

## Klasszikus kapcsolású mágneses erősítők

CSÁKI FRIGYES egyet. docens és FRIGYES ANDOR egyet. adjunktus, Budapesti Műszaki Egyetem

621.375.3.03

*A cikk általános áttekintést ad a klasszikus kapcsolású mágneses erősítők működéséről, felhasználva azt a tényt, hogy az ilyen erősítőkhez használt mágneses anyagok mágnesezési jelleggörbéjének a telítésnél éles könyöke van. Meghatározza az erősítési viszonyokat és a dinamikus sajátságokat. Foglalkozik a külső visszacsatolás kérdéseivel, és a különbözőzeti kapcsolással.*

Mágneses erősítőnek olyan készüléket nevezünk, amely a ferromágneses anyagok telítési jelenségeinek felhasználása révén valamely kis teljesítményszintű villamos jelet (áramot, feszültséget) az utóbitól függő nagyobb teljesítményszintű jellé alakít át. A különböző mágneses erősítők kapcsolások egyre nagyobb tért hódítanak a mérés, az ellenőrzés, a vezérlés, az önműködő szabályozás különféle készülékeiben és berendezéseiben. Így pl. a mágneses erősítőt felhasználják feszültség-, periódusszám-, hőfok-, nyomásszabályozókban stb., továbbá önműködő kompenzáló készülékekben, valamint hőelemek, fényelemek, nyúlásmérők által szolgáltatott kis feszültségek felerősítésére, feszültségstabilizátorokban nullindikátorként, stb. Mágneses erősítőket alkalmaznak egyenáramú és váltakozóáramú motorok vezérlőberendezéseiben, gáztöltésű csövek gyújtásváz vezérlésében, higanygőzegegyenirányítók áramának mérésére „egyenáramú áramváltó” formájában. Felhasználásra kerülnek relés védelmekben, jelzőberendezésekben, digitális és analog számológépekben, önműködő válogatógépekben stb.

A mágneses erősítők előretérésüket előnyös tulajdonságaiknak köszönhetik. A mágneses erősítők egyszerű felépítésűek, mozgó és kopásnak kitett alkatrészeik nincsenek, a tekercsek, a vasmag, a félvezető (szelén, rézoxid vagy germánium) egyenirányítók élettartama hosszú. A mágneses erősítő jelentősen túlterhelhető, mechanikai igénybevételnek, rezgésnek, rázásnak ellentáll. Ezért rendkívül üzembiztos. Nincs szükség időszakos karbantartásra. Az elektroncsöves erősítővel ellentétben bekapcsoláskor azonnal üzemkész, felfűtési vagy fel-futási időre nincs szükség.

A mágneses erősítők, akárcsak az elektroncsöves erősítők, megvalósíthatók visszacsatolással, több fokozatban kaszkád kapcsolásban, ellenütemű

kapcsolásban stb. Ha több előmágnesező tekercs van, a mágneses erősítő többelektródás elektroncső szerepét töltheti be.

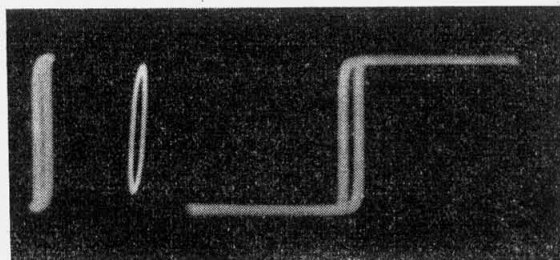
A mágneses erősítő stabilitása nagy. Még +20–30%-os tápfeszültség és tápfrekvencia ingadozás esetén is biztosan működik.

A mágneses erősítő legnagyobb hátránya, az elektroncsöves erősítőhöz képest, nagy tehetetlensége (késleltetése). Csak a legújabb időkben sikerült új mágneses anyagok és új kapcsolások segítségével a tehetetlenséget jelentősen lecsökkenteni. Ennek ellenére a mágneses erősítő fő alkalmazási területe az egyenáramú és lassú változású jelek erősítése maradt, a hangfrekvenciás, sőt nagyobb frekvenciájú tartományban, valamint az impulzustechnikában elsősorban nagy üzembiztonsága miatt kezd újabban elterjedni.

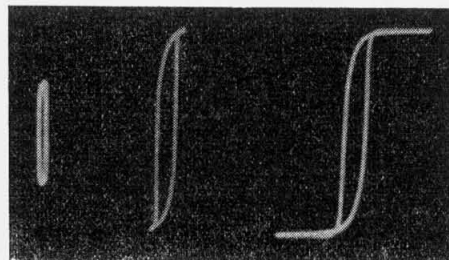
A mágneses erősítők kapcsolások vizsgálatakor a legnagyobb nehézséget rendszerint éppen a működés mód alapját képező telítési jelenség pontos figyelembevétele, vagyis a ferromágneses anyag mágnesezési görbéjének szabatos leírása jelenti. A mágneses erősítővel kapcsolatos irodalmi közlemények egy részében (főleg a régebbieken) a mágnesezési görbének analitikus függvényvel nehezen kifejezhető nem lineáris volta miatt grafikus tárgyalásmódot használnak. Ennek a tárgyalásmódnak hátránya nehézsége mellett az, hogy némely fontos jellemzőre nem ad általános érvényű kifejezést.

A mágneses erősítők céljára újabban kifejlesztett ún. lágy mágneses anyagok mágnesezési jelleggörbéjét — amint azt az alábbiakban indokolni fogjuk — a gyakorlat igényeinek igen jól megfelelő pontossággal három, illetve négy egyenes szakasszal helyettesíteni lehet. Így lehetővé válik a jelenségek analitikus tárgyalásmódja. E cikk célja, hogy a mágneses erősítők legrégebben ismert, immár klasszikusnak mondható kapcsolásain bemutatassa ezt a tárgyalásmódot.

Az újabb irodalmi közleményekben szinte kizárólag ezt a tárgyalásmódot követik. Alkalmazásukkor némileg szabadulni kell a lineáris váltakozóáramú körökben használt szimbolikus módszerrel kapcsolatban megszokott szemlélettől és a közvetlenül a fizikai képre alapozott szemléletet kell kialakítani.



1/a ábra. Permenorm 5000 Z mágnesezési görbéi különböző maximális térerősségek mellett



1/b ábra. Permalloy C mágnesezési görbéi különböző maximális térerősségek mellett

**I. A mágneses erősítőkhöz használt mágneses anyagok. Mágneses szelepek**

Más villamos teljesítményerősítővel versenyképes mágneses erősítőket csupán különleges megmunkálásnak, ill. hőkezelésnek alávetett ferromágneses ötvözetekkel lehet megvalósítani. Ezeket, az ún. lágy mágneses anyagokat az jellemzi, hogy egyrészt mágnesezési görbéjüknek telített és telítetlen szakasza élesen különválik, tehát éles könyökkel telítődnek, másrészt telítetlen szakaszukon igen nagy a  $\frac{dB}{dH} = \mu_{diff}$  differenciális permeabilitásuk.

Az 1/a és 1/b ábrákon példaképpen bemutatjuk a Permenorm 5000 Z és a hazai gyártású Permalloy C mágnesezési görbéjét, különböző maximális térerősséggel végzett váltakozó átmágnesezés mellett. Már ezekből a minőségi képekből is látható, hogy a mágnesezési jelleggörbe hirtelen telítődik.

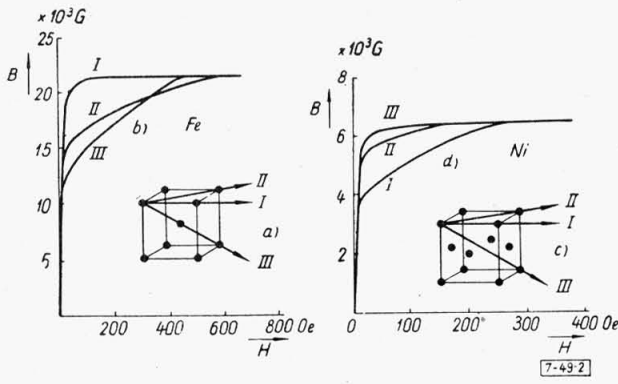
A kedvező mágneses sajátságokat részben hideghengerléssel, és mágneses térben végzett hőkezeléssel érik el. A hőkezelés alapja az a fizikai tény, hogy

a ferromágneses anyagok kristályai különböző irányokban különböző mágneses sajátságokat mutatnak. Például a 2/a, ill. c ábrán rajzolt Fe ill. Ni kristály az I., II. és III. irányban a 2/b, ill. d ábra megfelelően jelölt görbéje szerint mágnesezhető. Mivel a kristályok általában rendezetlenül helyezkednek el, ezért a makroszkópikus mérés a jelleggörbék eredőjét mutatja minden irányban. Ha azonban az anyagot megfelelő (1000 C°–1300 C°) hőmérsékletre hevítik, majd a lassú lehűtés során, amikor a hőmérséklet a Curie ponton áthalad, erős mágneses teret létesítenek, a kristályok rendeződnek, és valamennyinek pl. az I. tengelye a mágneses tér irányával meghatározott irányba áll be. Ezek az ún. irányított szemcséjű (grain oriented) mágneses anyagok, amelyek makroszkópikus méretekben is különböző irányokban különböző jelleggörbék szerint mágnesezhetők. A legtöbb ötvözetben az említett hőkezelés révén nyert anyagok jellemzőinek velejárója a nagy permeabilitás és a hirtelen telítődés mellett a nagy remanens indukció is. Noha a modern kapcsolásokban az utóbbi tulajdonságot is előnyösen ki lehet aknázni, a mágneses anyag jóságának megítélésére elsősorban az első két jellemző a mérvadó.

A 3. ábrában feltüntettük néhány lágy mágneses anyag statikus histerézis görbéjét. A dinamikus histerézis görbe ezeknél szélesebb, a lemezekben keletkező örvényáramok miatt. Erre való tekintettel a jobb minőségű mágneses anyagokat vékony (0,02–0,1 mm) szalag formájában gyártják és a légrések elkerülése érdekében a magokat a szalagokból toroid alakúra csévélik.

Az 1. táblázatban feltüntettük néhány lágy mágneses anyag összetételét, hőkezelésének módját, és fontosabb villamos jellemzőit.

Az erősáramú technikában a nagyteljesítményű mágneses erősítőkhöz olcsóságuk miatt főleg az

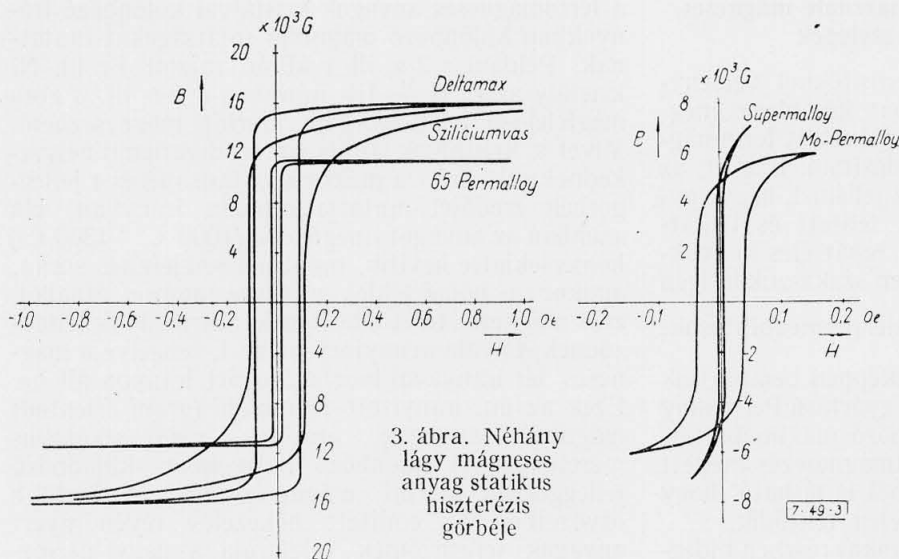


2. ábra. Fe és Ni kristály mágnesezési görbéi különböző irányokban

Lágy mágneses anyagok

1. táblázat

Anyag	$\mu_0$ G/Oe	$\mu_{max}$ G/Oe	$H_c$ Oe	$B_s$ G	$\rho$ $\Omega \text{ mm}^2/\text{m}$	Hőkezelés
I.	Vas	200	5 000	1,0	21 500	0,1 900 C°
	Szilíciumvas (4% Si)	450	8 000	0,6	19 700	0,6 800 C°
	Szilíciumvas (3,3% Si)	600	10 000	0,2	20 000	0,5 hideghengerlés
	Hypersil (3,3% Si)	1 500	40 000	0,1	20 000	0,5 hideghengerlés + 1200 C° H <sub>2</sub> -ben
II.	Hypernik (50% Ni)	4 000	80 000	0,05	16 000	0,35 1200 C° H <sub>2</sub> -ben
	Permalloy-78 (78% Ni)	8 000	100 000	0,05	10 000	0,16 1050 C° 600 C°
	Mo-Permalloy (78% Ni; 4% Mo)	12 000	120 000	0,04	8 700	0,6 1000 C° H <sub>2</sub> -ben
	Cr-Permalloy (78,5% Ni; 4% Cr)	12 000	60 000	0,025	8 000	0,65 —
	Mumetal (76% Ni; 5% Cu; 3% Mo)	15 000	120 000	0,04	7 200	0,6 1100 C° H <sub>2</sub> -ben
	Supermalloy (79% Ni; 5% Cu)	100 000	900 000	0,004	8 000	0,6 1300 C° H <sub>2</sub> -ben
	Permendur (50% Co)	800	500	2,0	24 500	0,07 800 C°
III.	Ferritek	2 000	8 500	0,08	2 800	5 · 10 <sup>6</sup>
		200	350	1,2	3 300	10 <sup>6</sup>



3. ábra. Néhány lágy mágneses anyag statikus hiszterézis görbéje

$$\psi = B \cdot A \cdot N,$$

$$i = \frac{Hl}{N},$$

tehát nemcsak  $B$  és  $H$ , hanem  $\psi$  és  $i$  összefüggését is megadja a 4/a ábra ideális jelleggörbéje.

Kapcsoljunk tetszőszerint változó feszültséget a 4/b ábrán látható áramkörre, amely ideális mágval rendelkező szórás- és ellenállásmentes tekercset és vele sorbakapcsolt  $R$  ellenállást tartalmaz.

A kör feszültségegyenlete:

$$u = \frac{d\psi}{dt} + iR \tag{1}$$

A  $\psi(i)$  jelleggörbén két fajta üzemállapotot kell megkülönböztetnünk:

1. A telített szakaszon (vízszintes egyeneseken)  $\psi$  nem változhat, tehát az (1) kifejezés jobboldalának első tagja zérus. Ezért itt

$$u = iR \tag{1/a}$$

Az áram értékét kizárólag a feszültség és a kör ellenállása szabja meg. A teljes  $u$  feszültség az ellenállásra esik.

2. A telítetlen szakaszon (függőleges egyenes) az áram zérus, tehát (1) jobboldalának második tagját lehet elhagyni. Ezért itt

$$u = \frac{d\psi}{dt} \tag{1/b}$$

A teljes feszültség a mágva (a tekercsre) jut.

Az áram szempontjából tehát mintha mágneses szeleppel volna dolgunk: első esetben a szelep átenged, második esetben teljesen lezár. Utóbbi esetben viszont az

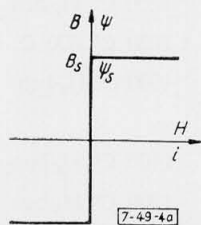
$$u = \frac{d\psi}{dt}, \text{ ill. } \int_{t_1}^{t_2} u dt = \int_{\psi_1}^{\psi_2} d\psi = \psi_2 - \psi_1 \tag{1/c}$$

összefüggésnek megfelelően a szelep feszültséget, pontosabban feszültségidőterületet (V sec) képes magára venni.\* A feszültség terület épp a tekercsfluxus változásával egyenlő (5. ábra). Ha a feszültség terület pozitív, akkor a fluxus nő, ha negatív, akkor csökken. Ha két időpontban a tekercs-

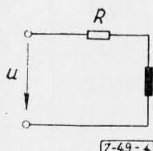
első csoportba tartozó anyagokat használják fel. Különleges célokra, pontos mérési és szabályozási feladatok megoldására a II. csoportba tartozó drága Ni ötvözeteket (Permalloy fajtákat) alkalmazzák. A III. csoportot, a Ferriteket csak 20 kHz felett alkalmazzák.

Toroid alakú magok esetében a szokásos áram-sűrűségek alapulvételével az ablakkeresztmetszetben  $10^2$ – $10^3$ -szor nagyobb gerjesztést lehet létesíteni, mint a telítetlen szakaszon előforduló legnagyobb gerjesztés. Mivel a mágneses erősítőkből a lehetséges gerjesztésértékeket kihasználják, ezekhez képest a telítetlen szakaszhoz tartozó gerjesztések a gyakorlat igényeinek jól megfelelő közeli-téssel elhanyagolhatók. Erre való tekintettel a mágneses erősítőkből alkalmazott mágneses anyagok statikus és dinamikus jelleggörbéjét a 4/a ábrán rajzolt módon három egyenessel közelíthetjük. Ez a jelen közleményben bemutatásra kerülő klasszikus erősítőkapsolások leírásakor — talán a közönséges transzformátorlemezzel megépített erősítők-től eltérően — minden tekintetben a gyakorlati követelményeknek tökéletesen megfelelő közelítést ad. A 4/a ábrán látható jelleggörbéjű magot a mágneses erősítő szempontjából ideális mágval fogjuk nevezni.

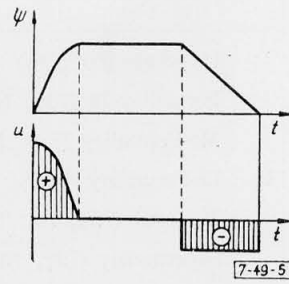
Helyezzünk  $A$  keresztmetszetű és  $l$  hosszúságú ideális mágva  $N$  menetszámú tekercset. A mag tekercsfluxusa és árama az indukcióval és térerősséggel a következőképpen fejezhető ki\*:



4/a ábra. Ideális mágneszésési jelleggörbe



4/b ábra. Ideális mágneszésési jelleggörbéjű tekercs és ellenállás soros kapcsolása



5. ábra. A feszültségidőterület és a tekercsfluxusváltozás összefüggése

\* A mennyiségek pillanatértékét kisbetűvel jelöljük, így a tekercsfluxus és a fluxus pillanatértéke  $\psi$  illetve  $\varphi$ .

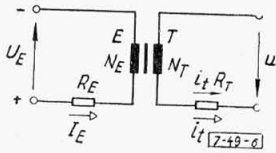
\* A következőkben a rövidség kedvéért feszültségidőterület helyett feszültségterületről fogunk beszélni.



fluxus ugyanakkora értékű, akkor a két időpont között a pozitív és negatív feszültségterület kiegyenlíti egymást, vagyis a két időpont között a feszültség idő szerinti integrálja zérus.

### II. Egyenárammal előmágnesezett fojtótekercs

A 6. ábrán látható az egyenárammal előmágnesezett tekercs kapcsolása. Az  $E$  előmágnesező tekercsben  $I_E$  egyenáram folyik. A  $T$  váltakozóáramú teljesítménytekercs  $u = U_m \sin \omega t$  feszültségű forrásra van kapcsolva.



6. ábra. Egyenárammal előmágnesezett tekercs

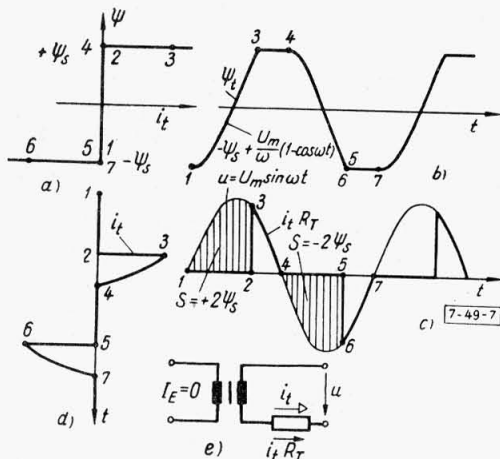
A  $T$  teljesítménytekercsben folyó  $i_t$  áram az  $R_T$  ellenálláson feszültségesezt létesít. Az utóbbi feszültséget (vagy az  $i_t$  áramot) tekintjük kimenő jelnek, míg  $I_E$  a bemenő jel. Megjegyezzük még, hogy az  $E$  és  $T$  tekercs  $N_E$  és  $N_T$  menetszáma általában különböző, azonban a transzformátorok ismert átszámítási módszerével az  $E$  előmágnesező kör mennyiségei átszámíthatók  $T$  teljesítménykörre:

$$I_E = \frac{N_T}{N_E} I_E, \quad U_E = \frac{N_T}{N_E} U_E,$$

$$R'_E = \left(\frac{N_T}{N_E}\right)^2 R_E$$

Az egyszerűség kedvéért általában a vesszőt elhagyjuk, vagyis feltételezzük, hogy  $E$  és  $T$  tekercs menetszáma megegyezik:  $N_E = N_T$ . A szórást is általában elhanyagoljuk. Ha  $\varphi$  a mag fluxusa, akkor a  $T$  tekercsben  $\psi_t = N_T \varphi$ , az  $E$  tekercsben pedig  $\psi_e = N_E \varphi$  lesz a tekercsfluxus. Ha  $N_E = N_T$ , akkor  $\psi_t = \psi_e$ .

Vizsgáljuk meg most először az  $I_E = 0$  esetet. Tételezzük fel, hogy kezdetben a tekercsfluxus  $-\psi_s$  értékű, vagyis a mag állapotát a mágnesezési jelleggörbén (7. ábra) éppen az 1 pont jellemzi. Az 1 pont a telített és telítetlen szakasz határán van. Az 1 pont tehát egyrészt rajta van a jelleggörbe telített szakaszán, ezért fluxus változás még



7. ábra. Egyenárammal előmágnesezett tekercs villamos és mágneses jellemzőinek változása zérus előmágnesezés esetén

nincs, másrészt az 1 pont rajta van a telítetlen szakaszon is, ezért az áram már nem folyhat. Nyilvánvaló tehát, hogy a  $T$  körben semmiféle feszültségeseés nem keletkezik, és éppen ezért állandósult állapotban a mágnesezési jelleggörbe 1 pontjának éppen az  $u = U_m \sin \omega t$  feszültség nullaátmenete felel meg.\*

Tételezzük fel, hogy a  $T$  tekercs bekapcsolása a feszültség nullaátmenetének pillanatában következik be. Minthogy a mágneses jelleggörbén az 1. pont már a telítetlen szakaszra esik, áram nem folyik, az  $R_T$  ellenálláson tehát nem keletkezik feszültségeseés, azért a teljes tápfeszültség a  $T$  tekercsre jut. Ennek  $\psi_t$  tekercsfluxusa szabadon fog változni. Mivel

$$\frac{d\psi_t}{dt} = u = U_m \sin \omega t, \quad (2)$$

ezért a fenti differenciál-egyenlet integrálásából:

$$\int_{-\psi_s}^{\psi_t} d\psi_t = \int_0^t U_m \sin \omega t dt, \quad (3)$$

$$\psi_t + \psi_s = \frac{U_m}{\omega} (1 - \cos \omega t). \quad (4)$$

A tekercsfluxus tehát

$$\psi_t = -\psi_s + \frac{U_m}{\omega} (1 - \cos \omega t) \quad (5)$$

függvény szerint változik az időben. A  $\psi_t$  tekercsfluxus mindaddig szabadon változik, amíg a jelleggörbe 2 pontjában el nem éri a  $+\psi_s$  telítési értéket. Közben a mag

$$S = \int_{t_1}^{t_2} u dt = \int_0^{t_2} U_m \sin \omega t dt = \frac{U_m}{\omega} (1 - \cos \omega t_2) = +2\psi_s \quad (6)$$

feszültségterületet vesz magára. (A fenti összefüggésből a  $t_2$  időpont meghatározható.) Ezután a mag telítésbe jut, fluxusa tovább nem változhat, több feszültségterületet tehát már nem képes magára venni. Ezért a 2 ponttól kezdve a teljes tápfeszültség az  $R_T$  ellenállásra jut, a  $T$  tekercsen tehát  $i_t = u/R_T = U_m \sin \omega t / R_T$  áram folyik át ( $R_T$ -ben vesszük figyelembe a  $T$  tekercs ellenállását is). Az  $i_t$  áram (és az  $i_t R_T$  feszültség) a  $t_2$  időpontban hirtelen a 3 pont által megszabott értékre nő, ugyanakkor a mágnesezési jelleggörbén is a munkapont a 3 pontba kerül. Ettől fogva  $i_t$  és  $i_t R_T$  követi a szinusz függvény 3—4 szakaszát. A 4 pontban az áram zérus, a tekercsfluxus pedig a jelleggörbe telítetlen szakaszának kezdetére esik. A 4—5 pontok között  $\psi_t$  ismét szabadon változik, miközben a mag  $-2\psi_s$  feszültségterületet vesz fel, az áram pedig zérus. Az 5 pontban a mag ismét telítésbe kerül, ettől fogva ismét áram folyik

\* Itt és a következőkben a  $\psi(t)$ ,  $\psi(t)$  és  $u(t)$  görbéken az összetartozó pontokat azonos számokkal jelöltük meg.

és az  $i_t R_T$  feszültség tart egyensúlyt a tápfeszültséggel. Végül a 7 pontban a feszültség, az áram, a tekercsfluxus ugyanakkora, mint az 1 pontban volt, az egész folyamat tehát előlről kezdődik, vagyis az állandósult megoldást nyertük. Ha más kezdeti feltételekből indultunk volna ki, az első félperiodus lefolyása kissé más volna, az állandósult folyamat azonban ugyanaz lenne.

A 7/d ábrán külön megrajzoltuk az  $i_t$  terhelő-áram lefolyását is. Erről a későbbiekben lemondunk, mert az  $i R_T$  feszültség egyben az  $i_t$  áram lefolyásáról is tájékoztat.

A nyert áramalak hasonló a gáztöltésű csövet, tirátront tartalmazó áramkör áramalakjához. Lényeges különbség azonban, hogy esetünkben a „gyűjtásszög”-et nem a feszültség nagysága, hanem annak időintegrálja szabja meg.

Első pillanatásra meglepőnek tűnik, hogy a tekercs árama hirtelen ugrásszerűen változik (2—3 pont). A magyarázat: a 2 pont elérésekor a tekercs induktivitása zérusra csökken, a hirtelen áramváltozásnak tehát nincs akadálya.

Mivel a tápfeszültség félhullámának területe

$$\int_0^{\pi/\omega} U_m \sin \omega t dt = \frac{2U_m}{\omega},$$

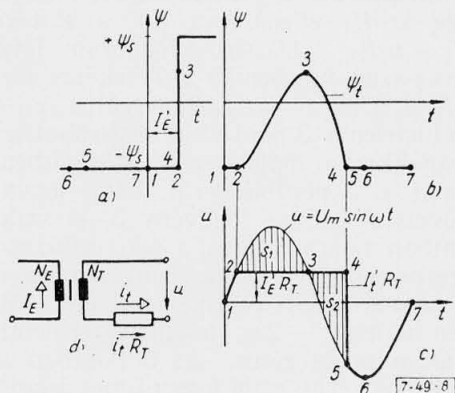
ezért a mag csak akkor fog egyáltalán „begyűjtani”, áram csak akkor folyik, ha e feszültségterület nagyobb, mint  $2\psi_s$ , tehát ha

$$U_m > \omega \psi_s$$

Ellenkező esetben az áram mindenütt zérus (ill. a valóságos mágnesezési görbe esetében sehol sem lépi túl a telítetlen szakaszhoz tartozó mágnesező áram értékét). Ha viszont  $U_m > \psi_s \omega$ , akkor az ellenállásra egy félperiodus alatt a tápfeszültség félhullámának feszültségterületéből az a rész jut, amelyet a mag már nem képes felvenni, tehát

$$\int_0^{\pi/\omega} i_t R_T dt = \frac{2U_m}{\omega} - 2\psi_s \quad (7)$$

Vizsgáljuk meg most mi történik, ha a magot  $I_E = \text{const} = 0$  árammal előmágnesezzük. A mágnesezési jelleggörbe a fluxus értékét az  $E$  és  $T$  te-



8. ábra. Egyenárammal előmágnesezett tekercs villamos és mágneses jellemzőinek változása, ha az előmágnesező áram állandó értékű

kercs által (8/d. ábra) együttesen létesített  $\Theta = -N_E I_E + N_T i_t$  gerjesztés függvényében adja meg. Ha a mágnesezési jelleggörbét a  $T$  tekercsben folyó  $i_t$  áramra kívánjuk megrajzolni, akkor a jelleggörbét

$$\frac{N_E}{N_T} I_E = I'_E$$

értékkel jobbra kell eltolni (8/a. ábra), hiszen  $i_t$ -nek  $I'_E$  értéket kell felvennie, hogy az eredő gerjesztés  $\Theta = 0$  lehessen, a mag a telítésből kikerülhessen és feszültségterületet vehessen fel. Az  $i_t$  áram akár kisebb, akár nagyobb  $I'_E$ -nél, a mag telítésbe kerül, tehát feszültségterületet nem vesz fel.

A  $t = 0$  pillanatban tételezzük fel, hogy a tápfeszültség éppen nullán halad keresztül és az  $i_t$  áram is zérus. A mag állapotát az 1 pont jellemzi, vagyis  $-\psi_s$  tekercsfluxus marad vissza. Az  $R_T$ -re jutó feszültség szabadon, szinusz függvényt követve nő a 2 pontig, értéke ekkor éppen  $I'_E R_T$ . Tovább azonban nem növekedhet, mert a mag kikerült a telítésből. Ettől fogva az  $R_T$  ellenállásra  $I'_E R_T$  feszültség jut, míg a tekercs az  $u - I'_E R_T$  feszültségkülönbséget veszi magára. A fluxus addig növekszik, míg a feszültségkülönbség pozitív, vagyis a 3 pontig. Feltételezzük, hogy a mag fluxusa eközben nem érte el a  $+\psi_s$  értéket.

Ezután a feszültségkülönbség negatívvá válik, mert a telítetlen szakaszon az  $i_t$  áram állandó  $i_t = I'_E$  marad, egészen addig, amíg  $S_2$  terület egyenlő nem lesz  $S_1$ -el, ekkor ugyanis a munkapont a mágnesezési jelleggörbén ismét visszakerül az alsó könyökbe (4 pont). Minthogy ettől kezdve  $\psi = -\psi_s = \text{const}$ , a tápfeszültség az  $R_T$  terhelőellenállásra esik (5—6—7 pont).

Könnyen belátható, hogy az  $i_t$  áramnak nincs egyenáramú összetevője. Jelöljük a szinusz görbe fél periodusra vett integrálját  $A$ -val,  $S_2$ -nek a  $t$  tengely fölé eső területét pedig  $B$ -vel. Nyilván

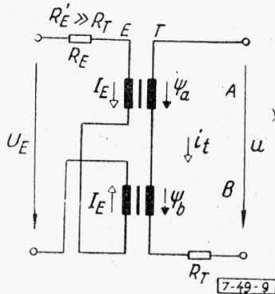
$$R_T \int_{t_1}^{t_2} i_t dt = A - S_1 + B = A -$$

$$(S_2 - B) = -R_T \int_{t_1}^{t_2} i_t dt,$$

tehát az áramgörbének a tengely felett és alatt lévő területe egyenlő nagy, de ellenkező előjellű, egyenáramú összetevő tehát valóban nincs. Ez nem is lehet másképpen, mert általában ellenállást és induktivitást tartalmazó áramkör váltakozóáramú áramforrásból állandósult állapotban egyenáramú áramösszetevőt nem vehet fel. Ha az induktivitás lineáris, akkor állításunk triviális, hiszen ebben az esetben az áram hálózati frekvenciájú váltakozó áram. Azonban nem lineáris induktivitás esetén sem lehet egyenáramú összetevő. Írjuk fel ui. a kör feszültségegyenletét, ha  $u$  a tápfeszültség,  $R$  az ellenállás és  $\psi$  az induktivitás fluxusa:

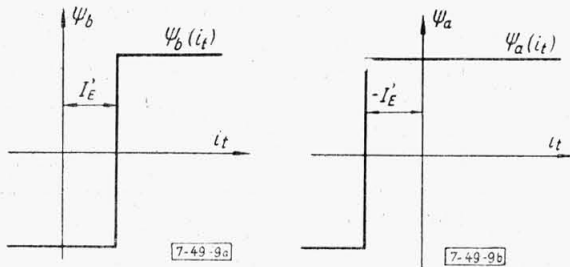
$$-u + iR + \frac{d\psi}{dt} = 0 \quad (8)$$

Ámde  $u$  nem tartalmaz egyenfeszültségű összetevőt,  $\frac{d\psi}{dt}$  pedig csak akkor tartalmazhatna, ha  $\psi$ -nek az idővel lineárisan változó fluxusösszetevője volna. Mivel pedig az utóbbi lehetetlen, ezért a (8) összefüggés értelmében  $iR$ -nek egyenfeszültségű, ill.  $i$ -nek egyenáramú összetevője valóban nem lehet.



9. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő kapcsolása

Az előzőekben feltettük, hogy a munkafolyamat alatt  $I_E = 0$ , illetve  $I_E = \text{const}$  marad. Ez csak akkor lehetséges, ha az egyenáramú feszültségforrás belső ellenállása, illetve az előmágnesező kör ellenállása igen nagy, hiszen fluxusváltozáskor az  $E$  tekercsben is indukálódik feszültség.



9/a és 9/b ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő B és A tekercsére vonatkozó  $\psi(i_t)$  jelleggörbék

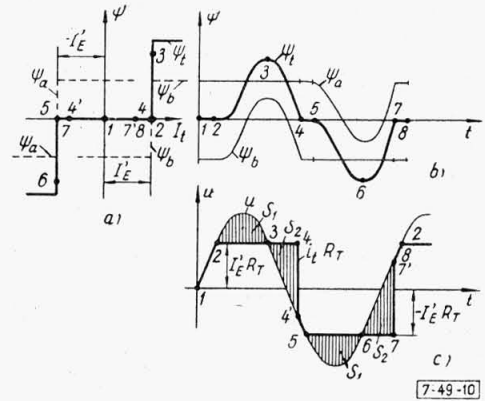
### III. A kényszermágnesezésű mágneses erősítő

Az előmágnesezett fojtótekercssel aszimmetrikus áramalakot nyertünk. Szimmetrikus áramalakot kapunk akkor, ha két előmágnesezett fojtótekercset úgy kapcsolunk sorba, hogy az előmágnesezés a két vasmagon ellentétes értelmű legyen (9. ábra). Ha a  $T$  teljesítmény tekercseknek az  $E$  előmágnesező tekercsre való visszahatását ki akarjuk küszöbölni, akkor az előmágnesező körbe nagy induktivitást, vagy nagy ellenállást kell iktatni. Ebben az esetben az előmágnesező körben sima  $I_E$  egyenáram folyik, függetlenül az  $i_t$  áram változásaitól. Mivel az előmágnesezés mértékét csak az  $I_E$  áram szabja meg, ezt az erősítőkapcsolást kényszermágnesezésű mágneses erősítőnek nevezzük.

Írjuk fel a teljesítménykör feszültségegyenletét:

$$u = \frac{d\psi_a}{dt} + \frac{d\psi_b}{dt} + i_t R_T = \frac{d\psi_t}{dt} + i_t R_T, \quad (9)$$

itt  $\psi_t = \psi_a + \psi_b$  és  $\psi_b = N_T \varphi_a$  az  $A$  mag,  $\psi_b = -N_T \varphi_b$  pedig a  $B$  mag teljesítményköri tekercsének tekercsfluxusa.  $\psi_a$ -nak és  $\psi_b$ -nek  $i_t$ -től való függését  $I_E$  előmágnesező áram esetén a 9. ábrán választott pozitív irányok mellett a 9/a és 9/b ábra mutatja. Ennek alapján megrajzoljuk a két vasmag „eredő” mágnesezési jellegvonalát, amely  $\psi_t = \psi_a + \psi_b$  fluxust ábrázolja  $i_t$  függvényében



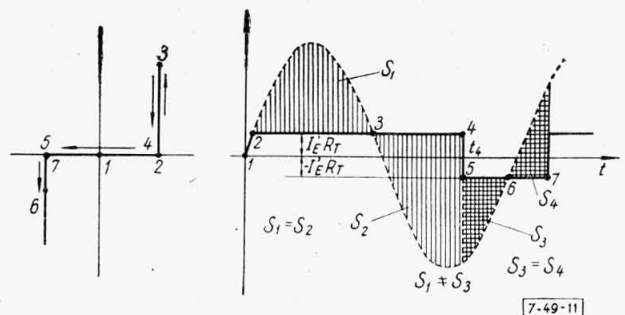
10. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő villamos és mágneses jellemzőinek változása nagy előmágnesezés esetén

a 10/a ábrán. Ebből azt lehet kiolvasni, hogy a vasmagok akkor képesek feszültségterületet magukra venni, ha a  $i_t = +I_E$ , vagy  $i_t = -I_E$ , egyébként a feszültség az ellenállásra esik. Az első esetben a  $B$  mag telítetlen, és az veszi magára a feszültségterületet, a második esetben pedig  $A$ .

Az áramgörbét (helyesebben az  $R_T$  ellenállásra jutó  $u_t = i_t R_T$  feszültséget) a korábban bemutatott megfontolásokkal szerkeszthetjük meg. Kiindulunk abból, hogy  $t = 0$ -ban  $i_t = 0$ , tehát  $\psi_t = 0$  (10. ábra 1 pont). A 2 pontig az ellenállásra jut a feszültség, innen pedig a 3 pontig a  $B$  tekercsre. Ezután  $S_2 = S_1$  feszültségterületet kell leadni a vasmagnak ahhoz, hogy a jellegvonal 4 pontjába visszakerüljünk.

Az áram további lefolyását tekintve, most két lehetőség van. Ha a 4 pontnak megfelelő  $t_4$  időpontban az  $u$  feszültség pillanatértékének abszolút értéke kisebb, mint  $I_E R_T$ , akkor az  $u$  feszültség az  $I_E R_T$ -nél kisebb  $u_4$  feszültségre ugrik, és innen a tápfeszültség az ellenállásra jut, egészen az 5 pontig, ahol is az  $A$  tekercs kerül ki a telítésből, és magára veszi a feszültségterületet. Ettől kezdve a jelenség lefolyása hasonló, mint a 2 ponttól volt. A 6, 7 és 7' pont után a 8 pontba jutunk, amikor is a viszonyok minden tekintetben megegyeznek az egy teljes periódusidő előtti állapottal (2 pont). Az áram lefolyása periodikusan ismétlődik, tehát beállt az állandósult állapot. Az áram átlagértéke állandósult állapotban láthatóan zérus.

Ha a  $t_4$  időpontban az  $u$  feszültség abszolút értéke  $I_E R_T$ -nél nagyobb (11. ábra), akkor az áram

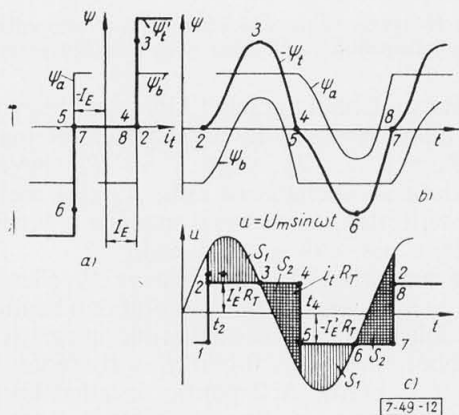


11. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő jellemzőinek változása kis előmágnesezés esetén. Az állandósult állapot még nem állt be



—  $I'_E$  értékre ugrik, tehát az  $A$  tekercs rögtön kikerül a telítésből. A bemutatott áramalak az állandósult állapot nem lehet, mivel az áram nem szimmetrikus és középvértéke nem zérus. Az azonban látható, hogy elég kicsiny előmágnesező áram esetén a tekercsek olyan nagy feszültségterületet vesznek magukra, hogy e feszültségterület „visszaadása” után (a  $t_4$  időpontban)  $|u| > |i_t R_T|$  tehát a jellegpont az eredő mágnesezési görbe középső vízszintes szakaszán tartósan nem lehet. Következésképpen az  $i_t$  áram csak  $+I'_E$  és  $-I'_E$  értéket vehet fel.

Az állandósult görbealak a következőképpen szerkeszthető meg (12. ábra). Az  $I'_E R_T$  és  $-I'_E R_T$  egyenesek és az  $u$  tápfeszültség metszéspontja a



12. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő villamos és mágneses jellemzőinek változása kis előmágnesezés esetén. Az állandósult állapot megszerkesztése

3 és 6 pontot szolgáltatja. Ezután úgy jelöljük ki a 2 és 4 pontot, hogy a felvett  $S_1$  terület egyenlő legyen a leadott  $S_2$  területtel, továbbá a  $t_2$  és  $t_4$  időpont egymáshoz képest félperiódusra legyen. A  $t_4$  időpontban az  $i_t$  áram  $+I'_E$  értékről  $-I'_E$  értékre ugrik (5 pont) és megkezdődik a 2—3—4 folyamat szimmetrikus megismétlése 5—6—7. A fluxus lefolyása egyrészt a

$$\psi_3 - \psi_2 = S_1 = -(\psi_4 - \psi_3) = S_2$$

és

$$\psi_6 - \psi_5 = -S_1 = -(\psi_7 - \psi_6) = -S_2$$

összefüggés, másrészt

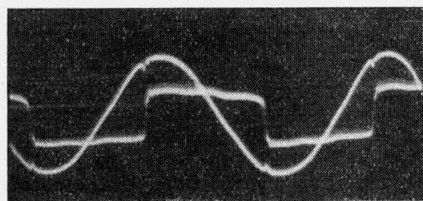
$$d\psi_t/dt = U_m \sin \omega t \pm I'_E R_T$$

egyenlet alapján határozható meg.

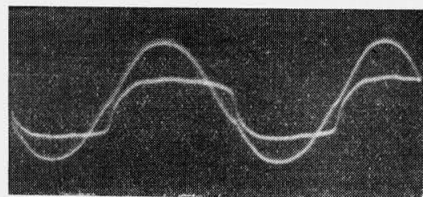
Az áramalak tehát négyszöghullám, amplitúdója  $+I'_E$ , vagyis  $N_E = N_T$  esetén  $+I_E$ . Ha  $N_E \neq N_T$ , akkor nyilván

$$N_T i_t = \pm N_E I_E \quad (10)$$

Ez az úgynevezett *transzduktortörvény*. A transzduktortörvény a  $T$  teljesítménytekercs és az  $E$  előmágnesezőtekercs gerjesztésének egyenlőségét fejezi ki. A fenti összefüggés alapján tehát megállapítható, hogy a soros kapcsolású kényszermágnesezésű ( $R'_E \gg R_T$ ) mágneses erősítő áramváltó tulajdonságú.



13. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő tápfeszültségének és áramának lefolyása kis előmágnesezés esetén



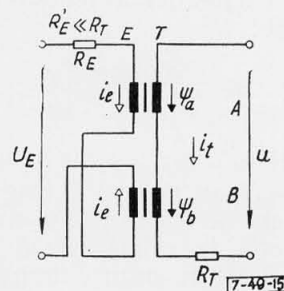
14. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő tápfeszültségének és áramának lefolyása nagy előmágnesezés esetén

A 13. és a 14. ábra a kényszermágnesezésű erősítő oszcillogramjait mutatja. A 13. ábra kisebb előmágnesező áramra (v. ö. 12. ábra) a 14. ábra pedig nagyobb előmágnesező áramra (v. ö. 10. ábra) vonatkozik. A képeken az  $u$  tápfeszültség és a terhelő ellenállásra jutó  $i_t R_T$  feszültség látható. Az oszcillogramok jól egyeznek a 10., illetve 12. ábra megfelelő görbéivel.

### VI. A szabadmágnesezésű soros kapcsolású mágneses erősítő

A soros kapcsolású mágneses erősítő működési állapotának másik határesetete az előmágnesező kör ellenállásának elhanyagolásával írható le ( $R'_E \ll R_T$ ). Ha az előmágnesező kör ellenállása kicsi, akkor a teljesítménykörben folyó áramok visszahatása érvényre tud jutni benne. Éppen ezért az ilyen mágneses erősítőt *szabadmágnesezésű* mágneses erősítőnek nevezzük. Természetesen az előmágnesező körben folyó  $i_e$  áram nem lesz tiszta  $I_E$  egyenáram, hanem el fog torzulni. A torz  $i_e$  áram egyenáramú összetevője  $I_E$  azonban éppen az előmágnesező körre kapcsolt  $U_E$  feszültség és az előmágnesező tekercsek  $R_E$  ellenállásának hányadosa által meghatározott egyenárammal lesz egyenlő:  $I_E = U_E/R_E$ . Az előmágnesező tekercsre ugyanis az  $U_E$  feszültségen kívül más egyenfeszültség nem hat és a tekercsben egyenfeszültség nem indukálódhat.

Az egyszerűség kedvéért az ideális szabadmágnesezés határesetét vizsgáljuk, ezért az előmágnesező tekercs  $R_E$  ellenállását, valamint az  $U_E$  feszültségű tápforrás belső ellenállását teljesen elhanyagoljuk. Minthogy az  $E$  körben  $R_E = 0$  mellett  $I_E$  egyenösszetevőt tételezünk fel, az  $U_E$  egyenfeszültséget zérusnak kell vennünk,



15. ábra. Szabadmágnesezésű soros kapcsolású mágneses erősítő kapcsolása

A 15. ábra választott pozitív irányrendszerének figyelembevételével, valamint  $\psi_a = N_T \varphi_a$  és  $\psi_b = N_T \varphi$  bevezetésével, továbbá a szórás elhanyagolásával a  $T$  kör feszültségegyenlete:

$$u = \frac{d\psi_a}{dt} + \frac{d\psi_b}{dt} + i_t R_T, \quad (11/a)$$

a  $T$  körre átszámított  $E$  köré pedig:

$$U'_E = \frac{d\psi_a}{dt} - \frac{d\psi_b}{dt} = 0. \quad (11/b)$$

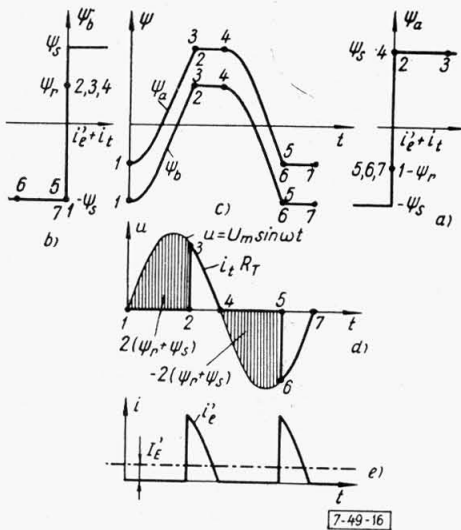
(11/b) integrálásával:

$$\psi_a - \psi_b = \text{const.}$$

Utóbbi egyenlet azt fejezi ki, hogy a két mag fluxusa csakis egyszerre, egyirányban és egyenlő mértékben változhat.

A szabadmágnesezésű mágneses erősítőben lejátszódó folyamatok érzékeltetésére először is felrajzoljuk az  $A$  és  $B$  mag mágnesezési jelleggörbéjét az eredő  $\Theta_A$  és  $\Theta_B$  gerjesztés illetve az  $i_t \pm i'_e$  áram függvényében (16/a és b ábra).

Tételezzük fel, hogy állandósult állapotban az  $u$  tápfeszültség nullaátmenetkor az egyes magok mágneses állapotát az 1 pont jellemzi a  $\psi_a$ , ill.  $\psi_b$  jelleggörbén, vagyis a  $B$  mag éppen a telítés hatá-



16. ábra. Szabadmágnesezésű mágneses erősítő villamos és mágneses jellemzőinek változása

rán az  $A$  mag pedig telítetlen állapotban van. A kiindulási feltételeket akkor választottuk meg helyesen, ha egy teljes periódus elteltével a munkapontok eredeti helyzetükbe térnek vissza. Közbevetőleg megjegyezzük, hogy  $\psi_{a1}$  (illetve  $\psi_{b4}$ ) tekercsfluxus  $-\psi_r$  (illetve  $+\psi_r$ ) értéke az  $i_2$  (illetőleg  $i'_e$ ) előmágnesező áram  $I_E$  (illetőleg  $I'_E$ ) egyenáramú összetevőjétől függ.

A  $t_1$  időpont után a két mag veszi fel a feljes feszültséget, mindaddig, amíg az  $A$  mag telítésbe nem kerül (2 pont). A  $B$  mag fluxusa ekkor  $\psi_{b2} = +\psi_r$ . A fluxusváltozás magonként  $\psi_r + \psi_s$  a két tekercs által együttesen felvett feszültségterület tehát:

$$\int_{t_1}^{t_2} u dt = 2(\psi_r + \psi_s)$$

Az  $A$  mag most telítésbe került,  $\psi$  állandó marad. Minthogy a két tekercs fluxusa csak egyszerre változhat, ezért  $\psi_b$  is állandó marad, bár a  $B$  mag még nem került telítésbe.

Mivel egyik mag sem képes feszültséget magára venni, a teljes tápfeszültség az  $R_T$  terhelőellenállásra esik és az áram hirtelen megnő (3 pont a feszültségábrán). Minthogy a  $B$  mag telítetlen, eredő gerjesztésének zérusnak kell lennie:

$$\Theta_B = N_T i_t - N_E i_e = 0$$

(a mínusz előjel azért szerepel, mert a  $B$  magra (15. ábra)  $i_e$  és  $i_t$  pozitív iránya ellentétes). A fenti egyenletből  $i'_e = i_t$ . Az  $A$  mag gerjesztése pedig

$$\Theta_A = N_T i_t + N_E i_e = N_T (i_t + i'_e) = 2 N_T i_t$$

mert  $i'_e + i_t = 2 i_t$ . A munkapont tehát a  $B$  mag jelleggörbéjén helyben marad, az  $A$  magén pedig az  $i_t$  áramváltozás kétszeresének megfelelő gerjesztéssel tolódik el jobbra (3 pont).

Az első félperiódus végéig a  $B$  mag munkapontja helyben marad, az  $A$  magé a telítetlen szakasz kezdetére tér vissza, az  $i_t$  áram pedig szinusz görbét követve zérusra csökken (3–4 szakasz). A második félperiódusban ugyanaz a jelenség játszódik le, a különbség csak annyi, hogy az  $A$  és  $B$  mag szerepet cserél, a  $B$  mag kerül telítésbe, az  $A$  mag pedig telítetlen marad, eredő gerjesztésének tehát zérusnak kell lennie.

$$\Theta_A = N_T i_t + N_E i_e = 0,$$

vagyis

$$N_T i_t = -N_E i_e$$

tehát

$$i'_e = -i_t$$

(Mivel az  $A$  mag  $E$  tekercse fordított kapcsolású a  $B$  mag  $E$  tekercséhez képest, viszont a második félperiódusban  $i_t$  iránya is ellentétesre változik, ezért  $i'_e$  iránya változatlan marad.) Az  $i_e$  áramnak tehát van egyenáramú összetevője és ez éppen  $I_E$ . A munkafolyamatot a második félperiódusban a 4, 5, 6, 7 pontok írják le, a periódus végén ismét minden a kiindulási állapottal egyezik meg.

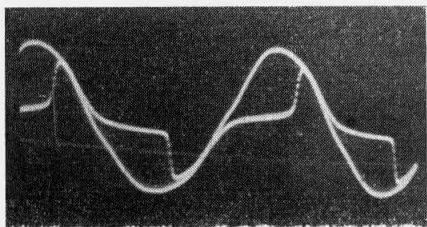
A 16. ábra alapján és a  $\Theta = 0$  feltételből világosan látszik a szabad mágnesezésű mágneses erősítő áramváltó tulajdonsága:

$$\pm N_T i_t = N_E i_e \quad (12)$$

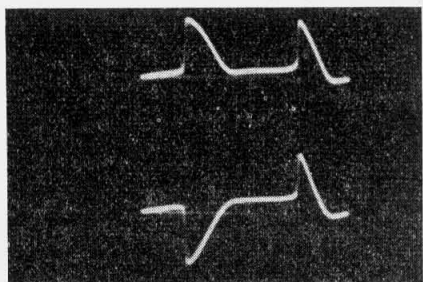
A + előjel az első, a – előjel a második félperiódusra vonatkozik. Az úgynevezett transzduktor-törvény tehát a szabad mágnesezésű erősítőre is érvényes, éspedig nemcsak az átlagértékekre, hanem a pillanatértékekre is.

A 17/a és 17/b ábrák a szabadmágnesezésű erősítő oszcillogramjait mutatja. A 17/a ábrán a tápfeszültség és a terhelésre jutó feszültség, a 17/b ábrán pedig az előmágnesező és a terhelő áram látszik. Az oszcillogramok jól egyeznek a 16. ábra görbéivel.





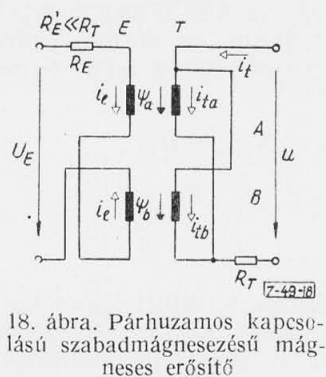
17/a ábra. Szabadmágnesezésű mágneses erősítő tápfeszültségének és áramának lefolyása



17/b ábra. Szabadmágnesezésű mágneses erősítő előmágnesező és teljesítménykörü árama

## V. A párhuzamos kapcsolású mágneses erősítő

A párhuzamos kapcsolású mágneses erősítőben a teljesítménytekereseket a 18. ábra szerint párhuzamosan kapcsolják. Kényszermágnesezésű



18. ábra. Párhuzamos kapcsolású szabadmágnesezésű mágneses erősítő

kapcsolás ebben az esetben nem lehetséges, mert ha be is iktatunk az  $E$  körbe nagy ellenállást, vagy induktivitást, a két  $T$  tekercs által alkotott gyakorlatilag rövidzártnak tekinthető körben ki tudnak alakulni a szabadmágnesezésű állapotra jellemző rövidzártási áramok. A működésmód megvilágításához felhasználhatjuk a soros kapcsolású szabadmágnesezésű erősítőre vonatkozó 16. ábrát, tekintettel arra, hogy a fluxusok és áramok időbeli változása mindkét esetben egyforma.

Tételezzük ugyanígy fel, hogy a tápfeszültség pozitív félhullámának kezdetén az egyes magok mágneses állapotát az I pont jellemzi a  $\psi_a$ , ill.  $\psi_b$  jelleggörbén ugyanúgy, mint a soros szabadmágnesezésű erősítőnél. A  $t_1$  pont után mindkét mag  $T$  tekercsére — mivel azok párhuzamosan vannak kapcsolva — a teljes  $u$  tápfeszültség jut mindaddig, amíg az  $A$  mag telítésbe nem kerül. Ez alatt az idő alatt mindkét mag ugyanakkora feszültségterületet vesz fel, a  $t_2$  időpontban az  $A$  mag telítésben van, a  $B$  mag fluxusa pedig  $\psi_{t_2} = +\psi_r$ .

A különbség a soros szabadmágnesezésű erősítőhöz képest csupán az, hogy a tekercsek külön-külön felveszik az

$$\int_{t_1}^{t_2} u dt = \psi_r + \psi_s$$

feszültségterületet, tehát egyébként azonos méretű magok és azonos tekercselési adatok mellett fele akkora tápfeszültségre van szükség, mint a soros kapcsolású erősítőnél. A 2 pont után  $\psi$  állandó marad, tehát indukált feszültség az  $A$  tekercsre nem juthat. Ha a  $T$  tekercseket ellenállásmenteseknek tekintjük, akkor az  $A$  mag  $T$  tekercse rövidzárja a  $B$  mag  $T$  tekercsét, ezért a  $B$  mag sem képes e szakaszban feszültségterületet felvenni, azaz fluxusa sem változhat annak ellenére, hogy még nem került telítésbe. Ettől kezdve az  $u$  tápfeszültség az  $R_T$  ellenállásra jut, hasonlóan a soros szabadmágnesezésű erősítőhöz.

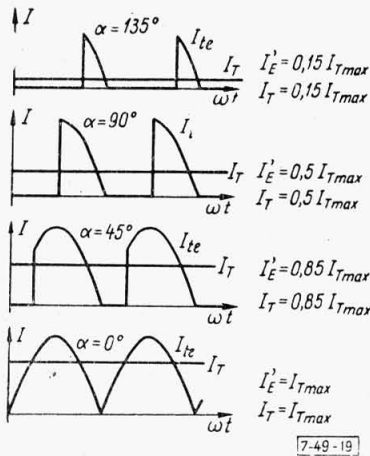
Ha pedig az  $E$  tekercseket tekintjük ellenállásmentesnek, akkor az itt is fennálló (11/b) egyenlet alapján láthatjuk be, hogy  $B$  mag fluxusa nem változhat, ha  $A$  mag már telítésbe került. Azáltal, hogy az  $A$  mag telítésbe került, az utóbbinak  $T$  és  $E$  tekercse között megszűnt a mágneses kapcsolat; mindkét tekercs teljesen rövidzártnak tekinthető. Ámde a  $B$  mag tekercsei között még fennáll a mágneses kapcsolat, ezért és az előzőek miatt  $B$  rövidzárt szekundertekercsű transzformátornak, áramváltónak tekinthető, és az előmágnesező körben kialakulhatnak a  $B$  mag  $T$  tekercsén folyó áram ellenampermenetei. Ily módon a  $B$  mag eredő gerjesztése zérus lesz. Az  $A$  mag  $E$  és  $T$  tekercsében folyó áramok pedig egyirányú gerjesztést hoznak létre. Az  $R_T$  ellenálláson folyó áram megoszlik az  $A$  és  $B$  magok  $T$  tekercsei között.

A következő félperiódusban ugyanez a jelenség játszódik le, azzal a különbséggel, hogy az  $A$  és  $B$  mag szerepet cserél. Következésképpen az áram és feszültségalakok, továbbá a fluxusok időbeli változása minden tekintetben megegyeznek a soros szabadmágnesezésű erősítőre levezetettekkel. Mivel a gyújtás után az  $R_T$  ellenálláson folyó áram a párhuzamosan kapcsolt  $T$  tekercseken eloszlik, egyetlen  $T$  tekercs kisebb (ideális esetben pontosan feleakkora) áramot visz, mint egyébként azonos körülmények között a soros kapcsolású erősítő.

Az egyes tekercsek terhelhetőségét adottnak véve a párhuzamos kapcsolású erősítőből kétszer akkora áram vehető ki, mint a sorosból. Figyelemmel arra, hogy a fent mondottak szerint azonos gyújtásszög esetén a terhelésre soros kapcsolatban kétszer akkora feszültség jut, mint párhuzamos kapcsolatban, adott méretű magok és tekercsek esetén a mágneses erősítő legnagyobb kimenő teljesítménye független a kapcsolási módtól.

## VI. A mágneses erősítők jelleggörbéje

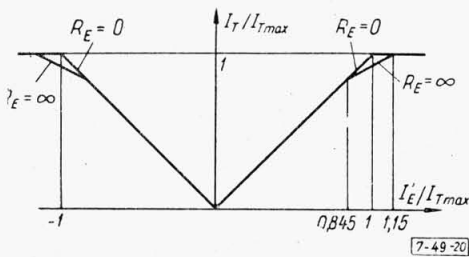
A szabad mágnesezésű ideális mágneses erősítő  $T$  teljesítménykörének egyenirányított áramát különböző előmágnesezés (vagyis különböző „gyújtásszög”) esetére a 19. ábra mutatja. Ennek alapján megrajzolhatjuk az ideális mágneses erősítő jelleggörbéjét, amely a  $T$  teljesítménykör egyenirányított áramának  $I_T$  középvértékét mutatja az előmágnesező áram  $I_E$  egyenáramú összetevőjének függvényében. Az  $I_T$  áram maximális értéke akkor jön létre, ha a „gyújtásszög” zérus, és a tápfeszültség egész idő alatt az  $R_T$  ellenállásra esik:



19. ábra. Szabadmágnesezésű mágneses erősítő teljesítménykörü áramának változása különböző előmágnesezőkor

$$I_{Tmax} = \frac{1}{\pi} \int U_m \sin \omega t d \omega t = \frac{2}{\pi} \frac{U_m}{R_T} = \frac{U_{e'}}{1,11 R_T} \quad (13)$$

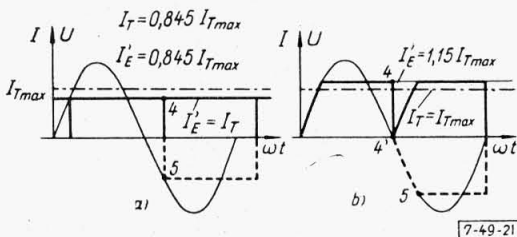
Gyakran célszerű a jelleggörbét viszonylagos értékekre megrajzolni. A jelleggörbe ordinátájára az  $I_T/I_{Tmax}$  viszonylagos értéket vittük fel, az abszcisszára pedig az  $I_E'/I_{Tmax}$  viszonylagos értéket (20. ábra,  $R_E = 0$  görbe). A 19. ábra alapján



20. ábra. Ideális mágneses erősítők jelleggörbéi

belátható, hogy a szabadmágnesezésű ideális mágneses erősítőre a gerjesztések átlagértékeinek egyenlősége az egész működési tartományban  $I_E'/I_{Tmax} = I_T/I_{Tmax} = 1$  értékig fennáll, azon túl hiába növeljük  $I_E'$ -t,  $I_T$  állandó marad.

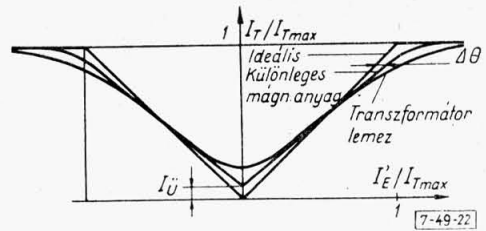
A kényszermágnesezésű mágneses erősítőre a jelleggörbe kissé más. Az  $I_E' = I_T$  gerjesztésegyenlőség nem  $I_E'/I_{Tmax} = 1$  értékig, hanem csak  $I_E'/I_{Tmax} = 0,845$  értékig áll fenn. A 21/a ábra 5 pontjában ugyanis az  $i_t R_T$  feszültség már eléri a tápfeszültség pillanatértékét.  $I_T$  azonban még tovább növelhető, de csak addig, amíg a 4' pont-



21. ábra. Kényszermágnesezésű mágneses erősítő teljesítménykörü áramának határesetei

ban  $i_t R_T = 0$ . (A határeset a 21/b ábrán látható.) Eszerint  $I_E'/I_{Tmax} = 1,15$  tartozik  $I_T/I_{Tmax} = 1$ -hez. A kényszermágnesezésű ideális mágneses erősítő jelleggörbéje ugyancsak a 20. ábrán látható. ( $R_E = \infty$  görbe.) Ha  $0 < R_E < \infty$ , akkor a jelleggörbe a szabad és kényszermágnesezés határhelyzete között halad.

Az erősítőkben használt magok valóságos mágnesezési jelleggörbéje eltér az ideálistól. Különleges mágneses anyagok használta esetén az eltérés csekély, közönséges transzformátorlemez használatakor eltérés nagyobb (22. ábra). E körülmény a mágneses erősítők jelleggörbéjében a következő fontosabb eltéréseket okozza:



22. ábra. Mágneses erősítő jelleggörbéi

1. Zérus előmágnesező áram esetén is van a teljesítménykörben áram (ún. üresjárás áram), ezért a jelleggörbe egyenlete  $N_T I_T = N_E I_E$  helyett,  $N_T (I_T - I_{\bar{u}}) = N_E I_E$  alakban adható meg.

2. A gerjesztésegyenlőség szigorúan véve csak egy pontban van meg, egyéb helyeken

$$N_T I_T = N_E I_E \pm \Delta \theta,$$

ahol  $\Delta \theta$  nem állandó.

3. A jelleggörbe nem lineáris és csak bizonyos szakasza tekinthető egyenesnek.

Végül megemlítjük, hogy a jelleggörbéket a teljesítménykör egyenirányított áramának  $I_T$  középértékére rajzoltuk meg. Mindaddig, amíg a pillanatértékekre igaz, hogy

$$N_T i_t = \pm N_E i_e, \quad (12)$$

fennáll a középértékekre:

$$N_T I_T = N_E I_E \quad (14)$$

és természetesen az effektív értékekre is:

$$N_T I_{eif} = N_E I_{eif}. \quad (15)$$

összefüggés, vagyis nemcsak a pillanat- és középértékre, hanem az effektív értékekre is fennáll a transzduktor törvény és érvényes a mágneses erősítő fenti jelleggörbéje.

Gyakorlati szempontból tehát a felhasználástól függetlenül az  $I_t$  áramot vagy egyenirányítják, vagy közvetlenül váltakozóáram formájában használják

Ily módon egyenáramú vagy váltakozóáramú kimenetű mágneses erősítőről beszélhetünk.

### VII. A mágneses erősítő teljesítményerősítése

A mágneses erősítő teljesítményerősítése a bemenő és kimenő teljesítmény viszonya:

$$K_P = \frac{P_t}{P_e} = \frac{I_t^{2\text{eff}} R_{T0}}{I_e^{2\text{eff}} R_E} \quad (16)$$

ahol az  $R_{T0}$  csak magának a terhelő ellenállásnak az értéke, a  $T$  teljesítménykör teljes ellenállása  $R_T = R_{T0} + R_{TT} + R_{TI}$ . (Itt  $R_{TT}$  a tekerecs,  $R_{TI}$  az egyenirányító ellenállása).

Vegyük figyelembe, hogy

$$N_T^2 I_{\text{eff}}^2 = N_E^2 I_e^2 \text{ eff.}$$

akkor

$$K_P = \frac{N_E^2 R_{T0}}{N_T^2 R_E} = \frac{R_{T0}}{R'_E} \quad (17)$$

A teljesítményerősítés tehát csak az előmágnesező és teljesítménykör ellenállásviszonyától függ.

A mágneses erősítő csak akkor képes teljesítményerősítésre ( $K_P > 1$ ), ha  $R'_E/R_{T0} < 1$ . Ezért ha teljesítményerősítésre törekszünk, szabadmágnesezésű mágneses erősítőt használunk.

## VI. A szabad mágnesezésű mágneses erősítő időállandója

Ha a mágneses erősítő bemenő feszültségét pl. ugrásszerűen megváltoztatjuk, akkor az  $I_T$  áram új kváziszacionárius értéke nem alakul ki azonnal, hanem csak bizonyos időfüggvény szerint késve közelíti azt meg. Abból a célból, hogy az időkézés mértékére tájékoztatást kapjunk, meg kellene határozni  $i_t$  értékének időbeli változását. Minthogy az állandósult állapotra levezetett eddigi összefüggések az egyes mennyiségek félperiódusra vett átlagértékeire vonatkoztak, a tranzienst jelenség megítélésére is azt kellene megvizsgálnunk, hogy a kapcsolást követően miként változik  $i_t$ -nek a rendre egymásután következő félperiódusokra vett középértéke. Mivel tehát középérték változásáról van szó, szigorúan matematikai értelemben véve a tranzienst jelenség leírására nem írható fel differenciálegyenlet, hanem csak differenciaegyenlet. Ha azonban feltételezzük, hogy a középérték félperiódusonként változása a pillanatértékek félperiódus alatti változásához képest kicsiny, akkor az átlagértékekre felírt differenciaegyenletet a gyakorlat igényeinek kielégítő pontossággal megoldhatjuk, mint differenciálegyenletet.

Kiindulunk az ideális szabadmágnesezéshez közelálló esettől ( $R'_E \ll R_T$ ). Bizonyítás nélkül közöljük továbbá, hogy az  $i_e$  és  $i_t$  pillanatértékek egyenlősége tranzienst állapotban is és véges  $R_E$  ellenállás mellett is fennáll. Ezenkívül feltételezzük, hogy ez  $E$  kör  $\psi'_E = \psi_a - \psi_b$  eredő fluxusa egy félperiódus alatt kevésbé változik, és  $e \Delta\psi'_E$  változás, valamint az előmágnesező áram  $I'_E$  középértékének félperiódus alatti  $\Delta I'_E$  változása között ugyanolyan arányosság áll fenn, mint állandósult állapotban  $I_E$  és  $\psi_E$  között. Vagyis

$$\frac{\psi'_E}{I'_E} = \frac{\Delta\psi'_E}{\Delta I'_E} \quad (18)$$

Írjuk tehát fel az  $E$  kör feszültségegyenletét a pillanatértékekre, a 15. ábra alapján, a szórást elhanyagolva, mindjárt az egyes mennyiségek  $T$  körre redukált értékeit véve alapul:

$$\begin{aligned} u'_e &= R'_E i'_e + \frac{d\psi_a}{dt} - \frac{d\psi_b}{dt} = \\ &= R'_E i'_e + \frac{d}{dt}(\psi_a - \psi_b) \end{aligned} \quad (19)$$

vagyis

$$u'_e = R'_E i'_e + \frac{d\psi'_E}{dt} \quad (20)$$

Integráljuk a (20) egyenletet egy félperiódusra, majd osszuk el a félperiódus  $\pi/\omega$  időtartamával:

$$\frac{\int_0^{\pi/\omega} u'_e dt}{\pi/\omega} = R'_E \frac{\int_0^{\pi/\omega} i'_e dt}{\pi/\omega} + \frac{\Delta\psi'_E}{\pi/\omega}, \quad (21)$$

ahol  $\Delta\psi'_E$  a  $\psi'_E$  fluxus változása egy félperiódus alatt.

Ámde

$$\frac{\int_0^{\pi/\omega} u'_e dt}{\pi/\omega} = U'_E \quad \text{és} \quad \frac{\int_0^{\pi/\omega} i'_e dt}{\pi/\omega} = I'_E,$$

$\pi/\omega$  helyett  $\Delta t$ -t írhatunk, mert ez nem más, mint az idő növekménye a vizsgálat tárgyává tett szakaszon.

Ilymódon

$$U'_E = I'_E R'_E + \frac{\Delta\psi'_E}{\Delta t} = I'_E R'_E + \frac{\Delta\psi'_E}{\Delta I'_E} \cdot \frac{\Delta I'_E}{\Delta t} \quad (22)$$

$\Delta\psi'_E/\Delta I'_E$  meghatározása céljából induljunk ki az  $R_T$  teljes terhelőellenállásra jutó feszültségterületből (16. ábra):

$$\begin{aligned} \int_{i_2}^{i_1} R_T i_t dt &= \int_0^{\pi/\omega} U_m \sin \omega t dt - 2(\psi_s + \psi_r) = \\ &= \frac{2}{\omega} U_m - 2(\psi_s + \psi_r). \end{aligned} \quad (23)$$

A teljesítménykör egyenirányított áramának  $I_T$  középértéke a  $\pi/\omega$  félperiódusidővel és az  $R_T$  ellenállással való osztás után kapható meg (23)-ból:

$$I_T = \frac{\omega}{\pi} \int_{i_2}^{i_1} i_t dt = \frac{2 U_m}{\pi R_T} - \frac{2 \omega}{\pi R_T} (\psi_s + \psi_r). \quad (24)$$

Figyelembevéve, hogy  $\omega = 2\pi f$ , és hogy  $I'_E = I_T$ :

$$I'_E = I_T = \frac{2 U_m}{\pi R_T} - \frac{4f}{R_T} (\psi_s + \psi_r). \quad (25)$$

Mivel a jobboldali első tag állandó

$$\Delta I'_E = - \frac{4f}{R_T} \Delta (\psi_s + \psi_r). \quad (26)$$

Az előmágnesező kör eredő fluxusa (15. és 16. ábra szerint):

$$\psi'_E = \psi_a - \psi_b = \psi_s - \psi_r. \quad (27)$$



Mint hogy  $\psi_s = \text{const}$  és az előmágnesezéssel csak  $\psi_r$  változik, ezért

$$\Delta \psi'_E = \Delta (\psi_s - \psi_r) = -\Delta \psi_r = -\Delta (\psi_s + \psi_r). \quad (28)$$

(28) figyelembevételével (26)-ból:

$$\Delta I'_E = \frac{4f}{R_T} \Delta \psi'_E. \quad (29)$$

Az utóbbi összefüggésből

$$\frac{\Delta \psi'_E}{\Delta I'_E} = \frac{R_T}{4f}. \quad (30)$$

Helyettesítsük (30)-at (22)-be:

$$U'_E = I'_E R'_E + \frac{R_T}{4f} \frac{\Delta I'_E}{\Delta t}. \quad (31)$$

A fenti differenciaegyenlet differenciáegyenletként oldható meg, ha  $\Delta t$ , vagyis a félperiódus időtartama elég kicsiny a tranziens jelenség időtartamához képest. Ilyen körülmények között az

$$U'_E = I'_E R'_E + \frac{R_T}{4f} \frac{dI'_E}{dt} \quad (32)$$

egyenlet ugyanolyan alakú, mint egy közösleges lineáris soros  $R, L$  kör differenciáegyenlete. Az induktivitás szerepét az  $R_T/4f$  kifejezés tölti be. Következésképpen  $I'_E$  és vele együtt  $I_T$  is az ismert exponenciális függvény szerint

$$T_M = \frac{R_T/4f}{R'_E} = \frac{1}{4f} \frac{R_T}{R'_E} \quad (33)$$

időállandóval éri el új állandósult értékét.

Kis időállandók elérésére tehát  $R_T/R'_E$  lehetőleg kicsire választandó. Az  $f$  tápfrekvencia növelésével is csökkenthető az időállandó.

Ha bevezetjük a  $T$  teljesítménykör hatásfokának fogalmát, mint az  $R_{T0}$  terhelőellenállás viszonyát a teljesítménykör teljes  $R_T$  ellenállásához:

$$\eta = \frac{R_{T0}}{R_T} = \frac{R_{T0}}{R_{T0} + R_{TT} + R_{TI}} \quad (34)$$

akkor az időállandó:

$$T_M = \frac{1}{4\eta f} \frac{R_{T0}}{R'_E} \quad (35)$$

### IX. A mágneses erősítő jósága

Az előzőekben láttuk, hogy mind a  $K_P$  teljesítményerősítés, mind a  $T_M$  időállandó áramköri módosításokkal befolyásolható. Az  $R_{T0}/R'_E$  ellenállásviszony növelésével a teljesítményerősítés és az időállandó is nagyobb lesz. Az egyes mágneses erősítők összehasonlítására, az erősítő minőségének jellemzésére bevezethetjük a jóság fogalmát, a  $K_P$  teljesítményerősítés és a  $T_M$  időállandó hányadosaként, (hiszen a mágneses erősítő minősége annál jobb, minél nagyobb a teljesítményerősítése és minél kisebb az időállandója):

$$J = \frac{K_P}{T_M} = 4\eta f \quad (36)$$

A jóság tehát főleg a tápfrekvenciától függ, és gyakorlatilag független az előmágnesező, valamint a teljesítménykör állandóitól, továbbá az erősítő méreteitől. Állandó tápfrekvencia és adott jóság esetén, minél nagyobb a teljesítményerősítés, annál nagyobb az időállandó is.

A jóság fogalma alapján érthető, hogy nagy igények kielégítésére alkalmas mágneses erősítők táplálására 50 Hz-nél nagyobb, 400–500–1000–2000 Hz frekvenciájú áramforrást használnak. A nagyobb tápfrekvencia használata csökkentőleg hat az erősítő méreteire, mert a fluxus és így a magkeresztmet csökkenthető. Az ipari periódusszámtól eltérő tápfrekvencia használata azonban általában hátrányt jelent, a külön létesítendő tápforrás miatt.

### X. Visszacsatolt mágneses erősítők

Az erősítési tényező növelésére pozitív visszacsatolás használható. (Pozitív visszacsatolással az erősítési tényező 3000–5000-ig is növelhető.) Mivel a pozitív visszacsatolással nő az erősítő jósága, újabban csaknem valamennyi kisteljesítményű mágneses erősítő pozitív visszacsatolással készül. A pozitív visszacsatolást nagyteljesítményű mágneses erősítőkben is használják.

Mivel az egyenirányított  $i_t$  áram ugyanolyan alakú, mint az előmágnesező  $i_e$  áram (16. ábra), ezért az egyenirányított  $i_t$  áram gerjesztése részben vagy egészben át tudja venni  $i_e$  gerjesztésének szerepét.

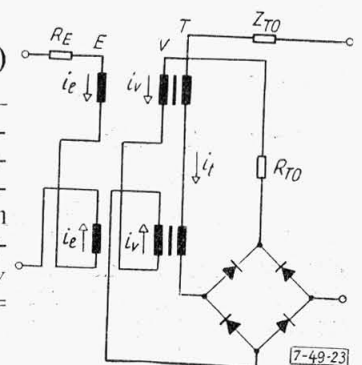
A pozitív visszacsatolás egyszerűen megvalósítható (23. ábra). A  $T$  teljesítménykör  $i_t$  áramát egyenirányítás után a  $V$  visszacsatoló tekercsbe vezetik, utóbbinak kapcsolása megegyezik az  $E$  tekercsével. Ha az  $i_v$  áram által előidézett gerjesztés egyirányú az  $i_e$  áram gerjesztésével, akkor pozitív visszacsatolással, ha a két gerjesztés ellentétes, akkor negatív visszacsatolással dolgozik a mágneses erősítő.

A transzduktor törvény visszacsatolás esetén úgy módosul, hogy az előmágnesező kör gerjesztése helyett, az előmágnesező és visszacsatoló kör eredő gerjesztése szerepel

$$I_T N_T = I_E N_E \pm I_V N_V, \quad (37)$$

ahol + jel pozitív, – jel negatív visszacsatolásra érvényes. Mint hogy ideális egyenirányító esetén az  $i_t$  áram  $I_T$  középvértéke megegyezik az  $i_v$  áram  $I_V$  középvértékével:  $I_T = I_V$ , tehát

$$I_T N_T = I_E N_E \pm I_T N_V. \quad (38)$$



23. ábra. Pozitív visszacsatolású mágneses erősítő

vagyis

$$I_T = \frac{N_E}{N_T \mp N_V} I_E = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{N_E}{N_T} I_E = \frac{1}{1 \mp K_V} I'_E. \quad (39)$$

ahol  $K_V = N_V/N_T$  a visszacsatolás tényezője, a  $-$  előjel pozitív, a  $+$  előjel negatív visszacsatolásra vonatkozik. (A 39) összefüggésből világosan látszik, hogy azonos  $I_T$  áram eléréséhez pozitív visszacsatolás esetén kisebb  $I_E$  áram elegendő, mint visszacsatolás nélkül, vagy negatív visszacsatolással.

Minthogy azonos  $I_T$  eléréséhez visszacsatolás esetén  $(1 \mp K_V) : 1$  arányban kisebb vagy nagyobb  $I_E$  áram szükséges, nyilván a teljesítményerősítés  $1/(1 \mp K_V)^2$  arányban nő vagy csökken, mivel a teljesítményerősítés az áramok négyzetével arányos:

$$K_{PV} = \frac{1}{(1 \mp K_V)^2} K_P \quad (40)$$

ahol  $K_P$  értékét (17) képlet adja meg.

Hogyan változik a visszacsatolással a mágneses erősítő időállandója? Minthogy azonos  $\psi_E$  eredő tekercsfluxus eléréséhez  $(1 \mp K_V) : 1$  arányban kisebb vagy nagyobb  $I_E$  előmágnesező áram szükséges, ezért

$$I'_E = (1 \mp K_V) I_T. \quad (41)$$

A VIII. pontban közölt levezetés (25) képlete tehát a következőképpen módosul

$$I'_E = (1 \mp K_V) \left[ \frac{2U_m}{\pi R_T} - \frac{4f}{R_T} (\psi_s + \psi_r) \right]. \quad (42)$$

A levezetést ezután az ott követett módon folytatva a (29) képlet helyett a következőt kapjuk:

$$\Delta I'_E = (1 \mp K_V) \frac{4f}{R_T} \Delta \psi'_E, \quad (43)$$

ahonnan

$$\frac{\Delta \psi'_E}{\Delta I'_E} = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{R_T}{4f}. \quad (44)$$

(44)-nek (31)-be történő helyettesítésével és a korábban közölt gondolatmenet alapján kapjuk, hogy az időállandó:

$$T_{MV} = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{1}{4f} \frac{R_T}{R'_E}. \quad (45)$$

Ámde a (34) kifejezés helyett most

$$\eta_V = \frac{R_{T0}}{R_T + R_V} = \frac{R_{T0}}{R_{T0} + R_{TT} + R_{TI} + R_V} \quad (46)$$

kifejezés használandó, ahol  $R_V$  a visszacsatoló kör ellenállása. Végeredményben (35) helyett visszacsatolás esetén az időállandó

$$T_{MV} = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{1}{4\eta_V f} \frac{R_{T0}}{R'_E}, \quad (47)$$

vagyis a (35) kifejezés figyelembevételével:

$$T_{MV} = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{\eta}{\eta_V} T_M \quad (48)$$

Ezek szerint pozitív visszacsatolás esetén  $K_V$  növekedésével nő az időállandó, de még erősebben nő a teljesítményerősítés [(40) képlet].  $K_V \rightarrow 1$  esetén mindkettő végtelen felé tart. Ha  $K_V > 1$  a pozitív visszacsatolású mágneses erősítő relészerű működésű lesz.

Hogyan változik a visszacsatolással a mágneses erősítő jósága? Ha  $K_{PV}$  (40) kifejezését elosztjuk  $T_{MV}$  (48) kifejezésével, a jóságra visszacsatolás esetén:

$$J_V = \frac{K_{PV}}{T_{MV}} = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{\eta_V}{\eta} \frac{K_P}{T_M} \quad (49)$$

összefüggést nyerjük, vagy figyelembevételével (36)-ot

$$J_V = \frac{1}{1 \mp K_V} \frac{\eta_V}{\eta} J = \frac{1}{1 \mp K_V} 4\eta_V f \quad (50)$$

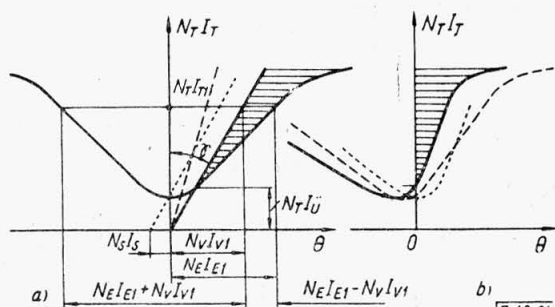
Minthogy  $\eta$  és  $\eta_V$  nem különbözik lényegesen, pozitív visszacsatolással a mágneses erősítő jósága  $1 : (1 - K_V)$  arányban nő, negatív visszacsatolással pedig  $1 : (1 + K_V)$  arányban csökken. Ez a magyarázata a pozitív visszacsatolás széleskörű alkalmazásának.

Megjegyzendő, hogy erős ( $K_V = 1$ -hez közelálló) pozitív visszacsatolás esetén a fenti kifejezés érvényét veszti, mert a hiszterezis hurok okozta hatás itt már nem hanyagolható el, sőt ez fog dominálni.

## XI. A visszacsatolt mágneses erősítő jelleggörbéje

A 24. ábrán látható a mágneses erősítő  $N_T I_T = f(N_E I_E)$  jelleggörbéje visszacsatolás nélkül. Ugyanabba az ábrába belerajzoltuk a visszacsatoló tekercs  $N_V I_V = K_V N_T I_T$  jelleggörbét is. Utóbbi egyenlővé tehető a tekercs  $N_T I_T$  tengelyhez a  $\text{tg } \gamma = K_V = N_V I_V / N_T I_T$  összefüggésből állapíthatjuk meg.

Ha a teljesítménykörben folyó áram középértéke  $I_{T1}$ , akkor visszacsatolás nélkül  $N_E I_{E1}$  előmágnesező gerjesztés szükséges, és ezt teljes egészében az előmágnesező tekercsben kell előállítani. Ha visszacsatolás van, akkor is az  $I_{T1}$  áramhoz, illetve az  $N_T I_{T1}$  gerjesztéshez ugyanakkora  $I_{E1} N_E$  gerjesztés szükséges, most azonban ennek  $I_{V1} N_V$  részét a visszacsatoló tekercs állítja elő és csak a maradék  $N_E I_{E1} - N_V I_{V1}$  gerjesztést kell az előmágnesező tekercsben létrehozni. (Ha a negatív visszacsatolás van, akkor a visszacsatoló tekercs a bemenő tekercsel ellentétesen hat és az előmágnesező gerjesztésnek nagyobbak kell lennie:  $N_E I_{E1} + N_V I_{V1}$ .) Így tehát a visszacsatolt mágneses erősítő jelleggörbéje az eredeti jelleggörbe és a visszacsatolási egyenes különbségéből szerkeszthető meg, amint az a 24. ábrán látható. Megjegyzendő, hogy a visszacsatoló áram állandó iránya miatt, ugyanabban az erősítőben  $I_E > 0$  esetén



24. ábra. A visszacsatolt mágneses erősítő jelleggörbéjének megszerkesztése

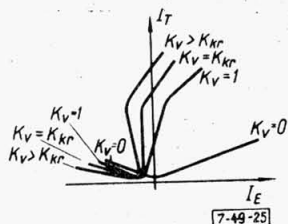
pozitív visszacsatolás  $I_E < 0$  esetén pedig negatív visszacsatolás áll elő. Ezt szemléletesen mutatja a jelleggörbe jobboldali meredek és baloldali lankás szakasza.

A pozitív visszacsatolás (vagyis  $K_V$  és  $\gamma$ ) növekedésével nagyobb lesz az erősítési tényező. Egyidejűleg azonban, amint az a 24. ábráról könnyen belátható, növekszik a teljesítménytekeres  $I_U$  üresjárás árama. Ezért gyakran segédtekereslést is létesítenek. A segédtekereset Graetz-kapcsolású egyenirányítón keresztül a váltakozó tápfeszültségre kapcsolják. A segédtekeres  $N_S I_S$  állandó gerjesztése a visszacsatoló tekeres  $N_V I_V$  és az előmágnesező tekeres  $N_E I_E$  gerjesztésével ellentétes. Ekkor a visszacsatolási egyenes balra, a mágneses erősítő eredő jelleggörbéje pedig jobbra tolódik el (24. ábra, pontozott vonal). A segédtekeres segítségével az üresjárás áram csökkenthető, ugyanakkor azonban a jelleggörbe kezdeti linearitása elromlik.

**XI. A mágneses erősítő, mint érintkezőmentes relé**

A  $K_V$  visszacsatolási tényező növelésével a jelleggörbe egyre meredekebbé válik, minimuma pedig egyre inkább balra tolódik (25. ábra).  $K_V = 1$  esetén a valóságos erősítőben az erősítési tényező még nem válik végtelenné, „függőleges” szakaszú jelleggörbét csak  $K_V = K_{krit} > 1$  visszacsatolási tényezővel valósíthatunk meg.

Ha a  $K_V$  visszacsatolási tényező még nagyobb  $K_V > K_{krit}$ , a jelleggörbe S alakú lesz, mert a visszacsatolási egyenes  $\gamma$  hajlásszöge nagyobb mint a visszacsatolásmentes erősítő jelleggörbéjének hajlásszöge. Az S alakú jelleggörbe miatt, bizonyos  $I_E$  előmágnesező áramhoz az  $I_T$  áramnak három értéke is tartozik. A középső érték azonban nem stabilis, és ebben az esetben a mágneses erősítő relészerű működésű lesz.

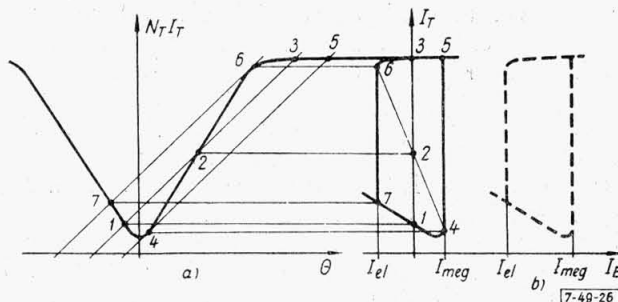


25. ábra. A mágnesező jelleggörbék változása különböző mértékű visszacsatolás esetén

A relészerű működés részletesebb magyarázatára tekintsük a 26. ábrát. Megfelelő  $N_S I_S$  segédgerjesztés létesítésével a visszacsatolási egyenes balra tolható. (1, 2, 3 pontokkal jelzett helyzet.) Minthogy  $K_V > K_{krit}$ , a visszacsatolási egyenes három pontban metszi a visszacsatolásmentes erő-

sítő jelleggörbéjét. Ha  $I_E = 0$ , akkor az említett három pont éppen 1, 2, 3. Az eredő jelleggörbét, mint láttuk, a visszacsatolási egyenes és az eredeti jelleggörbe között mutatkozó vízszintes távolságok alapján szerkeszthetjük meg. Ezzel teljesen egyenértékű módszer: a visszacsatolási egyenest  $N_E I_E$  értékkel eltoljuk, az eredő jelleggörbe munkapontját az eltoló visszacsatolási egyenes és az eredeti jelleggörbe metszéspontja szolgáltatja.

Tételezzük fel, hogy  $I_E = 0$  esetén a munkapont 1 pontban van. Az előmágnesező áram növelésével a visszacsatolási egyenes jobbra tolódik el, miközben a munkapont az 1–4 szakaszon vándorol. Ha  $I_E$  tovább növekszik, a munkapont hirtelen



26. ábra. A mágneses erősítő mint érintkezőmentes relé

5 pontba kerül. Az az  $I_E$  érték, amelyre ez bekövetkezik, az érintkezőmentes relé  $I_{meg}$  megszóalási árama, hiszen az  $I_T$  áram kis értékről hirtelen nagy értékre változik.  $I_E$  további növekedésével  $I_T$  alig változik.

Ha  $I_E$  csökkenni kezd, a visszacsatolási egyenes balra tolódik, a munkapont pedig az 5–3–6 szakaszon vándorol. A 6 pont elérése után a munkapont hirtelen a 7 pontba kerül, az  $I_T$  áram hirtelen lecsökken. Ekkor  $I_E$  az érintkezőmentes relé  $I_{el}$  elengedési áramának felel meg.

A leírt érintkezőmentes relé, mint látható a bemenő jel polaritására érzékeny. Az  $N_S I_S$  segédgerjesztés megfelelő megválasztásával elérhető, hogy a relé pozitív  $I_E$  áramerősség tartományban működjék (26. ábra szaggatott vonal). Szükség esetén  $I_{meg}$  és  $I_{el}$  az ellenkező polaritású áramtartományba is eltolható.

A leírt érintkezőmentes relének nagy az érzékenysége (a megszóalási teljesítmény  $\mu W$  nagyságrendű is lehet). A mágneses erősítóből kialakított érintkezőmentes relé egyre inkább elterjed az automatikában.

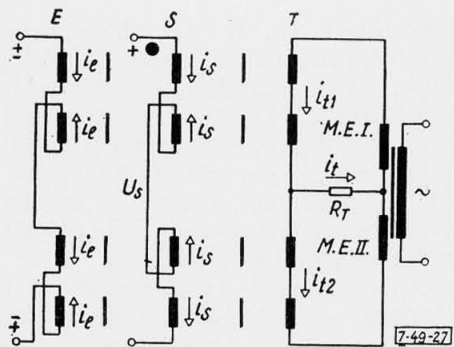
Hátrányai között meg kell említeni, hogy működése a feszültségingadozásoktól, a terhelőellenállás változásától és a környező közeg hőfokától függ.

**XIII. A különböző (differenciál) kapcsolású mágneses erősítő**

Az egyszerű mágneses erősítő alkalmazási lehetőségét két alapvető hátránya korlátozza: 1. a bemenő jel polaritására érzéketlen, 2. zérus előmágnesező jel esetén is folyik a teljesítménykörben úgynevezett üresjárás áram.

Az említett hátrányok különböző kapcsolású mágneses erősítővel küszöbölhető ki. A 27. ábra



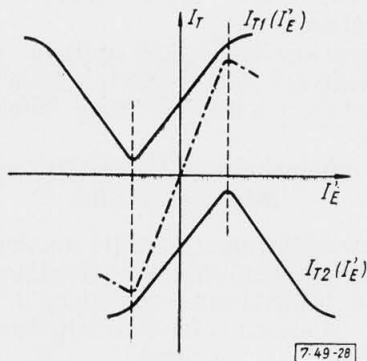


27. ábra. Váltakozóáramú kimenetű különbözői kapcsolású mágneses erősítő

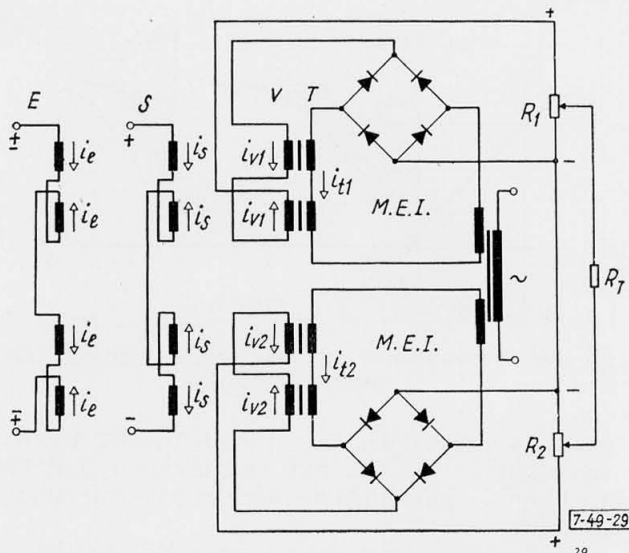
váltakozóáramú kimenetű különbözői kapcsolású mágneses erősítőt mutat. Ebben az erősítőben a teljesítménykör áramának fázisa 180°-kal megváltozik, ha megfordul az előmágnesező áram iránya.

A kapcsolás két egyszerű mágneses erősítőből áll,  $R_T$  terhelő ellenállásuk közös. Az  $E$  előmágnesező tekercsen kívül  $S$  segédtekercselés is van. Az egyik erősítőben az  $E$  és  $S$  tekercs gerjesztése egyirányban, a másik erősítőben ellentétesen hat. Ha nincs előmágnesező jel:  $I_E = 0$ , mindkét erősítő kimenőárama egyforma, ezért a terhelőellenálláson nem folyik áram (27. ábra). Ha van előmágnesező jel, akkor az egyik erősítő kimenőárama  $i_{t1}$  megnő (minthogy az eredő egyenáramú gerjesztés megnőtt), a másik erősítő  $i_{t2}$  lecsökken (mert az eredő egyenáramú gerjesztés csökken). Az  $i_{t1} - i_{t2}$  áramkülönbség a terhelő ellenálláson folyik át. Ha az előmágnesező áram iránya ellentétesre változik, akkor az az erősítő kap nagyobb egyenáramú gerjesztést, amelyeknek az előbb kisebb gerjesztése volt. Ezért a terhelő ellenállás áramának fázisa megváltozik, a terhelő ellenállás árama  $i_{t2} - i_{t1}$  lesz.

Az egyes mágneses erősítők jelleggörbéje és az eredő jelleggörbe a 28. ábrán látható. Mivel a 27. ábra kapcsolásán az  $R_T$  terhelő ellenálláson a két mágneses erősítő  $T$  teljesítményköri áramának különbsége folyik, az eredő jelleggörbe a két jelleggörbe kivonásából kapható meg. Kivonás helyett az első jelleggörbéhez hozzáadjuk a második jelleggörbe negatívját. Az  $S$  segédtekercs gerjesztését úgy kell megválasztani, hogy zérus előmágnesező áram esetén mindkét erősítő munkapontja a jelleggörbéjük egyenes szakaszának közepére essék. Meg-



28. ábra. Különbözeti kapcsolású mágneses erősítő jelleggörbéjének megszerkesztése



29. ábra. Egyenáramú kimenetű különbözői kapcsolású mágneses erősítő

jegyezzük, hogy az  $S$  segédtekercs egyenáramú gerjesztése a váltakozó tápfeszültségtől Graetz-kapcsolású egyenirányítókön keresztül nyerhető, utóbbiakat azonban a kapcsolási rajzon elhagytuk.

A 29. ábra egyenáramú kimenetű különbözői kapcsolású mágneses erősítőt mutat. A 29. ábra kapcsolásán az  $E$  előmágnesező és  $S$  segédkörön kívül még  $V$  visszacsatoló kör is van, pozitív visszacsatolás létesítésére. Az  $S$  segédtekercselés által előidézett gerjesztés ismét akkora, hogy zérus előmágnesező áram esetén az egyes mágneses erősítők munkapontja az egyenes szakasz közepére essék. A kapcsolás működése és jelleggörbéje hasonló, mint a váltakozó kimenetű különbözői kapcsolású erősítőé. A különbségképzéshez itt azonban  $R_1$  és  $R_2$  ballasztellenállásokra van szükség. Emiatt az egyenáramú kimenetű különbözői kapcsolású mágneses erősítő hatásfoka rossz.

A különbözői kapcsolású mágneses erősítőket ellenütemű, vagy kétütemű mágneses erősítőknek is szokták nevezni. Végül megemlítjük, hogy szükség esetén többfokozatú mágneses erősítők is építhetők, egyenáramú kimenetű különbözői kapcsolású mágneses erősítők közül. Ilyenkor az első fokozat egyenirányított kimenőárama szolgál a második fokozat bemenő előmágnesező áramaként.

\*

Végezetül megköszönjük Mahács Miklós tudományos munkatársnak és Borovszky László tanársegédnek az oscillogram felvételek elkészítésében való közreműködésüket.

IRODALOM

1. H. F. Storm : Magnetic Amplifiers, John Wiley, 1955.
2. W. A. Geyger : Magnetic Amplifiers, Mc Graw-Hill, 1954.
3. R. M. Bozorth : Ferromagnetism, D. van Nostrand, 1953.
4. A. G. Joszifjan — B. M. Kagan : Osznovi Szedjascevo privoda, Goszenergoizdat, 1954.
5. M. A. Rozenblat : Magnitnije uszilitelyi, Goszenergoizdat, 1955.
6. Vitélyos László : Transzduktorok, mágneses erősítők és alkalmazásuk az erősáramu szabályozókban, Elektrotechnika, 1953. 5—6. szám.
7. W. Schilling : Transduktorteknik Teil I, Der Stromsteuernde Transduktor Regelungstechnik, 1954.