



grootheden uit het toegepaste magnetisme in de wisselstroomtechniek

Ir. E. Olsen

Philips Technische Bibliotheek

GROOTHEDEN UIT HET
TOEGEPASTE MAGNETISME
IN DE WISSELSTROOMTECHNIEK

IR. E. OLSEN

1964

PHILIPS TECHNISCHE BIBLIOTHEEK

In de Philips Technische Bibliotheek ook uitgaven van dit boek
in het Duits, Engels en Frans
150 pagina's en 79 figuren, waarvan vele in kleur
U.D.C. Nr. 538.2

© N.V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Nederland), 1964
Nadruk, ook gedeeltelijk, verboden

Geen garantie wordt gegeven dat de in dit boek vervatte informatie vrij loopt van octrooi-rechten; door deze publikatie wordt geen enkele licentie onder eventueel bestaande octrooien verleend.

Gedrukt in Nederland

Hoofdstuk 10

Begrippen uit het toepassingsgebied van materialen met rechthoekige hysteresislus

Een bijzonder toepassingsgebied hebben de magnetische materialen met een zgn. *rechthoekige hysteresislus*. Men vindt deze voornamelijk in elektronische rekenmachines, veelal *computors* genoemd, als geheugen en schakel-element, en hoofdzakelijk uitgevoerd als torussen. Vooral het gebruik van magnetische materialen als geheugenkernen, heeft een speciale terminologie doen ontstaan.

10.1 Enkele algemene begrippen

De toepassingen als geheugenelement heeft men te danken aan het feit dat er, bij afwezigheid van uitwendige velden, op de hysteresislus twee stabiele toestanden zijn; namelijk de remanentiepunten (zie fig. 10.1.1). Beschouwt men het negatieve remanentiepunt, dan zal, als ten gevolge van een stroom er een negatieve veldverandering plaats heeft, deze slechts een kleine inductie-

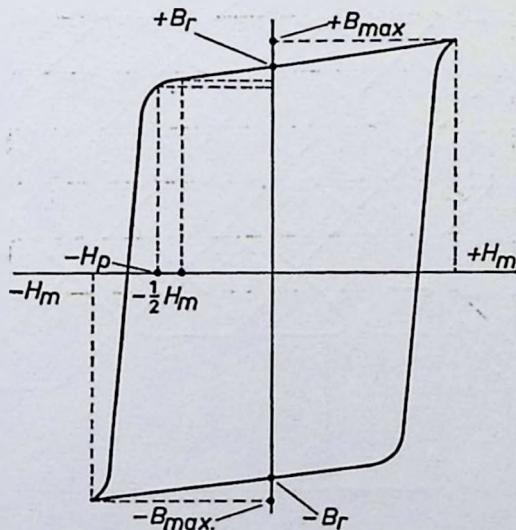


Fig. 10.1.1 Rechthoekige hysteresislus met de belangrijkste punten.

verandering veroorzaken. Heeft een positieve veldverandering plaats, dan wordt een grote inductieverandering verkregen. Men zegt nu dat de kleine inductieverandering een „nul” signaal (0) geeft, en de grote inductieverandering een „één” signaal (1). Het door één of meer stroomimpulsen „omslaan” van het ene remanentiepunt naar het andere noemt men het „schakelen” van een kern.

Het grote belang van de toepassing van de remanentie voor een geheugen kwam met de ontdekking van het schakelen van kernen met *stroomimpulsen in coïncidentie*, tezamen met de ontwikkeling van materialen die een *rechthoekige hysteresislus* vertoonden. Naderhand zijn nog vele andere systemen voor geheugens gekomen, en ook zijn andere vormen voor de kernen ontwikkeld. De terminologie is echter overgenomen van het oorspronkelijke systeem. In dit hoofdstuk worden dan ook uitsluitend behandeld de begrippen die gebruikt worden bij geheugenkernen met stroomimpulsen in coïncidentie.

In het kort komt de werking van een *matjesgeheugen* met stroomcoïncidentie

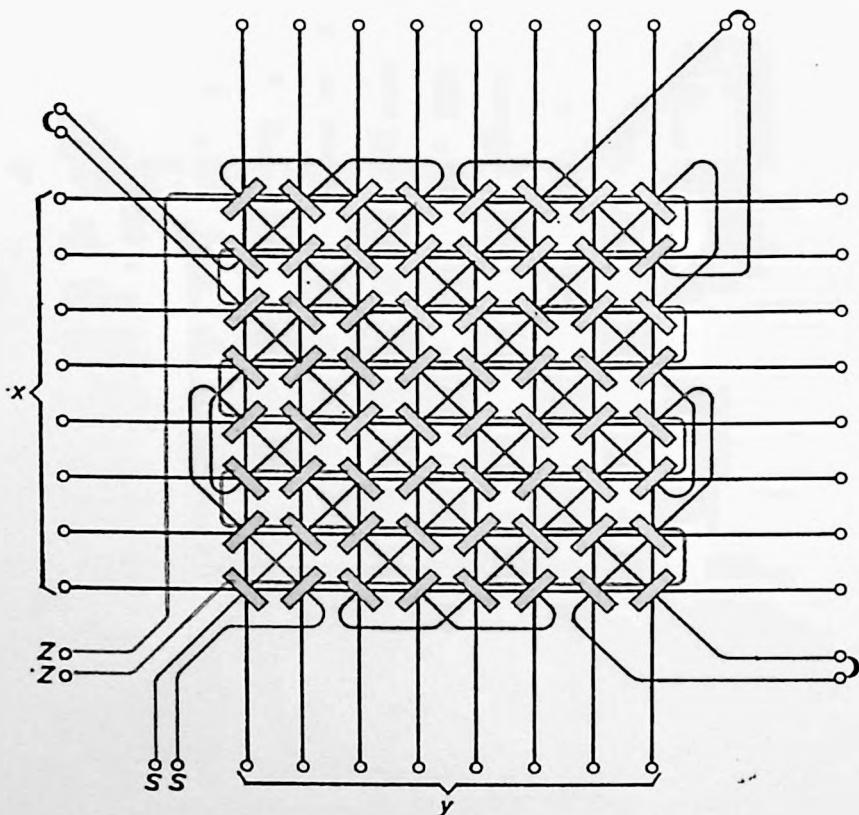


Fig. 10.1.2 Voorbeeld van een geheugenmatje.

hierop neer, dat een kern pas geschakeld kan worden door twee halve stromen die gelijktijdig vloeien, terwijl één halve stroom de kern niet kan schakelen. Hiertoe worden de kernen in een rechthoek geplaatst, zoals b.v. in fig. 10.1.2 is aangegeven. Zo'n rechthoek van kernen wordt *matje* of *matrix* genoemd.

Door iedere kern loopt ten minste één *X*-draad, één *Y*-draad en één leesdraad. Door de *X*- en *Y*-draden vloeit een stroom $\frac{1}{2}I_m$. Op deze manier kan men met $m + n$ draden, een willekeurig exemplaar kiezen uit $m \times n$ kernen (fig. 10.1.3). In het algemeen wordt $m = n$ genomen.

Belangrijk is nu ook geworden de rechthoekigheid van de hysteresislus. Niet alleen moet de fluxverandering van remanentie naar verzadiging klein zijn, maar bovendien moet de fluxverandering tengevolge van een halve stroomimpuls ook gering zijn ten opzichte van de fluxverandering die men bij het schakelen van een kern krijgt. Oorspronkelijk heeft men aan de statisch gemeten hysteresislus de rechthoekigheid gedefinieerd, en wel door middel van een rechthoekigheidscoëfficiënt:

$$\alpha = \frac{B_{-H_p}}{B_{H_m}} \quad \text{of} \quad R_s = \frac{B_{-\frac{1}{2}H_m}}{B_{H_m}}.$$

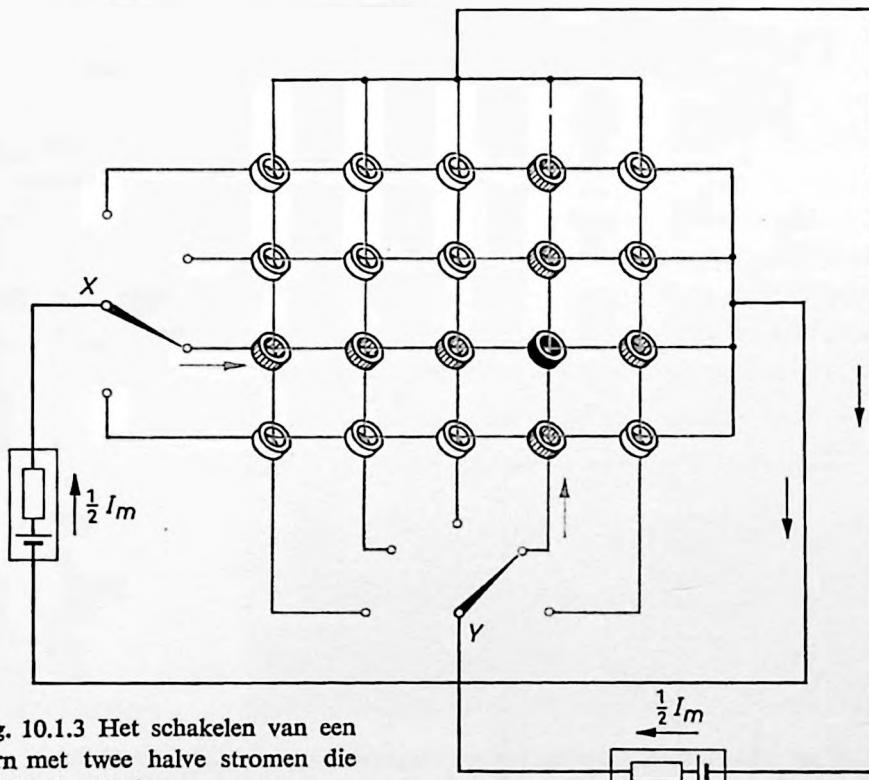


Fig. 10.1.3 Het schakelen van een kern met twee halve stromen die gelijktijdig vloeien.

Hierbij zijn B_{H_m} , $B_{-\frac{1}{2}H_m}$ en B_{-H_p} inducties die behoren bij respectievelijk H_m , $-\frac{1}{2}H_m$ en $-H_p$ (zie 10.2.2).

Voor de toepassing van geheugenkernen is deze coëfficiënt van weinig nut gebleken, daar het dynamische karakter belangrijk is. Verder is gebleken dat men voor een goede rechthoekige hysteresislus niet gebruik moet maken van de maximale lus, maar van een zgn. *binnenlus*. (fig. 10.1.4).

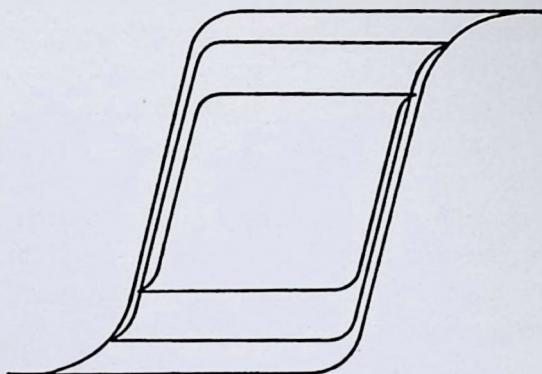


Fig. 10.1.4 Rechthoekige hysteresislus bij verschillende uitsturing.

Doorgaans wordt gewerkt met stroomimpulsen die een spanningsimpuls tot gevolg hebben (zie fig. 10.1.5). (Voor een enkele toepassing, maar geen geheugen, is men wel eens van een spanningsimpuls uitgegaan.) Uit de vorm van de *resulterende spanningsimpuls* kan direct worden afgeleid dat de inductie niet direct de veldsterkteverandering volgt, maar een zekere tijd nodig heeft. Deze *schakeltijden* zijn zeer belangrijk geworden, daar hierdoor veelal de snelheid van rekenmachines wordt bepaald.

Teneinde nu een goede basis te hebben voor ontwerpers van geheugens, dus de gebruikers van geheugenkernen enerzijds en de materiaalontwikkelaars, dus de fabrikanten van geheugenkernen anderzijds, is er een serie definities vastgelegd voor stroomimpulsen en uitgangsspanningen.

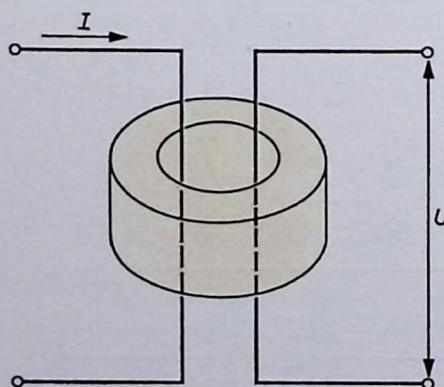


Fig. 10.1.5a

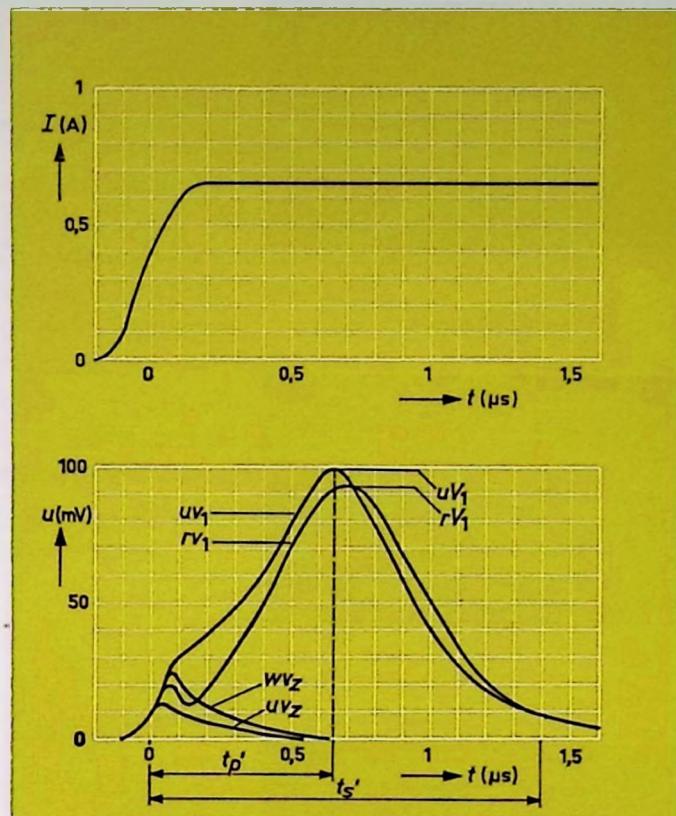


Fig. 10.1.5b
Exponentiële impuls.

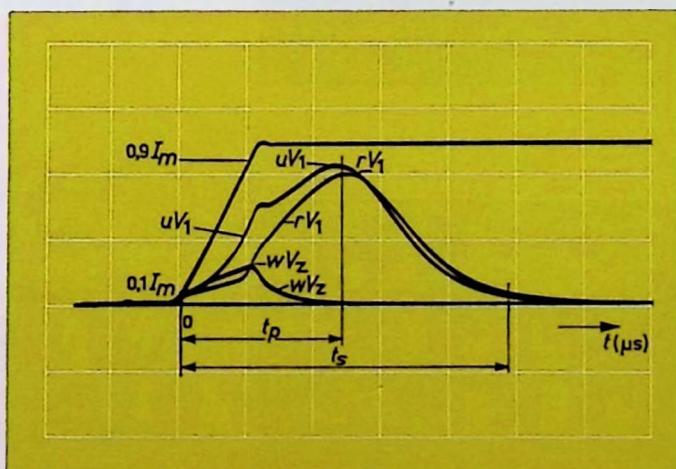
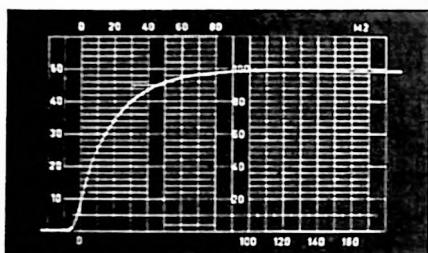
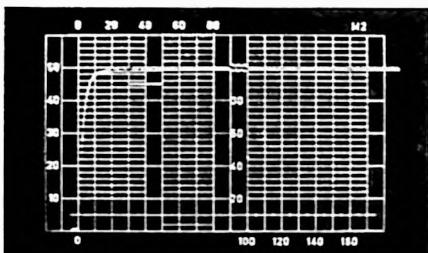


Fig. 10.1.5c
Lineaire impuls.

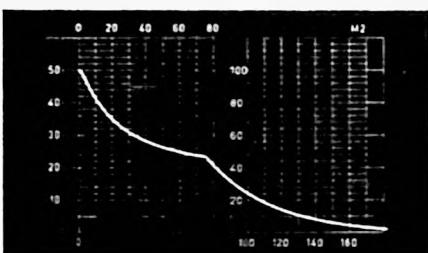
Fig. 10.1.5 Voorbeelden van resulterende spanningsimpulsen behorende bij exponentiële en lineaire stroomimpulsen.



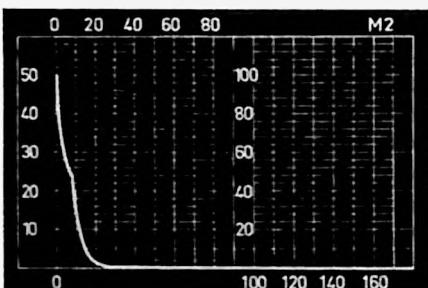
1 schaaldeel horz. = 50 ns



1 schaaldeel horz. = 500 ns



1 schaaldeel horz. = 100 μ s



1 schaaldeel horz. = 1 ms

Fig. 10.2.1 Exponentiële stroomimpuls. Teneinde het verloop goed te laten zien, zijn vier verschillende tijdschalen gekozen.

10.2 Stroomimpulsen

Het is gebleken dat de stroomimpulsen waarmee geheugenkernen worden gekeurd, zeer precies moeten worden gedefinieerd. Men onderscheidt dan direct twee typen en wel de zgn. *exponentiële* en de *lineaire impulsen*. De exponentiële impulsen verkrijgt men via de ontlading van een condensator, waarbij dan de voorflank en de achterflank een exponentieel karakter hebben (zie fig. 10.2.1). De lineaire impuls is trapeziumvormig en wordt in het algemeen via een elektronische schakeling verkregen.

De exponentiële impuls wordt door een circuit gedefinieerd (Fig. 10.2.2). Hierbij zijn dan wel enkele punten van de impuls bepaald als deze op een oscilloscoop wordt bekeken, echter geeft de elektrische meting van alle elementen afzonderlijk, tezamen met de voorschriften van de samenbouw van deze elementen, de best reproduceerbare resultaten. De lineaire impuls wordt door een elektrische meting gedefinieerd. Dit laatste vereist een verdere omschrijving van een impuls.

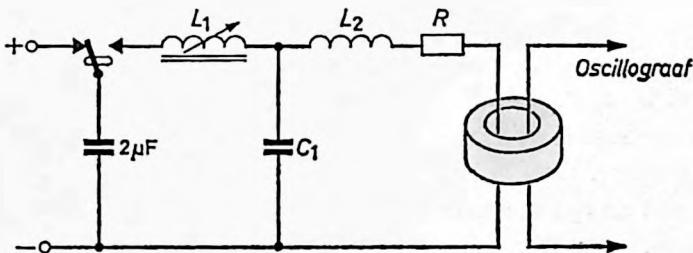


Fig. 10.2.2 Schema ter verkrijging van een exponentiële impuls van fig. 10.2.1.

Oorspronkelijk zijn de termen uit Amerika gekomen zodat in de Nederlandse taal nogal veel jargon voorkomt.

10.2.1 OMSCHRIJVING VAN EEN LINEAIRE IMPULS

Een lineaire impuls ziet er praktisch trapeziumvormig uit (fig. 10.2.3), waarbij onderscheiden worden *voorflank*, *dak*, *achterflank* en de *overgangsgebieden*. De amplitude van de stroomimpuls, I_m , wordt genomen op het dak van de impuls, en wel direct achter de overgang van voorflank naar dak. Dit kan alleen als het overgangsgebied klein is. In het algemeen is dit enkele pro-

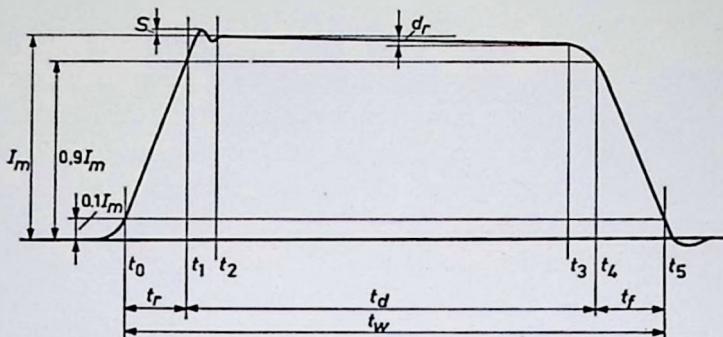


Fig. 10.2.3 De lineaire impuls met de belangrijkste punten.

centen van de totale impulsduur. Veelal bestaat deze overgang uit een uitslingerverschijnsel, waarvan de eerste top het *doorschieten* (*overshoot*) S wordt genoemd en de rest *rimpel* (*ripple*). Voor het testen van geheugenringen zijn doorschieten en rimpel tweede-orde effecten; deze moeten uiterst klein zijn ($S \leq 1\% I_m$). (In algemene impulsdefinities kunnen deze effecten zeer groot zijn.) Ook het dak is praktisch recht, maar vertoont veelal een zekere helling met de nullijn, de *dakhelling*. De totale zakking d_r , de „*droop*”, op het einde van de impuls, moet gering zijn, meestal kleiner dan 2% van I_m . De voorflank is recht, dat wil zeggen dat men op de oscilloscoop praktisch geen waarneembare afwijking kan constateren ten opzichte van een rechte lijn op een masker. Deze rechtlijnigheid geldt tussen twee vastgestelde tijdstippen, en wel de tijd t_0 waarbij de stroom 10% is van I_m en t_1 waarbij de stroom 90% is.

Deze 10 en 90% punten zijn voor diverse afspraken van fundamenteel belang. Zo wordt ook op de achterflank het 10% en 90% punt bepaald, respectievelijk t_4 en t_5 . De *impulsduur* t_d wordt gedefinieerd tussen de 90% punten, dus t_1t_4 ; de *stijgtijd* t_r van 10% tot 90% punt dus, t_0t_1 ; en de *afvaltijd* t_f tussen 90% en 10%, dus t_4t_5 . t_0 wordt tevens gebruikt als referentie voor de daaruit voortvloeiende spanningsimpuls. Hierop zal later terug gekomen worden. Voor verdere definities vindt men nog de tijden t_2 en t_3 , dit is het dak van de impuls, dus ná en vóór de overgangen ván en náár de flanken. De afstand tussen de punten t_0 en t_5 wordt weleens de *impulsbreedte* genoemd.

10.2.2 TYPE STROOMIMPULSEN

Zoals reeds gezegd, berust het stroomcoïncidentie-principe erop dat, voor het schakelen, twee stromen gelijktijdig de kern moeten magnetiseren.

Deze twee stromen samen worden de *hele stroom* genoemd, terwijl één enkele, een *partiële stroom* heet. Normaal zal een partiële stroom de helft van de hele stroom zijn. Men houdt in de rekenmachinetechiek echter rekening met een stroomvariatie $\pm x\%$. Voor de keuring van de kernen wordt daarom in die gevallen de volle stroom I_m , $x\%$ kleiner dan de nominale waarde genomen, terwijl de partiële stroom I_p , $x\%$ groter wordt genomen dan de halve nominale waarde. Hierdoor verkrijgt men de zgn. *storingsverhouding DR*.

$$DR = \frac{I_p}{I_m} = \frac{50 + \frac{1}{2}x}{100 - x}.$$

Zeer veel wordt gerekend met een stroomschommeling van 10%, wat een storingsverhouding geeft van 0,61.

Voor de keuring van de kernen kent men nu nog positieve en negatieve stroomimpulsen. In plaats van positief en negatief, spreekt men over *schrijf*- resp. *leesimpulsen*, en in plaats van positieve en negatieve remanente inductie, van de 1- en de 0-toestand (zie fig. 10.2.4). Zodoende ontstaat de volgende terminologie: „*Hele schrijfimpuls* I_w , *hele leesimpuls* I_r , *partiële schrijfimpuls* I_{pw} en *partiële leesimpuls* I_{pr} .

Een ook veel voorkomende impuls is de partiële impuls of stoorimpuls die na iedere schrijfimpuls wordt gegeven, de zgn. I_{pwd} (*post write disturb pulse*). De volgorde van de stroomimpulsen waarmee een kern in een geheugen wordt gemagnetiseerd, kan zeer verschillend zijn. Om de ongunstigste gevallen na te bootsen, zijn voor de keuring van kernen speciale afspraken

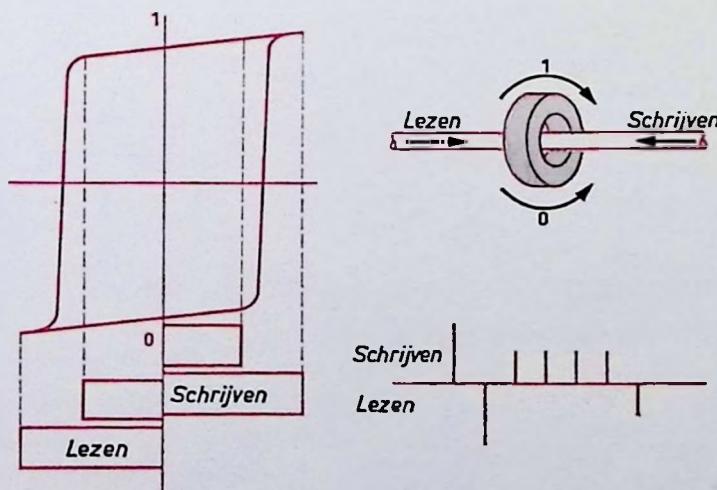


Fig. 10.2.4 Definities van lezen en schrijven.

gemaakt, waarbij het *impulspatroon* volledig is vastgelegd. Hierdoor is voor de resulterende spanningsimpulsen een speciale terminologie in het leven geroepen.

10.3 Resulterende spanningsimpulsen

10.3.1 BENAMING VAN SPANNINGSIMPULSEN IN VERBAND MET DE STROOM-IMPULSEN

De benaming van de resulterende spanningsimpulsen is zo gekozen dat hieruit de opbouw van het impulspatroon kan worden afgeleid. De gehele kromme vorm van de spanningsimpuls, en ook de momentale waarden, worden aangegeven door de kleine letter v , terwijl de *piekwaarde* door een hoofdletter V wordt aangegeven. Deze letter wordt gevuld door een of twee indices, terwijl aan de V een zeer uitvoerige codering kan voorafgaan. Principieel gaat men er van uit dat de spanning behoort bij een leesimpuls, waarbij dan de V wordt gevuld door een p indien deze leesimpuls een partiële impuls is. Is de partiële impuls een halve impuls, dan wordt in plaats van de p wel eens een h geschreven. Was de laatst voorgaande hele impuls een schrijfimpuls, dan wordt de V gevuld door een 1 ; was de laatst voorgaande impuls een leesimpuls, dan wordt de V gevuld door een z . De p van de partiële impuls wordt geschreven tussen de V en 1 , resp. z . In fig. 10.3.1

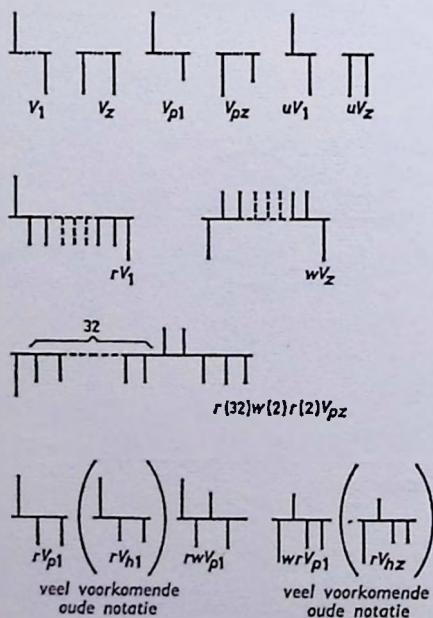


Fig. 10.3.1 Voorbeeld van impulspatronen voor verschillende resulterende spanningen.

is een aantal voorbeelden gegeven. Is er tussen de leesimpuls en laatst voorgaande hele impuls geen partiële impuls, dan spreekt men van een ongestoord signaal en wordt de V voorafgegaan door een u . Zijn er wel partiële impulsen tussen, vaak *stoorimpulsen* genoemd, en is het aantal niet precies gedefinieerd, dan spreekt men van een gestoord signaal en wordt de V voorafgegaan door een d . Het blijkt echter veelal nodig te zijn, de richting, het aantal en de volgorde van de stoorimpulsen aan te geven.

Zijn de stoorimpulsen uitsluitend leesimpulsen waarvan het aantal al of niet gedefinieerd is, dan wordt de V voorafgegaan door een r ; zijn het uitsluitend schrijfimpulsen, dan door een w .

Worden de aantallen stoorimpulsen gespecificeerd, dan schrijft men dit aantal tussen haakjes achter het symbool van het type stoorimpuls. Zie verder fig. 10.3.1.

10.3.2 NADERE SPECIFICATIE VAN DE RESULTERENDE SPANNINGEN

Uit de figuren 10.1.5 en 10.3.2 kan men nu zien dat de verschillende resulterende spanningen onderling nogal wat kunnen afwijken. Om deze spanningen enigszins te specificeren, heeft men de volgende tijden ingevoerd. De *piektijd* t_p is de tijdsduur tussen t_0 (dit is het 10% punt van de stroomimpuls) en het tijdstip dat de top van de spanningsimpuls wordt bereikt, terwijl de *schakeltijd* t_s de tijdsduur is tussen t_0 en het tijdstip waar de spanning afgenoemt is tot 10% van de piekspanning. Soms wordt als referentiepunt t_0' genomen; dit is het tijdstip waar de spanningsimpuls voor het eerst de waarde bereikt die 10% van de spanningspiek is. In deze gevallen worden de piek- en schakeltijden van een accent voorzien, dus t_p' resp. t_s' .

De schakeltijd t_s en piektijd t_p worden in het algemeen bekeken bij de rV_1 . De piektijden van de signalen van partiële impulsen en van de 0-signalen zijn veel korter dan die van de 1-signalen, bovendien zijn de amplituden kleiner.

10.3.3 SCHAKELTIJDEN EN SCHAKELCOËFFICIËNTEN

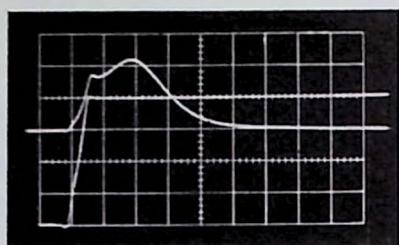
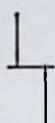
De schakeltijd t_s van de uV_1 is een van de belangrijkste parameters voor geheugenkernen. De t_s blijkt een functie te zijn van de veldsterkte, en wel geldt:

$$S_w = t_s(H - H_0). \quad (10.3.1)$$

S_w wordt de *schakelcoëfficiënt* genoemd.

$(H - H_0)$ is het drijvende veld.

H_0 is de drempelveldsterkte.

vert. 20 mV/cm; horz. 0,2 μ s/cm

$$DR = 0,61$$

$$t_f = 0,1 \mu\text{s}$$

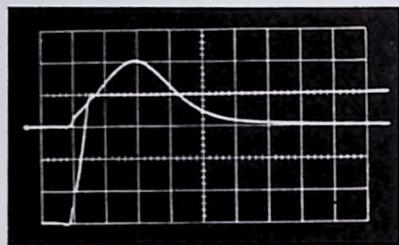
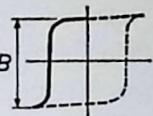
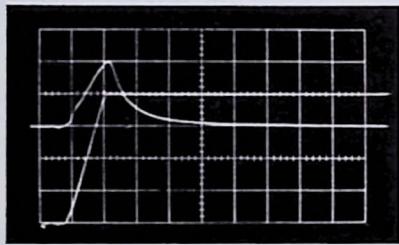
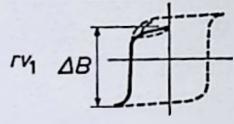
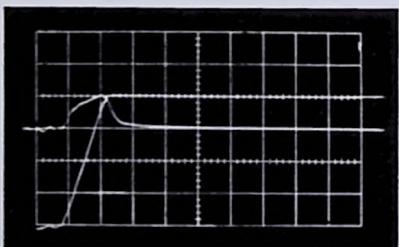
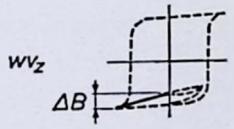
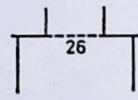
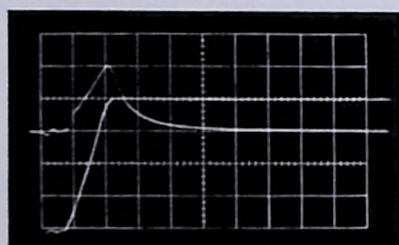
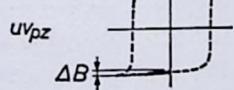
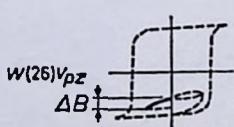
 uv_1 vert. 20 mV/cm; horz. 0,2 μ s/cmvert. 10 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cmvert. 5 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cmvert. 5 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cm

Fig. 10.3.2

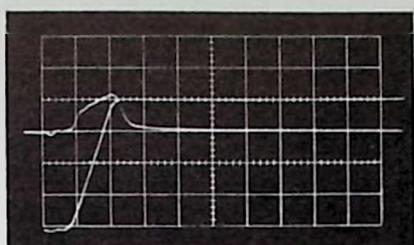
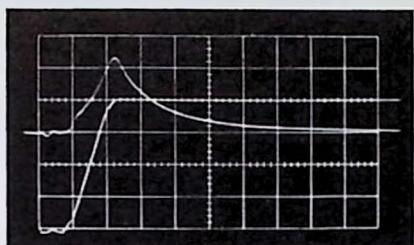
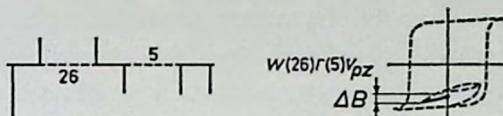
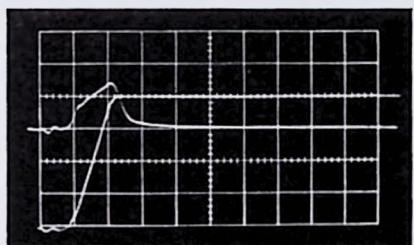
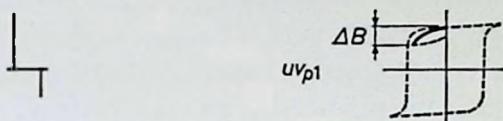
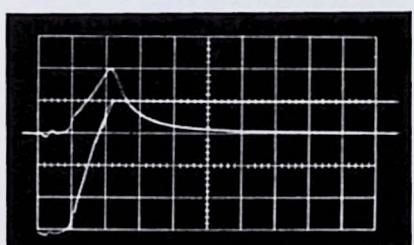
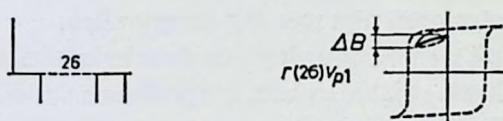
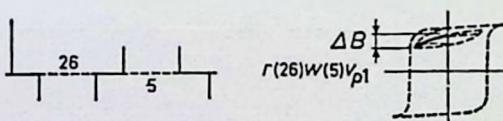
vert. 5 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cmvert. 5 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cmvert. 5 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cmvert. 5 mV/cm; horz. 0,1 μ s/cm

Fig. 10.3.2 Verschillende resulterende spanningen; links de resulterende spanning en de stroomimpuls, dan het bijbehorende impulspatroon, de naam van de resulterende spanning en tenslotte het inductieverloop op de hysteresislus.

In het algemeen wordt $1/t_s$ uitgezet als functie van H , of ook wel eens van I voor een bepaald kerntype, fig. 10.3.3. Deze grafiek vertoont dan een rechte lijn, waarbij H_0 wordt gevonden door extrapolatie. Het blijkt dat bij een nauwkeurige beschouwing de grafiek geen rechte oplevert, maar drie gebieden laat zien. Algemeen wordt volstaan met een rechte. De schakelcoëfficiënt is dus praktisch een constante voor een gegeven materiaal, maar kan nog wel afhangen van andere parameters, zoals b.v. de temperatuur. Voor de in de praktijk voorkomende ferrieten wordt een S_v gevonden tussen 0,4 en 1 Oe · μ sec.

Er bestaat nog een tweede minder gebruikte schakelcoëfficiënt, en wel de S_v ; deze geeft het verband aan tussen de veldsterkte en de uV_1 . Deze laatste is evenredig met de maximale fluxverandering. De betrekking tussen maximale fluxverandering en veldsterkte is:

$$\left(\frac{dB}{dt}\right)_{\max} = \frac{uV_1}{A} = S_v(H - H_0') . \quad (10.3.2)$$

De grafiek $(dB/dt)_{\max}$ versus I vertoont weer praktisch een rechte, waarbij H_0' of I_0' weer door extrapolatie wordt gevonden (fig. 10.3.4). H_0 zal in het algemeen niet met H_0' samenvallen.

Bij de beschouwing van de schakeltijd werd er van uitgegaan dat men zeer korte stijgtijden had, die praktisch verwaarloosbaar zijn t.o.v. de schakeltijd. Beschouwt men een normaal uitgestuurde kern, dan heeft de stijgtijd een niet te verwaarloosbare invloed op de schakel- en piektijd. Fig. 10.3.5a geeft de t_s en t_p als functie van t_r , terwijl fig. 10.3.5b een aantal resulterende spanningen laat zien. Aan de hand van deze figuren ziet men dat de tijd tussen t_1

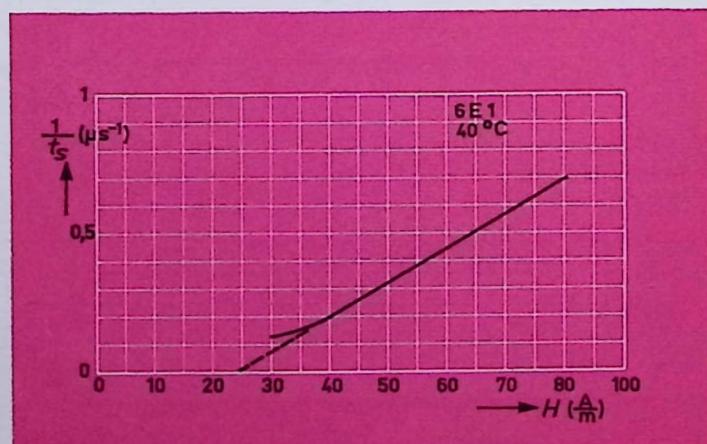


Fig. 10.3.3 De reciproke van de schakeltijd als functie van het aangelegde veld voor een ferriet-geheugenkern.

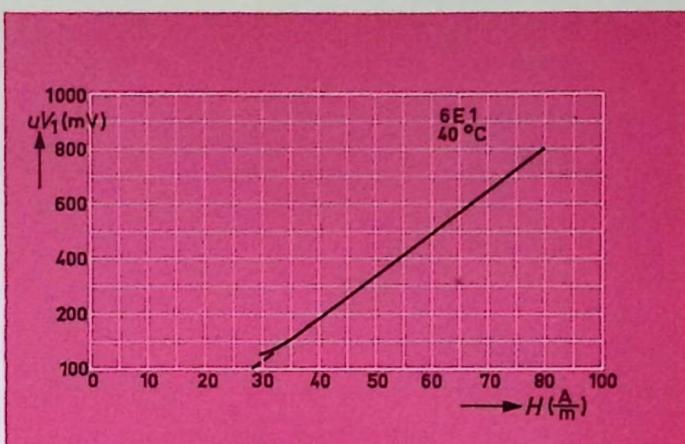
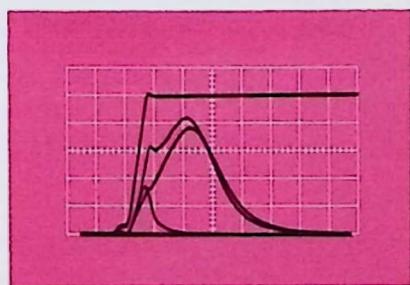
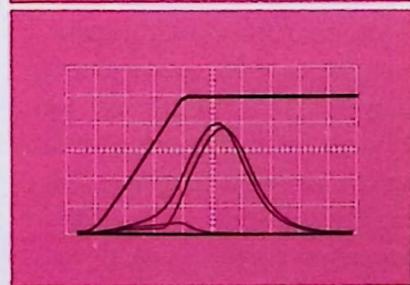


Fig. 10.3.4 Het ongestoorde 1-singaal als functie van het aangelegde veld voor een ferrietgeheugenkern.

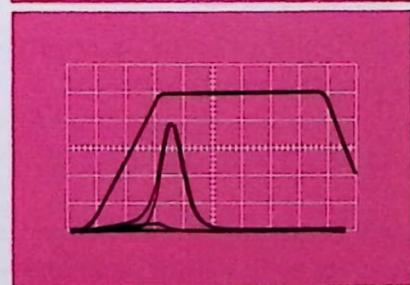
en het tijdstip dat de resulterende spanning de topwaarde bereikt, praktisch constant is en men zou kunnen overwegen of het niet beter was het tijdstip dat de stroom de 90% waarde bereikt als referentiepunt te nemen. Verder blijkt dat de wV_z praktisch omgekeerd evenredig is met de stijgtijd.



$t_r = 0,1 \mu\text{s}$
horz. $0,2 \mu\text{s}/\text{cm}$
vert. $10 \text{ mV}/\text{cm}$



$t_r = 0,5 \mu\text{s}$
horz. $0,2 \mu\text{s}/\text{cm}$
vert. $10 \text{ mV}/\text{cm}$



$t_r = 1 \mu\text{s}$
horz. $0,5 \mu\text{s}/\text{cm}$
vert. $10 \text{ mV}/\text{cm}$

Fig. 10.3.5a. Invloed van de stijgtijd op de resulterende spanningen van een ferroxcube 6 C 1 ring bij een uitsturing 450/275 mA.

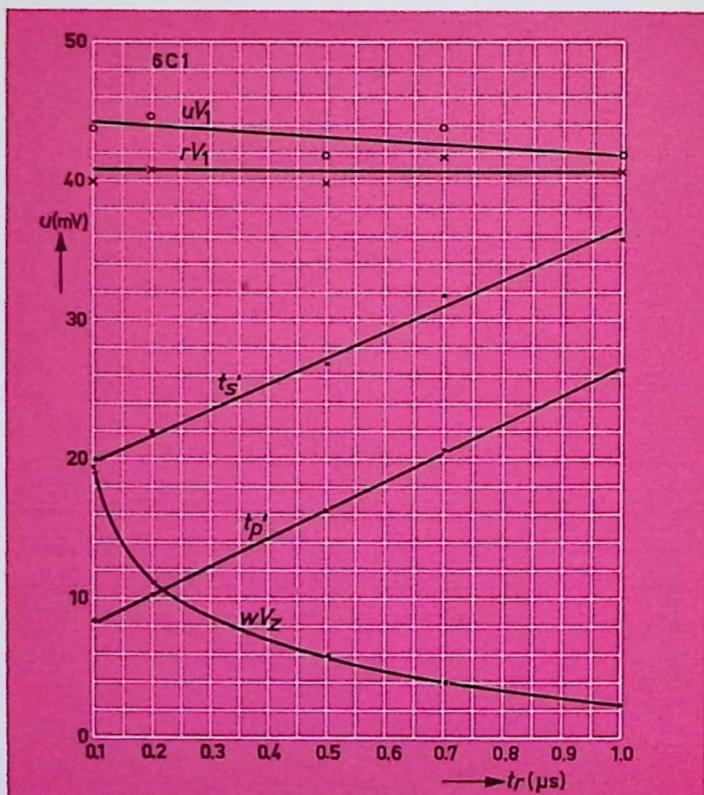


Fig. 10.3.5b Invloed van de stijgtijd op de resulterende spanningen en tijden van een ferroxcube 6 C 1 ring bij een uitsturing 450/275 mA.

10.3.4 EEN VERVANGINGSSCHEMA VOOR STOORIMPULSEN

Bij een bestudering van de resulterende spanningen, valt te constateren dat de spanning behorende bij het eerste stoorsignaal in een bepaalde richting groter is dan de spanningen behorende bij de daaropvolgende impulsen, terwijl na een aantal impulsen, veelal reeds vanaf de tweede, deze spanningen congruent zijn. Men zegt nu dat deze spanningen afkomstig zijn van reversibele processen, terwijl de spanningen bij de eerste stroomimpuls boven dien nog afkomstig zijn van irreversibele processen. Ook de spanningen bij het schakelen zijn voornamelijk afkomstig van irreversibele processen. De reversibele processen blijken voorts snelle processen te zijn, d.w.z. zij volgen ogenblikkelijk de stroomverandering. De irreversibele processen bij het schakelen zijn traag, terwijl die bij de eerste stoorsignalen wel vlug de stroomverandering volgen, maar zodra de stroom de constante waarde bereikt, ook weer een traagheid vertonen in de vorm van een staart. Verdere metingen (fig. 10.3.6a) tonen aan dat de spanningen van de stoorsignalen praktisch omgekeerd evenredig zijn met de stijgtijd.

Het blijkt nu mogelijk te zijn, een vervangingsschema te geven dat dezelfde resulterende spanningen geeft. In eerste benadering heeft de spannings-

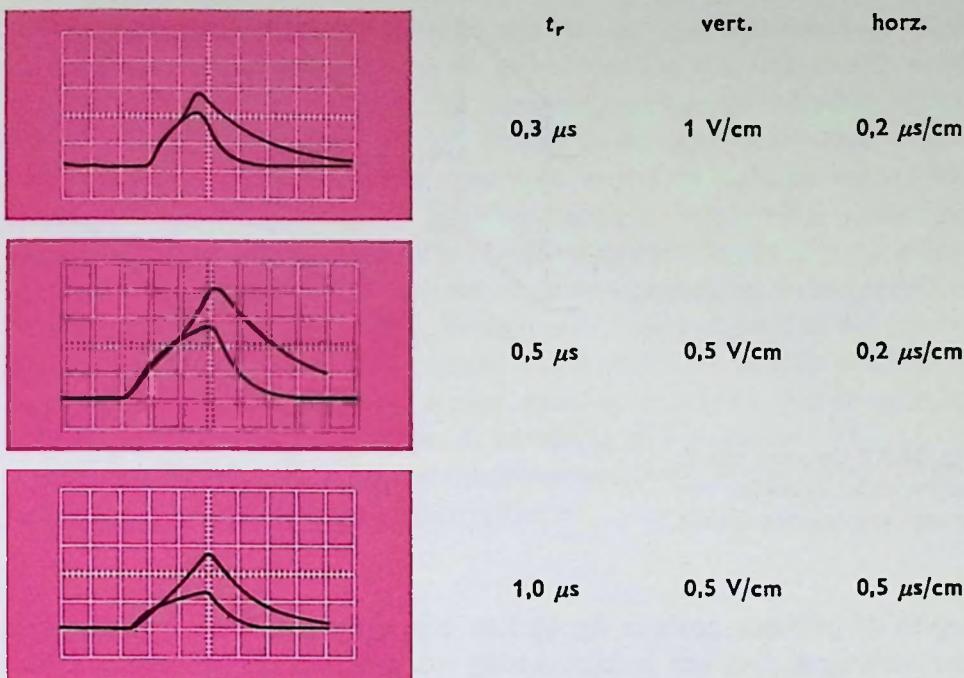


Fig. 10.3.6a Spanningen over 100 ferroxcube kernen 6 E 1.

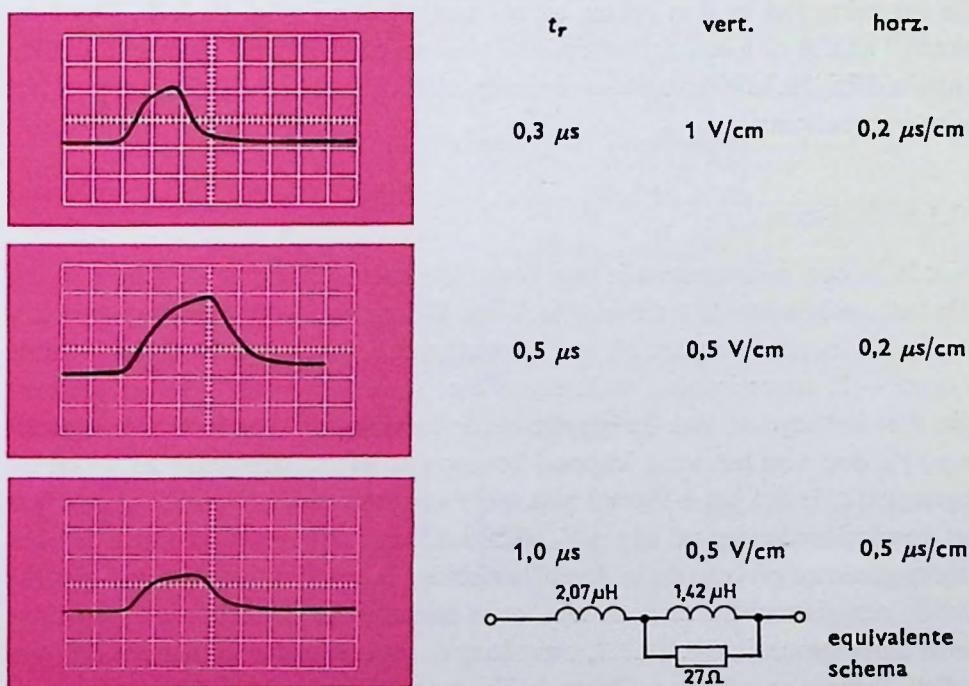


Fig. 10.3.6b Spanning over een equivalente impedantie.

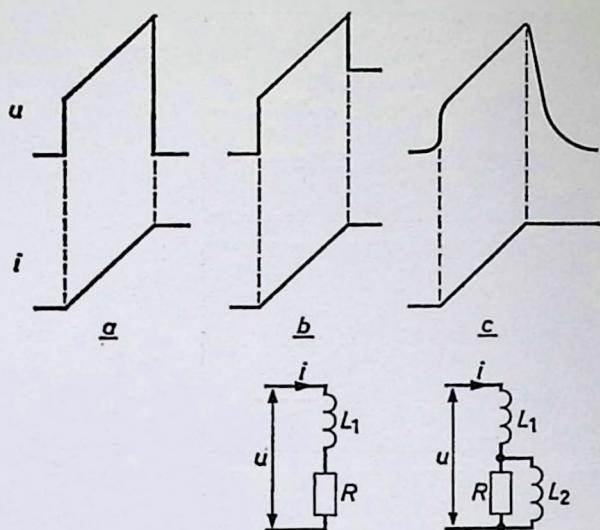


Fig. 10.3.7 Opbouw van de resulterende spanning ten gevolge van een stoorimpuls.

impuls de gedaante zoals in fig. 10.3.6a is aangegeven. Deze spanning kan men verkrijgen door een serieschakeling van weerstand en zelfinductie. Het bovenste deel van de spanningsimpuls is afkomstig van de weerstand, het onderste deel van de zelfinductie.

De spanning ziet er dan echter uit als aangegeven in fig. 10.3.7b. Door nu parallel aan R nog een zelfinductie te plaatsen, krijgt men de staart aan de impuls. Fig. 10.3.6b laat de spanningen zien die verkregen zijn volgens het bijgaande schema.

10.3.5 DE Δ -RUIS

Wordt in een geheugenmatje een bepaalde kern geselecteerd, dan worden alle kernen behorende tot dezelfde X - en Y -draad van die kern half geselecteerd. Zodoende worden bij het signaal van die ene geselecteerde kern, $n + m - 2$, stoorsignalen verkregen, die wel eens groter zouden kunnen zijn dan het signaal van de geselecteerde kern. Is het geselecteerde signaal een rV_1 , dan zou het voor kunnen komen dat het stoorsignaal zo groot en tegengesteld is dat het 1-signaal niet meer wordt waargenomen; is anderzijds het geselecteerde signaal een wV_2 , dan zou het kunnen voorkomen dat het stoorsignaal zo groot is en in dezelfde richting loopt, dat het als een 1-signaal wordt geregistreerd. Daarom zijn over het algemeen de kernen geplaatst zoals aangegeven in fig. 10.1.2, waardoor de stoorsignalen elkaar zouden opheffen indien ze alle aan elkaar gelijk waren. Uit fig. 10.3.2 blijkt dat deze stoorsignalen nogal kunnen uiteenlopen. Het totale stoorsignaal dat men

uit een matje krijgt door het ongelijk zijn van de stoorsignalen, heet Δ -ruis (Δ -noise). Voor de garantie van de juiste werking van een matje, wordt gezocht naar de grootste Δ -ruis die eventueel zou kunnen optreden. Hierbij wordt er dan van uitgegaan dat alle kernen in een gestoorde toestand zijn. De grootste verschillen worden verkregen tussen de signalen $w(n)r(m)v_{pz}$ en $r(n)w(m)v_{p1}$ enerzijds, en de signalen $r(n)v_{p1}$ en $w(n)r(m)v_{pz}$ anderzijds. De piekwaarden van de verschillende stoorsignalen liggen niet op gelijke tijden, terwijl eigenlijk de staart van de stoorsignalen het belangrijkste is. De signalen van het type $w(m)v_p$ hebben een langere staart dan die van het type $r(n)v_p$. Het grootste stoorsignaal wordt verkregen met de combinatie $r(n)w(m)v_{p1}$ en $w(n)r(m)v_{pz}$. Om deze signalen te krijgen, wordt voor het keuren van een matje de helft van de kernen in de 0 en de andere helft in de 1 gebracht, waarbij men dan een *schaakbordpatroon* (*checker board pattern*) krijgt (fig. 10.3.8). In het algemeen wordt een *selecteertijd* (*strobing time* of

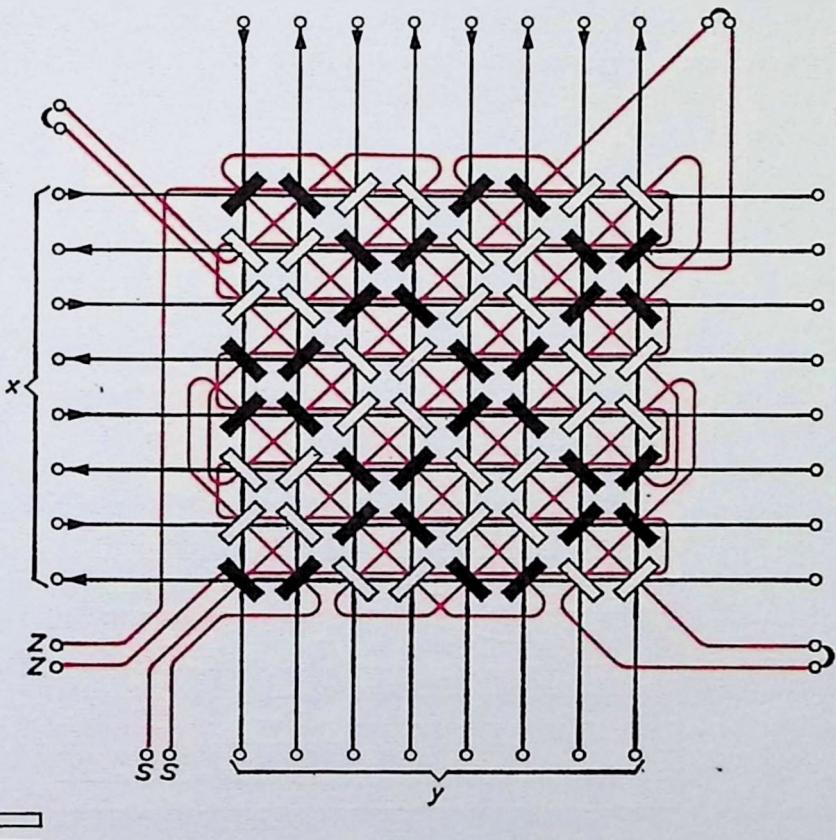


Fig. 10.3.8 Het schaakbordpatroon in een geheugenmatje.

sampling time) toegepast. Dit is een zekere tijd na t_0 , ca. t_p , waar het signaal wordt geregistreerd. Een kleinere waarde van de Δ -ruis kan men verkrijgen door een *pwd*-impuls toe te passen.

10.4 Beschrijving van het dynamisch karakter van materialen met rechthoekige hysteresislus

Nu het gebleken is dat er zoveel verschillende resulterende spanningen zijn, is er een aantal mogelijkheden om het dynamische karakter van een kern met een rechthoekige hysteresislus te beschrijven. De volgende eigenschappen zou men als belangrijke parameters voor de rechthoekigheid kunnen beschouwen.

- De verhouding van het gestoorde 0-signaal tot het gestoorde 1-signaal, dus uV_2/rV_1 . Hierbij is het nodig de stoorsignaalverhouding te definiëren.
- Het verschil tussen het ongestoorde 1-signaal en het gestoorde 1-signaal de zgn. $UR = uV_1 - rV_1$. Eigenlijk moet deze grootheid relatief bekeken worden, dus b.v. vergeleken met de uV_1 . Bovendien zal ook weer de storingsverhouding gespecificeerd moeten worden.

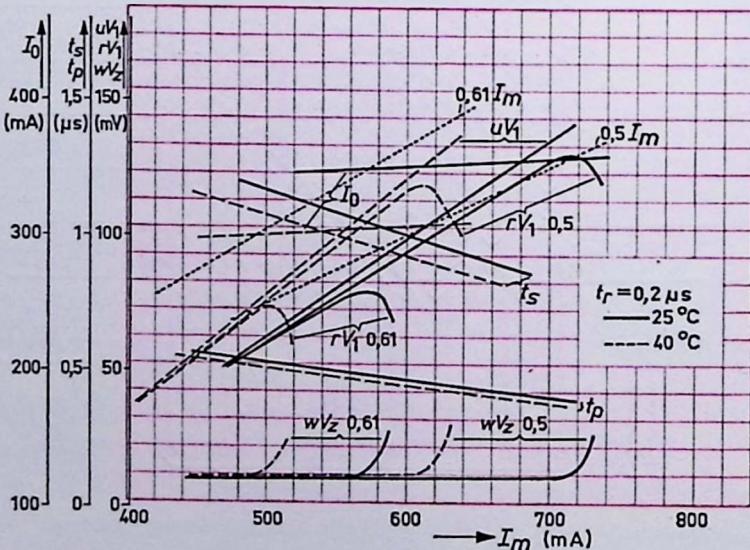


Fig. 10.4.1 Een verzameling van gegevens van een bepaald type geheugenkern voor twee verschillende temperaturen en twee storingsverhoudingen.

c) Wordt de amplitude van de partiële stroomimpulsen vergroot bij een bepaalde stroom waarmede een kern is bestuurd, dan ontstaan de volgende twee stromen.

- 1) de *drempeilstroom* I_0 . Dit is de amplitude van de partiële stroomimpulsen waarbij de rV_1 sterk gaat afnemen. Als maat wordt hiervoor genomen de verhouding tot de uV_1 en veelal is de I_0 gedefinieerd als de stroomimpuls waarbij $rV_1 = 0,9 uV_1$.
- 2) de *breek- of kniestroom* I_b . Dit is de amplitude van de partiële stroomimpulsen waarbij de staart van de wv_z snel gaat stijgen ten tijde van de piek van de rV_1 , dus bij t_p . In deze toestand wordt een kern *storingsgevoelig* genoemd.

Bij deze definities zal het vaak nodig zijn het aantal stoorimpulsen te definiëren.

Men kan I_0 uitzetten als functie van die I_m waarbij dan de grenzen van de storingsverhoudingen worden opgegeven. Het gebied waar de kern bruikbaar is, is dan goed te zien (zie fig. 10.4.1).

10.5 Temperatuurafhankelijkheid

Bij de materialen met rechthoekige hysteresislus blijken de resulterende spanningen en andere grootheden van de temperatuur afhankelijk te zijn. Wordt een maximale hysteresislus beschouwd, dus geen binnenlus, dan zal

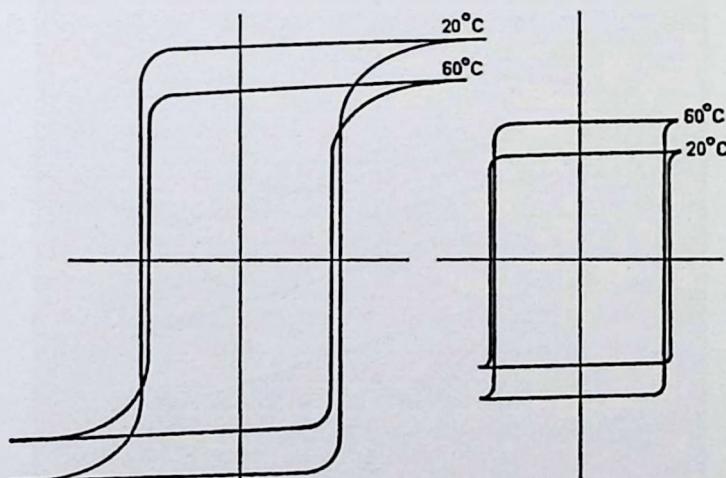


Fig. 10.5.1 De temperatuurafhankelijkheid van een hysteresislus als de veldsterkte constant wordt gehouden, terwijl deze zo groot is dat praktisch de maximale lus wordt beschreven.

Fig. 10.5.2 De temperatuurafhankelijkheid van een binnenlus wanneer de veldsterkte constant wordt gehouden.

dese bij gebruik in een normaal temperatuurgebied, bij toenemende temperatuur kleiner worden. Zowel coercitie en remanente nemen af bij toenemende temperatuur (zie fig. 10.5.1). Een ander beeld wordt verkregen met een binnenlus waarbij de veldsterkte constant gehouden wordt. Het blijkt nu dat de remanente inductie toeneemt met hoger wordende temperatuur (fig. 10.5.2). In het algemeen wordt dan ook gevonden dat de μV_1 toeneemt met toenemende temperatuur, daar voor geheugens gebruik wordt gemaakt van de binnenlus. Het schakelen gaat ook sneller bij hoger wordende temperatuur, zodat t_p en t_s afnemen met toenemende temperatuur. Ook de sto-

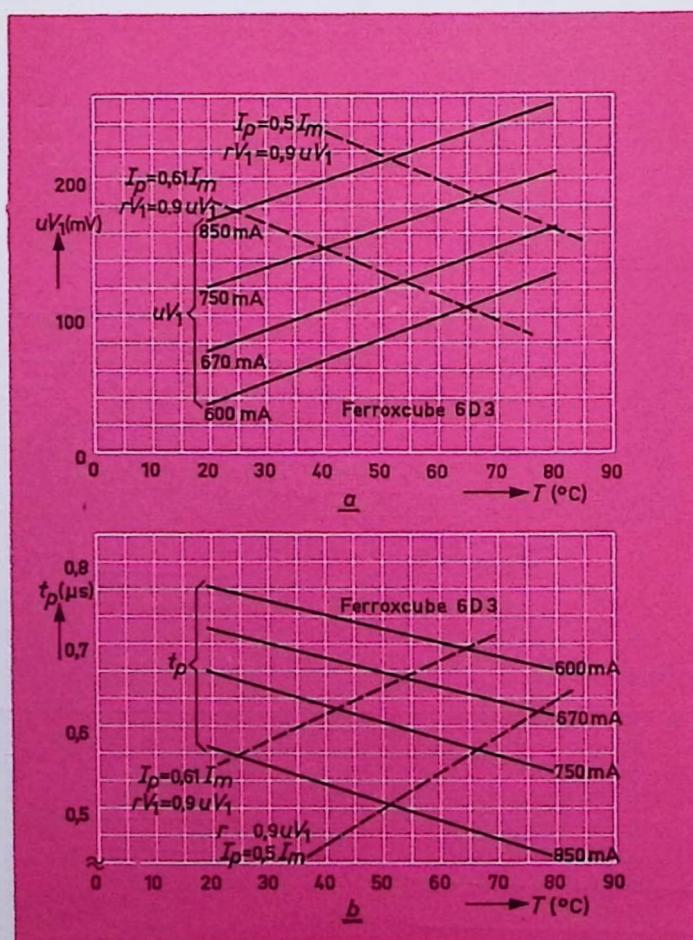


Fig. 10.5.3a. De temperatuurafhankelijkheid van de μV_1 . b. De temperatuurafhankelijkheid van de piektijd. Tevens is aangegeven waar de $rV_1 = 0,9 \mu V_1$ bij storingsverhoudingen 0,5 en 0,61.

ringsverhouding wordt kleiner met toenemende temperatuur. Het geheel kan in grafiek worden weergegeven (fig. 10.5.3). Bovendien kunnen lijnen aangegeven worden van constante I_0/I , d.w.z. de storingsverhouding waarbij $rV_1 = 0,9 uV_1$.

Uit deze grafieken blijkt dat niet ondubbelzinnig over een temperatuurcoëfficiënt gesproken kan worden.

Een definitie die men geven kan, is:

$$T_c = \frac{uV_{1T2} - uV_{1T1}}{\frac{1}{2}(uV_{1T2} + uV_{1T1})} \cdot \frac{100}{T_2 - T_1} \%$$

Daarnaast zou een temperatuurcoëfficiënt gedefinieerd kunnen worden op dezelfde wijze als de schakelcoëfficiënt, en wel:

$$uV_1 = S_T(T - T_0)$$

In deze betrekking is T_0 een functie van I_m .

Uit de grafieken van fig. 10.4.1 en 10.5.3a is $(\partial V/\partial I)_T$ en $(\partial V/\partial T)_I$ te bepalen.

Wil men stroomcompensatie gebruiken, dan moet $(\partial I/\partial T)_V$ bekend zijn.

Met vrucht is dan de betrekking te gebruiken:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial V}\right)_T \left(\frac{\partial T}{\partial I}\right)_V \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_I = -1$$