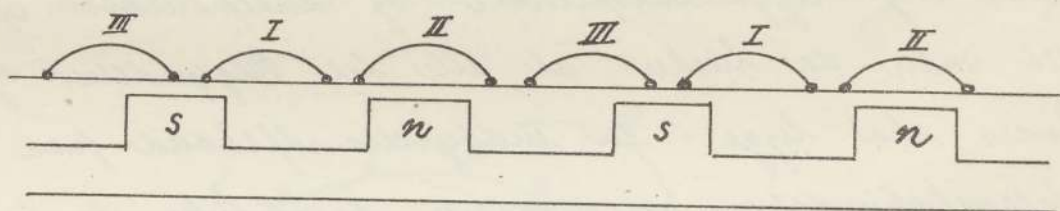


Fig 36

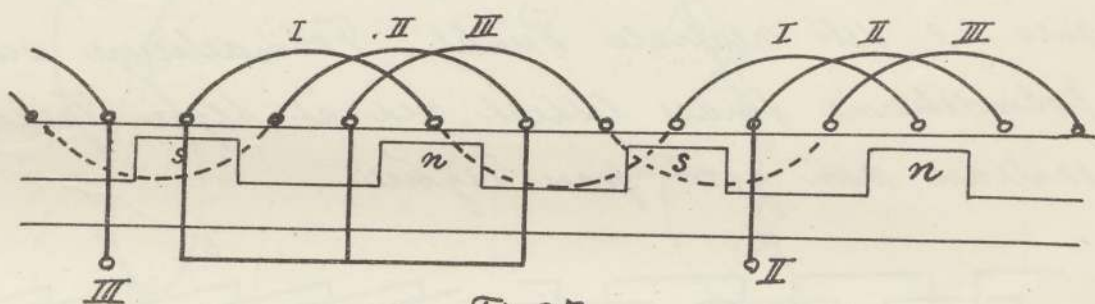


Fig 37

Fig 37 viser en stjerneforbundet trefaset Spolevinding med lange Spoler; det neutrale Punkt kan vælges paa et vilkaarligt Sted, og de tre forbundne Punkter skal være $\frac{2}{3}$ Poldeling fra hinanden. Spolerne er her usymmetrisk fordelt, og antallet af indbyrdes Krydsninger er forholdsvis stort. Bedre anvendes derfor symmetrisk fordelt Spoler, hvor antallet af Krydsninger er bliver mindre og vindingen faar et smukkere Udseende. En saadan Vinding ses paa Fig 38 a og 38 b.

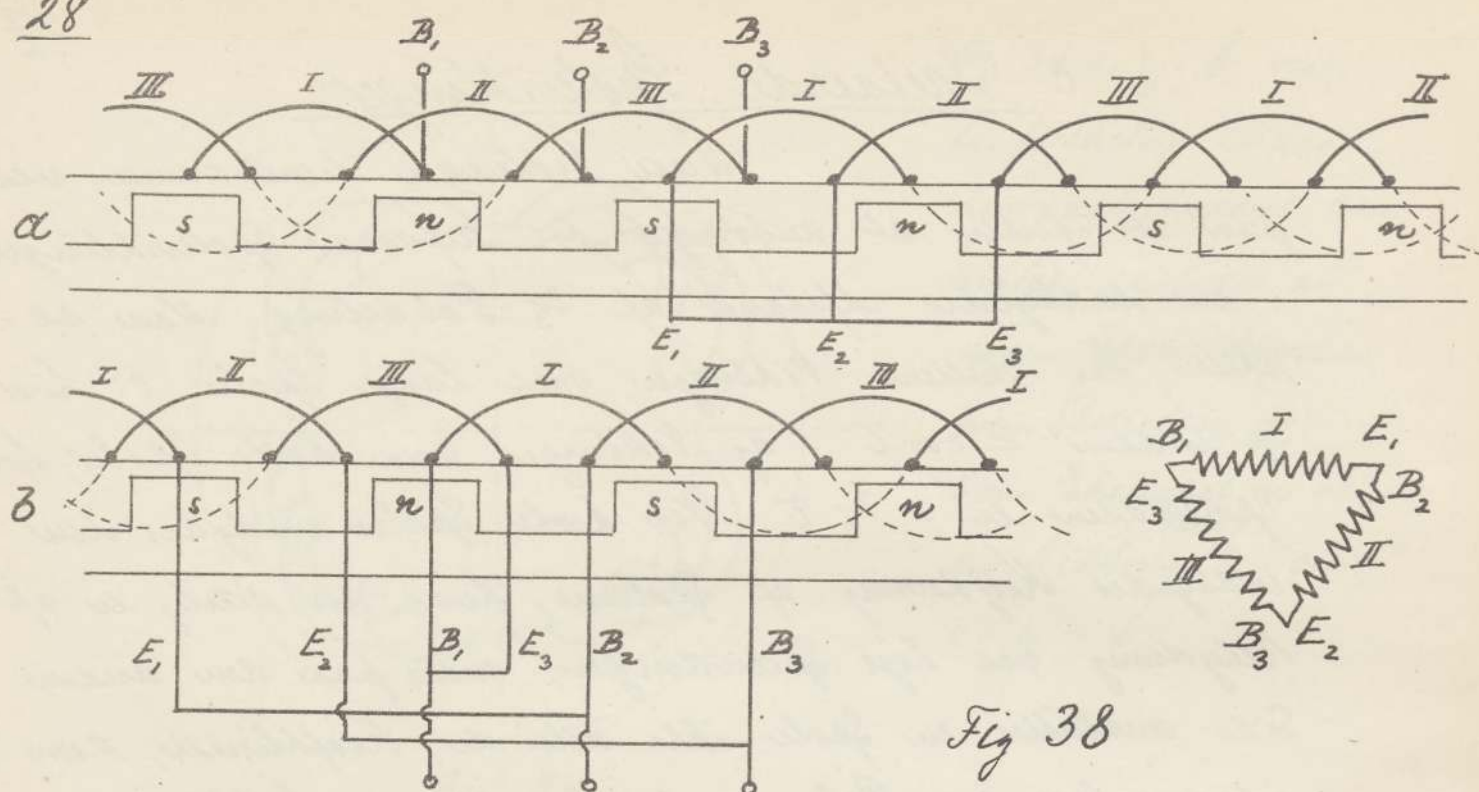


Fig 38

I Fig 38 a er Vindingen stjerneforbundet i Fig 38 b er den trekantforbundet. For ikke at gøre disse Forbindelser forvejlet, gør man bedst i at mærke sig Begyndelsespunktet og Endepunktet af hver Fase, idet man da husker, at alle tre Begyndelser og alle tre Enden skal ligge i en indbyrdes afstand paa $\frac{2}{3}\tau$. Ved Stjerneforbindelsen repræsenterer da f. Eks. de tre Begyndelsespunkter Klemmerne, medens de tre Endepunkter forenes til det neutrale Punkt. Forbindelserne ved Trekantforbindelserne findes lettest ved at tegne Trekanten op, saaledes som gjort paa Figuren.

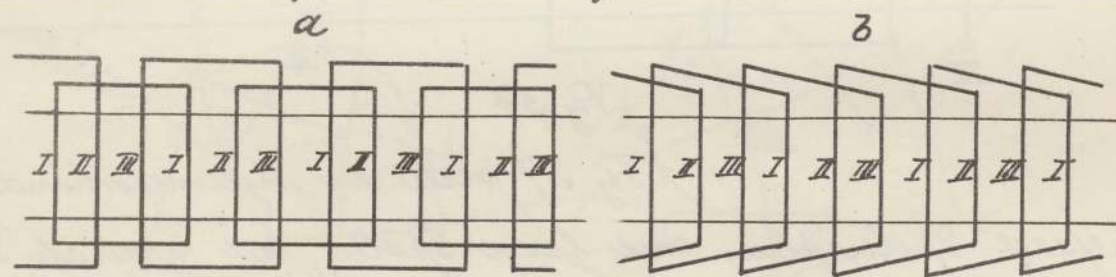


Fig 39

De indbyrdes Krydsninger mellem Spolerne udføres i Regelen som vist i Fig 39, den fremstiller det udfoldede Anker set fra oven. I Udførelsesform a er indenfor hver Fase hveranden Spole kort og hveranden lang; i Udførelsesform b er i hver Spole den ene Side kort, den anden lang.

Viklingen kan ogsaa, som det ses af Fig 40, vikles saaledes, at Spolerne overhovedet ikke krydses over hinanden; dette har selvfølgelig en stor Fordel ved meget høje Spændinger, men det fordrer af Montageheusegn nødvendigvis et lodret Anker, og de to Spole, som krydses over Skillefugen maa vikles ind, efter at Maskinen er monteret.

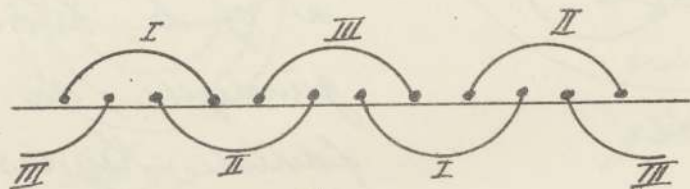


Fig 40.

Fig 41 viser en lignende Vikling, som er anvendt ved de bekjendte Maskiner i Padernoanlægget ved Milano; disse Maskiner, som blev konstruerede i 1893, afgiver direkte 15000 Volt, og vakte dengang stor Opsigt.

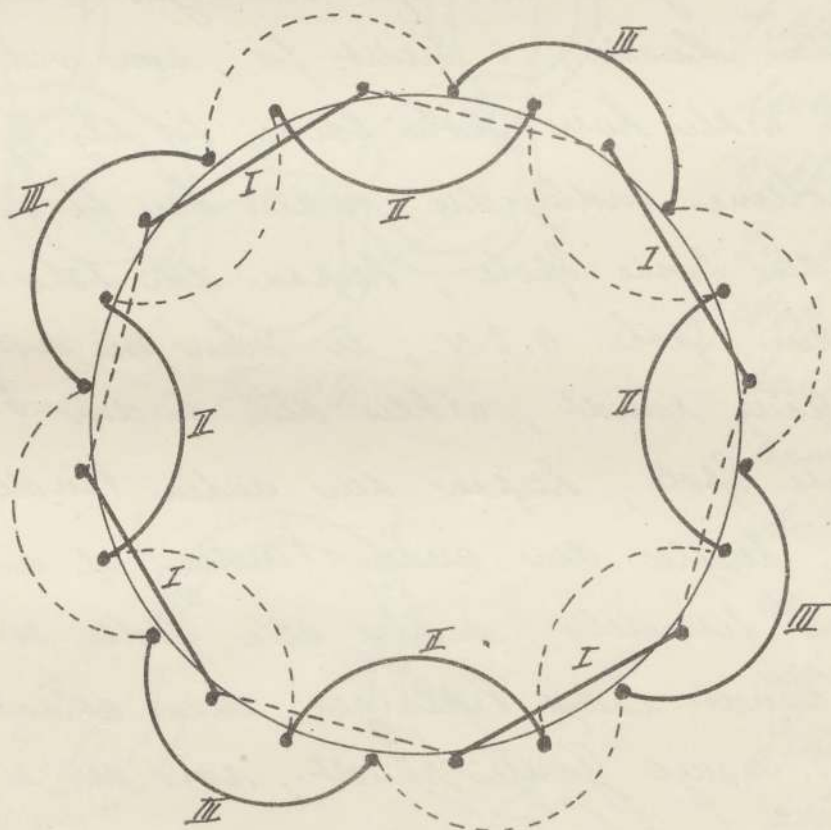


Fig 41

Selve Spolerne er her vist ved tykke Streger, medens de punkterede Linier angiver Forbindelserne mellem Spolerne indbyrdes. Det ses, at Antallet af Spolekrydsninger er meget faa, og at de kun skærer hinanden inden en ret Vinkel.

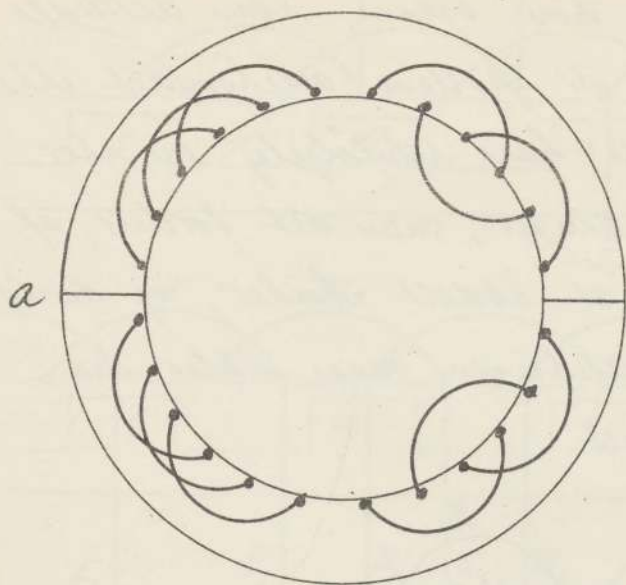


Fig 42.

Spolerne.

Naar p er et lige Tal, kan de befæste Ligsaa vel som de løfæste Viklinger vikles saaledes, at ingen Spole b krydser over Skillefugen ved lodrette Aukere. Fig 42 viser to forskellige Udførelsesformer a og b, hvoraf b er den gunstigste, da den giver de færreste Krydsninger mellem Spolerne.

§ 3. Omløbende Viklinger.

Disse Viklinger anvendes mest som Stauvikling, og altsaa til lavere Spændinger. De have nogen Lighed med Spoleviklinger men vikles paa en anden Maade; i Shedd for, som ved Spoleviklingen at vikle hver Spole færdig for sig og da at forbinde Spolerne indbyrdes, vikles her først den 1ste Vinding af den første Spole, herpaa den 1ste Vinding af den anden Spole o. s. v.; er man nu kommen Aukert en Gang rundt, vikles den anden Vinding af den første Spole, herpaa den anden Vinding af den anden Spole, herefter den anden Vinding af den tredje Spole og saa fremdeles, indtil alle Spoller er færdige. Følger man rundt langs Viklingen, saa altsaa Aukert løbes ligesaa mange Gange rundt, som der er Vindinger pr. Spole.

a. Befæste omløbende Viklinger.

Fig 43 viser en saadan Vikling, hvoraf Principet tydeligt fremgaar; som det ses ligger den paa hver Side af Aukert kun en Spole ved hverandret Polpar.

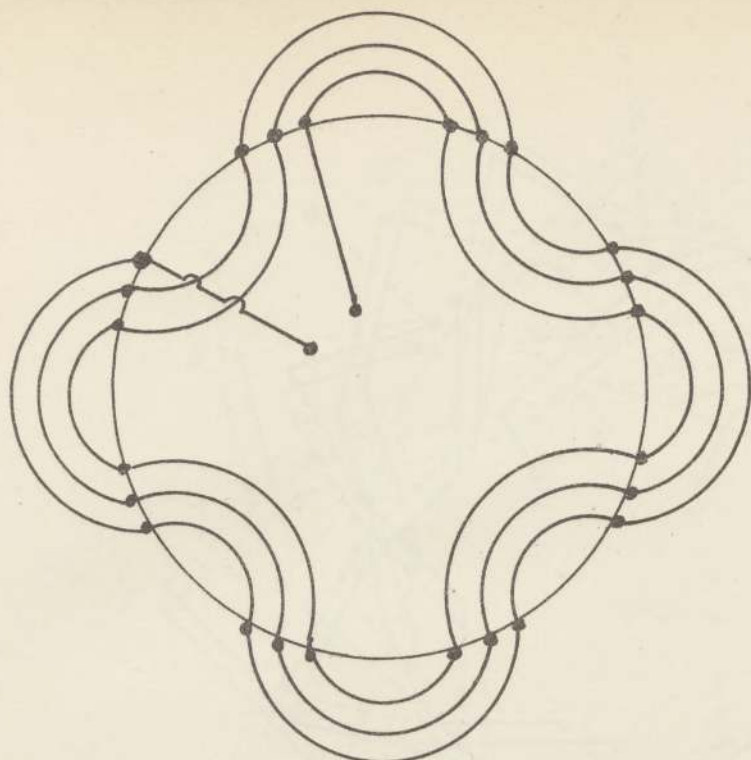


Fig. 43

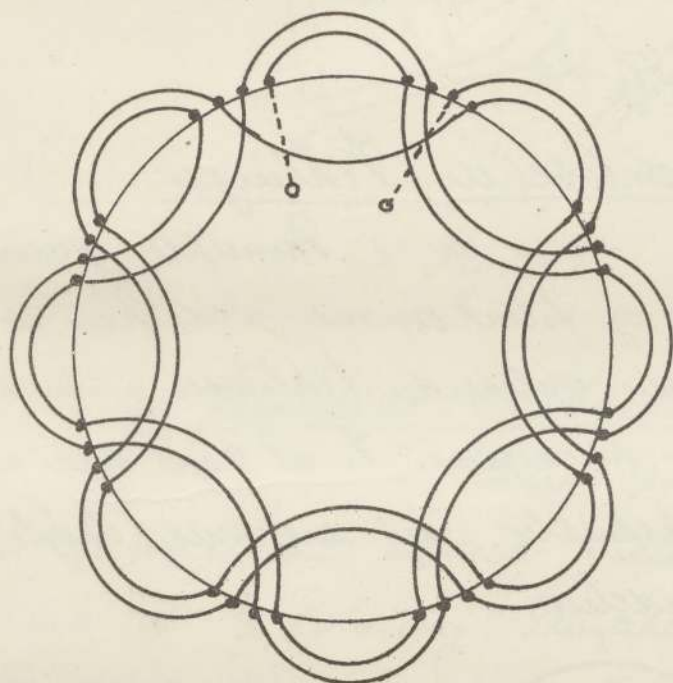


Fig. 44

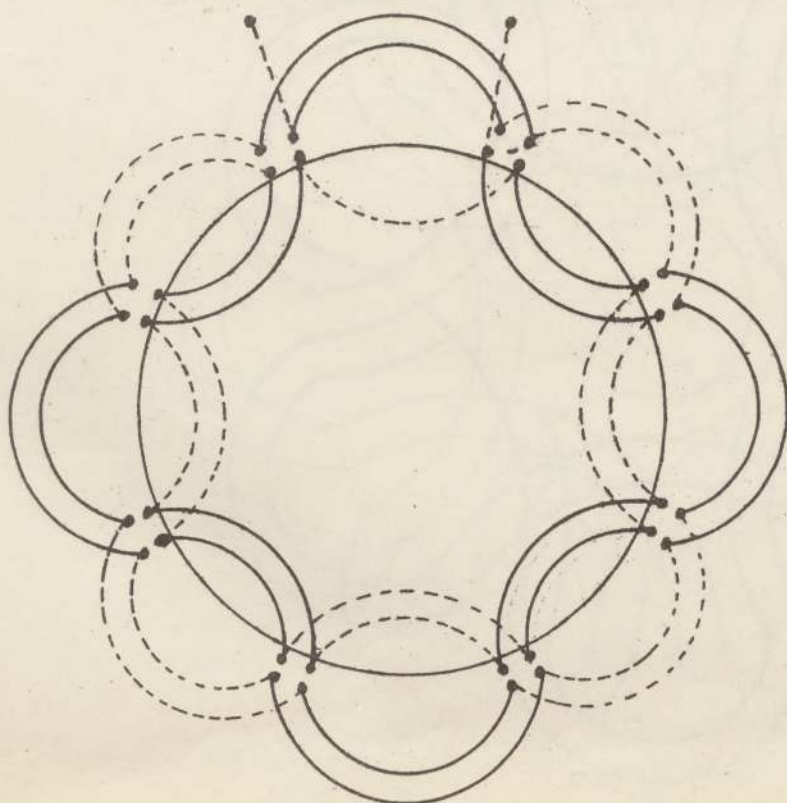


Fig. 45

I Skedet for at vikle
 saaledes som i Fig 43,
 kan Viklingen ogsaa,
 som vist i Fig 44,
 vikles saaledes, at den
 paa begge Sider af
 Aukeriet ligger en Spole
 ved hvert Polpar. Dette
 gøres bedst, naar den
 er et lige Antal Vin-
 dinger pr. Spole, og
 man vikler da saa-
 ledes, at man skifter
 Omløbsretningen, naar
 den ene Halvdel af
 Viklingen er gennem-
 løbet. En lignende
 Vikling er vist paa
 Fig. 45, hvor den i hver
 Not findes to Stanger;
 her er Forbindelserne
 paa den ene Side af
 Aukeriet fuldt optruk-
 ne, mens Forbindel-
 serne paa den anden
 Side af Aukeriet er
 punkterede. I disse
 tre Viklinger er alle
 Forbindelsesslykker ud-
 ført som Røjler; i
 Skedet for kan den, som
 paa Fig 46, ogsaa an-
 vendes Gaffler.

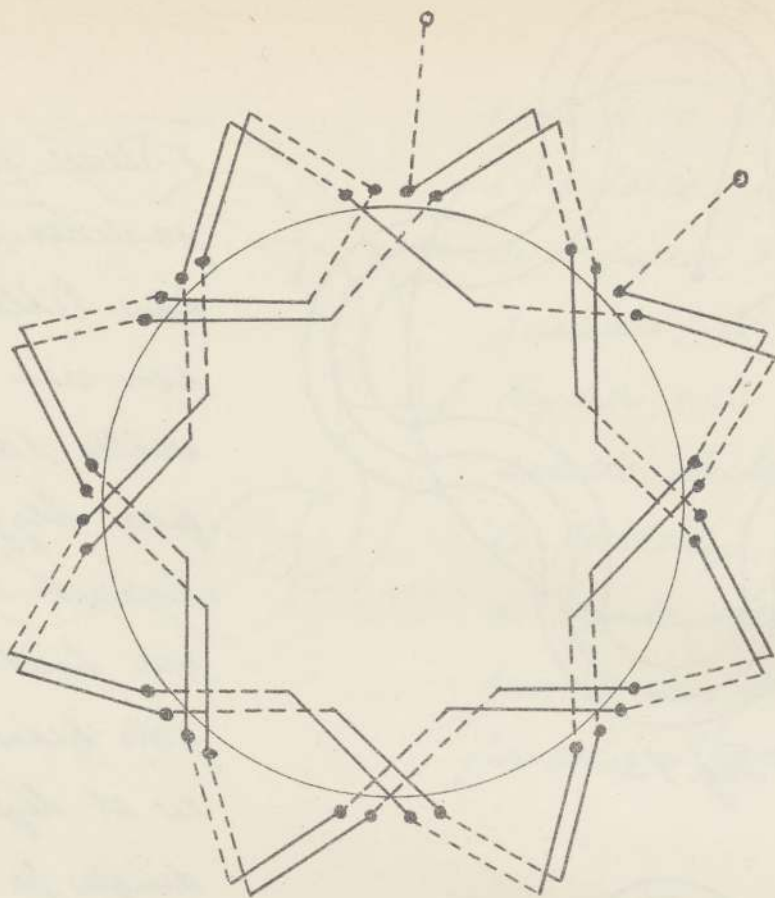


Fig 46.

b. Toftasede omlobende Væklinger

Disse er i Principet ganske som de enfasede Væklinger, og fremkommer ved paa et Sted at anbringe to enfasede omlobende Væklinger, som er forskudt $\frac{1}{2}$ Poldeling fra hinanden. Vi vil nøjsomt med at illustrere dem ved to Eksempler, det ene med Røyle - det andet med Gaffelforbindelser.

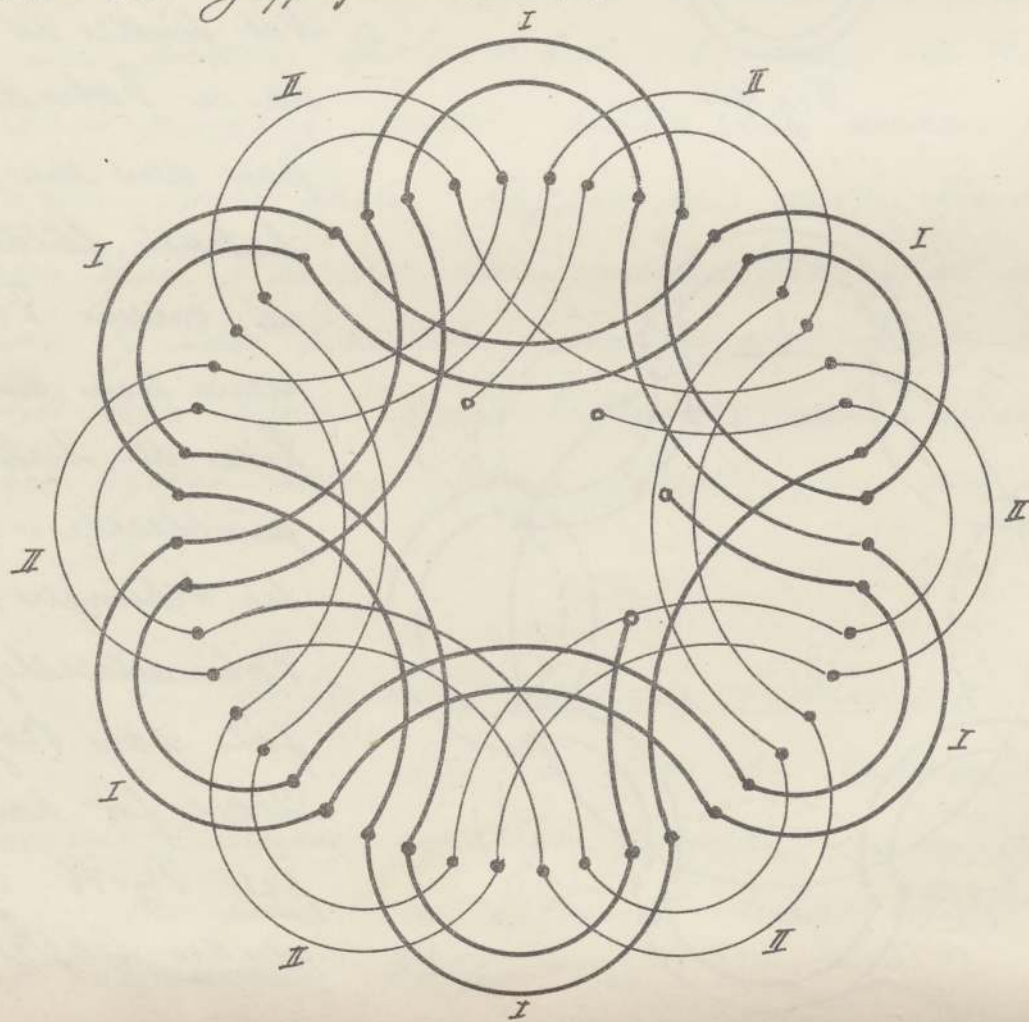


Fig. 47

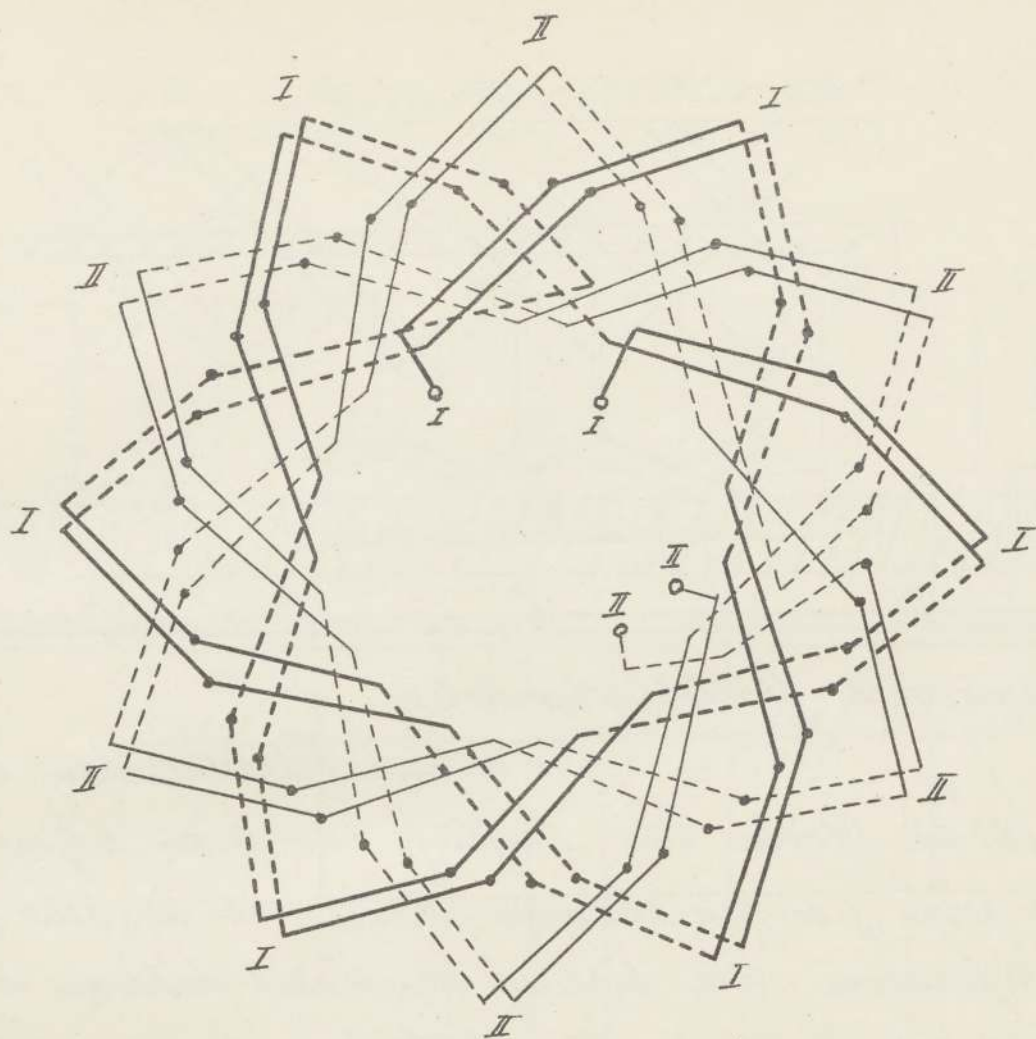


Fig. 48

c. Trefasede omlobende Veklinger.

Disse opstaa ved paa et Stuek at anbringe tre eufasede Veklinger i en indbyrdes Afstand af $\frac{2}{3}$ Poldeling. Principet er forøvrig det samme som for de to foraanvandede Veklinger.

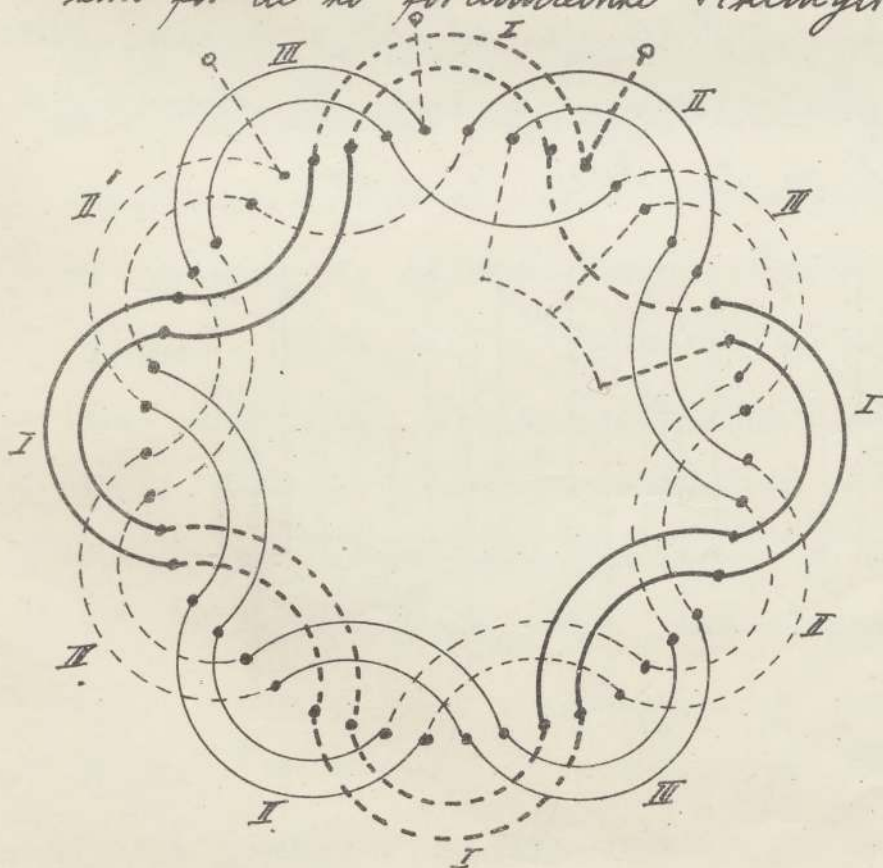


Fig 49.

Fig 49 viser en ottepolet trefaset omlobende Vekling med Røjleforbindelser. Af Hensyn til Krydsningerne man Røjlerne ligge i to forskellige Planer. Det yderste Plan er færdt optrukket, det inderste punkteret.

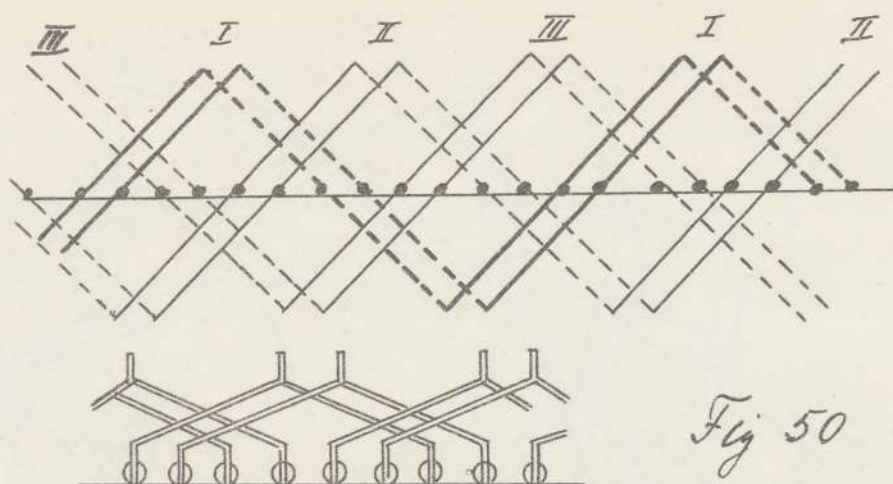


Fig 50

Fig 50 viser en trefaset omløbende Fikling med Gaffelforbindelser.

I mange Tilfælde kan man helt indvære Gaffler eller Røjler, idet man højer selve Stangerne paa en saadan Maade, at de selv kan danne Forbindelserne; ved tykkede eller halvt tykkede Noder kan imidlertid Stangerne kun højes paa den ene Side af Aksen, da de ellers ikke kan føres ind i Noden. Stangerne loddes sammen to og to, og Antallet af Loddededer kan reduceres til det halve, idet selve Omhøjningen af Stangen erstatter et Loddeded. Fig 51 viser en saadan Fikling, som er anvendt ved den 100 HK. Vekselskræmsmaskine, som findes i den polytekniske Læreanstalts Maskinlaboratorium; Fiklingen er en omløbende Fikling med skifteende Omløbsretning og med to Noder resp. to Stanger pr. Pol og pr. Fase.

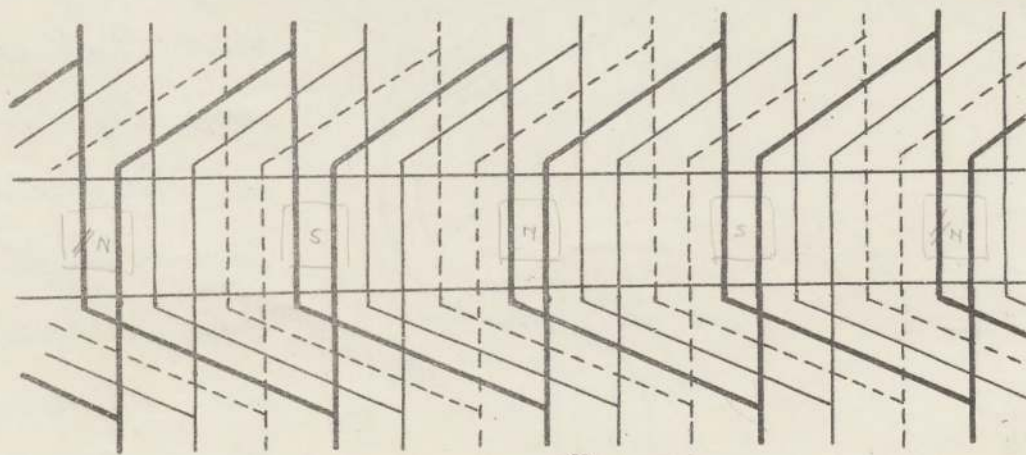


Fig. 51

Den Del af Stangen, som frembringer Forbindelsen er meget forkrobbet, for ved Kryds-

§ 4 Jævnstrømsviklinger

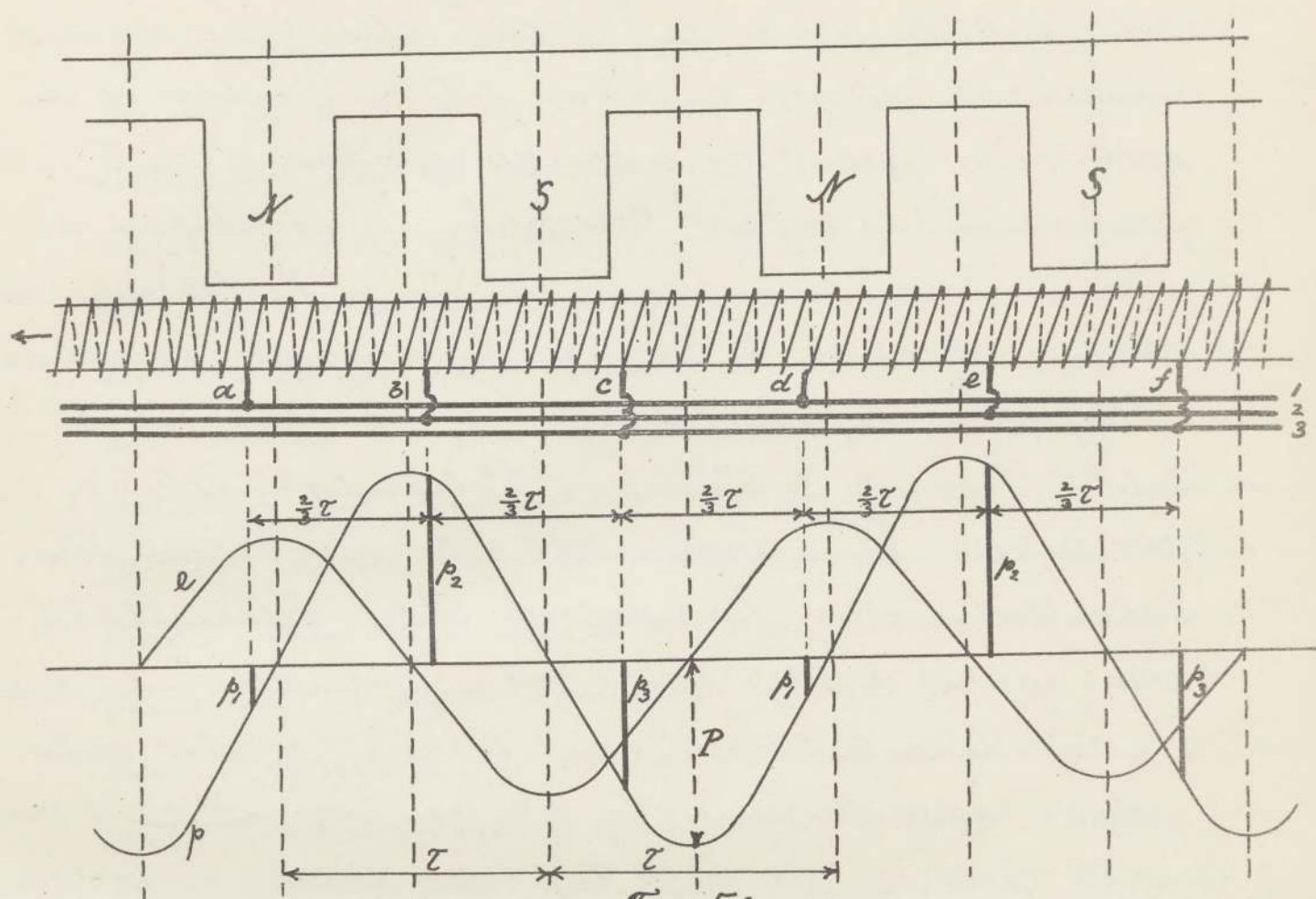


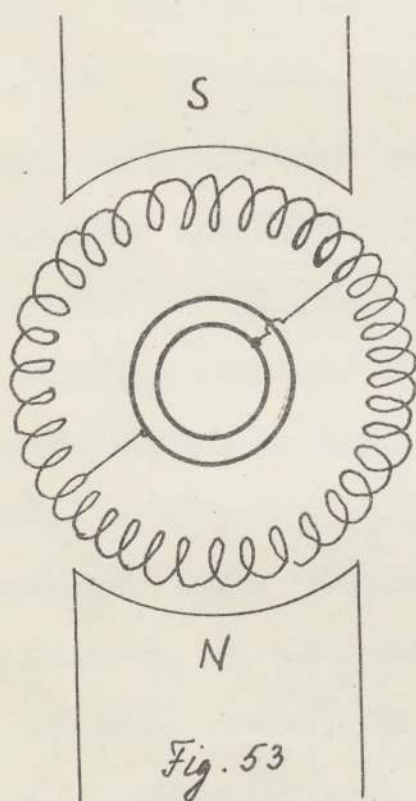
Fig 52

Paa Fig 52 er vist en indfoldet Jævnstrømsvikling, og som eksempel er valgt en Spiralkvikling, idet denne, som bekendt, har de samme Egenskaber som en Skøjfervikling og tillige fremviser det reducerede Skema af en Bølgevikling. Den i hver Ankerleder inducerede $\mathcal{E}$.M.K. er bestemt ved e Kurven, og den i hver Leder herskende Potential faas ved indenfor hver Strømkreds at addere de elektromotoriske Kræfter for de forenliggende Ledere. Ved simpel Integration af e Kurven findes altsaa den saakaldte Potentialkurve, hvis Ordinater angiver den i Lederne herskende samlede Potentialer. Da vi stillet har forødet Børsterne i det geom. neutrale Løse, vil Potentialkurven have sit Maximum her.

Antager vi nu, at Potentialkurven er en Sinuskurve, og aftager vi Strøm fra tre Pærter a, b og c , som ligger i en indbyrdes Afstand af $\frac{2}{3}\tau$, saa vil den i disse herske Spændingerne p_1, p_2 og p_3 have følgende Udtryk:

$p_1 = P \sin \omega t$, $p_2 = P \sin(\omega t - 120)$ og $p_3 = P \sin(\omega t - 240)$,
idet ω er den vinkelhastighed $= \omega$.

Det følger heraf, at der vil blive aftaget en bryffast
Vekselsstrøm. Aftages den Strøm fra m Puncter af An=
keret, som ligger i en indbyrdes Afstand af $\frac{2}{m} \tau$,
freunkommer en m -faset Vekselsstrøm, og da Ankeret er
roterende, man den aftages gennem en Kontaktbryng og
tilhørende Børster. Da alle de her anvendte Jernstrøms=
viklinger er lukkede Viklinger, er det klart, at de
enkelt Faser er forbundne i Polygonforbindelse, d.
for bryffast Strøm Trekantforbindelse, for tofasets Strøm
Firkantforbindelse, for seksfasets Strøm Sekskantforbin=
delse og for enfasets Strøm Tokantforbindelse. Den Række
af disse har ikke været nævnt tidligere, og skal derfor
nærmere illustreres ved Fig 53; det ses, at den i Vir=
keligheden består af to para=
lelt forbundne Strømkredse i
den topolede Udformelse. Strø=
relsen m betyde altså i dette
Tilfælde ikke mere Antallet af
virkelige Faser, men nøjagtigere
Antallet af Kontaktbryng. Vi
har altså:



- Enfasets Strøm: $m = 2$
- Tofasets Strøm: $m = 4$
- Trefasets Strøm: $m = 3$
- Seksfasets Strøm: $m = 6$

Det ses af Fig 52, at de dele af
viklingen, som ligger mellem Puncterne a og b og c
hver for sig danner en Fase, og det fremgaar altså
direkte af Figuren, at hver Fase optager en Plads,
som er $\frac{2}{3}$ af Polafstanden.

Har Maskinen end to Poler,
eller rettere mere end to Strømkredse (i det reducerede
Skema er $a = b$) som den altsaa Strøm fra alle

end de tre valgte Puncter a, b og c; af Fig 52 ses det, at man ogsaa kan af tage Strøm fra d, e og f, idet der mellem alle seks Puncter er en Afstand paa $\frac{2}{3} \tau$. Da a og d, b og e samt c og f har samme Potential, kan de forbindes til samme Kontakttring, nemlig a og d til Ring 1, b og e til Ring 2 og c og f til Ring 3; det ses, at der dermed indenfor hver Fase findes flere parallelt forbundne Strømkredse, f. Eks er den mellem a og b liggende Del af Viklingen forbundet parallelt med den mellem d og e liggende Del. Det indses let, at de Del af Viklingen, som kan paralleltforbindes, maa ligge inden Polen af samme Kavn for at kunne have samme Potential, hvilket vil sige, at der kun i hveranden af de 2a Strømkredse findes Del, som kan paralleltforbindes. Heraf følger altsaa, at der paa vekselstrømsiden i hver Fase kun findes a Strømkredse, naar der paa jævnstrømsiden ialt er 2a.

Endvidere ses det, at de Puncter, som forbindes til samme Kontakttring, har samme Potential. Heraf følger, at en Kontakttring ikke er andet end en Ekvipotentialforbindelse, og at Afstanden mellem to paa hinanden følgende Puncter af Viklingen, som forbindes til samme Kontakttring er lig med Potentialskridtet.

Vi kan altsaa til Bestemmelse af Beliggenheden af de Puncter, som skal forbindes med Kontakttringene, anvende de samme Formler, som er udviklede for Jævnstrømsviklinger. Disse Formler skal her kort rekapituleres.

Den almindelige Viklingsformel lyder:

$$y = \frac{f \cdot s \pm 2a\bar{u}}{2p},$$

hvor s er Antallet af inducerede Spolesiden, f er Polskridtet og $\bar{u}$ Antallet af inducerede Spolesiden pr. Spole.

Almindeligvis anvendes kun Sløjfe og Bølgeviklinger og kun i asymmetrisk Form.

For Sløjfeviklingen have:

$$y_1 = \frac{s \pm b}{2p} \pm 2m, \quad y_2 = \frac{s \pm b}{2p}, \quad m = \frac{a}{p}$$

$$y = y_1 - y_2 = \pm 2m, \quad y_k = \pm m$$

For Bølgeviklingen have:

$$y = y_1 + y_2 = \frac{s \pm 2a}{p}$$

$$y_k = \frac{y_1 + y_2}{2} = \frac{k \pm a}{p}$$

y_1 og y_2 skal begge være hele ulige Tal.

Af Hensyn til Symmetrien maa det forlanges, at der findes ligemange Spolensider i hver Fase og ligemange Spolensider i hver Strømdrejs paa Vekselstrømsiden saavel som paa Jævnstrømsiden. Betingelsen for Symmetri lyder altsaa:

$$\frac{s}{m \cdot a} = \text{helt Tal}$$

For at alle Forbindelser til Kontakttringene kommer til at ligge paa samme Side af Aukent, maa desuden helst $\frac{s}{m \cdot a}$ være et lige Tal.

For Potentialskridtene have endvidere:

$$\text{Sløjfeviklingen} \quad y_p = \frac{k}{p} = \frac{2s}{p}$$

$$\text{Bølgeviklingen} \quad y_p = \frac{p}{a} y_k \mp 1.$$

Afstanden mellem to paa hinanden følgende Kontakttringforbindelser indenfor samme Fase er altsaa $= y_p$, som maales i Antal Kommunkatorlaemmer. Afstanden mellem to paa hinanden direkte følgende Forbindelser til forskellige Kontakttringe er $\frac{1}{m} y_p$. Ved Serieviklingen findes istæt Potentialskridt $\therefore y_p = k$, og sidstnævnte Afstand bliver saaledes $\frac{k}{m}$.

De Punkter af Viklingen, som forbindes til Kommunkatorlaemmerne kaldes Knudepunkter.

Eksempler.

1) Trefaset Sløjfevinding

$$s = 54, p = a = 3, K = 27$$

$$y_2 = \frac{54-0}{6} = 9, y_1 = 9 \pm 2 = 7$$

I hver Fase laves $\frac{s}{m \cdot a} = \frac{54}{3 \cdot 3} = 6$ sløjfevindinge
Spolensider. Afstanden mellem to paa hinanden følgende
de Kontraktingforhindlere indenfor samme Fase er:

$$y_p = \frac{K}{p} = \frac{27}{3} = 9$$

Afstanden mellem to dybde paa hinanden følgende
Kontraktingforhindlere er:

$$\frac{K}{m \cdot p} = \frac{27}{3 \cdot 3} = 3.$$

Viklingsskemaet ses af Fig. 54.

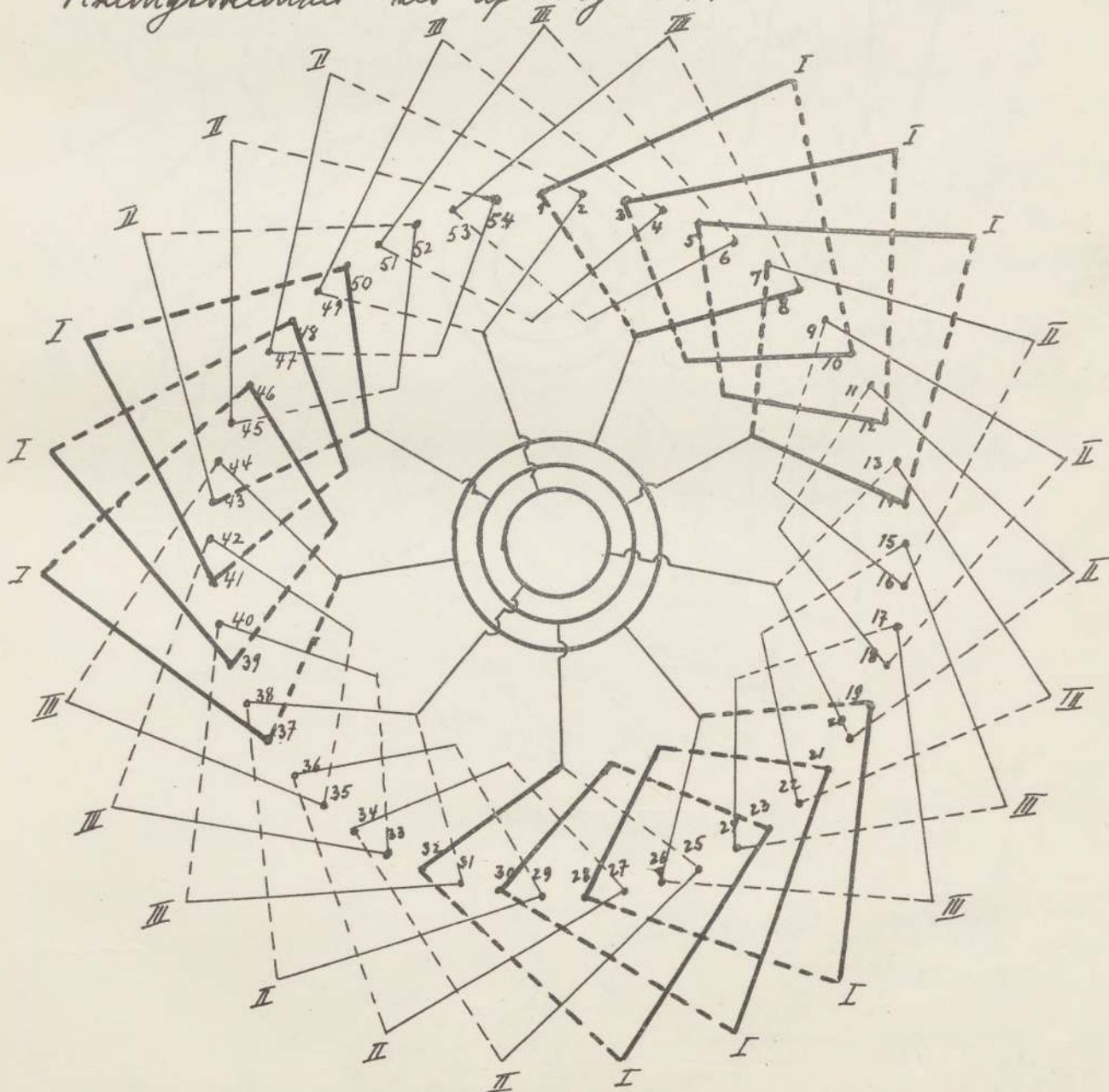


Fig. 54.

2) Trefaset Serievikling

$$s = 54, p = 4, a = 1, K = 27$$

$$y_1 + y_2 = \frac{54+2}{4} = 14$$

$$y_1 = y_2 = y_K = 7; \frac{s}{m \cdot a} = \frac{54}{3 \cdot 1} = 18$$

Potentialskridt = 0, da $a = 1$.

Åfstanden mellem to paa hinanden direkte følgende Kontakttringforbindelser = $\frac{K}{m} = 9$.
 Viklingskemaet ses af Fig. 55.

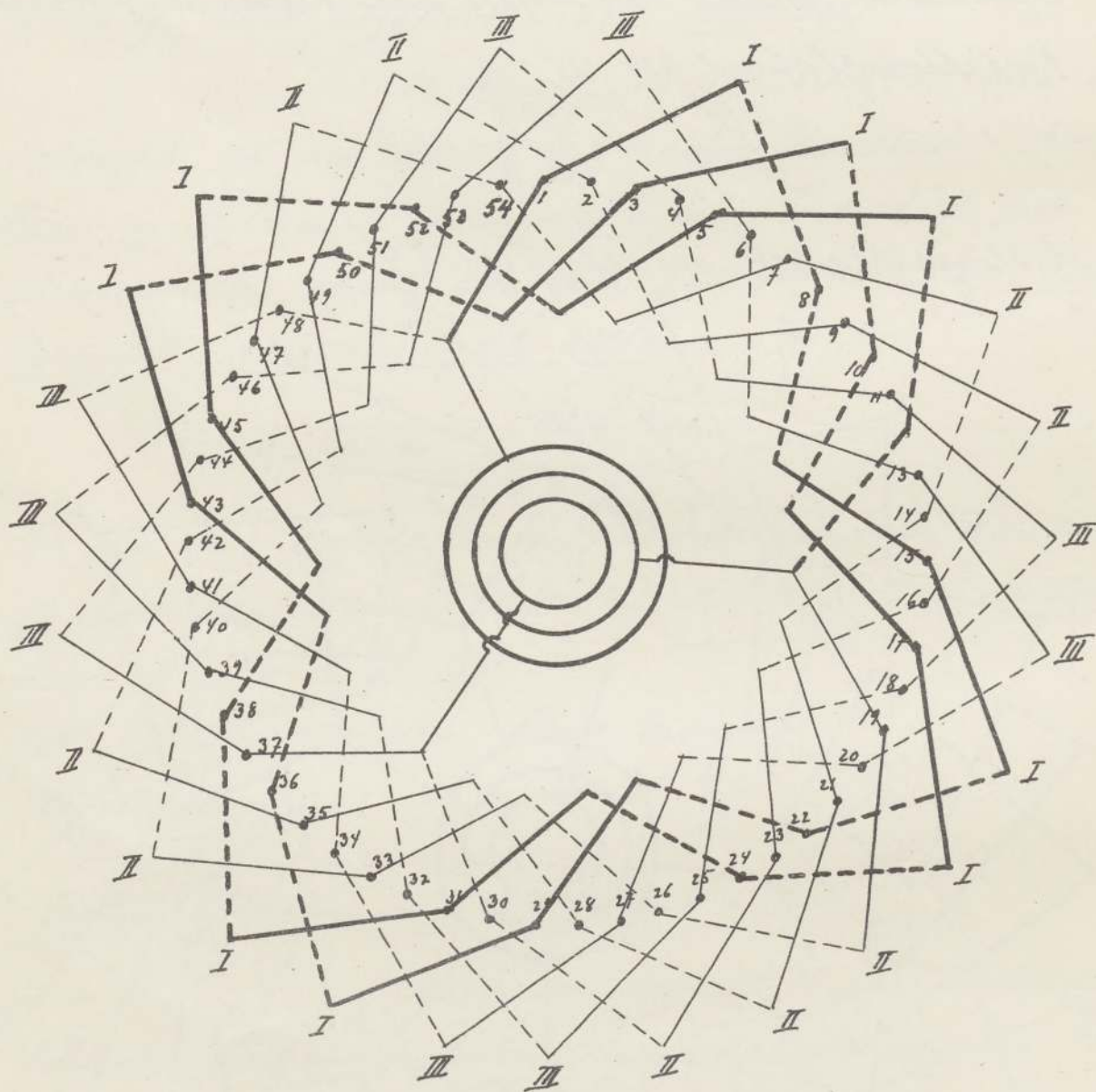


Fig. 55.

3) Tofaset Serievikling

$$s = 44, p = 3, a = 1, m = 4$$

$$y_1 + y_2 = \frac{44-2}{3} = 14, y_1 = y_2 = y_K = 7$$

$$\frac{s}{m \cdot a} = \frac{44}{4 \cdot 1} = 11;$$

Fra et eller andet Punkt af Veklingen gennem =
løbes 11 Ledene, hvorpaa man kommer til den næste
Fase og saa fremdeles.

4) Trefaset Linieparallelvikling

$$s = 60, p = 4, a = 2, K = 30, m = 3.$$

$$y_1 + y_2 = \frac{60 - 2 \cdot 2}{4} = 14, y_1 = y_2 = y_K = 7$$

$$\frac{s}{m \cdot a} = \frac{60}{3 \cdot 2} = 10; \quad \frac{K}{a} = \frac{30}{2} = 15$$

$$y_p = \frac{4}{2} \cdot 7 + 1 = 15$$

Afhængig mellem to paa hinanden
følgende Kontaktringforbindelser indenfor samme Fase er
altsaa = 15 Læmeller. $\frac{y_p}{m} = \frac{15}{3} = 5$.

5) Trefaset Linieparallelvikling

$$s = 54, p = 4, a = 3, K = 27, m = 3.$$

$$y_1 + y_2 = \frac{54 - 6}{4} = 12, y_1 = 5, y_2 = 7, y_K = 6.$$

$$\frac{s}{m \cdot a} = \frac{54}{3 \cdot 3} = 6; \quad \frac{K}{a} = \frac{27}{3} = 9 \text{ altsaa sym.}$$

y_K og K har den fælles Faktor 3, saaledes at Veklingen
er tredobbelst lukket. Da $\frac{p}{a}$ ikke er et helt Tal, er
Potentialskridtene forskellige. Vi sætter:

$$x = \frac{p}{a} = \frac{4}{3} \approx 1.33; \text{ da } a = 3, \text{ haves ialt}$$

3 Potentialskridt, og skal nu

$$x_1 + x_2 + x_3 = p = 4.$$

Vi sætter $x_1 = 1, x_2 = 1, x_3 = 2$.

$$y_{p1} = x_1 y_K + 1 = 1 \cdot 6 + 1 = 7$$

$$y_{p2} = x_2 y_K + 1 = 1 \cdot 6 + 1 = 7$$

$$y_{p3} = x_3 y_K + 1 = 2 \cdot 6 + 1 = 13$$

$$\Sigma(y_{p_i}) = K = 27.$$

Forklindelserne til Kontaktringene findes nu ledet ved Hjælp af Vindlingskabellet. Vi skriver Kummekabel-lameller-nes Kümre op i 4 lodrette Kolonner og seendes, at Differensen mellem to paa hinanden følgende Tal $u = y_k$; hver Gang der er gemenskabt en Strømkreds, begyndes paa en ny Linie.

1	—	7	—	13	—	19
25	—	4	—	10	—	16
22	—	1				
8	—	14	—	20	—	26
5	—	11	—	17	—	23
2	—	8				
15	—	21	—	27	—	6
12	—	18	—	24	—	3
9	—	15				

I første Fase skal Lamelle 1 og 15 forhindres til den ene Kontaktring, idet den Differens = y_p . Den første Forklindelse i anden Fase findes ved til Lamelle 1 at addere $\frac{k}{m} = 9$, d. Lamelle 10, og de øvrige Forklindelser skal føres til 17 og 24. I tredje Fase skal endelig den første Forklindelse føres til $10 + \frac{k}{m} = 10 + 9 = 19$ o. s. v.

§ 5 Opskaarne Jævnstrømsviklinger.

Disse Viklinger er uanvendelig ved Jævnstrøm og kan kun benyttes til Vekselsstrøm. Har man en Jævnstrømsvikling med 2a Strømkredse, kan den skjæres op i 2a Pærker, og de hidtil parallelforbundne Strømkredse kan nu i stedet for forbindes i Serie. Man opnår hermed den Fordel at kunne afbøje en højere Spænding, men da Viklingen nu bliver en aaben Vikling, er den uanvendelig til Jævn-

strøm.

For at undersøge de Principer, hvorefter Forbindelserne skal foretages, vil vi først betragte en enfaset firepolet Spiralvikling Fig. 56

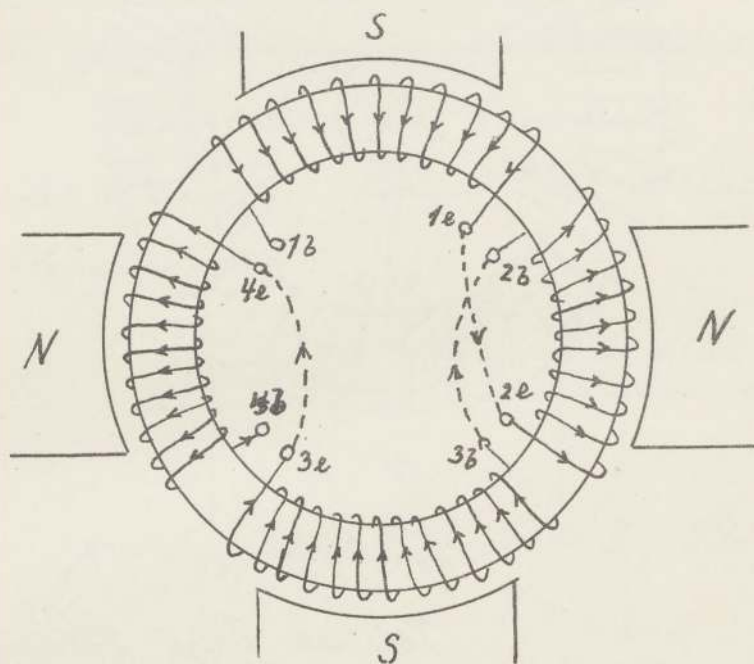


Fig 56.

Ved at indtegne Strømmedrøinger =
ne fremgaar det direkte af Figuren, hvorledes Seriefor-
bindelsen af de fire Strømkredse foretages. Nummeres
Strømkredsene forløbende og betegnes en Strømkreds's Be-
gyndelsepunkt med b og dens Endepunkt med e ,
skal altsaa Forbindelsen foretages efter følgende Schema:

$$b - 1e \cap 2e - 2b \cap 3b - 3e \cap 4e - 4b$$

Skal man i Skedet for en en-
faset have en enfaset Vikling, skjæres Viklingen op i
 $2am$ Stykker, idet hver Strømkreds tillige skal deles i
en lige stor Del. De til samme Fase hørende Del af
hver Strømkreds bliver nu Serieforbundne, og herfra kan
Fasene efter Valg skjærneforbindes eller polygumforbindes.
Som Eksempel skal vælges en trefaset Spiralvikling, hvor
 $a = p = 1$. Viklingen skjæres op i $2am = 6$ Del, og
det fremgaar direkte af Fig 57, hvorledes Forbindelsen
skal foretages. Her vælges f. Eks. Skjærneforbindelse.

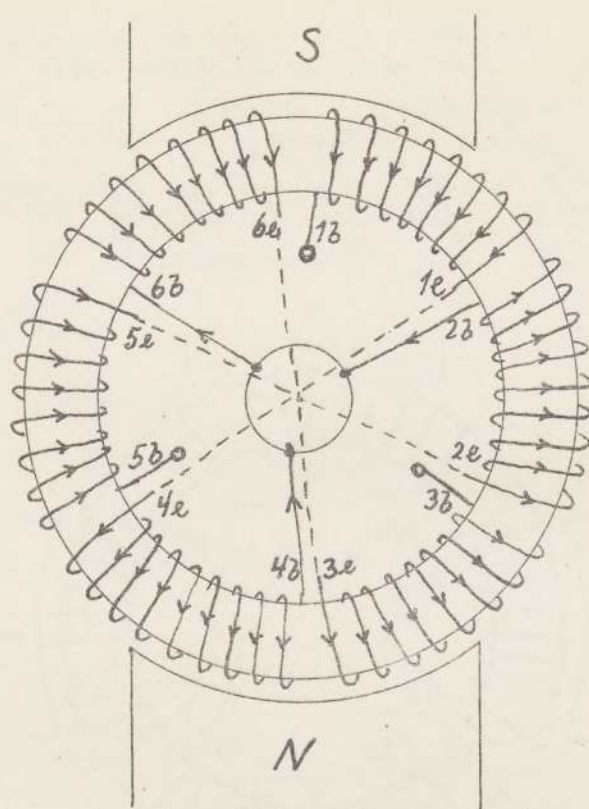


Fig. 57

Ved at følge Strømretningen frem =
kommer her følgende Forbindelser:

Fase 1: $\circ 1b - 1e \cap 4e - 4b - \circ$
 $\circ 2b - 2e \cap 5e - 5b - \circ$
 $\circ 3b - 3e \cap 6e - 6b - \circ$

Det neutrale Punkt fremkommer ved at forbinde $4b$, $2b$ og $6b$; denne Forbindelse gøres bedst ved at man skærer anden Linie paa Schemaet i omvendt Ordre:

$\circ - 1b - 1e \cap 4e - 5b - \circ$
 $\circ - 5b - 5e \cap 2e - 2b - \circ$
 $\circ - 3b - 3e \cap 6e - 6b - \circ$

Af ovenstaaende Schema fremkommer nu følgende Regel:
Endepunktet af den x te Spole forbindes med Endepunktet af den $(x+m)$ te, og Begyndelsespunktet af den x te Spole forbindes med Begyndelsespunktet af den $(x+m)$ te.

Vil man forbinde de tre Faser i Trekantforbindelse, faas følgende Schema:

$\circ - 1b - 1e \cap 4e - 4b - \circ$
 $\circ - 5b - 5e \cap 2e - 2b - \circ$
 $\circ - 3b - 3e \cap 6e - 6b - \circ$

Nedens de almindelige Jærnstroims vik-
linger ved dens almindelige til Vekselstrøm kun blev delt
i a . m. dele, bliver de opskaarne Viklinger delt i $2am$
dele; heraf følger, at de til en Fase hørende Ledene
kun vil bedække $\frac{1}{m}$ af Poldelingen, medens de ved
de almindelige Jærnstroimsviklinger bedækkede $\frac{2}{m}$.

Betingelsen for Symmetri, 3: at der i
hver Fase er ligesaa mange Ledene, vil altsaa for de for-
andrede Viklinger lyde:

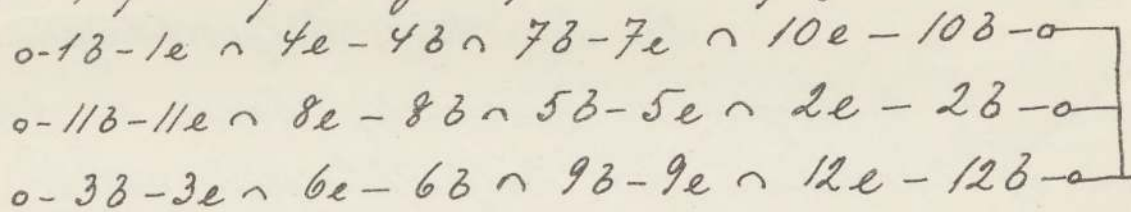
$$\frac{s}{2am} = \text{helt Tal. og helt et lige Tal.}$$

Eksempler.

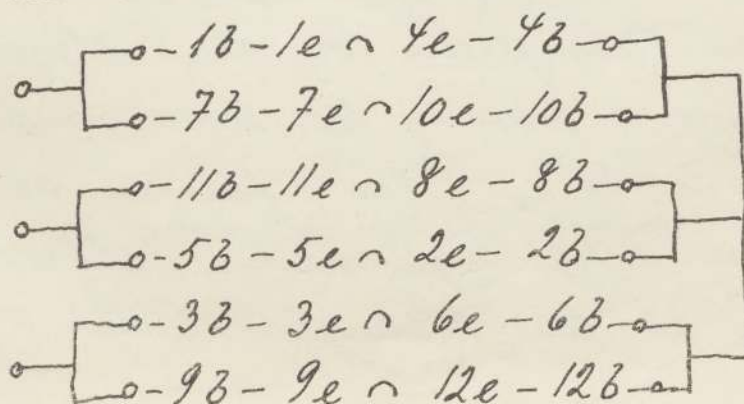
1) $s = 36$, $p = 2$, $a = 2$, $m = 3$, Gjöjfvikling

$$\frac{s}{2am} = \frac{36}{2 \cdot 2 \cdot 3} = 3$$

Viklingen deles altsaa i $2am = 12$ dele, hver bestaaende
af 3 Spoleider. Da $\frac{s}{2am}$ er et ulige Tal, vil Forbin-
delserne ligge paa begge Sider af Ankret. Nummereres
de $2am$ dele med fortløbende Numre, og betegnes Re-
gynkelsspændepunkterne og Rudepunkterne henholdsvis med b
og e , faar for Ljærneforbindelse følgende Skema:



Ønsker man, at Viklingen kun
skal give den halve Spænding, kan hver Fase deles i
to Halvdele og disse da parallelforbindes. Man faar da
følgende Skema:



2) $s = 42$, $a = 1$, $p = 2$, $m = 3$, Serievikling

$$\frac{s}{2am} = \frac{42}{6} = 7$$

Viklingen skjæres op i 6 Punkter, og hver del består af 7 Spolesider. For Skjæreforbindelse hæves:

$$\begin{array}{l} 0-13-1e \cap 4e-43-0 \\ 0-53-5e \cap 2e-23-0 \\ 0-33-3e \cap 6e-63-0 \end{array}$$

3) $s = 74$, $p = 3$, $a = 1$, $m = 3$, Serievikling

$$\frac{s}{2am} = \frac{74}{6} = 12 \frac{1}{3} = 4 \cdot \frac{12}{6} + 2 \cdot \frac{1}{3}$$

Da $\frac{s}{2am}$ ikke er noget helt Tal, er denne Vikling usymmetrisk; forbindes umiddelbart de tre Faser i Skjæreforbindelse, kan denne Uasymmetri dog billades. Viklingen deles i 6 dele, hvoraf de 4 består af 12 og de to af 13 Spolesider; i de to Faser faar ialt 24 Spolesider og i den tredje 26.

§ 6. Forandrede Jævnstrømsviklinger.

Her kan kun Rølviklingen anvendes, og Viklingen er anvendelig både til Jævnstrøm og Vekselsstrøm. For Rølviklingerne gælder:

$$y_k = \frac{K \pm a}{p} = \frac{s \pm 2a}{2p}, \text{ idet } K = \frac{s}{2}$$

heraf faas:

$$s = 2p \cdot y_k \mp 2a$$

og dette er Betingelsen for, at Viklingen er en lukket Vikling. Gøres s forskellig fra ovenstaaende Udtryk, er: men $s \geq 2p \cdot y_k \mp 2a$, faas en aaben Vikling, men ved at tilføje nogle særlige Forbindelser bliver det dog muligt at faa Viklingen lukket.

Viklingen anvendes i særlig vanskelige Tilfælde, hvor det ved et givet Antal Spolerider s , som man af særlige Grunde ikke ønsker at forandre, ikke er muligt at få y_k til at blive et helt Tal.

Man går frem paa den Maade, at man vikler en Bølgevikling for det Antal Spolerider s' som ligger nærmest ved s , og for hvilket y_k bliver et helt Tal, og da bagefter ved Opskæring og særlige Sløjfeportindeleer indføjer de tiloversblivne Spolerider i Viklingen. Man gør bedst i at vælge disse tiloversblivne Spoleriders Beliggenhed straks, idet man sørger for, at de ligger i de betegnede Viklingsskiints Afstand fra hinanden; herpaa vikles da Bølgeviklingen, idet man ser helt bort fra de i Forvejen fastlagte tiloversblivne Spolerider, og endelig indføjes disse til Slut i Viklingen ved Hjælp af Sløjfeportindeleer. En saadan Vikling har ganske de samme Egenskaber som en hvilken som helst anden Jernstrømsvikling; den kan altsaa behandles ganske som disse, og kan f. Eks. ogsaa opskjæres paa lignende Maade som de i forrige Paragraf behandlede Viklingen.

Som Eksempel paa en saadan Vikling skal nærmere betragtes en Serievikling med følgende Data:

$$s = 48, \quad p = 3, \quad a = 1, \quad m = 3.$$

$$\frac{s}{a \cdot m} = \frac{48}{1 \cdot 3} = 16$$

$$y_k = \frac{48 \pm 2}{6} = \text{en Brøk.}$$

Det ses, at y_k ikke bliver et helt Tal, og det nærmeste Antal Spolerider, for hvilke en Serievikling bliver mulig, er $s' = 46$, idet da:

$$y_k = \frac{46 \pm 2}{6} = 8$$

Det vilde altsaa ligge nær at vikle en almindelig Serievikling med $s = 46$, men da vilde $\frac{s}{\alpha \cdot m}$ blive en Brok, og Viklingen vilde være asynmetrisk. Man foreskæpper da at vikle Viklingen med $s = 48$; for de $3' = 46$ Spolesider vikles nu en Serievikling, og de to tiloversblevne Spolesider indvikles til Slut ved Hjælp af en Løjfe. Vi deler altsaa Periferien i 48 Dele, og bestemmer Viklingeskridtet for $s' = 46$.

$$y = \frac{46 \pm 2}{3} = 16, y_1 = 9, y_2 = 7, y_k = 8$$

Vi vælger nu de to tiloversblevne Spolesider, f. Eks 47 og 8, idet disse ligge i afstanden $y_1 = 9$ fra hinanden, og vikler nu Bølgeviklingen, som om disse to Spolesider ikke eksisterede; man maa blot passe, at Viklingeskridtet $y_1 = 9$ kommer til at ligge paa samme Side af Chukret, som for de to tiloversblevne Spolesiders Vedkommende. Viklingen ses paa Fig. 58.

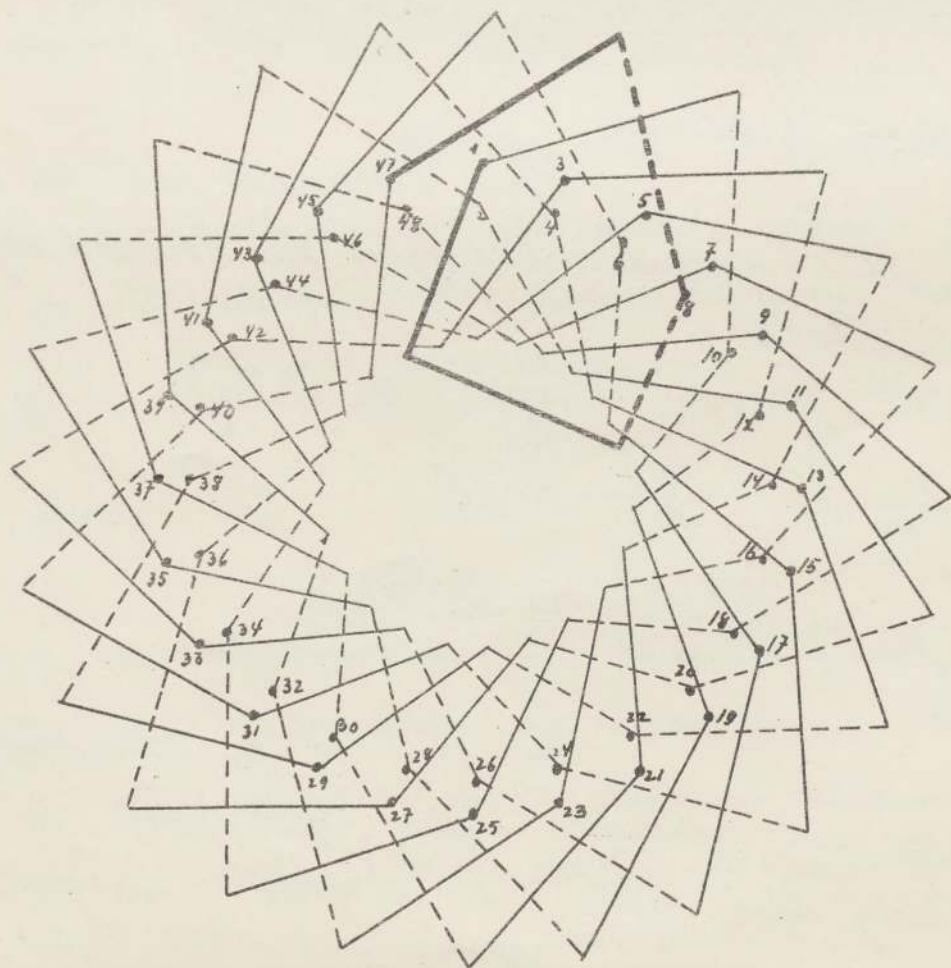


Fig. 58

§ 7. Kortslutningsviklinger.

Disse viklinger anvendes i de =
lukkende som Rotorvikling ved asynkrone Motorer, og
en enkelt Aftart tillige som Dæmpervikling paa Polhjulet
af synkrone Maskiner. Viklingen er kortsluttet i sig selv,
og bestaar i Reglen af et vilkaarligt, men stort, Antal
Faser.

En saadan Kortslutningsvikling frem =
kommer f. Eks. ved at man vikler en flerdobbelt luk =
ket Jæmstrømsvikling, hvor Fælforskydningen er lig med
Nul 2: Viklingsskridtet er nøjagtig lig med den dob =
belte Poldeling (Polevikling).

$$y_1 + y_2 = \frac{s}{p}$$

Et eksempel paa en saadan Vikling ses paa Fig. 59.

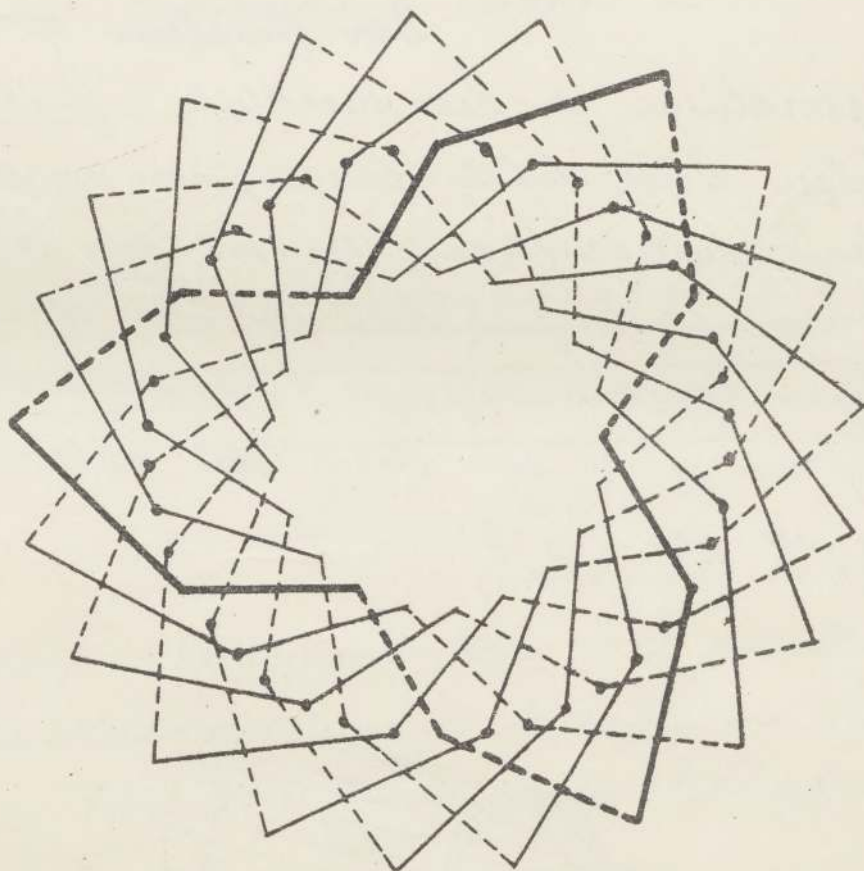


Fig. 59.

$$p = 3, s = 42, m = 7, y_1 + y_2 = \frac{42}{3} = 14$$

$$y_1 = y_2 = 7.$$

Viklingen kan også vikle $aa =$
 ka , at hver enkelt spotte konstateres i sig selv. Den
 anden vikleling med $p = 2$, $s = 12$ og $m = 3$ ses af

Fig. 60.

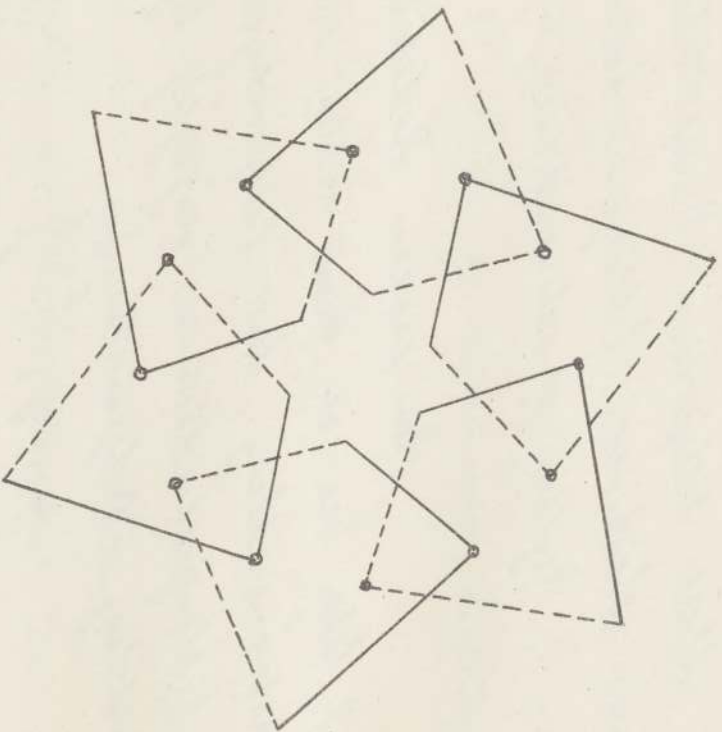


Fig. 60.

Den simpleste af alle sort =
 Adskningsvirkninger er den næstældste "Guldevirkning".
 Den består af et enkelt Stængel, som er ensformig for =
 alle lange skudspidserne, og som alle er forbundne
 i begge Enden til to par hver sin Side af skudact ligesom
 Hestevirning. Stængene adsknings i præcisere Hinder lange
 Roterpejsen og de som skudt ikke vistene. Den Side =
 denklug ses som Fig. 61.

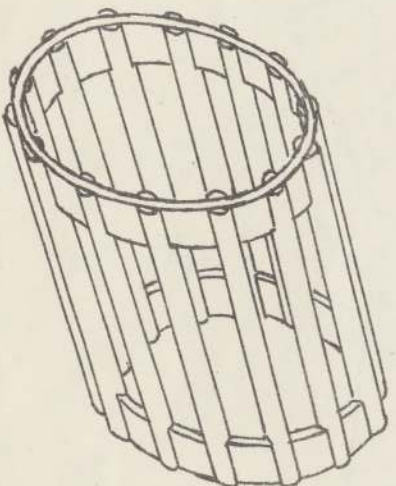


Fig. 61.

den ganske lignende Vinding anvendes som Dæmper = vinding paa Polhjulet i synkrome Maskine, idet der laugs Periferien i Polskoene anbringes en Række Skæjer, som i begge Enden forbindes ved Metalbaand.

§ 8 Vindinger for store Strømsstyrker

Saadanne Vindinger forekommer mest ved store synkrome Vekselskrømsmaskiner med lav Spænding, som f. Eks. til elektriske Ovne, elektrisk Svejssning etc. Herfor anvendes almindeligvis Spolevindinger eller omlopende Vindinger, hvor Spolens parallelforbindes i Skedet for at serieforbindes. For at indgaa inde Udjævningsstrømme i Vindingen er det her af stor Betydning, at der induceres den samme $\mathcal{E}$ og $\mathcal{H}$ i de parallelforbundne Dele, d. i. alle parallelforbundne Spoler skal have nøjagtig samme Beliggenhed i Forhold til Fellet.

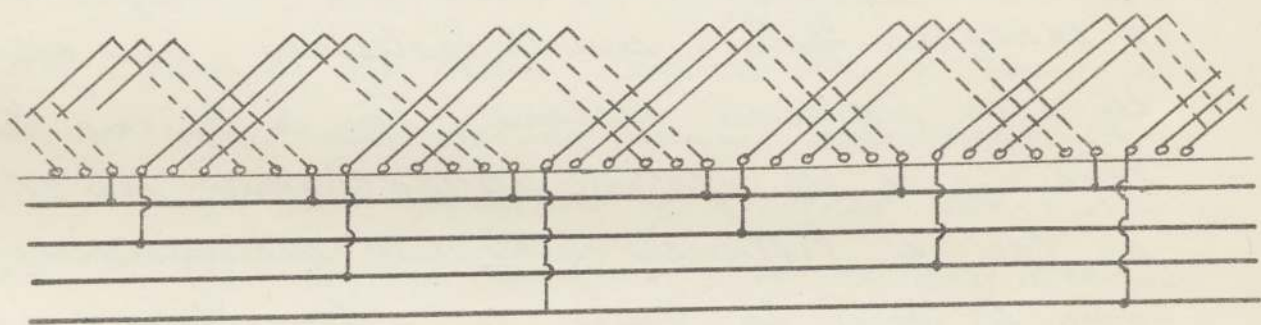


Fig 62.

Paa Fig. 62 er vist en trefaset Spolevinding i Skjærneforbindelse med parallelforbundne Spoler. Parallelforbindelsen er foretaget ved Hjælp af Kobberskinner, som løber rundt laugs Vindingen.

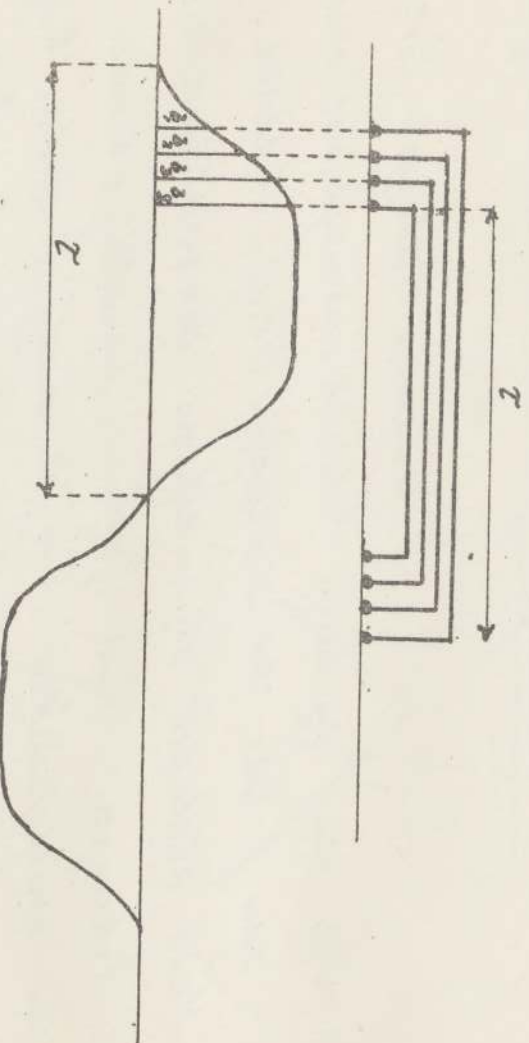
Chapter 3.den i en Fikling inducerte elektromotoriske Kraft.§ 1. Beskrivelse af den elektromotoriske Kraft.

Fig. 63.

Vi kender os Feltlinien Form paa den i Fig. 63, og betragter en enkelt Spole, som f. Eks. er fordeelt paa 9 Netter; da Maaskeen har p. 9 Netter, vil altsaa hver Fase af den firsindstyedige Fikling ialt indstaa p. niadanne Spoler, eller 9 Spoleind, som alle betragtes lig i en indbyrdes afstand, som en lig med Polafstanden. Saaledes at de alle Spolens Aakseforbindelse, saa vil den i en Fase af Fiklingen inducerte elektromotoriske Kraft være lig med 9 Gange den i hver Spoleind inducerte Kraft, idet vi alle Spoleind har samme Betjænkelse i Faldet af Feltlinien, saaledes at den i den alle indvirkende den samme Kraft. Naar den momentane Kraft af den i en Spoleind inducerte Kraft for E_s , findes som momentane Kraft af den i alle Faser inducerte Kraft:

$$E = 9 \cdot E_s.$$

E_s fremkommer som Summen af de i hver af de 9 Netter inducerte Kraft'er, haves Forskelligheden for v , og indstillet af de samme for E_s , haves for den separate Stilling af Spolen:

I den første Slot $e_1 = b_1 l. v. L_n$

I den anden Slot $e_2 = b_2 l. v. L_n$

$\vdots$

I den q de Slot $e_q = b_q l. v. L_n$.

$e_1 + e_2 + \dots + e_q = e_s = l. v. L_n (b_1 + b_2 + \dots + b_q)$,
idet l betyder en inducerende Længde af hver Auker =
haard.

Vi indfører nu Middelværdien:

$$b_\mu = \frac{b_1 + b_2 + \dots + b_q}{q}, \text{ hvoraf}$$

$$b_1 + b_2 + \dots + b_q = q \cdot b_\mu \text{ og faar nu:}$$

$$e_s = l. v. L_n \cdot q \cdot b_\mu \text{ c.g.s.}$$

Den i hver Spoleside inducerede EMK
kan vi altsaa bestemme ved for hver Stillning af Spolen
at danne Middelværdien af de til de q Slots svarende
Ordinater af Felthkurven. Afsætter alle disse Værdier af
 b_μ som Ordinater, der svarer til de forskellige Stillinger
af Spolen, faar en ny Kurve, som er den μ te Kurve, som
i Spolesiden vilde inducere de samme elektromotoriske
Krafter e_s , hvis alle Spolesidens $q \cdot L_n$ Traade laa i sam-
me Slot. Vi kan altsaa tænke os, at vi har erhvervet
den oprindelige Felthkurve med en ny, der har Ordinatum
 b_μ , og at alle $L_n \cdot q$ Traade ligger i en og samme Slot.

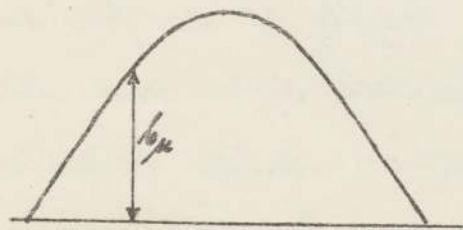


Fig. 64.

Da l, v, L_n og q alle er konstante
Størrelser, ses det, at e_s og b_μ er
proportionale, d: Kurven for e_s er
ligneddannet med Kurven for b_μ .

Bestemmer vi altsaa den effektive
Værdi af b_μ Kurven, og indset-
tes denne Værdi i Formlen, faar ogsaa den effektive
Værdi af e_s .

Vi kan altsaa s\u00e5vise:

$$\mathcal{E}_s = l. v. Z_n. f. B_\mu,$$

hvor $\mathcal{E}_s$ og B_μ betyder de effektive Værdier.

Vi bestemmer nu ogsaa den effektive Værdi B af den oprindelige Feltkurve, og sætter

$$\frac{B_\mu}{B} = f_v,$$

hvor f_v kaldes for Viklingsfaktoren.

Vi indrækker nu $B_\mu = f_v. B$ og faar:

$$\mathcal{E}_s = f_v. B. l. v. Z_n. f$$

Her er $B = \sqrt{\frac{1}{\tau} \int_0^\tau b^2 dx}$, hvor b er den momentane

Værdi af den oprindelige Feltkurve; vi betegner nu ligeledes Middelværdien af den oprindelige Feltkurve:

$$B_m = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau b. dx \quad \text{og sætter}$$

$$\frac{B}{B_m} = f, \quad \text{som kaldes Formfaktoren}$$

Med Indsætning af $B = f. B_m$ faar:

$$\mathcal{E}_s = f. f_v. B_m. l. v. Z_n. f.$$

Side 4 har vi for Plejerhastigheden fundet:

$$v = 2\pi E, \quad \text{og ved Indsætning faar:$$

$$\mathcal{E}_s = 2. f. f_v. B_m. \tau. l. Z_n. f. \sim$$

$l. \tau$ er her hele det areal, som træffes af de fra en Pol udgaaende Kraftlinier; multipliceres dette med Middelindviklingen B_m , faar det samlede Antal Kraftlinier Φ , som udgaar fra en Pol.

$$l. \tau. B_m = \Phi, \quad \text{altsaa}$$

$$\mathcal{E}_s = 2. f. f_v. \Phi. Z_n. f. \sim,$$

hvilket er Udtrykket for den effektive Værdi af den i en Spoleside inducerede elektromotoriske Kraft.

Følge Side 52 findes om den samlede $\mathcal{E}_{MK}$ i en Fase ved at multiplicere med L_p .

$$\mathcal{E} = L_p \cdot \mathcal{E}_s, \text{ eller}$$

$$\mathcal{E} = 4 f \cdot f_v \cdot \Phi \cdot L_m \cdot p \cdot q \cdot \sim 10^{-8} \text{ Volt.}$$

$L_m \cdot q$ er Antallet af Tråde pr. Spoleside, eller, hvis der er det samme, Antallet af Vindinger pr. Spole; multipliceres denne Størrelse med Antallet af Polpar p , faas det samlede Antal reuefortrængende Vindinger v_a pr. Fase:

$$L_m \cdot p \cdot q = v_a$$

eller ved Indsættning:

$$\mathcal{E} = 4 \cdot f \cdot f_v \cdot \Phi \cdot \sim v_a 10^{-8},$$

hvilket er den almengyldige Formel for den i en Fase af en Vekselstrømsvinding inducerede elektromotoriske Kraft.

§ 2. Beregning af Viklingsfaktoren

Vi fandt i forrige §. udtrykket for Viklingsfaktoren:

$$f_v = \frac{B_p}{B},$$

hvor B_p er den effektive Værdi af B_p Kurven og B er den effektive Værdi af den oprindelige Feltkurve.

Kurven for B_p er bestemt ved

$$B_p = \frac{b_1 + b_2 + \dots + b_g}{g},$$

hvor $b_1, b_2, \dots, b_g$ er de til enhver Skilling af Spolen svarende Ordinater af den oprindelige Feltkurve.

Viklingsfaktoren kan altså bestemmes, ved ud fra den givne Feltkurve og den givne Spole at konstruere B_p Kurven ved at lade Spolesiden vandre gennem Strøkingen τ . Bestemmes da denne

Kurven samt den oprindelige Feltkurvens effektive Værdi, saaledes som det i den følgende Paragraf skal ses, have Værdingsfaktoren ved at dividere disse Størrelser.

Denne Metode er imidlertid yderst an=shendelig, og man foretrækker derfor i Praksis en tilnærmet Foretagsmaade, som giver tilstrækkelig nøjagtige Resultater. Denne gaar ud paa, at man betragter Feltkurven som værende en ren Sinuskurve; den derved begaaede Fejl spiller i den praktiske Regning en ringe Rolle, saameget desto mere som man ved Hensigtsmæssig Formgivning af Poler etc. altid tilstræber Sinuskurven saameget som mulig.

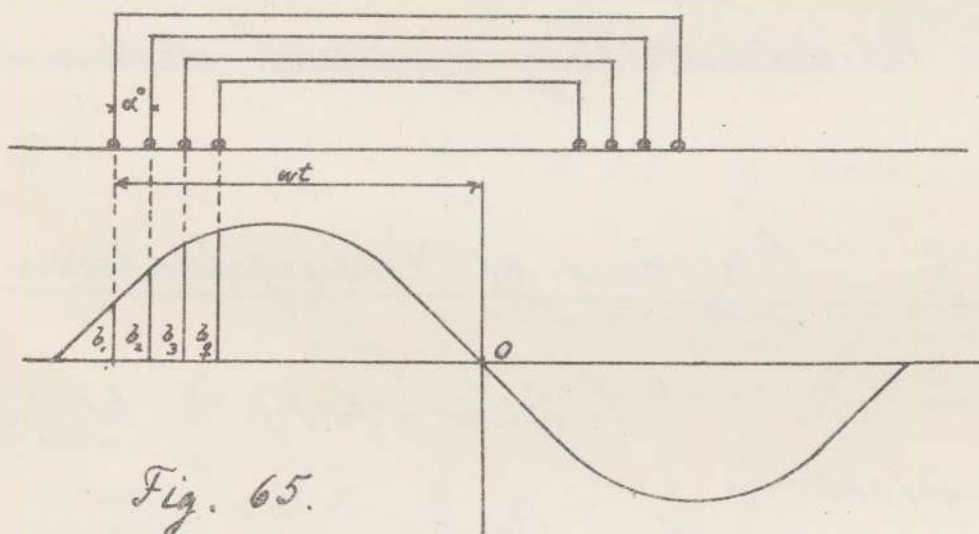


Fig. 65.

Kalder vi Feltkurvens effektive Værdi for B , er den maksimale Værdi $B\sqrt{2}$; Afstanden mellem to paa hin=anden følgende Noder, maalt i Grader, kalder vi α . For Noddelingen t , have

$$\frac{\alpha}{\pi} = \frac{t}{T} \text{ eller } \alpha = \pi \cdot \frac{t}{T}$$

Haves en Faser af q Huller pr. Pol og Fase, findes indenfor en Poldeling $m \cdot q$ Noder; altsaa

$$t = \frac{T}{m \cdot q}, \text{ eller ved Indsætning}$$

$$\alpha = \frac{\pi}{m \cdot q}.$$

Da om Feltkurven er en Sinuskurve, kan de enkelte Ordinater $b_1, b_2, \dots, b_q$ udtrykkes matematisk. Vi har:

$$b_1 = B\sqrt{2} \sin \omega t, \quad b_2 = B\sqrt{2} \sin(\omega t - \alpha), \quad b_3 = B\sqrt{2} \sin(\omega t - 2\alpha)$$

$$b_q = B\sqrt{2} \sin(\omega t - (q-1)\alpha)$$

og kurven for b_μ kan om udtrykkes:

$$b_\mu = \frac{b_1 + b_2 + \dots + b_q}{q} \text{ eller ved Indsættelse:}$$

$$b_\mu = \frac{B\sqrt{2} \sin \omega t + B\sqrt{2} \sin(\omega t - \alpha) + B\sqrt{2} \sin(\omega t - 2\alpha) + \dots + B\sqrt{2} \sin(\omega t - (q-1)\alpha)}{q}$$

Denne Udtryk kan let bestemmes ved grafisk Sammensætning af Vektorer, idet den er en Sum af Sinusværdier; da alle Sinusfunktionerne har samme Maksimalværdi, har alle Vektorer samme Længde, og, som det ses af Udtrykket, danner de alle α og α den samme Vinkel α .

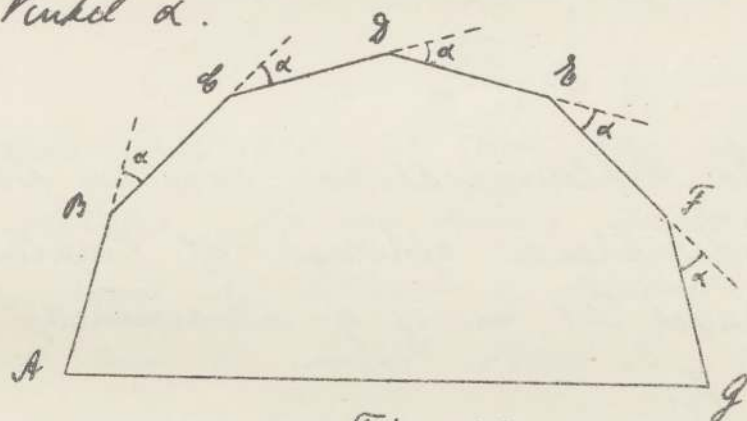


Fig. 66

$$AB = BC = CD = DE = EF = FG = \frac{B\sqrt{2}}{q} \dots (1)$$

Summen af disse Vektorer ses af Fig 66 at være AG, og denne er netop den maksimale Værdi af den resulterende b_μ Kurve. Den effektive Værdi er altsaa

$$B_\mu = \frac{AG}{\sqrt{2}}$$

$$\text{og vi har om } f_v = \frac{B_\mu}{B} = \frac{AG}{B\sqrt{2}}$$

af Ligning (1) laves: $B\sqrt{2} = q \cdot AB$, altsaa

$$f_v = \frac{AG}{q \cdot AB}$$

Da alle Vektorerne er lige store, kan vi sætte:
 $g \cdot AB = AB + BC + CD + DE + EF + FG$,
 hvoraf følger:

$$f_v = \frac{AG}{AB + BC + CD + DE + EF + FG}$$

Heraf følger, at Viklingsfaktoren er lig med den geometriske Sum af g Vektorer, som alle danner vinklen α med hinanden, divideret med disse Vektorers algebraiske Sum. Det fremgaar direkte af Figuren, at Maastoksforholdet er ganske ligegyldigt, og at de g lige store Vektorer kan vælges af en vilkårlig Længde.

Som en Følge af vor Forudsætning, at Felthjørnen kan antages at være en ren Liniestørrelse, kan alle i Praxis forekommende Viklingsfaktorer en Gang for alle forindberegnes. Vi faaer nemlig:

$$\alpha = \frac{\pi}{m \cdot g}$$

Da Viklingsfaktoren, som det fremgaar af ovenstaaende, udelukkende afhænger af vinklen α , er altsaa Kjendskabet til en af g tilstrækkeligt til Bestemmelse af f_v .

Den Viklingen ensformet fordelt langs Underperiferien, hvilket f. Eks er Tilfældet med alle Jernstømsviklinger, kan man i Stedet for g bedre indføre Forholdet mellem Bredden S af en Spole side og Polafstanden τ , og da betragte Vektorpolygonen som en Cirkelhjørne. Bredden af en Spole side, maalt i Grader, bliver da:

$$\beta = \frac{S}{\tau} \cdot \pi$$

og denne Vinkel er da Cirkelhjørnes Centervinkel.

Viklingsfaktoren kan saaledes i dette Tilfælde indtrykkes ved Korden til Cirkelhjørnen divideret

med Girkelbogens Rønde. For Norden har vi

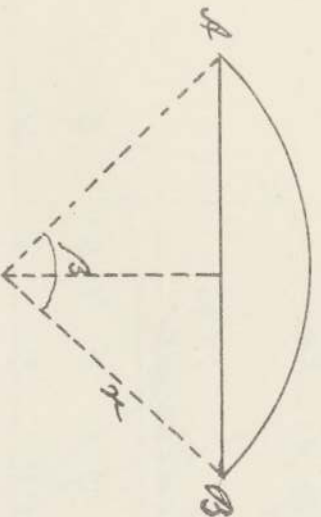


Fig. 67.

$$\widehat{AB} = 2r \sin \frac{1}{2}\beta$$

og for Østen:

$$\widehat{AB} = r\beta$$

altsaa

$$f_r = \frac{\widehat{AB}}{\widehat{AB}} = \frac{2r \sin \frac{1}{2}\beta}{r\beta}$$

$$f_r \text{ faar } \beta = \frac{3}{2} \pi, \text{ altsaa}$$

$$f_r = \frac{\sin \frac{3}{2} \pi}{\frac{3}{2} \cdot \frac{\pi}{2}}$$

Den vi hidtil har fundet, er nu almindelig =
 den Jæmhedsvirkningen $\frac{3}{2} = \frac{2}{m}$, og ved de Gælds-
 Jæmhedsvirkningen $\frac{3}{2} = \frac{1}{m}$.

For de enkelte Virkninger skal
 endnu bemærkes, at det som Regel ikke er alle Værdier,
 som divideres; for at denne Almindelighed kunne
 f. Eks. have en indvirkning af indvirkning, forsynes
 skubnet med et andet Værdi Q, som de almindelige
 har en indvirkning, og at disse Q Værdi bliver kun
 et mindre antal q divideres, naar Skubnet kun
 skal afgive indvirkning. Det disse Skubnet bliver
 altsaa findes at bestemmes fra Værdi af samtlige
 Q Værdi, endda den kun skal bestemmes af det
 kort. Men den altsaa her:

$$\alpha = \frac{\pi}{Q}$$

I det følgende skal vi angive
 en Række Tabeller af de almindelige forklarende
 Virkninger, nemlig efter den ovenangivne Me-
 tode.

I disse Tabeller betyder, som nævnt, Q det samlede Antal Noder pr. Pol, og q det enkelte Antal Noder pr. Pol (og pr. Fase).

a. Enfasede Vinklinger

$Q =$	3	4	4	5	5	5	6	6	6
$q =$	2	2	3	2	3	4	2	3	4
$f_v =$	0,866	0,925	0,804	0,935	0,872	0,766	0,966	0,910	0,833
$Q =$	6	7	7	7	7	8	8	8	8
$q =$	5	2	3	4	5	2	3	4	5
$f_v =$	0,744	0,977	0,935	0,873	0,810	0,985	0,952	0,906	0,856
$\frac{s}{\tau} =$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$f_v =$	0,997	0,896	0,962	0,937	0,901	0,857	0,810	0,756	0,699
									0,636

b. To-fasede Vinklinger

$q =$	2	3	4	5	6	$\frac{s}{\tau} = \frac{1}{2}$
$f_v =$	0,924	0,910	0,906	0,904	0,903	0,901

c. Tre-fasede Vinklinger

$q =$	2	3	4	5	6	$\frac{s}{\tau} = \frac{1}{3}$	$\frac{s}{\tau} = \frac{2}{3}$
$f_v =$	0,966	0,960	0,958	0,957	0,957	0,956	0,830

Der $q = 1$, kaves for alle Vinklinger $f_v = 1$.

§ 3. Beregning af Formfaktoren

I dette Kapitel's § 1. fandt vi for Formfaktoren følgende Udtryk:

$$f = \frac{B}{B_m}, \text{ hvor}$$

$$B = \sqrt{\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} b^2 dx} \quad \text{og} \quad B_m = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} b \cdot dx$$

B_m findes let ved Planimetriering af Feltkurven, idet den er lig med dens Areal, divideret med τ . B bestemmes ved Kvadrering af Feltkurven, og ved Røddragning af

Kvadratroden af den derved fremkommes Kurses Middelværdi.

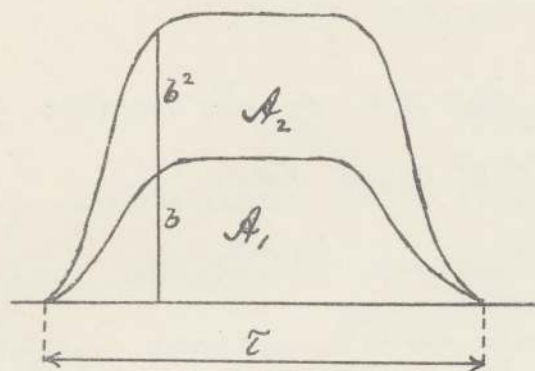


Fig. 68

Man bestemmer Arealet A_1 af den oprindelige Feltkurve samt Arealet A_2 af den Kurve, som fremkommer ved at kvadrere Feltkurvens Ordina-
ter, og man har da:

$$\beta_m = \frac{A_1}{z} \text{ og } \beta = \sqrt{\frac{A_2}{z}}$$

Formfaktoren findes da $f = \frac{\beta}{\beta_m}$.

Om det bestemmes de Præsumptioner af Kurvens effektive Værdi er Flemings Metode.

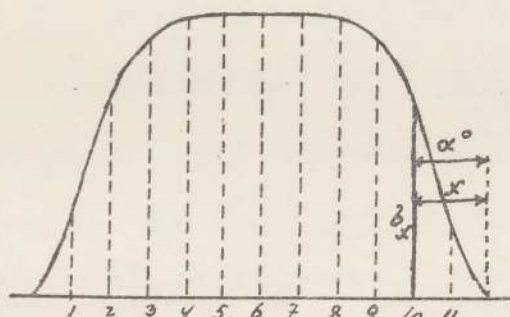


Fig. 69

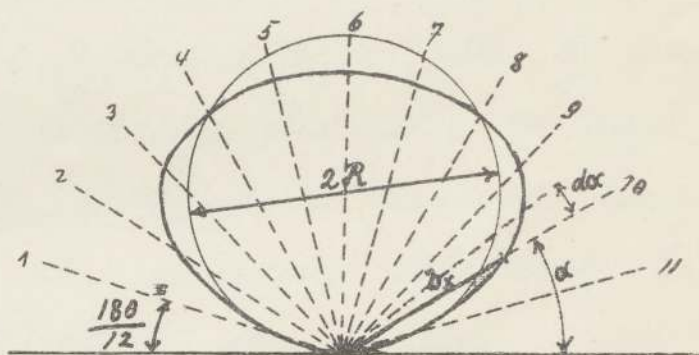


Fig. 70

Man deler Feltkurvens Abscissaxe i 12 ligestore dele, og afsætter Længden af de til hvert delingspunkt svarende Ordina-
ter ind af 11 Radii Vektorer, som indbyrdes danner Vinklen $\frac{180^\circ}{12}$ med hinanden. Den fremkommer derved den i Fig. 70 tegnede Kurve, hvis Areal vi vil bestemme. Vi betragter en vilkårlig Vektor b_x , som danner Vinklen α med Abscissaksen; drejer vi Vektoren den uendelig lille Vinkel $d\alpha$, fremkommer et lille Areal, som kan udtrykkes ved:

$$dF = \frac{1}{2} b_x^2 d\alpha,$$

idet den af de 12 Vektorer b_x med dens indestikkende Vinkel $d\alpha$ ^{dannede Figur} kan betragtes som et Cirkeludsnit. Helt Areal af Figuren fremkommer nu ved at integrere mellem Grænserne 0 og π .

$$\text{Altsaa } F = \int_0^{\pi} \frac{1}{2} b_x^2 d\alpha$$

$$\text{Vi har nu } \frac{\alpha}{x} = \frac{\pi}{\ell} \text{ eller } d\alpha = \frac{\pi}{\ell} dx$$

Indfører vi denne Værdi for $d\alpha$ og forandrer vi Integrationsgrænserne til 0 og ℓ faas:

$$F = \frac{1}{2} \cdot \frac{\pi}{\ell} \int_0^{\ell} b_x^2 dx$$

$$\text{her er } \frac{1}{\ell} \int_0^{\ell} b_x^2 dx = B_{\text{eff}}^2, \text{ altsaa:}$$

$$F = \frac{\pi}{2} \cdot B_{\text{eff}}^2$$

Erstatte vi denne Kurve med en Cirkel med Radius R og med samme Areal, faas:

$$F = \frac{\pi}{2} B_{\text{eff}}^2 = \pi R^2, \text{ eller}$$

$$\underline{B_{\text{eff}} = R\sqrt{2}.}$$

Da Cirklen, som vist paa Fig. 70, som Regel kan indtegenes paa Gjennemsnit, bliver en Planimetriering af Kurven uundværlig.

Vi vil endnu betragte det sædige Tilfælde, hvor Feltkurven er en ren Sinuskurve med Maksimalværdien B . Man har da:

$$B_m = \frac{2}{\pi} B \quad \text{og} \quad B_{\text{eff}} = \frac{B}{\sqrt{2}}, \text{ altsaa}$$

$$f = \frac{\frac{1}{\sqrt{2}} B}{\frac{2}{\pi} B} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} \text{ eller}$$

$$\underline{f = 1,11.}$$

Den af en sinusformet Feltkurve inducerende elektromotoriske Kæft har altsaa Værdien:

$$\underline{\mathcal{E} = 4,44 \cdot f \cdot \Phi \cdot v \cdot 10^{-8} \text{ Volt.}}$$

§ 4. Kurven for den elektromotoriske Kraft og dens Oplosning.

Vi fandt Side 53, at den i en Fikling inducerede $\mathcal{E}$ var direkte proportional med b_u ; heraf følger, at Kurven for den elektromotoriske Kraft vil have nøjagtig samme Form, som Kurven for b_u og altsaa være ligesaaet med denne. Er b_u Kurven altsaa bestemt, kan denne ved kurvvalde af en anden Maalestok samtidig fremskille den elektromotoriske Kraft. Har en Fikling q Koder pr. Pol og Fase, konstrueres Kurven for b_u ved for enhver Skilling af Spolen i Forhold til den oprindelige Feltkurve at nedfolden den til hver Kote svarende Ordinater, og da beregne disse Ordinaters Middelværdi. Da b_u altsaa er Middelværdiet af ialt q forskellige Ordinater af ulige Længde, vil Kurven for b_u henimod de neutrale Zoner forløbe mindre stejlt end den oprindelige Feltkurve. Er den midsteinde af den i Fig 63 tegnede flade Form med ret stejle Fald henimod de neutrale Zoner, vil Kurven for b_u blive mere afrundet og i det hele faa et mindre stejlt Forløb, saaledes at dens Udseende mere nærmer sig til en Sinuskurve, og dette vil i jo højere Grad blive Tilfældet, jo større Værdi q har.

Lægger man altsaa Vægt paa, at Kurveformen for den $\mathcal{E}$ kommer en Sinuskurve saa nær som muligt, bør man vælge Indholdet af Koder pr. Pol og Fase stort. Dette er imidlertid i mange Tilfælde ikke muligt, og især ved Højspændingsviklinger gør man af Isolationshensyn ikke gerne q for stort; et stort Antal Koder medfører nemlig mere Isolation, hvorfra altsaa følger et større Rumfang af Fiklingen og en daarligere Afkjøling; ved meget høje Spændinger vælges q sjældent større end 2.

Indvidene skal det bemærkes, at et stort q giver en lille Fiklingsfaktor, hvilket har til Følge, at Værdien for den i Fiklingen inducerede elektromotoriske Kraft bliver lille; af denne Grund bør man i Alm. omindtelighed ikke vælge q altfor stor. Almindeligt er ved synkrome Maskiner $q = 2-3-4$ og ved asynkrome Maskiner $q = 3-6$. Den Husdageke danner dog Turbomaskiner med stort Omløbsdal; disse udføres ved de sædvanlige Periodedal som Regel med to, fire eller seks Pole, og man bliver her for overhovedet at skaffe Plads til Fikningerne ofte nødsaget til at gøre q væsentlig større, f. Eks $q = 6-10$.

I mange Tilfælde kan en indgaaende Analyse af Kurven for den elektromotoriske Kraft eller af Feltkurven være formålsrigtig. Da begge Kurverne har et periodisk Forløb, kan de udsendes paa matematisk Form ved Hjælp af Fourier's Række, idet enhver periodisk Funktion kan udsendes ved en Række af Sinus- og Kosinusfunktioner:

Fourier's Række lyder:

$$f(x) = a_1 \cos x + b_1 \sin x + a_2 \cos 2x + b_2 \sin 2x + \dots + a_n \cos nx + b_n \sin nx + \dots$$

Er Kurven symmetrisk med Hensyn til Abscisseaksen, d. i. naar den positive Del af Kurven ved at forskydes Vinklen π kommer til at ligge symmetrisk i Forhold til den negative Del, vil alle Kosinusled og Sinusled, hvor n er et lige Tal falde bort. Da næsten alle de i Elektrotekniken forekommende Kurveformer er symmetriske, kan vi altsaa nøjes med alene at betragte disse Tilfælde og slette:

$$f(x) = a_1 \cos x + b_1 \sin x + a_3 \cos 3x + b_3 \sin 3x + a_5 \cos 5x + b_5 \sin 5x + \dots$$

En Kurve den end symmetrisk med Hensyn til den til Vinklen $\frac{\pi}{2}$ svarende Ordinats, falder den end alle Kosinusled bort, og vi faar:

$$f(x) = b_1 \sin x + b_3 \sin 3x + b_5 \sin 5x + \dots$$

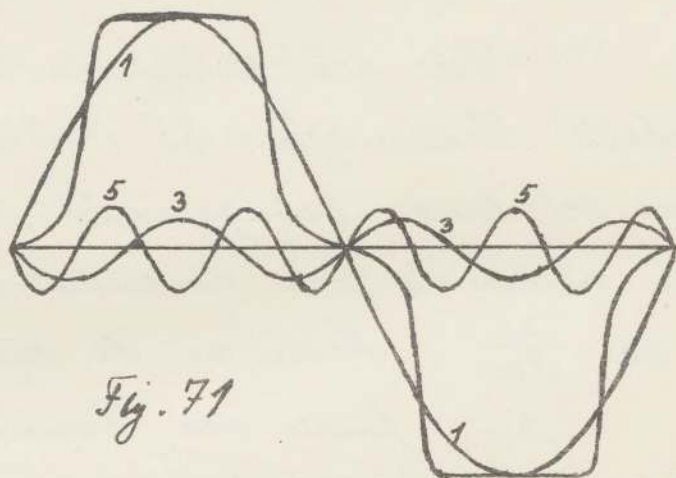


Fig. 71

Fig. 71. viser en saadan symmetrisk Kurve, som er opløst i 3 Sinuskurver, hvis Sum (geometrisk) er lig med den oprindelige Kurve. Det ses, at den første Kurve har samme Periodehal som Grundkurven, medens den anden har et Periodehal, som er 3 Gange saa stort, og den tredje har et Periodehal, som er 5 Gange saa stort; de tre Sinuskurver kaldes derfor henholdsvis 1ste, 3de og 5te Harmoniske; den første Harmoniske kaldes ogsaa ofte for Grundbølgen, og alle de øvrige for „højere Harmoniske“. En ganske lignende Opløsning kendes fra Toneleerier, hvor den første Harmoniske er Grundtonen og de højere Harmoniske er Overtoner.

En Kurve ikke symmetrisk med Hensyn til Ordinatsaksen, hvilket paa Grund af Anden = reaktioner og andre Virkninger ofte forekommer ved belastede Maskiner, men alle Kosinusledene medtages, saaledes som angivet i Formlen Side 64. Sætter her i Stedet for Vinklen x Vinklen ωt , faar:

$$b = a_1 \cos \omega t + b_1 \sin \omega t + a_3 \cos 3\omega t + b_3 \sin 3\omega t + \dots$$

idet b er en vilkaarlig Ordinats af Fælkurven.

Som det fremgaa af Formlen, er Kurven fuldstændig bekendt, naar Amplituderne til de forskellige Harmoniske $a, b, a_3, b_3, a_5, b_5, \dots$ o. s. v. alle er bekendte, og ved Kurvens Opløsning maa man altsaa gaa ud paa at bestemme disse Størrelser. Her-til kan enten anvendes analytiske eller grafiske Me-
toder.

Ved den analytiske Methode deler man paa Abscissaens Strækningen 2π i $2m$ lige store Dele, og maalet den til hvert Delingspunkt svarende Ordinat. Firkelafskæden mellem to paa hinanden følgende saadanne Ordinater er da $\frac{2\pi}{2m}$. Kaldt vi de enkelte Ordinater for $\beta_1, \beta_2, \beta_3, \dots, \beta_m$, findes ved Anvendelse af de mindste Kvadraters Methode Amplituderne til de forskellige Harmo-
niske som følger:

$$a_1 = \frac{2}{m} \left[\beta_1 \cos \frac{2\pi}{2m} + \beta_2 \cos \frac{4\pi}{2m} + \beta_3 \cos \frac{6\pi}{2m} + \dots + \beta_{m-1} \cos \frac{2(m-1)\pi}{2m} - \beta_m \right]$$

$$b_1 = \frac{2}{m} \left[\beta_1 \sin \frac{2\pi}{2m} + \beta_2 \sin \frac{4\pi}{2m} + \beta_3 \sin \frac{6\pi}{2m} + \dots + \beta_{m-1} \sin \frac{2(m-1)\pi}{2m} \right]$$

For den n te Harmoniske have:

$$a_n = \frac{2}{m} \left[\beta_1 \cos n \cdot \frac{2\pi}{2m} + \beta_2 \cos n \cdot \frac{4\pi}{2m} + \dots + \beta_{m-1} \cos n \cdot \frac{2(m-1)\pi}{2m} - \beta_m \right]$$

$$b_n = \frac{2}{m} \left[\beta_1 \sin n \cdot \frac{2\pi}{2m} + \beta_2 \sin n \cdot \frac{4\pi}{2m} + \dots + \beta_{m-1} \sin n \cdot \frac{2(m-1)\pi}{2m} \right]$$

Beregningerne udføres bedst tabellarisk; man deler f. Eks Abscissaen i 24 Dele og har da $\frac{2\pi}{2m} = 15^\circ$. Af trigonometriske Tabeller indtager man da for den første Harmoniske $\sin 15^\circ, \sin 30^\circ, \sin 45^\circ, \dots, \sin 345^\circ$ samt $\cos 15^\circ, \cos 30^\circ, \cos 45^\circ, \dots, \cos 345^\circ$, for den n te Harmoniske $\sin n \cdot 15^\circ, \sin n \cdot 30^\circ, \dots, \sin n \cdot 345^\circ$ samt $\cos n \cdot 15^\circ, \cos n \cdot 30^\circ, \dots, \cos n \cdot 345^\circ$.

Da Kurven er symmetrisk med Hensyn til Abscissaen, kan man nøjes med at aflæse det halve Antal Ordina-
ter $\beta_1, \beta_2, \dots, \beta_{12}$, og multiplicere Summen med 2, idet jo $\beta_1 = \beta_{13}, \beta_2 = \beta_{14}$ o. s. v.

De 12 Ordinater $\beta_1, \dots, \beta_{12}$ skrives om i en Række inden hinanden, og indfor disse Produktet med den tilhørende Sinus - eller Kosinusstørrelse.

	a_1	b_1	a_3	b_3	a_5	b_5
β_1	$\beta_1 \cos 15$	$\beta_1 \sin 15$	$\beta_1 \cos 3.15$	$\beta_1 \sin 3.15$	$\beta_1 \cos 5.15$	$\beta_1 \sin 5.15$
β_2	$\beta_2 \cos 30$	$\beta_2 \sin 30$	$\beta_2 \cos 3.30$	$\beta_2 \sin 3.30$	$\beta_2 \cos 5.30$	$\beta_2 \sin 5.30$
β_3	$\beta_3 \cos 45$	$\beta_3 \sin 45$	$\beta_3 \cos 3.45$	$\beta_3 \sin 3.45$	$\beta_3 \cos 5.45$	$\beta_3 \sin 5.45$
β_4	$\beta_4 \cos 60$	$\beta_4 \sin 60$	$\beta_4 \cos 3.60$	$\beta_4 \sin 3.60$	$\beta_4 \cos 5.60$	$\beta_4 \sin 5.60$
β_5	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
β_6	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
β_7	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
β_8	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
β_9	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
β_{10}	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮	⋮
β_{11}	$\beta_{11} \cos 165$	$\beta_{11} \sin 165$	$\beta_{11} \cos 3.165$	$\beta_{11} \sin 3.165$	$\beta_{11} \cos 5.165$	$\beta_{11} \sin 5.165$
β_{12}	$\beta_{12} \cos 180$	$\beta_{12} \sin 180$	$\beta_{12} \cos 3.180$	$\beta_{12} \sin 3.180$	$\beta_{12} \cos 5.180$	$\beta_{12} \sin 5.180$

Multiplikatorerne a, b, a_3, b_3 o.s.v. findes om let ved at addere hver Kolonne og multiplicere Summen med $\frac{1}{m}$.

Af grafiske Metoder findes flere forskellige, hvoraf særlig Houston og Kennelys (Zal. World 1898) og Pickelmayers (Z T Z 1912) skal nævnes. Den sidstnævnte udmærker sig ved sin store Simpelted, og er i de fleste i Praksis forekommende Tilfælde tilstrækkelig nøjagtig.

Kurven deler her som vist paa omstaaende Fig 72 i en Række af Trapezer, hvis Grundlinier ligger parallelt med Abscisseaksen, og det kan om bevises, at Multiplikatorerne til de Harmoniske af den givne Kurve er lig med Summen af Multiplikatorerne for de tilsvarende Harmoniske af de forskellige Trapezer.

Hav vi givet en trapezformet Kurve $abcd$ (Fig 73), vil vi indtegne Abscisserne til

Punkterne a, b, c og d i dele af π . Vi sætter derfor

$$\begin{aligned} \text{---} a &= \alpha \cdot \pi \\ \text{---} b &= \beta \cdot \pi \\ \text{---} c &= \gamma \cdot \pi \\ \text{---} d &= \delta \cdot \pi \end{aligned}$$

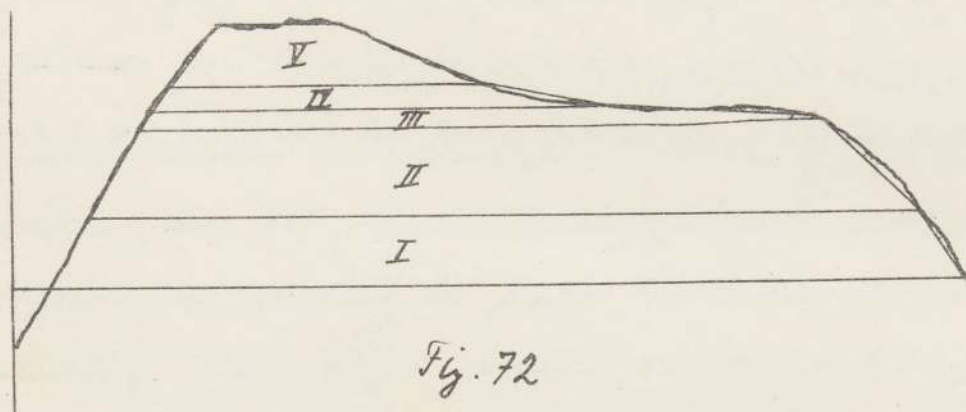


Fig. 72

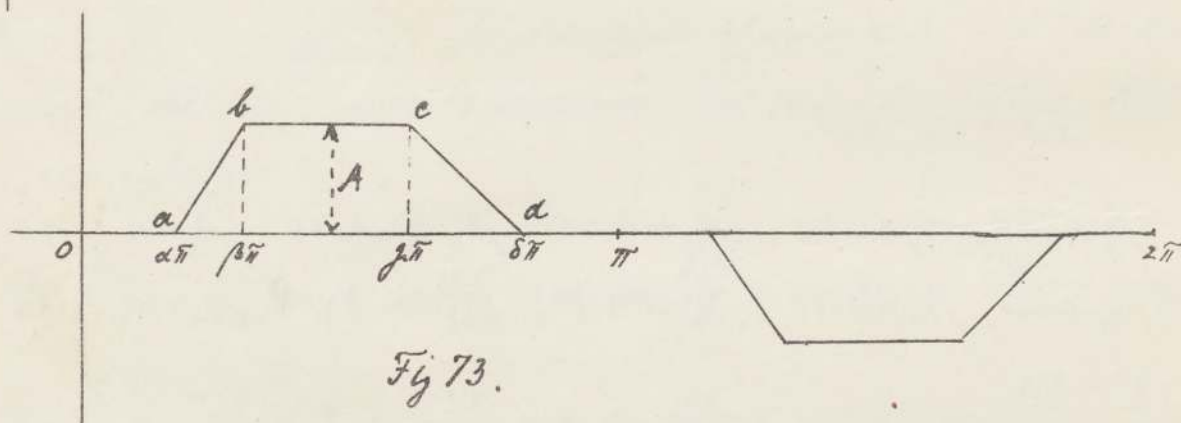


Fig. 73.

For Amplituderne til de n te Harmoniske af et Trapeset have vi da:

$$a_n = \frac{1}{n^2} \left[\frac{1}{(\beta - \alpha)\pi} (\cos n \cdot \alpha \pi - \cos n \cdot \beta \pi) + \frac{1}{(\delta - \gamma)\pi} (\cos n \cdot \delta \pi - \cos n \cdot \gamma \pi) \right] \cdot \frac{2A}{\pi} \quad \text{og}$$

$$b_n = \frac{1}{n^2} \left[\frac{1}{(\beta - \alpha)\pi} (\sin n \cdot \beta \pi - \sin n \cdot \alpha \pi) + \frac{1}{(\delta - \gamma)\pi} (\sin n \cdot \gamma \pi - \sin n \cdot \delta \pi) \right] \frac{2A}{\pi},$$

hvor A er Trapesets Højde, udtrykt i dele af den oprindelige Kurves Maksimalværdi.

Man gaar bedst frem tabellarisk, idet man for hvert Trapeset bestemmer Punkterne $\alpha \cdot \pi$, $\beta \cdot \pi$, $\gamma \cdot \pi$ og $\delta \cdot \pi$ samt Højden A . Ligeledes bestemmes Produktterne:

$$\frac{1}{(\beta - \alpha)\pi} \cdot \frac{2A}{\pi} \quad \text{og} \quad \frac{1}{(\delta - \gamma)\pi} \cdot \frac{2A}{\pi}$$

Beregningerne skal nærmere illustreres ved følgende Eksempel (Fig. 72)

Trapec	A	$\alpha\pi$	$\beta\pi$	$\gamma\pi$	$\delta\pi$
I	0,265	$7\frac{1}{2}^\circ$	15°	180°	$187\frac{1}{2}^\circ$
II	0,338	15°	25°	161°	180°
III	0,070	25°	27°	$152\frac{1}{2}^\circ$	164°
IV	0,092	27°	30°	91°	123°
V	0,230	30°	42°	67°	91°

Trapec	$\frac{1}{(\beta-\alpha)\pi}$	$\frac{2A}{\pi}$	$\frac{1}{(\delta-\gamma)\pi}$	$\frac{2A}{\pi}$
I	1,289		1,289	
II	1,238		0,774	
III	1,278		0,222	
IV	1,119		0,105	
V	0,699		0,350	

Naar disse to Tabeller er opstillede, kan man ved Hjælp af trigonometriske Tabeller og Regnesketch let bestemme de forskellige Harmoniske til de 5 Trapecer. Ved Addition af tilsvarende Amplituder findes endelig de Harmoniske af den givne Kurve som følger:

$$\begin{array}{ll}
 a_1 = -0,007 & a_1 = 0,990 \\
 a_3 = -0,191 & a_3 = 0,208 \\
 a_5 = -0,045 & b_5 = 0,016 \\
 a_7 = -0,018 & b_7 = 0,007 \\
 a_9 = 0,006 & b_9 = -0,009
 \end{array}$$

Denne Methode er, som allerede naant, ikke fuldt saa nøjagtig som den analytiske, men den er væsentlig simplere og hurtigere, og giver i de fleste i Praxis forekommende Tilfælde tilstrækkelig nøjagtige Resultater. Man behøver som Regel ikke at bestemme flere af de højere Harmoniske end de første 7-11.

Ved de i Praxis forekommende Kurveformer, er den første Harmoniske den mest frem-

bedende, og den er meget væsentlig større end de højere Harmoniske; Størrelsen af de sidstnævnte i Forhold til Grundbølgen giver et Maal for, hvormegten den oprindelige Kurve afviger fra den rene Sinuskurve; da de højere Harmoniske ofte fremkalder skadelige Vibrationer i Maskiner og Ledningsnet (Overspændinger), bør man stræbe efter, at de bliver saa smaa som muligt.

§ 5. Højere Harmoniske i det besejrede System.

Er Kurveformen af den elektromotoriske Kraft i en Fase en saadan, at der findes højere Harmoniske, vil det samme være Tilfældet for de to andre Fases Vedkommende, idet de tre Faser almindeligvis har de samme magnetiske og elektriske Egenskaber.

Tænk vi os, at Kurven er symmetrisk med Hensyn til Ordinataaksen, og kald vi amplituderne til de Harmoniske $\varepsilon_1, \varepsilon_3, \varepsilon_5$ o.s.v., har vi for alle tre Faser følgende Ligninger:

$$e_1 = \varepsilon_1 \sin \omega t + \varepsilon_3 \sin 3\omega t + \varepsilon_5 \sin 5\omega t + \dots$$

$$e_2 = \varepsilon_1 \sin(\omega t - 120) + \varepsilon_3 \sin(3\omega t - 3 \cdot 120) + \varepsilon_5 \sin(5\omega t - 5 \cdot 120) + \dots$$

$$e_3 = \varepsilon_1 \sin(\omega t - 240) + \varepsilon_3 \sin(3\omega t - 3 \cdot 240) + \varepsilon_5 \sin(5\omega t - 5 \cdot 240) + \dots$$

eller ved Regning:

$$e_1 = \varepsilon_1 \sin \omega t + \varepsilon_3 \sin 3\omega t + \varepsilon_5 \sin 5\omega t + \dots$$

$$e_2 = \varepsilon_1 \sin(\omega t - 120) + \varepsilon_3 \sin 3\omega t + \varepsilon_5 \sin(5\omega t - 240) + \dots$$

$$e_3 = \varepsilon_1 \sin(\omega t - 240) + \varepsilon_3 \sin 3\omega t + \varepsilon_5 \sin(5\omega t - 120) + \dots$$

Det ses, at alle tre tredie Harmoniske i de tre Faser har nøjagtig samme Værdi og samme For tegn (i: samme Retning), og det samme gælder alle andre højere Harmoniske, hvis Periodetal er $\sim$ Gange et Multiplum af 3, f. Eks. 9de og 15de Harmoniske.

Alle de øvrige højere Harmoniske i de tre Faser er indbyrdes forskudt 120° for hinanden, og daaer altsaa tre af tre et symmetrisk trifaset System; som det dog fremgaar af Ligningerne for e_1 , e_2 og e_3 , ligger Faserne ikke altid i samme Rækkefølge som Grundbølgerne.

Tænker vi os de tre Faser stjernerforbundne, vil de tre tredie Harmoniske alle have samme Retning ud fra det centrale Punkt, og da de alle tre er ligesure, vil de ved Dannelsen af den sammensatte Spænding ho og ho have hinanden. Hælder vi de tre sammensatte Spændinger for e_a , e_b og e_c , hæves:

$$e_a = e_1 - e_2 = \varepsilon_1 \sqrt{3} \sin(\omega t + 30) + \varepsilon_5 \sqrt{3} \sin(5\omega t - 30) + \dots$$

$$e_b = e_2 - e_3 = \varepsilon_1 \sqrt{3} \sin(\omega t - 90) + \varepsilon_5 \sqrt{3} \sin(5\omega t + 90) + \dots$$

$$e_c = e_3 - e_1 = \varepsilon_1 \sqrt{3} \sin(\omega t - 210) + \varepsilon_5 \sqrt{3} \sin(5\omega t - 150) + \dots$$

Dette Resultat findes let ved for hver af de Harmoniske at foretage grafiske Subtraktioner ved Hjælp af Vektorer.

Det ses af ovenstående, at alle de tredie Harmoniske i de sammensatte Spændinger er Kul, og det samme bliver Tilfældet med de 9de, 15de, 21de ... Harmoniske. De øvrige Harmoniske er indbyrdes forskudt 120° for hinanden. Heraf følger atter, at Kuvformen for den sammensatte Spænding bliver en anden end den for Fasespændinger.

Da de tredie Harmoniske i de tre Faser alle har samme Retning med Hensyn til det centrale Punkt, vil disse have et vist Potential i Forhold til jorden. Findes i Ledningsnettet en neutral Leder, vil der saaledes gennem denne gaa Strømme med det tredobbelte Periodetal, idet den trifasete Vibration for de tredie Harmoniske i Virkeligheden fremstiller en enfaset Vibration, der bestaar af tre paralleltforbundne Løbe.

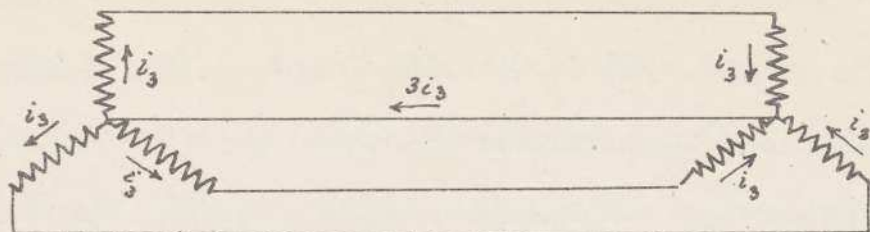


Fig. 74.

Er den tredie Harmoniske af Strømmen i hver Fase i_3 , bliver den resulterende Strøm i den neutrale Leder $3.i_3$. Dannes den neutrale Leder af Jorden, kan disse Strømme medføre Telefonforstyrrelser, hvilket er paavist af Docent E. v. Holstein Rathlon. Er Generatorens neutrale Punkt jordforbundet, medens dette ikke er Tilfældet med de strømforbindende Maskiner, er det forbundet med Fase at berøre denses neutrale Punkt, naar Feltkurven eller Kurven for den E. M. K. har en større tredie Harmoniske.

Er Veklingen trekanthforbundet, er de tre elektromotoriske Kræfter $\mathcal{E}_3$ af de tredie Harmoniske serieforbundne, saaledes at den samlede Vekling virker som en kortsluttet Strømbred med en elektromotorisk Kraft $3.\mathcal{E}_3$. Som Følge heraf opstaar der i Veklingen stærke Indlysningsstrømme med det tredobbelte Periodetal, og er den tredie Harmoniske stærkt fremtrædende, kan disse Indlysningsstrømme blive saa store, at Trekanthforbindelsen umuliggøres. De tredie Harmoniske virker her altsaa indelukkende i Veklingens Ende, og opstaar altsaa ikke i den gode Strømbred.

Kapitel 4.

Den af en Vinding fremkaldte magnetomotoriske Kraft.

§ 1. Grafisk Fremstilling af magnetomotoriske Kræfter.

Vi vil gaa ind paa Maxwell's

Formel:

$$\int H dl = 0,4 \pi i \cdot v,$$

som gælder for et magnetisk Kredslob, som er fremkaldt af en Spole med v Vindinger, gennem hvilke der gaaer Strømmen i . Produktet $i \cdot v$ kaldes den magnetomotoriske Kraft, og H er den magnetiserende Kraft. Kald vi Induktionen for b og Permeabiliteten μ , haves

$$H = \frac{b}{\mu}.$$

Er Strømmen ikke den samme i alle Spolens Vindinger, hvilket kan tænkes at forekomme, naar de forskellige Vindinger hører til forskellige Strømkredse, kan den magnetomotoriske Kraft ikke mere udtrykkes ved Produktet $i \cdot v$, men man maa sætte:

$$m_K = \sum (i) \quad \sum (iv)$$

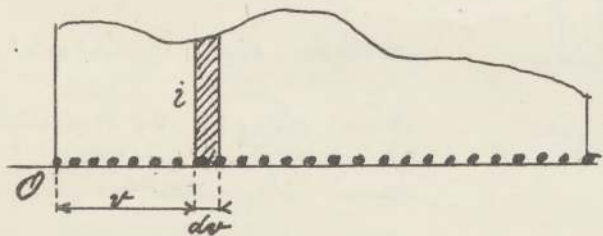


Fig 75

Er f. eks. Strømmen i de forskellige Vindinger af en Spole givet ved horeskønde Kurve, hvis Ordinater er Strømmen i , og hvis Abscisser er Vindingstallet, saa betyder $i \cdot dv$ Tilvæksten

af den magnetomotoriske Kraft, naar Vindingstallet v forøges med Værdien dv .

Betragtes i og v som variable størrelser, betyder $\int i \, dv$ den magnetomotoriske Kraft, som virker paa det Sted af Spolen, som er v Fjendinger fjernet fra Spolens Endepunkt, og dette Integral er bestemt ved det Areal af Kurven, som er begrænset af Ordinaten-aksen, Abscissen og Ordinaten i (svarende til Abscissen v).

Afsætter vi til hver Abscisse v den i dette Punkt virkende magnetomotoriske Kraft m_K som Ordinat, faas en Kurve, som viser Fordelingen af den magnetomotoriske Kraft langs med Spolens Ase. Da hver af disse Ordinater er bestemt ved:

$$m_K = \int i \, dv + C,$$

ses det, at Kurven for den magnetomotoriske Kraft er Integralkurven af Styrkekurven.

Han Spolen ialt v_s Fjendinger, er den af hele Spolen frembragte magnetomotoriske Kraft indtrykt ved det bestemte Integral:

$$M_K = \int_0^{v_s} i \, dv$$

og dette er altsaa bestemt ved det samlede Areal af Styrkekurven.

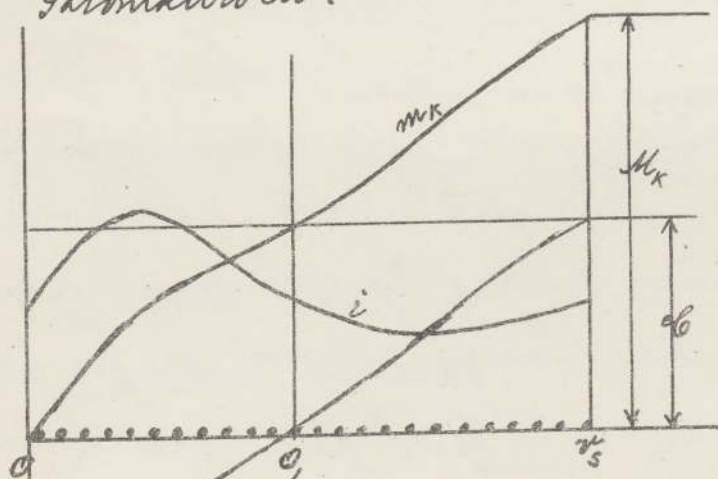


Fig 76

Da Fellet er Nul i det neutrale Løse, maa den magnetomotoriske Kraft ogsaa være det, d: $\int i \, dv = 0$. Da endvidere det neutrale Løse maa ligge symmetrisk, maa Ordinaten til dette Punkt være $\frac{1}{2} M_K$. Man

$$\text{har altsaa } \frac{1}{2} M_K = 0 + C, \text{ eller } C = \frac{1}{2} M_K.$$

Abscissen til Kurven for den magnetomotoriske Kraft

man altsaa ligger i en Afstand af $\mathcal{C} = \frac{1}{2} M_K$ fra Ab =
cirkelaksen til Skænkurven.

For man have de to Ab cirkelaksen til
at falde sammen, man Begyndelsespunktet O , vælges
paa det Sted, hvor den Ordinat, som deler Skænkurven
i to lige store Arealer (hvor lig med $\frac{1}{2} M_K$) skjærer Ab cirkel-
aksen. Ved den ene Ende af Spolen virker da den mag-
netomotoriske Kraft $\frac{1}{2} M_K$, og ved den anden Ende $\frac{1}{2} M_K$,
og Integrationskonstanten $\mathcal{C} = 0$. I det følgende vil vi vælge
Begyndelsespunktets Beliggenhed paa denne Maade, og vi
kan altsaa sætte:

$$\int H dl = 0,4\pi \int i \cdot dv \text{ eller:}$$

$$\int B dl = 0,4\pi \mu \int i \cdot dv$$

Vi vil nu betragte et ved Tekst =
strommaskiner ofte forekommende Tilfælde, hvor vi har
en Række af Ledere liggende langs den indre Periferi
af et Suker, og hvor der overfor dette med konstant
Luftmellemrum befinder sig en Jerncylinder. Lad m_K

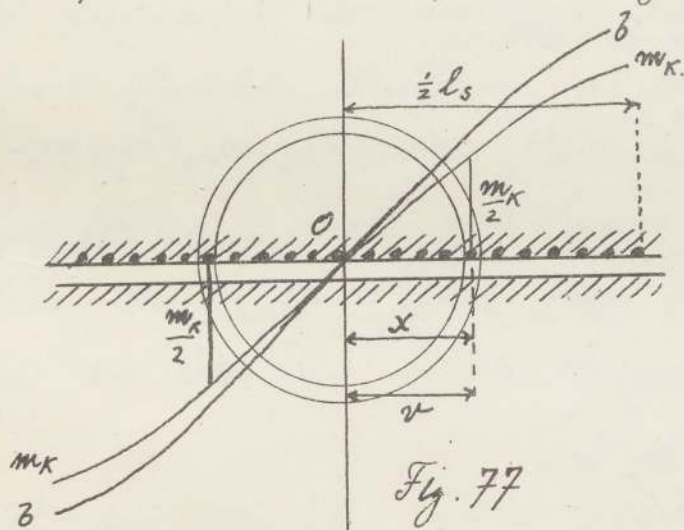


Fig. 77

van Kurven for den mag-
netomotoriske Kraft, som
er bestemt ved Integration
af den givne Skænkurve.
I en Afstand af r Fin-
dingen fra Begyndelses-
punktet betragter vi et
Kraftlin med 1 cm^2 Tvar-

snit. Har Kraftlinets Længde l , og er den magnetomo-
toriske Kraft, som virker paa Kraftlinet, m_K , haves for
Indvirkningen:

$$b \cdot l = 0,4\pi \mu 2 \frac{m_K}{2} = \frac{\mu}{0,8} m_K, \text{ eller}$$

$$b = \frac{\mu}{0,8 \cdot l} m_K$$

Da Tværsnittet af det betragtede Kraftlin er 1 cm^2 , betyder

Størrelsen $\frac{\mu}{4\pi l}$ Krafthvæks magnetiske Ledningsseer λ' .

$$b = \lambda' \cdot m_K = \frac{1}{r'} \cdot m_K$$

idest r' er Krafthvæks magnetiske Modstand.

I det givne Tilfælde kan vi uden stor Fejl sætte den magnetiske Modstand af Jernet lig med Nul, saaledes at den hele Modstand kan tænkes at ligge i det konstante Luftrummelrum. Gaar vi endvidere ind paa, at Permeabiliteten μ er en konstant Størrelse, følger heraf, at den magnetiske Modstand langs hele Spolen er konstant. Dette medfører om ifølge ovenstaaende Formel, at Indvirkningen er proportional med den magnetomotoriske Kraft, eller med andre Ord: Spolens Feltkurve er ligedannet med Kurven for den magnetomotoriske Kraft.

Det af Spolen frembragte samlede Felt Φ kan, som allerede fundet i Indledningens Side 7, udtrykkes som Arealet af Feltkurven. Haldes Spolens Længde l_s , haves altsaa

$$\Phi = l' \int_0^{\frac{l_s}{2}} b \cdot dx, \text{ hvor } l' \text{ er Længden}$$

af en Vinding, og x den til v Vindinger svarende Længde af Spolen.

Ved Indsættelse af $b = \lambda' \cdot m_K$, faar:

$$\Phi = l' \lambda' \int_0^{\frac{l_s}{2}} m_K dx$$

Her betyder $\int_0^{\frac{l_s}{2}} m_K dx$ det samlede Areal af m_K Kurven;

da Φ ved konstant λ' er proportional med denne Størrelse, er altsaa Arealet af Ampèrevindingskurven et Maal for det samlede Antal Krafthvæks gennem Spolen.

§ 2. Den magnetomotoriske Kraft af en fler-faset Vekling.

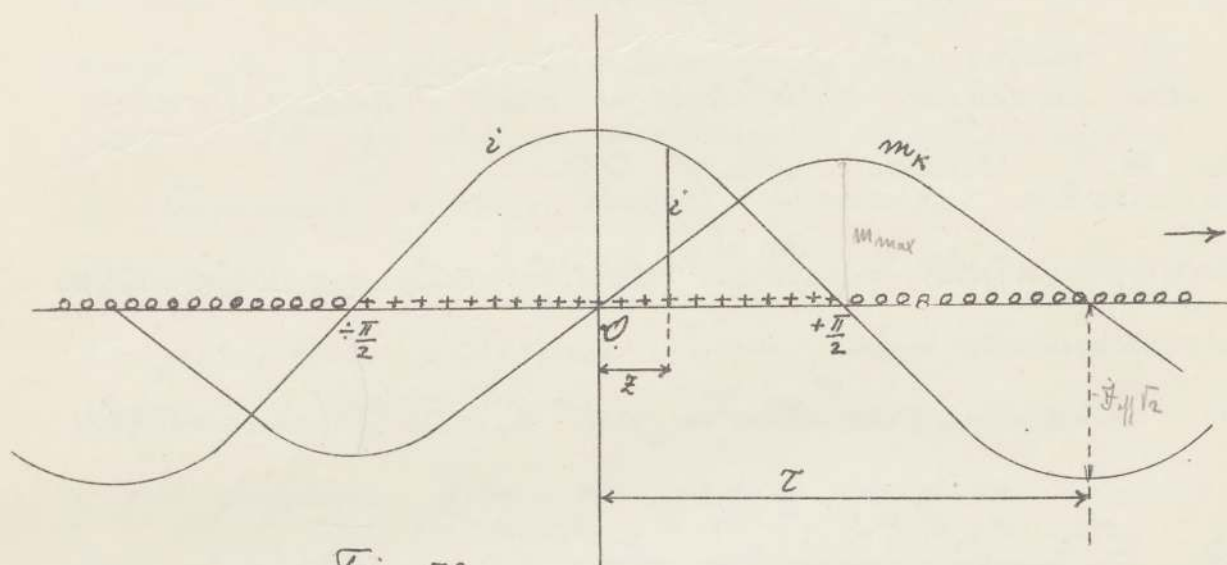


Fig. 78

Vi betragter først en Vekling med et meget stort Antal Faser m , hvor Spolesiderne hver er anbragt i én Not ($q=1$); Antallet af Noter pr. Poldeling er saaledes lig med Antallet af Faser m . Haves i hver Not Z_m Tråde, findes altsaa indenfor en Poldeling τ ialt $m \cdot Z_m$ Tråde. Antager vi et sinusformet Forløb af Strømmen, hvis effektive Værdi er F , kan vi til ethvert Øjeblik bestemme den i hver Fase værende Strøm ved, at vi tænker os Veklingen bevæge sig med Vinkelhastigheden ω forbi en Sinuskurve med Maksimalværdien $F\sqrt{2}$; den i hver Fase eller Spole side værende Strøm findes da ved at fælde Ordinaten til Sinuskurven.

I et givet Øjeblik, som f. Eks. det paa Fig. 78, haves saaledes en Række af Tråde, i hvilke Strømmen er givet ved en Sinuskurve, og Forløbet af den magnetomotoriske Kraft findes altsaa, som vist i forrige § ved simpel Integration af Strømkurven. Da Strømkurven er symmetrisk, vil det neutrale Lønt fælde sammen med Maksimalordinaten, saaledes at Begyndelsespunktet O maa anbringes her. Strømkurven er da ikke mere en Sinuskurve, men en Kosinuskurve, saa at vi ogsaa sætte: $i = F\sqrt{2} \cos \omega t$.

Vi har da: $\frac{1}{2} m_K = \frac{1}{2} \int i \cdot dz$, idet $dr = \frac{1}{2} dz$

$$\text{altsaa: } m_K = \sqrt{2} \int \cos \omega t \, dz$$

$$\text{Vi har: } \frac{Z}{\omega t} = \frac{m \cdot Z_n}{\pi},$$

idet der indenfor Poldelingen eller Vinklen π ialt ligger $m \cdot Z_n$ Traade. Heraf følger:

$$dz = \frac{m \cdot Z_n}{\pi} d(\omega t) \text{ eller ved Indsættelse:}$$

$$m_K = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \int m \cdot Z_n \cos \omega t \, d(\omega t), \text{ hvoraf}$$

$$\underline{m_K = 0,45 \int m \cdot Z_n \sin \omega t}$$

Heraf følger, at den magnetomotoriske Kraft vil forløbe efter en Sinuskurve med den konstante Amplitude $0,45 \int m \cdot Z_n$, og den vil ligge 90° forud for Strømkurven. Denne Sinuskurve vil ligesom Strømkurven bevæge sig med den synderne Vinkelhastighed ω , og den magnetomotoriske Kraft, som virker i ethvert Punkt af Ankert, kan altsaa for et givet Øjeblikket findes ved at foldes Ordinaten til Kurven.

Den Maksimalværdi for den af de langs én Poldeling liggende Leders udviklede magnetomotoriske Kraft fandt vi:

$$M_K = 0,45 \int m \cdot Z_n$$

Den af hele Ankert fremkaldte MMK findes nu ved at multiplicere ovenstående Værdi med $2p$; altsaa

$$M_{\text{tot}} = M_a = 0,9 \int m \cdot Z_n \cdot p.$$

Her betyder Z_n Antallet af Traade pr. Pol og pr. Fase, hvilket er det samme som Antallet af Vindinger pr. Polpar og pr. Fase; $p \cdot Z_n$ er altsaa det samlede Antal Vindinger pr. Fase V_a . Altsaa

$$\underline{M_a = 0,9 \int m \cdot V_a.}$$

Dette Tilfælde forekommer i Praksis kun ved Korkstrømningsvirkninger.

Paa omstændige Fig. 79 er fremstillet et mere almindeligt Tilfælde, og en der som Eksempel valgt en brydast Fikling med fire Koter pr. Pol og Fase. For at kunne bestemme de momentane Værdier af Stømmen i hver enkelt Spole side, tænker vi os i Overensstemmelse med vor hidtidige Betragtningssætte en periodisk vekslende Kurre, hvis Ordinater angiver Strømsstyrken, rotere med Vinkelhastigheden ω . Vi vil i det følgende gaa ind paa, at denne Kurre er en ren Sinuskurre med den effektive Værdi I . Den momentane Værdi af Stømmen er da:

$$i = I \sqrt{2} \sin \omega t$$

Da om Stømmen i alle til samme Spole side hørende Traade har samme Værdi, vil Strømfordelingen indenfor hver Spole side være fremstillet ved en ret Linie, som er parallel med Abscissaksen. Denne Linies Højde over Abscissaksen vil variere, idet Stømmen er en Vekselsstrøm; den vil snart være positiv og snart negativ, og den vil være bestemt ved Ordinaten til den med Vinkelhastigheden ω roterende Sinuskurre, svarende til det givne Øjeblik. Da hver Spole side har en vis Udstrækning i Retning af Ankercirculærum, kan denne Ordinat tegnes paa forskellige Steder, hvis Beliggenhed kun afhænger af Talget af Begyndelsespunktet; vi vedtager nu en Gang for alle, at Begyndelsespunktet har en saadan Beliggenhed, at Ordinaterne til Sinuskurven skal tegnes gennem Spole sidernes Midtpunktet.

Stømmen i de forskellige Spole sider fremstilles altsaa ved rette Linier, parallelle med Abscissaksen og i en Højde, som i ethvert Øjeblik er bestemt ved Ordinaten gennem Spole siderens Midt =

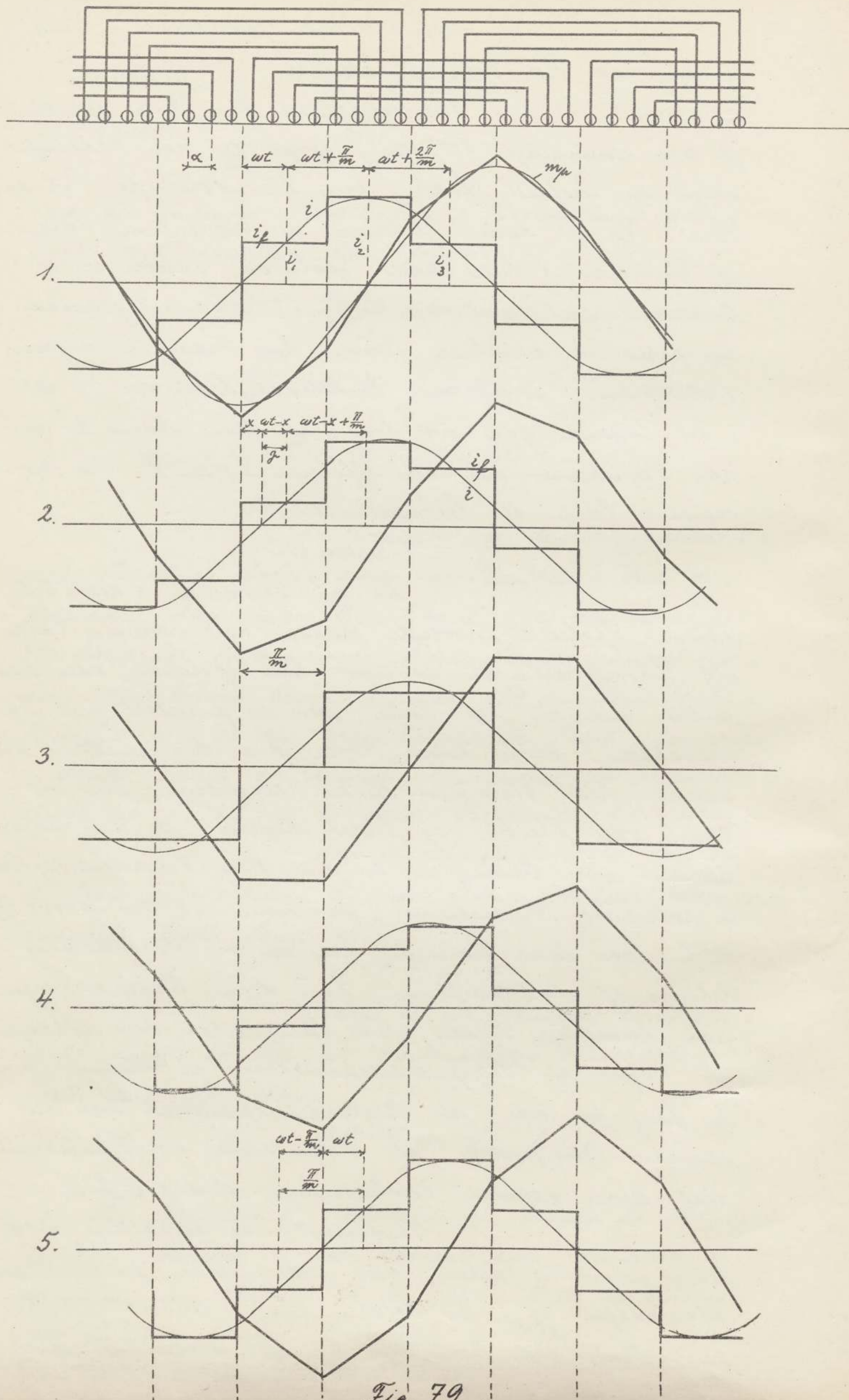


Fig. 79

punkt til Liniestruen. Har sidstnævnte gennemløbet vinklen 2π , har Strømmen i hver Spole side gennemløbet alle Faserne.

Ved at undersøge denne Konstruktion fremkommer de paa Fig 79 viste Strømfignurer for 5 paa hinanden følgende Skillingen af Liniestruen. Det ses, at disse Strømfignurer bevæger sig fremad, og at de periodisk vender tilbage til samme Form; saaledes er Formene ganske den samme i Skilling 1 og Skilling 5, og Strømkurven har i Mellemtiden bevæget sig den halve Fasevinkel $\frac{\pi}{m}$ fremad.

Kurven for den af denne Fikling udviklede magnetomotoriske Kraft, findes nu for hver Skilling ved Integration af Strømfignuren. Regningsespunkket for denne Integration skal, i Overensstemmelse med det paa Side 75 sagte, lægges paa det Sted, hvor Ordinaten deler Strømfignurens Areal i to ligestore Halvdele. Integrationen foretages grafisk ved Udmaalning af Arealet, og det ses, at Maksimalværdien af den magnetomotoriske Kraft er lig med Strømfignurens halve Areal.

Ved at foretage denne Integration for alle de tegnede Skillingen, fremkommer fem Kurver for den magnetomotoriske Kraft, hvoraf den første og den femte har nøjagtig samme Form, mens de mellemliggende er noget forskellige. Imellem første og femte Skilling er den forløbet $\frac{1}{5}$ eller $\frac{1}{2m}$ Periode, og Kurven har da bevæget sig vinklen $\frac{\pi}{m}$ fremad; da den forløbne Tid er $\frac{1}{5} T$ eller $\frac{1}{2m} T$, er altsaa Vinkelhastigheden $\frac{\frac{\pi}{m}}{\frac{1}{2m} T} = \frac{2\pi}{T} = \omega$.

Kurven for den magnetomotoriske Kraft bevæger sig altsaa med samme Vinkelhastighed, som Strømkurven, eller i en synkemaskine med samme

Hastighed som Polhøjlet. Det ses endvidere, at Maksimalværdien ikke er konstant, men at den varierer indenfor to Græder med et Periodetal, som er 6 eller 2m Gange saa stort som Strømmens Periode-tal.

De ved denne grafiske Metode indvundne Resultater egner sig imidlertid ikke godt til den praktiske Beregning, og vil vi derfor foretrække en noget tilnærmet Metode, hvor vi indfører en Middelværdi for den magnetomotoriske Kraft.

Af hver Spole-side (eller hver Fase) betragter vi foreløbig kun én Kolt; disse vælges saaledes, at de ligger i en indbyrdes Vinkelafstand fra hinanden, som er lig med den halve Fasevinkel. Strømmene i de forskellige Spolesider svarende til Skilling 1 er da:

$$i_1 = F\sqrt{2} \sin \omega t, \quad i_2 = F\sqrt{2} \sin(\omega t + \frac{\pi}{m}), \quad i_3 = F\sqrt{2} \sin(\omega t + \frac{2\pi}{m})$$

$$i_m = F\sqrt{2} \sin(\omega t + \frac{m-1}{m} \pi),$$

idet vi i al Almindelighed vil betragte en omfækt Fikling. Den til denne Skilling svarende magnetomotoriske Kraft findes nu ved at tage den halve Sum af Strømmene og da multiplicere denne Sum med L_m . Summen af Strømmene skal divideres med 2, fordi Integrationsen, som tidligere nævnt, skal foretages fra det neutrale Lønt og ikke fra det valgte Begyndelsespunkt. Man har altsaa:

$$m_1 = \frac{1}{2} L_m (i_1 + i_2 + i_3 + \dots + i_m) \quad \text{eller:}$$

$$m_1 = \frac{1}{2} F\sqrt{2} L_m [\sin \omega t + \sin(\omega t + \frac{\pi}{m}) + \dots + \sin(\omega t + \frac{m-1}{m} \pi)]$$

Har i Skilling 2 Sinuskurven for Strømmen betraget sig Vinklen x tilhøjre, bliver den valgte vilkaarlige Vinkel $\varphi = \omega t - x$, og vi faar nu for den magnetomotoriske Kraft:

$$m_x = \frac{1}{2} F \sqrt{2} Z_m \left[\sin(\omega t - x) + \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{m} - x\right) + \sin\left(\omega t + \frac{2\pi}{m} - x\right) + \dots + \sin\left(\omega t + (m-1)\frac{\pi}{m} - x\right) \right],$$

hvilket altsaa er det almindelige Udtryk for den magnetomotoriske Kraft af en omfaset Fikling med 1 kot pr. Pol og Fase.

Har Idrømtkønnen bevæget sig Vinklen $\frac{\pi}{m}$ tilhøje, har Kørnen for den magnetomotoriske Kraft atter faaet samme Form som i Begyndelsesstillingen. Til vi bestemme Middelværdien, maa vi altsaa integrere mellem Grænserne $x = 0$ og $x = -\frac{\pi}{m}$ og dividere det Udtryk med $\frac{\pi}{m}$. Vi har da:

$$m_\mu = \frac{m}{\pi} \int_0^{-\frac{\pi}{m}} m_x dx \text{ eller:}$$

$$m_\mu = \frac{m}{2\pi} F \sqrt{2} Z_m \int_0^{-\frac{\pi}{m}} \left[\sin(\omega t - x) + \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{m} - x\right) + \dots + \sin\left(\omega t + (m-1)\frac{\pi}{m} - x\right) \right] dx$$

$$m_\mu = -\frac{m}{2\pi} F \sqrt{2} Z_m \left[\cos \omega t - \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{m}\right) - \cos\left(\omega t + \frac{2\pi}{m}\right) - \cos\left(\omega t + \frac{3\pi}{m}\right) + \dots + \cos\left(\omega t + (m-1)\frac{\pi}{m}\right) - \cos(\omega t + \pi) \right]$$

Da her alle Led med Undtagelse af det første og det sidste hæver hinanden, faas:

$$m_\mu = -\frac{m}{2\pi} F \sqrt{2} Z_m (\cos \omega t - \cos(\omega t + \pi)) \text{ eller:}$$

$$m_\mu = -\frac{m}{\pi} F \sqrt{2} Z_m \cos \omega t \text{ eller}$$

$$\underline{m_\mu = 0,45 m F Z_m \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)}$$

Det fremgaar heraf, at Middelværdien for den magnetomotoriske Kraft er en Sinuskurve, som roterer med den synkron Vinkelhastighed ω , og som ligger 90° forud for Idrømtkønnen. Maksimalværdien er:

$$\underline{M_\mu = 0,45 F Z_m m},$$

hvilket er det samme Resultat, som vi fandt for en Fikling med et meget stort Antal Faser.

Vi vil nu betragte det Tilfælde, hvor vi har en en fase Tilkling med q Koter pr. Pol og Fase. For her at bestemme den samlede magnetomotoriske Kraft, behøver man blot at addere de q magnetomotoriske Kræfter, som frembringes af hver af de i en Kot liggende Tråde. Da Koterne indbyrdes er forskudt Vinklen $\alpha = \frac{\pi}{mq}$ for hinanden, maa denne Addition foretages geometrisk. Den af de i de m Faser længst tilvendske liggende Koter fremkaldte magnetomotoriske Kraft er ifølge foranstaaende Udvikling:

$$m_{\mu_1} = 0,45 F. m. Z_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

Den af de næstfølgende m Koter, som ligger i den indbyrdes Afstand af $\frac{\pi}{m}$, frembragte magnetomotoriske Kraft er:

$$m_{\mu_2} = 0,45 F. m. Z_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2} + \alpha)$$

endvidere $m_{\mu_3} = 0,45 F. m. Z_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2} + 2\alpha)$

$$\vdots$$

$$m_{\mu_q} = 0,45 F. m. Z_m \sin(\omega t + \frac{\pi}{2} + (q-1)\alpha)$$

sætte vi her $\omega t + \frac{\pi}{2} = \omega t'$ og addere vi disse q Ligninger, faar vi den samlede magnetomotoriske Kraft:

$$m_s = 0,45 F. m. Z_m (\sin \omega t' + \sin(\omega t' + \alpha) + \sin(\omega t' + 2\alpha) + \dots + \sin(\omega t' + (q-1)\alpha))$$

Parantesen kan let bestemmes geometrisk ved Sammensætning af q lige store Vektorer, som indbyrdes danner Vinklen α , og hver Vektors Længde er $0,45 F. m. Z_m$. Denne Figur svarer nøjagtig til Fig 66 (Side 57), og Vektorerne AB, BC, CD o. s. v faar nu Betydningen $0,45 F. m. Z_m$. Vi fandt nu Side 57, at disse Vektors Sum AG kan indtrykkes ved:

$$AG = \frac{1}{2} q. AB.$$

Nu betyder i dette Tilfælde AG netop Maksimalværdien af den samlede magnetomotoriske Kraft pr. Pol M_s .

$$\text{Altsaa } M_s = 0,45 \text{ fr. F. m. } Z_n \cdot I$$

Den totale magnetomotoriske Kraft for hele Maskinen findes om ved at multiplicere med 2p.

$$M_t = 0,9 \text{ fr. F. m. } Z_n \cdot I \cdot p.$$

Her er $Z_n \cdot I$ det samlede Antal Tråde pr. Pol og Fase eller, hvad der er det samme, det samlede Antal Vindinger pr. Polpar og Fase. Kaldes det samlede Antal serieforbundne Vindinger pr. Fase for V_a , have vi $Z_n \cdot p \cdot I = V_a$, altsaa

$$\underline{M_t = 0,9 \text{ fr. F. m. } V_a,}$$

hvilket er det almengyldige Udtryk for den af en flerfaset Fikling frembragte totale magnetomotoriske Kraft.

De fundne Resultater kan nu sammenfattes i følgende Sætning:

Den af en flerfaset Fikling frembragte magnetomotoriske Kraft kan anses for at være sinusformet fordelt langs Ankereis Periferi; Maksimalværdien er konstant = $0,9 \text{ fr. F. m. } V_a$, og ligger i Fase 90° forud for Strømmen; Hævet for den magnetomotoriske Kraft roterer endvidere med den konstante synkron Vinkelhastighed $2\pi n$.

Antager vi, at Luftrummelrummet i Maskinen overalt er konstant som f. Eks. ved en asynkron Maskine eller ved en synkron Maskine uden fremstående Pole (Furbogenerator), og tænker vi os, at den magnetiske Modstand i Jernet er meget lille i Forhold til Modstanden i Luftrummelrummet, vil Ankereis magnetomotoriske Kraft frembringe et magnetisk Felt, som er proportionalt

dermed. Feltkurven for det af Ankerwiklingen frembragte Felt vil saaledes ifølge Side 76 være ligedan-
net med Kurven for den magnetomotoriske Kraft, og
Ankerfeltet vil altsaa ligeledes rotere med den syn-
kron Vinkelhastighed. Dette Felt kaldes i asynkron
Maskiner for Ankerfeltet eller Ankerreaktionen, og
det har ganske samme Firkning, som om et andet
Polhjul, som er magnetiseret med Jernstrøm, og hvis
Feltkurve er en Sinuskurve, roterede med synkron
Hastighed forbi Ankeret; i en synkron Maskine (Gene-
rator) er det af det virkelige Polhjul fremkaldte
Felt Primærfeltet, medens Ankerfeltet er Secundær-
feltet; disse to Felter bestaar selvfølgelig ikke hver
for sig men kun dens Resultant.

Den i en flerfaset Ankerwikling
frembragte magnetomotoriske Kraft er selvfølgelig ganske
uafhængig af, hvorledes Strømmen i Viklingen opstaar;
det er ganske ligegyldigt, om Strømmen er induceret i
selve Viklingen, eller om den er sendt derind udefra.
I en synkron Motors Anker eller i en asynkron Motors
Stator faar vi altsaa ganske det samme synkront ro-
terende Felt som ved en synkron Generator. I en
asynkron Motors Rotorbevikling faar paa lignende Maade,
hidsirende fra den flerfasede Rotorviklings magnetomo-
toriske Kraft, et Felt, som i Forhold til Rotoren
roterer med en Vinkelhastighed, som er $2\pi n_r$, hvor
 n_r er Periodetallet for den i Rotorviklingen værende
Vekselsstrøm. I en asynkron Motor findes altsaa det
primære Felt i Statoren, og dette optraeder ganske
paa samme Maade, som det i en synkron Maskine
fra Polhjulet hidsirende Felt; Rotorfeltet er derimod
det sekundære, idet det er fremkommet ved Indvirk-
ning fra Statorfeltet paa samme Maade som Anker-
feltet i en synkron Maskine.

Den fundne Formel for den magnetomotoriske Kraft finder altsaa anvendelse paa alle arter af flerfasede Maskiner.

§ 3. Den magnetomotoriske Kraft af en enfaset Vekling

Vi betragter foreløbig en enfaset Vekling med 1 Kot pr. Pol ($q = 1$); vi tænker os, ligesom tidligere, Strømmen fremstillet ved en Sinuskurve, som roterer med given Hastighed, og den momentane Værdi af Strømmen i en Spole side findes i et givet Øjeblik ved at falde Ordinatens til Sinuskurven, hvis vi her vil multiplicere med v_s .

Da vi kun har en Spole pr. Poldeeling, vil Kurven for den magnetomotoriske Kraft paa den paa Fig 80, 1 fremstillede periodiske rektangulære Form, m_k er indenfor en Spoles Omraade konstant. Regningen for den magnetomotoriske Kraft findes ved Haandreglen paa samme Maade, som Regningen for et Felt bestemmes. I Fig 80 betyder a og b de til en og samme Spole hørende Spoleider, og vi antager, at positive Ordinaler af Strømkurven betyder, at Strømrøret gaaer ind imod Papirets Plad. For 4 forskellige Stillinger af Strømkurven er Forløbet af m_k bestemt.

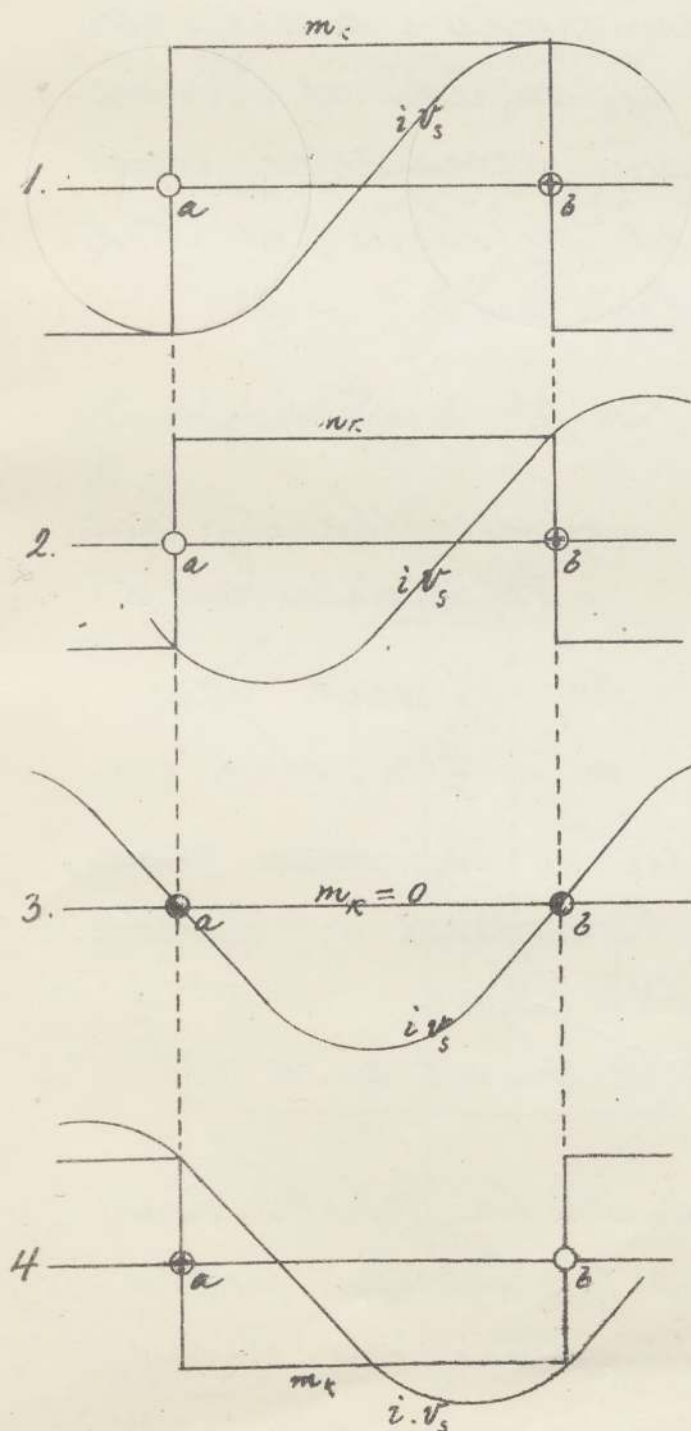


Fig. 80

$$m_k = i \cdot v_s$$

Det ses heraf, at Rørlingen af m_K periodisk veksler Rørling, og snart er positiv snart negativ; vi faar i Modsetning til den fluelasede Maskine, hvor den magnetomotoriske Kraft har et konstant Maksimalværdi og roterer med konstant Hastighed, en stillende vekslede magnetomotorisk Kraft, som altsaa vil frembringe et stillende Veksel.

Da den periodiske rektangulære Kurve, som angiver Fordelingen af den magnetomotoriske Kraft langs med Rørlperiferien, ikke lader sig bringe paa matematisk Form, er man nødsaget til at opløse den ved Fouriers Række. Det er tilstrækkeligt vigtigt kun at medtage Grundbølgen, idet de høiere Harmoniske i næsten alle Maskiner vil blive stærkt afdæmpede af Rørlstrømme. For Højden af den rektangulære periodiske Kurve m_K , lader det sig bevise, at Maksimalværdien til Grundbølgen er:

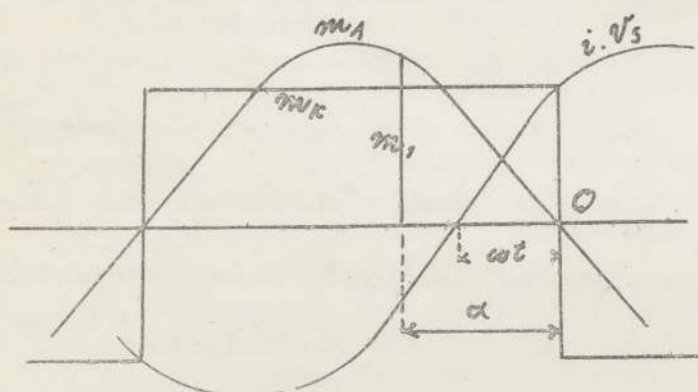


Fig 81.

$$M_1 = \frac{4}{\pi} m_K.$$

og en vilkaarlig Værdi i Vinkelafstanden α :

$$m_1 = M_1 \sin \alpha \text{ eller}$$

$$m_1 = \frac{4}{\pi} m_K \sin \alpha.$$

Kalde vi Rørlmomentets Værdi for i og Polens Vindingstal v_s , haves:

$$m_K = i \cdot v_s \quad ; \quad i = F \sqrt{2} \sin \omega t$$

$$\text{altsaa} \quad m_1 = \frac{4}{\pi} F \sqrt{2} v_s \sin \omega t \sin \alpha.$$

$\sin \alpha$ angiver her, at m_1 har sinusformet Fordeling langs Rørlperiferien, medens $\sin \omega t$ angiver, at Maksimalværdien med Tiden veksler med Periodetallet $\sim$.

Kurven for den magnetomotoriske Kraft er altsaa en stillestaaende Sinuskurve, hvis Maksimalvaerdie stadig veksler Rethning med Periode-tallet ω ; den fremkaldes i en Maskine med konstant Luftmellemrum og sinusformet Veksselfelt.

Er Spolen fordelt paa flere Koter ($q > 1$), skal man ligesom ved de flerfaadede Veklinger multiplicere med Vindlingsfaktoren. Det almindelige Udtryk lyder da:

$$m_1 = \frac{4}{\pi} F V_2 q f_v v_s \sin \omega t \sin \alpha \quad \text{eller}$$

$$m_1 = 1,8 f_v q F v_s \sin \omega t \sin \alpha. \quad \text{----- (1)}$$

Denne Ligning kan ifølge en Sætning paa Trigonometrien skrives som følger:

$$m_1 = 1,8 f_v F v_s q \frac{1}{2} [\cos(\omega t - \alpha) - \cos(\omega t + \alpha)] \quad \text{eller}$$

$$m_1 = 0,9 f_v F v_s q (\cos(\omega t - \alpha) - \cos(\omega t + \alpha)), \quad \text{--- (2)}$$

hvilket Udtryk vi vil bestemme ad geometrisk Vej.

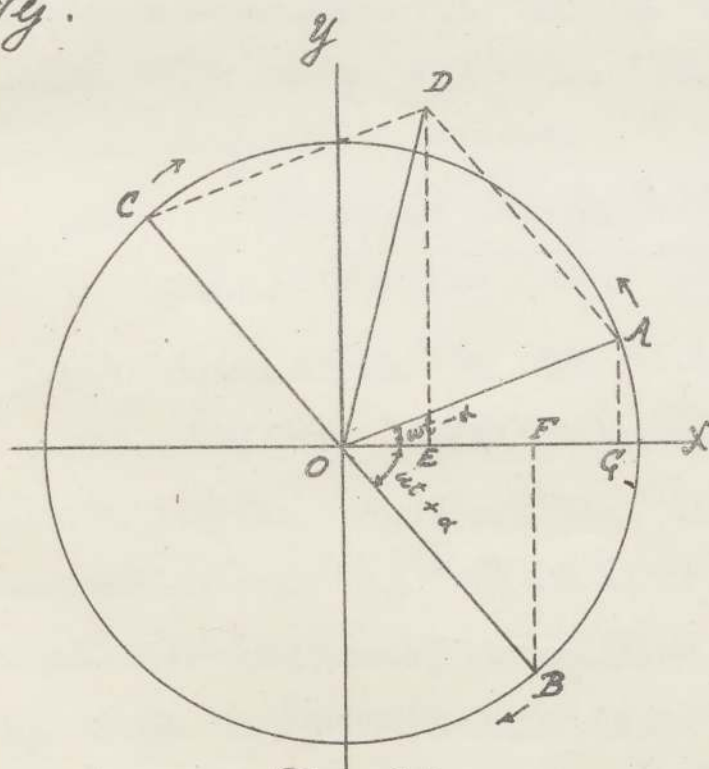


Fig. 82.

idet OB er Projektionen af OD paa Abscissaaksen.

Vi afsætter OA og OB lig med $0,9 f_v F v_s q$, saaledes at de danner Vinklerne $\omega t - \alpha$ og $\omega t + \alpha$ med X -aksen. Vi har da:

$$FG = OA \cos(\omega t - \alpha) - OB \cos(\omega t + \alpha)$$

$$\text{eller } FG = m_1.$$

Afsætter vi $OB = -OB$, og danner vi Resultanten OD mellem denne og OA , er $OB = FG = m_1$,

Vi har altsaa:

$$OB = 0,9 \cdot g \cdot F \cdot v_s \text{ for } \sin \omega t \sin \alpha = m_1.$$

Maksimalværdien af denne Hægt er ifølge den geometriske Konstruktion givet ved Vektoren OB , og denne er Resultanten af de to Vektorer OC og CB . Naar ωt vokser, ses det let af Figuren, at Vektoren CB naar dreje sig til venstre, mens Vektoren OC naar dreje sig til højre. Heraf følger, at den magnetomotoriske Kraft af en enfaset Vinding kan opfattes som Resultanten af to lige store konstante magnetomotoriske Kræfter, som hver roterer til sin Side med Vinkelhastigheden ω , eller den kan opfattes som Resultant af to i modsat Retning med Vinkelhastigheden ω roterende Liniestruer, som hver har Maksimalværdien:

$$\underline{M_s = 0,9 \cdot F \cdot v_s \cdot g \cdot \text{for.}}$$

Vi har hidtil kun betragtet den magnetomotoriske Kraft for et Polpar (eller to Poldelelinger paa Sukret). Vil vi have Formlen for hele Vindingen, naar hver af de to Komposanter multipliseres med p . Da nu $p \cdot v_s \cdot g = v_a$, faar vi

$$\underline{M_t = 0,9 \cdot \text{for.} \cdot F \cdot v_a}$$

Da den af en enfaset Vinding frembragte magnetomotoriske Kraft vil fremkalde et Vekselfelt, kan altsaa et saadant ifølge ovenstaaende betragtes som Resultant af to i modsat Retning med synderlig Hastighed roterende konstante Felter (Drejefelter). Maksimalværdien af hver af de to Komposanter er ifølge Ligningerne 1 og 2 Halvdelen af Vekselfeltets Maksimalværdi.

§ 4. De magnetomotoriske Kræfter i
den ideelle Vekselstrømsmaskine.

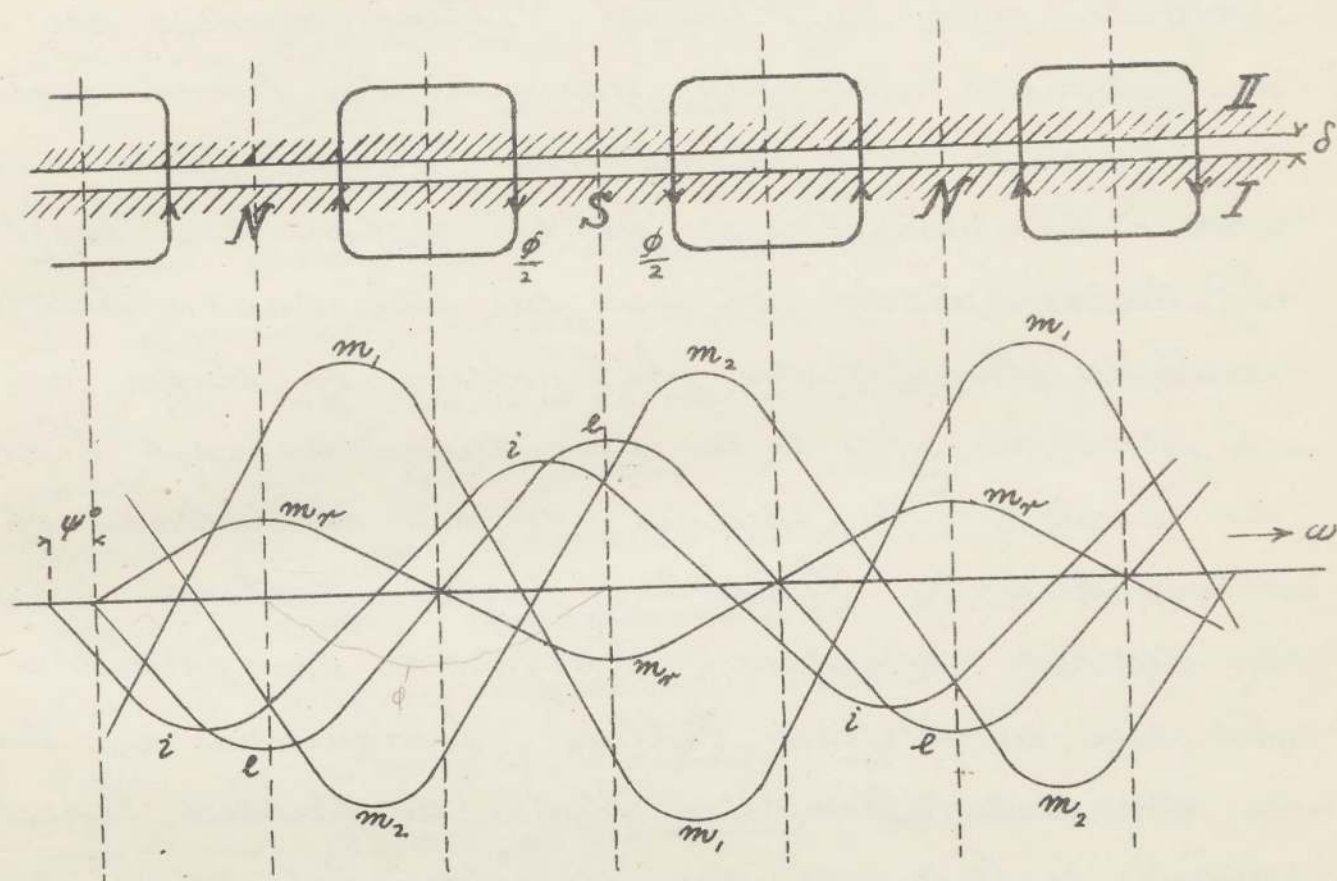


Fig. 83.

Enhver Vekselstrømsmaskine består af en primær og en sekundær Del; den primære Del er den inducerende i: den Del, i hvilken der udefra ved særlige Midler fremkaldes en magnetomotoriske Kraft; den sekundære Del er den, i hvilken Ænergioomsætningen finder Sted, og denne kaldes den inducerede. Det er lige gyldigt, hvilken af de to Delle, der roterer; for at omsætte elektrisk Ænergi til mekanisk eller omvendt, man der blot mellem de to Delle finder en relativ Bevægelse Sted; skal elektrisk Ænergi omsættes til elektrisk Ænergi af en anden Spænding, befinder begge Delle sig i Hvirle, og herved kaldes en Transformator.

I det følgende vil vi betragte den ideelle Vekselstrømsmaskine; denne be-

staar af to koncentriske Jærnringe, som med et konstant Løftmellerrum omslutter hinanden. Den secundære Del er langs den indvendige Periferi forsynet med en flerfaset Vinding, medens der i den primære Del ved ydre Midler frembringes en roterende magnetomotorisk Kraft; denne sidste nævnte kan nu bringes til at opstaa paa forskellig Maade. Lader vi ved en eller anden Drivmaskine den primære Del rotere, og sender vi en jævnstrøm ind i en paa denne antbragt Vinding, der er anordnet saaledes, at den afvekslende opstaaer Nord- og Sydpoler, virker Maskinen som en synkron Maskine. Forsyner vi den primære Del med en flerfaset Vinding, hvorigennem der fra en eller anden Strømkilde flyder en flerfaset Vekselsstrøm, og lader vi den secundære Del rotere, medens den primære staa fast, virker Maskinen som asynkron Maskine. Lader vi endelig den secundære samt den primære Del af en asynkron Maskine staa fast, virker den som Transformator.

Vi vil nu nærmere betragte en saadan idell Vekselsstrømsmaskine, og tænke os, at der i den primære Del paa en eller anden Maade er frembragt en roterende sinusformet magnetomotorisk Kraft; hvorvidt nu denne er frembragt ved Rotation og Jævnstrømsmagnetisering, eller ved Stilstand og Magnetisering ved flerfaset Vekselsstrøm er os foreløbig ligegyldigt, idet dette Moment ingensomhelst Indflydelse har paa vore Betragtninger.

Vi gaar nu fra den paa Fig. 83 skitserede Maskine, og antager, at der i den primære Del er frembragt en magnetomotorisk

Kraft m_1 , som er sinusformet, og som roterer med en konstant Vinkelhastighed ω . Denne magnetomotoriske Kraft vil frembringe et ligeledes roterende sinusformet Felt, som skaber Væbningen i den sekundære Del, saaledes at der heri induceres en elektromotorisk Kraft i hver Fase; er den sekundære Væbning sluttet, f. Eks over en Modstand, vil der opstaa en flerfasest Strøm, som nu vil frembringe en sekundær magnetomotorisk Kraft, som ligeledes er sinusformet, og som roterer med den konstante Vinkelhastighed ω .

Denne sekundære magnetomotoriske Kraft virker nu paa det samme magnetiske Kredsløb som den primære, og vil folgelig forårsage en Forandring af Maskinens magnetiske Tilstand, hvilket atter har en Forandring af den elektromotoriske Kraft til Følge. Da den primære og sekundære magnetomotoriske Kraft begge virker paa det samme magnetiske Kredsløb, kan den magnetiske Kraftstrøm bestemmes ved at dividere de to magnetomotoriske Krafers Resultant med Kredsløbets magnetiske Modstand; dette svarer jo ganske til, hvad man gør, naar flere elektromotoriske Krafte virker paa den samme elektriske Strømkreds.

For nærmere at undersøge Ligevegtstilstanden i Maskinen, vil vi gaa ud fra, at Maskinens Belastningstilstand er bekendt, d: man kender den elektromotoriske Kraft e , Strømmen pr. Fase i , samt den mellem disse to størrelser værende Faseforskydningsvinkel ψ ; ligeledes gaa vi ud fra, at Karakteristiken for Maskinens magnetiske Kreds er bekendt, d: den Kurve, som giver Afhængigheden mellem den samlede paa den

magnetiske Kreds virkende magnetomotoriske Kraft og den i hver Fase af den secondary Vinding inducerede elektromotoriske Kraft e (Fig. 84).

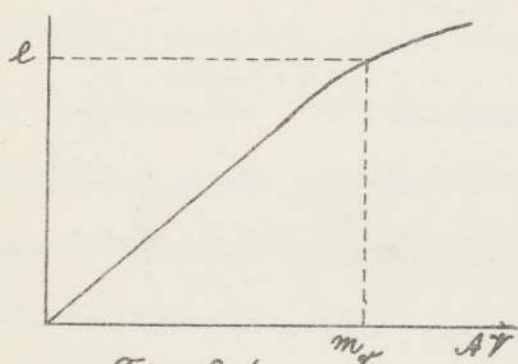


Fig. 84.

Da e er bekendt, kan vi straks af Karakteristikken undersøge den dertil svarende resulterende magnetomotoriske Kraft m_r . Denne maa ligesom e være sinusformet og ligge i Modfase dertil, thi Felthjørnen ligger i Modfase med e , og i Fase med m_r . Vi kan altsaa i et Koordinatsystem (Fig. 83) straks indtegne Sinuskurverne for e og m_r og endvidere for det givne i med den givne Faseforskydningsvinkel ψ . Strømmen " i " i hver af de n Faser i den secondary Vinding vil nu frembringe en secondary magnetomotorisk Kraft m_2 . En Strømmes effektive Værdi I , har vi:

$$m_2 = 0,9 \cdot f \cdot n \cdot I \cdot v_a$$

og denne ligger 90° forud for Strømkurven, saaledes at vi nu ogsaa kan tegne Sinuskurven for m_2 . For at der skal være Ligevægt til Stede, maa nu endelig den primære og den secondary magnetomotoriske Kraft tilsammen danne den bekjendte ved Karakteristikken bestemte Resultant m_r , saaledes at vi kan konstruere os til m_r ved fra Resultanten m_r at subtrahere Kurven for m_2 . Kurven for m_1 kan da indtegnes, og vi har nu et fuldstændigt Runddiagram for den i Maskinen værende Ligevægtskilstand.

Ovenstaaende Konstruktion er dog kun rigtig under den Forudsætning, at den resulterende magnetomotoriske Kraft m_r ingen Hysteres- eller Hvirvelstrømsstab har at overvinde, idet det

kun er da, at magnetomotorisk Kraft og Løft-induktion ligger i Fase. Dette Punkt skal senere blive udførligere behandlet.

Det fundne Resultat kan lettere fremstilles ved et Vektordiagram.

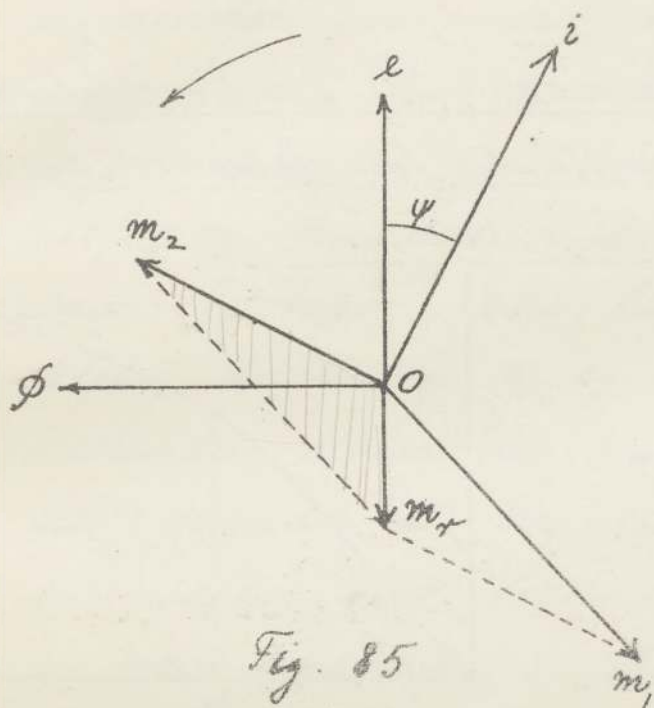


Fig. 85

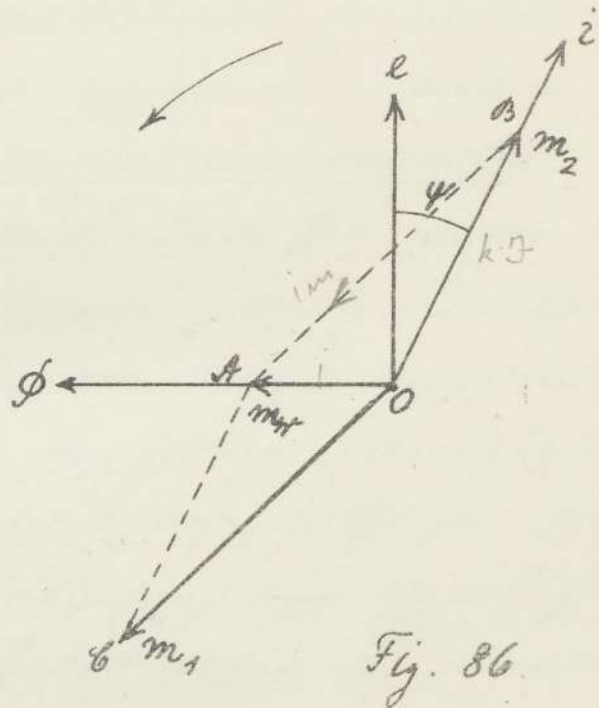


Fig. 86

Vi afsætter de to Vektorer e og i med den givne indbyrdes Vinkelafstand ψ . Derpå udtages m_r af Karakteristiken og afsættes i Modfase til e ; endvidere beregnes m_2 efter den bekendte Formel, og afsættes 90° forud for Vektoren for i . Vektoren m , kan nu bestemmes som den geometriske Differentiel mellem m_r og m_2 ; vi har da det fuldstændige Vektordiagram Fig. 85.

Da man i de fleste i Praxis forekommende Tilfælde ingen Interesse har i at kende Retningen for m , kan man dens numeriske Værdi, kan man simplificere Diagrammet noget ved at dreje Kupervindingsparallellogrammet 90° , saaledes at m_2 falder ud af Vektoren i 's Retning; da $AB = OC = m_2$, kan man nøjes med at tegne Trekanten OAB ; denne kaldes Potier's Trekant (Fig 86).

I begge Diagrammerne kan vi bestemme den magnetiske Kraftstrøm Φ , idet den jo ligger 90° forud for e . Den numeriske Værdi bestemmes af Formlen:

$$\mathcal{E} = 4 \cdot f \cdot f_v \cdot \Phi \cdot n \cdot 10^{-8} \quad (\text{se pag. 55})$$

Det paa Fig 86 fremstillede Diagram danner Grundlag for Arbejdsdiagrammerne af alle Vekselstrømsmaskiner.

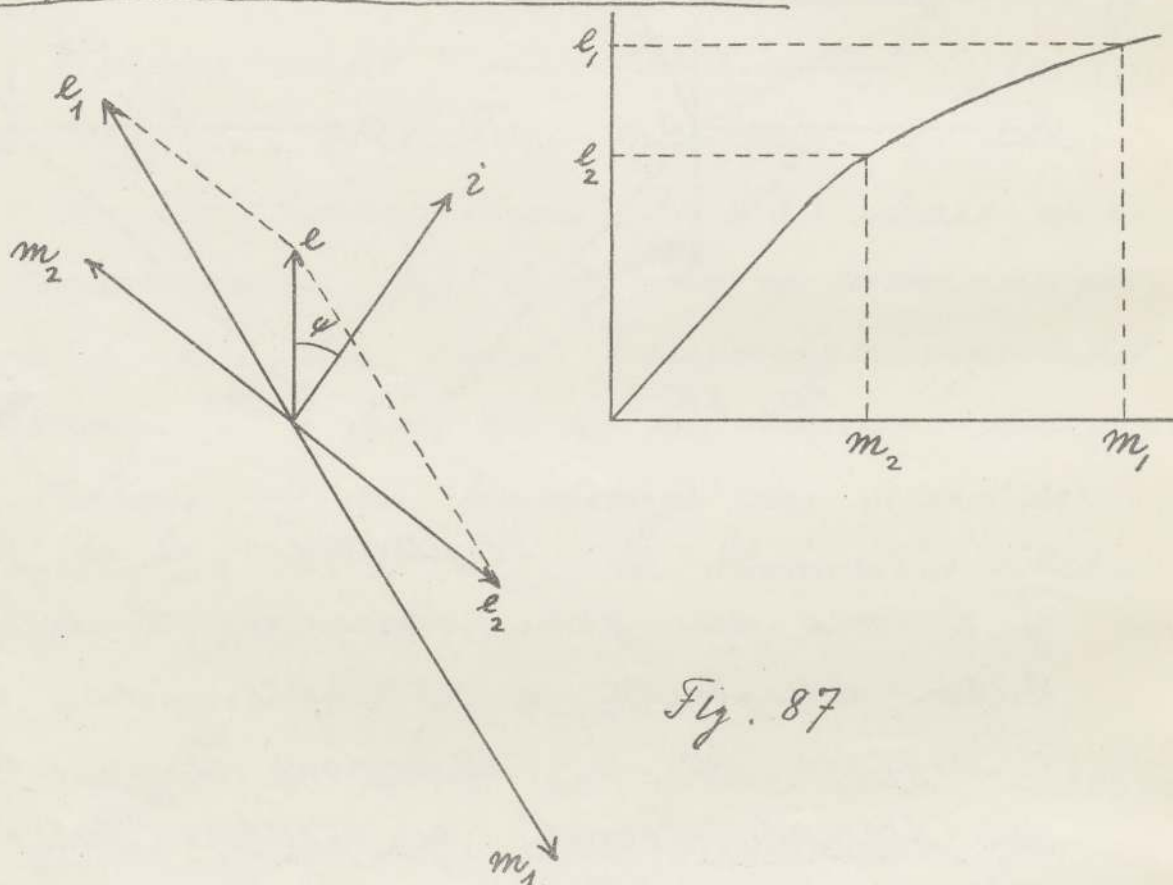


Fig. 87

Undervejs kan man se en nogen anden udvikling af Diagrammet, idet man ved Hjælp af Karakteristikken iudtager den elektromotoriske Kraft e_2 , som den magnetomotoriske Kraft m_2 vilde fremkalde i Vindingen, hvis den eksisterede for sig alene. Den virkelige elektromotoriske Kraft e man da saa Resultanten af e_2 , som ligger i Modfase til m_2 , og den elektromotoriske Kraft e_1 , som vilde blive fremkaldt af den primære magnetomotoriske Kraft m_1 , hvis denne eksisterede for sig alene. Er e , nu bestemt ved Hjælp af Parallelogrammet, kan m_1 iudtages af Karakteristikken. Denne Metode er imidlertid ikke Korrekt; dels

er nemlig de elektromotoriske Kræfter e , og e_2 saa =
 vel som de dem inducerende Felter fiktive Φ -
 væls, som ikke eksisterer hver for sig, og dels er
 Bestemmelsen af dem ved Hjælp af Karakteristikken
 ikke rigtig, idet de er bestemt paa Basis af
 magnetiske Tilstande, som slet ikke er til Stede
 i Maskinen; den virkelige magnetiske Tilstand
 er indelukkende givet ved den elektromotoriske
 Kraft e og det dertil svarende Felt Φ , og det er
 denne Tilstand, som bestemmer Jernets Permeabi-
 lité; bestemmes e , og e_2 ved andre magnetiske
 Tilstande, regnes der med en forkert Permeabili-
 té, saaledes at Resultatet bliver urigtigt. Kun
 i Tilfælde, hvor Permeabiliteten kan regnes for
 at være konstant (i: Karakteristikken er retlinet)
 husker den Proportionalitet mellem alle e 'er og
 alle m 'er, og kun i dette Tilfælde bliver Re-
 sultatet rigtigt.

§. 5. Det af en Vinding frembragte Spredningsfelt

I det foregaaende har vi
 indelukkende taget Hensyn til det Felt, som
 frembringes af en Ankervindings resulterende Mag-
 netomotoriske Kraft, og vi fandt Side 86, at
 dette Felt i en flerfasets Maskine roterer med
 synkron Hastighed, og at det i en synkron Ma-
 skine sammen med det fra Polhjulet kommende
 Felt dannede det resulterende virkelig eksisterende
 Felt. Foruden det af Ankrets totale magnetomo-
 toriske Kraft M_z fremkaldte "Hovedfelt" Φ frem-
 kommer der imidlertid ogsaa andre Felter af mere
 kompliceret Natur, de saakaldte Spredningsfelter
 Φ_s

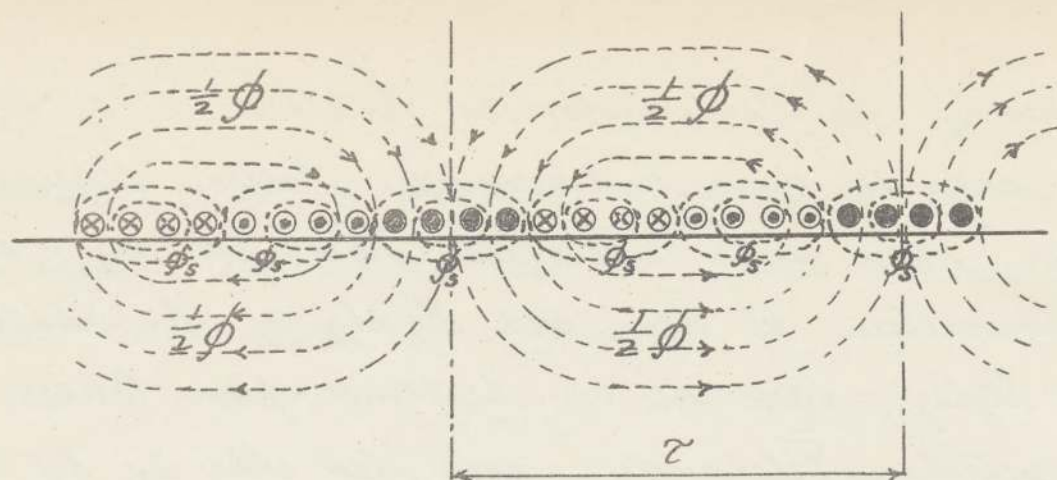


Fig. 88

Fig. 88 giver en skematisk Fremstilling af alle de af en Ankerwicklung fremkaldte Felter; som Eksempel er valgt en tofaset Vinding, og de til det enkelte Faser hørende Spolerider er fremstillede ved $\otimes \odot \bullet$. Det er nu indlysende, at hver enkelt Spoleride for sig vil frembringe Kraftlinier, som slynge sig om selve Spoleriden, og disse Kraftlinier frembringes uafhængigt af hinanden ved Spoleridens egen magnetomotoriske Kraft. Betragt vi samtlige de Kraftlinier, som frembringes af de til en enkelt Fase hørende Spolerider (i dette Tilfælde fire), ses det af Figuren, at disse dels passerer gennem Ankerjernet og de mellem Hølene liggende Tænder og dels går gennem Luftrummet udenfor Ankeret; derimod vil de enden slet ikke eller kun i meget ringe Grad passere Jærnet i Maskinens primære Del.^{*)} Disse Felter kaldes for Ankers Spredningsfelter; de omslynger hver for sig uafhængigt de til én enkelt Fase hørende Spolerider, og fremkaldes følgelig kun af den i disse Spolerider værende magnetomotoriske Kraft.

Hovedfeltets Kraftlinier omslynger derimod Spolerider, som hører til forskellige Faser, og er følgelig fremkaldt af Resultanten af disse Spoleriders magnetomotoriske Kraft. Vi har tidligere vist, at denne Resultant danner en roterende Sinuskurve med Maksimalværdien $M_r = 0,9 f_v \cdot m \cdot F \cdot v_a$.

^{*)} Denne er ikke vist på Figuren.

Da Spredningsfeltene Φ_s er bundne til de Spolesider, som fremkalder dem, er de følgende i Forhold til Akerjærnet shillestaande Tekselfelter, som vekster med samme Periodetal som Akerstrømmen.

Kalde vi Antallet af serieforbundne Tråde pr. Kolt for Z_n , Antallet af Koler pr. Pol og pr. Fase for q , og den totale magnetiske Ledningsevne for Spredningsfeltet for λ_s , haves:

$$\Phi_s = i \cdot Z_n \cdot q \cdot \lambda_s$$

hvor $i = I \sqrt{2} \sin \omega t$;

$$\Phi_s = I \sqrt{2} Z_n \cdot q \cdot \lambda_s \sin \omega t$$

Dettes efter en Sinuskurve veksellende Spredningsfelt vil nu i hver Spoleside inducere en elektromotorisk Kæft, som er bestemt ved:

$$e'_s = - \frac{d\Phi_s}{dt} \cdot Z_n \cdot q \cdot 10^{-8}$$

eller ved at indføre Værdien for Φ_s

$$e'_s = - I \sqrt{2} Z_n^2 q^2 \lambda_s \omega \cdot \frac{d(\sin \omega t)}{d(\omega t)}$$

$$e'_s = - 2\pi \sqrt{2} I \cdot \omega \cdot Z_n^2 q^2 \lambda_s \cos \omega t$$

$$e'_s = + 2\pi \sqrt{2} I \cdot \omega \cdot Z_n^2 q^2 \lambda_s \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$$

Heraf fremgaar, at den elektromotoriske Kæft e'_s er 90° bagud for Strømmen i

Da vi i hver Fase ialt har $2p$ serieforbundne Spolesider, bliver den i hver Fase i det Hele inducerede E.M.K.

$$e_s = 2p \cdot e'_s, \text{ eller}$$

$$e_s = 4\pi \sqrt{2} I \cdot \omega \cdot p \cdot Z_n^2 q^2 \lambda_s \sin(\omega t - \frac{\pi}{2})$$

Kaldes vi den effektive Værdi af Spændingsfeltets elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}_s$, haves altså for Maksimalværdien:

$$\mathcal{E}_s \sqrt{2} = 4\pi F \sqrt{2} \sim p \cdot \tilde{Z}_n^2 \tilde{q}^2 \lambda_s 10^{-8}$$

$$\text{Vi kan her sætte } p \cdot \tilde{Z}_n^2 \tilde{q}^2 = \frac{p \cdot \tilde{q}^2 \cdot \tilde{Z}_n^2}{p} = \frac{v_a^2}{p},$$

hvor v_a er det samlede Antal serieforbundne Vindinger pr. Fase. Ved Indsættelse faas:

$$\mathcal{E}_s = 4\pi \sim \frac{v_a^2}{p} \lambda_s \cdot F 10^{-8}$$

$\mathcal{E}_s$ kaldes for Indersels Reaktions-
spænding, og denne er 90° lagud for Strømmen.
Shovrelsen:

$$X_s = 4\pi \sim \frac{v_a^2}{p} \lambda_s 10^{-8}$$

Kaldes for Inderselsreaktansen, som maales i Ohm.

$$\mathcal{E}_s = F \cdot X_s$$

X_s er ofte ret vanskelig at bestemme nøjagtigt, hvilket især skyldes Beregningen af λ_s ; dette Punkt skal senere blive behandlet nærmere.

§ 6. Det fuldstændige Diagram for den idelle Fekselstrømsmaskine.

Ved Udviklingen af Ampèrevindingsdiagrammet i dette Kapitels § 5 er vi gaaet ud fra, at den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$, som induceredes af det i Maskinen værende n -sætherende Hovedfelt Φ , var bekendt. Dette er imidlertid ved de i Praxis forekommende Tilfælde ikke rigtigt. Maskinens Belastningsstilstand er som

Regel givet ved Klemspændingen P , Strømstyrken I , og den mellem disse Strømstyrke værende Faseforskydningsvinkel ϕ , og vor Opgave gaar om nu paa at bestemme den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$'s Størrelse og Retning, saaledes at Ampèrevindingsdiagrammet paa Basis heraf kan tegnes.

Foruden den af det nævnte reude Klemfelt P inducerede elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$, haues i Ankerviklingen tillige den af Spændingsfeltet P_s inducerede Reaktansspænding $\mathcal{E}_s$ samt det ohmske Spændingstab $I \cdot r_a$, hvor r_a betyder den samlede Modstand af en Fase af Vindingen. Af de to sidste er $\mathcal{E}_s$ 90° bagud for Strømmen I , medens det ohmske Spændingstab ligger i Fase med denne; disse to indre Spændinger i hver Fase af Ankerviklingen danner tilsammen en Resultant, som kaldes Impedansspændingen. Da $I \cdot r_a$ og $\mathcal{E}_s = I \cdot X_s$ staar vinkelret paa hinanden, danner Impedansspændingen $I \cdot Z$ Hypotenusen i en retvinklet Trekant, hvis to Katheder er $I \cdot r_a$ og $I \cdot X_s$. Man har altsaa:

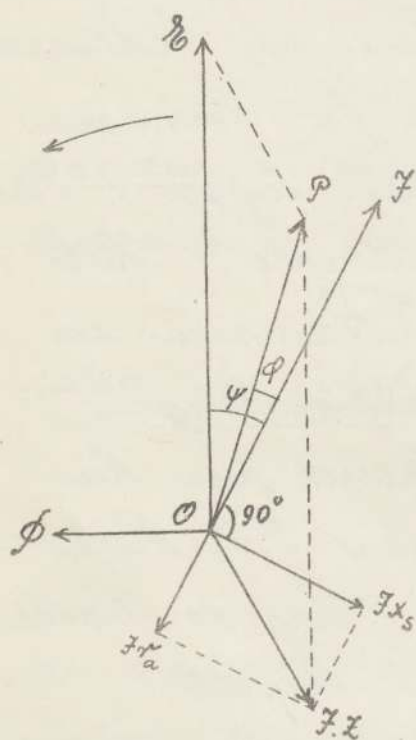
$$I \cdot Z = \sqrt{(I \cdot r_a)^2 + (I \cdot X_s)^2} \quad \text{eller}$$

$$Z = \sqrt{r_a^2 + X_s^2}$$

Z kaldes for Ankerviklingens Impedans.

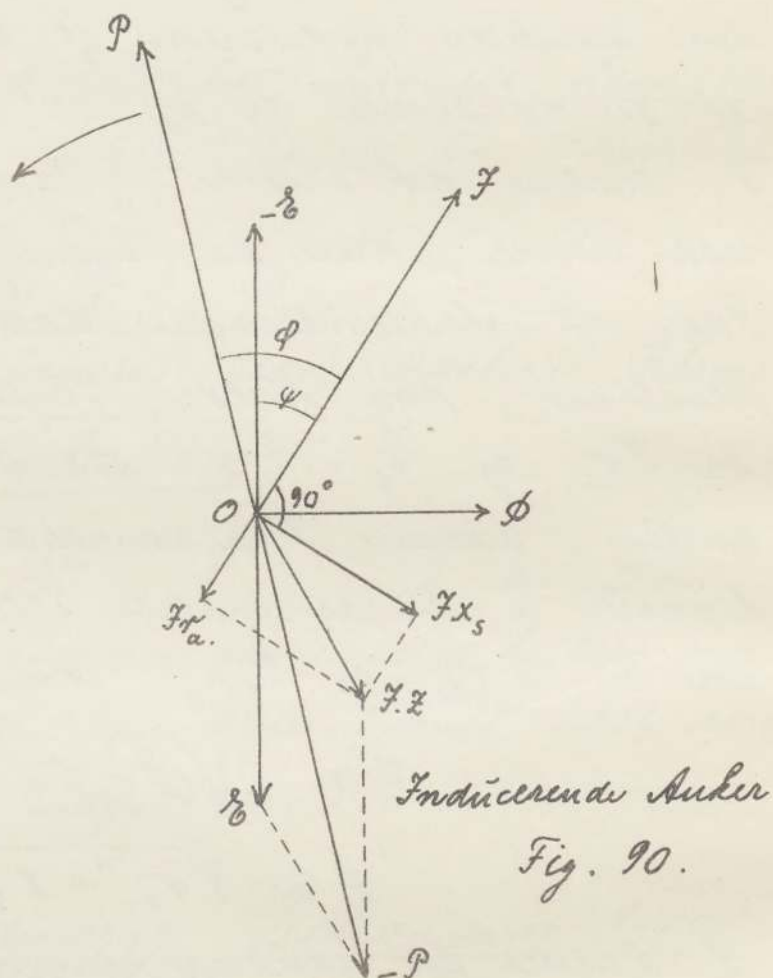
Betingelsen for, at den gennem Ankerviklingen virkelig gaar den antagne Strøm I , er nu, at der hersker Ligevægt mellem Klemspændingen P , den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$ samt Impedansspændingen $I \cdot Z$. Denne Ligevægtstilstand er imidlertid noget forskellig, eftersom Vindingen hører til en induceret eller en inducerende Del af Maskinen. Hører Vindingen til den inducerede Del af Maskinen, fremkommer Klemspændingen som Resultant af den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$

og Impedansspændingen $F.Z$; dette er saaledes Tilfældet i en asynkron Generators Anker, i en asynkron Motors Rotor, og i en Transformators sekundære Bevikling. Hver Ankervinding derimod vil en inducerende Del, som f. Eks. en synkron Motors Anker, en asynkron Motors Stator, eller en Transformators primære Bevikling, danne den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$ og Impedansspændingen $F.Z$ tilsammen en Resultant, som er lig med og modsat rettet af Klemspændingen, der her er tilført Maskinen fra et eller andet Ledningsnet.



Induceret Anker

Fig. 89



Inducerende Anker

Fig. 90.

Fig. 89 angiver Vektordiagrammet for et induceret Anker. Givet er P , F og Φ samt r_a og X_s . Vi opsætter først $F.r_a$ i Modfase til F og $F.X_s$ 90° bagud for F , og bestemmer dernæst disse to Størrelses Resultant $F.Z$. $\mathcal{E}$ kan da bestemmes saaledes, at den sammen med Impedansspændingen $F.Z$ danne Resultanten P . Det resulterende Hoved = felts Retning er nu ogsaa givet, nemlig 90° forud for $\mathcal{E}$.

For et inducerende Anker ses Vek-
tor diagrammet af Fig 90. Givet er ligeledes Net-
spændingen P , Strømmen I , Faseforskydningen ϕ
samt r_a og X_s . Ligesom i forrige Tilfælde bestem-
mes først Impedansspændingen $I \cdot Z$, og den elek-
tromotoriske Kraft $\mathcal{E}$ kan da konstrueres saaledes,
at den sammen med Impedansspændingen danner
en Resultant $\div P$, som holder Ligevegt med den
givne Netspænding. Da $\mathcal{E}$ her er modsat rettet af
 P , kaldes den for elektromotorisk Modkraft.

I begge disse Diagrammer er
alle Strømme og Spændinger Fasestrømme og Fase-
spændinger, og Diagrammerne gælder altsaa for én
Fase af Ankerwiklingen.

Begge Diagrammerne kan nu
simplificeres noget, idet vi i Stedet for at konstru-
ere Impedansspændingen ud fra Punkket O , afsætter
den fra Endepunktet af Vektoren P , samtidig med
at vi i Fig 90 erstatter Vektoren $\mathcal{E}$ med Vektoren
 $-\mathcal{E}$. Endvidere vil vi tilføje de hidtil i § 4
fundne Amperevingsstrekanten (Potier), saaledes at vi
erholder et færdigstændigt Diagram for den ideelle
Vekselstrømsmaskine.

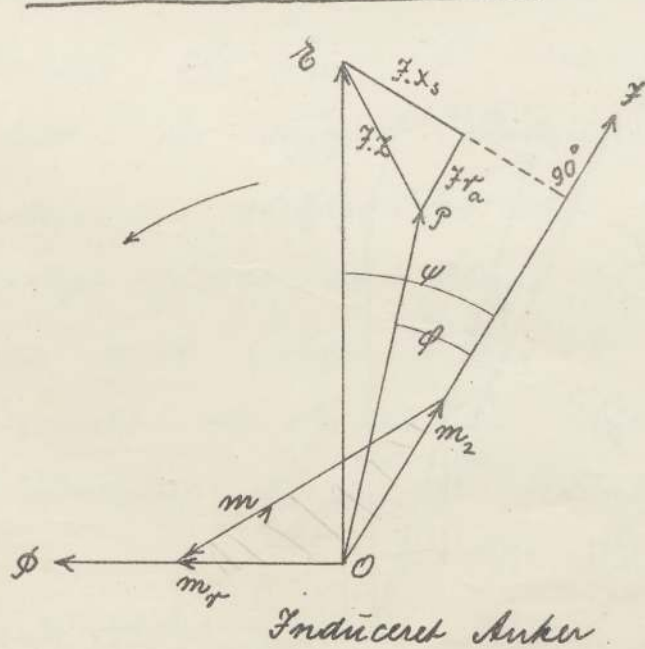


Fig. 91

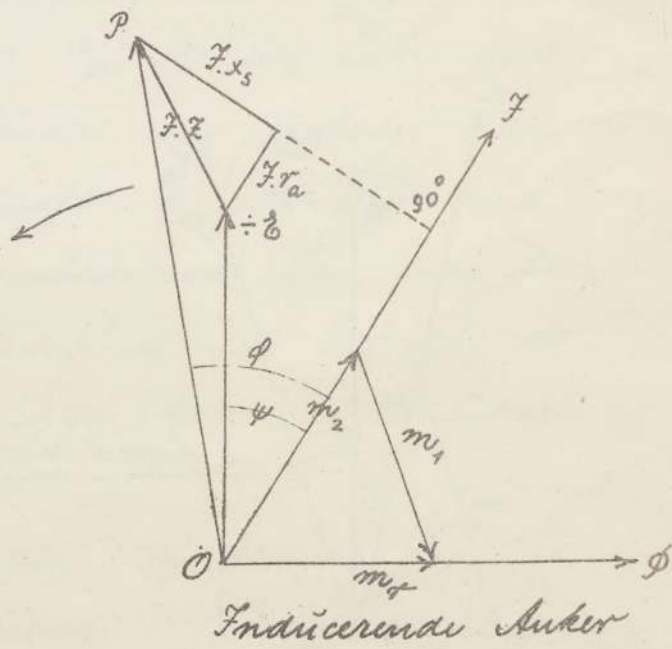


Fig. 92

I bagud for P .

I dette Diagram er m_2 den af Ankerviklingen udviklede resulterende magnetomotoriske Kraft; den er bestemt ved $m_2 = 0,9 \text{ fr. m. } \mathcal{F}$. $\mathcal{V}_a$ af den afsættes udaf Retningen for $\mathcal{F}$. Den paa Maskinens magnetiske Kreds virkende totale magnetomotoriske Kraft m_{Σ} findes af Karakteristikken som den til $\mathcal{B}$ svarende Værdi, og afsættes udaf Retningen for Φ . Den primære magnetomotoriske Kraft m_1 findes da som den tredje Side af Potier's Trekant.

Nedenfor er i Fig. 93, 94, 95 og 96 tegnet de fuldstændige Diagrammer for nogle andre Tilfælde, nemlig, naar $\mathcal{F}$ er i Fase med $\mathcal{P}$, og naar $\mathcal{F}$ er forud for $\mathcal{P}$.

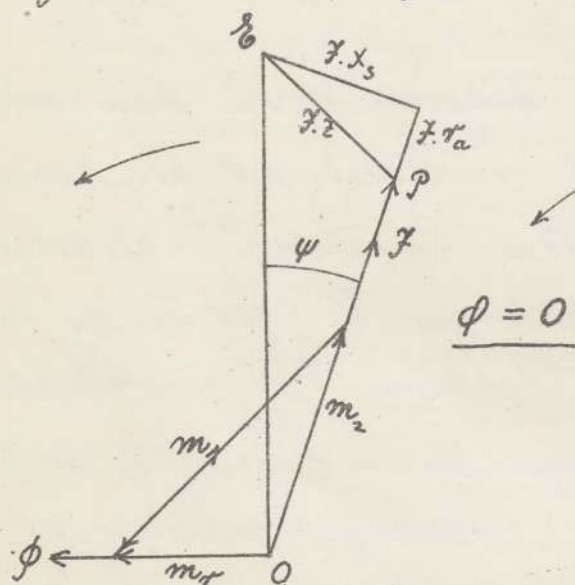


Fig. 93. Induceret Anker

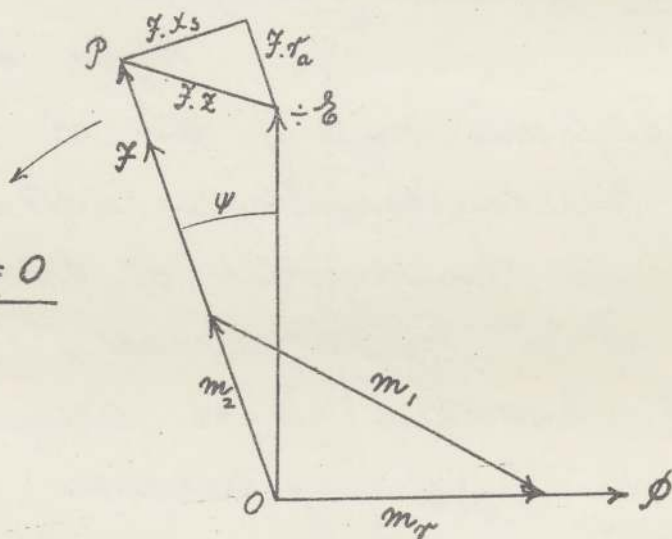


Fig. 94. Inducerende Anker

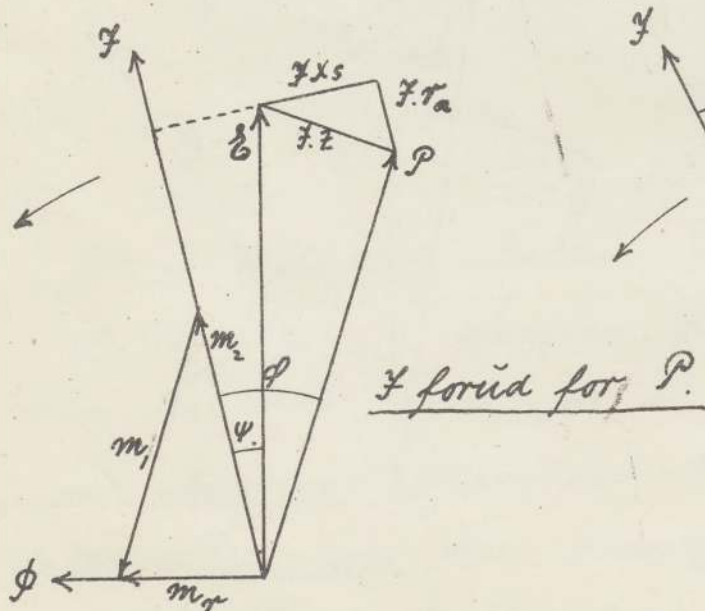


Fig. 95. Induceret Anker

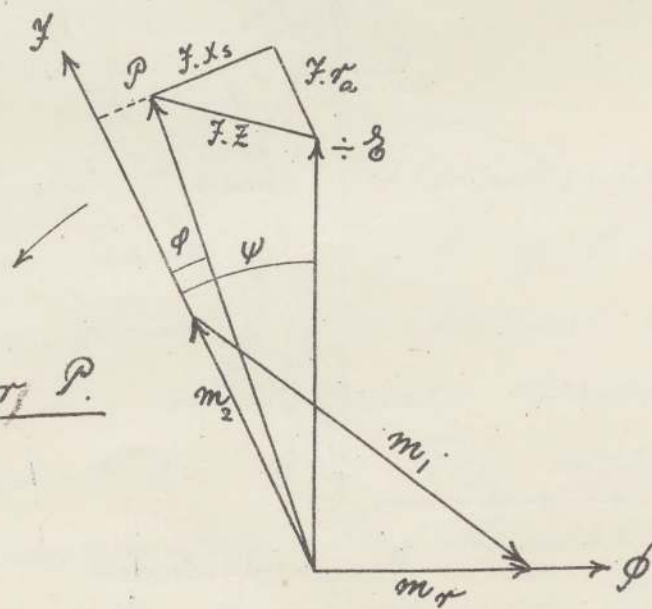


Fig. 96. Inducerende Anker

Disse Diagrammer har en udmærket Anvendelse ved Beregning af de forskellige Kædetrelstrømsmaskiner, og benyttes tillige meget ved Theori af deres Egenskaber; de danner saaledes Grundlaget for de i de senere Kapitel udviklede Cirkeldiagrammer.

Kapitel 5

De synkron Maskiners Theori

§ 1. Felthkurven ved Tomgang

Den i en synkron Maskines Ankerwicklung inducerede elektromotoriske Kraft har vi Side 55 fundet udtrykt ved:

$$\mathcal{E} = 4 \cdot f \cdot \Phi \cdot \omega \cdot v_a \cdot 10^{-8},$$

hvor $\mathcal{E}$ er den elektromotoriske Kraft pr. Fase, v_a Antallet af serieforbundne Vindinger pr. Fase, og Φ det samlede Antal Kraftlinier pr. Pol, som skærer Ankerwindingerne. I det følgende vil vi antage, at Dimensionerne samt Veklingen af en synkron Maskine med fremstaaende Magnetpoler er givet, saaledes at f , Φ , ω og v_a er bekendte Størrelser; for nu at kunne finde den i hver Fase inducerede elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}$, er det nødvendigt først at finde Formfaktoren f , som tidligere vist (Kapitel 3, § 3) kan denne Størrelse bestemmes ved Hjælp af Flemings Methode, saasandt Felthkurvens Form er bekendt.

For Opgave vil altsaa gaa ud paa, paa Basis af en given Polform og et givet Luftrum δ , at bestemme Felthkurven. En eksakt Behandling af denne Opgave er vel mulig,

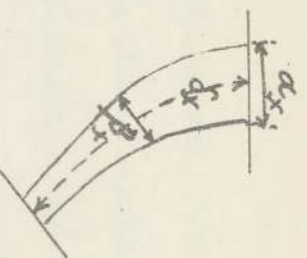
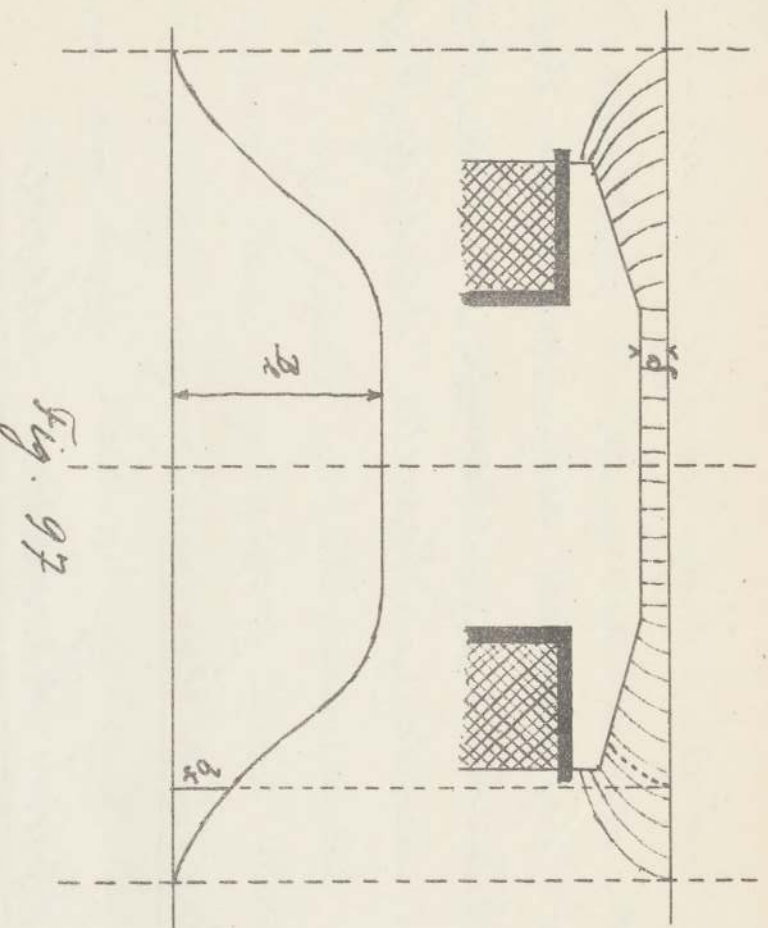


Fig. 98

men den en gaaet komplicert, og dog i Praksis
 alder lang Tid i Forhold til det Resultat, som
 opnaas. Den mindstet Metode, som har vist sig
 at give tilnærmethj. nøjagtige Resultater, gaaer ud
 paa, at man paa en Begynde af Potensens i den
 Maalstok indtegnen Skæbningens Forløb paa et
 Maal; alle de ikke saaly variable, som man
 finder, at saaret indskrænkningen som Potensens
 Overtale kommer tilværelse for Fælt, saaledes
 at Skæbningens meget over naar vinkelst paa
 sine Flader. For Højde af det saaledes frem =
 komme Skæbningens kan om Fæltningen de =
 afstanden, idet man længere Indskæbningen i hvert
 Skæbning paa det Sted, hvor det højest indskræn =
 kningen. For at kunne indtegne denne Begynde, vil
 vi hermed et enkelt Skæbning Fig. 98, hvis Dimension
 vinkelst paa Potensens Flare de by med indskrænket Begynde
 i adskillig Retning; og vil vinkelstid i Skæbning for
 denne Begynde indtegne en idet Begynde L., som
 kaldes den idet indskrænket, og som saar til
 Begynde af et enkelt indtegne, hvis Fælt i adskillig
 Retning en indskrænket komponent; denne idet Skæbning
 skal saar sine Flader.

Da vi her udelukkende betragter den uheldede flaskine, vil der paa alle Kraftløb virke den samme magnetomotoriske Kraft M , svarende til det til Luftrummet nødvendige Kuplervindingstal. Kaldt vi det betragtede Kraftløbs magnetiske Ledningsevne λ_x , findes den gennem Kraftløbet gaaende magnetiske Strøm:

$$\Phi_x = M \cdot \lambda_x$$

Da Kraftløbs Tværsnit ikke er konstant, og da de indenfor Kraftløbet gaaende Kraftlinier er tilige lange, maa vi til Bestemmelse af λ_x indføre Middellængden δ_x og Middeltbredden β_x ; Middeltværsnittet er da $\beta_x \cdot l_i$. Da Permeabiliteten for Luft er lig med 1, haves nu:

$$\lambda_x = \frac{\beta_x l_i}{0,8 \delta_x} \quad \text{og}$$

$$\Phi_x = M \cdot \frac{\beta_x l_i}{0,8 \delta_x}$$

Induktionen b_x i det Tværsnit af Kraftløbet, hvor det træffer Aukent, findes nu ved at dividere Φ_x med Tværsnittet $a_x \cdot l_i$.

$$b_x = \frac{\Phi_x}{a_x l_i} = \frac{M \cdot \beta_x l_i}{0,8 \delta_x a_x l_i} = \frac{M \cdot \beta_x}{0,8 \delta_x a_x} \quad \text{--- (1)}$$

Den Del af Fellet, som ligger indenfor den Del af Polbuen, hvor Luftrumsværsnittet er konstant $= \delta$, er homogen, og Ledningsevnen er her for alle Kraftløb den samme; ligeledes haves her den maksimale Induktion B_l . For hvert af disse Kraftløb haves altsaa, idet $a_x = \beta_x$:

$$B_l = \frac{M \cdot \beta_x}{0,8 \delta \cdot a_x} = \frac{M}{0,8 \delta} \quad \text{--- (2)}$$

Ved Division af Ligning (1) med (2) faas nu:

$$\frac{b_x}{B_l} = \frac{\delta \cdot \beta_x}{a_x \delta_x} \quad \text{eller:}$$

$$b_x = \frac{B_l}{a_x} \cdot \frac{\delta \cdot \beta_x}{\delta_x}$$

Ved paa hvert af de tegnede Kraftvort at maale β_x , a_x og δ_x kan altsaa Induktionen b_x bestemmes i Forhold til den maksimale Lufthinduktion B_l . Da det her ikke kommer an paa de absolute Værdier af b_x 'erne, behøver B_l ikke at være bekendt; denne kan vælges lig med en eller anden Længde, og saasnart B_l kendes, kan Maalestoksforholdet bestemmes. De forskellige b_x 'er af de forskellige Kraftvort findes altsaa efter ovenstaaende Formel som visse Længder, og disse kan nu afplottes paa Ordinater, som foldes fra Kraftvortenes Midtlinie paa den valgte Abscissakse. Herved faas en Række Puncter, som bestemmer Feltkurveens Form, og Formfaktoren f kan nu findes paa bekendt Maade.

I de forangaaende Betragtninger er vi stilkende gaaet ud fra, at Ankeret er et glat Anker. Har vi i Stedet med et Notander at gøre, vil Feltkurven ikke mere forløbe regelmæssigt, idet Noterne for en Del vil formindske Kraftvortenes magnetiske Ledningsevne, idet Kraftlinierne dels vil bryde sig skraaleformet sammen mod Tænderne, og dels vil forløbe et Stykke end igennem Noterne, inden de naar Ankerjernet. Følgen heraf er, at vi faa en højere Lufthinduktion ud for en Tand, og en lavere Lufthinduktion ud for en Not. Dels ved de højere Lufthinduktioner ud for Tænderne, og dels paa Grund af den store Kraftlinievøj ud for Noterne vil Lufthelmrummets samlede magnetiske Ledningsevne blive formindsket.

Fig. 99 viser skematisk Forløbet af Kraftlinierne samt Feltkurveens Form.

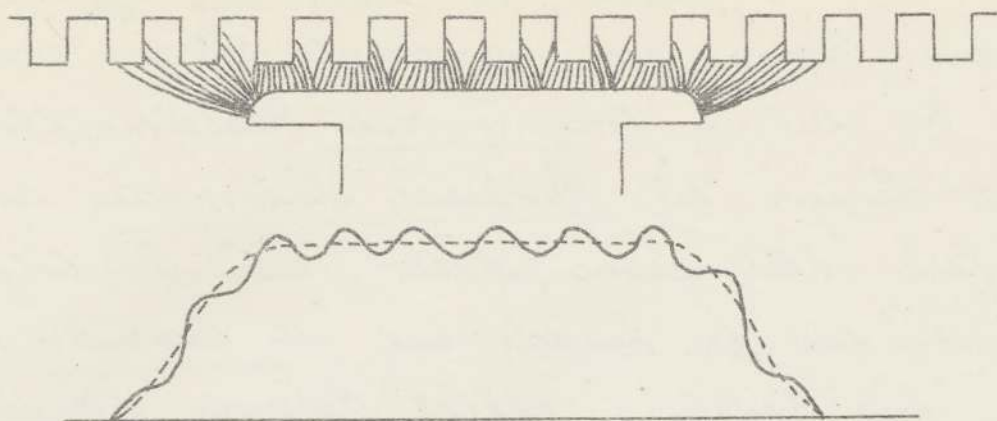


Fig. 99.

Som det fremgaa af Figuren, fremkommer en højere Harmoniske med stort Periode-tal; Laves i en m-faset Vekling q Nøter pr. Pol og Fase, findes indenfor to Podelinger $2m$ q Nøter, og Overbølgen Periodetal bliver følgelig $2m$ q Gange saa stort som Grundbølgen.

Da Overbølgen bevæger sig i Forhold til Polskolen, vil den her kunne fremkalde kraftige Kværvelstrømme, idet den jo for sig alene optræder som et Vekselfelt, som inducerer elektromotoriske Kræfter i Polskolens Frembringere; endvidere kan Overbølgen under Omstændige fremkalde uønskagelige Forstyrrelser i Telefonledninger, som findes i Nærheden af de med Generatoren forbundne Luftledninger; da nemlig Overbølgen ogsaa vil findes i Kurven for Generatorens Spænding kan den i Telefonledningerne inducere Strømme med samme Svingningstal, saaledes at den i Telefonerne opstaar Toner, der kan forstyrre Telefoneringen. Saadanne Telefonforstyrrelser har saelig været iagttagne og nærmere studerede ved den elektriske Enfarebane fra Lebach til Mettingen i Schweiz.

For at undgaa saadanne Overbølger bør man helst have helt lukkede Nøter; da der umiddelbart hermed fremkommer store Reaktions-spændinger i Ankeret, idet λ_2 (se Side 99) bliver stor,

hør man ikke lukke Koterne fuldstændig, men holde dem åbne ved en smal Glidse ved Periferien. Er Ankeret forsynet med Skabelmvikling, er man af Hensyn til Spolernes Indbringelse nødsaget til at have helt åbne Koter, men Overbøjgens Fremkomst kan dog hindres ved at anvende skraa Polsko, hvis Kanten i aksial Retning danner en lille Vinkel med Koterens Retning, eller man kan lade Koterne selv danne en Vinkel med Ankerets Frembringer, saaledes at f. Eks. Kotskningen paa Ankerets ene Side er forsat en Kotsdeling for Kotskningen paa Ankerets anden Side.

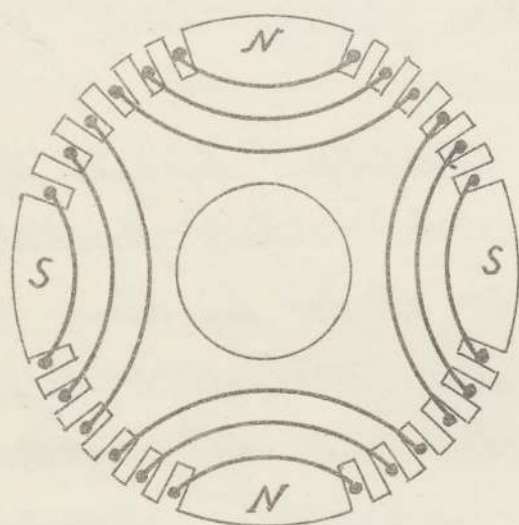


Fig. 100

Til hurtiglobende Maskiner som f. Eks. Turbogeneratorer indføres af Hensyn til Styrken og Afbalanceringen Polhjulet ikke med fremstående Magnetpoler, men som en med Koter forsynet Tromle, der faar et lignende Udseende som en asynkron Motors

Rotor. Fig. 100 viser et saadant Magnetkøjle, almindeligt kaldet Rotor, hvor Koter og Magnetvikling er arrangeret saaledes, at der fremkommer fire Poler; Luftrummet er langt med Periferien overalt konstant. For at erholde en Feltkurve, som jævnt afkager henimod det neutrale Løse, er Magnetvindinger for hver Pol fordelt paa flere Koter; det kraftigste Felt faas i Polens midterste Del, som ikke er forsynet med Koter, idet her alle Magnetvindingerne er virksomme; jo mere vi derimod nærmer os det neutrale Løse, desto svagere bliver Feltet, idet den magnetomotoriske Kraft

afhænger for hver *Kot*, vi passerer.

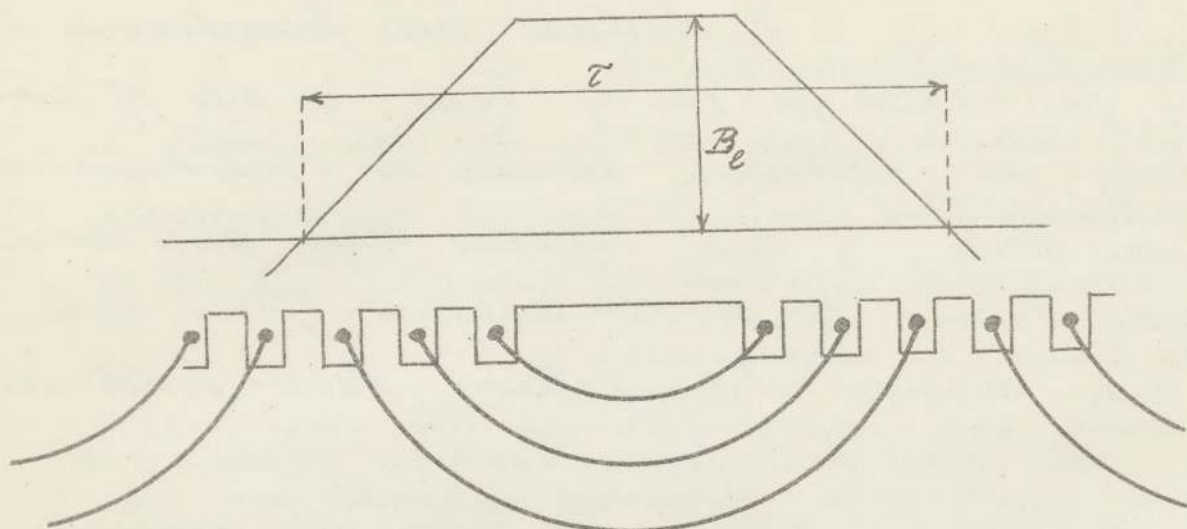


Fig. 101.

Med tilstrækkelig stor *Køjlighed* for man imidlertid antage, at den magnetomotoriske Kraft er jævnt afhængende med det neutrale *Lone*, således at *Felddræven* får den paa Fig 101 fremstillede *Trapezform*. Til *Trods* for, at denne *Kurve* afviger stærkt fra den rene *Sinuskurve*, vil *Kurven* for den elektromotoriske Kraft dog komme *Sinusoformen* meget nær, idet *Indholdet* af *Koter* pr. *Pol* og *Fase* altid er meget stort ved *Turbogeneratoren*. Paa Fig 102 er *Kurven* for den elektromotoriske Kraft bestemt for et *Trapezformet* *Felt* af en *Vikling* med 5 *Koter* pr.

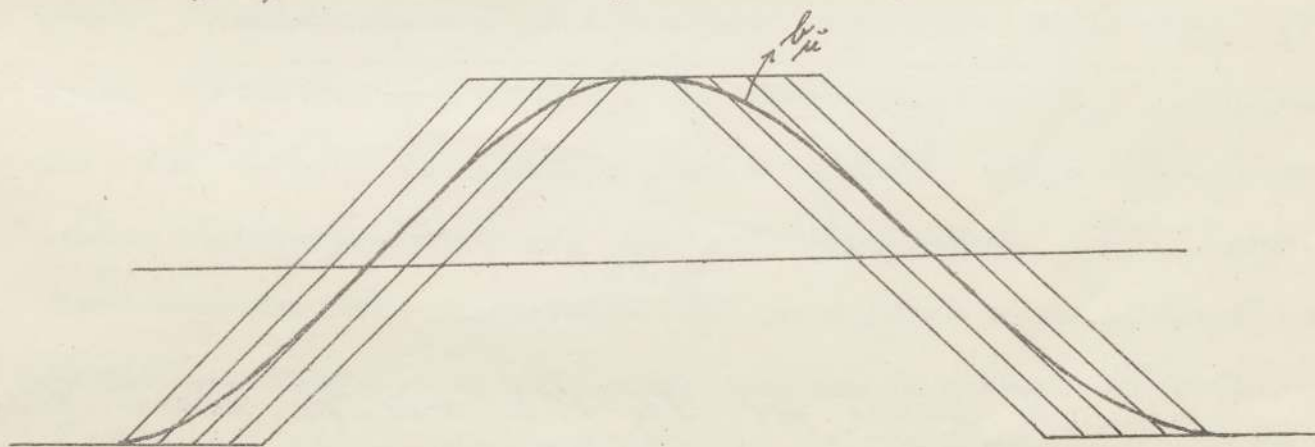


Fig 102.

Pol og *Fase*; *Kurven* er, som bekendt, proportional med B_e *Kurven*, der bestemmes som *Middelkurven* af 5 *Felddræven*, som indbyrdes er forskudt en *Kot*-*deling* for hinanden (se pag. 53): Det ses af *Figuren*,

at $\frac{1}{n}$ krumen i langt højere Grad forløber efter en Siniuskurve end den grundelige Feltkrurve.

I Maskiner med fremstaaende Pø-
ler af faa Koter pr. Pol og Fase, er det af stor
Betydning, at Feltkrurven kommer en Siniuskurve saa
nær som mulig, og maa Polskoen derfor gives en til-
svarende Form. For saavidt muligt at opnaa dette,
kan man anvende skraa Polsko, skraat forløbende
Koter, eller man kan forme Polskoen saaledes, at
Luftmellemrummet diltager ind i mod det neutrale
Lone, som vist paa Fig. 103. Hvor man lægger
særlig Vægt paa en ren Siniusform (Højspændingsma-
skiner med 1 Kot pr. Pol og Fase) bør man prøve
sig frem, idet man gaar ind paa en bestemt Pol-
form, og da tegner den dertil svarende Feltkrurve;
er denne ikke som ønsket, rettes Polformen, og Felt-
krurven tegnes op paany o. s. v.

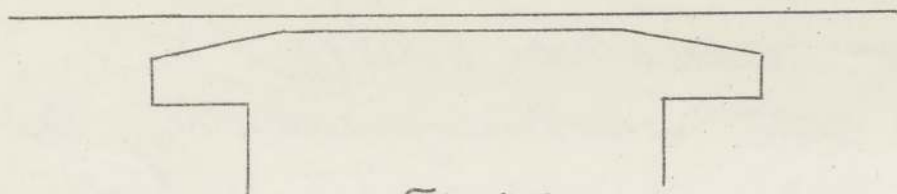


Fig 103

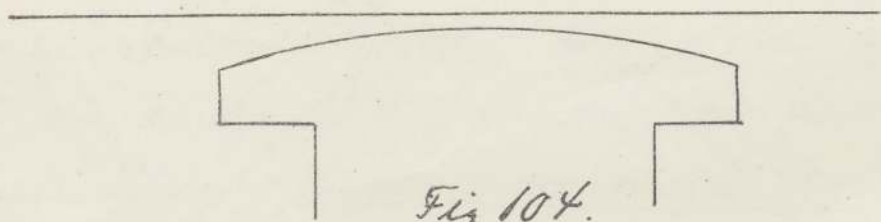


Fig 104.

I Skedet for Fig 103 med de skraa Flader
paa Polskoen, kan ogsaa anvendes Fig 104 med
excentrisk afdrejede Polsko; denne sidste giver en
bedre Feltkrurve, men den er dyrere at fremstille.

eller $AV = AV_c + AV_t + AV_a + AV_m + AV_{aa}$,
 hvor AV_c , AV_t , AV_a , AV_m og AV_{aa} betyder henholds-
 vis de til Overvindelse af den magnetiske Modstand
 i Luftrummet, Inderkænderne, Inderet, Mag-
 netpolerne og Agget nødvendige Amperevindinger.

a. Beregning af Amperevindingene for Luftrummet AV_c .

Som vi allerede ved Bestemmelsen
 af Feltkurveus Form har set, er Fellet i Luftrum-
 rummet ikke homogent. For imidlertid at kunne be-
 stemme den til den magnetiske Strøm Φ_a og Luftrum-
 rummets magnetiske Modstand svarende Magneto-
 motoriske Kraft AV_c er det nødvendigt at forvandle
 Fellet til et homogent Felt med samme Kraftstrøm
 Φ_a , d. vi forvandler den hidligere fundne Feltkurve
 til et Rektangel med samme Areal og med Højden
 B_c . Grundlinien b_i af dette Rektangel kaldes den

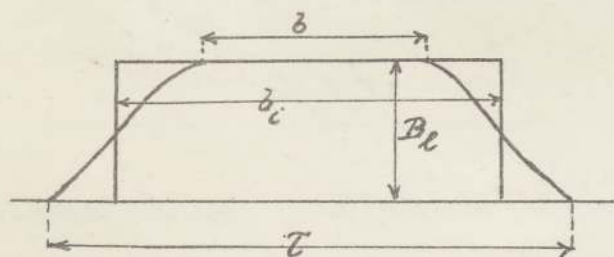


Fig. 106

ideelle Polbue, og den
 findes let ved Planime-
 trering af Feltkurven.
 Da vi imidlertid ved
 Bestemmelsen af Form-
 faktoren allerede har

fundet Middelinduktionens B_m , kan b_i bestemmes
 paa en noget simplere Maade. Vi har nemlig:

$b_i B_m \tau = \Phi_a = l_i b_i B_c$, hvor l_i , som om-
 kalt Side 106, betyder den ideelle Inderlængde.
 Heraf følger:

$$B_m \tau = b_i B_c \quad \text{eller}$$

$$\frac{b_i}{\tau} = \frac{B_m}{B_c} ; \quad \underline{\underline{b_i = \tau \cdot \frac{B_m}{B_c}}}$$

Forholdet $\frac{b_i}{\tau} = \alpha_i$ kaldes Fyldningsfaktoren

Da Fellet i aksial Retning heller ikke er homogent, maa vi, som alt ovent, ogsaa indføre en ideel Ankerlængde l_i , som findes ved at optegne en Felthvæi i Snit i aksial Retning gennem Maskine; denne Felthvæi (Fig. 107) forvandles til et Rektangel med Højden B_c og Grundlinien er da l_i .

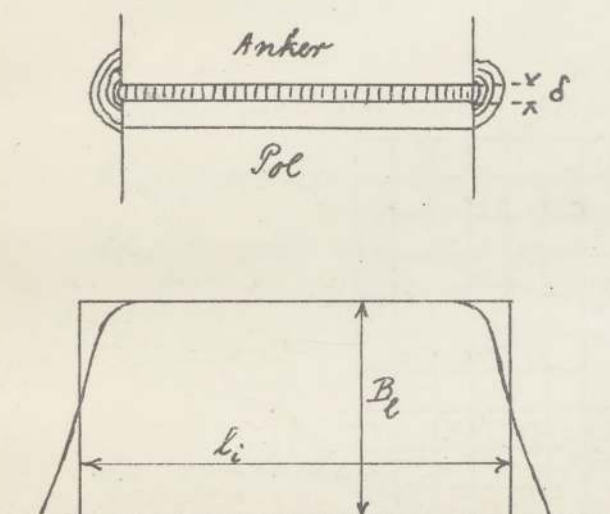


Fig 107.

Ved at indføre de to Størrelser l_i og b_i har vi forvandelt Fellet i Luftrummet til et homogent Felt, som gennemstrømmer Tværsnittet $b_i \cdot l_i$. Den totale Kraftstrøm, som skæres af Ankeret, Φ_a , findes nu Luftrinduktionen:

$$B_c = \frac{\Phi_a}{l_i \cdot b_i}$$

og den til Overvindelse af Luftrummet nødvendige magnetomotoriske Kraft pr. magnetisk Kreds:

$$H_c = 2 \cdot 0,8 \cdot \delta \cdot B_c$$

Denne Formel gælder imidlertid kun for et glat Anker. Ved et Notanker bliver den magnetiske Modstand af Luftrummet noget større på Grund af Kraftliniernes Kontraktion mod Tænderne, samt fordi nogle af Kraftlinierne forløber et Stykke ind i Noterne. Denne Omstændighed kan vi tage demed i Betragtning, at vi indfører et noget større Luftrum δ' i Regningen. Vi faar da:

$$H_c = 1,6 \cdot \delta' \cdot B_c$$

δ' kan bestemmes efter en af de.

Kirkha angiver Methode, hvor man sætter:

$$\delta' = k_1 \cdot \delta, \text{ hvor}$$

$$k_1 = \frac{t}{t - b_s \cdot x}$$

t betyder her Notdelingen i cm. paa Ankerperiferien
og b_s Bredden af Notens Sabning. Skørrelsen x kan
indtages af Kurven Fig. 108, til hvilket Øjemed Forholdet
 $\frac{b_s}{\delta}$ først maa beregnes.

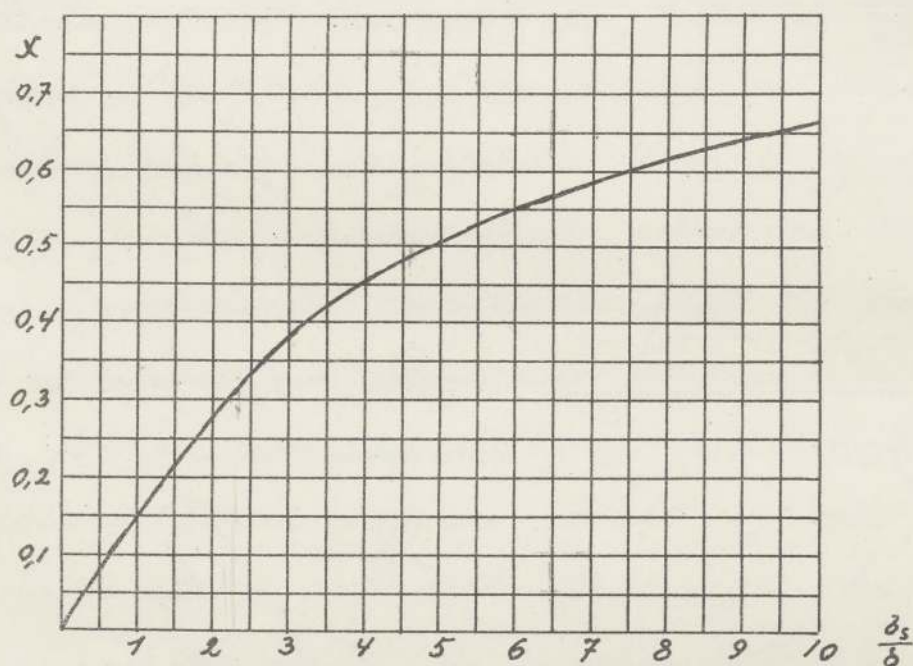


Fig. 108

Til Bestemmelse af k_1 anvendes
ogsaa ofte en af Ossana angivet empirisk Formel:

$$k_1 = \frac{t + 8\delta}{b_t + 8\delta},$$

hvor b_t er Tandbredden.

Den ideelle Ankerlængde l_i
bestemmes bedst efter følgende Methode:

Da der i Ankeret af Sten
til Afkølingen som Regel er anbragt et Antal (n_x)
Lufthkanaler, vil enkelte Knapflinier fra Polskruen,
ligesom ved Noterne, træde ind i disse Kanaler
og herfra gaa sidelæns ind i Ankerblakkene; her-
ved fremkommer en Forøgelse af den effektive Anker-
længde.

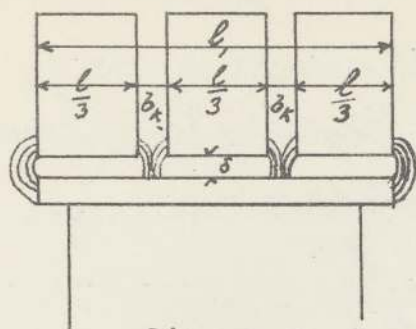


Fig. 109.

l_i kaldes den samlede Auker =
længde inklusive Løftkanaler l ,
og den egentlige Jærnlængde excl.
Løftkanaler l ; Bredden af en
Løftkanal kaldes b_k , og Antal =
let n_k .

Det ses let af Fig. 109, at Løft-
kanalene har en ganske lignende Virkning paa Kraft-
liniefølget som Noterne. For at kunne tage Hensyn
hertil vil vi nærmere betragte Kuffas Formel:

$$k_1 = \frac{t}{t - b_s \cdot x}$$

og multiplicere i Tæller i Tæner med $\frac{l_i}{0,85}$; vi
har da:

$$k_1 = \frac{\frac{t l_i}{0,85}}{\frac{t l_i}{0,85} - x \cdot \frac{b_s l_i}{0,85}}$$

Udtrykket $\frac{t l_i}{0,85}$ betyder da den
magnetiske Ledningsevne for Løftmellemrummet ved
et Auker, hvor hele Notdelingen er opfyldt med Jern,
d. s. et glat Auker. Udtrykket $x \cdot \frac{b_s l_i}{0,85}$ er Formindskel-
sen af den magnetiske Ledningsevne, som Noterne
medfører, og Faktoren k_1 er egentlig ikke andet
end Forholdet mellem de magnetiske Ledningsevner
i Løftmellemrummet paa en Maskine med glat
Auker og paa en Maskine med Notanker.

Har vi i det foreliggende Til-
fælde n_k Kanaler, hver med Bredden b_k , vil
altsaa disse medføre en Formindskelse af den mag-
netiske Ledningsevne med $x \cdot \frac{b_i \cdot b_k}{0,85}$ for hver Kanal;
eller for alle Kanaler:

$$n_k \cdot x \cdot \frac{b_i \cdot b_k}{0,85}$$

Størrelsen x findes af Kurven Fig. 108 ved at gaa ind med $\frac{b_k}{\delta}$ som Abscisse.

Den totale magnetiske Ledningsevne indenfor Ankerlængden l_1 er altsaa:

$$\frac{l_1 \cdot b_i}{0,8\delta} - \mu_k \cdot x \cdot \frac{b_k \cdot b_i}{0,8\delta}$$

Udenfor Ankerlængden l_1 haves imidlertid ogsaa den magnetiske Ledningsevne af et Spredningsfelt, som forløber mellem Polskæns og Ankrets plane sider, saaledes som vist paa

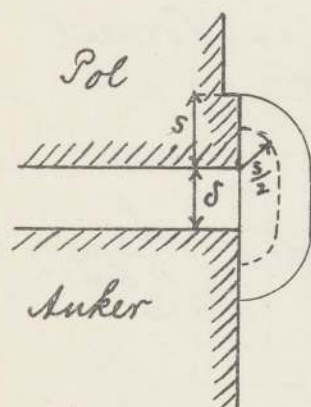


Fig 110

Fig 110. Da Polskæns Middelhøjde s kun er lille, kan vi uden stor Fejl anse Spredningsfeltet for at være homogent. Kraftliniernes Middellængde er da $\delta + \pi \cdot \frac{s}{2}$, og Tværsnittet er $s \cdot b_i$; følgelig er den magnetiske Ledningsevne:

$$\frac{s \cdot b_i}{0,8(\delta + \pi \frac{s}{2})}$$

Den totale magnetiske Ledningsevne af hele Feltet er altsaa:

$$\lambda = \frac{l_1 \cdot b_i}{0,8\delta} - \mu_k \cdot x \cdot \frac{b_k \cdot b_i}{0,8\delta} + \frac{s \cdot b_i}{0,8(\delta + \pi \frac{s}{2})}$$

Vi forvandler nu dette Felt til et homogent Felt med den ideelle Ankerlængde l_i og med samme Ledningsevne λ :

$$\lambda = \frac{l_i b_i}{0,8\delta}; \text{ altsaa:}$$

$$\frac{l_i b_i}{0,8\delta} = \frac{l_1 b_i}{0,8\delta} - x \cdot \mu_k \cdot \frac{b_k b_i}{0,8\delta} + \frac{s \cdot b_i}{0,8(\delta + \pi \frac{s}{2})}$$

eller:

$$l_i = l_1 - x \cdot \mu_k \cdot b_k + \frac{2 \cdot s \cdot \delta}{\pi \cdot s + 2\delta}$$

For ikke at faa Hvirvelstrømme i de yderste Sukerblik, gøres ofte Sukret Flaskningen 25 længere end Polskoen. Man kan da med tilstrækkelig Nøjagtighed sætte:

$$l_i = l_1 - x \cdot n_K b_K + \delta$$

Til saa tilnærmede Beregning: er kan man anvende den empiriske Formel:

$$l_i = l_1 \div \left(\frac{1}{3} \dots \frac{1}{2} \right) n_K b_K$$

Slaves baade i Suker og i Poler Lufthavaler, som ikke er overet med hinanden (Turbogenerators), bestemmes l_i for Suker og for Pol hver for sig, og af disse to Værdier beregnes Middeltallet.

b. Beregning af Anslæuvindingerne for Tænderne.

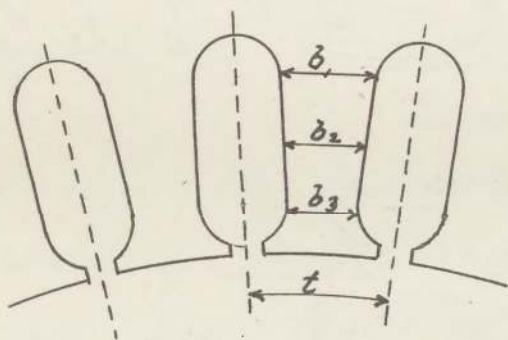


Fig. 111.

Man beregner først den saakaldte ideelle Tandinduktion, hvilket er den Induktion, som man vilde faa under den Forudsætning, at alle fra Polen indgaaende Kraftlinier passerer gennem Tænderne.

ne, og at ingen passerer gennem Noterne.

For at bestemme den ideelle Induktion B_i , beregner vi først Antallet af Tænder pr. Pol $= \frac{b_i}{t}$, hvor t er Tandstilen, maalt ved Sukerperiferien. Multipliserer vi dette Antal med en Tands jævntværsnit, faas det samlede Tværsnit, der skal divideres i B_a , for at erholde B_i .

Da imidlertid Tandskræmmerne er forskellige, idet de afhænger fra Tandrodens henimod Skiften, vil vi faa jævnt voksende Induktioner; vi vil imidlertid nøjes med at bestemme Induktionen i det største og mindste Tværsnit samt Middeltværsnittet. Vi betragter f. Eks. først det mindste Tværsnit, hvor vi har den største Induktion. Det totale under en Pol værende Tværsnit er her:

$$\frac{b_i}{t} \cdot b_3 \cdot l \cdot k_2,$$

hvor l betyder Ankrets virkelige Jærmlængde (se Fig. 109), og k_2 er en Faktor, der skal tage Hensyn til, at Ankret ikke består af massivt Jærn, men består af Pladplader, der er isolerede fra hinanden ved Papir. $k_2 = 0,85 - 0,93$; Middeltværsnittet er $0,88$. Multipliceres dette Tværsnit med den maksimale ideelle Tandinduktion, faas den totale Kraftstrøm Φ pr. Pol.

$$\Phi_{\text{maks}} \cdot \frac{b_i}{t} \cdot b_3 \cdot l \cdot k_2 = \Phi_a = B_e \cdot l_i \cdot b_i,$$

hvoraf findes:

$$\Phi_{\text{maks}} = B_e \cdot \frac{t \cdot l_i}{k_2 \cdot b_3 \cdot l}$$

Analogt findes for de andre Tværsnit:

$$\Phi_{\text{im}} = B_e \cdot \frac{t \cdot l_i}{k_2 \cdot b_2 \cdot l}$$

$$\Phi_{\text{imin}} = B_e \cdot \frac{t \cdot l_i}{k_2 \cdot b_1 \cdot l}$$

Skald Φ_{maks} ikke overstiger ca 18000, kan man uden større Fejl sætte de ideelle og virkelige Tandinduktioner ligesore, og

Antallet af Amperevindinger pr. cm. Kraftlinielængde findes altsaa af Magnetiseringskurven for Anter-
blik ved at gaa ind med de tre fundne Værdier for B_i . Man finder saaledes av_{maks} , av_m og av_{min} , og haaf bestemmes nu efter Simpsons Formel Middel-
værdien:

$$av_t = \frac{av_{maks} + 4av_m + av_{min}}{6}$$

og det samlede Antal Ampere-
vindinger for den magnetiske Kreds er da:

$$N_t = 2 l_t av_t$$

hvor l_t er Tandlængden i cm.

En $B_{i maks}$ større end 18000, gaar det ikke an at sætte de ideelle og virkelige Induktioner ligstørre, idet man dermed vil komme til Amperevindingstal, som ofte vil være meget for store. At bestemme de virkelige Induktioner direkte paa Basis af de ideelle er imidlertid umuligt, og man maa derfor benytte en grafisk Fremgangsmaade, som er angivet af Parshall og Hobart.

Denne Metode gaar ud paa, at man vælger flere forskellige Værdier for den virkelige Induktion og da beregner de tilsvarende ideelle For-
dunktioner paa Basis af de givne Tandedimensioner. Resultaterne tegnes op i en Kurve, som da angiver Afhængigheden mellem B_i og B_r .

Vi gaar f. Eks. ud fra et vist B_r i et eller andet Tandtværsnit og udtager af Jernets Magnetiseringskurve det dertil svarende av pr. cm. Kraftlinielængde; denne magnetomotoriske Kraft virker nu ogsaa paa dette til Tandens paral-
lelt forbundne Kraftlinievej igennem det tilsvarende Tværsnit i Støten. Induktionen i dette Tværsnit findes nu let af Formlen $av = 0,8 H$, hvor

H er Induktionen i Lufthværsnittet.

$$H = \frac{av}{0,8} = 1,25 av.$$

Vi har altsaa i Tanden den virkelige Induktion B_v og i Lufken (s: i Noken) den virkelige Induktion H . For nu at bestemme den her tilsvarende ideelle Induktion B_i , vil vi beregne den samlede indenfor Noksiden t gaaende Kraftstrøm; divideres denne Kraftstrøm med Tandhærsnittet, faar den ideelle Tandinduktion B_i .

Kraftstrømmen gennem Tanden findes ved at multiplicere den virkelige Induktion med Tandens Jæmværsnit: $B_v \cdot l \cdot k_2 \cdot b$, hvor b er Tandens Bredde i det betragtede Tværsnit.

Kraftstrømmen gennem Noken findes ved at multiplicere H med det samlede Lufthværsnit. Den sidste Skrivelse udtrykkes paa sikrest Maade ved at tage hele Tværsnittet indenfor Noksiden t og herfra at subtrahere Jæmværsnittet. Kraftstrømmen gennem Noken er altsaa $= H \cdot (l_1 t - l \cdot k_2 \cdot b)$.

Den totale Kraftstrøm indenfor Noksiden er altsaa:

$$B_v \cdot l \cdot k_2 \cdot b + H(l_1 t - l \cdot k_2 \cdot b)$$

og den ideelle Tandinduktion er da:

$$B_i = \frac{B_v \cdot l \cdot k_2 \cdot b + H(l_1 t - l \cdot k_2 \cdot b)}{l \cdot k_2 \cdot b} \quad \text{eller}$$

$$B_i = B_v + H \cdot \frac{l_1 t - l \cdot k_2 \cdot b}{l \cdot k_2 \cdot b}$$

I Overensstemmelse med Prof. Arnolds Beregningsmaade sætter vi:

$$k_3 = \frac{l_1 t - l \cdot k_2 \cdot b}{l \cdot k_2 \cdot b}$$

og har altsaa:

$$B_i = B_r + k_3 \cdot H.$$

k_3 bestemmes nu for de tre Træsnit af Tauden nemlig Maksimaltræsnit, Middelttræsnit og Minimaltræsnit. For hvert af disse Træsnit vælges nu forskellige Værdier af B_r , og ved Hjælp af ovenstaaende Formel bestemmes de tilsvarende Værdier af B_i . Der fremkommer saaledes for hvert af tre Træsnit en Kurve, som angiver Afhængigheden mellem B_i og B_r .

Efter disse Forberedelser kan vi nu skride til den egentlige Løsning af Opgaven. Vi beregner efter de paa Side 120 indledede Formler de tre Værdier B_{maks} , B_{im} og B_{min} og indtager af tre fundne Kurver de dertil svarende B_{maks} , B_{im} og B_{min} Ved Hjælp af Magnetiseringskurven for Ankerblik indtages nu de til B_r 'erne svarende Værdier af av , og Regningen fortsættes da som angivet Side 121.

B_i og av som Funktion af B_r .

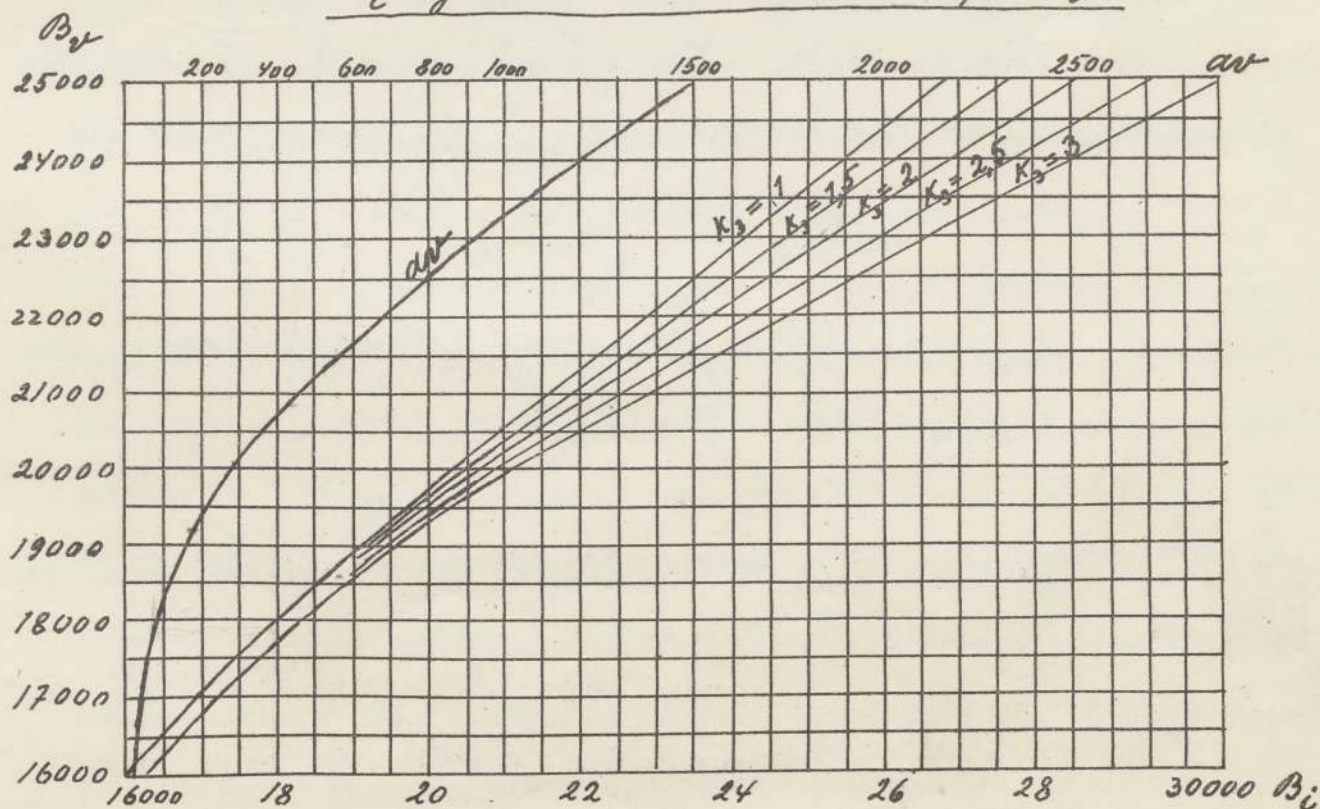


Fig. 112

Fig 112 giver Afhængigheden mellem B_i og B_r for forskellige Værdier af k_3 . Disse Kurver kan ved Interpolation mellem Kurverne benyttes i de fleste praktiske Tilfælde. Tilsætte er paa Figuren indtegnet Magnetiseringskurven for Jernblik for høje Induktioner. Disse Kurver er beregnede af Arnold.

c. Beregning af Amperevindingerne for Ankeret.

Kalde vi Ankerhøjden, s: Afstanden fra den ydre Ankerperiferi til Bunden af Kotelet, for h_a (se Fig. 105), haves for Ankertver-smittet:

$$Q_a = h_a \cdot l \cdot k_2,$$

hvor l er Ankrets egentlige Jernlængde (se Fig. 109) og k_2 den Faktor, som skal tilføjes af Hensyn til Isolationen mellem Ankerblikkene. Da der gennem Ankeret kun gaar den halve Kraftstrøm $\frac{I_a}{2}$, haves for Ankerinduktionen:

$$B_a = \frac{I_a}{2 h_a \cdot l \cdot k_2}$$

idet vi antager, at Kraftlinierne er ensformet fordelt over hele Tværsnittet. Ved Hjælp af B_a findes nu af Magnetiseringskurven $a\bar{v}_a$, og man har da:

$$A I_a = l_a \cdot a\bar{v}_a,$$

hvor l_a er Middellængden af Kraftlinierne gennem Ankeret (se Fig. 105).

d. Beregning af Amperevindingerne for Poler og Sag.

Som det fremgaar af Fig. 105, er Antallet af Kraftlinier i Poler og Sag større end i Ankeret; dette skyldes det sagnkaldte Spred =

ningsfelt Φ_s . Det er nemlig ikke alle de fra Polen
 udgaaende Kraftlinier Φ_m , som skærer Aukeret; en
 del af dem, Spredningskraftlinierne, passerer gen-
 nem Lufthulen direkte fra den ene Pol til den anden.
 Disse Kraftlinier er ganske unyttelige, og medfører alt-
 saa et magnetisk Tab i Maskinen, men de kan
 ikke undgaa; køn man man ved Dimensioneringer
 af Polerne tage Hensyn til, at Spredningsfeltet ikke
 bliver for stort. Saaledes skal det bemærkes, at
 et stort L  ftmellemrum δ , en stor Længde af
 Polskoene i aksial Retning (l , stor) samt en bred
 Polh  ne (b_i eller α_i store) giver store Spredningsfelter.
 Vi har:

$$\Phi_m = \Phi_a + \Phi_s = \Phi_a \left(1 + \frac{\Phi_s}{\Phi_a}\right)$$

og kalder nu K  rrelsen:

$\left(1 + \frac{\Phi_s}{\Phi_a}\right)$ for Spredningskoefficienten σ , som
 er indført af Hopkinson. Vi kan ogs  aa skrive

$$\Phi_m = \sigma \Phi_a \quad (\sigma > 1)$$

En teoretisk Bestemmelse af Spred-
 ningskoefficienten er overmaade vanskeligt, og Result-
 satet kan man ikke med stor Sikkerhed bygge på,
 idet hele Beregningen man baseres på et antaget
 Forløb af Spredningskraftlinierne. Man vil derfor
 som Regel s  aa sig bedre ved at skønne σ på
 Basis af n  df  rte M  alinger ved Maskiner af omtrent
 samme Type som den, der skal beregnes, eller ved
 at anvende Erfaringsstal. For Magnetpoler, hvis
 aksiale Længde ikke overstiger 1,5 - 2 Gange Bredd-
 en, kan man sætte $\sigma = 1,15 - 1,25$; en Længden
 store, bliver $\sigma = 1,25 - 1,35$; hvorvidt man bør
 vælge de højere eller lavere Grænser, afhænger af
 K  rrelsen af δ og b_i (se ovenfor). Ved Magnetk  jle
 inden fremstående Polar (Turbogeneratoren) er Spred =

ningskoefficienten meget lille, højst 1,02.

Vi kan nu bestemme AV_m og AV_{aa} .
Kalden vi Magnetpolernes Tværsnit Q_m og Hagels Tværsnit Q_{aa} , have:

$$B_m = \frac{\Phi_m}{Q_m} \quad \text{og} \quad B_{aa} = \frac{\Phi_m}{2 Q_{aa}}$$

H Magnetiseringskurven udkastes nu de til Induktions-
neme svarende Ampèrevindinger pr. cm. Krafthline-
længde, og vi har:

$$AV_m = 2 \cdot l_m \cdot av_m \quad \text{og} \quad AV_{aa} = l_{aa} \cdot av_{aa},$$

hvor l_m og l_{aa} betyder Middellængden af Krafthli-
nieme i Poler og Hag.

For hele den magnetiske Kreds have vi:

$$AV = AV_e + AV_t + AV_a + AV_m + AV_{aa}$$

Da vi i hele Maskinen ialt har
p. Krafthstrømme (p = Antallet af Polpar), har vi altså
ialt:

$$AV_t = p \cdot AV$$

og Antallet af Ampèrevindinger pr. Pol er:

$$AV_p = \frac{AV_t}{2p} = \frac{AV}{2}$$

Vi vælger nu en Del forskellige Værdier for den elek-
tromotoriske Kraft $\mathcal{E}$, beregner de dertil svarende Væ-

dier for AV_t , og har
da Tomgangs karakteristi-
ken Fig. 113.

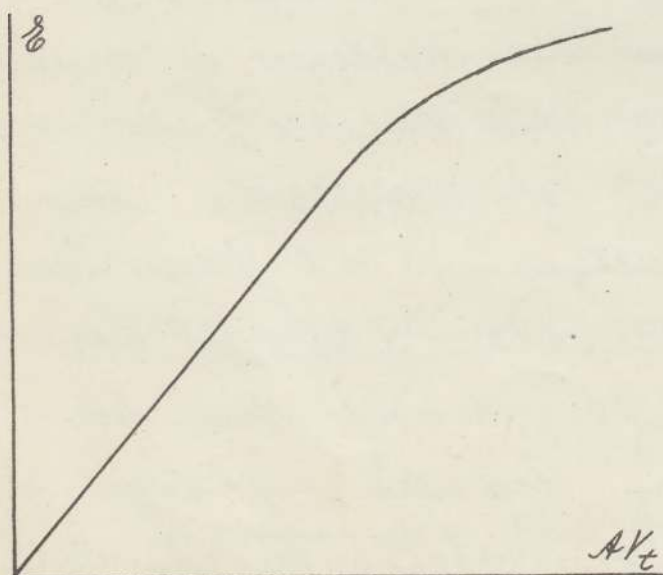
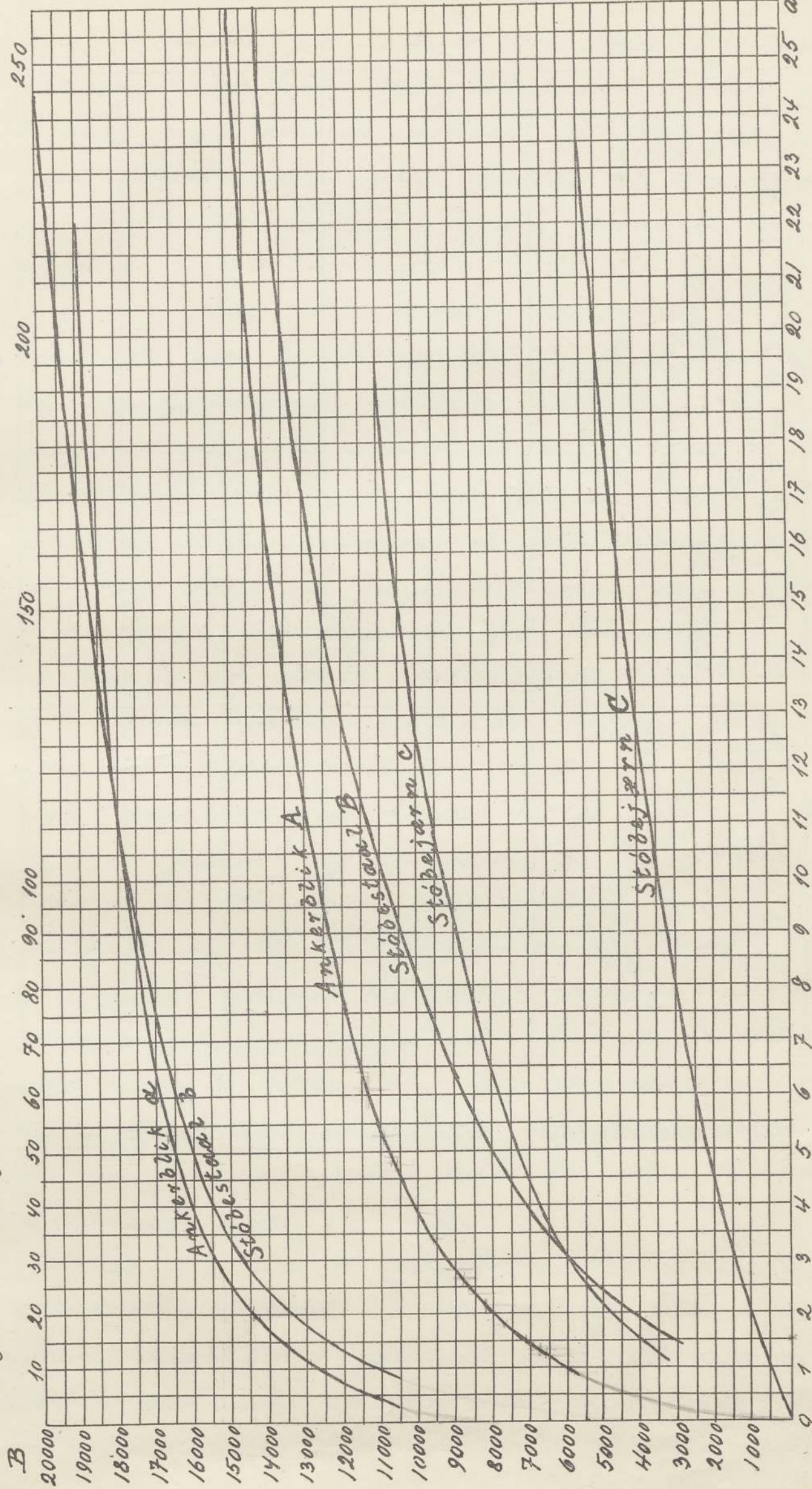


Fig. 113.

Fig. 114 viser
Magnetiseringskurver
for forskellige Jærnsorter.

Magnetiseringskurver.

Øverste Abcisser gælder for a, b og c



Nederste Abcisser gælder for A, B og C.

Fig. 114.

Skema til Beregning af Tomgangs karakteristiken

Φ					
$\Phi = \frac{I_a \cdot 10^8}{4 \pi f r \cdot \omega \cdot v_a}$					
b_i					
l_i					
$B_i = \frac{\Phi_a}{l_i \cdot b_i}$					
$B_a = \frac{\Phi_a}{2 k_a l \cdot k_2}$					
$B_{i \max} = B_i \cdot \frac{t l_i}{k_2 b_3 l}$					
$B_{i \min} = B_i \cdot \frac{t l_i}{k_2 b_2 l}$					
$B_{i \min} = B_i \cdot \frac{t l_i}{k_2 b_2 l}$					
σ					
$\Phi_m = \sigma \Phi_a$					
$B_m = \frac{\Phi_m}{a_m}$					
$B_{aa} = \frac{\Phi_m}{2 a_{aa}}$					
$At_i = 1,6 B_i \cdot \delta'$					
$At_a = l_a a v_a$					
$At_t = 2 l_t a v_t$					
$At_m = 2 l_m a v_m$					
$At_{aa} = l_{aa} a v_{aa}$					
$\Sigma(AT) = AT$					
$At_t = \rho AT$					

§ 3. Nøjagtigere Bestemmelse af Feltkurven

Den i § 1 givne Bestemmelse af Feltkurven ved Tomgang er ikke helt korrekt, idet den magnetomotoriske Kraft til Overvindelse af den magnetiske Modstand i Luftrummet er antaget at være konstant langs hele Polbuen. Dette vil med andre Ord sige, at saavel den ydre Flade af Polskolen som den indre Kantsperiferi er

antagne for at være Niveauflader for det magne-
tiske Potential. I Maskiner med smaa Tandind-
dunktioner, og hvor Luftmellemrummet δ langs hele
Polbuen meget nær er konstant, er denne Antagelse
ogsaa tilnærmelsesvis rigtig, saaledes at den beaa-
ede Fgl i den praktiske Regning bliver ret betyde-
lingsløs.

Har derimod Polskolen en Form,
som vist paa Fig. 103 og 104, og harer samtidig
høje Tandinddunktioner, optræder Polskoefflader og Ander-
periferien ikke mere som Niveauflader. Som vi har
set, bestaar der mellem de herskende Luftinddunk-
tioner og Tandinddunktionerne et vist Sammenhæng;
som Følge heraf vil Tandinddunktionerne være størst
i de Tænder, som ligger ind for Polmidten, og de
vil aftage ret stærkt, efterhaanden som vi nær-
me os det neutrale Zone; er Tænderne under
Polmidten stærkt mættede, vil der her behøves
store magnetomotoriske Kræfter for at drive Kæft-
linjerne igennem, og der hersker for disse Tænder
teskommende ikke mere Proportionalitet mellem Tand-
induktion og $\frac{H}{t}$. I Nærheden af det neutrale Zone
er Tænderne derimod kun svagt mættede, og de til-
svarende Kæftvindinger bliver kun smaa. Som
Følge heraf er altsaa den langs Andelperiferien vir-
kende magnetomotoriske Kraft ikke mere konstant,
og Andelperiferien virker derfor ikke som Niveau-
flade.

For at kunne bestemme Formen
af Feltkurven under Hensyntagen til dette Tænder-
men, vil vi gaa ud fra, at Polskoefflader paa
den ene Side og en Cylinderflade, lagt gennem
Bænden af alle Koterne, paa den anden Side er
de to Niveauflader. Dette er med meget stor Til-

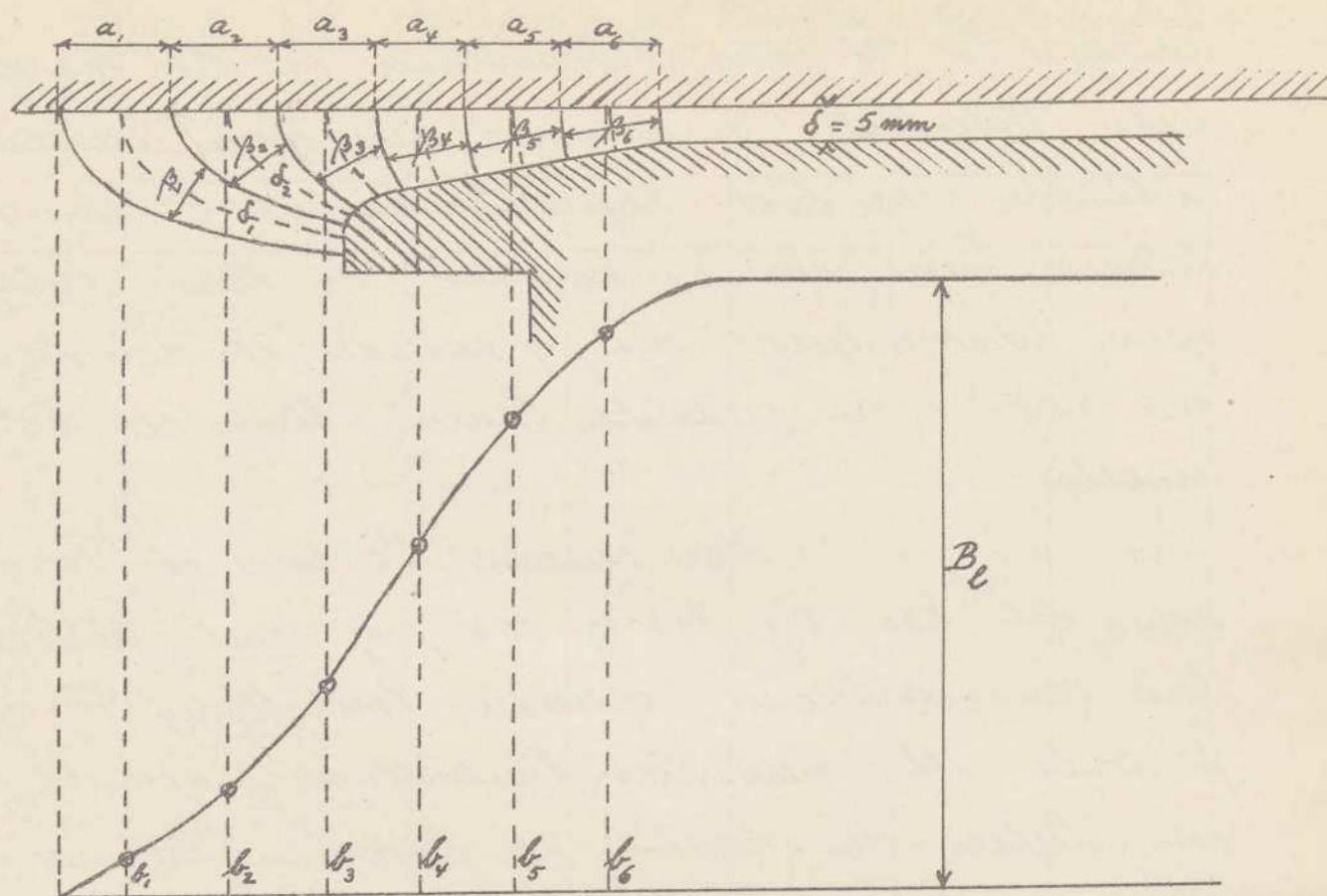


Fig. 115 a

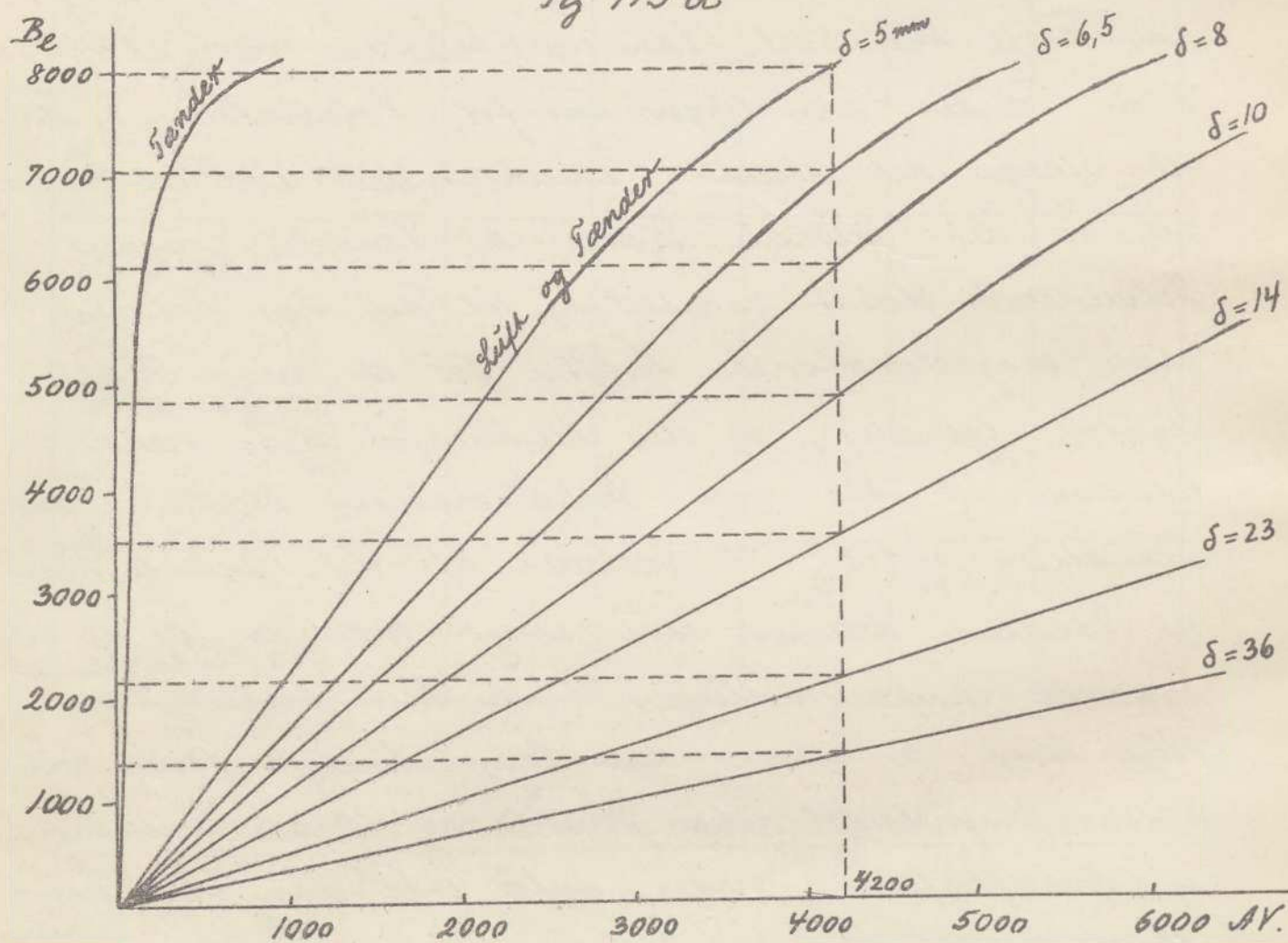


Fig. 115 b

marmelse rigtig, idt kuperindingerne til Anker =
 jernet, Polar og bag kun er smaa Kørrelser;
 Regningen influens praktisk helt ikke af, at vi be-
 træfter Felterne i disse Tværsnit som værende
 homogene.

Til Bestemmelse af Feltkurven anvendes om heret en af Prof. Pichelmayer angivet Fremgangsmaade, som her nærmere skal illustreres ved et Eksempel.

Vi vil antage, at den maksimale Lufthinduktion ved Tøngang er $B_2 = 8000$; Lufthullet = rummet $\delta = 0,5 \text{ cm}$, Faktoren $k_1 = 1,05$, og Polstørrelsen er givet paa Fig. 115a.

Vi beregner om først en Karakteristik for Tønderne, idet vi gaar ud fra forskellige Værdier for B_2 ; denne Karakteristik beregnes heret for en halv magnetisk Kreds, idet man sætter $M_2 = \frac{L}{2} \cdot a_2$, og den indtegnes med M_2 som Abscisse og B_2 som Ordinat, som vist paa Fig. 115b. Endvidere indtegnes paa Fig. 115a Kraftlinjerne, som tidligere vist, og Ud- målingerne af disse giver følgende Resultat:

$\delta_1 = 36 \text{ mm}$	$\beta_1 = 9 \text{ mm}$	$a_1 = 15 \text{ mm}$
$\delta_2 = 23$	$\beta_2 = 8,5$	$a_2 = 14$
$\delta_3 = 14$	$\beta_3 = 10$	$a_3 = 13$
$\delta_4 = 10$	$\beta_4 = 11$	$a_4 = 12$
$\delta_5 = 8$	$\beta_5 = 12$	$a_5 = 12$
$\delta_6 = 6,5$	$\beta_6 = 13$	$a_6 = 13$

Vi beregner om syv karakteristiske Kurver for Lufthullet, nemlig for det gjennem Lufthullet $\delta = 5 \text{ mm}$ samt for Længden af de seks Kraftlinjer $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \delta_4, \delta_5$ og δ_6 . Da disse Karakteristikker alle er rektlinære, behøver man kun for hver at beregne et Punkt efter Formlen:

$$M_2 = 0,8 B_2 \cdot k_1 \cdot \delta$$

Disse syv Karakteristiker indtegnes paa Fig. 105b, og adderes til den fundne Karakteristik for Tønderne. Vi beholder saaledes de syv begyndte Karakteristiker for Luft og Tønder, svarende til de syv forskellige Værdier af δ .

den totale magnetostatische Kraft, som mellem de to Nivåflader virker paa alle Kuglensier gennem Dygt af Tænde, findes nu og at paa vist med den givne Kuglensieration $B_2 = 8000$ i Kuglensieration for $\delta = 5 \text{ mm}$. Denne findes da ifølge Fig. 105 b at være 4200 sluplensierninger.

De tre denne magnetostatische Induktioner i Midtledningsmidlet B_3 af de seks Kuglensier findes nu let at karakterisere =

$\delta = 5 \text{ mm}$	$B_2 = 8000$
$\delta_1 = 36$	$B_1' = 1400$
$\delta_2 = 23$	$B_2' = 2100$
$\delta_3 = 14$	$B_3' = 3500$
$\delta_4 = 10$	$B_4' = 4900$
$\delta_5 = 8$	$B_5' = 6100$
$\delta_6 = 6,5$	$B_6' = 7100$

For nu at kunde Induktionerne og Induktioner i hvert enkelt Kuglensier, man vi indlignende Induktioner i Midtledningsmidlet med for =

helt $\frac{B_3}{a}$.	B_1' findes da:
$B_1 = B_1' \cdot \frac{B_1}{a_1} = 1400 \cdot 0,6 = 650$	
$B_2 = B_2' \cdot \frac{B_2}{a_2} = 2100 \cdot 0,6 = 1250$	
$B_3 = B_3' \cdot \frac{B_3}{a_3} = 3500 \cdot 0,77 = 2700$	
$B_4 = B_4' \cdot \frac{B_4}{a_4} = 4900 \cdot 0,92 = 4500$	
$B_5 = B_5' \cdot \frac{B_5}{a_5} = 6100 \cdot 1,0 = 6100$	
$B_6 = B_6' \cdot \frac{B_6}{a_6} = 7100 \cdot 1,0 = 7100$	

For at opstille disse Tænde og af Omvindingen, den er foretaget for Midten af hvert Kuglensier, findes seks Induktioner, som bestemmer Feldensens Form, og som dygt af denne betegner nu paa følgende Maade Formfaktoren, den idelle Potens B_6 , samt Tætningsfaktoren α_c .

Det skal endelig bemærkes, at en anden Værdi af den maksimale Lufthinduktion B_e vil give en anden Hæstning af Tænderne, saaledes at haade Formfaktoren, den ideelle Polhøjde og naturligtvis selve Kørveformen forandres noget. Ved Beregning af Tomgangskaraktistikken kunde man altsaa for hvert B_e foretage hele den her viste Beregning paany; imidlertid vil der hermed ikke fremkomme nogen kendelig Forandring i Karakteristikens Form, saaledes at man kan nøjes med at beregne f og b_c for den virkelige, ved Tomgang og normal Spænding forekommende, Lufthinduktion.

§.4. Det indre Spændingsfald i Ankeret

Det indre Spændingsfald i Ankeret eller Ankrets Impedansspænding bestaar, som allerede naemt Side 101, af to Dele: det ohmske Spændingsfald $I \cdot r_a$ og Reaktansspændingen $I \cdot X_s = \mathcal{E}_s$. Adderes ved en Generator disse to Størrelser geometrisk til Klemspændingen saaledes, som vist Fig 89 (Side 102), erholdes den elektromotoriske Kæft ved den Belastning, der svarer til den valgte Strømstyrke I .

a. Beregning af Reaktansspændingen $\mathcal{E}_s$.

$$\lambda_s = \lambda_s' \cdot l_i$$

Vi fandt Side 100:

$$\mathcal{E}_s = 4\pi \cdot \frac{v_a^2}{p} \cdot \lambda_s \cdot I \cdot 10^{-8}$$

hvor λ_s er den magnetiske Ledningsevne for Indringsfeltet af en Fase af Ankerviklingen. Er Maskinens Dimensioner og Belastningsstrømmen I givne, er alle Størrelser bekendte med Kndtagelse

For at finde λ_s maatte altsaa først de tre magnetiske Ledningsveier λ_n , λ_r og λ_h bestemmes. Dette kan umiddelbart kun gøres paa Basis af et antaget Forløb af Indvindingseffektens Kraftlinier, og det derved opnaaede Resultat bliver derfor usjælsagt. Man kan derfor ved Beregning af synkronne Maskiner i de allerfleeste Tilfælde nøjes med Erfaringsstal fra Praksis, og det saameget desto mere, som Størrelsen λ_s har vist sig at variere meget lidt ved forskellige Maskiner. Som Eksempel skal anføres Resultaterne af nogle af Prof. Pichelmayer udførte Målinger:

2p	Anker-dimension		Not-tal	Not-di-mension	Seriesfor-bindinger Spoler	Tråde pr. Spole - side	Vindingslængde			λ_s	Not-aabning
	d cm.	l cm.					total	i jern	i Luft		
6	36	21	54	40x12	3	30	123	42	81	3.22	halv
8	52	25	48	40x15	8	29	115	50	65	3.30	hel
12	82	32	72	44x15	12	30	139	64	75	3.00	"
8	102	20	96	40x16	16	10	180	40	140	3.45	"
40	200	20	240	40x14	40	9	148	40	108	3.07	"
28	250	20	264	39x15	22	1	140	40	100	2.85	"
28	260	20	420	40x16	140	1	137	40	97	3.00	halv
32	312	40	192	60x26	32	15	272	80	192	2.80	hel
40	390	16	399	40x14	133	1	125	32	93	3.22	"
46	390	20	276	d=24	46	1	172	40	132	6.80	lukket
Mang-	-	-	-	65x19	2	mange	-	-	-	3.92	hel
-	-	-	-	65x19	4	-	-	-	-	2.55	"
20	64	26	120	40x15	3x40	12	132	52	80	2.82	"

Som det ses heraf, varierer λ_s ved Maskiner med halvt eller helt aabne Noter overordentlig lidt. Man kan derfor i Almindelighed antage λ_s indenfor Grændserne 2,5 og 3 ved helt aabne, og indenfor Grændserne 3,0 og 3,5

ved halvt aabne Koder. λ_s bliver som bekendt desto større, jo smalle og jo dybere Koden er, og jo smallede Abningen. Er nu Talget af λ_s knækket, kan R_s beregnes efter Formlen Side 133.

b. Beregning af det ohmske Spændingstab.

Man beregner den ohmske Modstand af 1 Fase af Ankerviklingen, idet Vindingslangden maales paa Tegningen. Er Ankertrådens Tværsnit q_a mm², Antallet af Spoleer pr. Fase s , Antallet af Vindinger pr. Spole v_s , Middellangden af en Vinding l_v , og Antallet af parallelle Strømkredse pr. Fase a , have vi for Modstanden:

$$r_a = \frac{v_s \cdot s \cdot l_v}{100 \cdot a \cdot q_a} w, \quad (l_v \text{ i cm})$$

Sættes Kobberets specifikke Modstand w ved en Over-temperatur af $45^\circ \text{C} = 0,02$, og sættes $v_s \cdot s = v_a$ 2: Antallet af serieforbundne Vindinger pr. Fase, faar:

$$r_a = \frac{v_a \cdot l_v}{100 \cdot a \cdot q_a} \cdot 0,02$$

Er den lokale Strøm pr. Fase I , og pr. Strømkreds I_a , findes Spændingstabet:

$$I \cdot r_a = a \cdot I_a \cdot r_a$$

Hertil man dog bemærkes, at den ohmske Modstand i Virkeligheden er højere end, hvad ovenstaaende Formel angiver. Dette skyldes væsentligst Ankerspændningen, som foraaer sager, at Ankerlederne skæres af et Vekselfelt, som er kraftigt i Nærheden af Koden Abning (se Fig. 116). Som Følge heraf induceres der i de massive Ankerledere Strøvelstrømme, som ogsaa medfører ohmske Tab, ligesom den saakaldte

Overfladeeffekt (skineffekt) forøger selve Modstandens. Man tager Hensyn til disse to Fænomener ved at indføre den saakaldte effektive Indermodstand r_e . Efter praktiske Erfaringer kan man for enfasede Maskiner sætte:

$$r_e = (1,3 - 2,4) r_a$$

og for enfasede:

$$r_e = (1,8 - 3,0) r_a$$

For at formindskede Virkningen af Spredningsfeltet, vikler man ved store Maskiner ofte de Vindinger, som ligger Indersperifere: men nærmest, af Kabel.

Man har nu for det ohmske Spændingsfald:

$$\underline{I \cdot r_e = I_a \cdot a \cdot r_e}$$

§ 5. Bestemmelse af Anspirvindingstallet ved Belastning ved en Maskine uden fremstaaende Poler.

Maskiner uden fremstaaende Poler benyttes væsentligst ved høje Omdrejnings-tal (Turbogeneratorer), og Rotoren (Polhjulet) er her formet, som vist skematisk paa Fig 100 (Side 110). Da Beregningen af Anspirvindingerne ved Belastning er særlig simpel ved denne Art af Maskiner, skal disse behandles først, og senere skal det da vises, at den herhenhørende Beregningsmaade i mange Tilfælde ogsaa kan anvendes paa Maskiner med fremstaaende Poler.

Vi vil betragte den af Rotoren indviklede magnetomotoriske Kraft; denne er ved Tomgang, som vist paa Fig 101 trapezformet,

og ser vi bort fra den magnetiske Modstand i Jernet og den deraf følgende foranderlige Permeabilitet, vil Feltkurven have samme Form.

Som vi allerede har vist, faar Kurven for den elektromotoriske Kraft meget nær Sinusform (se Fig. 102), hvilket altsaa vil sige, at alle de høiere Harmoniske falder bort; vi kan derfor, uden at begaa nogen større Fejl, oploze Kurven for den magnetomotoriske Kraft i Harmoniske, og kun medtage Grundbølgen i Beregningerne.

For at faa et almengyldigt Udtryk, gaar vi bedst ud fra det Særlfælde, hvor alle Magnetvindingerne er anbragt i én Kolt; Kurven for den magnetomotoriske Kraft bliver da rektangulær, og Maksimalværdien til den første Harmoniske er da:

$$M_1 = \frac{4}{\pi} i_m v_p,$$

hvor $i_m v_p$ betyder de pr. Polpar anbragte Rotorampervindinger. Er Magnetvindingerne anbragte i mere end én Kolt ($q_m > 1$), man man blot multiplicere med Vindingsfaktoren f_v , som kan udtages af Tabellen Side 60 (for enfasede Vindinger); man tænker sig her den Del af Polen, som ikke er bevokset, forsynet med Koler i samme indbyrdes Afstand som de andre.

Som almengyldig Formel har man da:

$$M = \frac{4}{\pi} f_{v_m} i_m v_p$$

eller for alle p. Polpar:

$$M_p = \frac{4}{\pi} p \cdot f_{v_m} i_m v_p$$

Kald vi det samlede Antal Magnetvindinger i_m , er: $p \cdot v_p = v_m$, og vi har da:

$$\underline{M_p = 1,27 f_v \cdot i_m \cdot V_m}$$

Denne magnetomotoriske Kraft er altsaa sinusformet fordelt langs Ankerperiferien, og den roterer sammen med Polhjulet med den synkrome Vinkelhastighed ω .

En Maskinen belastes, s: der gaar en Strøm gennem Ankerviklingen, fremkommer en anden magnetomotorisk Kraft M_t , som skyldes Ankrets Ampirevindinger. Den af denne magnetomotoriske Kraft frembragte Virkning kaldes "Ankerreaktionen". Som vi tidligere har vist, er den af en flerfaset Ankervikling frembragte magnetomotoriske Kraft sinusformet fordelt langs Ankerperiferien; dens Maksimalværdi er udtrykt ved:

$$M_t = 0,9 f_v \cdot m \cdot I \cdot V_a$$

og den roterer med den synkrome Vinkelhastighed ω .

Paa det magnetiske Kredslob virker altsaa den primære MMK M_p og den sekundære MMK M_t ; de er begge af Sinusform og de roterer begge med samme Hastighed ω . Følgelig er der nøjagtig de Forhold til Skede, som er behandledes for den ideelle Vekselsstrømsmaskine, og vi kan altsaa benytte de i Kapitel 4 §§ 4 og 6 udviklede Diagrammer; man erindrer da, at en Generators Anker er et induceret, medens den synkrome Motor er et inducerende Anker. For en Generator gælder altsaa Diagrammerne Fig 91, 93 og 95, medens for en synkron Motor Diagrammerne Fig. 92, 94 og 96 skal anvendes.

Her skal gentages de to hyppigst forekommende Tilfælde, nemlig ved en Gene-

erator, hvor I er bekend for P , og for en Motor, hvor I er bekend for P .

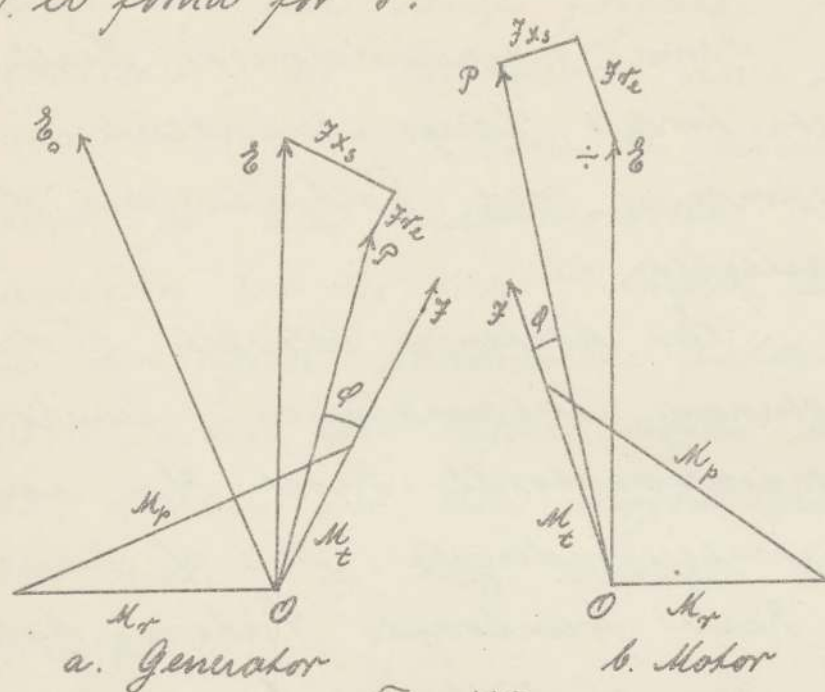


Fig. 118

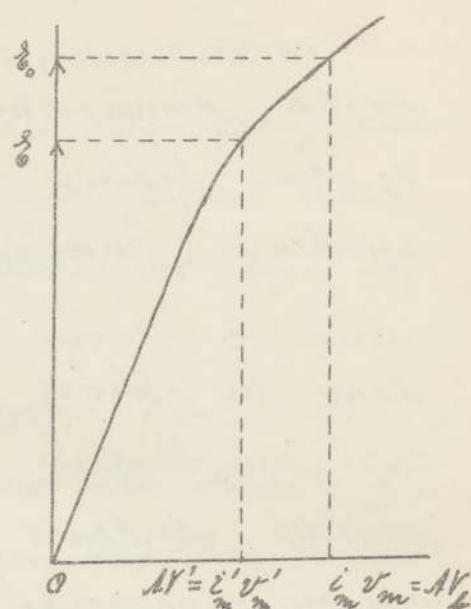


Fig. 119.

Fremgangsmaaden er nu følgende:

Man betegner Fremgangskaraktéristiken Fig. 119, E , I_s og M_t og tegner dernæst P og I med den givne Faseforskydning ϕ . Ved Hjælp af I_s og I_r konstruerer man sig til den elektromotoriske Kæft $\mathcal{E}$ (henholdsvis den elektromotoriske Modkraft $\div \mathcal{E}$) og iotager nu af Fremgangskaraktéristik. en det dertil svarende Amperevindingstal $i'_m v'_m$. Den første Harmoniske heraf er:

$$M_r = 1,27 \text{ form } i'_m v'_m = 1,27 \text{ form } AV'$$

og denne skal være Resultanten af M_p og M_t ; den sidstnævnte afsættes ind af Retningen for I , og man kan da ved Tegning af Trekanten, konstruere sig til M_p , idet M_r afsættes $\perp \mathcal{E}$. Er nu M_p kendt, kan man:

$$M_p = 1,27 \text{ form } i_m v_m \text{ eller } AV_b = i_m v_m = \frac{M_p}{1,27 \text{ form}}$$

N_b er altsaa det Antal Amperevindinger, som skal anbringes paa Rotoren, for at Maskinen som Generator ved den givne Strøm I og Faseforskydning ϕ afgiver den givne Spænding P , eller som Motor ved den givne Kæft P og Strøm I fremkalder den givne

Faseforskydning φ .

For en Generator kan Diagram = met endvidere benyttes til at bestemme den saa = kaldte Spændingsstigning. Herved forstås Forskellen mellem Spændingen ved fuld Belastning og den Spænding, man vilde få ved at aflaste Maskinen til Tomgang uden at ændre Ansvindingstallet M_p (forudsat konstant Omdrejningstal). Spændingen ved Tomgang findes let af Tomgangskaraktistikken ved at gå ind med M_p og bestemme den dertil svarende Spænding E_0 . Spændingsstigningen er da: $E_0 - P$; denne angives mest i Procent, idet man sætter den procentuelle Spændingsstigning:

$$\varepsilon\% = \frac{E_0 - P}{P} 100$$

Denne Størrelse er meget vigtig, idet den på en Måde er et Mål for Maskinens Reguleringsom, og den maa altid garanteres af Leverandørerne.

af Interesse er det at bemærke, at den elektromotoriske Kraft E_0 ved Tomgang ligger faseforskudt for den elektromotoriske Kraft E ved Belastning. Da nemlig magnetomotoriske Kræfter og tilsvarende elektromotoriske Kræfter i Diagram = met står vinkelret paa hinanden, findes Retningen af E_0 ved at falde en Vinkelret paa den magnetomotoriske Kraft M_p . Heraf følger om aablr, at Kraftmomenten Φ_0 ved Tomgang og Kraftmomenten Φ ved Belastning er forskudt for hinanden, og dette vil med andre Ord sige, at de magnetiske Kreds = løb ved Tomgang og fuld Belastning ikke dækker hinanden; dette har imidlertid ingen Indfly = delse paa Tomgangskaraktistikens Form, idet jo ved denne Maskine Luftrummet omgivet er

det samme, saaledes at den magnetiske Målestand af Kredslobet forbliver uforanderlig, ganske ligegyldigt paa hvilket Sted Kredslobets Akse skjærer Indersperiferien. Ved Maskiner med fremstaaende Poler er dette ikke Tilfældet; her er Tongangskaraktistikken beregnet for det Tilfælde, hvor det magnetiske Kredslobs Akse falder sammen med Polmidten; saasnart der ved Belastning opstaar en Forskydning, fremkommer der en Forandring i Kredslobets magnetiske Målestand (væsentligt paa Grund af det store Luftrummelrum mellem Polerne), og Tongangskaraktistikken har da ingen Gyldighed mere.

Svarende de magnetiske Kredslob kommer til at ligge for hinanden i Rummet ved Maskinen inden fremstaaende Poler, fremgaa tydeligt af Fig. 83 Side 91; her ligger nemlig Feltkurven ved Tongang i Fase med Kurven m , og Feltkurven ved Belastning i Fase med Kurven m_r .

Vedrørende Tongangskaraktistikens Beregning skal bemærkes, at Aksen for den magnetiske Kreds lægges gennem Midten af en Pol og ligeledes passerer gennem Midten af den nærmeste Nabopol. Ved Bestemmelse af den elektromotoriske KRAFT kan man inden store Fejl antage, at den er sinusformet og altsaa sætte:

$$\mathcal{E} = 4,44 f_v \cdot \Phi \cdot \sim \cdot V_a 10^{-8}$$

$$\text{hvor } \Phi = b_i l_i B_e = \alpha_i \tau l_i B_e.$$

For et Sinusfelt er nu $\alpha_i = \frac{2}{\pi}$, saaledes at

$$\Phi = \frac{2}{\pi} \tau l_i B_e, \text{ hvoraf}$$

$$B_e = \frac{\Phi}{0,637 \tau l_i}$$

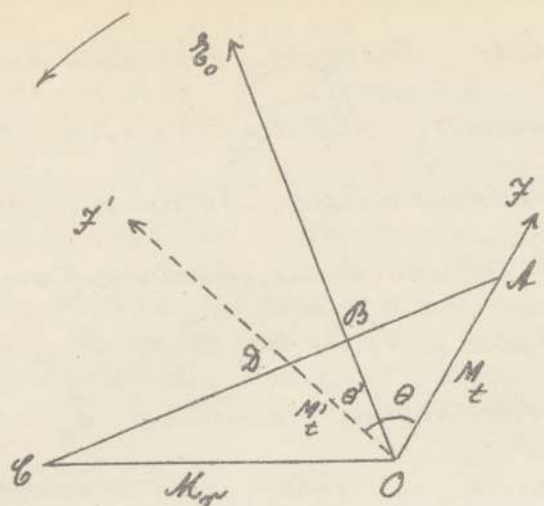


Fig 120 Generator

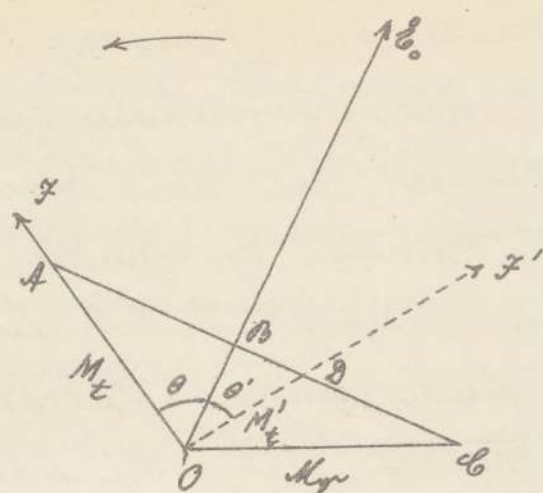


Fig 121 Motor

Vi skal nu nærmere betragte Ankerreaktionens Virkning i forskellige Tilfælde. Til dette Øjemed tegner vi Figurerne Fig 120 og 121, som kun er en delvis Genbagelse af Fig 118 a og b. Trekanten OAC er Poliers Trekant, idet:

$OC = M_p$, $OA = M_t$ og $AC = M_p$; vil den magnetomotoriske KRAFT M_p svarer ved Tomgang den elektromotoriske KRAFT $\mathcal{E}_0 \perp M_p$.

Vi kan nu opløse Ankerets magnetomotoriske KRAFT M_t (Ankerreaktionen) i to Komponenter, nemlig

$OB = M_t \cos \theta$ og $AB = M_t \sin \theta$, hvor θ er vinklen mellem $\mathcal{E}_0$ og Strømmen $\mathcal{F}$.

Betragter vi nu først en Generator (Fig 120), ser det, at Komponenten BA i det tegned Tilfælde, hvor Strømmen $\mathcal{F}$ ligger bagud for $\mathcal{E}_0$, svækker den magnetomotoriske KRAFT AC ved Tomgang, saaledes at kun Strømmingen BC bliver tilbage; de af Komponenten BA frembragte KRAFTlinier er altsaa nøjagtig modsat rettede af de af AC = M_p frembragte. Den anden Komponent OB staa vinkelret paa AC, og vil folgelig frembringe KRAFTlinier, som staa vinkelret paa de ved Tomgang af M_p frembragte. Slut følger altsaa, at Komponenten AB virker afmagne-

liserende paa Tomgangsfeltet, medens Komposanten OB virker varmagnetiserende. Lader vi nu vinklen θ aftage, vil den afmagnetiserende Komponent AB blive mindre og mindre, medens den varmagnetiserende Komponent OB tilhager. Bliver $\theta = 0$, i: den findes ingen Faseforskydning mellem $\mathcal{E}_0$ og $\mathcal{F}$, falder $OB = M_t$ indaf $\mathcal{E}_0$; den afmagnetiserende Komponent bliver da Nul, medens den varmagnetiserende naar sit Maksimum $= M_t$. Lader vi endelig θ veksle For tegn, i: $\mathcal{F}$ forind for $\mathcal{E}_0$, ses det, at Komposanten $OB = M_t' \sin \theta'$ nu virker forstærkende paa Feltet; ved Tomgang har vi nemlig den magnetomotoriske Kraft $\mathcal{E}_D$, og denne forstærkes med Værdien OB ; den anden Komponent AB er ligesom i forrige Tilfælde varmagnetiserende. Bliver $\theta = 90^\circ$, er hele Virkningen afmagnetiserende, naar $\mathcal{F}$ er bagind for $\mathcal{E}_0$, og forstærkende, naar $\mathcal{F}$ er forind for $\mathcal{E}_0$; den varmagnetiserende Komponent er i begge Tilfælde Nul.

Betragter vi nu Fig. 121 for en synkron Motor, ses det, at Virkningerne bliver nøjagtig de omvendte af Generatorens. Sammenlignes nu disse Resultater med de, som er fundne for Jævnstrømsmaskiner, ses det, at vinklen θ spiller nøjagtig samme Rolle som Øverskudsvinklen.

Vi indfører nu Værdien for M_t og har:

$$OB = 0,9 \text{ fr. m. } v_a \mathcal{F} \cos \theta$$

$$\text{og } AB = 0,9 \text{ fr. m. } v_a \mathcal{F} \sin \theta$$

$$\text{eller } OB = \text{Konst. } \mathcal{F} \cos \theta$$

$$AB = \text{Konst. } \mathcal{F} \sin \theta$$

Her er $\mathcal{F} \cos \theta$ Strømmens Wattkomponent

og $I \sin \theta$ Strømmens wattløse Komponent med Hensyn til $\mathcal{E}_0$. Medens Strømmens Wattkomponent altid virker varmagnetiserende, virker Strømmens wattløse Komponent enten afmagnetiserende eller forstærkende paa Tøngangsfeltet.

De fundne Resultater kan nu sammenfattes i nedenstående Tabel:

	Generator		Motor	
Strømmens	Wattkomp.	Wattløse Komp.	Wattkomp.	Wattløse Komp.
I 90° bagud	0	svækkende	0	forstærkende
I θ° bagud	tværmagn.	svækkende	tværmagn.	forstærkende
I i Fase med $\mathcal{E}_0$	tværmagn.	0	tværmagn.	0
I θ° forud	tværmagn.	forstærkende	tværmagn.	svækkende
I 90° forud	0	forstærkende	0	svækkende

Den her foretagne Opløsning af Ankerfeltet er i Virkeligheden ganske uindvending ved Beregning af den foreliggende Maskine, men den har dog en vis Betydning, idet den giver et Billede af de wattløse Strømmes Indflydelse paa Maskinens Virkemåde.

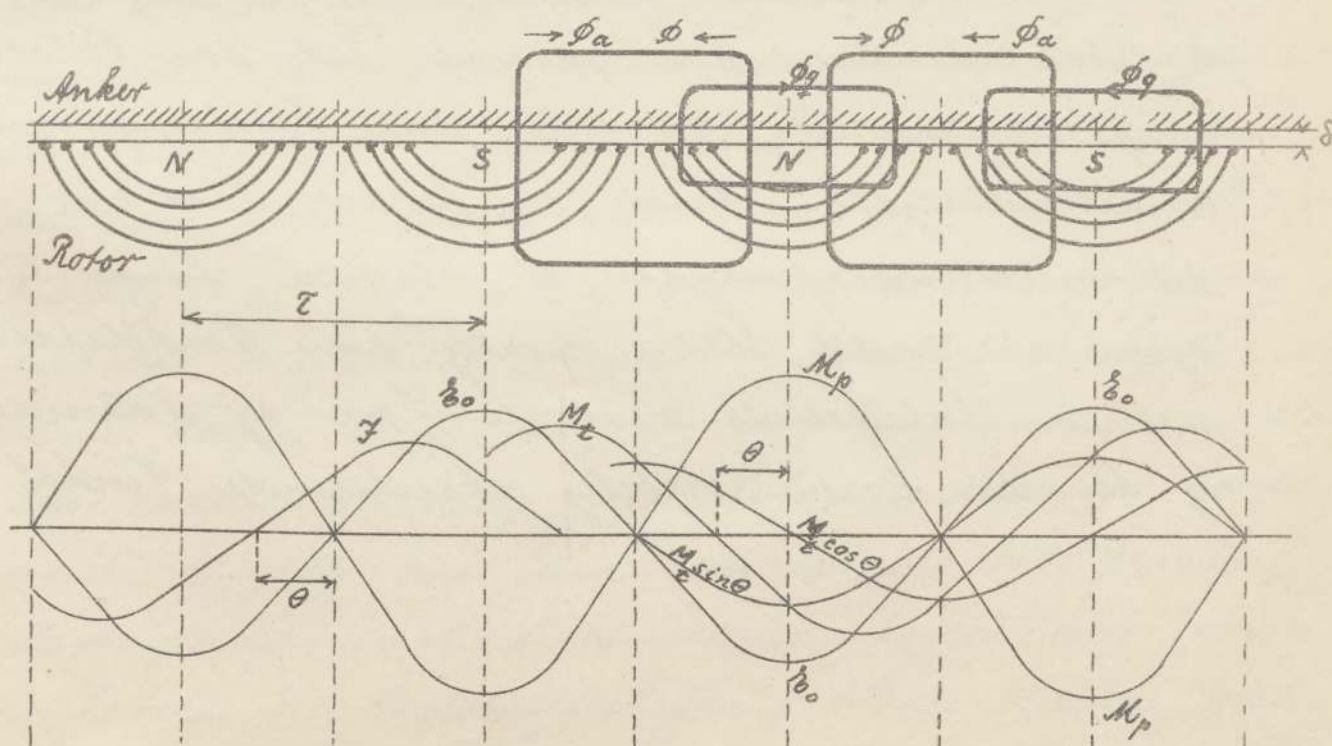


Fig. 122

Til bedre Forstaaelse af foran-
staaende forklarede Opløsning af Ankrets magneto-
motoriske Kraft er tegnet Fig. 122. Vi gaar ud
fra den primære magnetomotoriske Kraft M_p , som
ved Tøngang inducerer den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}_0$;
 0° begynd for denne ligger Strømmen I , og 90°
forud for I ligger Ankrets magnetomotoriske Kraft
 M_z . Denne sidste er opløst i to Sinuskurver, hen-
holdsvis med Maksimalværdierne $M_z \sin \theta$ og $M_z \cos \theta$.

Den primære MKK M_p frembringer
med Tøngangsfeltet Φ , medens den ene Komposant
af M_z , nemlig $M_z \sin \theta$, frembringer det afmagnetis-
erende Felt Φ_a , og den anden Komposant frem-
bringer det tværmagnetiserende Felt Φ_z . Det ses, at
 Φ_a nøjagtig har samme Forløb som Φ , men i
modsat Retning, medens Felt Φ_z 's Kraftlinier i
Hovedsagen er vinkelret paa Tøngangsfeltet. Alle
disse tre Felter er fiktive Skørrelser; i Virkeligheden
eksisterer ved Belastning kun dens Resultant, som
er fremkaldt af den totale magnetomotoriske Kraft
 M_g , der resulterer af M_p og M_z .

Da den elektromotoriske Kraft
 $\mathcal{E}_0$ ikke eksisterer paa samme Tid som Belast-
ningsstrømmen I , er $\angle \theta$, som Faseforskydningss-
vinkel betragtes, ogsaa en fiktiv Skørrelse. Som
det imidlertid fremgaar af Figurerne, findes $\angle \theta$
ogsaa et andet Sted, nemlig som Vinkelafstanden
mellem Ankerfeltets neutrale Zone og Polmidten,
og her er θ en virkelig eksisterende Vinkel.

§ 6. Bestemmelse af Ansvindingshallet
ved Belasting af en Maskine med
fremstaaende Poler

I forrige § har vi ombalt, at Ankerreaktionen forårsager en Forskydning af Akslen for den magnetiske Kreds. Ved at betragte Fig. 83 Side 91 vil det ses, at denne Forskydning ved en Generator gaar ind i Polhjulets Omløbsretning; ved Tomgang ligger nemlig Feltkurven i Fase med m , og Polmidten eller Akslen for den magnetiske Kreds ligger da udenfor Maksimalværdien for m , — ved Belasting ligger den mod Feltkurven i Fase med m_r , og Akslen for den magnetiske Kreds ligger da udenfor Maksimalværdien for m_r .

En ganske tilsvarende Forskydning finder ogsaa Sted, naar Maskinen har fremstaaende Poler, blot bliver Virkningen en nogen anden; ganske vist vil den reeltværende magnetomotoriske Kraft m_r søge at frembringe et Felt, som omtrent er ligedannet dermed, men dette lykkes ikke, fordi den mødes af den store magnetiske Modstand i Mellemrummet mellem Polerne; der kan derfor herudi ikke dannes sig et Felt af Belydning, og Kraftlinierne vil væsentligt holde sig til det magnetiske Kredsløb, som Jernet bærer dem. Følgen heraf er, at de Kraftlinier, som ellers have været til Stede, hvis Polmellemrummet havde været opfyldt med Jern, nu tvinges over gennem Magnetpolen, saaledes at dennes bageste Kant (regnet i Forhold til Omløbsretningen) bliver stærkere mættet med Kraftlinier. Omvendt bliver den forreste Polkant svagere mættet.

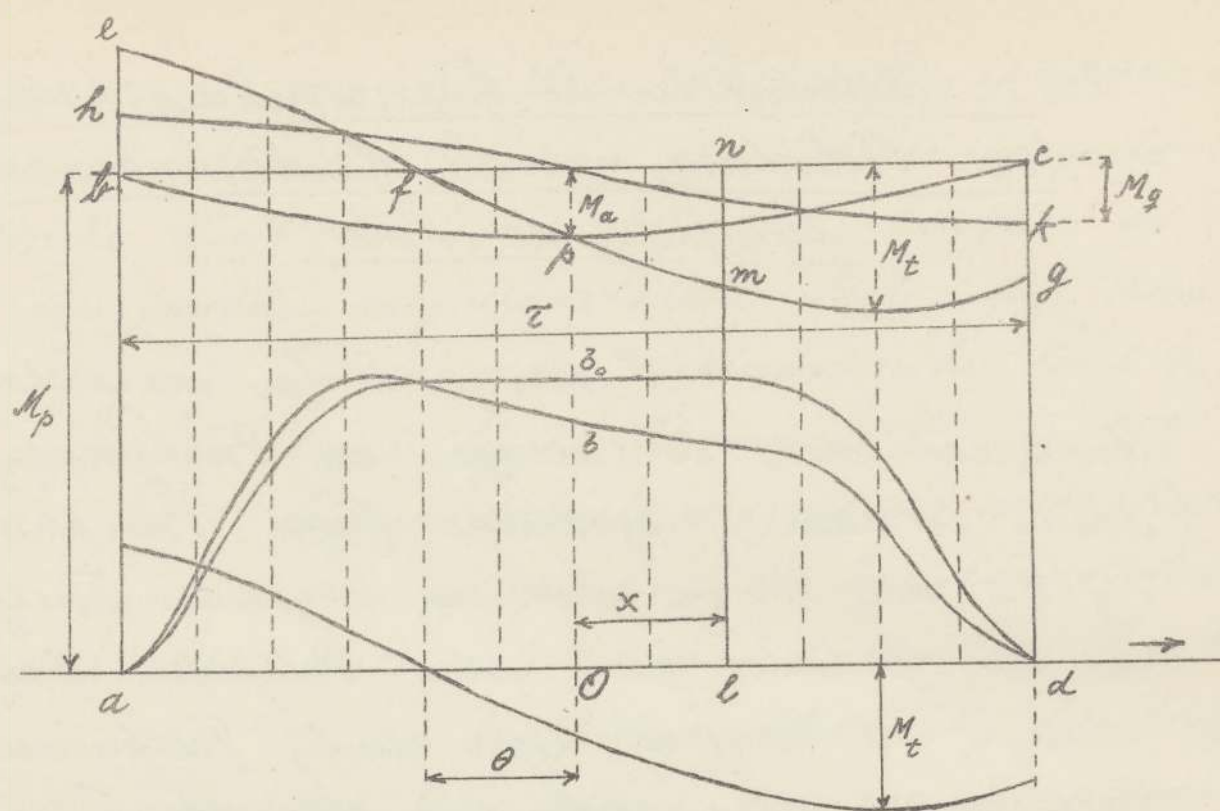
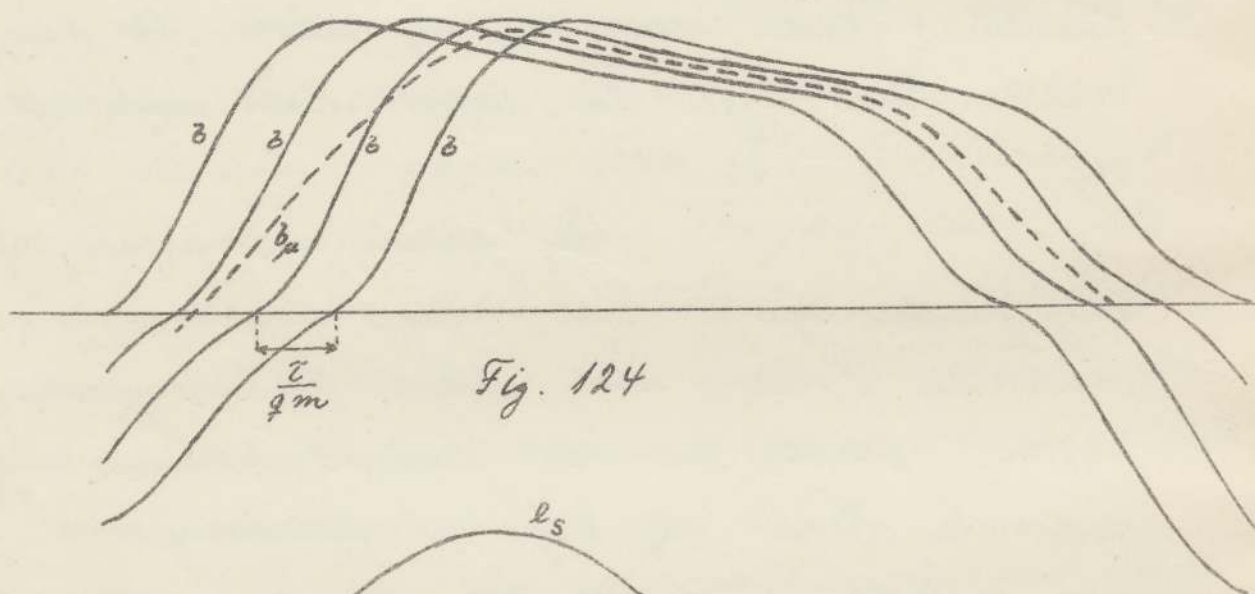


Fig. 123



Dette Forhold forstærkes yderligere ved, at den paa den bageste Polkant virkende M_K er større end den paa den forreste Polkant virkende.

Til nærmere Præcision lader vi os betragte Fig. 123. Her betyder 3. Felthøjningen ved Tøngang, og denne er, som vi tidligere har set, fremkommen ved den langs hele Poldelingen $\vec{E}$ virkende konstante magnetomotoriske Kraft M_p , som altså kan fremstilles ved Linien bc . Forden denne M_K haves ved Belastning tillige Anderræaktionen, som har Sinusform og Maksimalværdien M_z ; antages hulerfeldets neutrale Zone at ligge Θ° bagved for Polmidten, findes Fordelingen af den resulterende M_K ved Belastning at være fremstillet ved Kurven $efmg$. For at kunne bestemme Felthøjningen ved Belastning, vil vi se bort fra den magnetiske Modstand i Jernet (eller vi forudsætter konstant Permeabilitet), saaledes at der hersker Proportionalitet mellem Induktion og M_K . Kaldes Induktionen i Luftmellemrummet ved Belastning i et vilkårligt Punkt l for b , og kalder vi den resulterende M_K for m_r haves altsaa:

$$\frac{b_0}{b} = \frac{M_p}{m_r}$$

Følge Figuren kan vi sætte: $m_z = M_z \sin(x + \Theta)$
 og $m_r = M_p - M_z \sin(x + \Theta)$; vi har da:

$$\frac{b_0}{b} = \frac{M_p}{M_p - M_z \sin(x + \Theta)} = \frac{lm}{lm - mn}$$

eller

$$b = b_0 \cdot \frac{lm}{lm - mn}$$

Da vi i hvert Punkt kender b_0 , kan vi ved denne Formel let bestemme Induktionerne b ved Belastning.

Af Kurven for b ses det tydeligt,
 at Feltet ved den bageste Polkant forstærkes, medens
 Feltet ved den forreste Polkant svækkes; på Grund
af Indvirkningen bliver altså den oprindelige Felt-
kurve deformeret; endvidere ses det, at Feltkurven
 har et mindre Areal ved Belastning end ved Tom-
 gang, saaledes at vi forinden Deformationen har
 en Svækkelse af hele Feltet, hvorfra følger en
 Formindskelse af den elektromotoriske Kraft.

Vi kan nu sætte $m_t = M_t \sin(x + \theta) = M_t (\sin x \cos \theta + \cos x \sin \theta)$
 eller:

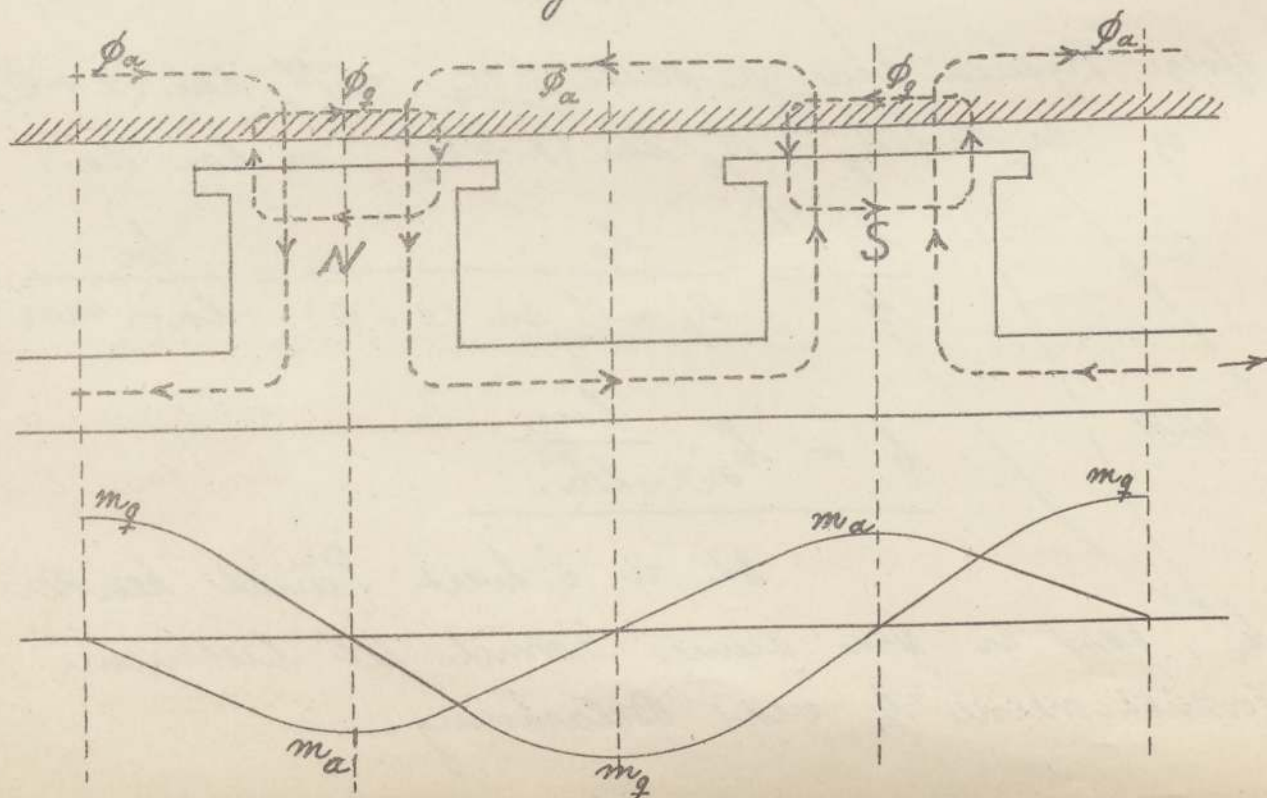
$$m_t = M_t \cos \theta \cdot \sin x + M_t \sin \theta \cdot \cos x$$

Her er $M_t \cos \theta = M_g$, som vist i forrige §, den
 kværmagnetiserende, og $M_t \sin \theta = M_a$ den afmagne-
 tiserende Komponent. Vi har altså:

$$m_t = M_g \sin x + M_a \cos x$$

Tegner vi disse to Kurver ind
 på Fig. 123, ses det, at det er den kværmag-
 netiserende Kurve $h-k$, som forårsager Deforma-
 tionen af Feltkurven, medens det er den afmag-
 netiserende Kurve $b-p-c$, som forårsager Svæk-
 kelsen af Feltet.

Fig. 126



De til de to Komposanter af M_z svarende magnetiske Kredslob er indtegnet paa Fig. 126. Som det daar ses, forløber det afmagnetiserende Felt Φ_a nøjagtig samme Vej som Fremgangsfeltet men i modsat Retning; det varmagnetiserende Felt Φ_g passer derimod kun Luft og Tænder samt Polskoen i henholdsvis Retning.

Vedvørende de forskellige Virkninger af M_a og M_g henvises iøvrig til den tabellariske Opstilling Side 145, som ogsaa har Gyldighed ved en Maskine med fremstaaende Poler. Vedvørende Tvarmagnetiseringen skal bemærkes, at dens Virkning ved en Motor er den omvendte af en Generators, hvilket skyldes, at Ankerreaktionen i Forhold til Polhjuliet virker i modsat Retning; det er saaledes den forreste Polkant, som forstærkes af den bagste Polkant, som svækkes.

Vi vil nu nærmere bestemme Kurveformen for den elektromotoriske KRAFT ved Belastning; til dette Gjemed bestemmer vi Fig. 124 b_p Kurven (s. Middelkurven) af den Fig. 123 bestemte b Kurve, idet vi antager $q = 4$. Kurven for den elektromotoriske KRAFT er da ligedannet med b_p Kurven (se Side 53), og det ses, at den er temmelig forskellig fra en Sinuskurve; den indeholder især en tredie Harmoniske, som ved Trekantforhindelse af Fasene kan medføre stærke indre Udligningsstrømme af det budobbelte Periodetal i Taktningen. Af denne Grund indgaaer man helst Trekantforhindelse ved Maskiner med stærk Ankerreaktion; er man af andre Grunde nødsaget til at anvende denne Forhindelse, bør man vælge Luftmellemrummet stort, for derved at skabe en stor magnetisk Modstand for det varmagnetiserende Felt.

Forbindes denmod Faserne i Sjæ-
neforbindelse, vil, som påvist Side 71, den tredie
Harmoiske forsvinde. Konstruer vi i Fig. 125
Küven for den sammensatte Verdi af den elek-
tromotoriske Kraft, ses det ogsaa, at denne Küve
 e_s meget nær er sinusformet, medens Faserverdi-
erne e_f er ret forskellige for Sinusküven. Maaler
vi Maximalverdiene for e_s og e_f Küven, findes
 $E_s = 63 \text{ mm}$ og $E_f = 36 \text{ mm}$, og Forholdet mellem
er:

$$\frac{E_s}{E_f} = 1,75,$$

hvilket ligger tættere for $\sqrt{3} = 1,73$ meget nær.
Er Küven for den elektromotoriske Kraft e_s pr. Fase
starkt deformeret, kan Fejlen imidlertid blive større,
og man kan derfor ofte være noget varsom med
at sammensatte Faserverdiene som Sinusküver.
Blondels Diagram. Efter nu at have set, hvilke
Forhold, der foreligger vedrørende Indereaktionens
Virkning paa en Maskine med fremstående Polar,
vil vi nærmere beskæftige os med den Methode, der
er bedst egnet til Bestemmelse af Ampirvinding-
tallet ved Belastning samt den procentuelle Span-
ningsdigning.

Vi forudsætter da først og
fremmest, at den magnetiske Modstand i Pol-
mellemrummet er uendelig stor, saaledes at Felthet
her kan antages at være nul; heraf følger
at vi kan se helt bort fra de magne-
tomotoriske Kræfter, som virker herinde, og altsaa
kun behøver at tage Hensyn til de, der befinde
sig udenfor den ideelle Polbue $b_i = d_i \tau$. Da
nu Fig. 125 viser, at Küven for den elektro-
motoriske Kraft ved Belastning meget nær er en
Sinusküve, kan vi se bort fra alle de høje

Harmoniske, saaledes at vi for de magnetomotoriske Krafter Vedkommende kun behøver at regne med Grundbølgen; og Fiklingen bekaantforbundet, er den begaaede Fejl meget større, idet Resultatet kun indeholder den 1ste Harmoniske.

Vi vil atter betragte en Generator, hvor Akerreaktionens neutrale Zone ligger 0° borte for Polmitten. Ser vi nu bort fra alle Kraftlinier og tilsvarende magnetomotoriske Krafter i Polmellemrummet, faar vi den fra Fig. 127 viste Fordeling af den magnetomotoriske Kraft ved Tomgang M_p , samt af Akerreaktionens to Komponenter M_g og M_a .

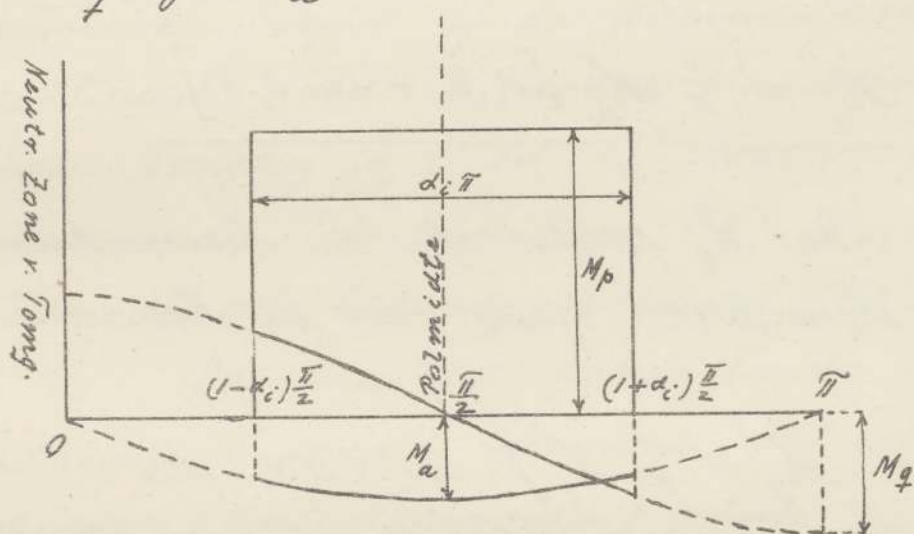


Fig. 127

Vi bestemmer nu Maksimalværdierne til Grundbølgen af M_p , M_a og M_g . Ifølge Matematikken er nu Amplituden til den første Harmoniske af en Funktion $f(x)$ bestemt ved:

$$b_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi [f(x) - f(-x)] \sin x dx,$$

idet alle Kosinusled falder bort, naar Kurven er asymmetrisk med Hensyn til Abscissaaksen. I de foreliggende Tilfælde er nu $f(x) = 0$ indenfor Grænserne $x = 0 \dots x = (1-\alpha_c) \frac{\pi}{2}$ og $x = (1+\alpha_c) \frac{\pi}{2} \dots \pi$.

Da endvidere alle tre Funktioner er symmetriske med Hensyn til Polmitten ($x = \frac{\pi}{2}$), kan vi sætte:

Den første Harmoniske af M_p :

$$M_p' = \frac{4}{\pi} M_p \int_{(1-\alpha_i)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin x \, dx \quad \text{eller:}$$

$$M_p' = -\frac{4}{\pi} M_p \left[\cos x \right]_{(1-\alpha_i)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}, \quad \text{hvoraf}$$

$$\underline{M_p' = \frac{4}{\pi} M_p \sin \frac{\alpha_i \pi}{2}}$$

Den første Harmoniske af M_a :

$$M_a' = \frac{4}{\pi} M_a \int_{(1-\alpha_i)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 x \, dx \quad \text{eller:}$$

$$M_a' = \frac{4}{\pi} M_a \left[\frac{1}{2} x - \frac{1}{4} \sin 2x \right]_{(1-\alpha_i)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \quad \text{eller:}$$

$$\underline{M_a' = \frac{1}{\pi} M_a [\alpha_i \pi + \sin \alpha_i \pi]}$$

Da M_g forløber efter en Kosinusbølge, men den første Harmoniske agsaa være en Kosinusfunktion; altsaa:

$$M_g' = \frac{4}{\pi} M_g \int_{(1-\alpha_i)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \cos^2 x \, dx \quad \text{eller:}$$

$$M_g' = \frac{4}{\pi} M_g \left[\frac{1}{2} x + \frac{1}{4} \sin 2x \right]_{(1-\alpha_i)\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \quad \text{eller:}$$

$$\underline{M_g' = \frac{1}{\pi} M_g [\alpha_i \pi - \sin \alpha_i \pi]}$$

Vi indfører nu: $M_a = M_t \sin \theta$ og $M_g = M_t \cos \theta$,
og har da:

$$\underline{M_p' = \frac{4}{\pi} M_p \sin \frac{\alpha_i \pi}{2}}$$

$$\underline{M_a' = \frac{1}{\pi} M_t \sin \theta [\alpha_i \pi + \sin \alpha_i \pi]}$$

$$\underline{M_g' = \frac{1}{\pi} M_t \cos \theta [\alpha_i \pi - \sin \alpha_i \pi]}$$

Da om M_p' , M_a' og M_g' alle tre er fremstillede ved rene Sinuskurver, vilde det ligge nær at sammensætte dem som Vektorer og saaledes bestemme den resulterende magnetomotoriske Kraft, M_r ; dette kunde man ogsaa gøre, men man kunde da ikke anvende Tomgangs karakteristiken til Bestemmelse af den til M_r svarende elektromotoriske Kraft; dels virker M_g' ikke paa samme magnetiske Kreds som M_a' og M_p' , og dels er Tomgangs karakteristiken ikke bekendt for de første Harmoniske, men for de virkelige Ansvindingstal M_p .

Vi gaa derfor en anden Vej, idet vi først bestemmer de til M_p' , M_a' og M_g' svarende elektromotoriske Kræfter og da sammensætter disse til en resulterende. Til M_p' svarer den elektromotoriske Kraft ved Tomgang $\mathcal{E}_p$; til M_a' svarer den af det afmagnetiserende Felt inducerede $\mathcal{E}_{MK} \mathcal{E}_a$, og til M_g' den af det hværmagnetiserende Felt inducerede $\mathcal{E}_{MK} \mathcal{E}_g$. Da disse tre elektromotoriske Kræfter alle er inducerede i samme Strømkreds, og alle er rene Sinuskurver (første Harmoniske), kan de sammen-sættes som Vektorer.

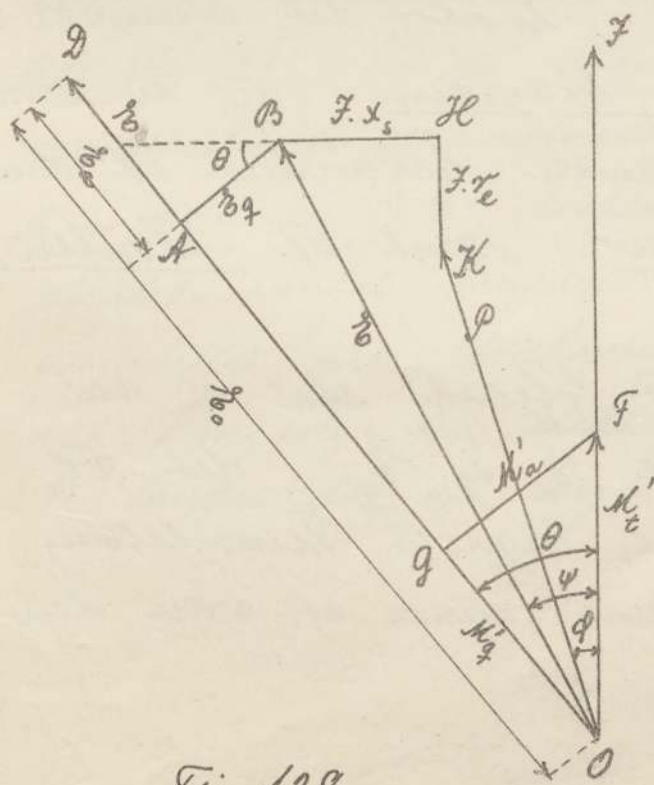


Fig. 128

Fig. 128 fremstiller det fældende Spændingsdiagram for en Generator. Vi afsætter, ligesom tidligere, P i den givne $\angle \theta$ fra F , og adderer hertil $F.x_e$ og $F.x_s$; vi erholder da den elektromotoriske Kraft:

$\mathcal{E} = OB$ ved Belastning.

Gaar vi foreløbig ind paa, at $\angle \theta$ er bekendt, kan vi tillige afsætte Regningen for den

elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}_0$ ved Tomgang. I Over-
ensstemmelse med Fig. 120 afsættes nu:

$M'_g = OG$ ud af Regningen for $\mathcal{E}_0$ og

$M'_a \perp GF \perp \mathcal{E}_0$.

Da nu i Diagrammet alle til
hinanden svarende elektromotoriske og magnetomo-
toriske Kræfter staar vinkelret paa hinanden, haves:

$$\mathcal{E}_g = M'_g \text{ og } \mathcal{E}_a \perp M'_a$$

Følgelig falder fra Punkt B
en vinkelret paa $\mathcal{E}_0$; da $AB = \mathcal{E}_g$, og fra
Punkt A afsættes nu $\mathcal{E}_a = AD$ ud af Reg-
ningen for $\mathcal{E}_0$. Man har da den elektromotoriske
Kraft ved Tomgang:

$$\mathcal{E}_0 = OA + AD = OD.$$

som svarer til det antal kugleindvinger, der
haves paa Polerne ved Belastning. Dette kugle-
vindingstal M'_g findes af Tomgangs karakteristiken
ved Hjælp af $\mathcal{E}_0$.

Dette Diagram er oprinde-
lig angivet af Blondel, hvorfor det almindel-
ligvis kaldes Blondels Diagram; det er senere
bleven mere indgaaende behandlet af den
danske Ingeniør la Cour, samt af Schönken
og Prof. Lums.

I det følgende skal vi ved-
rørende Beregningen af $\mathcal{E}_a$ og $\mathcal{E}_g$ i det væ-
sentligste holde os til Lums Fremstilling
(E. T. L. 1911), idet denne synes at være den
korrekte.

Beregning af $\mathcal{E}_a$ og $\mathcal{E}_g$.

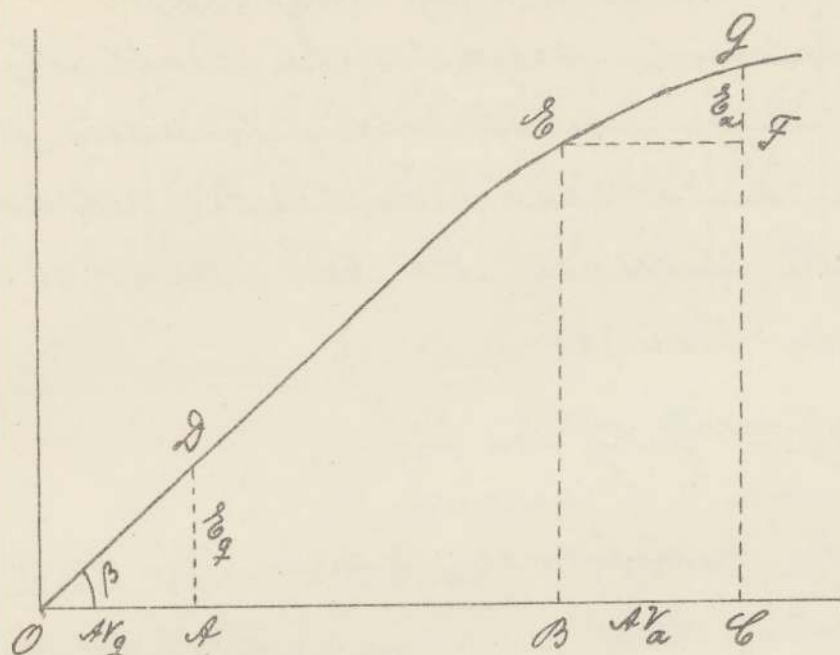


Fig. 130

stemme $\mathcal{E}_g$. Vedvarende den sidetegnede skal bemærkes, at den magnetiske Flux for det varmagnetiserende Felt $\mathcal{E}_g$, som tidligere bemærket, ikke er den samme som for Hovedfeltet; imidlertid består den magnetiske Modstand hovedsagelig af Luftmellemrummet, saaledes at man begaar en yderst lille Fejl ved at benytte Karakteristikens rettede Del. Er saaledes $\mathcal{E}_g$ fundet, kan man af Diagrammet Fig. 128 bestemme den elektromotoriske Kraft OB , hvortil i Karakteristikken svarer Kuplervindingstallet OB (Fig 130). For at ophaue Virkningen af den afmagnetiserende magnetomotoriske Kraft maa der til OB adderes BC Kuplervindinger, saaledes at det samlede Antal Kuplervindinger ved Belastning er fremshillet ved Strækningen OC , og herfor svarer ved Tomgangs den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}_g = CG$. Vi finder da af Figuren:

$$\mathcal{E}_a = CG - BE = GF$$

Herfor kan Tomgangs-karakteristikken benyttes, idet man ved at gaa ind med den afmagnetiserende magnetomotoriske Kraft kan bestemme $\mathcal{E}_a$, og ved at gaa ind med den varmagnetiserende kan be-

Til denne Konstruktion af $\mathcal{E}_g$ og $\mathcal{E}_a$ er nu at bemærke, at de fundne Værdier af M_g' og M_a' ikke kan anvendes i Tomgangs-

karakteristiken. Denne er nemlig beregnet for den rektangulært forløbende magnetoriske KRAFT M_p , og M_g' og M_a' er begge sinusformede; forinden de anvendes, maa de altsaa reduceres til rektangulær Form. Dette lader sig let gøre, naar vi betragter Ligningen Side 154:

$$M_p' = \frac{4}{\pi} M_p \sin \frac{\alpha_i \pi}{2}$$

Her er nemlig M_p' sinusformet, medens M_p er rektangulær; vi finder derfor:

$$\text{Rektangulær Form} = \frac{\text{Sinusform}}{\frac{4}{\pi} \sin \alpha_i \frac{\pi}{2}}$$

Ved anvendelse heraf findes nu:

$$OA = M_g' = \frac{M_g'}{\frac{4}{\pi} \sin \alpha_i \frac{\pi}{2}}$$

eller, da: $M_g' = \frac{1}{\pi} M_t \cos \theta [\alpha_i \pi - \sin \alpha_i \pi]$

$$M_g = \frac{\alpha_i \pi - \sin \alpha_i \pi}{4 \sin \alpha_i \frac{\pi}{2}} M_t \cos \theta$$

Vi sætter: $k_g = \frac{\alpha_i \pi - \sin \alpha_i \pi}{4 \sin \alpha_i \frac{\pi}{2}}$ og har da:

$$M_g = k_g \cdot M_t \cos \theta.$$

Ganske analogt findes nu:

$$k_a = \frac{\alpha_i \pi + \sin \alpha_i \pi}{4 \sin \alpha_i \frac{\pi}{2}}$$

og $M_a = k_a M_t \sin \theta = B\mathcal{C},$

hvor: $M_t = 0,9 \text{ fr. m. F. Va.}$

Omstændigheder findes en Tabel over k_o , k_g og k_a ved forskellige Værdier af α_i .

Tabel over Koefficienterne k_g og k_a

α_i	1,0	0,9	0,8	0,75	0,7	0,65	0,6	0,55	0,5
k_g	0,785	0,660	0,506	0,445	0,390	0,336	0,288	0,244	0,201
k_a	0,785	0,795	0,815	0,829	0,842	0,860	0,877	0,893	0,906

Bestemmelse af Vinkel θ

Ved Tegning af Diagrammet

Fig. 128 har vi forudsat $\angle \theta$ bekendt; dette er imidlertid ikke Tilfældet, og forinden M_g kan opføres i de to Komponenter $M_g \cos \theta$ og $M_g \sin \theta$, maa $\angle \theta$ bestemmes. Dette kan let gøres ved Hjælp af selve Diagrammet. Af ΔAOB haues nemlig:

$$\angle B = \frac{Z_g}{\cos \theta} \quad \dots (1),$$

hvor Z_g er indtaget af Tomgangscharakteristikens retlinede Del. Kalden vi i Fig. 130 Karakteristikens Vinkel med Abscissaksen β , har vi:

$$Z_g = M_g \tan \beta, \text{ hvor}$$

$$M_g = k_g M_e \cos \theta$$

Ved Indsætning i (1):

$$\angle B = \frac{k_g M_e \cos \theta \cdot \tan \beta}{\cos \theta} \quad \text{eller}$$

$$\angle B = k_g M_e \tan \beta.$$

Ved denne Ligning bestemmes $\angle B$, som altsaa kan afleses i Diagrammet i Forlængelse af Vedløren $F.X_s$. Herpå kan Linien OB leges, og dermed angives de Redninger for Z_o , hvorved samtidig $\angle \theta$ er bekendt.

Ved Konstruktion af Blondels Diagram kan man altsaa gaa frem paa følgende

Maade:

Effekt af Sengangsreaktionerne
 er beregnet med Effektivitet af den første bar =
 mindre af den elektromotoriske Kraft som E_{ind} =
 net og det samlede Ampereindgangstal M_p fra
 Magnetpolerne som Abscisse, ligesom Spændingsdiagrammet $O H H O$ kan bestemmes Maade. Den beregnede

$$O B = k_g M_z \frac{1}{3},$$

hvor k_g kan aflæses af Tabellen Side 160, og

$$M_z = 0.9 f_c \text{ om } f_c \text{ og } a.$$

$O B$ afbildes om i Fortællingen af f_c , og man kan
 lægge $O B$. Højden maales $\perp O$, og man beregner:

$$M_g = k_g M_z \cos \theta \text{ og}$$

$$M_a = k_a M_z \sin \theta$$

Den Hjælp af Sengangsreaktionerne aflæses om de
 disse beregnede Værdier for B og B_a , og Diagrammet
 net kan nu tegnes færdigt.

Man finder nu det totale Ampereindgangstal fra
Magnetpolerne ved Betragtning = $O B$ (Fig. 130).

Effektens findes af Diagrammet dets procentuelle
 Spændingsregning:

$$\varepsilon \% = 100 \cdot \frac{B_o - B}{B}$$

Finder den samlede Kompositant
 af Reaktionen: M_z sin θ forstærkede fra Feltet
 i Skævt for at være overstående (se Tabellen Side 145),
 skal selvfølgelig fra Fig. 130 $M_a = O B$ afbildes til
 den normale Side, og B bliver da negativ; thi
 den faktiske naturligvis at være skævt Ampereind-
 gangen fra Magnetpolerne, naar indregnet inden
 forstærkede fra Skævtallet.

I Skævt for Diagrammet
 kan man også anvende Formler, som direkte
 kan aflæses af Diagrammet.

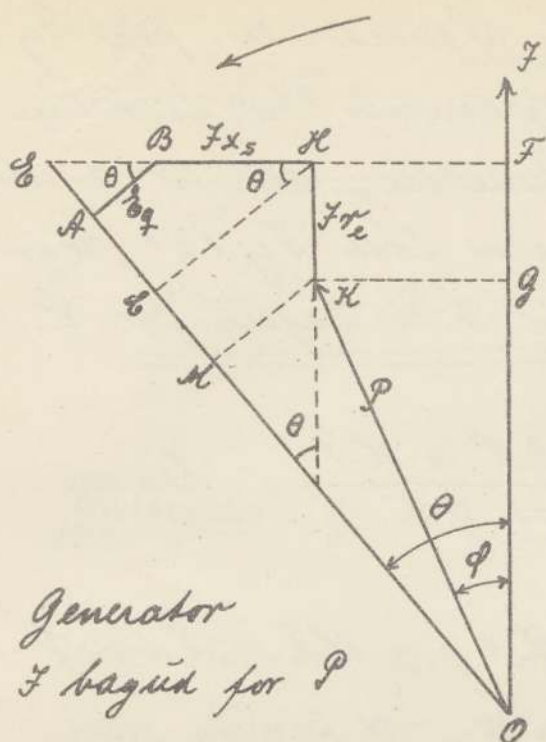


Fig 131

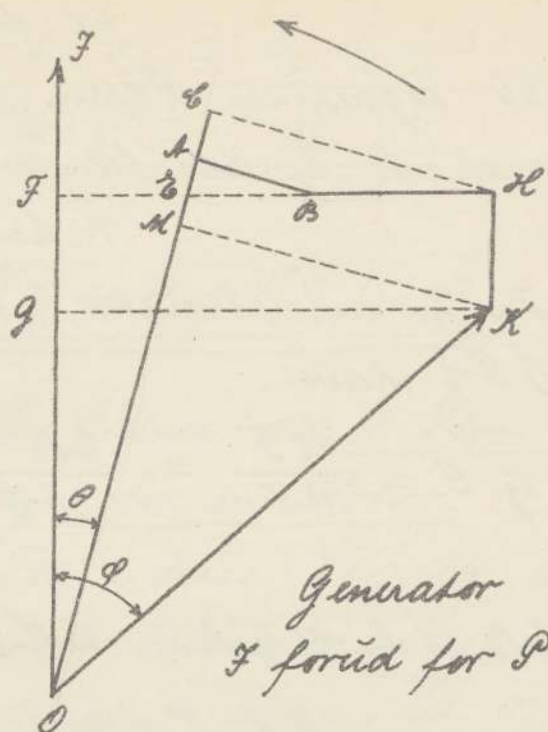


Fig 132

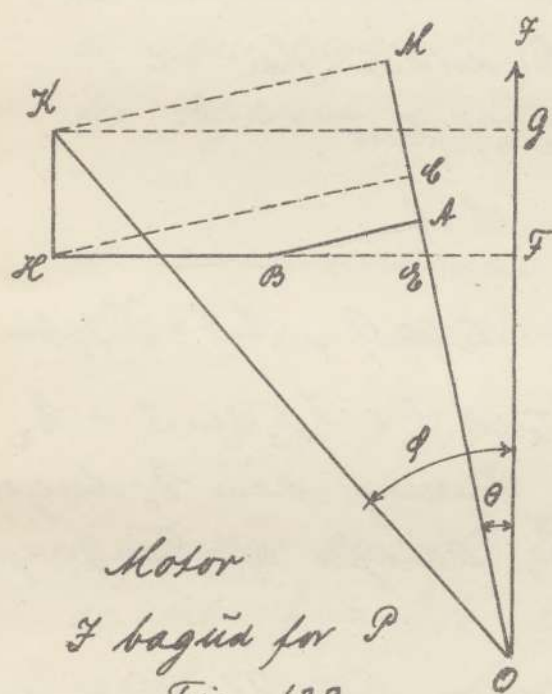


Fig. 133

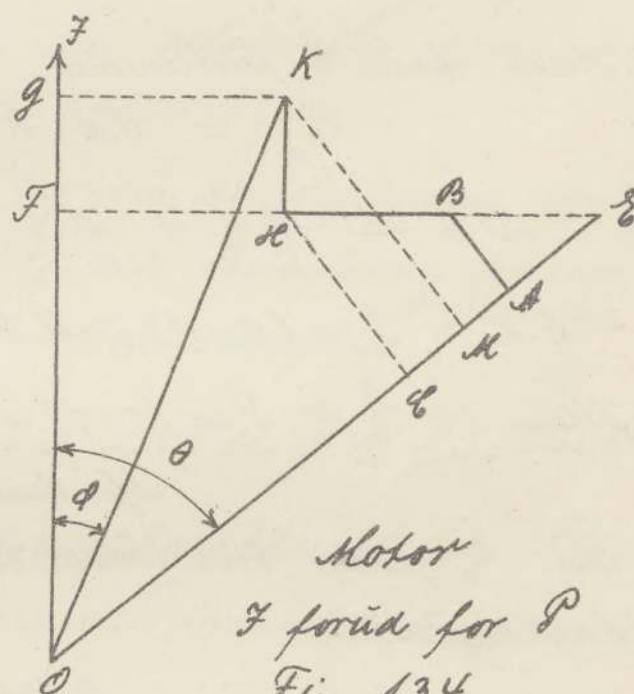


Fig. 134

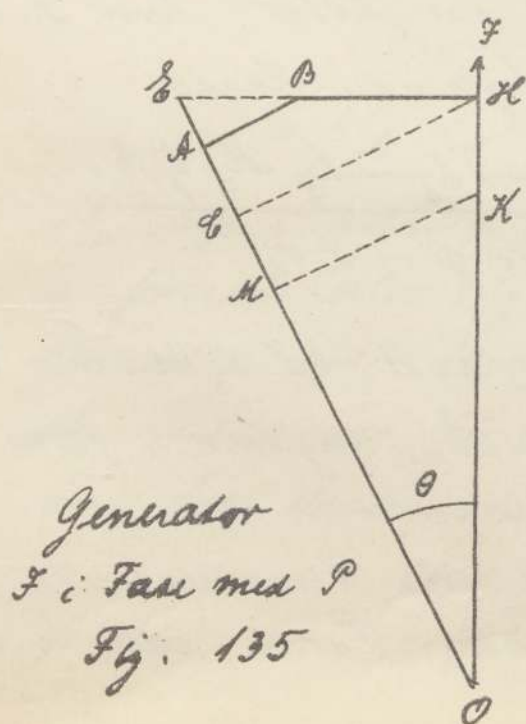


Fig. 135

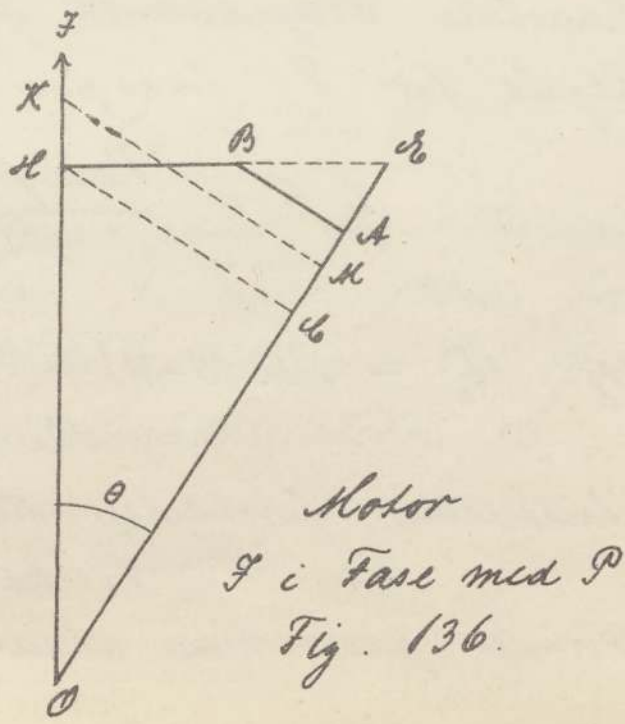


Fig. 136

Til dette Øjemed er paa Fig. 131 - 136 tegnet en Række Diagrammer for forskellige værdier af φ og dels for en Generator, dels for en Motor.

Vi betragter først Fig. 131, som gælder for en Generator, hvor $\vec{F}$ er bagud for P . Af ΔOFB haves:

$$\tan \theta = \frac{OB}{OF} = \frac{OB + BH + HF}{OG + GF}; \text{ her er:}$$

$$OB = k_2 M_t \tan \beta; \quad BH = F X_s; \quad HF = P \sin \varphi$$

$$OG = P \cos \varphi; \quad GF = F r_e$$

Altsaa:

$$\tan \theta = \frac{P \sin \varphi + F X_s + k_2 M_t \tan \beta}{P \cos \varphi + F r_e}$$

Heraf kan θ bestemmes. Endvidere kan vi:

$$\mathcal{E}_0 = OA + \mathcal{E}_a, \text{ hvor}$$

$$OA = OM + MB + BA;$$

$$OM = P \cos (\theta - \varphi); \quad MB = F r_e \cos \theta, \quad BA = F X_s \sin \theta$$

$$\text{Altsaa: } \mathcal{E}_0 = P \cos (\theta - \varphi) + F r_e \cos \theta + F X_s \sin \theta + \mathcal{E}_a$$

Af denne Ligning kan $\mathcal{E}_0$ beregnes, idet $\mathcal{E}_a$, som vist Side 158, indtages af Tomgangs-karakteristiken.

Betragter vi nu Fig. 133, som fremstiller Diagrammet for en Motor, hvor $\vec{F}$ er bagud for P , faas paa lignende Maade:

$$\tan \theta = \frac{P \sin \varphi - F X_s - k_2 M_t \tan \beta}{P \cos \varphi - F r_e}$$

$$\text{og } \mathcal{E}_0 = P \cos (\theta - \varphi) - F r_e \cos \theta - F X_s \sin \theta - \mathcal{E}_a$$

Her er $\mathcal{E}_a$ negativ, fordi Indspændingen forstærker Hovedspændingen.

Vi kan nu sammenfatte disse Formler paa mere almindelig Form, idet vi kan

sætte:

$$\tan \theta = \frac{P \sin \phi \pm I X_s \pm k_a M_e \frac{I}{\beta}}{P \cos \phi \pm I r_e} \dots (1)$$

og

$$\mathcal{E}_0 = P \cos(\theta - \phi) \pm I r_e \cos \theta \pm I X_s \sin \theta \pm \mathcal{E}_a \dots (2)$$

Her gælder alle + Tegn for en Generator og alle - Tegn for en Motor.

For i disse Formler at kunne sætte Hensyn til, hvorvidt Strømmen ligger bagud eller forud for Spændingen, må blot $\angle \phi$ regnes med For tegn. Må sættes ϕ positiv, naar Strømmen er bagud, og ϕ negativ, naar Strømmen er forud for Spændingen. Findes af Ligning (1) $\angle \theta$ at være negativ, må den selvfølgelig ogsaa indsattes negativt i Ligning (2).

For nu at bestemme Antallet af Anspirvindinger M_b ved Belastning, gaa man bedst frem saaledes: Man beregner:

$$\mathcal{E}_1 = P \cos(\theta - \phi) \pm I r_e \cos \theta \pm I X_s \sin \theta$$

og finder nu af Tomgangs-karakteristikken Fig. 130 de til $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0$ svarende Anspirvindinger $OB = M_b$. Man har da:

$$M_b = M_1 \pm M_a \text{ eller}$$

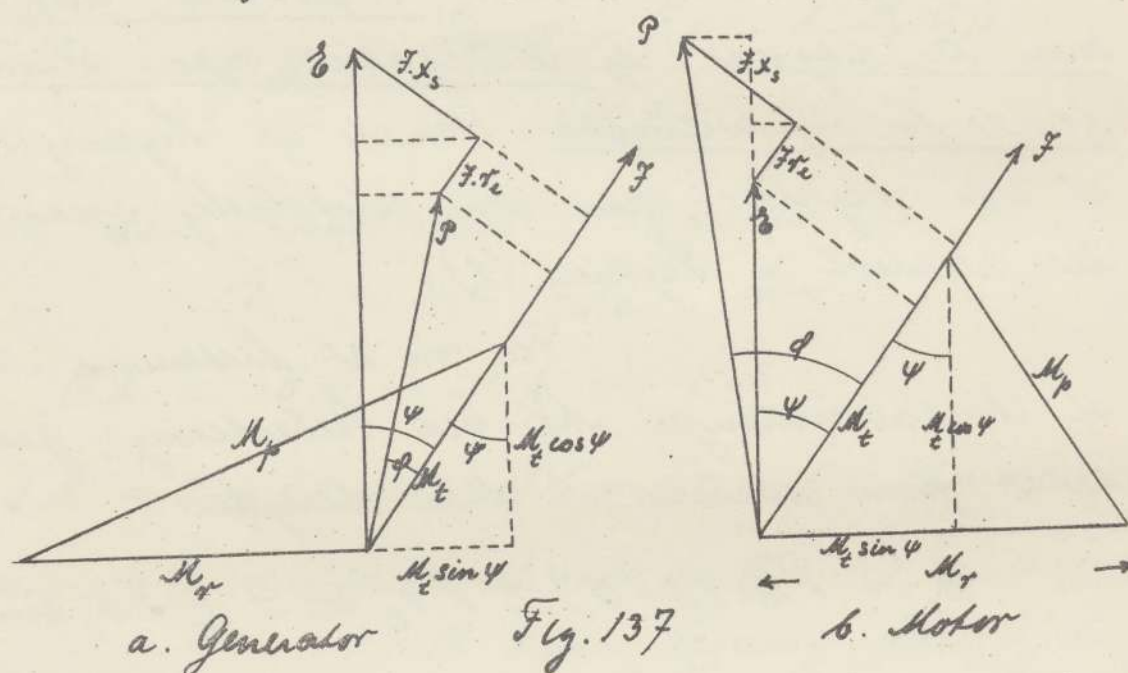
$$M_b = M_1 \pm k_a M_e \sin \theta$$

M_a regnes positiv eller negativ alt eftersom $\sin \theta$ er positiv eller negativ. + Tegnet gælder for en Generator og - Tegn for en Motor. Ved Hjælp af M_b bestemmes nu af Karakteristikken $\mathcal{E}_0$, og man har da:

$$\varepsilon \% = \frac{\mathcal{E}_0 - P}{P} \cdot 100.$$

Pohlers Diagram.

Förinden Blondels Diagram anvendes äfven afte Pohlers Diagram ved Beregning af Maskiner med fremstaaende Polar; i theoretisk Henseende er det ikke saa rigtigt som Blondels, men det giver dog temmelig rigtige Resultater; ved $\cos \phi = 1$ bliver Anpærvindingstallet som Regel lidt for stort, medens det ved $\cos \phi = 0,8$ og større Faseforskydninger pleyer at passe godt. Beregningen foregaar nøjagtig som vist i forrige §, blot skal naturligvis Vindingsfaktoren som sædvanlig = 1.



§ Hædet for Konstruktion kan ogsaa anvendes Beregning. Man har af Fig 137:

$$\tan \psi = \frac{P \sin \phi \pm I_a X_s}{P \cos \phi \pm I_a r_e}$$

$$E = \frac{P \cos (\psi - \phi) \pm I_a r_e \cos \psi \pm I_a X_s \sin \psi}{\sin \psi}$$

$$M_p^2 = (M_r \pm M_e \sin \psi)^2 + M_e^2 \cos^2 \psi \quad \text{eller:}$$

$$M_p = \sqrt{M_r^2 + M_e^2 \pm 2 M_r M_e \sin \psi} \quad \text{eller}$$

$$AV_b = 0,785 \sqrt{1,6 M_r^2 + M_e^2 \pm 2,54 AV' M_e \sin \psi}$$

Her gælder alle + Tegn for en Generator, og alle - Tegn for en Motor. $\angle \phi$ og $\angle \psi$ regnes med Fortegn.

§ 7. Beregning af Kortslutningsstrømmen

For at have et Begreb om, hvor stærkt en Maskine bliver anbrængt, ifald den ved normal Magnetisering skulde blive kortsluttet, er det af Interesse at kende Kortslutningsstrømmen I_k . Vi fandt i forrige § for en Generator:

$$\tan \theta = \frac{P \sin \phi + I X_s + k_g M_e t_g \beta}{P \cos \phi + I r_e}$$

Ved Kortslutning er nu $P = 0$, og endvidere have:

$$M_e = 0,9 f_v m. I. v_a, \text{ altsaa:}$$

$$\tan \theta_k = \frac{I_k X_s + 0,9 f_v k_g m. I_k v_a t_g \beta}{I_k r_e}$$

eller:
$$\tan \theta_k = \frac{X_s + 0,9 f_v k_g m. v_a t_g \beta}{r_e}$$

Heraf følger altsaa, at $\angle \theta_k$ er uafhængig af Kortslutningsstrømmen, og kun afhænger af Maskinens Dimensioner. Da endvidere Kernen er meget lille i Forhold til Tælleren, vil $\tan \theta_k$ være stor, s: $\angle \theta_k$ vil nærme sig til 90° . Praksis viser ogsaa, at θ_k ligger mellem 75° og 90° . Da det nu kun kommer an paa at kende den uberegnelige Værdi af I_k , kan man lette Regningen ved at sætte $\sin \theta_k = 1$ og $\cos \theta_k = 0$, og man begaar dermed kun en Fejl paa nogle faa Procent. Vi gaar nu ind paa Ligningen:

$$E_o = P \cos(\theta - \phi) + I r_e \cos \theta + I X_s \sin \theta + E_a$$

og sætter altsaa her:

$$P = 0, \quad \cos \theta = 0 \quad \text{og} \quad \sin \theta = 1$$

Vi faar da:

$$\mathcal{C}_0 = F_k x_s + \mathcal{C}_a$$

Denne Ligning løses bedst ved Hjælp af Tomgangs-karakteristikken, idet denne alene giver den mellem $\mathcal{C}_a$ og F_k bestaaende Funktion.

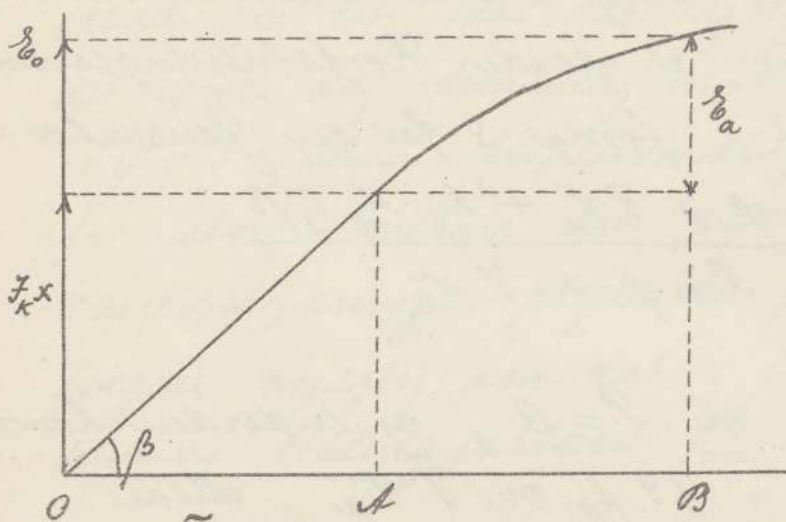


Fig. 138

de afmagnetiserende kuperwindinger M_{ak}

$$AB = M_{ak} = k_a 0,9 f_v m. v_a F_k$$

idet $\sin \theta = \sim 1$.

Da $F_k \cdot x_s$ saa godt som altid vil falde indenfor Karakteristikens retlinede Del, kan vi sætte:

$$OA = F_k \cdot x_s \cotg \beta$$

Vi har da:

$$OB = OA + AB \quad \text{eller}$$

$$M_b = F_k x_s \cotg \beta + 0,9 k_a f_v m. v_a F_k$$

hvoraf:

$$F_k = \frac{M_b}{x_s \cotg \beta + 0,9 k_a f_v m. v_a}$$

Bestemmes de til forskellige Værdier af M_b svarende Værdier for F_k , faas den saa kaldte Kortslutningskarakteristik. Ved Frembræ-
regning af en Maskine er det dog tilstrækkeligt at bestemme F_k svarende til kuperwindingss-
tallet ved fuld Belastning.

Denne Kortslutningsstrøm af-
trædes imidlertid først, efter at Maskinen er kom-

met i Ligevegt. Netop i det Øjeblik, hvor Kort =
slutningen opstaar, er Strømmen langt større;
dette skyldes den Omstandighed, at det afmagne-
tiserende Ankerfelt ikke faar Tid til at fremkom-
me stærkt, og det vil vare nogen Tid, inden Lige-
vægtskilstanden er til Stede; saasnart nemlig det
resulterende Felt begynder at aftage, vil der i
Magnetvindingerne blive induceret Strømme, som
søger at opretholde den oprindelige Tilstand.
I det Øjeblik, hvor Kortslutningen opstaar, vil
altsaa den elektromotoriske Kraft $\mathcal{E}_0$ altsaa kun
virke mod Ankerretningen og Modstande r_e og x_s .
Den pludselige Kortslutningsstrøm er altsaa:

$$I_{kp} = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{r_e^2 + x_s^2}}$$

For at se hvilken Forskel, der
er paa I_k og I_{kp} , vil vi betragte et Eksempel:
Der er givet en Maskine med følgende Data:

$\mathcal{E}_0 = 2440$ Volt, $N_p = 311000$, $\cot \beta = 100$, $m = 3$
 $k_a = 0,86$, $f_r = 0,966$, $v_a = 512$, $x_s = 3,24$, $r_e = 1,0$
Man har da:

$$I_k = \frac{311000}{3,24 \cdot 100 + 0,9 \cdot 0,86 \cdot 0,966 \cdot 3 \cdot 512}$$

$$\text{eller } I_k = 210 \text{ Amp.}$$

$$I_{kp} = \frac{2440}{\sqrt{1 + 3,24^2}} = 720 \text{ Amp}$$

I_{kp} er altsaa ca $3\frac{1}{2}$ Gange saa stor som I_k ,
eller 10 Gange saa stor som den normale Strøm
paa 72,5 Amp.

Paa Grund af disse stærke
Strømme kan der opstaar meget store Skæpper

mellem Ankerspolerne indbyrdes, mellem Ankerspolerne og Ankerjernet, og mellem Ankerspolerne og Magnetpolerne. Ved store Maskiner, især Turbogeneratoren, kan man derfor iagttage, at Ankerspolerne efter en Kortslutning er fuldstændig deformerede; for at undgå dette, maa man ved større Maskiner træffe særlige Foranstaltninger for at holde den Del af Spolerne fast, som ligger udenfor Ankerjernet. Ofte sørger man ogsaa for, at Reaktansen af Kviklingen X_s bliver stor, da derved den pludselige Kortslutningsstrøm bliver mindre, eller man forbinder særlige Reaktansspoler i Serie med Ankeret, men begge Metoder har den Mangel, at den procentuelle Spændingsfaldning bliver større.

Ved Turbomaskiner er som Regel Reaktansen X_s lille, saaledes at X_p bliver stor. Da der paa Rotoren kun er ringe Plads til Magnetvindinger, bliver Forholdet mellem M_L og M_z lille (sædvanligvis mindre end 2, medens ved almindelige Maskiner $3-3\frac{1}{2}$); herved bliver M_a forholdsvis lille, saaledes at ogsaa F_k bliver stor. Man maa derfor ved Turbomaskiner lægge særlig Vægt paa Fastholdelsen af Ankerspolerne.

§ 8 Den synkron Motors Drejningsmoment.

Kalde vi Ankerstrømmens momentane Værdi i og Løftinduktionen ved Belastning i et vilkaarligt Punkt for b , har vi ifølge Piot-Savart's Lov for den p. Fase virkende Trækkekraft paa Polhjullet:

$$k = 2 \cdot b \cdot l_i \cdot i \cdot v_a,$$

hvor v_a betyder Antallet af serieforbundne Vindinger p. Fase.

Endvidere har vi for den af Induktionen b inducerede elektromotoriske Kraft:

$$e = 2 \cdot b \cdot l \cdot v_a \cdot v,$$

hvor v er Polhjulets Periferitæthed. Ved Indledning har vi da:

$$k = \frac{i \cdot e}{v}$$

Kald vi Faseforskydningen mellem i og e for ψ (se Fig. 137) har vi:

$$e = 2\sqrt{2} \sin \omega t \text{ og } i = I\sqrt{2} \sin(\omega t - \psi)$$

Antager vi $m = 3$, faar altsaa for hver af de tre Faser følgende Trækkekræfter:

$$k_1 = 2 \frac{2 \cdot F}{v} \sin \omega t \sin(\omega t - \psi)$$

$$k_2 = 2 \frac{2 \cdot F}{v} \sin(\omega t - 120) \sin(\omega t - 120 - \psi)$$

$$k_3 = 2 \frac{2 \cdot F}{v} \sin(\omega t - 240) \sin(\omega t - 240 - \psi)$$

Ved Addition af disse tre Udtryk findes nu den totale Trækkekraft:

$$K = 2 \cdot \frac{2 \cdot F}{v} \cdot \frac{3}{2} \cos \psi \text{ eller:}$$

$$K = 3 \cdot \frac{2 \cdot F}{v} \cdot \cos \psi \text{ ----- (1)}$$

Da $2 \cdot F$ maales i Watt, og v i cm/sec, faar vi K udtrykt i Dyn ved at multiplicere med 10^{-7} og i kg ved at dividere med 981000.

$$K = 3 \frac{2 \cdot F}{v} \cos \psi \cdot \frac{10^{+7}}{981000} \text{ kg}$$

Da nu $v = \frac{\pi \cdot d_a \cdot n}{60}$, hvor d_a er Polhjulets Diameter og n Omdrejningstallet pr. Min, har vi:

$$K = 3 \cdot 2 \cdot F \cos \psi \frac{60 \cdot 10^{+7}}{\pi d_a \cdot n \cdot 9,81} \text{ kg}$$

Drejningsmomentet faar nu ved at multiplicere med $\frac{d_a}{2}$; altsaa

$$M_d = 3 \cdot 2 \cdot F \cos \psi \cdot \frac{60 \cdot 10^{+7}}{2 \pi n \cdot 9,81} \text{ kg. cm.}$$

eller i Kilogrammeter

$$M_e = 0,975 \frac{3 \cdot \mathcal{E} \cdot F \cos \psi}{n}$$

Drejningsmomentet findes altsaa ved at multiplicere $3 \mathcal{E} \cdot F \cos \psi$ med $\frac{0,975}{n}$. Skrivelsen

$$A_e = \mathcal{E} \cdot F \cos \psi$$

kaldes den elektromagnetiske Effekt pr. Fase, og den faas af Ligning (1) Side 169 ved at multiplicere Kraften pr. Fase med Perifeirhastigheden v . Da M_e er proportional med A_e , er altsaa den elektromagnetiske Effekt et Maal for Drejningsmomentet, og man pleyer at sige, at Skrivelsen $\mathcal{E} \cdot F \cos \psi$ er et Udtryk for Drejningsmomentet i synkrome Watt.

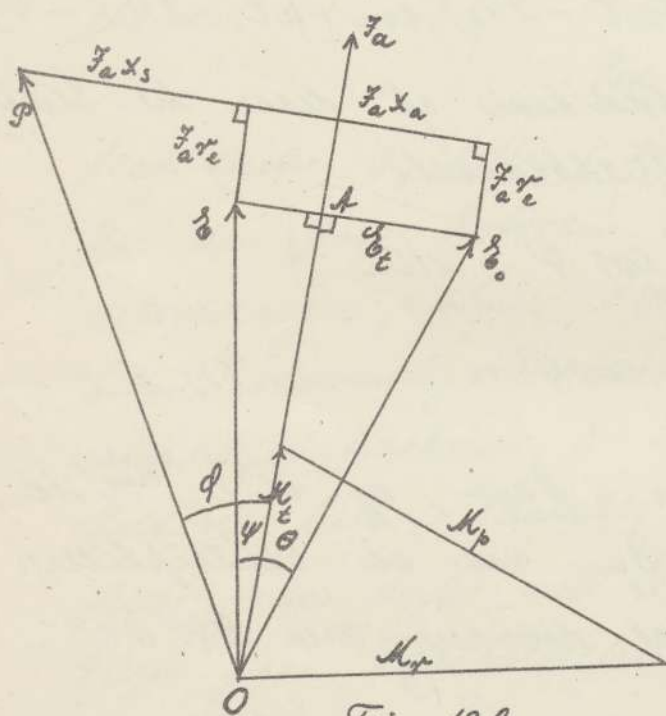


Fig. 139

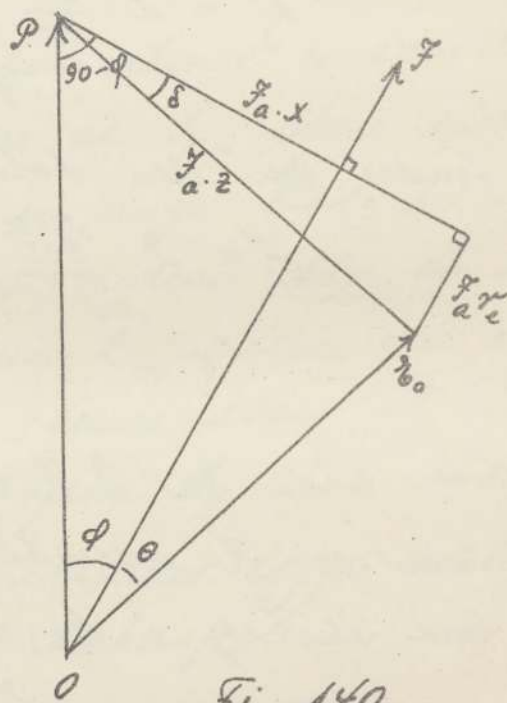


Fig. 140

Forudsætter vi konstant Permeabilitet, d. retlinet Karakteristik, kan den elektromagnetiske Effekt ogsaa udtrykkes paa en anden Maade. Til dette Gjemed begynder vi Potiers Diagram Fig. 139, og det gælder nu, at alle elektromotoriske Kræfter og tilsvarende magnetomotoriske Kræfter er proportionale. Som Følge heraf kan vi i Overensstemmelse med Fig. 87 Side 96 erstatte Ampèrevindingsbekantend en med en Trekant for de tilsvarende elektromotoriske

Kræfter. $\mathcal{E}_0$ er fremkaldet af M_p , $\mathcal{E}_t$ af M_t og $\mathcal{E}$ af M_r . $\mathcal{E}_0 \perp M_p$; $\mathcal{E}_t \perp M_t$ og $\mathcal{E} \perp M_r$.

Da $\mathcal{E}_t$ er proportional med M_t og denne atter er proportional med Ankerstrømmen I_a , er altsaa $\mathcal{E}_t$ ogsaa proportional med I_a . Da $\mathcal{E}_t$ desuden staar vinkelret paa I , kan den opfattes som en Reaktionspænding, saa at vi kan sætte:

$$\mathcal{E}_t = I_a \cdot X_a,$$

hvor X_a er Ankerfeltets Reaktans. Lægger vi nu

$$X_s + X_a = X,$$

kan $\mathcal{E}_0$ altsaa opfattes som Resultanten af Klemspændingen P , Ankerets totale Reaktionspænding $I_a \cdot X$ og det ønskede Spændingsfald $I_a \cdot r$ (Fig. 140).

Betragter vi nu Fig. 139, ses det,

$$\text{at } OA = \mathcal{E} \cos \psi, \text{ og } OA = \mathcal{E}_0 \cos \theta; \text{ følgende} \\ \mathcal{E} \cos \psi = \mathcal{E}_0 \cos \theta$$

og den elektromagnetiske Effekt:

$$A_e = I \cdot \mathcal{E}_0 \cos \theta$$

A_e er altsaa udtrykt ved Pro-
dukten af Strømmen I og Projektionen af $\mathcal{E}_0$ paa
Strømrctningen. Heraf følger atter, at Drejningsmo-
mentet kun har konstant Retning, naar Motoren
løber synkront; løber nemlig Polhastigheden med. iunder-
synkron Hastighed, vil Vektoren $\mathcal{E}_0$ rotere med en
lavere Vinkelhastighed ω' , medens Strømvektoren
stadig vil løbe med den konstante Vinkelhastighed
 ω , som svarer til Ledningsnetkets Periodetal; vi
kan da f. Eks. i Skedet for tænke os, at Strøm-
vektoren staar stille, medens Vektoren for $\mathcal{E}_0$ rote-
rer med den relative Vinkelhastighed $\omega - \omega'$.

Af omstaaende Fig. 141 ses det da, at Projektionen
af $\mathcal{E}_0$ paa Retningen af I stadig skifter Retning,
idat den snart er positiv og snart er negativ,

og heraf følger, at Drejningsmomentet ogsaa stadig vil skifte Retning. Har Polhjulet en lille Masse og er den relative Hastighed $\omega - \omega'$ lille, vil Drejningsmomentet, i Løbet af den Tid, hvor det endmæn har samme Retning, muligvis kunne accelerere Polhjulet op til synkron Gang, men i modsat Fald, vil Maskinen gaa i Staa. Har Polhjulet stille, og sætter den Skærm paa Anderst, vil $\omega - \omega'$ naa sit Maximum $= \omega$, og Drejningsmomentet vil veksle Retning med stor Hæftighed; dette er Grunden

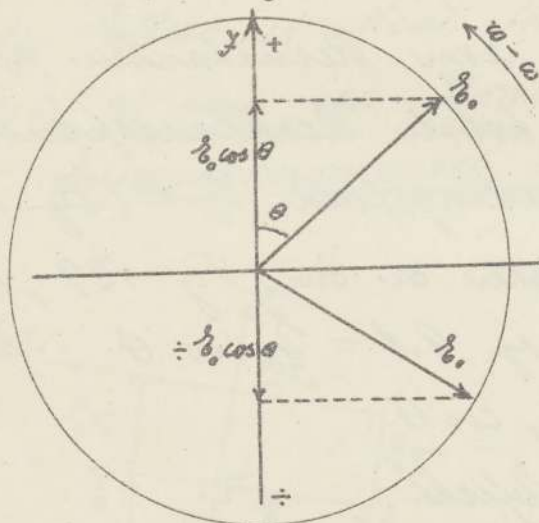


Fig. 141

til, at en synkron Motor ikke gaar i Gang af sig selv, men at den altid maa bringes op paa synkront Omdrejningsstal, forinden den kan sluttet til Ledningsnettet.

§9. Den synkron Motors Cirkeldiagrammer

Til nærmere Studium af den synkron Motors Egenskaber, vil vi i det følgende søge nogle geometriske Skeder for de vigtigste forekommende Tilfælde. Vi vil betragte de forskellige Tilfælde, nemlig:

- 1) Spænding og Magnetisering er konstante, medens Drejningsmomentet er variabelt og
- 2) Drejningsmoment og Spænding er konstant, medens Magnetiseringen er variabel.

For begge disse Tilfælde lader sig konstruere interessante geometriske Skeder, som giver et klart Billede over Motorens Egenskaber.

Vi gør det. Centrum for denne Cirkel findes ifølge Reglerne for Kuvvers Multiplikation ved at tegne Tredant OMM_0 ligedannet med $\triangle OAB$; Centrum ligger da i M . Da alle Vektorer OA og OB er ligedannede i Forholdet $x:z$, vil de to Cirklers Radier ogsaa være det; altsaa

$$R = r_0 \frac{x}{z}$$

$$OM = OM_0 \cos \delta = P \cdot \frac{x}{z}$$

Cirkelens Centrum bestemmes altsaa ved at trække en Linie, som med Abscissaksen danner Vinklen $\delta = \arctg \frac{r_0}{x}$, og ind af denne Linie af afstikke Stokningen $P \cdot \frac{x}{z}$.

Dividerer vi nu alle Vektorer med x , fremstiller Vektorer OA Størrelsen af Strømmen I , og dens Retning findes ved at oprejse en Vinkelret paa Abscissaksen i Punktet O ; denne bliver altsaa Ordinataakse og angiver nu Retningen for Klemme-spændingen P , idet Vinklen mellem denne og OA er Faseforskydningsvinklen ϕ . Endvidere har vi nu:

$$OM_0 = \frac{P}{x} \quad ; \quad OM = \frac{P}{z} \quad \text{og} \quad R = \frac{r_0}{z} \quad , \quad \text{hvor}$$

alle Længder måles i Ampère.

Endepunktet for Strømvекtorer I
vander altsaa paa en Cirkel, hvis Radius er $\frac{r_0}{z}$,
og hvis Centrum bestemmes ved at tegne en Linie, som
med Abscissaksen danner Vinklen $\delta = \arctg \frac{r_0}{x}$, og
ind af denne Linie af afstikke Stykket $OM = \frac{P}{z}$.

Centrums Koordinater er:

$$a = OM \sin \delta = \frac{P}{z} \cdot \frac{r_0}{z} = P \cdot \frac{r_0}{z^2} \quad \text{og}$$

$$b = OM \cos \delta = \frac{P}{z} \cdot \frac{x}{z} = P \cdot \frac{x}{z^2}$$

Vi vil nu søge det geometriske Sted for Motorens Drevningsmoment, og som Maal herfor benytte den elektromagnetiske Effekt $r_0 I \cos \theta = A_e$.

Af Fig. 139 Side 170 har vi:

$$r_0 \cos \theta = OA = P \cos \phi - I_a r_e \quad \text{altsaa}$$

$$A_e = I (P \cos \phi - I_a r_e) \quad \text{eller:}$$

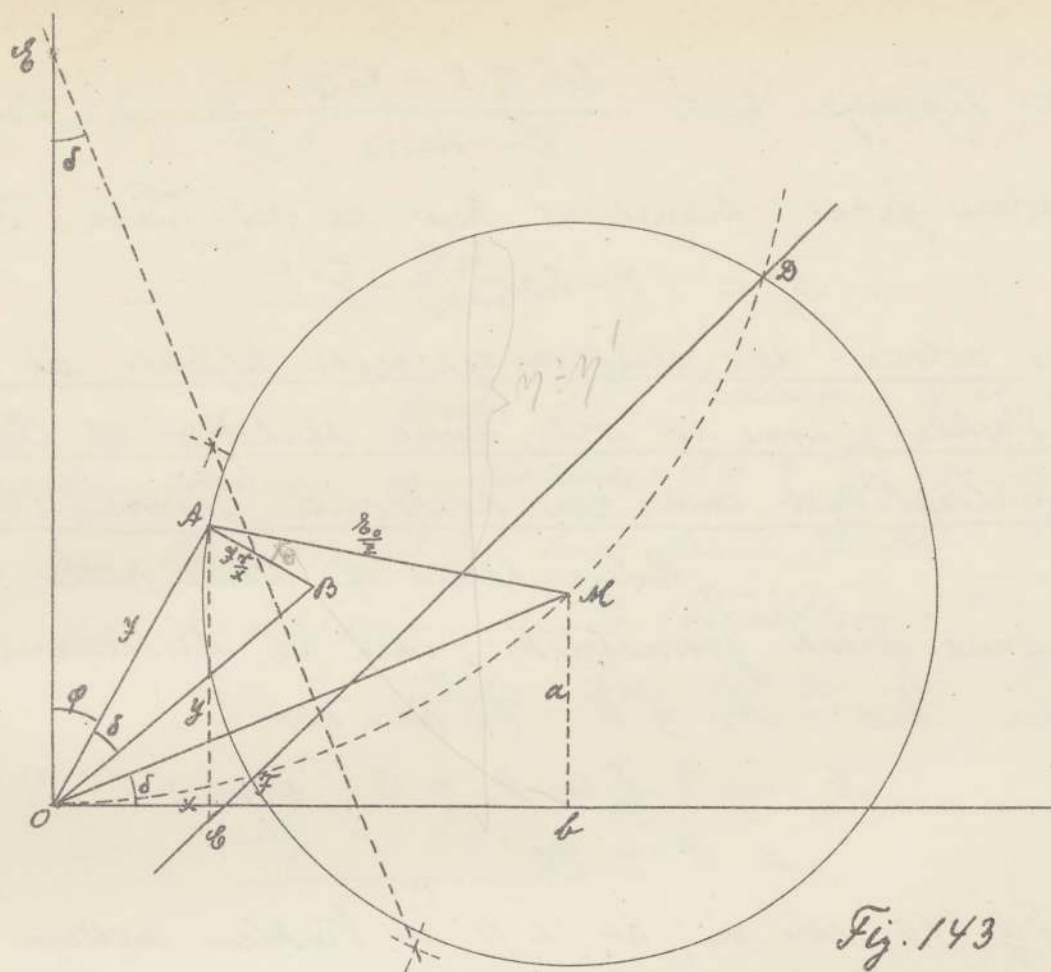


Fig. 143

$$A_e = P \cdot \bar{F}_a \cos \varphi - \bar{F}_a^2 r_e$$

Den elektromagnetiske Effekt er altsaa lig med den forbringte Effekt minus Kobbertabene. Af Fig. 143 har vi, at $\bar{F}_a \cos \varphi =$ Ordinaten y til Punctet A , altsaa:

$$A_e = P \cdot y - \bar{F}_a^2 r_e \dots \dots (1)$$

Kald vi Abscissen til Punctet A for x , har vi

$$\bar{F}_a^2 = x^2 + y^2$$

og da A ligger paa en Cirkel med Radius $R = AM$, og hvis Centrum's Koordinater er a og b :

$$(a - y)^2 + (b - x)^2 = R^2 \text{ eller}$$

$$\bar{F}_a^2 = x^2 + y^2 = R^2 + 2ay + 2bx - a^2 - b^2$$

Vi sætter: $a^2 + b^2 - R^2 = g^2$ og har da:

$$\bar{F}_a^2 = 2ay + 2bx - g^2$$

Indsætning i (1):

$$A_e = P \cdot y - 2ar_e y - 2br_e x + r_e g^2$$

eller:

$$A_e = (P - 2ar_e) \left(y - \frac{2br_e x - r_e g^2}{P - 2ar_e} \right)$$

A_e kan altsaa udtrykkes ved en Konstant $(P - 2ar_e)$ gange Ordinaten y minus et Stykke y' , som er en Funktion af første Grad af x .

Da $\sin \gamma' = \frac{2\delta \cdot \gamma \times - \gamma \delta^2}{\rho - 2a\gamma}$ er en Funktion af frikt Grad, fremstiller den en mt sine. Da vi

$$H_e = (\rho - 2a\gamma)(\gamma - \gamma')$$

finder at den elektromagnetiske Effekt, at over det Sygde, som en et sine afstør af Ordination γ , omkædet med den konstante Sloitae $(\rho - 2a\gamma)$.

Beliggenheden af denne palle sine bestemmes ved geometrisk; idet vi bestemmer de Punkter, hvor $H_e = 0$. Vi har da:

$$H_e = \gamma \delta \cdot \gamma \cos \theta = 0 \text{ eller } \angle \theta = 90^\circ$$

At Fig 140 ser vi, at $\angle \theta$ er vinklen mellem γ og δ . I Fig 143 er Radius AK fremkommet ved at tage δ . Vinklen δ (og ved at dividere med γ). Følge lig er $\angle AKH = \theta - \delta$ og

$$\angle OAK = 90 + \theta - \delta$$

der vi $\angle \theta = 90$ bliver $\angle OAK = 180 - \delta$, eller den Supplementvinkel $= \delta$. Vi bemærker om det geometriske Sket for de Punkter, hvorfor den konstante Skæring at ad under $\angle \delta$; alle er en Vinkel, hvis Centrum er Skæningspunktet mellem en sine $\perp$ Midten af OK , og en sine gennem O , som danner $\angle 90 - \delta$ med OK ; denne midte sine er i det tilfælde Ordinationen. Hvor denne Vinkel at den det geometriske Sket for Punkt $=$ at δ , haves de to Punkter, hvor H_e er Nul, og den palle sine, som omfatter en midtvejs ved

$$\gamma' = \frac{2\delta \gamma \times - \gamma \delta^2}{\rho - 2a\gamma}$$

man saa beregner. Vi finder allerede sinen γ og som det geometriske Sket for H_e , og vi har at den for den kglende Skilling:

$$H_e = (\rho - 2a\gamma) \times \delta \gamma.$$

At Fig. 143 har vi:

Belastningspunkt, hvor Drejningsmomentet er størst. Belastes Motoren ind over dette Punkt, er den ikke mere i Stand til at præstere det Drejningsmoment, som forlanges af den, og den vil derfor gaa i Staa. Linién MA_m betegnes derfor „Stabilitetsgrænsen“, og denne Liniés Beliggenhed er uafhængig af, hvor stærkt Motoren er magnetiseret; ifølge Konstruktionen af Linién $F'D$ vil nemlig den derpaa vinkelret værende Linié MA_m passere gennem Punktet E , og dette Punkts Beliggenhed paa Ordinataksen afhænger udelukkende af Klemmespændingen F og Rukerwiklingens Modstand r_z . Linién ME er altsaa Stabilitetsgrænsen for alle Magnetiseringer af Motoren, og for alle Værdier af E . Tænk vi os f. Eks. at Magnetiseringsstrømmen forøges, saaledes at E stiger til E' , vil F -Cirkelens Radius være $\frac{E_0}{2}$; Drejningsmomentlinién bliver da $F'D'$ og det maksimale Drejningsmoment er $A'_m E'_m$, hvor Punktet A'_m ligger paa samme Linié ME som Punktet A_m .

Det ses af Fig. 144, at det maksimale Drejningsmoment vokser med voksende Magnetisering, medens Betingen for Stabilitetsgrænsen stadig er den samme. Ønsker man altsaa, at en Synkron Motor skal bibringe stor Overbelastningsevne, maa den arbejde ved høj Magnetisering; ganske vist vil ved en vis Grænse det maksimale Drejningsmoment atter falde, naar Magnetiseringer forøges yderligere, men denne Grænse naas i Praksis saa godt som aldrig. Det ses ligeledes, at Impedansen Z skal være lille, thi jo mindre Z , desto større bliver Cirkelens Radius $\frac{E_0}{2}$ og jo større Drejningsmomentet; ligeledes skal den ohmske Modstand r_z være lille, thi dermed rykkes Punktet E højere op ad Ordinataksen, hvilket atter medfører større Drejningsmoment.

For at finde Centrum og Radius for denne Cirkel, betragter vi det Faldsfald, hvor F er i Fase med P . Punctet B falder da i C , og Punctet A i D ; folgelig er $OD = F_a r_c$ og $OC = F_a r_c$, eller $OD = OC$.

Da C og D begge ligger paa Cirklen, maa Centrum ligge i Midtpunctet af CD , eller i Midtpunctet af OD ; CD maa noedvendigvis være Diameter i Cirklen, idet OC er den største Verdi, som Projektionen af $\vec{z}_0$ paa F -Vektoren kan have. Vi har altsaa:

$$OM = \frac{P}{2}$$

Til Bestemmelse af Radius sætter vi:

$$OD \cdot OC = A_e r_c \quad \text{eller}$$

$$(OM - R)(OM + R) = A_e r_c ;$$

Indsættes her $OM = \frac{1}{2}P$ findes:

$$R = \sqrt{\frac{P^2}{4} - A_e r_c}$$

Vi gaar nu over til et Strømsdiagram, idet vi dividerer alle Vektorer med r_c . Vi har da for Cirkels Centrum:

$$OM = \frac{P}{2r_c}$$

og for Radius
$$R = \frac{1}{r_c} \sqrt{\frac{P^2}{4} - A_e r_c}$$

Vektoren OA , som oprindelig var afsat $= F_a r_c$, giver os nu Strømmens Størrelse og Retning.

Af Fig. 145 fremgaar det endvidere, at Vektorerne $F_a \cdot \vec{z}$, P og $\vec{z}_0$ danner en Trekant, og ved at dividere alle tre Sider med $\vec{z}$, faas en Trekant, hvis Sider er F_a , $\frac{P}{\vec{z}}$ og $\frac{\vec{z}_0}{\vec{z}}$. Denne Trekant kan nu indtegnes i Diagrammet, idet vi gaar ud fra Strømvektoren F_a , hvis Endepunct vandrer paa

Drejningsmoment, som var forudsat ved Cirklenes Kom-
struktion; den vil derfor falde ud af Synchronisme
og gaa i Staa. Det samme gælder, hvis den maksi-
male Værdi $M\Phi$ overskrides. Liniens $P\Gamma$ angiver
altsaa Motorens Stabilitetsgrænse, og dens Ende-
punktet findes ved at trække Liniens $E.H.$

For Motorens stabile Driftstilstand
gælder altsaa kun den Del af Cirklen, som ligger
under Liniens $P\Gamma$.

Det ses af Fig. 146, at det
ved hurtigdrejning af høj Magnetisering (β_0 stor) er
umuligt at bringe Strømmen I_a frem for Spændingen,
hvilken Egenskab ofte indvirktes ved Kraftoverførings-
anlæg. Hvis f. Eks i et Ledningsnet en vis watt-
løs Strøm I_{wl} , som er bagud for Spændingen, og
som skyldes asynkrone Motorer o. lign., kan denne
helt eller delvis ophæves ved Overmagnetisering af
Synchronmotorerne. Hsætter vi den wattløse Strøm, som
skal ophæves, ud af Abscissaksen = OC , og op-
rejser vi i C en Vinkelret, som skærer Cirklen i
 B , saa er $MB \times z = \beta_0$, og den dertil svarende
Magnetiseringsstrøm kan nu findes af Tomgangs-
karakteristiken.

Man ser ligeledes, at man
hvor vogte sig for, at lade Motoren løbe med
for svag Magnetisering, idet en lille Overbelast-
ning da let bevirker, at Motoren gaar i Staa.

Hsætter vi et Koordinat-
system de sammenhørende Værdier af I_a og β_0 ,
som faas ved at lade A vandre paa Cirklen,
erholdes den saakaldte T -Kurve Fig. 147. Denne
vil kun stemme overens med den eksperimentelt op-
tagne T -Kurve i de Punkter, hvor β_0 er lille, hvilket
skyldes vor Forudsætning om konstant Permeabilitet.

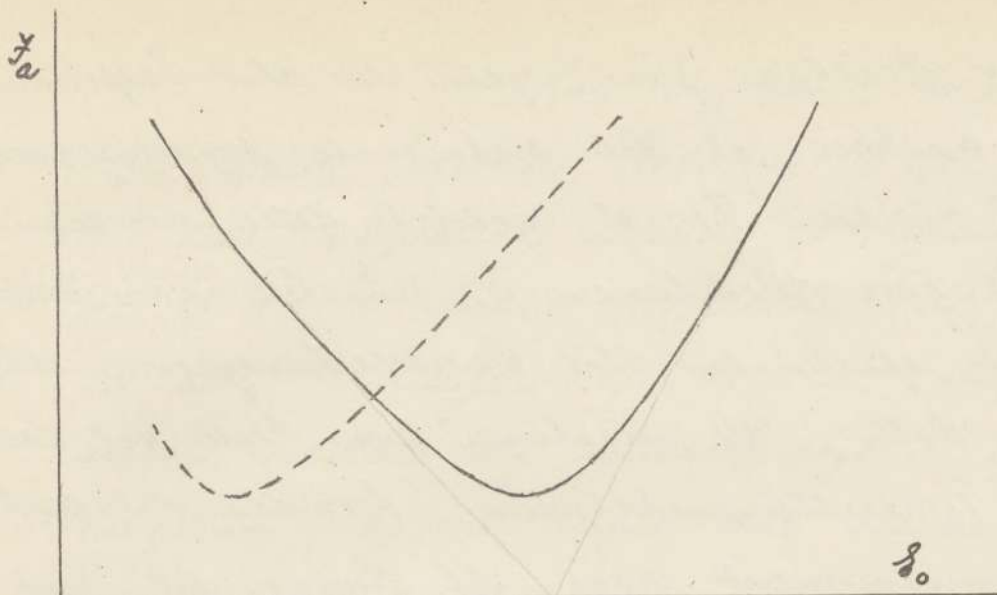


Fig. 147.

Paa Fig. 147 er tegnet to forskellige F -Kurver; den fuldt optrukne svarende til $OM = \frac{P}{Z}$ og den punkterede svarende til $OM' = \frac{P}{Z'}$ (Fig. 146). Det ses, at den punkterede Kurve ikke har et saa stejlt Forløb som den fuldt optrukne, saaledes at en lille Variation af z_0 kun giver en lille Variation af F . Man indgaar helst et stejlt Forløb af F -Kurven, idet en lille Ændring af Magnetiseringer da giver en stor Forandring af Strømmen; Maskinen bliver nemlig yderst følsom, og det er meget vanskeligt at indstille den paa en bestemt Strøm eller Fareforskydning, og ligeledes nærmer man, at Stabilitetsgrænsen overskrides. Det fremgaar nu direkte af Fig. 146, at OM' skal være lille; i det betragtede Tilfælde er den ønskede Modstand af Vibrationen konstant, saaledes at Cirklen ikke forandres, og OM kan altsaa kun ændres ved at Reaktansen X forandres, thi:

$$OM = \frac{P}{Z} = \frac{P}{\sqrt{r^2 + X^2}}$$

og det geometriske Sted for M er en Cirkel med Centrum i Z og Radius = OZ .

For at erholde et fladt Forløb af F -Kurven, man altsaa Reaktansen X gøres stor; dette ses i Modstuden med, hvad der er sagt Side 178,

thi en stor Reaktans giver ogsaa en stor Impedans Z , hvilket medfører, at det maksimale Drejningsmoment bliver mindre. For at modvirke dette vil man da søge at gøre Modstanden X_e saa lille som mulig; overhovedet spiller en stor Overbelastningsværdi ikke saa stor en Rolle, idet Maskinen som Regel vil have naaet sit Temperaturmaksimum, forinden det maksimale Drejningsmoment naas. Af Henyen til den synderne Motors Stabilitet og lette Regulering vil man derfor altid stræbe efter at gøre Reaktansen X stor.

Da $X = X_s + X_a$, maa altsaa baade Spedingsreaktansen X_s og Ankerreaktionens Reaktans X_a gøres store; det opnaas ved at indføre Maskinen med helt eller næsten helt lukkede Koter, og især ved at gøre Ankerreaktionen stor (s. Forholdet mellem Magnetampérevindinger og Ankerampérevindinger lide).

§ 10. Reaktionsmaskinen.

Naar man ved en synderne Motor skadig vækker Magnetiseringsstrømmen, vil Motoren optage en større og større wattløs Strøm, som vil søge at opretholde Magnetfeltet. Jaar. vi til en Ydergrænse og afbryder Magnetiseringsstrømmen helt, vil den wattløse Strøm antage en meget stor Værdi, og Feltet fremkaldes nu alene af Ankerreaktionen. For Motoren blir meget belastet, og er den forsynet med fremstaaende Poler, kan den forblive i Synderonisme, selv om Magnetisering afbrydes; thi Ankerfeltet vil stadig have samme Retning som før, og det vil søge at trække Polhjulet med sig rundt, idet Magnetpoler og Kog danner den bedste magnetiske ledende Forbindelse mellem Ankrets Poler.

ningsmoment, men Forholdet mellem Polhæjen og Poldelingen gøres lille, thi et lille α ; giver ifølge Tabellen Side 159 en stor Værdi for k_a og en lille Værdi for k_g ; endvidere bør Luftrummet ikke være for lille, for at det lodmagnetiserende Felt ikke skal blive for stort.

Den synkrome Motors Bane til at kunne løbe som Reaktionsmaskine anvendes ofte ved Fgaupselvingen; man forgyner Polskoene med en Kortslutningsvikling, og sætter ca. halv Spænding paa Indsæt; Motoren gaar da i Gang som asynkron Motor og vil naa et Omdrejningsstal, som hæn ligger nogle faa Procent under Synkronisme; under hele Fgaupselvingen, naar Magnetbeviklingen Kortsluttes, da der ellers paa Ankerfeltet kan induceres meget høje Spændinger i den. Naar Maskinen har naaet det størst mulige Omdrejningsstal som asynkron Motor, aabnes Magnetiseringsstrømkæden, og Motoren vil da som Reaktionsmaskine kunne arbejde sig selv ind i Synkronisme; er dette sket, kan Magnetiseringsstrømmen slukkes og Maskinen belastes.

§ 11. Den enfasede Maskine

Vi fandt Side 87, at den af en enfaset Vekling frembragte magnetomotoriske Kraft i Kredsning til den flerfasede Maskine var en vekslende Storrelse, og at den som Følge heraf fremkaldte et skiftende Vekselfelt. Endvidere saa vi, at et hvert Vekselfelt kunde oplooses i to lige store Felter, som hver roterer til sin Side med Vinkelhastighed $2\pi n$, og hvert af disse roterende Felter fremkaldtes af en magnetomotorisk Kraft; hvis Græns-

følges Maksimalværdi er indtrykt ved:

$$M_t = 0,9 f v_1 \sum V_a.$$

Af Vekselsfæltets to Komponenter roterer den ene samme V_1 som Polhjulet, og den kaldes derfor det synkrome Felt, medens den anden roterer modsat V_1 , hvorfor den kaldes det inverse Felt. Det synkrome Felt spiller nøjagtig den samme Rolle som Indersfæltet i en flerfaset Maskine; det lader sig opføre i en lodermagnetiserende og en afmagnetiserende Komponent, og alle i saa henseende for den flerfasede Maskine udviklede Formler og Diagrammer finder anvendelse for dette Felts Vedkommende.

Det inverse Felt derimod vil i Forhold til Polhjulet rotere med Hastigheden $4\pi n$ eller 2ω . Polhjulet roterer nemlig med Hastigheden ω , og det inverse Felt med Hastigheden $-\omega$; den relative Hastighed er altsaa $\omega - (-\omega) = 2\omega$. Som Folge heraf vil det inverse Felts Kraftlinier skære Polhjulets Magnetvindinger med Vinkelhastigheden 2ω , og altsaa i Magnetbevægelsen inducere Strømme med Periodetallet 2ω . I Magnetbevægelsen har vi altsaa ved Belastning en Strøm, som er Resultanten af en Jævnstrøm og en Vekselsstrøm; en saadan Strøm kaldes en Bølgestrøm, og den kan let påvises f. eks. med et Kredsraadsampèremeter; indskydes et saadant i Magnetiseringsstrømbredsen, vil det vise et stort Udslag ved Belastning end ved Tomgang. Da man i Praxis kun ønsker at maale den virkelige Magnetiseringsstrøm, man der ved enfasede Maskiner hertil kun anvender Fæstinstrumenter, hvis Udslag er proportionalt med Strømmens første Potens.

Denne i Magnetbevægelsen inducerede Vekselskæm vil selvfølgelig forøge Kobberbænkene i Magnetbevægelsen, og en Polar og Polark ikke lamellerende vil der i disse fremkaldes kraftige Kirculationer, som imidlertid vil virke svækkende på det inverse Felt, som fremkaldes dem.

Da Polgennemsnitten veksler med Periodetallet 2ω , vil den i Magnetpolerne fremkalde et Veksselfelt, som ogsaa veksler med Periodetallet 2ω , og dette Veksselfelt kan tænkes opstaaet som Resultanten af to Felter, som i Forhold til Polhøjlet og hver sin Vj roterer med Hastigheden 2ω . Det af disse Felter, som roterer imod Polhøjlet, har i Forhold til Aukent en Hastighed $= -\omega$; thi Fellets Hastighed er -2ω og Polhøjlets Hastighed er ω , følgende er den resulterende Hastighed $-2\omega + \omega = -\omega$; det roterer altsaa med samme absolute Hastighed som det inverse Felt, og vil virke svækkende tilbage derpaa. Det andet Felt, som roterer samme Vj som Polhøjlet, har i Forhold til Aukent en Hastighed $2\omega + \omega = 3\omega$, og det vil altsaa i Aukentviklingen inducere elektriske motoriske Kræfter med det dobbelte Periodetal; heraf følger atter Veksselfelter med dobbelt Periodetal, som i Polhøjlet fremkalder Felter med 4dobbel Periodetal, hvilke Felter i Aukentviklingen inducerer Skæmme med 5dobbel Periodetal o.s.v. Selv om Felthjørnen er af ren Sinusform, vil der altsaa alhed opstaa højere Harmoniske med Periodetallet 3ω , 5ω , 7ω etc.; disse vil dog efterhaanden blive snart afdampede af Kirculationerne, saaledes at som Regel 7de, 9de etc. Harmoniske omtrent vil forsvinde.

Det ses altsaa, at det inverse Felt virker i høj Grad skadeligt; forinden at det forrige Tabene i Maskinen, deformerer det Kørvein for den elektromotoriske Kraft og fremkalden højere Harmoniske. Man søger derfor saavidt muligt at uskadeliggøre Feltet, og det bedste Middel hertil er Leblanc's Amortiseür. Denne bestaar af en Kort-

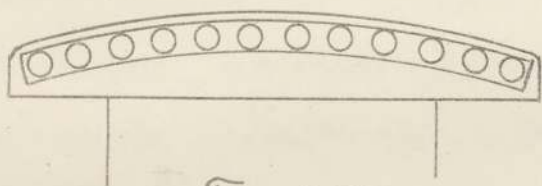


Fig. 149.

slutningsvikling, som er anbragt i hver Polskor set ved Periferien. Da denne Vikling skæres af det inverse Felts Kraft =

linier, vil der i den induceres kraftige Strømme, som virker stærkt svækkende tilbage paa det inverse Felt, og omdrent bringer det til at forsvinde.

For at kunne bestemme Træksmidket af Kortslutningsviklingens Stænger, vil vi gaa ud fra, at Kortslutningsviklingen udvikler en Magnetomotorisk Kraft, som er lig og modsat rettet af den magnetomotoriske Kraft, som frembringer det inverse Felt; for nedsættelse haves:

$$M_e = 0,9 \text{ fr. } I_a \cdot V_a$$

Kalde vi Strømmen i Kortslutningsviklingen I_k og antallet af Stænger ialt for Z_k , haves:

$$0,9 I_k \cdot \frac{Z_k}{2} = M_e = 0,9 \text{ fr. } I_a \cdot V_a$$

$$\text{eller: } \underline{I_k = 2 \text{ fr. } \frac{V_a}{Z_k} I_a}$$

Kalder vi den ohmske Modstand af en Stang for r_k , haves for Tabene i Kortslutningsviklingen:

$$Z_k I_k^2 r_k$$

I Virkeligheden er Strømmen I_k noget mindre end Værdien efter Formlen, thi Kort-

skilningsadlingens matematiska Kraft är icke i
 Stånd till fullständigt att öfvervinna den tvivels Allt R.
 Redt långsamt förändrade Skattens
 den man ofta i Stånd för skattens öfver och att
 använda matematiska Redor, icke Skattens förändring
 vil hade en betydande förändring. Redt Skattens förändring
 den mest den egentliga skattens förändring som Regel förändring
 öfver.

När man om att denna Red
 har skett att denna Redt af Skatt, skatt den att
 som skatt att skattens Redt skatt, af Redt Redt
 Skattens skatt som skattens den skattens som för en
 Skattens skatt, icke man i alla Skattens skatt
 den $m = 1$.

Det är indubbel, att Skattens =
 graden af en skattens skatt som den en Red
 skattens den af en skattens. Redt skattens skattens
 skattens i skattens skattens, den skattens skattens
 skattens, af den skattens Redt i skattens skattens

Kapitel 6

De syntaktiske Maskinens Beregning

§ 1. Dimensioneringsformlen

Beregningen af en syntaktisk Maskine sker som Regel paa Basis af følgende $Q_p =$ givelses : Maskinens Effekt, Mekaniske Endringer og fjerde Belastning, Omvindingstallet p. Minut samt Veksel = skinnens Periode, ofte en vilkårlig $\cos \varphi$ over fuld = Belastning opgivet, men en det ikke tilfaldet, antager man den som Regel til 0,8.

Maskinens Effekt for saavidt om: H altid opgivet i H.P.H., alle det en denne Værdi og ikke Effekten i H.P., som betynges Maskinens Dimensioner. Indenfor indgangen man nemlig ikke dimensioner = med eller Maksimaliteten alene, men efter den totale Skon. den Effekten opgivet i H.P., herved man afsat:

$$H.P.H. = \frac{H.P.}{\cos \varphi} = m. P. 10^3$$

hvor m en Facultativ, P Facultativ og P Facultativ. Man følger herat Dimensionen, ialt man herved opnaar den gunstige Skiveform for den elektromotoriske Kraft, og indgaar i den til: Dimensionen i Værdien; den opgivet Værdi for Endringen en altid Mekaniske P og for Dimensionen haves alene:

$$P = \frac{P_m}{25 \sin \frac{\pi}{m}}$$

$$\text{og for Facultativitet} \quad P = P_m$$

Vi finder om Facultativiteten:

$$P_a = \frac{1000. H.P.H.}{m. P}$$

Vi anvender nu i det følgende en af Prof. Arnold angivne Beregningsmetode, efter hvilken man begynder med at søge nogle foreløbige Værdier for Ankerdiametere d_a og den ideelle Ankerlængde l_i . Til dette Formål indføres en tilnærmelse Beregning, idet man forbeholder sig ved den senere indførte eksakte Beregning at foretage Rettelser af de fundne Dimensioner.

Vi begynder med at sætte elektromotorisk Kraft og Hæmmespænding ligesore, saa at vi kan skrive:

$$P = 4 \cdot f \cdot f_v \cdot \Phi \cdot \omega \cdot V_a \cdot 10^{-8}$$

Vi sætter her $\omega = \frac{p \cdot n}{60}$ og $\Phi = \alpha_i \tau \cdot l_i \cdot B_e$

altsaa:

$$P = 4 \cdot f \cdot f_v \cdot \alpha_i \tau \cdot l_i \cdot B_e \cdot \frac{p \cdot n}{60} \cdot V_a \cdot 10^{-8}$$

Denne Ligning multipliceres paa begge Sider med $m \cdot F_a \cdot 10^{-3}$.

$$m \cdot P \cdot F_a \cdot 10^{-3} = 4 f \cdot f_v \cdot \alpha_i \tau \cdot l_i \cdot B_e \cdot \frac{p \cdot n}{60} \cdot V_a \cdot m \cdot F_a \cdot 10^{-11}$$

Her er $m \cdot P \cdot F_a \cdot 10^{-3} = KVA$, og endvidere sætter vi:

$$m \cdot F_a \cdot V_a = \frac{\pi d_a}{2} \cdot AT,$$

hvor AT er det samlede Antal Ampereværdier pr. cm. Længde af Ankerperiferien. Man har da:

$$KVA = 4 \cdot f \cdot f_v \cdot \alpha_i \tau \cdot l_i \cdot B_e \cdot \frac{p \cdot n}{60} \cdot \frac{\pi d_a}{2} \cdot AT \cdot 10^{-11}$$

For Faldelingen haves: $\tau = \frac{\pi d_a}{2p}$, altsaa

$$KVA = 4 f \cdot f_v \cdot \alpha_i \cdot l_i \cdot B_e \cdot \frac{\pi d_a}{2p} \cdot \frac{p \cdot n}{60} \cdot \frac{\pi d_a}{2} \cdot AT \cdot 10^{-11}$$

Sætter vi $\pi \approx 10$, faas:

$$KVA = \frac{1}{6} f \cdot f_v \cdot \alpha_i \cdot l_i \cdot B_e \cdot d_a^2 \cdot n \cdot AT \cdot 10^{-11}$$

eller:
$$\frac{d_a \cdot l_i}{f \cdot f_0 \cdot \alpha_i \cdot B_e \cdot A \cdot T \cdot n} = 6. KVA. 10''$$

§ 2 Bestemmelse af Subdimensionerne

Til Bestemmelse af Subdimensionerne d_a og l_i gaa vi ud fra den i forrige § udviklede Dimensioneringsformel, idet man efter Erfaringen vælger passende Værdier for α_i , B_e og $A \cdot T$, og forløbig sætter $f \cdot f_0 = 1,1$. Forinden bestemmes $i =$ midlerid Polhallet af Formlen:

$$i = \frac{60 \cdot n}{n}$$

α_i vælges næsten altid $= \frac{2}{3} = \sim 0,65$, idet man hermed stærkt tager Hensyn til Kuvelformen; kun i ganske specielle Tilfælde afviges herfra, f. Eks. ved asymmetriske Motorer, som skal kunne løbe som Reaktionsmaskine, hvor α_i vælges noget mindre.

Den maksimale Lufthindrykning B_e vælges væsentligst under Hensyntagen til Taudimensionerne; disse er som vist Side 120 proportionale med B_e og man af Hensyn til Tabene af Temperaturerne ikke være for store; særlig faar ved Højgæsningsmaskiner paa Grund af den Plads, som Fastlæmmen optager, brede Koter og smalle Tauder, og herved Grund B_e ikke man vælges for stor. Perforationshullet spiller ogsaa en Rolle, idet denne Enhver har Indflydelse paa Jævnheden i Tauderne, hvorfor ogsaa B_e man gøres mindre ved høje Perforationshuller end ved lave.

Paa Grundlag af praktiske Erfaringer kan den maksimale Lufthindrykning vælges efter omstændende Tabel.

	$\sim = 50$	$\sim = 25$
Små Maskiner høj Spænding $B_2 =$	4000 - 5000	5000 - 6000
— " — lav —	5000 - 6500	6000 - 7500
Store Maskiner høj Spænding	6000 - 7500	7000 - 8000
— " — lav —	7000 - 9000	8000 - 11000

Den bedste størrelse hT er et Kompromis for, hvor godt Indvikels Omkreds er indbygget; jo større hT gives, desto billigere bliver Maskinen, men desto større bliver ogsaa Temperaturen. Da endvidere Indvikels magnetomotoriske Kraft

$$M_1 = 0,9 f_v \cdot m \cdot F \cdot v_a 10^{-8}$$

kan omskrives til:

$M_1 = 0,9 f_v \cdot \frac{\pi d a}{2} hT$, ses det, at Indvikelsreaktionen er proportional med hT , saaledes at altsaa en stor Værdi for hT giver en stor Indvikelsreaktion; heraf følger, at hT kan gives større ved en Motor (se Side 184) end ved Generator, idet man ved Motoren opnaar en gunstig Form af δ Kurven, medens et stort hT ved en Generator giver et stort Spændingsfald, hvilket gælder ogsaa ved at Reaktansen X_s vokser med hT .

For passende Grænsen for hT kan man sætte:

	$\sim = 50$	$\sim = 25$
Små Maskiner høj Spænding $hT =$	80 - 120	100 - 140
— " — lav —	= 100 - 140	120 - 160
Store Maskiner høj Spænding	= 130 - 170	150 - 200
— " — lav —	= 150 - 200	180 - 220

Ved fluparallele synkrome Motorer kan ovenstaaende Værdier forhøjes med 20 - 30%, medens man ved enfasede Maskiner kun vilger ca. 70% heraf.

Her kan man nu vælge passende Værdier for α ; B_2 af hT , indsaettes disse i

Dimensioneringsformlen:

$$d_a \sim l_i = \frac{6 \cdot 10^8 KVA}{f \cdot f_v \cdot \alpha_i \cdot B_c \cdot \Delta T}$$

og man beregner heraf Produktet $d_a \sim l_i$. For at kunne opløse dette Produkt i d_a og l_i gaar man bedst forogsvis frem, idet man vælger forskellige Værdier for l_i , og beregner de tilsvarende Værdier for d_a ; for at kunne bestemme, hvilke Værdier, der er de mest passende, beregnes samtidig for hver valgt Værdi af l_i tillige den ideelle Polbøl $b_i = \alpha_i \cdot \tau$, Poldelingen $\tau = \frac{\pi d_a}{2p}$, Periferihastigheden $v = \frac{\pi d_a n}{6000}$ m/sec, samt Forholdet $\frac{l_i}{b_i}$. Regningerne opstilles bedst tabellarisk:

$2p$	l_i	d_a	τ	b_i	$\frac{l_i}{b_i}$	v
—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—

Her skal der saavidt muligt:

$$\frac{l_i}{b_i} = 1,3 - 1,8$$

for at Spredningen ikke skal blive for stor, og for at holde Ankerspredningsfeltets Ledningsseks λ_s indenfor passende Grændser. Der Omdrejningskallet er meget stort (Turbomaskiner), er man dog ofte nødsaget til at gøre $\frac{l_i}{b_i}$ større = 1,8 - 3,0.

For normale Maskiner bør Periferihastigheden v ikke blive større end 25 - 30 m/sec; ved synchrone Motorer kan man dog gaa op til $v = 40$, naar man da træffer de nødvendige konstruktive Foranstaltninger af Hensyn til Centrifugalkraften, og ved Turbomaskiner $v < 70 - 80$ m/sec.

I Tilfælde for omstændige Fremgangsmaade, kan man ofte anvende statistiske

Berechneter für allerede udførte Maskiner. Vi skriver da
Dimensioneringsformelen på følgende Form:

$$\frac{d_a^2 l_i n}{KVA} = \frac{6 \cdot 10''}{f f_0 \alpha_i B_c AT} = A$$

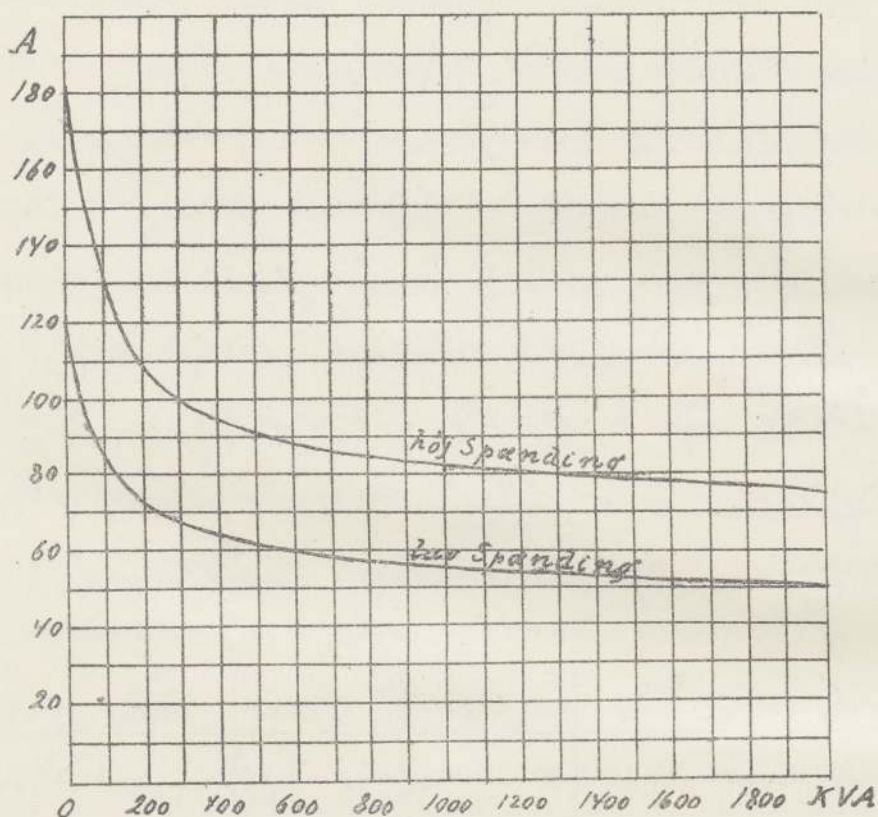


Fig. 150.

Man har da:

$$d_a^2 l_i = \frac{KVA}{n} \cdot A$$

A kan udlæses af de statistiske
Kurver Fig 150, som er beregnede af Prof. Arnold.

Der om d_a og l_i forløbig be-
stænde, kan man beregne den virkelige Ankerlængde
 l , idet man vælger antallet af Lufthkanaler n_k .
En Bredden af en Lufthkanal b_k , kan forløbig efter
en empirisk Formel sættes:

$$l = l_i - \left(\frac{1}{2} \cdots \frac{2}{3}\right) n_k b_k$$

og den totale Ankerlængde inklusive Lufthkanaler er
da:

$$l_1 = l + n_k b_k$$

§ 3. Bestemmelse af Sukerviklingen

Vi bestemmer først Vindingstallet V_a pr. Fase af:

$$V_a = \frac{5 da. AT}{2. m. F_a}$$

Hav vi q Skiller pr. Pol af Fase, er Antallet af Tråde pr. Rot:

$$Z_m = \frac{V_a}{p. q}$$

Indeholder Vindlingen a parallellforbundne Skindbrede pr. Fase, bliver Skindstørden pr. Skindbred:

$$i_a = \frac{F_a}{a} \text{ og}$$

$$Z_n = \frac{a. V_a}{p. q}$$

Hav gaaet om som Regel saaledes frem, at man vælger q , og derpaa forandrer Vindingstallet V_a saa meget, at Z_m bliver et helt Tal; ved Hjælp af denne nye Værdi for V_a beregnes om den korrigerede Værdi for AT , som da benyttes i de paafølgende Regninger.

Vedrørende Valget af q bemærkes, at et stort Antal Roter giver en god Sinusform af Felthvæmmen, men en lille Vindlingsfaktor; et stort q medfører endvidere et stort Forbrug af Fasermateriale, hvorefter følger en daarlig Afkøling. Ved Højspændingsmaskiner vælges derfor højst $q = 1-2$, og gives ellers ogældent $q > 4$; en Kvadratskævheden dauner dog Turbomaskiner, hvor q af Hensyn til Pladeforholdene maa gives væsentlig større.

Som en Flags Kontrol for Valget af q beregnes Skindvoluminet pr. Rot $F_a. Z_m$, henholdsvis $i_a Z_m$. Af Hensyn til Andels Spændings =

reaktions maa denne Strømke ikke blive for stor.
 Ifølge Erfaringen skal man have:

Små Maskiner, høj Spænding, højt	300 - 500 Amp. pr. Kt
— — — — — lav — — — — —	400 - 700 — — —
Store Maskiner høj Spænding .	500 - 800 — — —
— — — — — lav — — — — —	600 - 1000 — — —

For Koldstilen t , kan man for
 Strømvoluminet pr. Kt sætte $t \cdot AT$, saaledes at
 Kraf t kan bestemmes; man har da:

$$I = \frac{E}{m \cdot t}$$

Har man nu bestemt sig for
 Kildingens Kt, beregnes Ankerstrømmens Forløb med I_a ,
 idet man erfaringsmæssigt vælger Strømtætheden saa-
 ledes, at Temperaturen ikke bliver for høj. Kaldes
 Strømtætheden S_a , har vi

$$I_a = \frac{i_a}{S_a}$$

For Strømtætheden har man:

	d	S_a	i_a
Staad	0,8 - 1,2 mm	4,5 - 4,0 ^{Amp/mm²}	2,25 - 4,4 Amp
	1,3 - 2,0 "	4,0 - 3,5	5,25 - 11,0
	2,1 - 3,5 "	3,5 - 3,0	12 - 29
	3,6 - 5,0 "	3,2 - 2,8	32 - 55
Kabel	12 - 25 mm ²	3,5 - 3,2	42 - 80
	25 - 50 mm ²	3,2 - 2,8	80 - 140
Stang	25 - 60 mm ²	3,0 - 2,8	75 - 170
	60 - 120 mm ²	2,8 - 2,5	170 - 300
	120 - 300 mm ²	2,5 - 2,2	300 - 660

Paa en Tegning af Kildingen
 maales nu Middellængden l_v af en Vinding, og
 man har da for Modstanden pr. Fase:

$$R_a = \frac{V_a \cdot l_v}{100 \cdot a \cdot I_a} \quad 0,02 \text{ -- (se pag. 136)}$$

og den effektive Modstand:

$$r_e = (1,3 \dots 2,4) r_a \dots m > 1$$

$$r_e = (1,8 \dots 3,0) r_a \dots m = 1.$$

Hu bestemmes Koken Dimensioner, idet man paa en Tegning paa en passende Maade arrangerer de fundne L_n Tråde i Koken. Med Hensyn til Isolationslagenes Tykkelse skal følgende Data opgives:

Ved Spoleviklinger med Tråd af ved Spændinger < 250 Volt isoleres Koken mest med Mikaviklerne $0,2$ mm og Pressespawn $0,3$ mm. Ved Spændinger mellem 250 og 600 Volt lægges mellem disse to Lag hensigtsmæssigt et Lag Olielæred $0,15$ mm.

Ved Stangvikling omvikles de enkelte Stænger med Oliipapir, Olielæred, Kallikobaand — påstrøjet med Lak. Tykkelsen af Lagene andrager ved Lavspænding $0,6 - 0,8$ mm. Selve Koken isoleres yderligere med et Lag Pressespawn.

Ved Spændinger over 1000 Volt anvendes mest fugefri Mikavitrør, hvis Tægligheder kan vælges efter nedenstående Tabel:

1000 Volt	1,0 mm
2000 "	1,5 "
3000 "	2,0 "
5000 "	3,0 "
8000 "	3,5 "
10000 "	4,0 "

Der saaledes Koken Dimensioner bestemte, beregnes Kokeantallet:

$$N = 2 m \cdot p \cdot q$$

og Kokestilen:

$$t = \frac{\pi d_a}{N}$$

af Tegningen bestemmes om den mindste Tæthed ρ_2 ,
 og man har da ifølge Side 120 for den maksimale
 ideelle Tandinduktion:

$$B_{i \text{ maks}} = B_e \cdot \frac{t \cdot l_i}{k_2 \cdot b_3 \cdot l}$$

Da det her kun drejer sig om en til-
 nærmelse Kontrolberegning, kan man sætte $l_i = l$,
 altsaa

$$B_{i \text{ maks}} = B_e \cdot \frac{t}{k_2 \cdot b_3}$$

Da imidlertid Størrelsen B_e
 Løbet af Beregningen er bleven meget forandret, inden
 at de tilsvarende andre Størrelser er bleven ændrede,
 er man nødsaget til at omregne B_e . Til dette Φ -
 med beregnes:

$$\Phi = \frac{P \cdot 10^8}{4 \cdot f \cdot \nu \cdot V_a}$$

og man har da: $\frac{B_e}{l} = \frac{\Phi}{b_i \cdot l_i}$, hvilken Størrelse

altsaa skal indskrives i ovenstående Formel for $B_{i \text{ maks}}$.

For at Jerntabene ikke bliver
 for store, skal man have:

$$\frac{B_{i \text{ maks}}}{l} < 18000 - 20000 \text{ ved } \nu = 60 - 40$$

$$B_{i \text{ maks}} < 21000 - 23000 \text{ ved } \nu = 30 - 20$$

Viser det sig, at disse Græns-
 ser overskrides, maa man prøve at forøge Tand-
 tværsnittet ved at arrangere Tænderne paa en anden
 Maade i Kernen, eller eventuelt ved at ændre Antallet
 af Kerner p. pr. Pol og Fase. Lykkes dette ikke,
 er der ingen anden Udvej, end at forstørre Kerner-
 diameteren d_a eller Kernerlængden l_i , eller dem begge
 i Forring, og maa man da prøve sig frem,
 indtil man faar et tilfredsstillende Resultat.

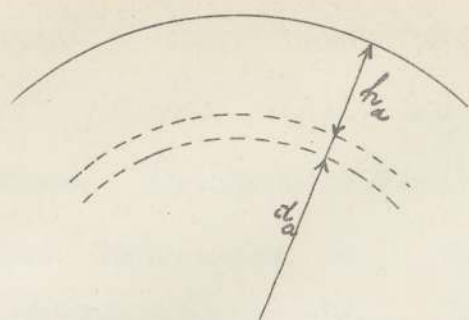


Fig. 151.

Endelig bestemmes om
den sidste Akerdimension
 h_a Kalden vi Akerinduk-
tionen B_a , haves:

$$h_a = \frac{\Phi}{2 k_2 l \cdot B_a}$$

Akerinduktionen B_a vælges under Hensyn tagen til Jern-
tabene efter nedenstående Tabel:

B_a	~
13000 - 10000	15 - 25
10000 - 8000	25 - 35
8000 - 6000	35 - 45
7000 - 5000	45 - 55
5500 - 4000	55 - 65
5000 - 3000	65 - 100

$$k_2 = 0,85 - 0,88 - 0,92 \text{ (Maskingsafledning)}$$

§4 Dimensionering af Luftmelleerrum og Polsko

Med Hensyn til Bestemmelse af
Luftmelleerrummet δ hersker ret modstridende Fordrag-
er. Saaledes bør δ være lille, for at den magnetiske
Modstand af den magnetiske Kreds skal blive ^{lille}, hvorved
den opnaar Besparelsen af Kobber paa Magnetpolerne;
ligeledes bør δ være lille, for at Spændingsfaldet ikke
skal blive for stort. δ bør være stor, for at undgå
Akerfaldet, for at Hvirvelstrømmene i Polskolen ikke
skal blive for stærke og for at en Uegenhed i
i Magnetfeltets Fordeling langs Akerperiferien (et =
centrisk Polhjul, Skobøjle m.m.) ikke skal faa en
for stor Indflydelse.

Vi gaar nu fra Depressionsfor-
holdet v , som er Forholdet mellem Akerinduk-

kallet AV_b ved Belastning af Andrets Anpærevindinge.
 tal M_t .

$$V = \frac{AV_b}{M_t}$$

Her er $M_t = 0,9 f_v \cdot m \cdot I \cdot V_a$, og erfaringsmæssig
 kan man for normalt mottagne Maskiner sætte:

$$AV_b = 1,8 \cdot p \cdot AV_c \text{ eller}$$

$$AV_b = 1,8 \cdot p \cdot 1,6 \cdot k \cdot B_c \cdot \delta$$

Man har da:

$$V = \frac{2,9 \cdot p \cdot B_c \cdot \delta \cdot k_1}{0,9 \cdot m \cdot I \cdot V_a f_v}$$

da k_1 er lidt større end 1 og f_v lidt mindre end
 1, kan man sætte: $\frac{k_1}{f_v} = 1$; ligeledes indsættes

$$m \cdot I \cdot V_a = AT \cdot \frac{\pi da}{2}, \text{ altsaa}$$

$$V = \frac{0,325 \cdot B_c \cdot \delta}{AT \cdot \frac{\pi da}{2p}}; \text{ hvor } \frac{\pi da}{2p} = \tau$$

$$V = \frac{0,325 \cdot B_c \cdot \delta}{AT \cdot \tau} \text{ eller}$$

$$\delta = \sim 0,3 \cdot V \cdot \frac{AT \cdot \tau}{B_c}$$

For Maskiner med udelukkende
induktionsfri Belastning sættes ifølge Erfaringen
 $V = 2,0 - 2,5$. For Maskiner med induktiv
Belastning (as $\phi = 0,8 - 0,9$) sættes derimod:

$$V = 3,0 - 4,0.$$

Ved stærk Kølning, især af
 Magnetpolerne, kan δ vælges noget mindre end
 ovenstående Formels Værdi. Ved asynkron Motorer
 sættes som Regel $V = 2,0 - 2,5$ (se pag. 184).

Her m. Luftmellemrummet $be =$

stemt, kan man beregne den nøjagtige Værdi for den ideelle Sukersyde; 2: man gaar ud fra den allerede fundne Værdi for den virkelige Sukersyde, som afrundes til nærmeste hele cm., og beregner nu omvendt den dertil svarende Værdi for l_i . Ifølge Side 118 laves:

$$l_i = l_1 - x \cdot n_K \cdot b_K + \frac{25\delta}{\pi s + 2\delta}$$

eller ifølge Side 119:

$$l_i = l_1 - x n_K b_K + \delta$$

Ligeledes lynes nu Polskoen af, at man beregner den dertil svarende ideelle Polhøj b_i ; stemmer denne ikke overens med den allerede beregnede Værdi, men Polskoens Form ændres, indtil der omtrent finder Overensstemmelse Sted. Da den først fundne Værdi umiddelbart var af en noget provisionisk Karakter, behøver man ikke at være saa nøjeregnende, men man kan selvfølgelig i de senere Regninger anvende den Værdi, som svarer til den endelig valgte Polskoform. - Nu beregnes Formfaktoren

§ 5. Dimensionering af Poler og Polhjæl.

Man bestemmer først Tværsnittene af Magnetpoler og Støj, idet man vælger Induktionserne. For de forskellige Jærnsorter vælges Induktionserne som følger:

	Magnetpoler	Støj
Smedejærn	15500 - 17500	12000 - 15000
Støbestaal	14800 - 17200	11000 - 14000
Støbejern	6000 - 8000	5000 - 8000

Som Regel udføres Poler og Magnetkranse enten helte af Støbestaal, eller

Kransen af Støbjern, og Polerne af Støbestaal.
Undertiden anvendes lamellerne Polsko.

Man begynder:

$$\Phi_m = 6 \cdot \Phi_a$$

og har da:

$$Q_m = \frac{\Phi_m}{B_{am}} \quad \text{og} \quad Q_{aa} = \frac{\Phi_m}{2 B_{aa}}$$

Endelig beregnes Magnetpotentialet
Løyd empirisk, idt man ved normalt mættede
Maskiner sætter:

$$M_b = (1,8 \dots 2,0) M_c$$

og ved stærkt mættede:

$$M_b = (2,0 - 3,0) M_c$$

pr. magnetisk Kreds.

Man antager nu, at disse M_b
Anspirerwindinger pr. Polpar frembringes af en eneste
Vinding paa hver Pol, hvorigennem der altsaa gaar
en Strøm paa $\frac{1}{2} M_b$ Ampere; diidens denne Strøm-
styrke med Strømtætheden S_m , paa Vindingens Tver-
snit. Bestaar nu Spolen af mange Vindinger, og
har den det samme Anspirerwindingstal, vil Spolens
samlede Kobbertværsnit være det samme, som naar
man kun regner med én Vinding; vil man have
Spolens totale Tværsnit incl. den Plads, som Isola-
tionen optager, maa man diidens Kobbertværsnittet
med Spolens Fyldningsfaktor f_m . Man kan altsaa
for Spolens totale Tværsnit sætte:

$$Q_s = \frac{M_b}{2 f_m S_m} \text{ mm}^2 \text{ eller}$$

$$Q_s = \frac{M_b}{200 f_m S_m} \text{ cm}^2$$

Strømtætheden vælges $S_m = 2,0 - 2,5 \text{ Amp/mm}^2$

Fyldningsfaktoren findes som følger:

Rund Tråd.

$d_{\text{blank}} =$	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	5,0 mm
$d_{\text{isolant}} =$	0,9	1,5	2,5	3,6	4,6	5,6 "
$f_m =$	0,24	0,35	0,5	0,55	0,6	0,63 "

Firkantet Tråd

Trådsnit blank =	20	25	30	35	40	45	50 mm ²
$f_m =$	0,66	0,69	0,71	0,73	0,74	0,75	0,76

Kobberbånd, viklet på Højkant.

Trådsnit blank =	40	100 mm ²
$f_m =$	0,8	0,93

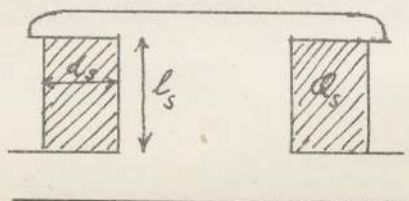


Fig. 152

Vi har nu:

$$l_s = \frac{Q_s}{d_s}$$

Man vælger hyppigst

$$d_s = 4-5 \text{ cm.}$$

Herved er alle hoveddimensioner fastlagte, og Tomgauskaraktéristikken kan nu beregnes som vist Kapitel 5 § 2 (Side 113).

§ 6. Beregning af AT_b ved Belastning.

Hertil kan enten Blondels eller Pohlers Diagram anvendes; man beregner herved magnetomotoriske Kraft:

$$M_t = 0,9 \cdot f_v \text{ m. F. v. a}$$

og har f. eks af Blondels Diagram:

$$\tan \theta = \frac{P \sin \phi \pm F \cdot X_s \pm k_g M_t \tan \beta}{P \cos \phi \pm F \cdot \sigma_e}$$

hvor θ er vinklen mellem $\vec{B}_0$ og $\vec{F}$; k_g indtages af Tabellen Side 159, og β er vinklen, som Tomgauskaraktéristikken danner med Abscisse =

aksen; t_g/β bestemmes af Karakteristikens retliniede Del ved for en eller anden elektromotorisk Kraft e at indlæse det tilsvarende Ampirerindingsstal av ; man har da $t_g/\beta = \frac{e}{av}$.

Har man ikke beregnet Tomzangs-karakteristikken, kan man ogsaa bestemme t_g/β direkte, idet man ser bort fra de magnetiske Modstande i Jær-net, hvilket for Karakteristikens retliniede Del er fuldt tilladeligt. For en eller anden Løflinduktion B_L har vi:

$$\mathcal{G} = 4 \cdot f \cdot f_v \cdot \alpha_i \cdot \bar{L}_i \cdot B_L \cdot \sim \cdot \bar{V}_a \cdot 10^{-8}$$

g det dertil svarende Ampirerindinger for hele Maskinen er:

$$At = 1,6 \cdot p \cdot B_L \cdot k_i \cdot \delta$$

Da er:

$$t_g/\beta = \frac{\mathcal{G}}{At} = \frac{4 \cdot f \cdot f_v \cdot \alpha_i \cdot \bar{L}_i \cdot \sim \cdot \bar{V}_a \cdot 10^{-8}}{1,6 \cdot p \cdot k_i \cdot \delta}$$

$$\text{eller da } \sim = \frac{p \cdot n}{60} :$$

$$t_g/\beta = \frac{0,415 \cdot f \cdot f_v \cdot n \cdot \bar{V}_a \cdot \frac{b_i \cdot l_i}{k_i \cdot \delta} \cdot 10^{-9}}{1}$$

Er $\angle \theta$ bestemt, beregner man:

$$\mathcal{G}_b = P \cos(\theta - \varphi) \pm I r_e \cos \theta \pm I \cdot X_s \sin \theta$$

g Kraftstrømmen ved Belastning:

$$I_b = \frac{\mathcal{G}_b \cdot 10^8}{4 \cdot f \cdot f_v \cdot \sim \cdot \bar{V}_a}$$

Med dette I_b beregnes sin den magnetiske Kreds, g man finder svarende kertil idet At , Ampirerindinger. Det totale Antal Ampirerindinger ved Belastning er da:

$$At_b = At \pm k_a \cdot At \sin \theta$$

Alle + Tegn gælder for en Generator, alle - Tegn for en Motor.

Udager man af Tomgangs karakteristiken den til M_b svarende $\mathcal{E}_0$, findes den procentuelle Spændingsstigning:

$$\varepsilon \% = \frac{\mathcal{E}_0 - P}{P} 100.$$

Normalt er:

Ved store Maskiner	$\cos \phi = 1$	$\varepsilon = 4-6 \%$
— — — — —	$\cos \phi = 0,8$	$\varepsilon = 12-18 \%$
Ved smaa Maskiner	$\cos \phi = 1$	$\varepsilon = 5-8 \%$
— — — — —	$\cos \phi = 0,8$	$\varepsilon = 14-30 \%$

For at regne paa den sidste Side, g. for ikke at risikere, at M_b bliver for lille, bør man ved Beregningen af M_b gøre ϕ 5-10% større. Man bør ogsaa sætte:

$$\phi_b = \frac{(1,05-1,10) \mathcal{E}_0 10^8}{4 f \cdot f_v \cdot n \cdot v_a}$$

§ 7. Dimensionering af Magnetberiklingen

Vi maaler paa Figuringen efter den foreløbige Dimensionering Middellængden l_m af en Magnetvinding; kaldes vi det totale Vindings-tal v_m , have vi for Magnetberiklingens Modstand:

$$r_m = \frac{v_m l_m}{g_m} 0,021 \Omega \quad (l_m \text{ i Meter})$$

idat g_m er Trådens Træsnit i mm^2

Ku vælges Magnetiserings-spændinger, hvis den ikke i Forvejen er opgivet. Sædvanligvis $P_m = 65-110-220$ Volt. Den størst mulige Magnetiseringsstrøm er da:

$$i_{m \text{ maks}} = \frac{P_m}{r_m} \text{ eller}$$

$$i_{m \text{ maks}} = \frac{P_m \cdot g_m}{0,021 l_m \cdot v_m} \text{ eller}$$

$$i_{m \text{ maks}} \cdot v_m = \frac{P_m \cdot I_m}{0,021 L_m} = A_{m \text{ maks}} \quad (1)$$

Kun af ses, at det ved en given Spænding P_m og et givent Træsnit I_m skorte opnaaede Impervindingshal er uafhængigt af Vindingstallet; giver Generatoren for lille Spænding, mykter det altsaa ikke at rulle flere Vindinger paa; man maa enten forøge P eller I .

Af Ligning (1) haaver vi:

$$I_m = \frac{A_{m \text{ maks}} \cdot L_m \cdot 0,021}{P_m}$$

Det maksimale Impervindingshal sætter vi nu lig med Impervindingsstallet A_6 ved Belastning, og finder altsaa:

$$I_m = \frac{A_6 \cdot L_m \cdot 0,021}{P_m}$$

Nu vælges Strømtætheden $S_m = 2,0 - 2,6 \text{ Amp/mm}^2$ og man har for Strømmen:

$$i_{m \text{ b}} = I_m \cdot S_m$$

og Vindingstallet:

$$v_m = \frac{A_6}{i_{m \text{ b}}}$$

Den hermed dimensionerede Spole tegnes vi op, og man maaler paaen Middelvindingslængden L_m . Modstanden P_m beregnes paaen, samt den maksimale Strøm $i_{m \text{ maks}}$; er denne en ubetydelighed større end $i_{m \text{ b}}$, kan de fundne Dimensioner anvendes; i modsat Fald maa man regne om, idet man prøver sig frem ved at vælge andre Værdier for I_m .

Herfter bestemmes Regulermodstanden; denne maa dimensioneres saaledes, at det bliver muligt ved Tvang at faa Impervindings-

vindingstallet M_0 og ved fuld Belastning M_b ; er endelig Regulermodstanden helt kendt, faas det maksimale Anspindingsstal M_{maks} .

Man bestemmer:

$$i_0 = \frac{M_0}{v_m} \quad ; \quad i_{mb} = \frac{M_b}{v_m} \quad ; \quad i_{maks} = \frac{M_{maks}}{v_m}$$

$$\text{og} \quad i_{maks} = \frac{P}{v_m}$$

Halder vi den samlede Regulermodstand r_r findes:

$$i_0 = \frac{P}{r_m + r_r} \quad \text{eller}$$

$$r_r = \frac{P - i_0 r_m}{i_0}$$

For at kunne regulere Spænding-
en ned under den normale Værdi, gøres indstilling
af ofte 10-20% større.

Herved er Maskinen færdig
dimensioneret. Der mangler endnu diverse Kontrol-
beregninger med Henegn til Tab, Virkningsgrad
og Temperatur, som skal blive behandlet sær-
skilt i et senere Kapitel.

TrykfejlSide

- 6 13 Linie fra oven: $e = Bl.v \sin(\omega t + 180)$
 læs: $e = \div Bl.v \sin(\omega t + 180)$
- 8 7 Linie fra neden: $\omega = 2\pi n t$ læs: $\omega = 2\pi \sim$
- 12 1 Linie fra oven: dobbelte læs: dobbelte
- 13 Fig 9: Røgstaverne $e_m, e_{m-1}, \dots, e_3, e_2, e$, læses i
 omvendt Orden, saaledes at e , ligger nærmest Nulpunktet
- 64 17 Linie fra oven: Fourier læs: Fourier
- 64 20 Linie fra oven: do læs: do
- 83 14, 18 Linie fra oven: $-\frac{m}{2\pi} F\sqrt{2} Z_m$, læs: $+\frac{m}{2\pi} F\sqrt{2} Z_m$
- 83 19 Linie fra oven: $-\frac{m}{\pi} F\sqrt{2} Z_m$, læs: $+\frac{m}{\pi} F\sqrt{2} Z_m$
- 109 12 Linie fra oven: Omstændige, læs: Omstændigheder
- 126 9, 11 Linie fra neden: AV_t , læs AV_{tot}
- 128 9 Linie fra neden: AV_t , læs AV_{tot} .

DTV Danmarks Tekniske
Videncenter
Teknologihistorisk Samling

TB
621.313
Run

461195



300189545

1912



