VYSOKÁ ŠKOLA STROJNÍ A TEXTILNÍ V LIBERCI
nositelka Řádu práce

Fakulta textilní
Katedra elektrotechniky

Ing.Karel W e r n e r

ELEKTRICKÝ VYSOUVACÍ MECHANISMUS S ELEKTROMAGNETEM PRO ELEKTRONICKY ŘÍZENÉ TEXTILNÍ STROJE

Kandidátská disertační práce

Školitel: Prof.Ing.Jiří Zelenka,DrSc.

Liberec 1986

O B S A H

	str.
ÚVOD	4
1. ZAČLENĚNÍ ŘEŠENÉ PROBLEMATIKY DO KONCEPCE ROZVOJE LISTOVÝCH STROJŮ	5
1.1 Elektrické nastavovací členy	5
1.2 Koncepce listových strojů a jejich elektronické řízení	6
1.3 Cíle kandidátské disertační práce	8
2. TEORIE STEJNOSMĚRNÉHO ELEKTROMAGNETU	9
2.1 Pracovní cyklus stejnosměrného elektromagnetu	9
2.2 Základní rovnice stejnosměrného elektromagnetu	14
2.3 Přitažlivá síla a práce stejnosměrného elektromagnetu	15
2.4 Magnetické obvody a materiály stejnosměrných elektromagnetů	19
2.5 Některé metody řešení pohybové rovnice	26
2.5.1 Určení doby startu	26
2.5.2 Určení doby zdvihu podle Moskvitina	27
2.5.3 Určení doby zdvihu ze statických charakteristik	32
2.5.4 Metoda L. Schülera	38
3. NÁVRH STEJNOSMĚRNÝCH ELEKTROMAGNETŮ	43
3.1 Rozdělení elektromagnetů	43
3.2 Zjednodušený návrh neutrálního stejnosměrného elektromagnetu	45
3.3 Elektromagnet s krátkou dobou přítahu	48
3.4 Vliv zanedbaných činitelů	50
3.5 Modelování na samočinném počítači	52
3.5.1 Vývojový diagram	52
3.5.2 Modelový elektromagnet	55
3.5.3 Vliv délky časového intervalu Δt výpočetního cyklu na přesnost výpočtu	56
3.5.4 Modelový výpočet dynamických charakt.	57
3.5.5 Vliv změn modelových proměnných na průběhy dynamických charakteristik	65

3.5.6 Porovnání výsledků modelového výpočtu se závěry teoretické analýzy 70

3.5.7 Výpočet účinnosti elektromagnetu 72

4. NAPÁJENÍ A OVLÁDÁNÍ STEJNOSMĚRNÉHO ELEKTROMAG. 74

4.1 Elektronické spínací obvody 74

4.2 Spínání indukční zátěže 76

4.3 Časový diagram spínání elektromagnetu 77

4.4 Spínací obvod pro dvoustavové spínání elektromagnetu 79

4.5 Elektronický řídicí obvod 80

5. TEPELNÉ POMĚRY PŘI CHODU ELEKTROMAGNETU 83

5.1 Oteplování a ochlazování elektromagnetu při trvalém napájení stejnosměrným napětím 83

5.2 Přerušovaný chod elektromagnetu 85

5.3 Přetržitý chod elektromagnetu s vícestupňovým zatížením 87

5.4 Určení podílu magnetických a přídavných ztrát 90

6. NÁVRH, REALIZACE A EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ ELEKTROMAGNETU PRO PŘÍMOU VOLBU NA LISTOVÉM STROJI KSV 93

6.1 Návrh stejnosměrného elektromagnetu 94

6.2 Statické tahové charakteristiky 96

6.3 Analytický výpočet doby přítahu kotvy s připojeným volicím pravítkem 97

6.4 Výpočet dynamických charakteristik modelováním na osobním mikropočítači PMD-85 a porovnání výpočítané doby přítahu s dobou přítahu změřenou na vzorku 98

6.5 Měření oteplování a ochlazování při přetržitém chodu elektromagnetu 103

7. ZÁVĚR 107

8. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY 111

9. SEZNAM PŘÍLOH 115

Ú V O D

S rozvojem průmyslové automatizace uplatňující se v současné době v celé řadě odvětví národního hospodářství prostřednictvím programově řízených výrobních strojů, technologických souborů, dílčích výrobních úseků a robotů nabývají stále většího významu systémy umožňující elektronické řízení polohy pracovních mechanismů. Automatické nastavovací nebo vysouvají mechanismy - polohovadla - umožňují podle kódového, číslicového nebo analogového elektrického signálu nastavení pracovních mechanismů přímo nebo zprostředkovaně do požadované funkční polohy.

Zprostředkovaná funkce může být kombinovaná použitím hydraulických nebo pneumatických obvodů nebo ventilů elektricky ovládaných, přičemž rozhodující při výběru alternativy je otázka, na jaké energetické úrovni je veden řez mezi elektrickou a mechanickou částí.

Jednou z podstatných tendencí automatizace textilních strojů a zařízení je náhrada určitých mechanických funkčních uzlů novými nekonvenčními mechanismy, využívajícími např. elektromechanických převodníků. Numericky řízené obráběcí stroje používají pro polohování součástky nebo nástroje, elektricky ovládané elektromechanické převodníky s výstupními přímočarými nebo rotačními pohyby, u kterých je elektromechanická časová konstanta zpravidla zanedbatelná vůči době, po kterou je pracovní mechanismus v záběru. Pro textilní stroje je naopak typické, že elektromechanický převodník je přímo součástí některého funkčního mechanismu nebo uzlu a elektromechanická časová konstanta převodníku přímo limituje pracovní rychlost mechanismu nebo textilního stroje a tím i objem produkce.

1. ZAČLENĚNÍ ŘEŠENÉ PROBLEMATIKY DO KONCEPCE ROZVOJE LISTOVÝCH STROJŮ

Další uplatňování elektrotechniky a elektroniky v textilním strojírenství, lze mimo jiné očekávat, při zavedení elektronického řízení listových strojů. Problematika přímého řízení listových strojů z paměti počítače podle předem zvoleného vzoru však vyžaduje, vedle návrhu řídícího systému s mikropočítačem /44/, provést řadu konstrukčních změn na listových strojích tak, aby bylo možné nahradit volicí nebo řadicí mechanismus elektrickým vysouvacím nebo nastavovacím členem.

1.1 Elektrické nastavovací členy

Součástí elektrických nastavovacích členů je zpravidla určitý typ elektromechanického předvodníku realizující přeměnu elektrické energie na mechanickou práci podle některého principu silového působení magnetického nebo elektrického pole na výstupní mechanický element. Elektromechanický převodník ve spojení s dalšími elementy mechanismu tvoří nastavovací člen, který zpravidla nahrazuje původní mechanismus.

Elektromagnetické převodníky využívají ke své funkci silového působení magnetického pole na feromagnetickou kotvu /2/. Pro realizaci rotačních i posuvných pohybů využíváme všech typů elektrických motorů s rotačním či lineárním pohybem kotvy, se spojitým pohybem kotvy nebo motorů krokových. Jako výsuvné elektricky ovládané elektromagnetické převodníky se dnes nejčastěji používají různé typy elektromagnetů nebo speciální lineární motory nebo motory krokové.

Elektrodynamické převodníky využívají sil působících na vodič protékaný elektrickým proudem a umístěným v magnetickém poli. Jednoduchý elektrodynamický převodník může být proveden jako cívkový, u něhož je aktivní mechanická část přímo samonosnou cívkou. Lze jimi realizovat malé posuvné pohyby

proti malému mechanickému zatížení /2/.

Ještě menší posuvné pohyby lze realizovat využitím ponderomotorických sil působících na pohyblivou elektrodu elektrostatického pole nebo využitím deformace piezoelektrických výbrusů při přiložení elektrického pole. Tyto aplikace jsou sice laboratorně zkoušeny /31/, avšak v uvedené oblasti zatím nedoznaly praktického uplatnění.

Výsuvné, elektricky ovládané převodníky, mohou být ve spojení s mechanickými elementy přímou náhradou původního mechanického uzlu, a to na různých energetických úrovních. V případě, že původní mechanika má být zcela zachována, lze navrhnout celou řadu převodníků s výsuvným elementem ovládajícím vhodné zámky, vyznačujících se nízkou spotřebou elektrické energie ve srovnání s převodníky pro přímou náhradu a umožňujících výrazně zlepšit dynamické vlastnosti mechanického uzlu a uplatnění elektronického řízení, což obvykle vede ke zvýšení pracovní rychlosti mechanismu nebo celého stroje /29/, /30/.

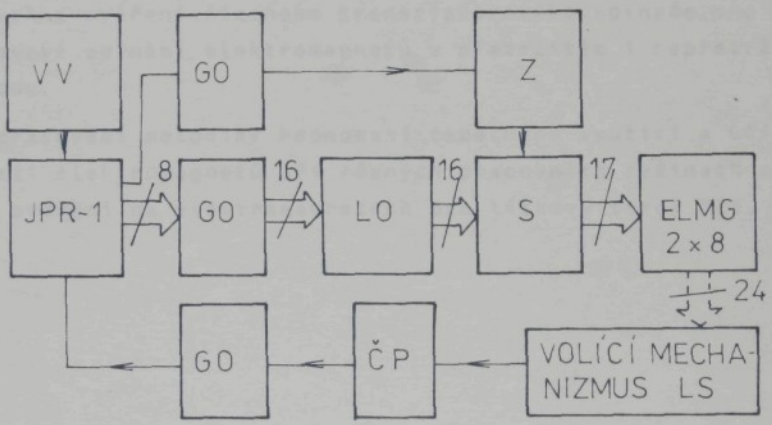
1.2 Koncepce listových strojů a jejich elektronického řízení

Listové stroje slouží k vytvoření prošlupu na tkacích strojích podle požadavku na vzorování tkaniny, zejména v případech náročných vazeb tkaniny. Využívají se zhruba u 10-20 % instalovaných tkacích strojů. Dělíme je podle několika hledisek na nožové, rotační nebo hydraulické nebo pozitivní a negativní /44/, /45/, /46/. Sériově vyráběné listové stroje mají informaci o vzorování tkaniny uloženou na papírovém nebo fóliovém děrném pásu nebo kolíčkovém řetězu a informace je snímána pomocí ohmatávacích jehel nebo pák, které jsou součástí volících a řadících mechanismů přenášejících informaci na polohu listu tkacího stroje. Některé nevýhody těchto systémů /44/ odstraňují listové stroje elektronicky řízené, které mohou mít informaci o vzorování tkaniny uloženou v elektronické paměti EPROM nebo na magnetickém disku či pásku. Snímání, přenos a generaci elektrického povelu pro výsuvný, otočný nebo obecně polohovací element volícího či řadícího mechanismu provádí elektronická řídicí jednotka pracující

buďto s pevnou logikou nebo jako sekvenční automat.

Přednosti elektronického řízení je principiální možnost dosáhnout vyšších pracovních rychlostí, velkého raportu, zjednodušení mechanické části, neboť odpadne čtecí zařízení pro pohyb vzad při páraní, rychlejší a ekonomičtější příprava a výměna média nesoucího informaci o vzorech. Do popředí však vystupují jiné požadavky, např. vývoj rychlého elektromechanického převodníku a jeho spojení s volicím či řadicím mechanismem, zajištění synchronizace elektrického řídicího obvodu s mechanikou při rozběhu, chodu a zastavení listového stroje, při výpadku sítě,či dalších poruchách.

Problematika elektronického řízení a vývoj volicího mechanismu s elektromagnetickým převodníkem byla řešena pro listový stroj nové koncepce s označením KSV /40/, který je řešen v rámci vyhledávacího výzkumu plánu technického rozvoje Koncernového výzkumného ústavu Elitex Liberec a k.p. Elitex Soběslav. Volicí mechanismus je ovládán stejnosměrnými dvojčinnými elektromagnety.
Funkční skupinové schéma řízení listového stroje KSV, varianty s 8 volicími místy /2/ je na obr. 1.1.



Obr.1.1 Skupinové schéma řízení LS KSV s 8 volicími místy

Funkční skupiny na obr. 1.1 jsou označeny takto:
VV - volba vzoru, GO - obvod pro galvanické oddělení, Z - zdroj

stejnosměrného napětí pro elektromagnety, JPR-1 procesorová deska mikropočítačového systému SAPI-1, LO-logický obvod interface, S-spínače elektromagnetů, ELMG-elektromagnety, ČP-čidla polohy hřídele LS, LS-listový stroj.

1.3 Cíle kandidátské disertační práce

Práce byla zaměřena na sledování a využití vlastností stejnosměrného elektromagnetu pro elektromechanický převodník voličího mechanismu listového stroje KSV. Cíle kandidátské disertační práce je možno shrnout do těchto bodů:

1. Analýza statických a dynamických parametrů stejnosměrných elektromagnetů a sestavení základní soustavy rovnic popisujících elektromechanické chování soustavy v době přechodného jevu.
2. Hodnocení, shrnutí a srovnání přibližných řešení základní soustavy rovnic elektromagnetického převodníku pro jednoduchá uspořádání magnetického obvodu.
3. Vypracování metodiky návrhu stejnosměrných elektromagnetů na osobním mikropočítači a verifikace vypočtených parametrů srovnáním s experimentálními výsledky získanými měřením elektromagnetů navržených pro listový stroj KSV.
4. Návrh a ověření řízeného tranzistorového spínače pro dvoustavové spínání elektromagnetů v přetržitém i nepřetržitém chodu.
5. Vypracování metodiky hodnocení tepelného využití a účinnosti elektromagnetů při různých pracovních režimech a její ověření na elektromagnetech pro listový stroj KSV.

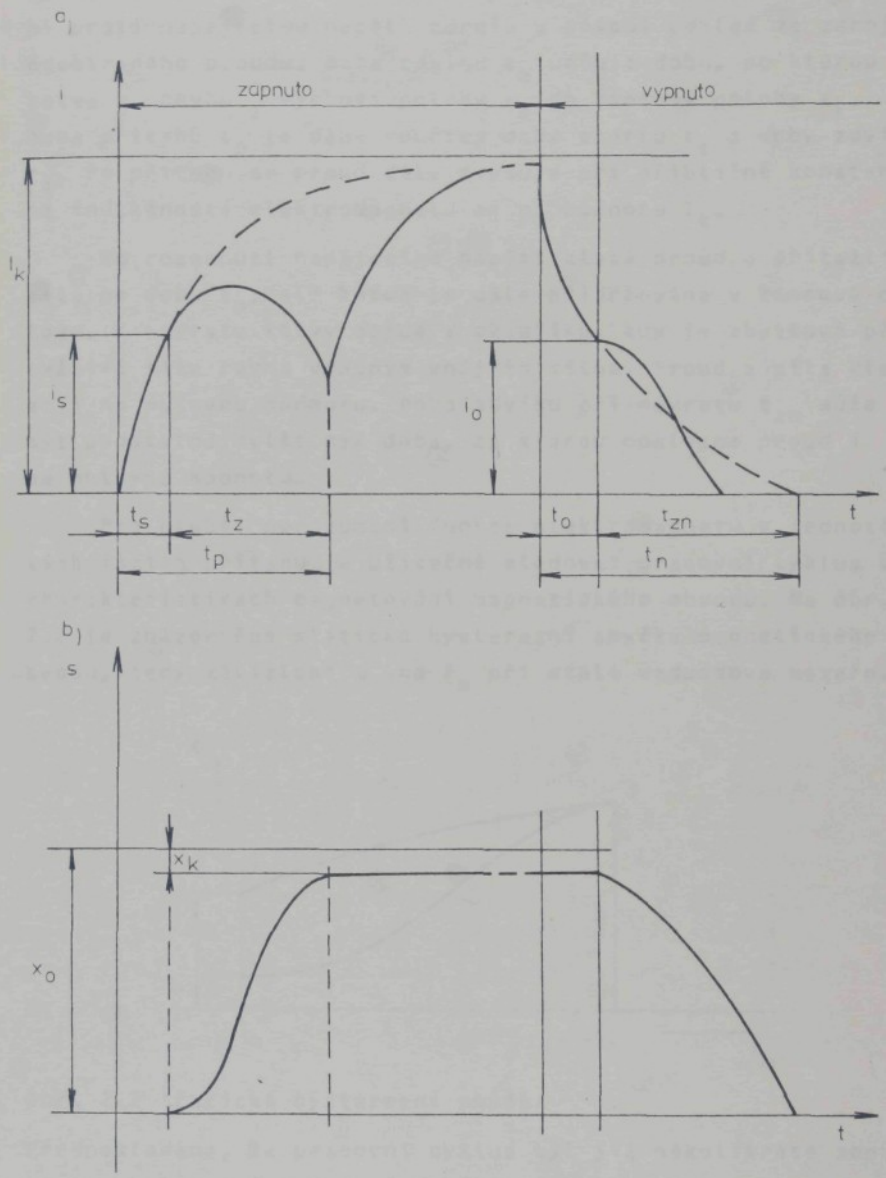
2. TEORIE STEJNOSMĚRNÉHO ELEKTROMAGNETU

2.1 Pracovní cyklus stejnosměrného elektromagnetu

Úkolem elektromagnetu je obecně vytvořit v určitém prostoru dostatečně silné magnetické pole a využít toto pole pro silové působení na kotvu elektromagnetu. Přitom může být využíváno statického silového působení při nepohybující se kotvě (přídržné elektromagnety) nebo je kotvě udělováno zrychlení (pohybové elektromagnety). Pro elektromagnetické mechanismy je typické, že kotva koná omezený, přímočarý nebo otáčivý pohyb z výchozí polohy do polohy koncové. Po skončení aktivní části cyklu se kotva po určité době výdrže působením pružiny, vlastní tíhy nebo jinou silou vrací do výchozí polohy.

Přítah a návrat kotvy elektromagnetu představují nestacionární děje. Pracovní cyklus se skládá z několika etap, které jsou přehledně znázorněné na obr. 2.1a a 2.1b.

V čase $t = 0$ se předpokládá, že proud $i = 0$ a kotva je ve výchozí poloze, vzdálená od počátku souřadnicového systému o x_0. Po připnutí napájecího napětí vzrůstá proud i až do hodnoty i_s, narůstá přitažlivá síla F elektromagnetu, ale kotva elektromagnetu je v klidu až do startovací doby t_s. Doba t_s je určena okamžikem, kdy přitažlivá síla F dosáhne hodnoty, rovné všem protipůsobícím silám (direktivní síla vratné pružiny, vlastní tíha kotvy a pod). V časovém intervalu $0 \div t_s$ lze přibližně předpokládat, že indukčnost elektromagnetu je stálá, protože nedochází k pohybu kotvy a proud se zvyšuje podle exponenciální závislosti (čárkovaná čára na obr. 2.1a) a ustálil by se na hodnotě I_k. S dalším narůstáním proudu začne na kotvu působit urychlující síla, kotva se dá do pohybu a mění se indukčnost elektromagnetu. V důsledku změny indukčnosti dochází při pohybu kotvy až do okamžiku

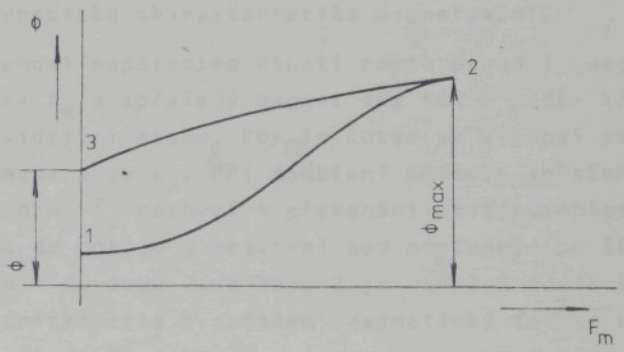


Obr. 2.1a, b. Časový průběh proudu (a) a dráhy b) elektromagnetu

ukončení zdvihu ke vzniku elektromotorické síly, která působí proti napájecímu napětí zdroje a působí pokles ze zdroje odebíraného proudu. Doba zdvihu t_z určuje dobu, po kterou je kotva v pohybu z výchozí polohy x_0 do koncové polohy x_k. Doba přítahu t_p je dána součtem doby startu t_s a doby zdvihu t_z. Po přítahu se proud dále zvyšuje při přibližně konstantní indukčnosti elektromagnetu až na hodnotu I_k.

Po rozepnutí napájecího napětí klesá proud a přitažlivá síla po dobu t_o, ale kotva je dále přidržována v koncové poloze. K návratu kotvy dojde v okamžiku, kdy je zbytková přitažlivá síla rovna vratným vnějším silám. Proud a síla klesají na nulovou hodnotu. Doba zdvihu při návratu t_{zn} může být podstatně delší než doba, za kterou poklesne proud i na nulovou hodnotu.

Pro hlubší porozumění funkce elektromagnetu v jednotlivých fázích přítahu je užitečné sledovat pracovní cyklus v charakteristikách magnetování magnetického obvodu. Na obr. 2.2 je znázorněná statická hysterezní smyčka magnetického obvodu, tedy závislost ϕ na F_m při stálé vzduchové mezeře.

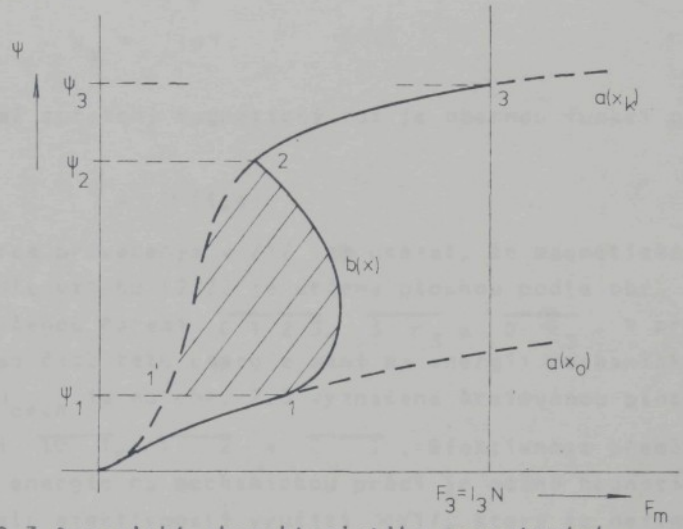


Obr. 2.2 Statická hysterezní smyčka

Předpokládáme, že pracovní cyklus byl již několikráte zopakován, pak pro i = 0 má indukční tok obvodem hodnotu, danou bodem 1. Po zapnutí proudu a jeho zvyšování dojde k posunutí pracovního bodu do bodu 2, kde setrvá až do okamžiku rozepnutí napájecího obvodu. Po odpojení napájení se pracovní bod posune do bodu 3. Vlivem demagnetizace, která je pro

funkci elektromagnetu velmi důležitá, se pracovní bod přesune do výchozího bodu 1.

Na obr. 2.3 je znázorněná dynamická charakteristika magnetování magnetického obvodu v procesu přitahu. Vliv rozptylových toků zanedbáváme a pro jednoduchost neuvažujeme hysterezi.



Obr. 2.3 Dynamická charakteristika magnetování.

Po zapnutí napájecího napětí roste proud i, magnetomotorická síla F_m a spřažený magnetický tok Ψ podle křivky $a(x_0)$ odpovídající stavu, kdy je kotva ve výchozí poloze a vzduchová mezera je x_0. Při dosažení hodnoty spřaženého magnetického toku Ψ_1 dochází k překonání protipůsobících sil, kotva se dá do pohybu a pracovní bod postupuje po křivce b(x) z bodu 1 do bodu 2. V bodu 2 je ukončen zdvih kotvy a magnetomotorická síla a spřažený magnetický tok se ustálí na křivce v bodu 3, a (x_k).

V procesu přitahu dochází k přeměně elektrické energie, dodané napájecím zdrojem v energii magnetickou. Energetické poměry vyjadřuje základní vztah pro elektrický obvod.

$$U.i.dt = i^2R.dt + i.d\Psi \qquad (2.1)$$

Levá strana rovnice (2.1) určuje velikost elektrické energie vstupující do obvodu za dobu dt. První člen pravé strany vy-

jadřuje ztráty v činném odporu vinutí, do kterého můžeme započítat rovněž ztráty vířivými proudy. Druhý člen představuje elektrickou energii, potřebnou k vytvoření magnetického pole se spřaženým magnetickým tokem $d\Psi$ za čas dt. Celková energie potřebná na vytvoření magnetického pole v procesu přitahu elektromagnetu je dána vztahem

$$W_m = \int_0^{\Psi} i \, d\Psi \qquad (2.2)$$

přičemž spřažený magnetický tok je obecnou funkcí proudu a dráhy

$$\Psi = f(i,s) \qquad (2.3)$$

Rozborem provedeným v /1/ lze ukázat, že magnetická energie W_m podle vztahu (2.2) je určena plochou podle obr. 2.3., ohraničenou čarami $\overline{0\ 1\ 2\ 3}$, $\overline{3\ \Psi_3}$ a $\overline{0\ \Psi_3}$. V procesu přitahu se část této energie mění na energii mechanickou. Tato část W_{mech} je na obr. 2.3 vyznačena šrafovanou plochou mezi čarami $\overline{1'\ 1}$, $\overline{1\ \ 2}$ a $\overline{2\ \ 1'}$. Efektivnost přeměny magnetické energie na mechanickou práci je možné hodnotit podle činitele efektivnosti využití $\varkappa$ /1/, který je definován jako podíl mechanické energie W_{mech} a limitní magnetické energie $W_{lim} = I_3 \cdot \Psi_3$, určenou součinem spřaženého magnetického toku Ψ_3, a proudu I_3, který tento tok vyvolá. (Obr. 2.3)

$$\varkappa = \frac{W_{mech}}{W_{lim}} < 1 \qquad (2.4)$$

Neúplné využití magnetické energie je v prvé řadě dáno existencí parazitních vzduchových mezer pro zvolené uspořádání magnetického obvodu, dále pak tvarem magnetizační křivky použitého feromagnetického materiálu jeho dovoleným mezním sycením a dalšími materiálovými a konstrukčními parametry. Zvýšení činitele $\varkappa$ dosáhneme vhodnou volbou konstrukčního uspořádání, tvarem a velikostí pracovních a vedlejších vzduchových mezer, volbou materiálu s vysokým mezním sycením, velkou permeabilitou a malou koercitivní silou.

2.2 Základní rovnice stejnosměrného elektromagnetu

Procesy, probíhající v různých fázích činnosti stejnosměrného elektromagnetu popisuje soustava rovnic. Mezi tyto rovnice patří:

a) Základní rovnice elektrického obvodu, která popisuje proces přeměny elektrické energie v magnetickou, a je vyjádřena napěťovou rovnicí elektrického obvodu

$$U = Ri + \frac{d\Psi}{dt} \tag{2.5}$$

kde i je okamžitá hodnota proudu cívkou
Ψ je spřažený magnetický tok
R činný odpor vinutí
U napájecí napětí elektromagnetu.

Z této rovnice vycházejí také úvahy o energetické bilanci elektromagnetu (2.1).

b) Rovnice magnetického obvodu, která v obecné podobě charakterizuje proces magnetování magnetického obvodu

$$\Psi = f(i, x) \tag{2.6}$$

kde x určuje polohu kotvy ve vhodně zvoleném souřadnicovém systému. Pro jednoduché uzavřené magnetické obvody bez rozptylu lze rovnici psát ve tvaru

$$\oint H.dl = N.i \tag{2,7}$$

a vyjádřit magnetický tok Hopkinsonovým zákonem.

c) Rovnice magnetování feromagnetického materiálu

$$B = \mu.\mu_0 H \tag{2.8}$$

d) Vztah pro přitažlivou sílu elektromagnetu v symbolické podobě

$$F = \frac{d}{dx}(W_{mech}) \tag{2.9}$$

kde dW_{mech} je úbytek mechanické energie, potřebné pro posunutí kotvy na dráze dx.

e) Pohybová rovnice kotvy elektromagnetu

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = F - F_p \left(x, \frac{dx}{dt} \right) \qquad (2,10)$$

kde m je hmotnost kotvy a dalších částí uváděných silou F do pohybu

F_p je proti pohybu působící síla tření vratné pružiny a podobně, která je obecně funkcí polohy a rychlosti.

f) Rovnice oteplování a ochlazování elektromechanického členu s elektromagnetem

$$\vartheta = f (P, t, \text{rozměry}) \qquad (2.11)$$

kde P je ztrátový příkon, ϑ teplota a t čas.

Teplotní charakteristika je funkcí rozměrů a rovněž závisí na uspořádání a umístění elektromechanického členu vzhledem k ovládanému mechanismu a pracovnímu stroji.

Pro konkrétní elektromagnet lze uvedené rovnice za určitých předpokladů řešit a stanovit statické a dynamické charakteristiky elektromechanického členu. Zajímají nás především dynamické charakteristiky v období přítahu a odpadu kotvy, tj. časová závislost síly, dráhy, rychlosti a proudu, případně závislost doby přítahu na napájecím napětí, účinnost elektromagnetu, konečná ustálená teplota a podobně.

2.3 Přitažlivá síla a práce stejnosměrného elektromagnetu

Podle rovnice energetické bilance (2.1) vyjadřuje druhý člen pravé strny $i \cdot d\Psi$ součet energie magnetického pole a vykonané vnější práce. Můžeme psát

$$i d\Psi = d W_m + F \cdot dx \qquad (2.12)$$

kde W_m je energie magnetické, x dráha kotvy.

Úpravou vyjádříme přitažlivou sílu

$$F = \frac{i d\Psi}{dx} - \frac{dW}{dx} \qquad (2.13)$$

Celková energie magnetického pole elektromagnetu o indukčnosti L je určena vztahem

$$W_m = \frac{1}{2} L i^2 \qquad (2.14)$$

Derivací tohoto vztahu podle x a po úpravě

$$\frac{dW_m}{dx} = \frac{1}{2} i^2 \cdot \frac{dL}{dx} + L i \cdot \frac{di}{dx} \qquad (2.15)$$

Protože L di = d Ψ dostaneme po dosazení do (2.15) a potom do (2.13)

$$F = -\frac{1}{2} \cdot \frac{dL}{dx} \cdot i^2 \qquad (2.16)$$

Vztah pro přitažlivou sílu platí pro libovolný neutrální elektromagnet. Při výpočtu přitažlivé síly musíme uvažovat všechny vlivy, působící změnu indukčnosti, vyvolané pohybem kotvy, to jest změnu spřaženého magnetického toku, změnu rozptylových toků a změnu vedlejších a hlavní vzduchové mezery. Z analýzy vztahu pro přitažlivou sílu /1/ plyne, že pro praktické výpočty je určující ta složka přitažlivé síly, která je způsobena změnou indukčnosti vlivem změny hlavní vzduchové mezery. Za těchto podmínek a předpokladu, že indukčnost $L = G.N^2$, kde G je magnetická vodivost všech pracovních mezer a N počet závitů cívky, lze výraz (2.16) upravit na tvar

$$F = -\frac{1}{2} \cdot (N.i)^2 \cdot \frac{dG}{dx} \qquad (2.17)$$

Vyjádření přitažlivé síly z energetické bilance elektromagnetu je neobvyklejší, ale nikoliv jediný způsob. Silové působení vnějšího magnetického pole na feromagnetické těleso je popsáno základními rovnicemi elektromagnetického pole formulovanými Maxwellem. Po řadě úprav lze přitažlivou sílu vyjádřit ve tvaru

$$\vec{F} = \frac{1}{2\mu_0} \cdot \oint B^2 \cdot \vec{n} \cdot dS \qquad (2.18)$$

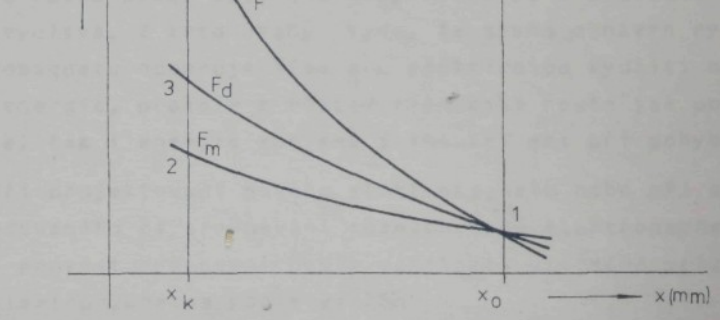
kde B magnetická indukce pole, jejíž směr je kolmý k integrační ploše S, $\vec{n}$ normálový vektor elementu integrační plochy S.

Využití vztahu (2.17) a (2.18) předpokládá znalost rozložení pole v elektromagnetu. Vztahu (2.18) je možné použít při rovnoměrném rozložení magnetické indukce po povrchu S, např. pro výpočet síly mezi dvěma rovnoběžnými plochami v malé vzdálenosti. Pro homogenní pole, kdy B je po celé ploše stejné, obdržíme po integraci vztahu (2.18) jednoduchý výraz pro přitažlivou sílu ve tvaru

$$F = \frac{1}{2\mu_o} B^2 . S \qquad (2.19)$$

V ostatních případech je třeba používat vztahu (2.17) a stanovit sílu ze změny vodivosti magnetického obvodu při uvažování hlavní vzduchové mezery a všech vedlejších vzduchových mezer a případně změnu rozptylových toků. Výpočtem magnetické vodivosti a její změny pro elektromagnety s různým uspořádáním magnetického obvodu a pro různé tvary vzduchových mezer se zabývá řada publikací /1/, /2/, /3/.

Grafické vyjádření rovnice (2.17) udává pro konstantní proud i statickou tahovou charakteristiku. Tahové charakteristiky různých elektromagnetů mají typický průběh, jenž je naznačen na obr. 2.4. Tah elektromagnetu při pohybu kotvy z počáteční polohy x_o do koncové polohy kotvy x_k více či méně vzrůstá se zmenšováním vzduchové mezery.



Obr. 2.4 Statická F a dynamická Fd charakteristika elektromagnetu a mechanická charakteristika zátěže F_m.

V důsledku pohybu kotvy dochází k indukci elektromotorické síly, která snižuje magnetizační proud v době zdvihu kotvy a přitažlivá síla elektromagnetu je určena dynamickou charakteristikou $F_d = f(x)$. Kotva elektromagnetu při pohybu překonává vnější, proti pohybu působící mechanické síly, dané mechanickou charakteristikou $F_m = f(x)$ a koná práci. Činná práce, vykonaná elektromagnetem je dána vztahem

$$A_m = \int_{x_o}^{x_k} F_m . dx \qquad (2.20)$$

Tato práce odpovídá ploše mezi čarami $\overline{x_o 1}$, $\overline{12}$ a $\overline{2x_k}$ na obr. 2.4. Zbylá část mechanické energie mezi čarami $\overline{13}$, $\overline{23}$ a $\overline{12}$ se během zdvihu kotvy mění v pohybovou energii a můžeme ji za předpokladu stálého zrychlení vyjádřit vztahem

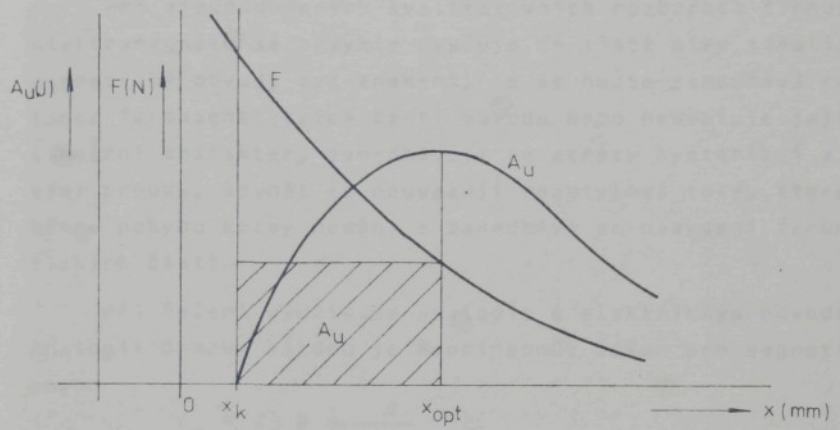
$$A_k = m.\frac{v_k^2}{2} \qquad (2.21)$$

kde v_k je rychlost kotvy na konci jejího zdvihu. Tato část energie se při nárazu kotvy o pólový nástavec mění v deformační práci. Velikost pohybové energie určuje dobu zdvihu a tedy celkový čas přítahu elektromagnetu. Zbývající část energie, odpovídající rozdílu mezi mechanickou energií pod statickou charakteristikou F a dynamickou charakteristikou F_d je ta část energie, která by mohla být využita při velmi pomalém přemístění kotvy, v opačném případě tato část nevystupuje ze zdroje do obvodu vlivem indukce protinapětí při pohybu kotvy. Zanedbáme-li hysterezní ztráty, ztráty vířivými proudy a ztráty, svázané s překonáváním třecích sil, pak musí být pohybová energie rovna právě této energii, která se v důsledku indukce ems nevyužívá. Z této úvahy plyne, že snaha o návrh rychlého elektromagnetu odporuje hledisku efektivního využití mechanické energie, protože s růstem rychlosti roste jak pohybová energie, tak i energie spojená s indukcí ems při pohybu kotvy.

Při projektování nového elektromagnetu nebo při oceňování zhotoveného či srovnávání různých typů elektromagnetů je účelné provést hodnocení podle velikosti užitečné práce, konané elektromagnetem podle vztahu

$$A_u = F \cdot (x - x_k) \qquad (2.22)$$

Grafická závislost pro zadaný průběh statické tahové charakteristiky je znázorněná na obr. 2.5



Obr. 2.5 Užitečná práce elektromagnetu

Z obr. 2.5 je patrné, že pro různé průběhy tahové charakteristiky má průběh $A_u = f(x)$ maximum pro určitou polohu kotvy x_{opt} určující optimální počáteční polohu kotvy z hlediska činné práce, konané elektromagnetem.

2.4 Magnetické obvody a materiály stejnosměrných elektromagnetů

Pro převážnou část stejnosměrných elektromagnetů je typické, že hlavní pracovní indukční tok, vytvořený magnetující magnetomotorickou silou F_{mg} prochází uzavřeným magnetickým obvodem, složeným z feromagnetických částí. Magnetický obvod je zvláštním případem magnetického pole, kde hlavní magnetický tok je soustředěn do dráhy omezeného průřezu. Magnetický obvod je buď větvený nebo nevětvený a v určitých místech je přerušený pracovními nebo parazitními vzduchovými mezerami. Úkolem magnetického obvodu je přenést magnetickou energii s co nejmenšími ztrátami do definovaného prostoru pracovních vzduchových mezer. Tvar magnetického obvodu, provedení jeho jednotlivých částí a tvar vzduchové mezery ovlivňují elektromechanické charakteristiky elektromagnetu. Kotva, tvořící

pohyblivou část magnetického obvodu je buďto vtahována do dutiny magnetizující cívky, nebo je umístěna vně cívky. Koná pohyb přímočarý nebo otáčivý ve směru vektoru magnetické indukce nebo kolmo na tento směr.

Při zjednodušených kvalitativních rozborech činnosti elektromagnetu se obvykle uvažuje do jisté míry idealizovaný magnetický obvod, což znamená, že se buďto zanedbává reluktance feromagnetických částí obvodu nebo neuvažuje její nelineární charakter, zanedbávají se ztráty hysterézní a vířivými proudy. Rovněž se neuvažují rozptylové toky, které se během pohybu kotvy nemění a zanedbává se nasycení feromagnetických částí.

Při řešení využíváme analogie s elektrickým obvodem. Analogií Ohmova zákonu je Hopkinsonův zákon pro magnetický obvod

$$F_m = R_m \cdot \Phi = \frac{\Phi}{G_m} \qquad (2.23)$$

kde F_m.. magnetomotorická síla mezi dvěma průřezy magnetického obvodu

R_m.. reluktance dráhy magnetického toku

Φ .. magnetický tok procházející průřezem

G_m.. magnetická vodivost.

Reluktance úseku magnetického obvodu je přímo úměrná délce úseku a nepřímo úměrná průřezu a permeabilitě feromagnetika. Permeabilita je obecně funkcí magnetické indukce. Pro uzavřený obvod platí

$$\oint H\,dl = F_m = \sum \Phi \cdot R_m \qquad (2.24)$$

Zvláštnosti magnetických obvodů je existence rozptylových toků a obtížnost řešení obvodů spočívá především v určení reluktancí drah rozptylových toků. Rozptylové toky jsou všechny toky, které se uzavírají částečně feromagnetickými částmi obvodu a částečně vzduchem vždy mimo pracovní vzduchovou mezeru. Rozptyl vzniká v prostoru vinutí cívky a v její blízkosti, podél magnetického obvodu a na přechodech mezi feromagnetickými částmi a vzduchovou mezerou (na pólech). Vodivosti drah rozptylových toků pro některé typické tvary přechodů jsou uvedeny například v /1/ a /2/.

Souhrnný vliv rozptylových toků na reluktanci feromagnetických částí, na hodnotu indukce v hlavní vzduchové mezeře a na přitažlivou sílu elektromagnetu je možné respektovat odhadem činitele rozptylu

$$k_r = \frac{\Phi_r}{\Phi_u} \quad ; \qquad \Phi_m = \Phi_r + \Phi_u \tag{2.25}$$

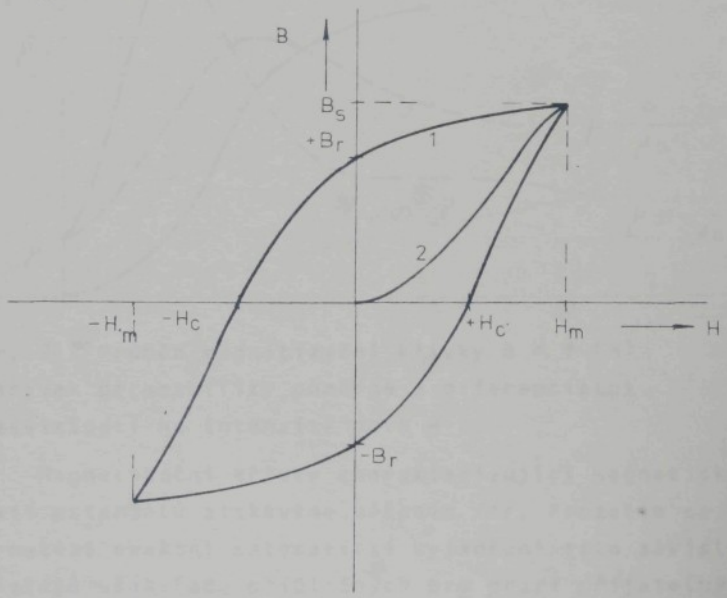
kde k_r .. činitel rozptylu

Φ_u .. užitečný indukční tok pracovní vzduchovou mezerou

Φ_r .. rozptylový tok

Φ_m .. indukční tok, vyvolaný magnetomotorickou silou.

Reluktance feromagnetických částí magnetického obvodu, která je určena magnetizačními křivkami magnetického materiálu, je nelineární veličinou, závislou na intenzitě magnetického pole H. Typické závislosti indukce B na intenzitě pole H jsou obvykle dány grafem v podobě hysterézních smyček. Na obr. 2.6 je znázorněna maximální statická hysterézní smyčka, kterou obdržíme při pomalé změně intenzity magnetického pole od $+H_m$ a $-H_m$



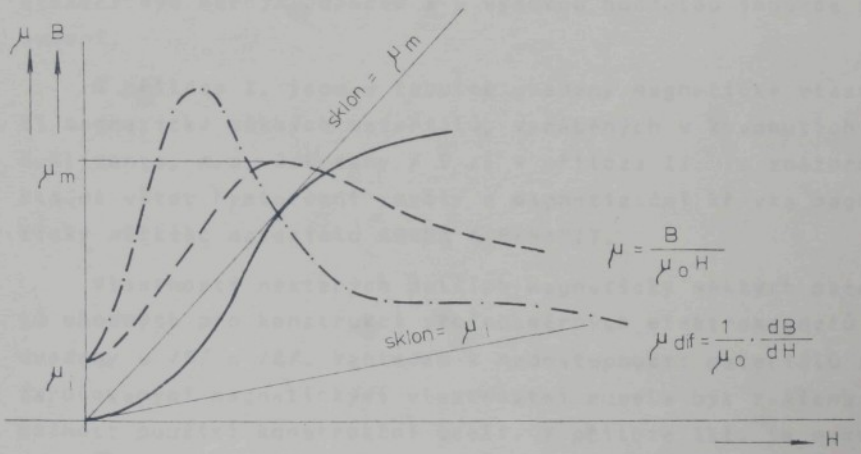
Obr. 2.6 Typická hysterezní smyčka feromagnetického materiálu

Maximální hysterézní smyčka 1 vychází z indukce, nasycení B_s, což je pořadnice bodu na křivce prvotní magnetizace při takové intenzitě pole H_m, že hysterézní smyčky pro libovolné $H > H_m$ jsou totožné. Křivka prvotní magnetizace je spojnice koncových bodů hysterézních smyček pro různé intenzity pole H.

Koercitivní síla $+H_c$ je dána úsečkou mezi počátkem a průsečíkem hysterézní smyčky s osou H. Remanentní indukce B_r je určena pořadnicí průsečíku smyčky s osou B. Kromě poměrné permeability definované vztahem

$$\mu = \frac{B}{\mu_0 H} \qquad (2.26)$$

jsou definovány ještě další typy /5/. Na obr. 2.7 jsou zakresleny magnetizační křivky B = f (H) a průběhy křivek relativní a diferenciální permeability v závislosti na intenzitě pole H.



Obr. 2.7 Průběh magnetizační křivky B = f (H) a křivek permeability poměrné a diferenciální v závislosti na intenzitě pole H

Magnetizační křivky charakterizující magnetické vlastnosti materiálů získáváme měřením /6/. Prozatím se nepodařilo nalézt exaktní matematické vyjádření této závislosti, existuje však řada přibližných pro praxi přijatelných vztahů. Pro další úvahy budeme používat Froelichova vyjádření /7/ magnetizační křivky vztahem

$$B = \frac{C_1 H}{C_2 + H} \qquad (2.27)$$

Konstanty C_1 a C_2 je třeba stanovit pro určitý materiál z průběhu magnetizační křivky.

Zásadně rozeznáváme materiály magneticky měkké a magneticky tvrdé. Hranice mezi oběma druhy materiálů není přesně určena, ale obvykle se za ni pokládá hodnota koercitivní síly H_c. Materiály s $H_c > 800$ A/m jsou magneticky tvrdé a s hodnotou H_c nižší, magneticky měkké / 4 /. Pro konstrukci stejnosměrných neutrálních elektromagnetů mají však význam pouze magneticky měkké materiály / 4 /, / 8 /. Podle použitých surovin a technologického postupu je můžeme rozdělit do tří skupin, a to na kompaktní kovové materiály, práškové kovové materiály a kysličníkové magnetické materiály (ferity). Z těchto tří skupin jsou pro stejnosměrné elektromagnety vhodné pouze materiály první skupiny, zejména slitiny oceli a oceli s malou koercitivní silou, nízkou remanencí, vysokým elektrickým měrným odporem a s vysokou hodnotou indukce nasycení.

V příloze I. jsou v tabulce uvedeny magnetické vlastnosti magneticky měkkých materiálů, vyráběných v kovohutích G.Klimenta, n.p. Rokycany / 9 /. V příloze II. je znázorněná kladná větev hysterézní smyčky a magnetizační křivka magneticky měkkého materiálu AREMA A BEHANIT.

Vlastnosti některých dalších magneticky měkkých materiálů vhodných pro konstrukci stejnosměrných elektromagnetů jsou uvedeny v /5/ a /8/. Vzhledem k nedostupnosti materiálů se zaručovanými magnetickými vlastnostmi musela být zvážena možnost použití konstrukční oceli. V příloze III. je nakreslena kladná větev hysterezní smyčky a magnetizační křivka konstrukční ocele třídy 11 376, ze které byl navržen magnetický obvod zkušebního elektromagnetu pro volicí mechanismus listového stroje. Způsob měření magnetizační křivky je popsán v příloze IV.

Jak plyne z magnetizačních křivek, je poměrná permeabilita konstrukční oceli třídy 11 376 přibližně 10-20krát menší, než u materiálů, uvedených v příloze II. To znamená, že reluktance geometricky stejného magnetického obvodu, zhotoveného z konstrukční oceli, bude 10-20x větší. To způsobí

zvětšení magnetických ztrát a vyvolá potřebu zvýšit celkovou budicí magnetomotorickou sílu, potřebnou pro dosažení stejné magnetické indukce v pracovní vzduchové mezeře. Přibližně kvantitativně můžeme poměrné zvětšení magnetomotorické síly odhadnout při zanedbání rozptylu a při uvážení jednoduchého uzavřeného magnetického obvodu, pomocí Hopkinsonova zákona. Předpokládáme, že u zvoleného magnetického obvodu je poměr délky střední siločáry l ke vzduchové mezeře $l/\delta = 20$. Pro magnetický obvod s permeabilitou $\mu_{ž1}$ nebo $\mu_{ž2}$ pak můžeme psát

$$\frac{F_{m2}}{F_{m1}} = \frac{R_{m2} + R_v}{R_{m1} + R_v} \qquad (2.28)$$

kde $F_{m1,2}$.. magnetomotorická síla, potřebná pro magnetický obvod z materiálu $\mu_{ž1,2}$

$R_{m1,2}$.. reluktance úseku obvodu v magnetickém materiálu s $\mu_{ž1,2}$

R_v .. reluktance vzduchové mezery.

Pomocí známých výrazů pro reluktanci úseků idealizovaného nenasyceného magnetického obvodu můžeme zavedením poměru $l/\delta = 20$ a $\mu_{ž1} / \mu_{ž2} = 10$ až 20 upravit výraz (2.28)

$$\frac{F_{m2}}{F_{m1}} = \frac{\mu_{ž1}}{\mu_{ž2}} \cdot \frac{l/\delta + \mu_{ž2}}{l/\delta + \mu_{ž1}} \qquad (2.29)$$

Po dosazení zjistíme, že poměrné potřebné zvětšení magnetomotorické síly činí 3-7%, což vzhledem k dalším vlivům ovlivňujícím magnetický tok vzduchovou pracovní mezerou (rozptyl, nehomogenita magnetického pole apod.) a vzhledem k tomu, že uvažovaný elektromagnet bude impulsně napájen, je toto zvýšení poměrně malé. Statický tah elektromagnetu, obecně vyjádřený vztahem (2.17), není přímo závislý na velikosti hodnoty $\mu_ž$. Poněvadž však podle vztahu (2.6) je spřažený magnetický tok obecnou funkcí proudu a dráhy, bude i časový průběh tahu pro různé poměrné permeability materiálů různý.

Pro dosažení optimálních vlastností elektromagnetu je

účelné volit materiál magnetického obvodu s největší poměrnou permeabilitou a polohu pracovního bodu na magnetizační křivce volit v bodě, kde je největší diferenciální permeabilita.

2.5 Některé metody řešení základních rovnic elektromagnetu

Exaktní analytické řešení základních rovnic elektromagnetu není známé, ale existuje řada metod, které umožňují jejich částečné a přibližné řešení. Tyto metody umožňují zejména kvalitativní hodnocení vlastností elektromagnetu a poskytují znalosti o vlivu konstrukčních změn na jeho elektromechanické charakteristiky.

U elektromagnetů pohybových nás především zajímají rychlost a doba přítahu kotvy, průběh proudu v době přechodného jevu, případně další mechanické a magnetické veličiny a jejich časová změna.

2.5.1 Určení doby startu

Z popisu pracovního cyklu elektromagnetu je zřejmé, že doba přítahu je rovna součtu startovací doby t_s a doby zdvihu kotvy t_z.

$$t_p = t_s + t_z \tag{2.30}$$

Startovací dobu lze za určitého zjednodušení určit poměrně snadno analyticky. Vychází se přitom ze vztahu (2.5), zanedbává se vliv vířivých proudů a předpokládá se konstantní indukčnost L_o. Za těchto podmínek je možno rovnici (2.5) přepsat na tvar

$$U = R.i + L_o \frac{di}{dt} \tag{2.31}$$

Pro počáteční podmínky $t = 0$, $i = 0$ dostaneme známý vztah pro časový průběh proudu v době startu ve tvaru

$$i = \frac{U}{R}\left[1 - \exp\left(-\frac{R}{L_o} \cdot t\right)\right] \tag{2.32}$$

Z něho určíme startovací dobu t_s, odpovídající hodnotě startovacího proudu i_s (obr. 2.1a)

$$t_s = \frac{L_o}{R} \ln \frac{I_k}{I_k - i_s} \tag{2.33}$$

kde I_k je ustálená hodnota proudu činným odporem vinutí

$I_k = U/R$. Startovací proud i_s vyjádříme z rovnosti přitažlivé síly elektromagnetu $F(i_s)$ a protipůsobící síly F_p. Ze vztahu pro přitažlivou sílu F elektromagnetu (2.16) plyne

$$i_s = \sqrt{\frac{2F_p x_o}{L_o}} \qquad (2.35)$$

2.5.2 Určení doby zdvihu podle Moskvitina

Podstatně větší obtíže vznikají při určování doby zdvihu kotvy. Za tím účelem je třeba řešit soustavu základních rovnic a určit tzv.dynamické charakteristiky elektromagnetu určené funkcemi $i = f_1(t)$, $x = f_2(t)$, $\Phi = f_3(t)$ a $F = f_4(t)$. V praxi vystačíme se znalostí průběhů $i = f_1(t)$ a $x = f_2(t)$. Přibližné řešení dynamických charakteristik lze provést analyticky, numericky nebo graficko-numericky.

Předpokladem analytického řešení podle A.I. Moskvitina /10/ je, že činný odpor R cívky spolu s výstupním odporem spínacího obvodu je nulový. Tento předpoklad je částečně splněn u rychlých elektromagnetů a rovněž vzhledem ke způsobu napájení elektromagnetů prostřednictvím polovodičových spínačů. Dále se neuvažuje vliv protipůsobící síly, zanedbává se reluktance feromagnetického obvodu, rozptyl magnetického toku, vířivé proudy a vliv oteplení během provozu. Při tomto zjednodušeném řešení dále uvažujeme idealizované uspořádání magnetického obbodu se stálým průřezem, s jednou pracovní vzduchovou mezerou, přes kterou se uzavírá celkový magnetický tok Φ bez parazitních vzduchových mezer. Za těchto předpokladů má základní soustava rovnic elektromagnetu (2.5), (2.6), (2.10) a (2.19) jednoduchý tvar:

$$U = N \cdot \frac{d\Phi}{dt} \qquad (2.36)$$

$$N.i = \frac{x}{\mu_o S} \cdot \Phi \qquad (2.37)$$

$$F(x) = \frac{\Phi^2}{2 \cdot \mu_o S} \qquad (2.38)$$

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = - F(x) \qquad (2.39)$$

Záporné znaménko na pravé straně pohybové rovnice (2.39) vyjadřuje, že urychlující síla F(x) působí proti kladnému směru osy x zvoleného souřadnicového systému. Orientace podle obr. 2.10.

Řešením zjednodušené soustavy rovnic elektromagnetu (2.36) až(2.39) při počátečních podmínkách $t = 0$; $x = x_o$; $dx/dt = 0$ získáváme časové funkce magnetického toku Φ, dráhy kotvy $x \in \langle x_o ; 0 \rangle$, rychlosti kotvy v, proudu i a přitažlivé síly F. Časové funkce mají po úpravě a po zavedení konstant c_1, c_2, c_3, a, b tento tvar:

$$\Phi = c_1.t \qquad (2.40)$$

$$x = x_o - c_2.t^4 \qquad (2.41)$$

$$v = -4c_2.t^3 \qquad (2.42)$$

$$i = a.t - b.t^5 \qquad (2.43)$$

$$F = c_3.t^2 \qquad (2.44)$$

Přitom zavedené konstanty mají tento význam:

$$c_1 = \frac{U}{N} \; ; \quad c_2 = \frac{c_1^2}{24.\mu_o.S.m} \; ; \quad c_3 = 12m.c_2 \qquad (2.45)$$

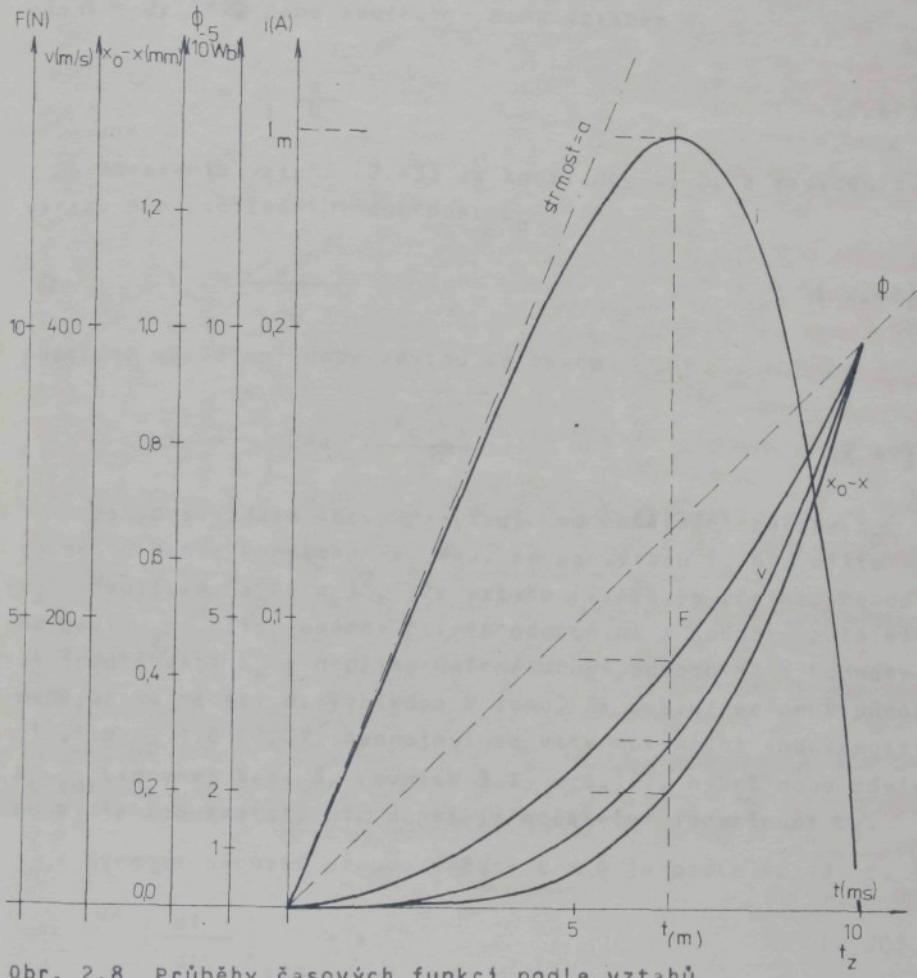
$$a = \frac{x_o.c_1}{\mu_o.S.N} \; ; \quad b = \frac{c_1.c_2}{\mu_o.S.N}$$

U pohybových elektromagnetů nás především zajímají veličiny, ovlivňující dobu zdvihu, tj. rychlost nárůstu a hodnota maximálního magnetizačního proudu.

Pro lepší názornost jsou časové funkce (2.40) až (2.44) uvedeny graficky na obr. 2.8.

Průběhy platí pro malý, idealizovaný elektromagnet, pro který byly konstanty c_1, c_2, c_3, a, b, vyčísleny pouze informativně.

$$c_1 = 10^{-2}; \quad c_2 = 10^5; \quad c_3 = 10^5; \quad a = 50; \quad b = 5.10^9 \qquad (2.46)$$



Obr. 2.8 Průběhy časových funkcí podle vztahů (2.40) až (2.44).

Z obr. 2.8 je zřejmé, že časový průběh proudu cívkou elektromagnetu má typický tvar, připomínající průběh, odvozený při analýze pracovního cyklu stejnosměrného elektromagnetu (srv.obr.2.1) - to znamená, že proud se v době zdvihu kotvy elektromagnetu zvětšuje nejprve z nulové hodnoty na hodnotu maximální I_m a dále se vlivem indukovaného napětí při pohybu kotvy snižuje. Vzhledem k předpokladům, za kterých byly odvozeny časové funkce, klesá proud až na nulovou hodnotu a nárůst proudu neprobíhá po exponenciální křivce, ale přibližně po přímce, se sklonem $a = U/L_0$. Z časové závislosti proudu dané

vztahem (2.43) a z obr. 2.8 je zřejmé, že zdvih je ukončen pro i = 0; t≠0. Doba zdvihu je dána vztahem

$$t_z = \sqrt[4]{\frac{a}{b}} \qquad (2.47)$$

Dosazením vztahů (2.45) za konstanty a, b, a zavedením výrazu pro počáteční indukčnost L_o

$$L_o = \frac{\mu_o . S . N^2}{x_o} \qquad (2.48)$$

obdržíme vyjádření doby zdvihu ve tvaru

$$t_z = \sqrt[4]{24m \cdot \frac{x_o^2 . L_o}{U^2}} \qquad (2.49)$$

Pokud se zdvih kotvy realizuje od počáteční polohy x_o pouze do koncové polohy $x_k \neq 0$, je ve výrazu (2.49) místo x_o^2 dvojčlen $(x_o - x_k)^2$. Ze vztahu (2.49) je zřejmé, že doba zdvihu je přímo úměrná čtvrté odmocnině z hodnoty počáteční indukčnosti L_o a nepřímo úměrná druhé odmocnině z hodnoty napájecího napětí U. Vzhledem k tomu, že uvažujeme protipůsobící sílu $F_p = 0$ (2.39) neprojeví se vliv optimální indukčnosti $L_{o\,opt}$ (srovnej kap. 3, rovnice 3.14 a 3.15), nýbrž doba zdvihu t_z je tím kratší, čím menší je počáteční indukčnost L_o.

Strmost nárůstů proudu v čase t = 0 je podle (2.43) :

$$\left(\frac{di}{dt}\right)_{t=0} = a \qquad (2.50).$$

Po úpravě a dosazení počáteční indukčnosti L_o ze vztahu (2.48) je možné strmost nárůstu proudu v počátku vyjádřit vztahem

$$a = \frac{U}{L_o} \qquad (2.51)$$

Při uvážení vztahu (2.49) a (2.51) je možné pro návrh rychlého elektromagnetu doporučit volbu cívky s co nejmenším počtem závitů a napájet elektromagnet zvýšeným napětím, vyšším než jmenovitým. Jmenovitým napětím přitom rozumíme takové stejnosměrné napětí, při kterém v ustáleném stavu vinutím elektromagnetu protéká jmenovitý proud, odpovídající mezní proudové hustotě. Limitující faktory uvedeného doporučení

pro návrh elektromagnetu jsou mezní dovolený proud spínacího prvku a tepelné ztráty v činném odporu vinutí. Tepelné přetížení lze částečně kompenzovat impulsním napájením (blíže kap. 3.4).

Z obr. 2.8 je patrno, že časová funkce proudu má v intervalu 0 až t_z lokální extrém. Diferenciací vztahu (2.43) a po úpravě dostaneme pro maximální proud I_m v době zdvihu

$$I_m = \frac{4}{5} \cdot a \cdot \sqrt[4]{\frac{a}{5b}} \qquad (2.52)$$

a tomu odpovídající čas $t_{(m)}$

$$t_{(m)} = \sqrt[4]{\frac{a}{5b}} \qquad (2.53)$$

Dalším rozborem lze ukázat, že poměr $t_{(m)}$ a t_z je nezávislý na konstantách a, b, a jeho hodnota je

$$\frac{t_{(m)}}{tz} = \frac{1}{\sqrt[4]{5}} \doteq 0,668 \qquad (2.54)$$

Dráha vykonaná kotvou za čas $t_{(m)}$ je

$$x_o - x = \frac{x_o}{5} , \qquad (2.55)$$

tedy pouze jednou pětinou vzduchové mezery x_o. Rychlost na konci zdvihu kotvy v_k je dána vztahem

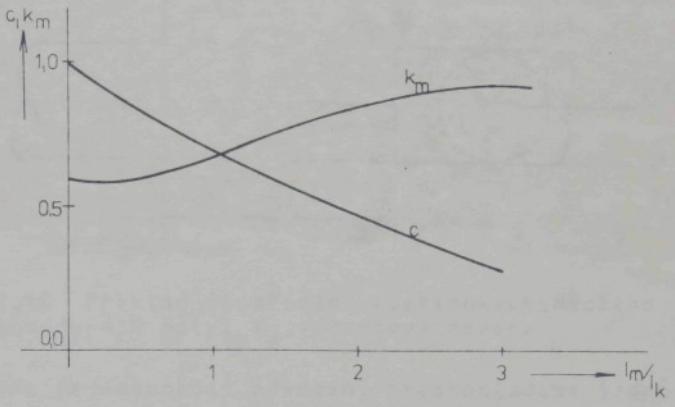
$$v_k = 4x_o \cdot \sqrt[4]{\frac{c_2}{x_o}} \qquad (2.56)$$

Rychlost kotvy v čase $t_{(m)}$ činí přibližně 0,3 v_k.

Vzhledem k tomu, že autor uvedené metody zanedbává protipůsobící sílu a neuvažuje činný odpor vinutí, může být absolutní chyba ve výpočtu doby zdvihu značná. Vliv zanedbaného činného odporu lze podle autora metody zahrnout do výpočtu náhradou napájecího napětí U ve vztahu (2.49) napětím U_s podle rovnice

$$U_s = U - k_m \cdot I_{mR} \cdot R \qquad (2.57)$$

Koeficient k_m je funkcí poměru I_m/I_k, kde I_m je maximální hodnota proudu, určeného vztahem (2.52), I_k je ustálený proud, určený napájecím napětím U a činným odporem vinutí cívky R. I_{mR} značí maximální hodnotu proudu s uvažováním činného odporu a platí $I_{mR} = c.I_m$, kde c je rovněž funkcí poměru I_m/I_k. Činitelé k_m a c určuje graf, převzatý z /10/ na obr. 2.9.



Obr. 2.9 Závislost činitelů k_m a c na poměru I_m/I_k.

Při tomto postupu odpovídá vypočtená doba zdvihu t_z podle vztahu (2.49) dostatečně přesně hodnotě změřené, pokud protipůsobící síla nepřesáhne jednu čtvrtinu přitažlivé síly elektromagnetu, odpovídající vzduchové mezeře x_0 /10/.

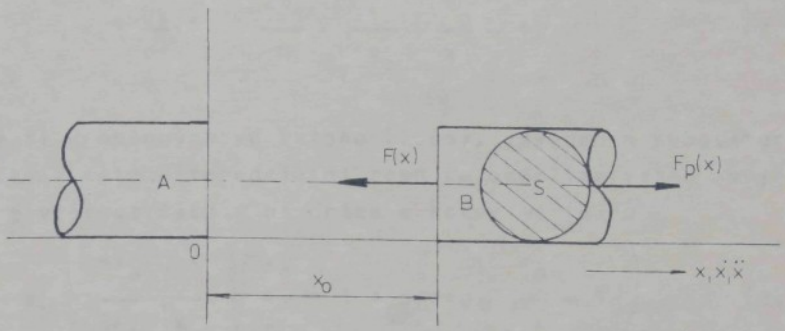
2.5.3 Určení doby zdvihu kotvy ze statických charakteristik

V některých případech lze dobu zdvihu kotvy elektromagnetu přibližně určit řešením pohybové rovnice. Za předpokladu, že napájecí proud i je po dobu zdvihu konstantní a je roven ustálené hodnotě $I_k = U/R$, protipůsobící síla $F_p(x)$ je nulová, bude mít pohybová rovnice (2.10) tvar

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -F(x) \qquad (2.58)$$

kde F(x) vyjadřuje statickou tahovou charakteristiku elektromagnetu, která může být zadána analyticky, např. vztahem (2.17) nebo je tato závislost určena měřením na hotovém elektromagnetu. Při řešení pohybové rovnice (2.58) uvažujeme

uspořádání elektromechanického obvodu podle obr. 2.10, kde kladný směr dráhy x, rychlosti $\dot{x} = dx/dt$ a zrychlení $\ddot{x} = d^2x/dt^2$ byl zvolen proti směru působení urychlující síly $F(x)$. Zanedbává se rozptyl a vliv vířivých proudů.



Obr. 2.10 Příklad uspořádání elektromechanického obvodu; A, B póly, x_0 vzduchová mezera

Pro jednoduchost odvození předpokládáme jednu pracovní vzduchovou mezeru x_0 mezi válcovými póly A a B o průřezu S a zanedbáváme reluktanci zbylého magnetického obvodu. Statický tah $F(x)$ (2.17) elektromagnetu je dán vztahem

$$F(x) = -\frac{1}{2}(NI_k)^2 \frac{d}{dx}\left(\frac{\mu_0 S}{x}\right) \qquad (2.59)$$

a po úpravě má tvar

$$F(x) = \frac{1}{4}(NI_k)^2 \mu_0 S \frac{1}{x^2} = \frac{K_1}{x^2} \qquad (2.60)$$

Význam konstanty K_1 je zřejmý. Pohybová rovnice kotvy (2.58) má tvar

$$m \frac{dx^2}{dt^2} = -\frac{K1}{x^2}, \qquad (2.61),$$

který lze použitím vztahu $\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{dv}{dt} = v \frac{dv}{dx}$

upravit na

$$m.v.dv = -K_1 \frac{dx}{x^2} \qquad (2.62)$$

Po integraci s počátečními podmínkami $t = 0$, $x = x_0$, $v = 0$ dostaneme

$$\frac{1}{2} m v^2 = K_1 \cdot \left(\frac{1}{x} - \frac{1}{x_o} \right) \qquad (2.63)$$

Okamžitá rychlost kotvy v je tedy určena vztahem

$$v = \frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2K_1}{m}} \cdot \sqrt{\frac{1}{x_o} \cdot \left(\frac{x_o}{x} - 1 \right)} \qquad (2.64)$$

Separací proměnných ve vztahu (2.64), zavedením substitucí a řešením této diferenciální rovnice obdržíme vztah, vyjadřující závislost času t na dráze x kotvy ve tvaru

$$t = x_o \cdot \sqrt{\frac{m x_o}{2K_1}} \cdot \left(\frac{x}{x_o} \cdot \sqrt{\frac{x_o}{x} - 1} + \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{x_o}{x} - 1} \right) \qquad (2.65)$$

Dobu zdvihu kotvy z počáteční polohy x_o do koncové polohy x_k určíme dosazením za $x = x_k$. Pro $x \to 0$ ztrácí vztah (2.65) fyzikální význam, vzhledem k tomu, že byla zanedbána reluktance magnetického obvodu. Uvažováním reluktance a rozptylu se vztah pro statický tah F (x) změní na tvar

$$F(x) = \frac{K}{(ax+b)^2} \qquad (2.66)$$

a při stejných počátečních podmínkách obdržíme řešením upravené pohybové rovnice (2.61) dobu zdvihu kotvy t_z ve tvaru

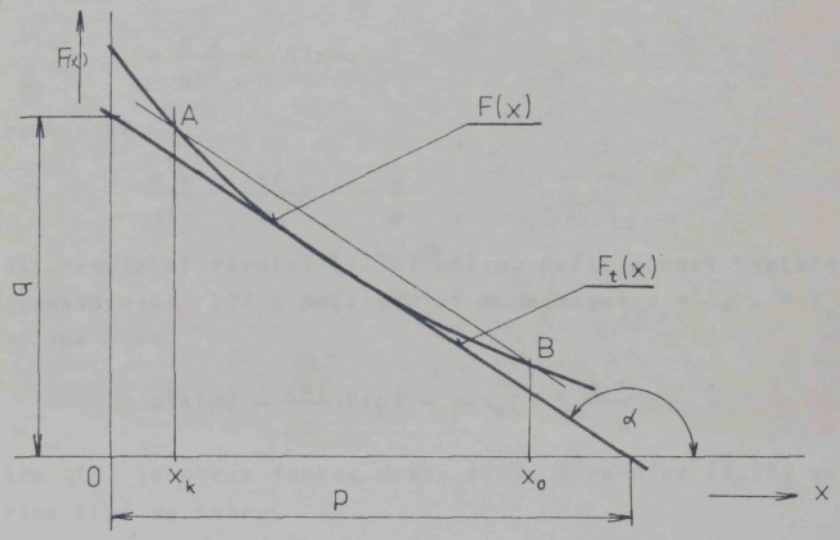
$$t_z = (ax_o+b) \cdot \sqrt{\frac{m(ax_o+b)}{2ak}} \cdot \left(\operatorname{arctg} \sqrt{\frac{a(x_o-x_k)}{ax_k+b}} + \sqrt{\frac{a(ax_k+b)(x_o-x_k)}{(ax_o+b)^2}} \right) \qquad (2.67)$$

kde $a = 2\mu_z$; $b = L_z$; $k = \frac{(\mu_o \mu_z)^2 \cdot S(N.I_k)^2}{k_r^2}$

Uvedené vztahy jsou poměrně nepřehledné a výpočet doby zdvihu kotvy zdlouhavý. Vztahy jsou použitelné jen za předpokladu konstantního proudu i a při zanedbání protipůsobicí síly $F_p(x)$.

Statickou tahovou charakteristiku F(x) zhotoveného elektromagnetu lze poměrně snadno změřit. Podle konkrétního

uspořádání elektromagnetu lze s uvážením reluktance magnetického obvodu, rozptylu a podle tvaru a velikosti hlavních a vedlejších vzduchových mezer, přispívajících k tahu, odvodit výraz pro statický tah F(x) elektromagnetu /1/, /3/ a vyjádřit funkci F(x) v grafické podobě. Na obr. 2.11 je naznačená typická tahová charakteristika v souřadnicích F(x), x.



Obr. 2.11 Linearizace statické tahové charakteristiky elektromagnetu.

Pohyb kotvy se uskutečňuje z počáteční polohy, odpovídající vzduchové mezeře x_o do polohy koncové, odpovídající vzduchové mezeře x_k. Těmto mezním polohám odpovídají na obr. 2.11 na křivce F(x) body B a A. Linearizací provedeme tak, že charakteristiku F(x) nahradíme tečnou $F_t(x)$k F(x) rovnoběžnou s přímkou $\overline{AB}$. Konstrukce je zřejmá z obr. 2.11.

Rovnice tečny $F_t(x)$ má tvar

$$F_t(x) = kx + q \qquad (2.67)$$

kde $k = tg\alpha = -\frac{q}{p}$.

p, q jsou úseky, vytnuté tečnou $F_t(x)$ na osách souřadnic.

Neuvažujeme-li protipůsobící sílu, má pohybová rovnice tvar

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = -(kx+q) \qquad (2.68)$$

Vzhledem k tomu, že $k<0$ a pohybovou rovnici budeme řešit pro $x>0$ můžeme ji přepsat do tvaru

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = |k|x-q \qquad (2.69)$$

Po úpravě

$$\frac{d^2x}{dt^2} - \frac{|k|}{m}.x = -\frac{q}{m} \qquad (2.70)$$

Diferenciální rovnici (2.70) můžeme řešit pomocí Laplaceovy transformace /12/ a počátečními podmínkami $t = 0$, $x = x_0$. Můžeme psát

$$p^2X(p) - \frac{|k|}{m}.X(p) - p.x_0 = -\frac{q}{m}.\frac{1}{p} \qquad (2.71)$$

kde $X(p)$ je obraz funkce dráhy $x(t)$. Z rovnice (2.71) vyjádříme $X(p)$ ve tvaru

$$X(p) = \frac{px_0}{p^2 - \frac{|k|}{m}} - \frac{q}{m}.\frac{1}{p.(p^2 - \frac{|k|}{m})} \qquad (2.72)$$

Použitím Heavisidovy věty o rozkladu /12/ upravíme rovnici (2.72) na tvar

$$X(p) = \frac{px_0}{p^2 - \frac{|k|}{m}} - \frac{q}{m}.\left(-\frac{1}{p\frac{|k|}{m}} + \frac{p}{\frac{|k|}{m}(p^2 - \frac{|k|}{m})} \right) \qquad (2.73)$$

a inverzní transformací a po úpravě obdržíme rovnici dráhy $x(t)$ ve tvaru

$$x(t) = (x_0 - \frac{q}{|k|})\cosh\sqrt{\frac{|k|}{m}}.t + \frac{q}{|k|} \qquad (2.74)$$

Dráhu kotvy $s = x_0 - x$ obdržíme po úpravě ve tvaru

$$s = \left(\frac{q}{/k/} - x_o\right)\left(\cosh\sqrt{\frac{/k/}{m}}\cdot t - 1\right) \qquad (2.75)$$

Dobu zdvihu kotvy z počáteční do koncové polohy vyjádříme ze vztahu (2.74) ve tvaru

$$t_z = \sqrt{\frac{m}{/k/}}\cdot \operatorname{argcosh}\frac{x_k - \frac{q}{/k/}}{x_o - \frac{q}{/k/}} \qquad (2.76)$$

Při použití uvedeného způsobu určení doby zdvihu kotvy elektromagnetu je třeba si uvědomit, že vycházíme z naměřené statické tahové charakteristiky, že tedy pokládáme proud za konstantní a rovný ustálené hodnotě, dané poměrem napájecího napětí a činného odporu a nerespektujeme vliv vířivých proudů. Vztah (2.76) může poskytnout uspokojivé výsledky, jestliže je magnetický obvod skutečného elektromagnetu složen z dostatečně tenkých, elektricky izolovaných plechů nebo zhotoven z magnetického materiálu s vysokým elektrickým měrným odporem.

Metodu linearizace můžeme uplatnit i v případě, kdy je znám průběh protipůsobící síly $F_p(x)$. Grafickým postupem stanovíme $f(x) = F(x) - F_p(x)$ a pohybovou diferenciální rovnici řešíme s linearizovanou funkcí $f(x)$.

Skutečná doba zdvihu t_z bude vždy větší vlivem nerespektování proměnného proudu. V době zdvihu kotvy dochází ke snížení tahu elektromagnetu, což je vyjádřeno dynamickou tahovou charakteristikou F_d (srovnej obr. 2.4).

Řada dalších metod řešení základní soustavy rovnic elektromagnetu, uvedených v /13/, /14/, /15/, /16/ a /17/ vychází z různých zjednodušujících předpokladů, umožňujících přibližně stanovit časpvý průběh proudu v době zdvihu. Ze znalostí časového průběhu proudu jsou pak odvozeny vztahy pro dynamickou tahovou charakteristiku, tvořící pravou stranu pohybové rovnice (2.10). V řadě případů je pak možné řešit pohybovou rovnici rozvojem proměnných v mocninové řady. Uvedené metody jsou poměrně pracné a mohou být použity na již zhotovený elektromagnet, protože dynamická tahová charakteristika platí pouze pro konkrétní elektromagnet s definovaným uspořádáním magnetického obvodu a vzduchových mezer při stanoveném zatížení a dovoleném oteplení v provozu.

2.5.4 Metoda L.Schüllera

Tato grafícko-početní metoda /18/ spočívá v tom, že se doba přítahu kotvy rozdělí na větší počet časových intervalů Δt, ve kterých se počítají hodnoty magnetické indukce, přitažlivé síly, proudu, rychlosti kotvy, vzduchové mezery a další veličiny. Zanedbává se vliv rozptylových toků, vířivých proudů a tření.

Při výpočtu autor vychází z jednoduchých vztahů, které uvedeme v upravené podobě v soustavě jednotek SI.

Magnetická indukce B_k na konci zvoleného k-tého časového intervalu může býti vyjádřena vztahem

$$B_k = B_{k-1} + \frac{U_{ik} \cdot \Delta t}{N.S} \qquad (2.77)$$

kde B_{k-1} je hodnota indukce na počátku k-tého časového intervalu a výraz $U_{ik} \cdot \Delta t/N.S$ vyjadřuje změnu indukce, odpovídající střední hodnotě indukovaného napětí U_i za čas Δt v N závitech cívky magnetického obvodu o průřezu S.

Přitažlivou sílu je možno zjednodušeně vyjádřit vztahem

$$F_k = \frac{B_k^2 \cdot S}{2 \cdot \mu_o} \qquad (2.78)$$

platným pro tah, vyvíjený pouze hlavní vzduchovou mezerou válcového tvaru o průřezu S. Střední hodnota tahu elektromagnetu F v čase Δt, určující přírůstek rychlosti Δv je dána vztahem

$$F = \frac{F_k + F_{k-1}}{2} \qquad (2.79)$$

Přírůstek rychlosti Δv je určen pohybovou rovnicí

$$m \cdot \frac{\Delta v}{\Delta t} = F - F_p \qquad (2.80)$$

tedy výrazem

$$\Delta v = \frac{(F-F_p) \cdot \Delta t}{m} \qquad (2.81)$$

kde F_p je hodnota protipůsobící síly, m urychlovaná hmotnost.

Rychlost na konci časového intervalu v_k je dána vztahem

$$v_k = v_{k-1} + \Delta v \tag{2.82}$$

a střední hodnota rychlosti $\bar{v}_k$ v uvažovaném časovém intervalu

$$\bar{v}_k = \frac{v_k + v_{k-1}}{2} \tag{2.83}.$$

Dráha d vykonaná kotvou pohybující se střední rychlostí $\bar{v}_k$ po dobu Δt je dána vztahem

$$d_k = \bar{v}_k \cdot \Delta t \tag{2.84}$$

a vzduchová mezera na konci časového intervalu má hodnotu

$$x_k = x_{k-1} - d_k \tag{2.85}$$

Z rovnice elektrického obvodu (2.5) plyne, že indukované napětí $U_i = U - R.i$. Na počátku prvního časového intervalu předpokládáme, že $i = 0$ a $U_i = U$.

Pomocná hodnota indukce B_1' na konci prvního intervalu bude rovna

$$B_1' = \frac{U \cdot \Delta t}{N.S} \tag{2.86}.$$

Z vypočítané pomocné indukce B_1' stanovíme celkovou potřebnou magnetomotorickou sílu. Část magnetomotorické síly, potřebné pro zmagnetování feromagnetických částí magnetického obvodu se za předpokladu, že magnetický obvod je vyroben ze stejného materiálu, určí buďto z graficky zadané magnetizační charakteristiky materiálu $B = f(H)$ nebo pomocí přibližného vztahu (2.27).

Při použití vztahu (2.27) má výraz pro pomocný proud I_1' na konci 1.časového intervalu tvar

$$I_1' = \frac{B_1' x_o}{\mu_o N} + \frac{B_1' C_2 l_ž}{(C_1 - B_1')N} \tag{2.87},$$

kde x_o je počáteční vzduchová mezera, $l_ž$ délka střední magnetické siločáry v železe, C_1 a C_2 konstanty, určené z magnetizační charakteristiky feromagnetického materiálu. Druhý

člen pravé strany rovnice (2.87) bývá pro malé hodnoty B_1 vůči prvému členu zanedbatelný. Hodnoty pomocných veličin $B_1^{\backprime}$ a $I_1^{\backprime}$ byly určeny za předpokladu, že střední indukované napětí U_i je v 1.intervalu nulové. Provedeme korekci pomocných hodnot $B_1^{\backprime}$ a $I_1^{\backprime}$ s uvážením středního proudu $\overline{I}_1$ v 1.intervalu.

$$\overline{I}_1 = \frac{I_1^{\backprime}}{2} \tag{2.88}$$

Střední hodnota indukovaného napětí v 1. a dalších intervalech je dána vztahem

$$U_{ik} = U - \overline{I}_k \cdot R \tag{2.89}$$

kde $k = 0,1,2...$

Hodnota indukce B_1 na konci 1.intervalu je podle vztahu (2.77)

$$B_1 = B_0 + \frac{U_{i1} \cdot \Delta t}{N.S} \tag{2.90}$$

kde $B_0 = 0$. Proud I_1 na konci 1.intervalu je podle vztahu (2.87)

$$I_1 = \frac{B_1 x_0}{\mu_0 N} + \frac{B_1 C_2 l_z}{(C_1 - B_1)N} \tag{2.91}$$

Význam veličin je stejný jako ve vztahu (2.87).

Ze vztahu (2.78) určíme velikost přitažlivé síly F_1 na konci 1.intervalu, přírůstek přitažlivé síly a její střední hodnotu F, která vzhledem k tomu, že $F_0 = 0$ bude mít hodnotu $F = F_1/2$. Provedeme porovnání přitažlivé síly F a protipůsobící síly F_p. Pokud $F - F_p < 0$ neuvede se kotva do pohybu a ve výpočtu pokračujeme vztahem (2.77) pro 2. případně další časový interval. Střední hodnotu proudu $\overline{I}_2$, případně $\overline{I}_{k+1}$ určíme grafickou nebo početní lineární extrapolací ze dvou předcházejících hodnot.

$$\overline{I}_{k+1} = 1,5\ I_k - 0,5\ I_{k-1} \tag{2.92}$$

Pro druhý časový interval bude hodnota středního proudu $\overline{I}_2 = 1,5\ I_1$. Podle vztahu (2.89) vypočítáme odpovídající střední hodnotu indukovaného napětí U_{i2} a podle vztahu

(2.77) hodnotu magnetické indukce na konci druhého, případně k-tého intervalu. Použitím rovnic (2.78) a (2.79) určíme střední hodnotu přitažlivé síly F ve 2. případně k-tém intervalu až do té doby, kdy $F - F_p \geq 0$. Od tohoto časového intervalu, odpovídajícím době startu, se kotva začne pohybovat. Podle vztahů (2.81), (2.83) spočítáme střední hodnotu rychlosti $\bar{v}$ v uvažovaném intervalu a ze vztahů (2.84) a (2.85) stanovíme velikost vzduchové mezery pro další časový interval. Ve vztahu (2.91) opatříme veličiny magnetické indukce B a vzduchové mezery x odpovídajícími indexy a ve výpočtu pokračujeme od počátku. Zdvih kotvy je ukončen, je-li podle rovnice (2.85) splněna podmínka $x_k = 0$.

Výpočet dynamických charakteristik stejnosměrného elektromagnetu použitím modifikované metody L.Schüllera je uveden v kapitole 3.5. Metoda byla upravena pro modelový výpočet na malé výpočetní technice, utvořené upraveným mikropočítačovým systémem SM 50/40 /19/ a na osobním mikropočítači PMD 85 /20/.

Sledování a řešení dynamických vlastností elektromechanického systému stejnosměrného elektromagnetu lze obecně provádět modelováním systémových rovnic na analogovém nebo číslicovém počítači /21/, /22/. Pro účely modelování lze základní soustavu rovnic stejnosměrného elektromagnetu podle kap. 2.2 přepsat do tvaru:

$$F = m\ddot{x} + K_1\dot{x} + K_2x + F_p$$

$$F = \frac{1}{2} \cdot i^2 \cdot \frac{dL(x)}{dx} \qquad (2.93)$$

$$U = i.R + L(x) \cdot \frac{di}{dt} + i \cdot \frac{dL(x)}{dx} \cdot \frac{dx}{dt}$$

Význam jednotlivých symbolů je zřejmý ze zadání.

Při volbě modelu vycházíme z těchto kriterií:

a) účel a cíl modelování
b) rozsah modelových proměnných veličin
c) požadovaná přesnost a reprodukovatelnost
d) dostupnost výpočetní techniky.

Cílem modelování je v našem případě kvalitativní stanovení dynamických charakteristik navrženého stejnosměrného pohybového elektromagnetu , případně optimalizace vybraných parametrů, např.dosažení nejmenší doby zdvihu kotvy apod. Proměnnými veličinami základní soustavy rovnic (2.93) jsou hmotnost m, lineární koeficienty K_1 a K_2 , velikost statické protipůsobící síly F_p , počáteční indukčnost L_o , činný odpor R a počet závitů cívky N, hodnota napájecího napětí U, průběh L = L(x), daný tvarem vzduchových mezer magnetického obvodu, přispívajících k celkovému tahu.

Vzhledem k tomu, že řada proměnných veličin je určena experimentálně a zejména proto, že přesné stanovení magnetických veličin je obtížné (rozptyl 10 + 20%), je dosažitelná výsledná reprodukovatelnost kteréhokoliv matematického modelu limitována přesností experimentálně určených hodnot proměnných veličin. Hlavním a rozhodujícím kritériem volby modelu je konečný souhlas výsledků modelování s experimentem.

3. NÁVRH STEJNOSMĚRNÉHO ELEKTROMAGNETU

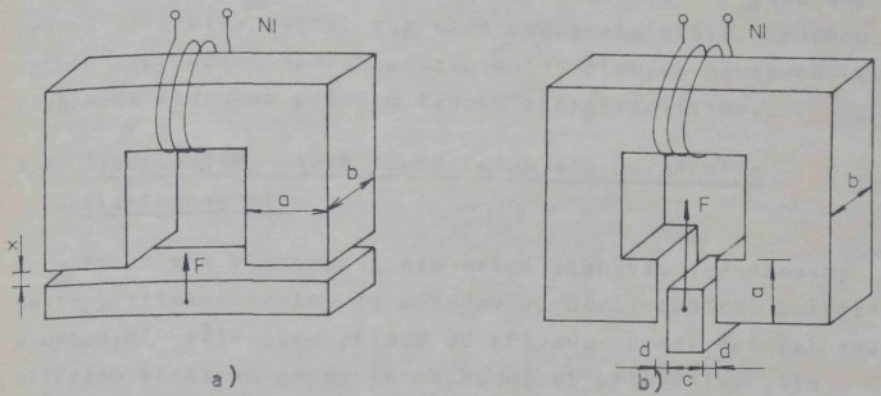
3.1 Rozdělení elektromagnetů

Podle způsobu napájení rozeznáváme elektromagnety stejnosměrně napájené a elektromagnety střídavé. Pro rychlé vysouvací mechanismy se elektromagnetů střídavých, vzhledem k řadě nepříznivých vlastností, nepoužívá (např.proměnná doba přitahu).

Stejnosměrné elektromagnety jsou dvojího typu, polarizované a neutrální. Polarizované elektromagnety využívají ke své funkci dvou nezávislých magnetických toků. Zdrojem pomocného polarizačního magnetického toku zpravidla bývá permanentní magnet.

Magnetický obvod bývá vytvořen z několika částí, označovaných jako jádro, kotva a magnetické jho. Pohyblivá kotva může konat pohyb posuvný nebo otáčivý. Podle tvaru magnetického obvodu rozeznáváme elektromagnety s uzavřeným a otevřeným magnetickým obvodem, s jednou nebo více pracovními vzduchovými mezerami a s různým počtem parazitních vzduchových mezer, které nepřispívají k tahu elektromagnetu. Uspořádání magnetického obvodu ve vztahu k pohybu kotvy může být voleno tak, že směr tahu může být buď totožný se směrem vektoru magnetické indukce nebo na směr vektoru magnetické indukce kolmý.

Uvedené případy jsou schématicky naznačeny na obr. 3.1a a 3.1b.



Obr. 3.1 Dva způsoby uspořádání magnetického obvodu s ohledem na pohyb kotvy

Z rovnice (2.17) pro přitažlivou sílu elektromagnetu při zanedbání rozptylových toků a reluktance magnetického obvodu pro uspořádání magnetického obvodu dle obr. 3.1a lze pro přitažlivou sílu elektromagnetu odvodit vztah

$$F = -\frac{1}{4}\frac{ab(NI)^2}{x^2} \qquad (3.1)$$

Pro uspořádání magnetického obvodu dle obr. 3.1b za jinak stejných podmínek platí pro sílu, kterou je kotva vtahována do vzduchové mezery

$$F = \frac{1}{2}.(NI)^2 \,.\, b.\left(\frac{1}{2d} - \frac{1}{2d+c}\right) \qquad (3.2)$$

Ze vztahů (3.1) a (3.2) je zřejmé, že v prvém případě se mění tahová síla se čtvercem převrácené hodnoty vzduchové mezery, a v druhém případě je tahová síla v určitých mezích na hloubce vniku jádra mezi pólové nástavce nezávislá. Pro uvedené alternativy uspořádání a při rozměrech a = 8 mm, b = 10 mm, c = 5 mm, d = 1 mm, x = 4 mm a NI = 300 A, jsou tahové síly $F_1 = 0{,}9.10^{-1}$ N a $F_2 = 1{,}2.10^{-1}$ N. Označíme-li úhel mezi směrem pohybu kotvy a rovinou pólových nástavců α pak prvé alternativě odpovídá $\alpha = 90^{\circ}$, alternativa je vhodná pro malé zdvihy při velkých tahových silách a velkém sycení. Druhé alternativě odpovídá $\alpha = 0^{\circ}$ a je vhodná pro větší zdvihy. Pokud bude v uvažovaném případě potřebný zdvih

kotvy větší než 4 mm, bude účelné volit úhel α tak, aby pro větší zdvihy zůstal tah elektromagnetu stálý. Vhodnou volbou uspořádání například zkosením pólových nástavců lze dosáhnout žádaného průběhu tahové charakteristiky.

3.2 Zjednodušený návrh neutrálního stejnosměrného elektromagnetu

Pro návrh elektromagnetu nelze stanovit jednoznačný postup, zejména proto, že požadavky, účel použití, umístění a provozní režim jsou případ od případu různé. Pro tak zvané přídržné elektromagnety je rozhodující přitažlivá síla v ustáleném stavu a naopak pro pohybové magnety, které v různých modifikacích slouží k ovládání mechanismů, se požaduje největší tahová síla pro překonání protipůsobících statických sil a pro urychlení kotvy s připojenými dalšími pracovními hmotnostmi mechanismu. Prvořadou podmínkou bývá co nejkratší doba přitahu, popřípadě návratu kotvy. Rovněž bývá nevyhnutelné respektovat při návrhu řadu omezujících podmínek, např. hmotnost elektromagnetu (častěji objem), mezní dovolené ztráty, oteplení a podobně.

Úkolem návrhu elektromagnetu obecně je stanovit základní rozměry magnetického obvodu, tvar a jeho uspořádání, parametry magnetizační cívky tak, aby byly splněny zadané parametry. Obecně se návrh skládá z řady kroků a opravných výpočtů.

Při zadané požadované tahové síle F elektromagnetu a vzduchové mezeře x_o můžeme za předpokladu zanedbání reluktance magnetického obvodu a rozptylových toků, při zvoleném uspořádání např. podle obr. 3.1a a zvolené magnetické indukci B, stanovit počet ampérzávitů ze vztahu

$$Ni = \frac{2x_o}{\mu_o} \cdot B \qquad (3.3)$$

Nejsou-li na elektromagnet kladeny speciální požadavky, volíme indukci B = 0,8 + 1T. Z požadované tahové síly F určíme použitím vztahu

$$S = \frac{\mu_o F}{B^2} \qquad (3.4)$$

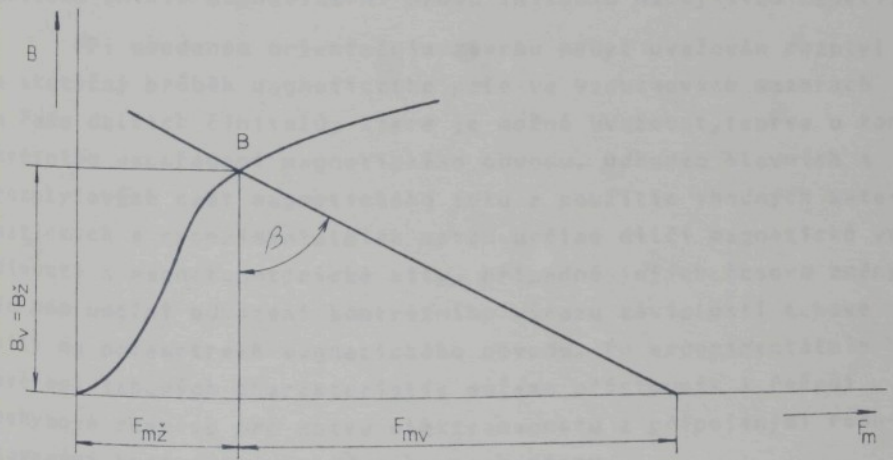
průřez jádra. Ze známé magnetomotorické síly, pokud není předepsáno napájecí napětí, volíme počet závitů nebo proud. Potřebné ampérzávity určujeme při empiricky zvoleném koeficientu plnění (např. K = 0,78) průřez okénka cívky. Podle zvolené proudové hustoty (např. $\sigma = 3{,}5 A/mm^2$ s ohledem na případné zvýšení proudu započítáním magnetomotorické síly pro feromagnetický materiál), stanovíme průřez drátu, činný odpor vinutí, napájecí napětí a rozměry cívky. Stanovíme tvar a rozměry magnetického obvodu. Materiál magnetického obvodu zvolíme s ohledem na doporučení z 2.kapitoly této práce a známe-li magnetizační charakteristiku materiálu, provedeme opravu magnetomotorické síly o hodnotu, potřebnou pro zmagnetování železa. Pro zvolené uspořádání podle obr. 3.1a platí:

$$\frac{2x_o B}{\mu_o} + \frac{l_ž \cdot B}{\mu_o \cdot \mu_ž} = Ni \ , \qquad (3.5)$$

kterou přepíšeme do tvaru

$$2x_o H_v + l_ž H_ž = Ni \ , \qquad (3.6)$$

kde člen $2x_o H_v$ představuje ampérzávity na zmagnetování vzduchových mezer a člen $l_ž H_ž$ ampérzávity na zmagnetování železa.



Obr. 3.2.: Grafické určení
celkové magnetomotorické síly

Na obr. 3.2 je znázorněná grafická konstrukce velkové magnetomotorické síly. Bod B odpovídá zvolené indukci, $F_{mž}$ potřebnou magnetomotorickou sílu v železe a F_{mv} magnetomotorickou sílu ve vzduchové mezeře.

Pro úhel β platí

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{2x_o}{\mu_o} \qquad (3.7)$$

Při uvažování rozptylu zvětšíme ampérzávity o hodnotu na krytí rozptylových toků. Příslušně zvýšíme magnetizační proud a upravíme napájecí napětí.

Během přítahu kotvy obvykle nedochází k nasycení magnetických částí vzhledem k tomu, že při přítahu magnetizační proud nedosáhne ustálené hodnoty, ale je nižší vlivem indukovaného napětí. Po skončení přítahu může dojít k nasycení feromagnetických částí. Zkontrolujeme indukci B feromagnetických částí a podle potřeby upravíme magnetomotorickou sílu nebo zvolíme jiný feromagnetický materiál s vyšší hodnotou B_s (indukce nasycení) .

Snížení počáteční indukce znamená zmenšení tahové síly F. Není-li snížení tahové síly přípustné, je potřebné upravit průřez S nebo zvolit impulsní způsob napájení, to znamená po přítahu snížit magnetizační proud snížením napájecího napětí.

Při uvedeném orientačním návrhu nebyl uvažován rozptyl a skutečný průběh magnetického pole ve vzduchových mezerách a řada dalších činitelů, které je možné uvažovat,teprve u konkrétního uspořádání magnetického obvodu. Odhadem hlavních a rozptylových cest magnetického toku a použitím vhodných matematických a experimentálních metod určíme dílčí magnetické vodivosti a magnetomotorické síly, případně jejich časové změny. To nám umožní odvození konkrétního výrazu závislosti tahové síly na parametrech magnetického obvodu. Po experimentálním ověření tahových charakteristik můžeme přistoupit k řešení pohybové rovnice pro kotvu elektromagnetu s připojenými redukovanými hmotnostmi ovládaného mechanismu.

Dynamické chování je určeno časovými funkcemi magnetizačního proudu, indukce, rychlosti a dráhy kotvy. Podle požadavků zadání optimalizujeme potřebné parametry elektromagnetu.

3.3 Elektromagnet s krátkou dobou přitahu

Doba přitahu elektromagnetu t_p je tvořena součtem doby potřebné pro start t_s a doby zdvihu t_z, kdy dochází k pohybu kotvy. V části teoretické analýzy byly za určitých předpokladů odvozeny analytické vztahy pro dobu zdvihu a startu. Podle vztahu (2.49) lze vyjádřit poměr dob zdvihu t_{z1} a t_{z2} pro dvě různé hodnoty napájecího napětí U_1 a U_2 ve tvaru

$$\frac{t_{z1}}{t_{z2}} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \qquad (3.8)$$

Uvedený vztah byl ověřen experimentálně na konkrétním elektromagnetu. (Srovnej kap. 3.5).

Podobně podle vztahu (2.52) zjistíme, že platí

$$\frac{I_{m1}}{I_{m2}} = \sqrt{\frac{U_1}{U_2}} \qquad (3.9)$$

kde I_{m1} , I_{m2} jsou maximální hodnoty proudů v období zdvihu. Ze vztahu (3.8) a (3.9) je zřejmé, že platí

$$t_{z1} \cdot I_{m1} = t_{z2} \cdot I_{m2} \quad , \qquad (3.10)$$

což znamená, že dobu zdvihu lze zkracovat zvětšováním maximálního proudu, který protéká cívkou v době zdvihu. To lze provést snižováním odporu vinutí nebo zvýšením napájecího napětí. Při praktické realizaci jsme omezeni výkonem elektronického spínacího prvku a hodnotou proudu, při kterém dochází k nasycení feromagnetického materiálu.

Pro dobu startu platí vztah (2.33), který po dosazení startovacího proudu (2.35) nabývá tvaru

$$t_s = \frac{L_o}{R} \cdot \ln \frac{I_k}{I_k - \left(\frac{2F_p x_o}{L_o}\right)^{-\frac{1}{2}}} \qquad (3.11)$$

úpravou získáme

$$t_s = \frac{L_o}{R} \cdot \ln \frac{\sqrt{L_o}}{\sqrt{L_o - K}} \quad \text{kde } K = \sqrt{\frac{2F_p x_o}{I_k^2}} \qquad (3.12)$$

Diferenciací doby startu podle počáteční indukčnosti stanovíme podmínku pro optimální indukčnost L_{sopt}, kdy je doba startu nejkratší.

$$\ln \frac{\sqrt{L_{sopt}}}{\sqrt{L_{sopt}-K}} = \frac{K}{2(\sqrt{L_{sopt}-K})} \qquad (3.13)$$

Grafické-početní metodou řešení transcedentní rovnice (3.13) dává výsledek ve tvaru

$$L_{sopt} = \frac{4F_p \cdot x_o}{I_k^2} \qquad (3.14)$$

Pokud elektromagnet překonává v době startu protipůsobící sílu F_p udává vztah (3.14) velikost počáteční indukčnosti pro nejkratší dobu startu. Obdobně lze odvodit, že i pro dobu zdvihu existuje podmínka optimální indukčnosti za předpokladu, že proti pohybu kotvy účinkuje protipůsobící síla F_p. Optimální indukčnost je dána vztahem

$$L_{zopt} = \frac{8F_p x_o}{I_k^2} \qquad (3.15)$$

Vzhledem k tomu, že pro období startu a zdvihu má optimální indukčnost různou hodnotu, bude zřejmě nejvhodnější volit indukčnost elektromagnetu jako váhový průměr obou podle vztahu

$$L_{opt} = \frac{L_{sopt} \cdot t_s + L_{zopt} \cdot t_z}{t_s + t_z} \qquad (3.16)$$

Závislost doby zdvihu na velikosti napájecího napětí podle vztahu (3.8) na hodnotě magnetizačního proudu (3.10), tedy na hodnotě činného odporu vinutí a konečně na indukčnosti cívky, tedy na počtu závitů cívky, lze sledovat experimentálně. V / 1 / jsou uvedeny experimentálně získané závislosti doby zdvihu kotvy t_z na napájecím napětí U, činném odporu R a počtu závitů N ve formě oscilogramů časového průběhu proudu pro různé hodnoty parametrů U, R a N. Z oscilogramů je zřejmé, že doba zdvihu klesá s rostoucím napájecím napětím a s klesa-

jícím odporem R při nezměněném počtu závitů N. Doba zdvihu je nejmenší pro určitý optimální počet závitů cívky. Uvedené závislosti doby zdvihu byly rovněž sledovány při počítačovém návrhu elektromagnetu a výsledky jsou uvedeny v části 3.5.

3.4 Vliv zanedbaných činitelů.

Při odvozování některých analytických vztahů a řešení základní soustavy rovnic stejnosměrného elektromagnetu byl v řadě případů zanedbán vliv rozptylu, vířivých proudů při přechodném jevu, vliv tvaru hysterézní smyčky a případné nasycení části magnetického obvodu a vliv změny činného odporu cívky s teplotou.

Vliv rozptylu lze do výpočtů zahrnout zavedením a stanovením koeficientu rozptylu podle vztahů (2.25). Počet ampérzávitů Ni je pak nutno volit podle toku Φ_m. Hodnoty k_r lze pro jednoduché tvary a průřezy vzduchových mezer vypočítat / 1 /, / 2 /. Např. pro jednu vzduchovou mezeru / 2 / lze psát

$$k_r = 1 + \frac{R_{mr}}{R_{mu}} \qquad (3.16)$$

kde R_{mr} je reluktance drah rozptylového toku a R_{mu} je reluktance drah užitečného toku. Rozptyl je možno snížit vhodnou konstrukcí. Rozptyl u uzavřených hrncových elektromagnetů s vtažnou kotvou je minimální.

Otázka vířivých proudů je značně složitá a jejich vliv se dosud nepodařilo uspokojivě do výpočtů zahrnout. Někteří autoři / 2 / zaváději koeficient k_v, kterým se vliv vířivých proudů započte podobně jako rozptyl. Tak např. startovací doba se započtením vlivu vířivých proudů vypočítá podle vztahu

$$t_{sv} = k_v \cdot t_s \qquad (3.17)$$

kde t_s je startovací doba podle vztahu (3.11). Pro středně rychlé elektromagnety s dobou přítahu od 50 do 150ms má k_v

hodnotu 1,1 až 1,3. Jiní autoři /23/ zavádějí v náhradním elektrickém obvodu elektromagnetu přídavný odpor paralelně zapojený k indukčnosti elektromagnetu, který reprezentuje vliv vířivých proudů. Celkový napájecí proud se rozdělí do dvou větví a tím je proud cívkou menší. Přídavný paralelní odpor náhradního obvodu je určen elektrickými a magnetickými vlastnostmi a tvarem magnetického obvodu. V /24/ a /25/ jsou uvedeny vztahy, které je možné použít při praktickém návrhu elektromagnetu a při výpočtu doby zdvihu. Je-li to možné, je třeba snížit vliv vířivých proudů u rychlých elektromagnetů na minimum. Lze to provést vhodnou volbou materiálu magnetického obvodu a použitím dostatečně tenkých, elektricky odizolovaných plechů. U rychlých elektromagnetů (doba přítahu cca 2 - 10ms) je žádoucí, aby tloušťka jednotlivých plechů nepřekročila dvojnásobnou hloubku vniku proměnného magnetického toku do magnetického materiálu. Podle /26/ lze hloubku vniku a vyjádřit vztahem

$$a = \sqrt{\frac{4\varrho}{\pi . \mu . f}} \qquad (3.18)$$

kde ϱ je specifický odpor feromagnetického materiálu

μ střední hodnota permeability

f kmitočet harmonického napájecího napětí. Při impulsním napájení elektromagnetu je třeba vzít v úvahu, že časový průběh magnetického toku není harmonický.

Nasycení magnetického materiálu a tvar hysterézní smyčky lze respektovat přibližnými vzorci, uvedenými např. v /1/. V dalších výpočtech budeme používat Froelichovo vyjádření hysterézní smyčky podle vztahu (2.27).

Činný odpor R cívky elektromagnetu při oteplování roste. Při periodickém provozu elektromagnetu lze přibližně určit teplotní závislost jeho parametrů. Vliv teploty je možné částečně eliminovat, respektive potlačit zařazením teplotně závislých prvků do obvodu cívky se záporným teplotním činitelem.

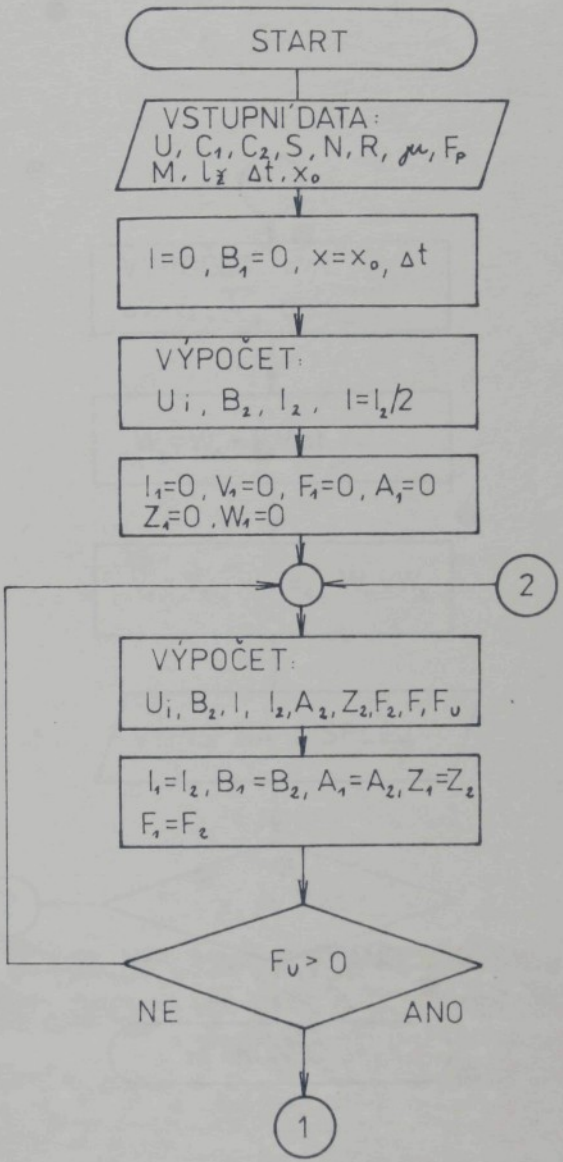
3.5 Modelování na samočinném počítači

3.5.1 Vývojový diagram

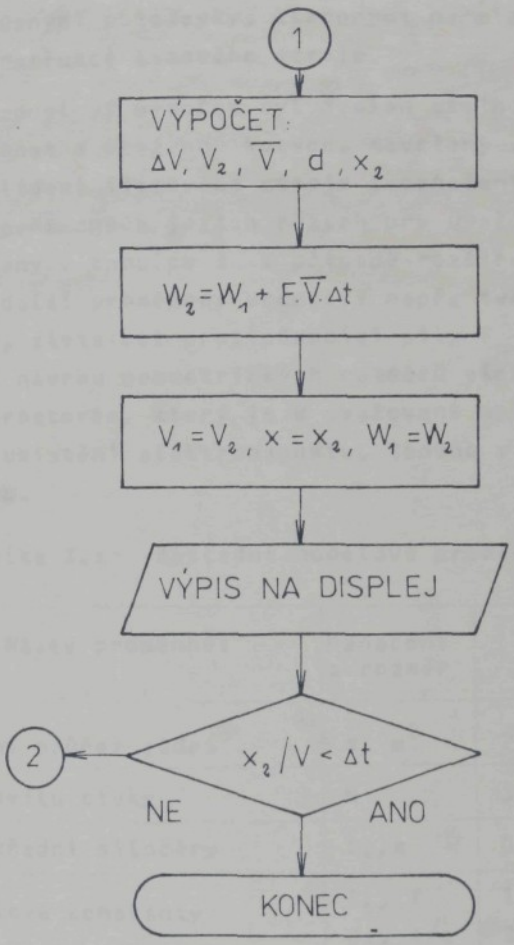
Zjednodušený vývojový diagram výpočtu základní soustavy rovnic stejnosměrného elektromagnetu odpovídající algoritmu uvedeném v kap. 2.5.4 je na obr. 3.3.a. a 3.3.b. Použité symboly veličin odpovídají označení v kap. 2.5.4. Diagram je doplněn bloky pro výpočet příkonu A, ztrát Z v činném odporu vinutí a pohybové energie W pro jednotlivé časové intervaly Δt podle vztahů

$$A_2 = A_1 + U.\bar{I}.\ \Delta t$$
$$Z_2 = Z_1 + R.\bar{I}^2.\ \Delta t \qquad (3.19)$$
$$W_2 = W_1 + F.\bar{v}.\ \Delta t$$

kde $\bar{I}$ je střední hodnota proudu podle vztahu (2.02) a $\bar{v}$ střední hodnota rychlosti vztahu (2.83) v příslušném časovém intervalu Δt. Vypočtených veličin podle vztahů (3.19) použijeme pro stanovení účinnosti η_1 pro pohybový elektromagnet a η_2 pro elektromagnet při uvážení potenciální energie při konstantní protipůsobící síle F_p = konst. Vývojový diagram je možné pro různá zadání podle potřeby modifikovat. V základním programu je možné velmi operativně měnit např. vztahy pro výpočet tahové síly, tvar pohybové rovnice, uvážit tvar vzduchové mezery, vliv rozptylových toků apod. Modelový výpočet byl prováděn na osobním mikropočítači PMD-85 s grafickým výstupem na obrazovkový displej. Programy jsou sestaveny v dialogovém jazyku Basic- G , který umožňuje poměrně snadnou změnu modelových veličin i strukturu programu. Výpočet je prováděn pouze pro dobu přítahu kotvy, protože nás především zajímají dynamické charakteristiky elektromagnetu. Výsledky modelového vyšetřování jsou uvedeny ve formě fotokopií záznamů na obrazovkovém displeji.



Obr. 3.3.a. Vývojový diagram programu pro výpočet dynamických charakteristik stejnosměrného elektromagnetu - část I.



Obr. 3.3.b Vývojový diagram programu pro výpočet dynamických charakteristik stejnosměrného elektromagnetu - část II.

3.5.2 Modelový elektromagnet

V pracech /27/, /28/, /29/, /30/, /31/ a /32/ byly zváženy různé alternativy konstrukce elektromagnetu pro ovládání volicích mechanismů listových strojů. Alternativy se liší různými požadavky, kladenými na elektromagnet podle typu a konstrukce listového stroje.

Pro modelový výpočet byl zvolen stejnosměrný plášťový elektromagnet s vtaženou kotvou, navržený v kap.6 této práce pro ovládání listového stroje s označením KSV. Základní modelové proměnné a jejich rozsah pro uvažovanou aplikaci jsou uvedeny v tabulce I. V případě rozšíření výpočtu budou zavedeny další proměnné, určující např. tvar hlavní vzduchové mezery, závislost protipůsobící síly F_p na dráze, rozptyl apod. Při návrhu geometrických rozměrů elektromagnetu jsme omezeni prostorem, který je v uvažované aplikaci možné využít pro umístění elektromagnetu. Zadáno v hrubých obrysech 24x30x60mm.

Tabulka I.: Základní modelové proměnné

Název proměnné:	Označení a rozměr	Typická hodnota, rozsah
Efektivní průřez jádra	S, m^2	$7{,}9.10^{-5} \div 10^{-4}$
Počet závitů cívky	N	3000 ÷ 3500
Délka střední siločáry	l_z, m	0,094 ÷ 0,1
Materiálové konstanty	C_1, T C_2, A/m	1,1 ÷ 3,3 22,6 ÷ 720÷10^4
Průměr vodiče cívky	$\emptyset$, mm	0,224 ÷ 0,2
Činný odpor vinutí cívky	R,	70 ÷ 80
Stejnosměrné napájecí napětí	U, V	10 ÷ 50
Počáteční vzduchová mezera	x_0, m	$5 . 10^{-3} \div 4{,}10^{-3}$
Protipůsobící síla	F_p, N	0,48 ÷ 1

3.5.3 Vliv délky časového intervalu Δt výpočetního cyklu na přesnost výpočtu

Volba délky kroku Δt ovlivňuje přesnost lineární aproximace dynamických charakteristik. Program pro ověření odchylek ve výpočtu maximálního proudu I_m v době přítahu kotvy je uveden v příloze VI. Porovnány byly hodnoty I_m a doba přítahu t_p pro 5 hodnot Δt a stanovena poměrná odchylka proudu I_m v procentech vzhledem k hodnotě I_m pro $\Delta t = 0{,}1$ ms. Přehledně jsou vypočtené hodnoty uvedeny v tabulce II. Volba kroků Δt byla provedena s ohledem k očekávané maximální době přítahu 50 ms.

Tabulka II.: Srovnání přesnosti výpočtu pro různé dělení časové osy.

Δt [ms]	I_m [A]	t_p [ms]	ΔI_m [A]	$\Delta I_m / I_m$ [%]	Δt_p [ms]	Doba výpočtu [min]
0,01	0,3683	12,75	-0,0012	-0,3	0,05	25
0,1	0,3695	12,7	-	-	-	$2\frac{1}{3}$
0,2	0,3707	12,6	0,0012	0,3	0,1	$1\frac{3}{4}$
0,5	0,3745	12,5	0,005	1,4	0,2	0,5
1,0	0,3787	12,0	0,0092	2,5	0,7	0,25

Z tabulky je zřejmé, že pro aproximační krok $\Delta t = 1$ ms je relativní chyba výpočtu 2,5% vzhledem k výpočtu s $\Delta t = 0{,}1$ ms. Další zkracování aproximačního kroku vede k nežádoucímu prodloužení doby výpočtu.

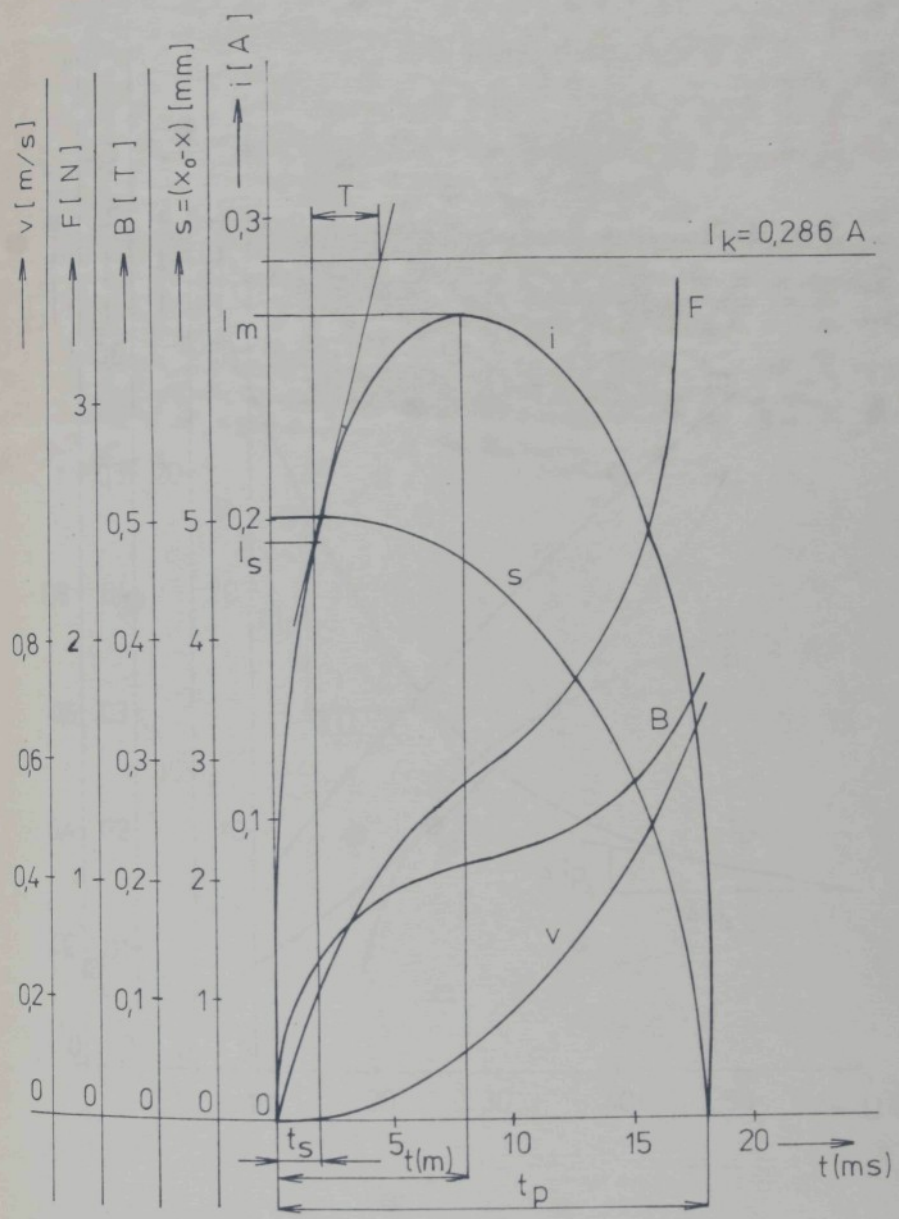
Vzhledem k tomu, že při výpočtech je využíván grafický výstup na obrazovkovém displeji s 255 body v řádku, (řádek využíván pro časovou osu), nebude účelné pro grafické zobrazení dynamických charakteristik elektromagnetů s očekávanou dobou přítahu t_p do 30 ms resp. do 50 ms volit aproximační krok Δt menší než 30/255 = 0,1, respektive 50/255 = 0,2.

3.5.4 Modelový výpočet dynamických charakteristik

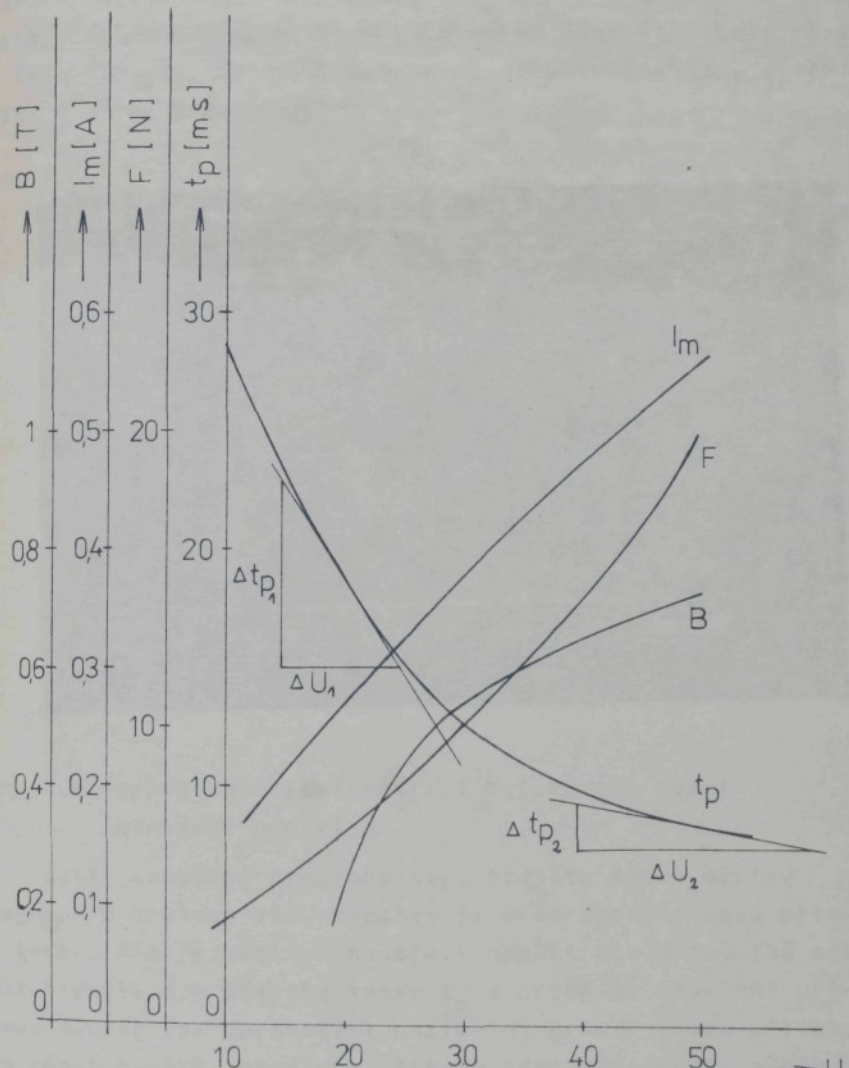
Analytické určení dynamických charakteristik lze uskutečnit jen za předpokladu řady zjednodušení základní soustavy rovnic, popisujících dynamické chování stejnosměrného elektromagnetu (srov. kap. 2). Při modelovém výpočtu můžeme do jisté míry uvážit vliv modelových proměnných a do výpočtu zahrnout některé dříve zanedbané, viceméně významné veličiny. Program upravený pro výpočet základních dynamických charakteristik, tj. časové závislosti proudu $i = f(t)$, magnetické indukce $B = f(t)$, tahové síly $F = f(t)$, dráhy $x = f(t)$ a rychlosti kotvy $v = f(t)$, je uveden v příloze VI. Program byl odladěn a výp. uskutečněn na osobním mikropočítači PMD-85 pro napájecí napětí elektromagnetu $U = 20V$ s aproximačním krokem $\Delta t = 0{,}005s$. Ostatní modelové proměnné mají hodnoty podle tab.I a jsou zřejmé z výpisu programu v příloze VI. Grafické znázornění dynamických charakteristik elektromagnetu je na obr. 3.4. Na obr. 3.4 značí $I_k = U/R = 0{,}286A$ ustálenou hodnotu proudu pro napětí $U = 20V$, $T = L_o/R = 2{,}7ms$ je elektrická časová konstanta v době nepohybující se kotvy, kdy je indukčnost cívky elektromagnetu L_o . $I_s = 0{,}192A$, je startovací proud v době startu $t_s = 2ms$. $I_m = 0.268A$ je maximální proud během zdvihu kotvy. Dynamické charakteristiky, získané modelovým výpočtem, odpovídají teoreticky zdůvodněným průběhům. Kvantitativní srovnání je uvedeno v části 3.5.6.

Podle odladěného programu, uvedeného v příloze VI. byla vypočtena hodnota maximálního proudu I_m v době přítahu kotvy, síla F a magnetická indukce B po ukončení přítahu kotvy a doba přítahu t_p pro rozsah napájecího napětí U od 10V do 50V. Závislosti uvedených veličin na napětí jsou na obr. 3.5.

Z obr. 3.5 je zřejmé, že průběh zobrazující závislost doby přítahu t_p na napájecím napětí U nelineárně klesá pro rostoucí napětí. Poměrná změna doby přítahu $\varepsilon = \Delta t / \Delta U$ činí v oblasti malých napětí $\varepsilon = \Delta t / \Delta U_1 = 0{,}8ms/V$ a pro napětí okolo 50V činí $\varepsilon = 0{,}1ms/V$. Z grafu je zřejmé, že je to způsobeno poklesem strmosti nárůstu magnetické indukce B pro větší napájecí napětí, při kterém již dochází k částeč-



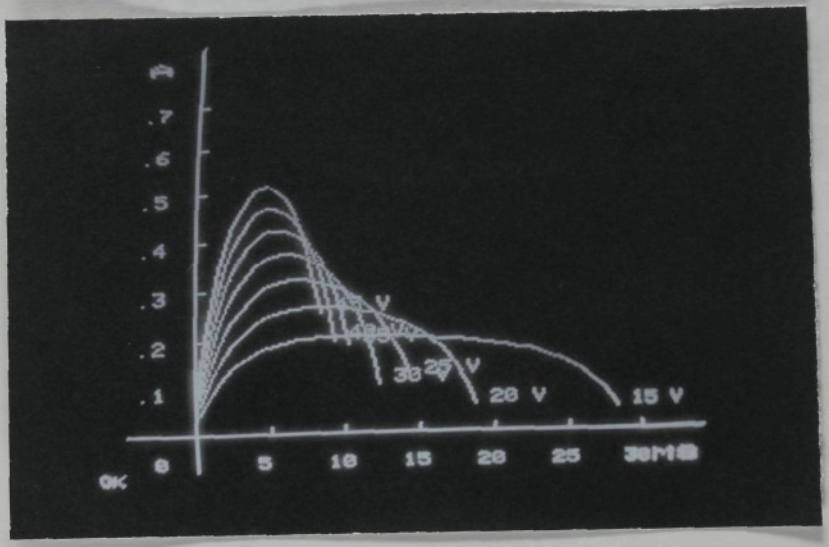
Obr. 3.4 Vypočtené dynamické charakteristiky stejnosměrného elektromagnetu pro napájecí napětí U = 20V.



Obr 3.5 Vypočtené závislosti veličin podle textu na napětí U.

nému nasycení magnetického materiálu.

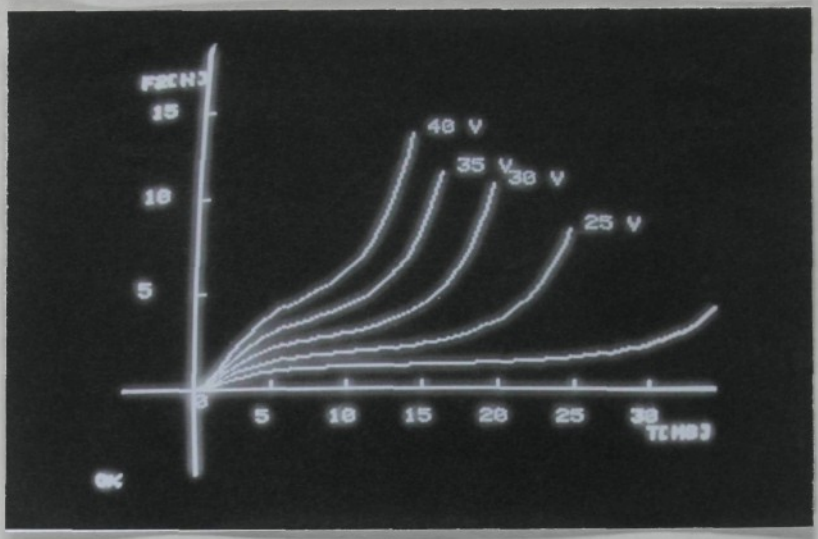
Vliv napájecího napětí U na průběh dynamických charakteristik lze sledovat na následujících obrázcích. Podle odladěného programu, rozšířeného o část pro grafické zobrazení vypočtených závislostí na obrazovkovém displeji podle přílohy VII. jsou na obr. 3.6 zobrazeny průběhy proudu i v závislosti na čase s parametrem U.



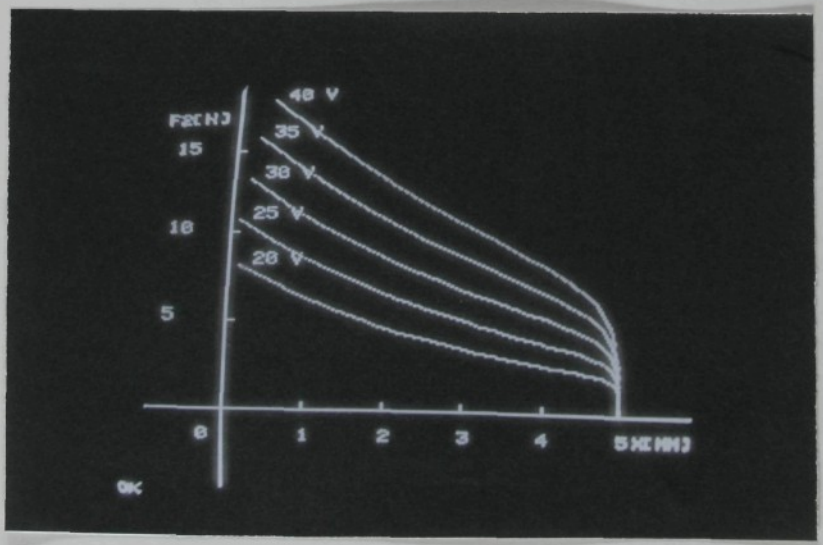
Obr. 3.6 Vypočítané závislosti i = f(t) pro různá napájecí napětí U

Další modelové proměnné mají hodnotu podle výpisu programu v příloze VII. Výpočet je proveden pro dobu přítahu kotvy. Pro jednotlivá napájecí napětí lze z průběhů odečíst hodnoty dob přítahu kotvy t_p a proud po skončení přítahu. Rovněž lze porovnávat maximální proudy během přítahu pro různá napětí. Ukončení přítahu odpovídá konci průběhu charakteristiky.

Na obr. 3.7 jsou znázorněné dynamické tahové charakteristiky pro různá napájecí napětí v rozsahu od 15V do 45V. Na obr. 3.8 jsou uvedeny tytéž charakteristiky v závislosti na dráze F = f(x). Ostatní modelové proměnné jsou stejné jako v předcházejícím případě.

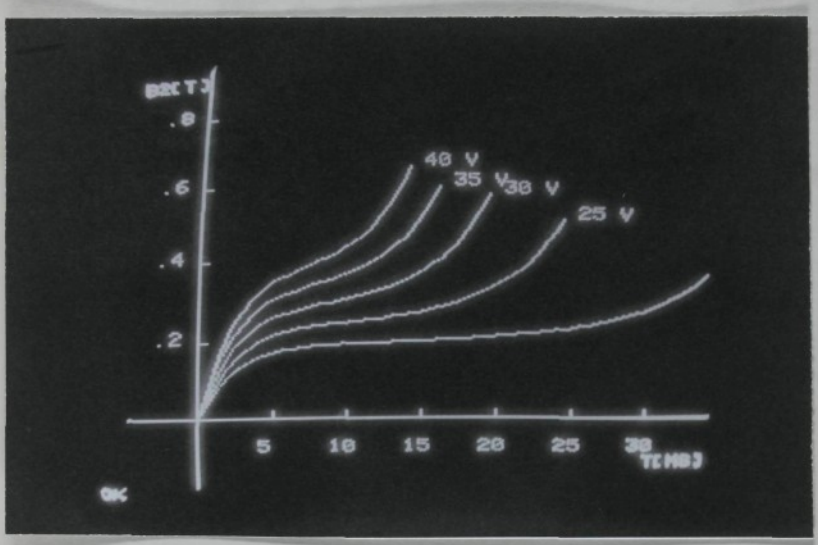


Obr. 3.7 Vypočtené dynamické tahové charakteristiky
F = f(t) s parametrem napětí U



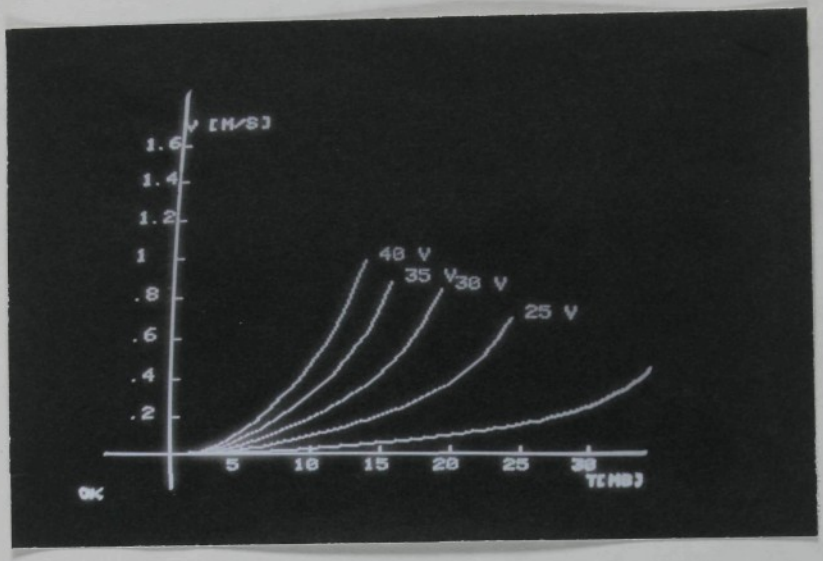
Obr. 3.8 Vypočtené dynamické tahové charakteristiky
F = f(x) s parametrem napětí U

Na obr. 3.9, 3.10 a 3.11 jsou uvedeny vypočítané průběhy zbývajících dynamických charakteristik, magnetické indukce B = f(t), rychlosti v = f(t) a dráhy x = f(t) pro různá napájecí napětí U v rozsahu od 15V do 45V. Ostatní modelové proměnné jsou stejné jako v předešlých případech.

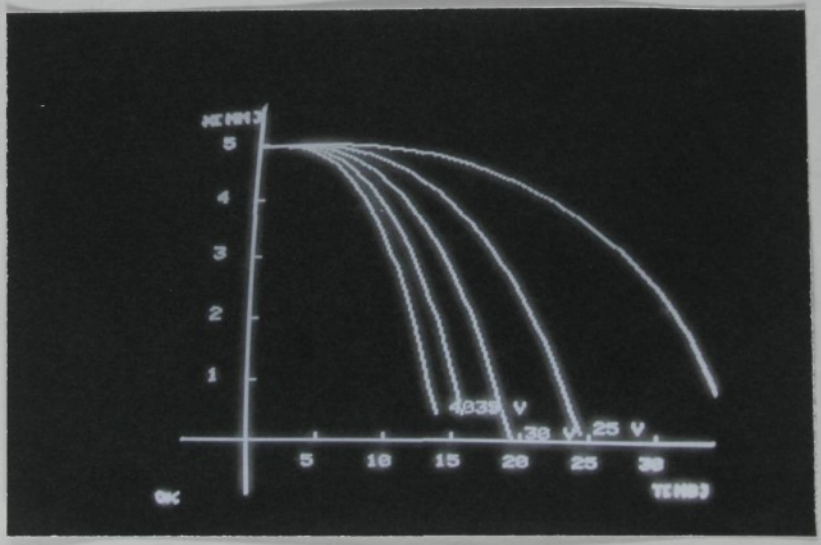


Obr. 3.9 Vypočtené závislosti magnetické indukce na čase v době přitahu B = f(t) s parametrem napětí U

Vypočtené závislosti dynamických charakteristik se velmi dobře shodují se závěry teoretické analýzy. Kvantitativní porovnání některých vybraných veličin bude provedeno v části 3.5.6 .



Obr. 3.10 Vypočtené závislosti rychlosti kotvy na čase v = f(t) během přítahu s parametrem napětí U

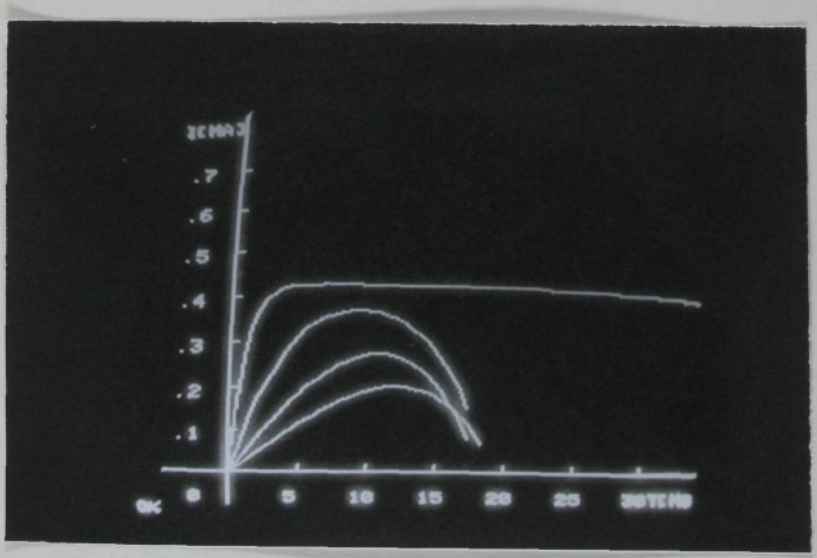


Obr. 3.11 Vypočtené závislosti průběhu dráhy kotvy s časem x = f(t) s parametrem napětí U

3.5.5 Vliv změn modelových proměnných na průběhu dynamických charakteristik

Modelový výpočet umožňuje mimo jiné stanovit míru vlivu kterékoliv modelové proměnné na průběh dynamických charakteristik. Účelnou a promyšlenou změnou vhodně zvolených modelových proměnných, např.podle tabulky I., lze poměrně snadno optimalizovat konstrukční parametry elektromagnetu podle požadovaného zadání.

V části teoretické analýzy bylo ukázáno, že doba přitahu t_p bude nejkratší, zvolíme-li indukčnost cívky a jí odpovídající počet závitů podle vztahů (3.14) a (3.15). Pro větší nebo menší počet závitů má elektromagnet při jinak stejných parametrech dobu přitahu t_p delší. Uvedený poznatek lze sledovat na vypočtených závislostech proudu $I = f(t)$ pro různé počty závitů N, zobrazených na obr. 3.12.

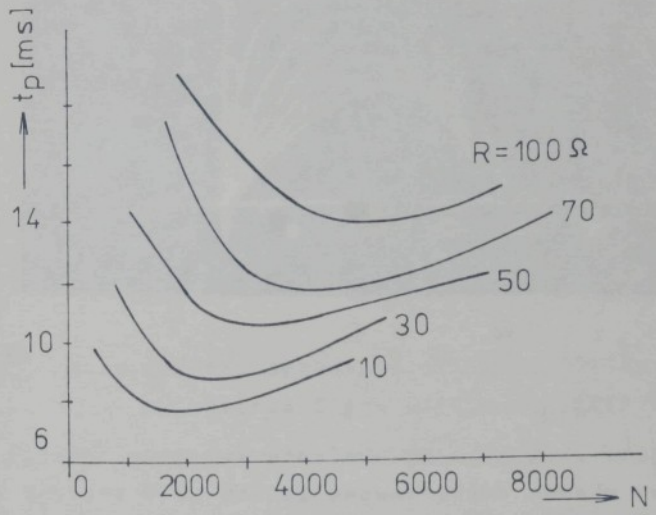


Obr. 3.12 Vypočtené závislosti proudu $i = f(t)$ pro různé počty závitů cívky elektromagnetu N

Koncové body průběhů představují ukončení přitahu kotvy, ke kterým na časové ose odečteme doby přitahu t_p. Průběhy,

označené čísly 1,2,3,4, odpovídají postupně 1500, 3500, 5500, 7500 závitům. Doba přítahu pro cívku s 1500 závity je $t_p \doteq 53$ ms a pro cívku s 7500 závity je $t_p = 17$ms. Optimální počet závitů pro elektromagnet s parametry podle výpisu programu, uvedeném v příloze VII., napájeném napětím U = 30V je přibližně 5500 závitů. Volba není příliš kritická. Z průběhu je patrný vliv hodnoty indukčnosti na jejich tvar. Pro malé indukčnosti je nárůst proudu strmý (rychlé ukončení elektrického přechodného jevu), proud vlivem malého indukovaného protinapětí vzroste až na hodnotu ustáleného proudu a kotva se velmi pomalu uvádí do pohybu. Pro velké indukčnosti se doba elektrického přechodného jevu prodlužuje a maximální proud se v době přítahu snižuje vlivem velkého indukovaného protinapětí.

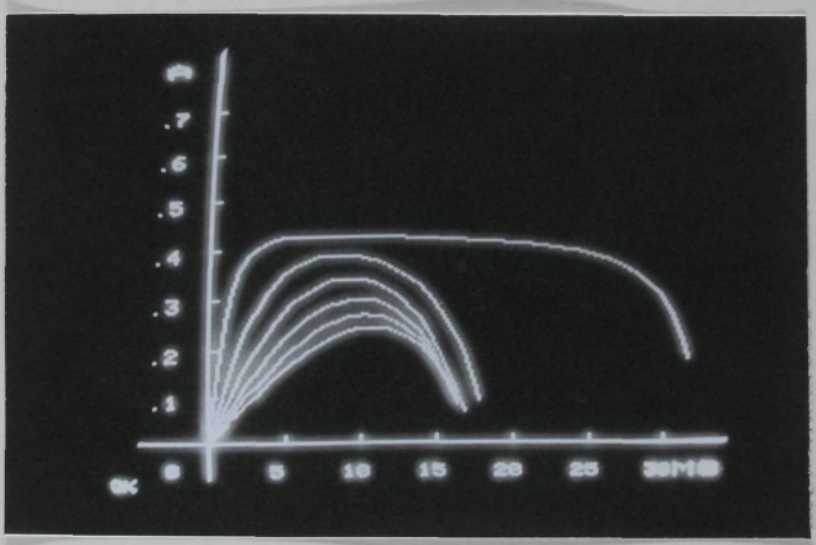
Pro uvažovaný elektromagnet jsou na obr. 3.13 průběhy vypočtených hodnot t_p v závislosti na počtu závitů N pro různé hodnoty činného odporu cívky.



Obr. 3.13 Závislost doby přítahu kotvy t_p elektromagnetů na počtu závitů N cívky. U = 30V.

Z průběhů na obr. 3.13 je zřejmé, že doba přítahu t_p klesá se zmenšováním činného odporu R, vinutí cívky a minimům průběhů, odpovídající optimální indukčnosti se posouvá směrem k menším hodnotám N.

Následujícím modelovým výpočtem byl sledován vliv změny efektivního průřezu S magnetického obvodu na průběhy dynamických charakteristik. Přitom předpokládáme, že průběh S je ve všech částech magnetického obvodu stálý. Na obr. 3.14 jsou znázorněny dynamické charakteristiky proudu s parametrem S.



Obr. 3.14 Vypočtené dynamické charakteristiky i = f(t) s parametrem S pro napájecí napětí U = 30V.

Ostatní modelové proměnné podle výpisu programu, uvedeném v příloze VII. Průřez magnetického obvodu ovlivňuje magnetickou vodivost obvodu a tím indukčnost cívky. Z obr. 3.14 je zřejmé, že opět existuje optimální průřez, pro který je doba přítahu nejkratší. Parametr S v modelovém výpočtu byl zvolen v intervalu od 2.10^{-5} m^2 až 3.10^{-4} cm^2, což v případě válcových pólů odpovídá průměru D v rozmezí od 5mm do 20mm. Volba průřezu není od určitého S kritická. Optimální průřez S

uvažovaného magnetického obvodu elektromagnetu, odečtený z obr. 3.14 je $1{,}8 \cdot 10^{-4}$ m^2, což odpovídá průměru D = 15mm. Pro rostoucí S klesá strmost nárůstu proudu a maximální proud I_m během přítahu, což je v souladu s teoretickými závěry.

V předcházejících modelových výpočtech byla tahová síla elektromagnetu vyjadřována vztahem (2.19), který platí za předpokladu homogenního magnetického pole ve vzduchové mezeře a pro malé vzduchové mezery x_o, bez ohledu na její tvar. Při uvážení konkrétního tvaru vzduchové mezery, případně vedlejších vzduchových mezer, přispívajících k tahu elektromagnetu, vyjadřujeme tahovou sílu elektromagnetu pomocí vztahu (2.17). Pro válcové póly o průřezu S a vzduchovou mezeru x platí pro tahovou sílu za předpokladu homogenního pole vztah

$$F = \frac{1}{2} (Ni)^2 \cdot \frac{\mu_o S}{x^2} \qquad (3.20)$$

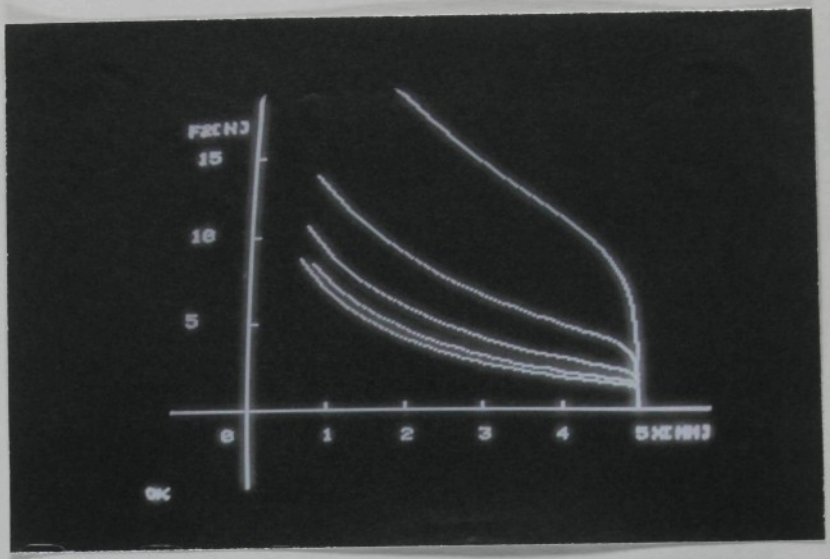
Modelovým výpočtem konkrétního elektromagnetu lze prokázat, že dynamické charakteristiky, vypočtené použitím vztahu (3.20) se shodují s charakteristikami, vypočtenými podle vztahu (2.19).

Pro další tvary vzduchových mezer jsou v literatuře /1/ a /3/ uvedeny vztahy pro vyjádření tahové síly elektromagnetu. Např. pro kuželové póly s průměrem kruhové základny D, s vrcholovým úhlem 2α a při vzduchové mezeře x platí podle /3/ vztah

$$F = \frac{1}{2} (Ni)^2 \cdot \frac{\mu_o D}{\sin^2 \alpha} \cdot \left(\frac{0{,}79D}{x^2} + 0{,}16 \right) \qquad (3.21)$$

Konstrukčně lze tento tvar vzduchové mezery realizovat pro úhel $\alpha > 15^o$.

Na obr. 3.15 jsou znázorněny dynamické tahové charakteristiky pro různé úhly α v rozmezí od 0,35rad do 1,57rad pro napájecí napětí U = 20V. Ostatní modelové proměnné jsou voleny podle výpisu programu, uvedeném v příloze VII.



Obr. 3.15 Vypočtené dynamické tahové charakteristiky s parametrem poloviční vrcholový úhel kuželových pólů α, pro napětí U = 20V

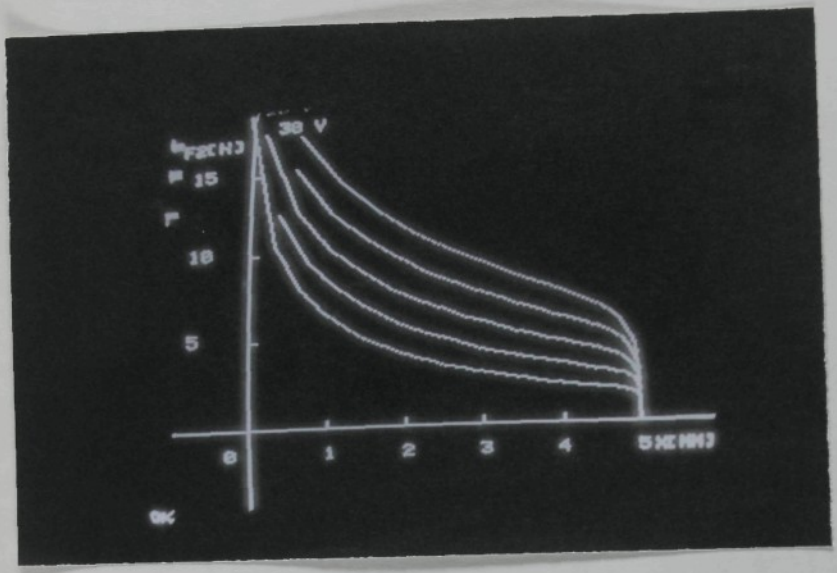
Průběh 1 platí pro vrcholový úhel $2\alpha = 40^{\circ}$ a průběh 2 platí pro vrcholový úhel $2\alpha = 180^{\circ}$. Při dalším zmenšování vrcholového úhlu roste podle vztahu (3.21) prudce tahová síla, což je v rozporu s experimentálními výsledky /32/. Pro úhly $2\alpha = 30^{\circ}$ se používá vzduchových mezer ve tvaru useknutého kužele. Pro tento typ vzduchové mezery byl v /1/ odvozen vztah, který je možno použít do modelového výpočtu.

Pro praktické účely se osvědčil vztah podle /3/, vyjadřující tahovou sílu plášťového elektromagnetu s vtažnou kotvou a válcovými póly podle obr. 6.1 ve tvaru

$$F = \frac{1}{2}(Ni)^2 . \mu_0 . \left[\frac{\pi . D_1^2}{4x^2} + \frac{2.\pi}{\ln \frac{D_2}{D_1}} . \left(\frac{z}{l}\right)^2 \right] \qquad (3.22)$$

Pro hodnoty D_1 = 10mm, x = 5mm, l = 39,5mm, z = f(x) = = 21,5-x mm a D_2 = 25mm, jsou na obr. 3.16 znázorněné dynamické tahové charakteristiky s parametrem U. Ostatní mode-

lové proměnné jsou stejné jako v předcházejícím případě.



Obr. 3.16 Vypočtené dynamické tahové charakteristiky
$F = f(x)$ s parametrem U podle vztahu 3.22

Vyjádření tahové síly elektromagnetu podle vztahu 3.22 je opodstatněno dobrým souhlasem mezi změřenou a vypočtenou statickou tahovou charakteristikou. Porovnání je uvedeno v části experimentálního vyšetřování.

Vliv dalších modelových proměnných na průběhy dynamických charakteristik lze sledovat podle potřeby a při uvážení konkrétního elektromagnetu.

3.5.6 Porovnání výsledků modelového výpočtu se závěry teoretické analýzy

Z průběhu proudu podle obr. 3.4 lze graficko-početně stanovit hodnotu elektrické časové konstanty T uvažovaného elektromagnetu. Z grafu je časová konstanta $T = 2{,}7.10^{-3}$ s. Pro činný odpor $R = 70\,\Omega$ činí počáteční indukčnost $L_o = 0{,}18$ H.

Tuto vypočtenou počáteční indukčnost porovnáme s indukčností, vypočtenou z geometrického uspořádání magnetického obvodu. Pro magnetický odpor R_m platí

$$R_m = \frac{x_o}{\mu_o S} + \frac{l_ž}{\mu_o \mu_ž . S}$$

Pro $x_o = 5.10^{-3}$m, $l_ž = 94,10^{-3}$m, $\mu_o = 4 .10^{-7}$H/m, N = 3000, $S = 7,9.10^{-5}m^2$ a magnetický materiál s hodnotami $C_1 = 1,3$ $C_2 = 210$ bude $\mu_ž = 2000$, $R_m = 505,10^5 H^{-1}$ a počáteční indukčnost $L_o = 0,178$H. Shoda s modelovým výpočtem je velmi dobrá.

Z obr. 3.4 vyplývá pro $F = F_p$ doba startu $t_s = 2$ms a proud startu $I_s = 0,192$A. Podle vztahu (2.33) s uvážením protipůsobící síly $F_p = 0,48$N a pro napájecí napětí U = 20V bude $t_s = 2,17$ms. Shoda mezi dobou startu t_s odečtenou z grafu a vypočítanou podle vztahu (2.33) je velmi dobrá. Z uvedeného vyplývá, že pro období startu můžeme průběh proudu považovat za exponenciální funkci.

Průběh proudu pro období zdvihu kotvy, vypočtený modelovým výpočtem, porovnáme s výpočtem podle kap.2.5.2 . Pro hodnoty $c_1 = 10^{-2}$, $c_2 = 10^5$, $c_3 = 10^5$, a=50, $b = 5.10^9$ podle kap. 2.5.2 bude doba zdvihu t_z podle vztahu (2.47) t_z = = 10ms, tj. 62,5% doby zdvihu podle modelového výpočtu.

Maximální proud I_m v období zdvihu podle vztahu (2.52) uvažovaného elektromagnetu je $I_m = 0,267$A, podle modelového výpočtu $I_m = 0,268$A. Doba $t_{(m)}$ odpovídající maximálnímu proudu I_m vypočtená podle vztahu (2.53) je $t_{(m)} = 6,7$ms a podle modelového výpočtu $t_{(m)} = 8$ms. Rychlost v_k na konci zdvihu kotvy, vypočtená podle vztahu (2.56) je $v_k = 1,34$m/s a podle modelového výpočtu je $v_k = 0,68$m/s.

Vztahy (2.52) a (2.53) byly odvozeny za předpokladu nulové protipůsobící síly F_p a při zanedbání činného odporu vinutí R. Tyto předpoklady se projevují menšími vypočtenými hodnotami času $t_{(m)}$ a rychlosti v_k. Uvedené lze sledovat i modelovým výpočtem pro $F_p = 0$ a $R \to 0$.

3.5.7 Výpočet účinnosti elektromagnetu

U pohybových elektromagnetů nás zajímá především účinnost přeměny elektrické energie v energii pohybovou. Jak již bylo uvedeno, je tato účinnost η_1 dána vztahem

$$\eta_1 = \frac{W}{A} \tag{3.23}$$

kde W je pohybová energie, potřebná pro urychlení kotvy a připojených hmotností, kterou získáme modelovým výpočtem časového integrálu podle vztahu (3.19) po dobu zdvihu t_z . A je vstupní elektrická energie vypočtená podle vztahu (3.19). Působí-li proti pohybu kotvy stálá protipůsobící síla F_p , bude účinnost vyjádřena vztahem

$$\eta_2 = \frac{W + F_p \circ x_o}{A} \tag{3.24}$$

V příloze VIII. je uveden výpis odladěného programu pro výpočet vstupní elektrické energie A, doby zdvihu t_z, ztrát Z v činném odporu, pohybové energie W, magnetických ztrát Z_m, účinnosti η_1 a η_2 . Pomocí uvedeného výpočtu pro různé modelové proměnné je možné sledovat jejich vliv na energetické parametry elektromagnetu. Příklad výpočtu je uveden v tabulce III.

Tabulka III. Vypočtené hodnoty energetických parametrů elektromagnetu na napájecím napětí U

U [V]	t_z [ms]	A [J]	Z [J]	W [J]	η_2 [%]	Z_m [J]
15	29,0	0,068	0,060	0,0066	13,2	10^{-3}
20	19,5	0,078	0,064	0,0116	18,3	10^{-3}
30	13,0	0,109	0,082	0,0230	23,4	$1,6 \circ 10^{-3}$
40	10,0	0,140	0,100	0,0310	14,0	$6,6 \cdot 10^{-3}$
60	7,5	0,215	0,140	0,0620	30,0	$1 \cdot 10^{-2}$
70	6,5	0,254	0,156	0,0640	26,1	$3,2 \cdot 10^{-2}$

Z tabulky je zřejmé, že uvažovaný elektromagnet by pracoval s nejvyšší účinností při napájecím napětí U = 60V . Lze ukázat, že pro různé soubory modelových veličin můžeme výpočtem určit optimální napájecí napětí U z hlediska účinnosti elektromagnetu.

4. NAPÁJENÍ A OVLÁDÁNÍ STEJNOSMĚRNÉHO ELEKTROMAGNETU

4.1 Elektronické spínací obvody

Pro bezkontaktní spínání proudu v elektrických obvodech se používají elektronické spínače s diodami, tyristory, tranzistory a integrované spínací obvody v různých zapojeních. Vlastnosti elektronických spínačů odpovídají víceméně vlastnostem ideálního spínače tj. v rozepnutém stavu představují nekonečně velký odpor a v sepnutém stavu odpor nulový. Pro řízené spínání proudu používáme tranzistorových nebo tyristorových spínačů. Tyristorové spínače nacházející uplatnění zejména pro spínání větších proudů (řádově desítky a více ampérů) při velkých napájecích napětích, ve stejnosměrných obvodech musí být pro funkci vypnutí vybaveny komutačním obvodem.

Vlastnosti tranzistorového spínače ve třech základních zapojeních jsou dostatečně známé /33/. Na rozdíl od ideálního spínače vykazují v sepnutém stavu vždy určitý úbytek napětí na pn přechodu a v rozepnutém stavu jím vždy prochází určitý zbytkový proud odpovídající odporu přechodu pn v závěrném směru. V obou mezních stavech vzniká na spínači určitý ztrátový výkon, který závisí mimo jiné na vzájemném poměru odporu spínané zátěže a odporu pn přechodu v sepnutém a rozepnutém stavu.

U tranzistoru v zapojení se společnou bází je proudové zesílení menší než jedna a vstupní budicí proud musí být větší než proud zátěže. Výstupní odpor tranzistoru je velmi velký a při stálém proudu emitoru je výstupní proud nezávislý na zatěžovacím odporu R_Z. Statické ampérvoltové charakteristiky se velmi blíží charakteristikám ideálního spínače /34/.

V zapojení se společným emitorem, které se používá nejčastěji, postačí k vybuzení tranzistoru malý výkon ve vstup-

ním obvodu. Proudové a napěťové zesílení může být značné a při návrhu jednoduchých a spolehlivých spínačů se využívá činnosti tranzistoru v oblasti nasycení. To je výhodné zejména vzhledem k nízkým hodnotám kolektorové ztráty, i když se to nepříznivě projevuje při činnosti spínače při vysokých přepínacích kmitočtech /34/.

V zapojení se společným kolektorem je napěťové zesílení menší než jedna. K úplnému vybuzení tranzistoru se tedy musí použít větší vstupní napětí než je napětí v obvodu výstupním. Zapojení je výhodné v případech, kdy se požaduje velký vstupní a malý výstupní odpor /35/.

Pro určité případy se volí tzv. inverzní zapojení, ve kterém pracuje tranzistor tak, že funkce emitoru a kolektoru jsou navzájem zaměněny. To vede ke zmenšení proudového zesilovacího činitele, ale ke zlepšení průběhu statických, ampérvoltových charakteristik v oblasti počátku /35/.

Pro náročné případy se navrhují spínací obvody složené z kombinací uvedených základních zapojení.

Při praktickém použití tranzistorů ve spínacích obvodech jsme omezeni velikostí maximálních přípustných napětí mezi jednotlivými elektrodami, maximálními hodnotami proudu elektrodami a maximálními hodnotami ztrátového výkonu. Velikost přípustných závěrných napětí udává výrobce s ohledem na tzv. průrazné napětí přechodů pn. Tyto hodnoty se u různých typů tranzistorů liší, jsou závislé na teplotě přechodů a na pracovních podmínkách (vliv vnějšího odporu báze R_b na maximální přípustné napětí U_{KE}) /39/.

Z hlediska vodivého stavu nás především zajímají hodnoty přípustných proudů, které opět udává výrobce a hodnoty proudového zesilovacího činitele tranzistoru. Výrobní rozptyly proudového zesilovacího činitele jsou i u stejného typu tranzistoru poměrně velké (řádově i několik set procent) a proudový zesilovací činitel je závislý na řadě činitelů, mimo jiné i na teplotě. Velikost zbytkového napětí na tranzistoru ve vodivém stavu závisí na proudu kolektoru a na vstupním proudu. Všechny uvedené okolnosti je třeba při konkrétním návrhu spínacího obvodu uvážit.

V zapojení se společným emitorem je ztrátový výkon v sepnutém či rozepnutém stavu velmi malý. Úbytek napětí U_{KEO} bývá několik desetin voltu a zbytkový proud I_{KEO} je řádově mikroampéry. Při přechodu z nevodivého stavu do vodivého a naopak, se ztrátový výkon zvětšuje. Je-li odpor zátěže R_Z, pak maximální ztrátový výkon při přechodu aktivní oblastí může činit až 25 % maximálního výkonu zátěže $P_R = U^2/R_Z$ při napájecím napětí $U = U_{KE}$. Aby nedošlo k tepelnému přetížení tranzistoru, musí být doba přechodu z jednoho stavu do druhého kratší, než je tepelná časová konstanta tranzistoru.

Při periodickém spínání kmitočtem f se uplatní konečné hodnoty doby náběhu t_n a doby doběhu t_d proudu /38/ a střední ztrátový výkon P_s, určený za předpokladu $t_n = t_d = 0$ se zvětší o přídavný výkon P_p, který můžeme přibližně vyjádřit vztahem

$$P_p = P_R \cdot f \cdot \tau \ , \qquad (4.1)$$

kde P_R je spínaný výkon zátěže, f kmitočet periodického spínání, τ časová konstanta spínaného obvodu.

Ke zlepšení spínacích vlastností tranzistorů a kombinovaných spínacích obvodů se řada výrobců zabývá vývojem a výrobou integrovaných spínacích obvodů s využitím moderní obvodové techniky např. Darlingtonovo zapojení, můstkové zapojení, teplotní kompenzace, využití rychlých Schottkyho diod apod. Cílem těchto prací je zvýšit maximální inverzní napětí (až na hodnoty 400 V), podstatně zvětšit spínané proudy při nízkých nákladech na rozsah řídicích předstupňů (hodnoty 50, 100, 150 A), při nízkých spínacích ztrátách, velkých rychlostech spínání a při zachování hodnot proudového zesilovacího činitele a ostatních dynamických parametrů.

4.2 Spínání indukční zátěže

V zapojení tranzistoru se společným emitorem, s kombinovanou odporově indukční zátěží v obvodu kolektoru platí pro průběh kolektorového proudu i_k, při sepnutí do vodivého stavu, vztah

$$i_k = \frac{U}{R} \cdot (1 - e^{-t/\tau_1}), \qquad (4.2)$$

kde U je napájecí napětí, R činný odpor zátěže, $\tau_1 = L/(R+r_1)$ elektrická časová konstanta přechodného jevu při spínání a r_1 výstupní odpor tranzistoru v oblasti nasycení.

Při zahrazení tranzistoru platí pro průběh kolektorového proudu i_k vztah

$$i_k = \frac{U}{R} \cdot e^{-t/\tau_2} , \qquad (4.3)$$

kde $\tau_2 = L/(R + r_2)$ je elektrická časová konstanta přechodného jevu při vypnutí a r_2 je výstupní odpor tranzistoru v nevodivém stavu.

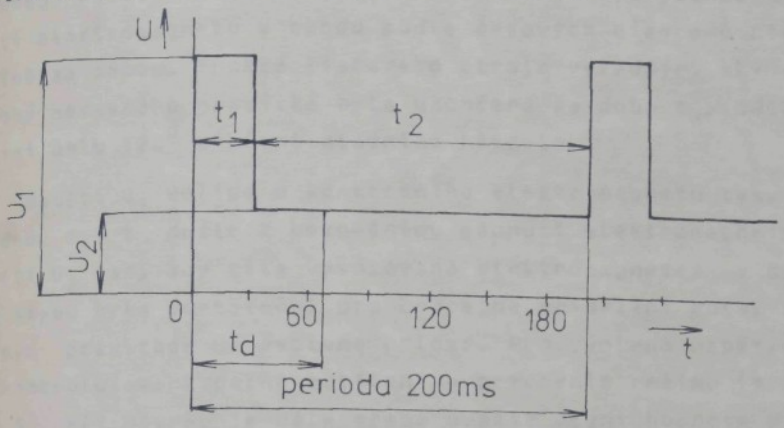
Pokud je zátěž tvořena stejnosměrným elektromagnetem, platí uvedené vztahy (4.2) a (4.3) pouze pro dobu startu, kdy kotva elektromagnetu není v pohybu.

Při spínání a vypínání indukční zátěže se pracovní bod v ampérvoltových výstupních charakteristikám tranzistoru nepohybuje po zatěžovací přímce, jako je tomu při zátěži odporové. Při sepnutí se pracovní bod posune z místa zahrazení po napěťové ose až do počátku souřadnicového systému a odtud do konečné polohy v oblasti nasycení. Při vypnutí se vliv indukčnosti projeví vzrůstem napětí až k hodnotám vyšším než je dovolené maximální napětí kolektoru. Pracovní bod se pohybuje v aktivní oblasti při nulových nebo závěrných proudech báze a při velkých napětích kolektoru v oblasti lavinového průrazu. Doba vypnutí se může prodloužit na dobu určenou hlavně časovou konstantou indukční zátěže a vlivem tepelného přetížení může dojít k destrukci tranzistoru. Proti destrukci přechodu průrazem vysokým kolektorovým napětím chráníme tranzistorový spínač omezovacími obvody obvykle složenými z diody a pasivních prvků /33/, /34/.

4.3 Časový diagram spínání elektromagnetu

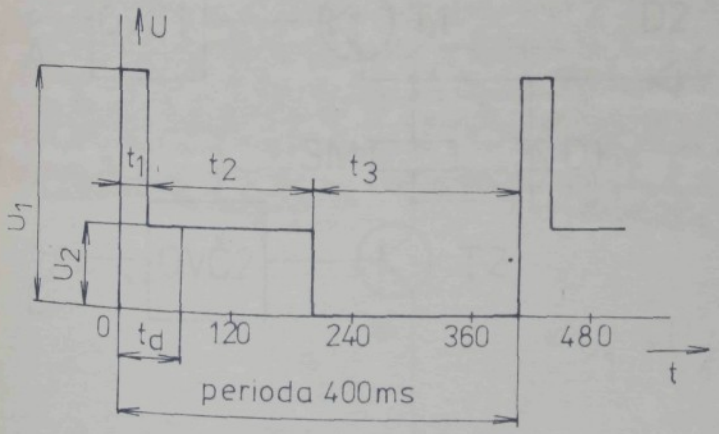
V uvažované aplikaci je kotva dvojčinného stejnosměrného elektromagnetu spojena s posuvným pravítkem volicího mechanismu listového stroje KSV /40/. Jednočinné části přesouvají podle potřeby a synchronně s otáčkami listového stroje posuvné pravítko z jedné do druhé krajní polohy a zpět. Pro dosažení projektovaných pracovních parametrů listového stroje

KSV /40/ musí elektromagnety pracovat ve dvou různých režimech. Časový diagram jednoho režimu, který představuje nepřetržitý periodický chod, je na obr. 4.1.



Obr. 4.1 Časový diagram nepřetržitého chodu

Časový diagram je uveden pro otáčky hlavního hřídele listového stroje $n = 5\ s^{-1}$ tj. perioda spínání 200 ms. Otáčky tkacího stavu jsou dvojnásobné. Po dobu t_1 je elektromagnet napájen zvýšeným napětím U_1, po dobu t_2 napětím U_2. Na obr. 4.2 je nakreslen časový diagram druhého pracovního režimu, představující přetržitý chod s periodou 400 ms při otáčkách $n = 5\ s^{-1}$.



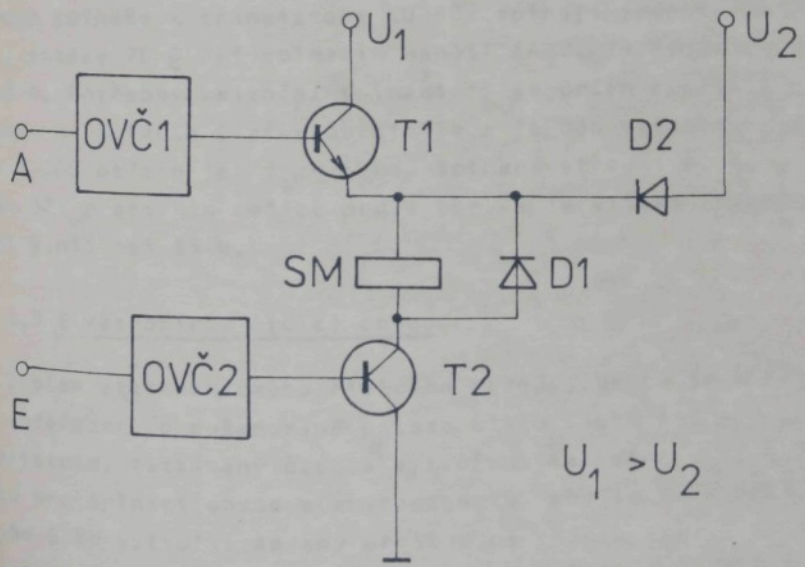
Obr. 4.2 Časový diagram přetržitého chodu.

Po dobu t_3 není uvažovaná jednočinná část v činnosti a napájecí napětí je přivedeno na druhou jednočinnou část elektromagnetu. Podle zvoleného vzoru tkaní mohou být jednočinné části elektromagnetu v chodu podle časových diagramů několik period za sebou. Funkce listového stroje vyžaduje, aby volba polohy posuvného pravítka byla ukončena za dobu t_d, odpovídající úhlu 120° otočení hlavního hřídele.

Napětí U_1 volíme u konkrétního elektromagnetu tak, aby za dobu $t_1 < t_d$ došlo k bezpečnému sepnutí elektromagnetu a napětí U_2 tak, aby síla vyvozovaná elektromagnetem v sepnutém stavu byla dostatečná pro bezpečné přidržení kotvy s posuvným pravítkem ve zvolené poloze. Pro zvolená napětí U_1 a U_2 kontrolujeme tepelné zatížení v pracovním režimu (srovněj kap.5). Při návrhu je dále třeba uvážit mezní hodnoty použitého spínacího tranzistoru.

4.4 Spínací obvod pro dvoustavové spínání elektromagnetu

Pro dvoustavové spínání jednočinných částí dvojčinného elektromagnetu byl navržen a realizován elektronický spínač /41/, jehož principiální skupinové schéma je na obr. 4.3.



Obr.4.3 Skupinové schéma dvoustavového tranzistorového spínače

Na obr. 4.3 je zakreslena cívka jednočinné části elektromagnetu a označena SM. Vstupní řídicí signály přicházející z jednotky řízení (srovnej obr. 1.1) na vstupy A a E jsou pravoúhlé pulzy s úrovněmi TTL. Bloky OVČ 1 a OVČ 2 slouží ke galvanickému oddělení řídicí jednotky od spínacích tranzistorů. Vzestupná hrana obou pulzů je synchronizována polohou hřídele listového stroje. Doba trvání pulzu na vstupu A odpovídá době t_1 podle časových diagramů na obr. 4.1 a 4.2. Doba trvání pulzu na vstupu E je $t_1 + t_2$. Pulz na vstupu A uvede tranzistor T 1 do vodivého stavu a ten připojí jeden konec vinutí cívky elektromagnetu SM na zvýšené napětí U_1. Současně pulz na vstupu E sepne tranzistor T_2, který spojí druhý konec cívky elektromagnetu SM na záporný pól zdroje. Po skončení pulzu na vstupu A je elektromagnet SM napájen přes diodu D 2 napětím U_2 až do doby ukončení pulzu na vstupu E. Dioda D 1 tvoří přepěťovou ochranu tranzistoru T 2. Podrobné schéma spínače je uvedeno v /42/.

Uvedené zapojení dvoustavového spínače je původní a při praktických zkouškách splnilo všechny požadavky. Výkonový spínač je společný pro 16 jednočinných částí elektromagnetů a spíná podle zvoleného pracovního režimu současně maximálně 8 jednočinných částí tj. proud 4,9 A při spínacím napětí 43 V. Výkonové spínače s tranzistory KU 602 spínají jednotlivé části tj. zátěže 70 Ω při spínacím napětí 14 V. To odpovídá proudu 0,2 A. Potřebný kmitočet spínání f_s je určen rychlostí otáčení n hřídele listového stroje a je dán vztahem $f_s = n/60$. Pro n = 300 ot/min je f_s = 5 Hz. Spínaný střední elektrický příkon při pracovním režimu podle obr. 1 je vlivem indukčních zátěží menší než 85 W.

4.5 Elektronický řídicí obvod

Úkolem elektronického řídicího obvodu obecně je zpracování informace o požadované poloze listu listového stroje pro příslušný zatkávaný útek a vytvoření takového výstupního povelu pro spínací obvod elektromagnetu, aby se před zatkáním dalšího útku vytvořil žádaný prošlup na tkacím stavu. Informace o poloze listů a jejich sekvenci, určující žádaný vzor tkaniny, je uložena v elektronické paměti EPROM. Pro každý

útek tj. pro půlotáčku listového stroje je v paměti EPROM vyhrazeno jedno n-bitové slovo, kde n je počet listů. Každému listu tedy odpovídá 1 bit, jehož logická úroveň L nebo H odpovídá horní nebo dolní poloze listu. Na začátku každého, v paměti uloženého vzoru, jsou 2 byte rezervovány pro informaci o délce raportu tj. o délce stále se opakující sekvence polohy listů.

Program pro řízení je rovněž uložen v paměti EPROM. Algoritmus řízení je dán logickými funkcemi pro levou L a pravou P jednočinnou část elektromagnetu.

$$L_i = m.X_i(k).\overline{X_i(k-1)} + \overline{m}.\overline{X_i(k)} \;.\; X_i(k-1)$$

$$P_i = \overline{m}.X_i(k).\overline{X_i(k-1)} + m.\overline{X_i(k)} \;.\; X_i(k-1) \;. \qquad (4.4)$$

Index i = 1 ... n označuje bit slova pro elektromagnet příslušného listu, k je číslo kroku, m = 0 pro 1. půlotáčku, m = 1 pro 2. půlotáčku hřídele listového stroje. Z rovnic je zřejmé, že nastavení jednočinných části elektromagnetů závisí kromě položadované polohy X(k) také na natočení hřídele (m = 0 nebo 1) a dále na předcházející poloze listů $X_i(k-1)$.

Pro elektronickou řídicí jednotku byla použita procesorová deska JPR-1 systému mikropočítače SAPI-1, pracující s mikroprocesorem 8080 /43/. Tento procesorový obvod pracuje samostatně s kapacitou paměti EPROM 4 kB, RAM 1 kB s 24 vstupy, 24 výstupy a 8 úrovněmi přerušení s logickými úrovněmi TTL. Výstupy jsou schopny budit přímo diody LED optických vazebních členů, které tvoří vstupní obvody interface. Obvodové schéma elektronické řídicí jednotky je uvedeno v příloze IX. Výstupní povely pro jednotlivé elektromagnety jsou vedeny z portu 2 procesorové jednotky na interface a po výkonovém zesílení na elektromagnety.

Programově je zajištěno, že po zapnutí řídicí jednotky /38/ se nalezne počáteční a koncová adresa vzoru. Program pak čeká na synchronizační pulz vyvolaný ve snímačích polohy UBM umístěných na hřídeli listového stroje. Po příchodu synchronizačního pulzu vyšle mikroprocesor na port 2 obsah paměťových míst vzorů a na portu 1 nastaví po programově zvolenou

dobu výstup 7 na úroveň H. Po skončení těchto programových kroků připraví mikroprocesor adresu vzoru pro další útek a čeká na synchronizační pulz. Tento programový cyklus se opakuje. Podrobný popis řídicí jednotky je uveden v /38/ a /42/.

5. TEPELNÉ POMĚRY PŘI CHODU ELEKTROMAGNETU

5.1 Oteplování a ochlazování elektromagnetu při trvalém napájení stejnosměrným napětím

V souladu s rovnicí energetické rovnováhy (2.1) dochází k oteplování elektromagnetu ztrátami, vznikajícími v činném odporu vinutí cívky a ztrátami magnetickými. Magnetické ztráty se skládají ze ztrát hysterézních a ztrát vlivem vířivých proudů. V porovnání se ztrátami elektrickými jsou ztráty magnetické obvykle 10 až 20krát menší /1/.

Ztrátové teplo se šíří do okolního prostředí kombinací tří způsobů, tj. vedením, prouděním a sáláním, přitom obvykle jeden způsob přestupu do okolí převládá.

Stupeň využití elektromagnetu a dovolené trvalé oteplení je určeno izolací vinutí cívky. Nejvyšší přípustné teploty jsou určeny třídou použité izolace a obvykle nepřesahují 130^{0}C /37/.

Při studiu tepelných jevů považujeme elektromagnet pro jednoduchost za homogenní těleso s nekonečnou tepelnou vodivostí. Předpokládáme, že teplo, přestupující do okolí, je přímo úměrné rozdílu teploty tělesa a okolí. Tento předpoklad je částečně splněn při šíření tepla vedením a prouděním. Vliv sálání, kde je přestupující teplo úměrné rozdílu čtvrtých mocnin absolutních teplot, se při prakticky se vyskytujících teplotách elektromagnetů neuplatní.

Rovnice tepelné rovnováhy při konstantním zatížení má tvar /37/

$$Q.dt = q.\ \Delta\vartheta\ .dt + c.d(\Delta\vartheta\ ) \qquad (5.1)$$

kde Q je celkové teplo, vznikající v elektromagnetu za jednotku času

q je teplo, přestupující z elektromagnetu do okolí za jednotku času a při rozdílu teplot $1^{\circ}C$

c je tepelná kapacita tělesa elektromagnetu, tj. množství tepla, potřebné na zvýšení teploty tělesa o $1^{\circ}C$

$\Delta\vartheta$ je rozdíl teploty elektromagnetu a okolí.

Prvý výraz pravé strany rovnice (5.1) je teplo, odevzdané v ustáleném stavu do okolí a druhý výraz reprezentuje teplo, které způsobuje zvýšení teploty elektromagnetu.

Řešením rovnice (5.1) separací proměnných a integrací při počátečních podmínkách v čase $t = 0$, $\Delta\vartheta = \Delta\vartheta_o$, dostaneme oteplovací rovnici

$$\Delta\vartheta = \Delta\vartheta_n(1 - e^{-t/T_a}) + \Delta\vartheta_o . e^{-t/T_a} \qquad (5.2)$$

kde $T_a = \frac{c}{q}$ je oteplovací časová konstanta a

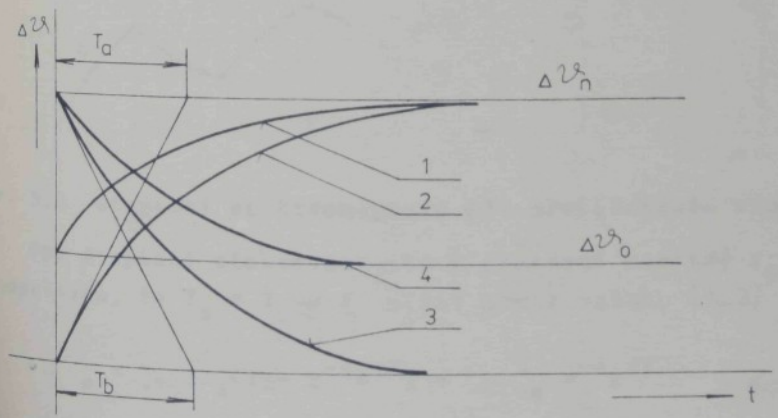
$\Delta\vartheta_n = \frac{Q}{q}$ konečné ustálené oteplení elektromagnetu.

Pro ochlazování dostaneme podobným způsobem rovnici

$$\Delta\vartheta = \Delta\vartheta_n(1 - e^{-t/T_b}) \qquad (5.3)$$

kde T_b je ochlazovací časová konstanta.

Exponenciální průběhy, vyjadřující idealizovaný proces oteplování a ochlazování elektromagnetu jsou uvedeny na obr. 5.1.



Obr. 5.1 Oteplovací a ochlazovací křivky elektromagnetu

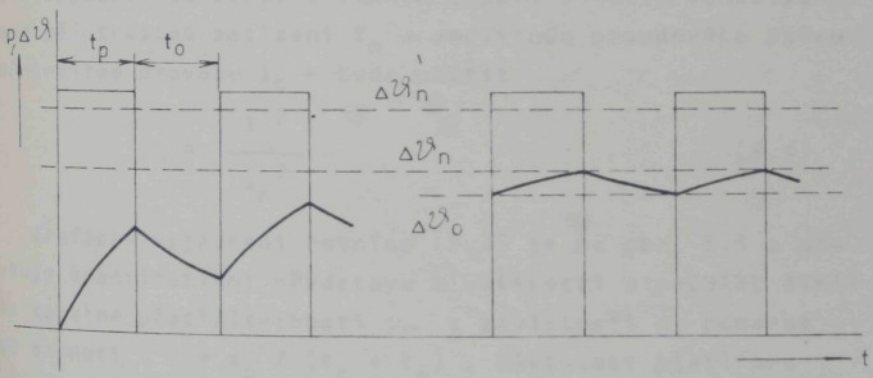
Rovnici (5.2) odpovídá průběh 1, průběh 2 platí pro oteplování při $\Delta\vartheta_o = 0$. Ochlazování podle rovnice (5.3) odpovídá průběh 3 a ochlazování k teplotě $\Delta\vartheta_o$ průběh 4 podle rovnice (5.4).

$$\Delta\vartheta = \Delta\vartheta_n e^{-t/T_b} + \Delta\vartheta_o (1 - e^{-t/T_b}) \qquad (5.4)$$

Skutečné průběhy oteplovacích a ochlazovacích křivek se od exponenciálních průběhů liší. Experimenty ukazují /37/, že největší odchylka časové konstanty je na začátku oteplování.

5,2 Přerušovaný chod elektromagnetu

Při přerušovaném chodu se střídají čas pracovní t_p, kdy je elektromagnet připojen k napájecímu napětí, s časem t_o kdy je elektromagnet bez napětí. Po dostatečně velkém počtu cyklů se oteplení elektromagnetu ustálí mezi hodnotou $\Delta\vartheta_n$ a $\Delta\vartheta_o$. Idealizovaný průběh procesu oteplení elektromagnetu je znázorněn na obr. 5.2. Mechanické zatížení elektromagnetu a napájecí napětí U je konstantní.



Obr. 5.2 Oteplení elektromagnetu při přerušovaném chodu.

Pro oteplení elektromagnetu v pracovní periodě t_p za předpokladu, že $T_a = T_b = T$ platí podle vztahu (5.2)

$$\Delta\vartheta_n = \Delta\vartheta_n (1 - e^{-t_p/T}) + \Delta\vartheta_o \cdot e^{-t_p/T} \qquad (5.5)$$

Pro dobu klidu t_o dostaneme z rovnice (5.3)

$$\Delta\vartheta_o = \Delta\vartheta_n e^{-t_o/T} \qquad (5.6)$$

Poměr ztrát při krátkodobém zatížení ke ztrátám při trvalém zatížení je v literatuře (např. /37/) označován jako činitel tepelného přetížení $p_{\Delta\vartheta}$. Pokud je oteplení úměrné ztrátám lze činitele tepelného přetížení vyjádřit jako poměr příslušných oteplení $\Delta\vartheta'_n$ a $\Delta\vartheta_n$. Přitom $\Delta\vartheta_n$ volíme podle maximálně přípustného oteplení pro danou třídu izolace vinutí.

$$p_{\Delta\vartheta} = \frac{\Delta\vartheta'_n}{\Delta\vartheta_n} \qquad (5.7)$$

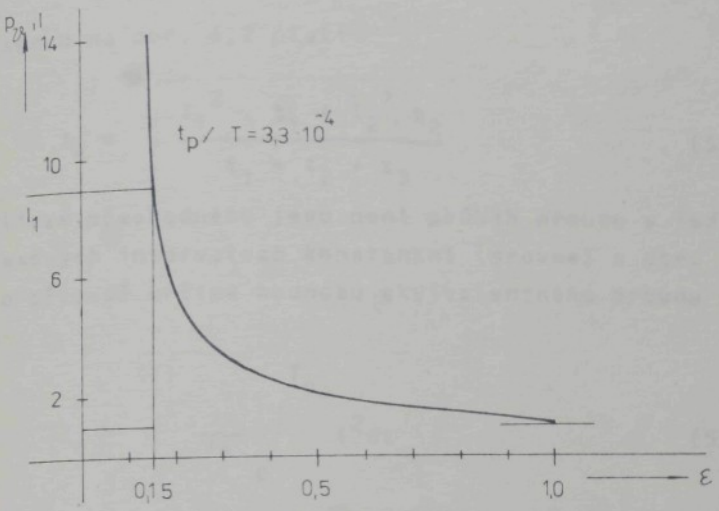
Úpravou rovnic (5.5) a (5.6) dostaneme pro činitele tepelného přetížení $p_{\Delta\vartheta}$ výraz

$$p_{\Delta\vartheta} = \frac{1 - e^{-(t_p + t_o)/T}}{1 - e^{-t_p/T}} \qquad (5.8)$$

Zanedbáme-li ztráty magnetické, třením a ztráty vlivem mechanického rázu kotvy, můžeme činitele tepelné přetížitelnosti vyjádřit ze ztrát v činném odporu vinutí. Označíme-li proud při trvalém zatížení I_n a amplitudu proudového pulsu v přetržitém provozu I_1 - bude platit

$$p_{\Delta\vartheta} = \frac{I_1^2}{I_n^2} \qquad (5.9)$$

Grafické vyjádření rovnice (5.8) je na obr. 5.3 a poskytuje kvantitativní představu o velikosti a průběhu činitele tepelné přetížitelnosti $p_{\Delta\vartheta}$ v závislosti na poměrné době sepnutí $\varepsilon = t_p / (t_p + t_o)$. Závislost platí pro elektromagnet s tepelnou časovou konstantou T = 600s v přetržitém chodu s periodou $(t_p + t_o)$ = 200ms /31/. Z obrázku a použitím vztahu (5.9) lze stanovit, že pro uvažovaný elektromagnet lze volit $I_1 = 3I_n$ v přetržitém provozu s poměrnou dobou zapnutí ε = 15%.



Obr. 5.3 Vypočtená závislost činitele tepelné přetižitelnosti při přetržitém chodu na poměrné době sepnutí

5.3. Přetržitý chod elektromagnetu s vícestupňovým zatížením

Jak již bylo uvedeno, byla sledována taková alternativa napájení a ovládání stejnosměrného elektromagnetu, aby byla dosažena co nejkratší doba přítahu kotvy elektromagnetu při jeho plném tepelném využití. Pracovní diagram na obr. 4.1 znázorňuje mezní přetržitý chod elektromagnetu ve zvažované aplikaci. Pracovní diagram na obr. 4.2 představuje typický režim přetržitého chodu. Z obrázků je zřejmé, že po dobu t_1 je elektromagnet napájen napětím U_1, po dobu t_2 napětím U_2 a po dobu t_3 není elektromagnet napájen. Předpokládáme, že proudy v jednotlivých časových intervalech jsou konstantní a mají hodnotu $I_1 = U_1/R$ a $I_2 = U_2/R$. Zanedbáme-li magnetické ztráty a uvážíme pouze ztráty v činném odporu vinutí, můžeme pro řešení tepelného zatížení elektromagnetu podle dvoustupňových diagramů použít metodu ekvivalentních proudů /37/. Ekvivalentní stejnosměrný proud, který způsobí stejné ztráty ve vinutí po dobu jedné periody, bude pro diagram podle obr. 4.1

$$I_e = \sqrt{\frac{I_1^2 \cdot t_1 + I_2^2 \cdot t_2}{t_1 + t_2}} \qquad (5.10)$$

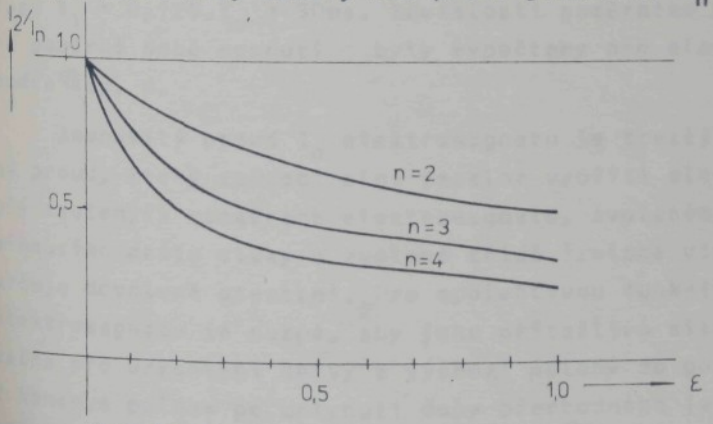
Pro diagram na obr. 4.2 platí

$$I_e = \sqrt{\frac{I_1^2 \cdot t_1 + I_2^2 \cdot t_2}{t_1 + t_2 + t_3}} \qquad (5.11)$$

Vlivem přechodného jevu není průběh proudu v jednotlivých časových intervalech konstantní (srovnej s obr. 2.1). V tomto případě určíme hodnotu ekvivalentního proudu podle vztahu

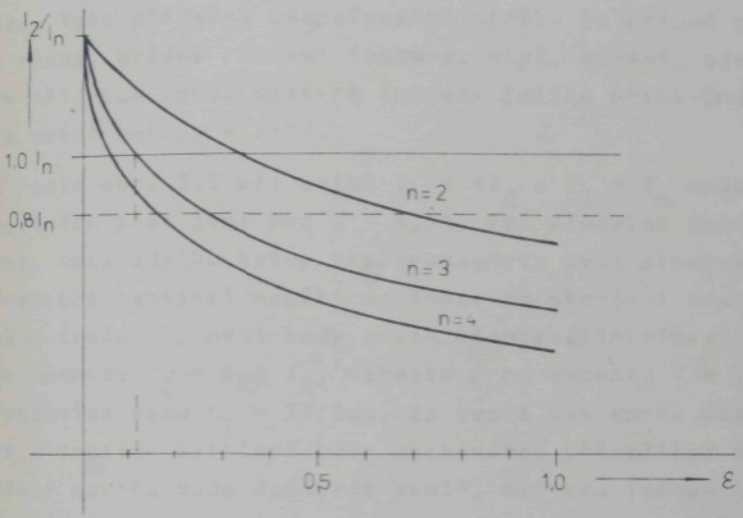
$$I_e = \sqrt{\frac{1}{T_o} \int_0^{T_o} i^2 dt} \qquad (5.12)$$

kde T_o je délka periody přetržitého chodu. Vyčíslení integrálu lze provést graficko-početně nebo např. na číslicovém počítači, známe-li závislost proudu na čase. Pro některé alternativy je výpočet ekvivalentního proudu naznačen v kap. 3.5. Pro přetržitý chod podle obr. 4.1 $(t_1 + t_2) = 200ms$ a pro proud $I_1 = nI_2$, kde $n = 2,3,4$ je na obr. 5.4 uvedena závislost poměrného proudu I_2, vztaženého k jmenovitému proudu I_n (zvolený podle třídy izolace a dovoleného oteplení), na poměrné době sepnutí ε. Poměrná doba sepnutí $\varepsilon = t_1 / (t_1 + t_2)$. Graf na obr. 5.4 určuje volbu proudu I_2 pro různé doby sepnutí tak, aby nedocházelo k tepelnému přetížení elektromagnetu. Z grafu je zřejmé, že proud I_2 musí být volen vždy menší, než proud jmenovitý I_n.



Obr. 5.4 Vypočtená závislost poměrného proudu I_2 na poměrné době sepnutí ε pro různé n.

Pro přetržitý chod podle obr. 4.2, kdy $T_o = t_1 + t_2 + t_3 =$ =400ms a pro poměr $I_1 = nI_2$, kde n = 2, 3, 4, je na obr. 5.5 uvedena závislost I_2 / I_n na poměrné době sepnutí ε .



Obr. 5.5 Vypočtená závislost poměrného proudu I_2 na poměrné době sepnutí ε pro různé n.

Z grafu je zřejmé, že např. pro n = 3 nedochází k tepelnému přetížení elektromagnetu, jestliže proud volíme $I_2 = I_n$ pro poměrnou dobu sepnutí $\varepsilon < 12,5\%$, což odpovídá času $t_1 = 0,125.T_o = 50ms$. Závislosti poměrného proudu I_2 na poměrné době sepnutí ε byly vypočteny pro elektromagnet podle kap. 6.

Jmenovitý proud I_n elektromagnetu je trvalý stejnosměrný proud, který způsobí plné tepelné využití elektromagnetu při zvolených rozměrech elektromagnetu, zvoleném průřezu vinoucího drátu cívky a zvolené třídě izolace vinutí, jež určuje dovolené oteplení. Pro spolehlivou funkci pohybového elektromagnetu je nutné, aby jeho přitažlivá síla byla dostatečná pro urychlení kotvy z výchozí polohy do polohy koncové. V koncové poloze po uplynutí doby přechodného jevu prochází vinutím ustálený jmenovitý proud I_n. Tento proud vyvozuje

přitažlivou sílu, obvykle několikrát větší, než je nutné pro spolehlivé přidržení kotvy v koncové poloze. Proud cívkou můžeme tedy po ukončení zdvihu kotvy snížit na hodnotu menší, než je jmenovitý proud I_n. Míra snížení závisí na potřebné velikosti přitažlivé síly pro koncovou polohu, která překonává všechny protipůsobící síly F_p, zvětšené o bezpečnostní složku. Tato přídavná bezpečnostní složka je případ od případu různá, určena různými faktory, např. chvění, odskoky kotvy při rázu apod. Některé způsoby jejího přibližného určení je možné nalézt v /21/.

Podle obr. 5.5 při volbě $I_1 = 4I_2$ a $I_2 = I_n$ nedochází k tepelnému přetížení pro $\varepsilon < 6,5\%$, což odpovídá době $t_1 =$ = 26ms. Doba zdvihu kotvy elektromagnetu byla stanovena pro čtyřnásobné napájecí napětí na 40ms. Po skončení impulsu s dobou trvání t_1 není tedy zdvih ukončen. Snížíme-li proud I_2 na hodnotu $I_2 = 0,8\ I_n$, vzroste ε na hodnotu $\varepsilon = 14,4\%$, což odpovídá času $t_1 = 57,6$ms. Za tento čas kotva ukončí zdvih a tepelné zatížení bude zachováno; přitažlivá síla po ukončení zdvihu bude 0,64krát menší, než pro jmenovité napájení. Zkontrolujeme, zda přitažlivá síla je dostatečná pro spolehlivé přidržení kotvy v koncové poloze.

5.4 Určení podílu magnetických a přídavných ztrát

Při rozborech tepelných poměrů byly zanedbány ztráty magnetizační, ztráty vířivými proudy a ztráty, způsobené třením a rázem.

Teplo Q_T vznikající v elektromagnetu za jednotku času při trvalém napájení elektromagnetu stejnosměrným proudem I způsobí oteplení elektromagnetu podle rovnice 5.2. Konečné oteplení za dostatečně dlouhý čas bude

$$\vartheta_{n1} = \frac{Q_T}{q} \qquad (5.13)$$

Obdobně konečné ustálené oteplení ϑ_{n2} pro případ, že vznikající teplo od celkových ztrát $Q_c = Q_T + Q_p$ je větší o teplo od přídavných ztrát Q_p, můžeme po dostatečně velkém počtu cyklů vyjádřit vztahem

$$\vartheta_{n2} = \frac{Q_c}{q} = \frac{Q_T + Q_P}{q} \qquad (5.14)$$

Vydělením rovnice (5.13) rovnicí (5.14) a po úpravě obdržíme vztah

$$\frac{Q_P}{Q_T + Q_P} = 1 - \frac{\vartheta_{n1}}{\vartheta_{n2}} \qquad (5.15)$$

určující podíl přídavných ztrát na celkových ztrátách v elektromagnetu při přetržitém chodu. Pomocí uvedeného vztahu (5.15) lze na konkrétním elektromagnetu určit velikost přídavných ztrát Q_p za předpokladu, že konečné oteplení ϑ_{n2} bylo změřeno při přetržitém chodu elektromagnetu, napájeném ekvivalentním proudem I_e, voleným rovným proudu I.

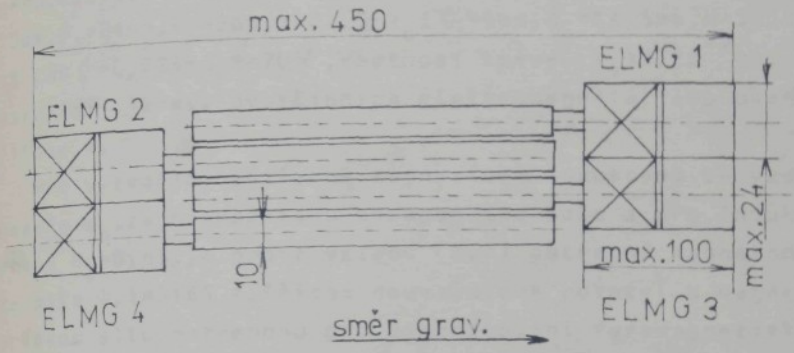
Oteplení stanovíme přibližně měření odporu R vinutí cívky.

6. NÁVRH, REALIZACE A EXPERIMENTÁLNÍ OVĚŘENÍ ELEKTROMAGNETU PRO PŘÍMOU VOLBU NA LISTOVÉM STROJI KSV

Pro dosažení projektovaných parametrů listového stroje KSV/40/ bylo třeba navrhnout vysouvací mechanizmus se stejnosměrným elektromagnetem pro vratný posuvný pohyb pravítka voličího mechanizmu listového stroje. U uvažované varianty LS bylo nutné splnit a respektovat tyto požadavky:

1. Hmotnost posuvného pravítka $m_p = 3.10^{-2}$ kg
2. Délka posuvu pravítka $x_o = 5.10^{-3}$ m
3. Maximální doba, za kterou musí být ukončen posuv pravítka z jedné do druhé polohy $t_d = 33\%$ času jedné otáčky hřídele LS (srovnej s obr. 4.1.)
4. Aktivní vratný pohyb pravítka druhým elektromagnetem při stejných dynamických podmínkách
5. Šířka voličího pravítka ve směru kolmém na směr pohybu 10^{-2} m
6. Osová vzdálenost pravítek ve směru kolmém na směr pohybu nesmí přesáhnout hodnotu $1{,}2.10^{-2}$ m
7. Upevnění voličího mechanizmu na boku LS s pravítky ve svislé poloze. Při pohybu vzhůru působí proti urychlující síle elektromagnetu tíhová síla pravítka a kotvy.
8. Pracovní prostředí olejová mlha. Vlivem tohoto prostředí vzroste odpor tření F_t až na hodnotu, která se přibližně rovná tíhové síle působící na pravítko ve svislé poloze. $F_t = m_p . g$
9. Maximální délka voličího mechanizmu ve směru pohybu pravítek i s připojenými elektromagnety smí činit 0,45m.

Na obr. 6.1 je uveden způsob uspořádání čtyř dvojčinných elektromagnetů ELMG1÷4 voličího mechanizmu, který splňuje rozměrová omezení zadání a určuje maximální rozměry dvojčinného elektromagnetu.

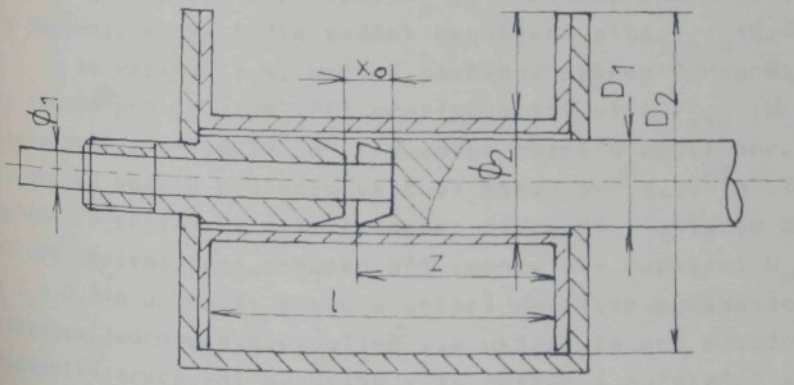


Obr.6.1 Uspořádání elektromagnetů a posuvných pravítek mechanismu LS

Na obr.6.1 je vyznačena poloha volicího mechanismu vzhledem ke směru gravitace a křížkem jsou označeny ty jednočinné části, které pracují proti směru gravitace.

6.1 Návrh stejnosměrného elektromagnetu

Elektromagnet musí splňovat požadavky uvedené v úvodu a svými rozměry nesmí přesahovat míry podle obr.6.1. Byl navržen stejnosměrný elektromagnet válcový s vtažnou kotvou s jednou pracovní vzduchovou mezerou podle obr.6.2.



Obr.6.2 Sestava jednočinné části elektromagnetu

Na obr.6.2 je nakreslena zjednodušená sestava jedno-

činné části navrženého elektromagnetu s uvedením hlavních rozměrů. Základní parametry mají tyto hodnoty: $l=39,5mm$, $D_1=10mm$, $D_2=24mm$, $x_o=5mm$, $z=21,5-x_o$, $\phi_1=4mm$, $\phi_2=14,5mm$, $N=3000$ záv. vodič CuS $\phi=0,224mm$, $R=70\Omega$. Hmotnost kotvy $m_k=3.10^{-2}kg$. Konstrukční výkresy dvojčinných elektromagnetů jsou uvedeny v příloze X.

Pro vytvoření potřebné magnetické indukce B ve vzduchové mezeře x_o, za předpokladu homogenního pole a pro indukci nasycení $B_s=0,8T$, je podle vztahu (3.3) potřebná magnetomotorická síla $N.i=3185$ A. Přitom neuvažujeme rozptyl a magnetomotorickou sílu potřebnou pro zmagnetování feromagnetických částí. Při plném využití prostoru pro uložení vinutí cívky a při proudové hustotě $\sigma=3,5A/mm^2$, je potřebný průřez okénka cívky $l.a=910mm^2$. Z obr.6.2 je zřejmé, že průřez l.a, který je ve zvoleném uspořádání k dispozici, činí zhruba $600mm^2$. To odpovídá magnetomotorické síle $N.i=630A$ a magnetické indukci $B=0,2.B_s$. Při uvedených rozměrových omezeních, lze zvýšení magnetické indukce B dosáhnout pouze zvýšením magnetizačního proudu.

Minimální tahovou sílu F_{min} pro překonání odporu tření a protipůsobící síly zemské tíže, můžeme vyjádřit vztahem

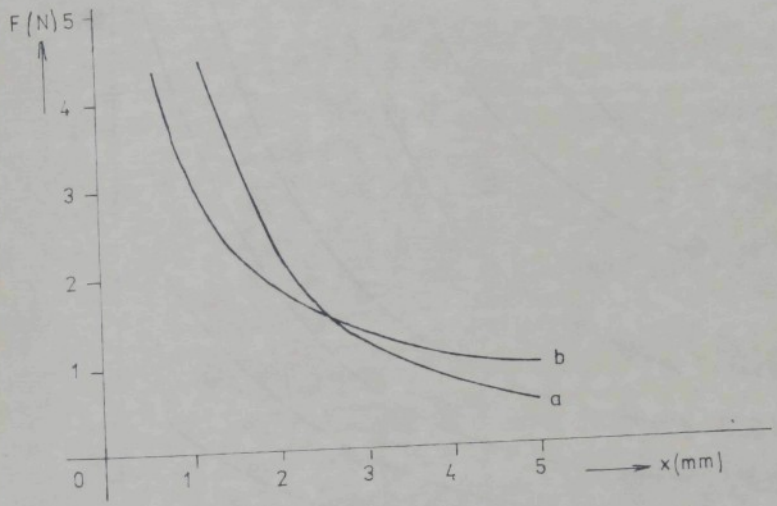
$$F_{min}=F_t+(m_p+m_k).g \quad , \qquad (6.1)$$

kde F_t je experimentálně zjištěná třecí síla podle požadavku 8., g je gravitační zrychlení, m_p je hmotnost pravítka a m_k je hmotnost kotvy. Podle zadání vypočtená síla $F_{min}=0,88N$.

Ze vztahu (3.4) určíme potřebný průřez S magnetického obvodu pro $B=0,2.B_s$. Při protipůsobící síle F_{min} je vypočtený průřez $S=8,6.10^{-5}m^2$. Při volbě rozměrů podle obr.6.2 je průřez omezen průřezem válcové kotvy $S=7,9.10^{-5}m^2$. Z uvedeného je zřejmé, že elektromagnet navržený s ohledem na rozměrová omezení, není schopen při jmenovitém napájení $U_n=9,8V$ a $I_n=0,14A$ urychlit kotvu a volící pravítko požadovaným způsobem. Jednoduchým výpočtem lze ukázat, že pro dosažení žádoucího zrychlení na dráze x_o je potřebná počáteční síla $F=2,7$ N. Toho lze dosáhnout krátkodobým zvýšením magnetizačního proudu.

6.2 Statické tahové charakteristiky

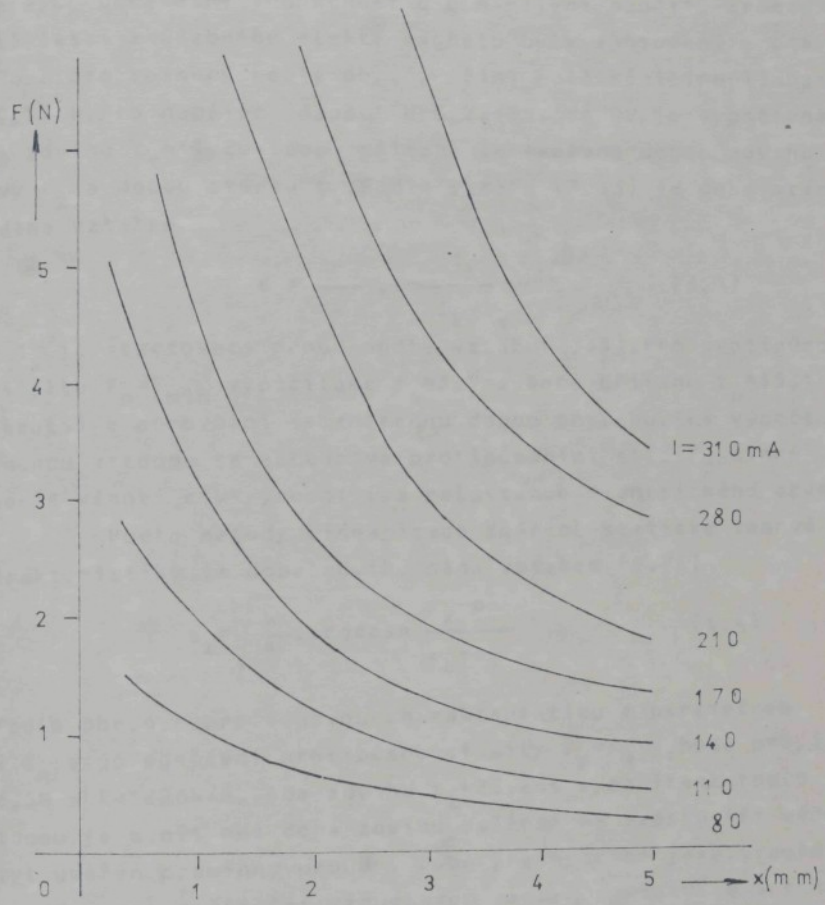
Na obr.6.3 jsou uvedeny statické tahové charakteristiky sledovaného elektromagnetu při jmenovitém napájení U_n=9,8V a I_n=0,14A. Závislost a představuje charakteristiku vypočtenou podle vztahu (3.22) a závislost b byla získána měřením na vzorku.



Obr.6.3 Statické tahové charakteristiky
a-vypočtená, b-změřená

Při výpočtu nebylo uváženo kuželové komolé zakončení pólů, což se projevilo menšími hodnotami vypočítané tahové síly vzhledem k hodnotám naměřeným pro velkou vzduchovou mezeru. Rovněž nebyl uvážen vliv parazitních vzduchových mezer, což se naopak projevilo při malých vzduchových mezerách, většími vypočtenými hodnotami tahové síly. Uvedené rozdíly hodnot naměřených a vypočtených statických sil nemají podstatný vliv na dynamické charakteristiky.

Na obr.6.4 jsou uvedeny změřené statické tahové charakteristiky sledovaného elektromagnetu pro různé hodnoty magnetizačního proudu. Z obr.6.4 je zřejmé, že síla F=2,7N, potřebná pro požadované urychlení kotvy a volicího pravítka je dosažená při magnetizačním proudu $2.I_n$=0,28A.



Obr.6.4. Změřené statické tahové charakteristiky stejnosměrného elektromagnetu pro KSV. Parametrem je ustálený proud I.

6.3 Analytický výpočet doby přitahu kotvy s připojeným volicím pravítkem

Z řady analytických metod výpočtu doby přitahu, uvedených v teoretické části, použijeme pro srovnání metody podle Moskvitina a metody linearizace změřených tahových charakteristik.

Podle vztahu (2.49) je doba zdvihu kotvy vyjádřená vztahem

$$t_z = \sqrt[4]{24 . m . \frac{x_0^2 L_0}{U^2}} \qquad (6.2)$$

kde m je celková urychlovaná hmotnost, x_o počáteční vzduchová mezera, L_o počáteční indukčnost a U napájecí napětí. Feromagnetické části zkušebního elektromagnetu byly zhotoveny z oceli 11376 a pro rozměry podle obr.6.2 činí počáteční indukčnost L_o=0,17 H. Pro napájecí napětí $U=U_n.2=19,6V\doteq 20V$ je vypočtená doba zdvihu t_z=11,2ms. Doba přítahu je tvořena dobou zdvihu kotvy t_z a dobou startu t_s. Podle vztahu (2.33) je doba startu t_s dána vztahem

$$t_s = \frac{L_o}{R} . \ln \frac{I_k}{I_k - I_s} , \qquad (6.3)$$

kde I_s je startovací proud podle vztahu (2.35). Pro protipůsobící sílu $F_p=F_{min}$ vypočítáme t_s=3,9ms. Doba přítahu t_p=15,1 ms je kratší v porovnání se změřenou dobou přítahu. Při výpočtu uvedenou metodou se zanedbává protipůsobící síla F_p, činný odpor R vinutí cívky, rozptyl a reluktance magnetického obvodu.

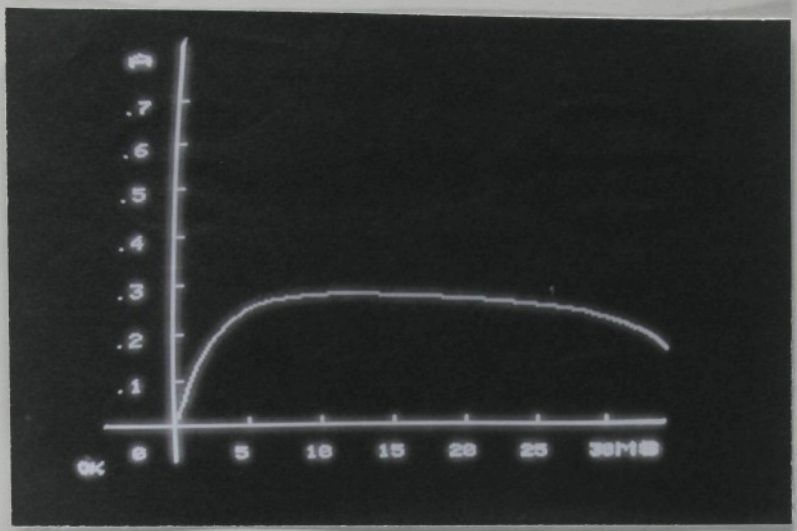
Podle metody linearizace změřené statické tahové charakteristiky je doba zdvihu dána vztahem (2.76)

$$t_z = \sqrt{\frac{m}{k}} . \operatorname{argcosh} \frac{x_k - p}{x_o - p} \qquad (6.4)$$

Podle obr.6.4 pro tahovou charakteristiku s parametrem $I=2.I_n$ a po odečtení protipůsobící síly $F_p=F_{min}$, bude $p=5,3.10^{-3}$, $q=6,5N$ a $k=1226N/m$. Doba zdvihu t_z=23,2ms vypočítaná touto metodou je menší než doba zdvihu změřená na vzorku. Při výpočtu nebyl uvážen proměnný proud v době přechodného jevu. Výpočet je uveden pro počáteční vzduchovou mezeru $x_o=5.10^{-3}$m a koncovou $x_k=1.10^{-3}$m a pro hmotnost m=0,06kg.

6.4 Výpočet dynamických charakteristik modelováním na osobním mikropočítači PMD-85 a porovnání vypočítané doby přítahu s dobou přítahu změřenou na vzorku

Podle programů uvedených v přílohách VI. až VIII. byl proveden výpočet dynamických charakteristik navrženého elektromagnetu. Na obr.6.5 je fotokopie dynamické charakteristiky, vyjadřující průběh proudu v době přechodného jevu, zobrazené na obrazovkovém displeji mikropočítače. V bodu charakteristiky, kde je proud minimální je ukončen přítah kotvy.



Obr.6.5Fotokopie dynamické charakteristiky i=f(t),U=20V.

Výpočet byl proveden pro tyto hodnoty modelových veličin:Urychlovaná hmotnost $m=m_k+m_p=0,06kg$

Protipůsobící síla $F_p=F_{min}=0,88N$

Efektivní průřez magnetického obvodu $S=7,9.10^{-5}m^2$

Materiálové konstanty mag.materiálu $C_1=3,3$, $C_2=10000$

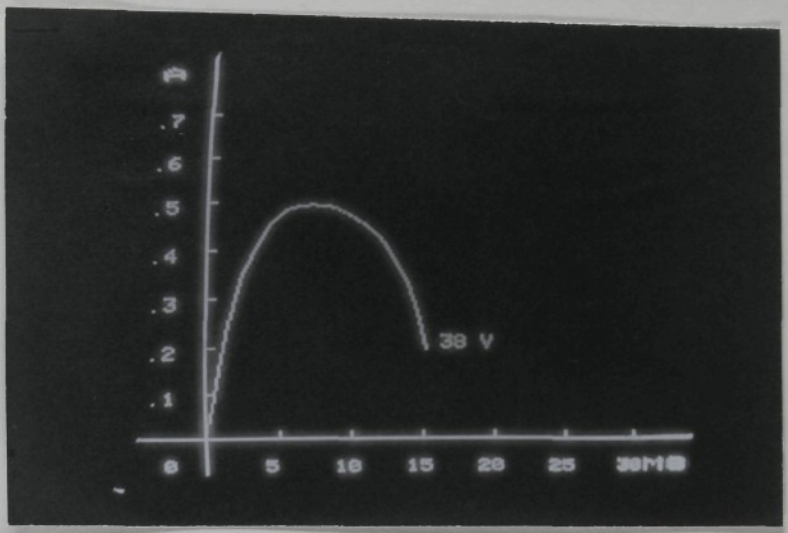
Napájecí napětí U=20V,zbývající parametry podle zadání a obr.6.2.

Doba přitahu odečtena z obr.6.5 činí přibližně 38ms. Podle upravených programů lze vypočítat a zobrazit i ostatní dynamické charakteristiky způsobem uvedeným v 3.kapitole.

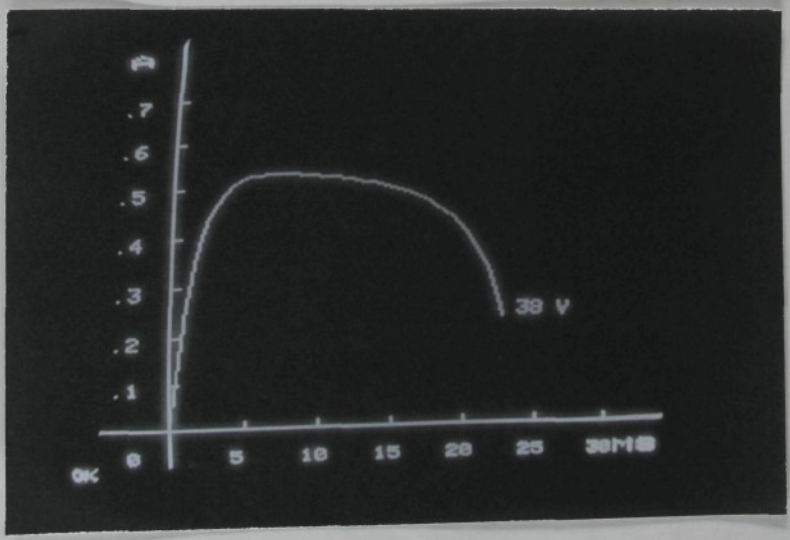
Na obr.6.6 je fotokopie dynamické charakteristiky vyjadřující průběh proudu v době přechodného jevu pro napájecí napětí $U=4.U_n=40V$.Ostatní modelové veličiny zůstaly zachované a doba přitahu se zkrátila na hodnotu $t_p=16ms$.

Na obr.6.7 je fotokopie dynamickécharakteristiky vyjadřující průběh proudu v době přechodného jevu pro napájecí napětí U=40V a při zmenšeném efektivním průřezu magnetického obvodu S na 84% plného průřezu.Ostatní modelové veličiny jsou stejné jako v předcházejících případech.Z obr.6.7 je zřejmé,že zmenšení průřezu magnetického obvodu se projeví v prodloužení doby přitahu na hodnotu $t_p=23ms$.Tento případ se týká té jedno-

činné části elektromagnetu,u které je vyvedeno mosazné táhlo pro připojení volicího pravítka.

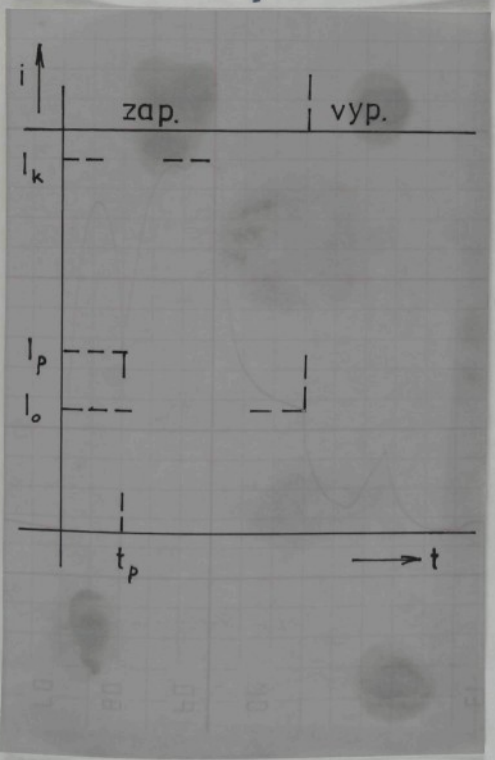


Obr.6.6 Fotokopie dynamické charakteristiky i=f(t),U=40V

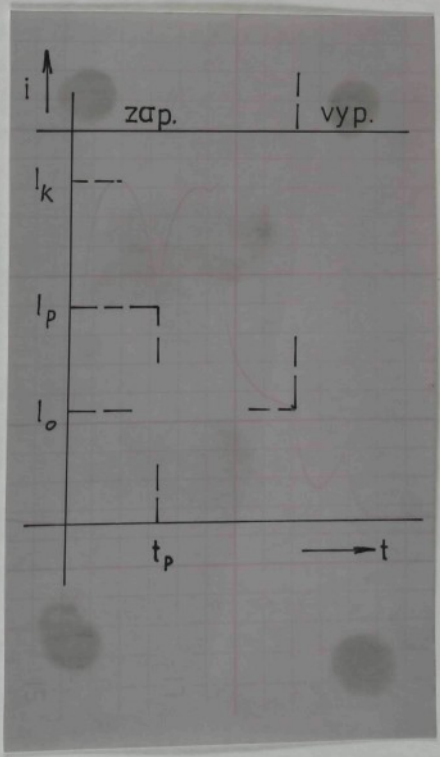


Obr. 6.7 Fotokopie dynamické charakteristiky i=f(t),S=0,84.S

Pro srovnání bylo na zhotovených elektromagnetech provedeno měření průběhu proudu v době přitahu oscilografem Honeywall. Na obr.6.8a,b jsou uvedeny oscilogramy typických průběhů proudů jednočinnými částmi dvojčinného elektromagnetu při střídavém přetržitém chodu jednočinných částí podle časového diagramu uvedeném na obr.4.2. Při měření byl volicí mechanismus s elektromagnety připevněn k listovému stroji v pracovní poloze. Řízení volicího mechanismu zabezpečovala elektronická řídicí jednotka podle přílohy IX.V paměti EPROM řídicí mikroprocesorové jednotky bylo uloženo 7 alternativ tkaných vzorů a zpožďovací program pro programové nastavení délky zvýšeného napěťového impulsu t_1=50ms. Měření bylo prováděno při n=375ot/min. listového stroje, což odpovídá periodě přetržitého chodu T=160ms. Doba t_3 podle obr.4.2 je polovinou periody T. Zvýšené napájecí napětí $U_1 \doteq 4.U_n$ a přídržné napětí $U_2 \doteq 1,4.U_n$. Měřítko časové osy 2ms/mm a měřítko proudové osy 0,01A/mm.



Obr.6.8a. Měřený průběh proudu



Obr.6.8b. Měřený průběh proudu

Na obr.6.8a je uveden změřený průběh proudu jednočinnou části elektromagnetu pracující proti směru gravitačního zrychlení s plným efektivním průřezem S magnetického obvodu. Z obrázku je zřejmé, že doba přítahu t_p=20ms, ustálený proud I_k=0,63A, proud po ukončení přítahu I_p=0,3A a ustálený proud při napájení přídržným napětím U_2 je I_0=0,21A. Na obrázku jsou vyznačené stavy zapnutí a vypnutí. Na obr.6.8b je uveden průběh proudu s redukovaným průřezem S' za jinak stejných podmínek. Doba přítahu se prodloužila na t_p=30ms. Proudy I_k=0,59A, I_p=0,37A a I_0=0,18A. Označení proudů odpovídá obr.2.1. Rozdíly mezi proudy I_k, I_p, I_0 na obr.6.8a a6.8b jsou způsobené rozdílnými úbytky napětí vznikající v tranzistorových spínačích při provozu osmi dvojčinných elektromagnetů na LS.

Srovnání vypočtených a naměřených dob přítahu je uvedeno v tabulce IV.

Tab.IV. Vypočtené a naměřené doby přítahu

$[t_p]$ =ms, F_p=0,88N, m=0,06kg, ostatní veličiny podle textu

Výpočet podle metody			Měřeno	Zvýšené	Průřez
Moskvitin	linearizace	PMD-85	na vzorku	napájecí napětí(V)	S (%)
15,1	23,2	38	35	20	100
11,8	12,2	16	20	40	100
rozpor	není	23	30	40	84

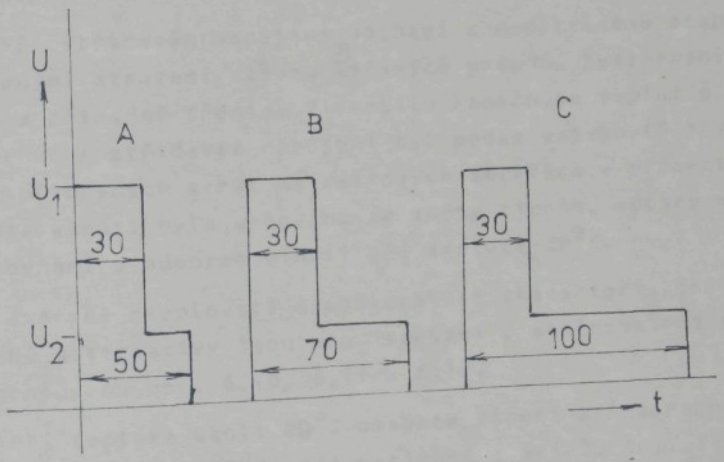
Z tabulky je zřejmé, že doby přítahu t_p vypočítané modelováním na PMD-85 se nejvíce přibližují hodnotám naměřeným na zhotovených elektromagnetech. Metoda podle Moskvitina poskytuje výsledky zatížené největšími chybami především proto, že se při výpočtu zanedbává činný odpor vinutí, protipůsobící síla, reluktance feromagnetických částí mag.obvodu a rozptyl. Vztah pro výpočet doby přítahu vede k rozporu při výpočtu se zmenšeným průřezem S.

U metody linearizace statické tahové charakteristiky byla uvážena protipůsobící síla a vychází se ze změřené charakteristiky. Odchylky vypočtených dob přítahu jsou způsobené neuvážením proměnného proudu v procesu přítahu. Pro efek-

tivní průřez $S' = 0,84.S$ nebyla statická tahová charakteristika měřena. S rostoucím napájecím napětím klesá vypočtená doba přítahu rychleji než skutečně naměřená na vzorku, což je způsobeno vzrůstem rozptylu magnetického toku, případně nasycením některé části magnetického obvodu.

6.5 Měření oteplování a ochlazování při přetržitém chodu elektromagnetu

Impulzní napájení elektromagnetu vede ke zvýšenému tepelnému namáhání izolace vinutí. Maximální dovolená teplota vinutí se syntetickými izolačními laky se pohybuje v rozmezí od 80°C do 130°C. Pro uvažovanou aplikaci se požaduje dosáhnout maximálního tepelného využití elektromagnetu. V kapitole 5. byl proveden teoretický rozbor tepelných poměrů, a cílem měření na vzorcích je stanovit průběh oteplení a ochlazování, a určit teplotu vinutí při různých pracovních režimech volicího mechanismu. Volicí mechanismus s osmi elektromagnety, tvořící ocelový monoblok, byl připojen k listovému stroji v pracovní poloze. Měření se prováděla pro tři pracovní varianty A,B a C mezního přetržitého chodu podle obr. 6.9.



Obr.6.9 Pracovní varianty A,B,C

Mezní přetržitý chod elektromagnetu nastává v případě, když během jedné otáčky listového stroje, odpovídající dvěma za sebou následujícím okamžikům volby, nedochází ke změně polohy výstupní páky.

Rozdíly mezi uvedenými variantami jsou zřejmé z obrázku 6.9. U varianty A činí perioda přetržitého chodu 50 ms, u varianty B 70 ms a varianty C 100 ms. Tomu odpovídají otáčky listového stroje 1200, 875, 600 ot/min. Doba t_1 zvýšeného napěťového impulzu byla v souladu s měřením doby přítahu zvolena t_1 = 30 ms, napětí $U_1 \doteq 4.U_n$ a $U_2 \doteq 1,4.U_n$.

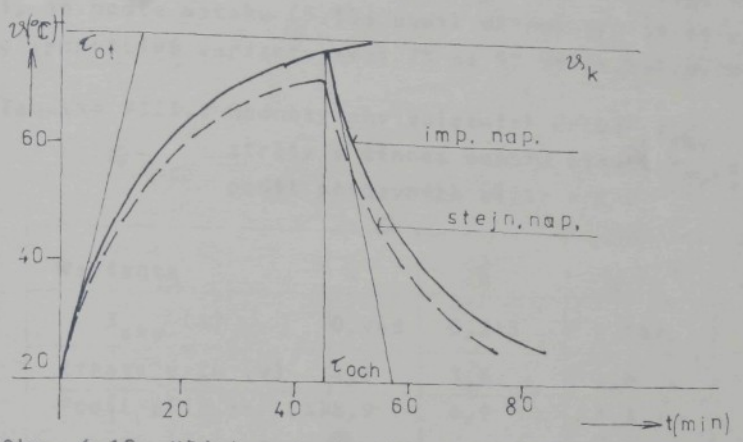
Elektromagnety byly napájeny dostatečně dlouhou dobu až do ustálení teploty stejnosměrným proudem I_{ekv} vypočítaným podle vztahu (5.10). Za předpokladu, že průběh proudu elektromagnetem sleduje pravoúhlý průběh napájecího napětí pro uvedené varianty. Při uvážení skutečného průběhu proudu elektromagnetem (např. obr. 6.8) bude proud I_{ekv} vypočítaný podle vztahu (5.12) menší. Pokles proudu vlivem vzrůstu činného odporu vinutí s teplotou byl ve výpočtu respektován zavedením středních hodnot proudu I_1 = 0,44 A a I_2 = 0,13 A. Vypočítané ekvivalentní proudy, hodnoty ztrát v činném odporu vinutí a podíl ztrát přídavných je pro uvedené pracovní varianty v tabulce VIII.

Při střídavém napájení dochází k dodatečnému oteplení přídavnými ztrátami vlivem vířivých proudů, hysterezních ztrát a případně třením. Z rozdílu konečných teplot při stejnosměrném a střídavém napájení byl podle vztahu (5.15) určen podíl přídavných ztrát na celkových ztrátách v procentech. Teplota vinutí byla určována ze změny činného odporu vinutí v porovnání s odporem vinutí při teplotě 20°C.

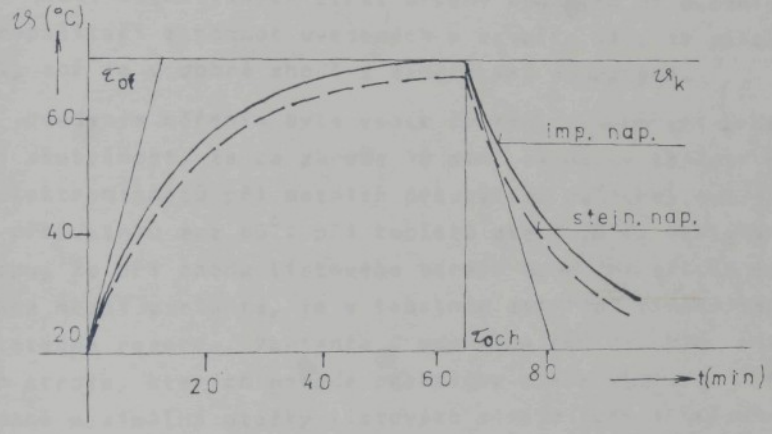
Změřené oteplovací a ochlazovací charakteristiky pro uvedené alternativy jsou pro impulzní a stejnosměrné napájení znázorněny na obr. 6.10, 6.11 a 6.12.

Při teplotě okolí 20°C dosáhne vinutí při variantě A teploty přibližně 80°C, při variantě B asi 70°C a při variantě C se teplota ustálí na 60°C. Při stejnosměrném napájení je z charakteristik zřejmé, že ustálená teplota je nižší. Tepelná časová konstanta zvoleného uspořádání elektromagnetů

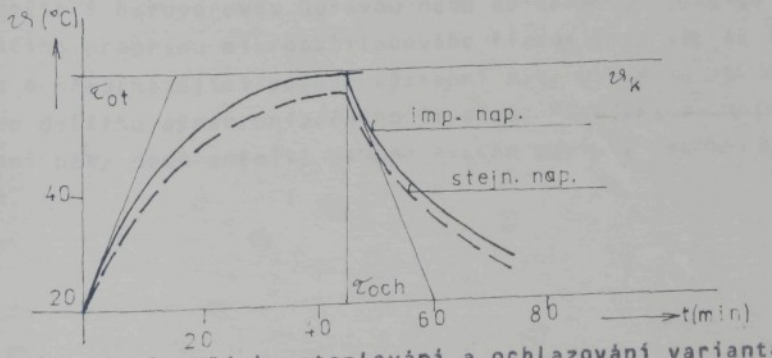
na volicím mechanismu $\tau = 840$ s.



Obr. 6.10 Křivka oteplování a ochlazování varianta A



Obr. 6.11 Křivka oteplování a ochlazování varianta B



Obr. 6.12 Křivka oteplování a ochlazování varianta C

Z rozdílů ustálených teplot při impulzním a stejnosměrném napájení, se podle vztahu (5.15) podíl přídavných ztrát pohybuje pro jednotlivé varianty mezi 7% až 9% ztrát celkových.

Tabulka VIII.: Hodnoty ekvivaletních proudů I_{ekv}, ztráty v činném odporu vinutí Z_{Cu} a podíl přídavných ztrát v % .

Varianta	A	B	C
I_{ekv} (A)	0,248	0,215	0,187
Ztráty v Cu (W)	4,9	3,6	2,8
Podíl příd.ztr.(%)	8,9	6,9	8,3

Podíl magnetických ztrát určený výpočtem na osobním mikropočítači z hodnot uvedených v tabulce III. je přibližně 6,6%, což je v dobré shodě s naměřenými hodnotami.

Uvedeným měřením byla vedle funkční schopnosti prokázána i skutečnost, že za zhruba 50 min. chodu se teplota vinutí elektromagnetů při mezních pracovních režimech nezvýší nad přípustnou mez 80°C při teplotě okolí 20°C. Vzhledem k tomu, že při chodu listového stroje bude jen zřídka požadována mezní varianta, je v tepelném zatížení elektromagnetů dostatečná rezerva. Varianta C odpovídá 600 ot./min. listového stroje, kterých nebude prakticky nikdy využito. Předpokládané maximální otáčky listového stroje byly stanoveny na 400 ot./min., což odpovídá 800 ot./min. tkacího stavu. Vyloučení mezního přetržitého chodu elektromagnetu je možné zabezpečit i hardverovou úpravou nebo softverovým zásahem do řídícího programu mikropočítačového řízení tak, aby se informace o předcházející poloze výstupní páky uchovala až do příchodu dalšího synchronizačního impulzu. Pokud se poloha výstupní páky nemá změnit, nebude vyslán zvýšený napěťový impulz.

7. ZÁVĚR

Postupné uplatňování elektronických a mikroprocesorových systémů při řízení textilních strojů vyžaduje mimo jiné řešit náhradu nebo rozšíření určitých mechanických uzlů elektrickými vysouvacími nebo nastavovacími členy. Přitom náhrada nebo záměna mechanického uzlu nebo jeho části těmito členy bude opodstatněná jen v případě zvýšení technických a ekonomických parametrů textilního stroje. Koncepce dalšího rozvoje elektronicky řízených listových strojů sleduje možnost dosáhnout vyšších pracovních rychlostí, zjednodušení mechanické části, rychlejší a ekonomičtější přípravu a výměnu medií, nesoucí informaci o tkaných vzorech a dosažení velkého raportu.

V práci jsou zváženy možnosti využití elektromechanického převodníku se stejnosměrným impulzně ovládaným elektromagnetem pro funkci nastavovacího nebo vysouvacího členu vykonávající malé posuvné vratné pohyby podle kinematických a dynamických požadavků ovládaného mechanismu textilního stroje. Jako příklad je uvedeno využití elektromechanického převodníku pro přímou volbu polohy volicího pravítka řadicího mechanismu listového stroje KSV a jeho elektronické řízení. Při omezených prostorových podmínkách má elektromagnet přesouvat pravítko z jedné do druhé krajní polohy se zdvihem 5 mm v čase do 30 ms. Využití přednosti elektronického řízení předpokládá vývoj rychlého elektromagnetu s krátkou dobou přítahu a znalost jeho dynamických charakteristik.

Přítah kotvy elektromagnetu je kontinuální proces, který pro usnadnění řešení je vhodné rozdělit na časové etapy. V etapě startu se pozvolna zvětšuje proud cívkou elektromagnetu, kotva je v klidu až do doby, kdy přitažlivá síla dosáhne hodnoty protipůsobících sil. V následující etapě zdvihu je kotva urychlována silou rovnou rozdílu přitažlivé síly a protipůsobících sil a v důsledku změny indukčnosti dochází k indukci protinapětí a k poklesu proudu cívkou.

v okamžiku ukončení přítahu je proud odebíraný z napájecího zdroje nejmenší. Po ukončení zdvihu se proud po určité době ustálí na hodnotě dané napájecím napětím a činným odporem vinutí. Z energetického hlediska dochází v době zdvihu kotvy k přeměně části magnetické energie akumulované v době startu v magnetickém obvodu v energii pohybovou. Během zdvihu kotvy se energie soustavy dále nezvětšuje.

Proces přítahu kotvy lze popsat soustavou diferenciálních rovnic, jejíž analytické řešení nebylo doposud získáno. V práci jsou uvedeny některé analytické metody řešení zjednodušené soustavy rovnic při zanedbání reluktance feromagnetických částí magnetického obvodu, rozptylu, vířivých proudů, protipůsobící síly a pod. a provedeno jejich porovnání s výsledky měření.

Pozornost byla především věnována určení dynamických charakteristik elektromagnetu v době přechodného jevu, tj. stanovení časových průběhů proudu $i = f(t)$, magnetické indukce $B = f(t)$, přitažlivé síly $F = f(t)$, dráhy $s = f(t)$ a rychlosti $v = f(t)$ kotvy elektromagnetu. K tomu účelu byla navržena numerická metoda výpočtu s využitím osobního mikropočítače PMD-85, která spočívá v tom, že se doba přítahu rozdělí na konečný počet malých časových intervalů, ve kterých se počítají hodnoty proudu i, magnetické indukce B, přitažlivé síly F, indukovaného napětí U_i, rychlost v a dráha s. Přitom se předpokládá, že proud i se v malém časovém intervalu mění lineárně a přechod do dalšího časového intervalu se provede lineární extrapolací. Numerická metoda výpočtu umožnila modelovat činnost elektromagnetu v době přechodného jevu a určit kvalitativní vliv modelových veličin např. urychlované hmotnosti, protipůsobící síly, geometrických rozměrů a vlastností magnetického obvodu, napájecího napětí, parametrů vinutí cívky apod. na průběh dynamických charakteristik. To umožňuje optimalizovat elektromagnet např. z hlediska nejkratší doby přítahu apod. Odladěné programy výpočtu v jazyku Basic-G jsou uvedeny v přílohách ve formě fotokopií pořízených z obrazovkové displeje mikropočítače.

Uvedenou metodou byl proveden návrh, výpočet a optimalizace stejnosměrného plášťového elektromagnetu s vtažnou kot-

vou pro listový stroj KSV. Verifikace výpočtů byla provedena porovnáním vypočtených časů přítahů s časy změřenými na zkušebních elektromagnetech zhotovených podle konstrukčních výkresů uvedených v příloze.

Při jmenovitém napájení stejnosměrného elektromagnetu nelze vzhledem k rozměrovým omezením zadání dosáhnout požadované dynamiky. S ohledem na pracovní režim převodníku bylo navrženo impulzní dvoustavové napájení elektromagnetu, kdy je na elektromagnet po určitou krátkou dobu připojeno zvýšené napětí a po ukončení zdvihu je napájecí napětí sníženo na nižší, přidržnou hodnotu. Krátkodobé napěťové převýšení umožňuje v době, kdy se v procesu přítahu ještě neprojevuje vliv indukovaného napětí, zvětšit energii akumulovanou magnetickým polem. Vliv zvýšeného napětí se nepříznivě projeví zvětšením tepelných ztrát, které se však vzhledem k přetržitému chodu elektromagnetu částečně kompenzuje.

Pro uvedený způsob napájení byl navržen, realizován a odzkoušen dvoustavový výkonový tranzistorový spínač řízený úrovněmi TTL pro osm elektromagnetů. S cílem dosáhnout maximálního tepelného využití elektromagnetů byla vypracována metodika hodnocení tepelného využití metodou ekvivalentních proudů a experimentálně ověřena na zhotovených elektromagnetech.

Elektromechanický převodník s impulzně napájeným stejnosměrným elektromagnetem pro nastavení volicího pravítka řadicího mechanismu listového stroje KSV splňuje požadavky zadání. Z teoretické analýzy a experimentálního ověření vyplývá, že za předpokladu pečlivé výroby a seřízení volicího mechanismu může být zajištěno řízení listového stroje až do 400 ot./min.

Otázky životnosti elektromagnetu a jejich spolehlivosti nebyly vzhledem k zaměření práce sledovány, nicméně hrají významnou roli při průmyslovém využití. Spolehlivý chod listového stroje po dobu 1 roku, tj. 3500 pracovních hodinách předpokládá hustotu spínání 12.000 sepnutí za hodinu a trvanlivost $4{,}2.10^7$ sepnutí. Uvedené hodnoty řádově odpovídají hodnotám zaručovaným výrobci elektromagnetů.

Podle vypracované numerické metody pro počítačový výpočet dynamických charakteristik byla navržena a zhotovena

skupina elektromagnetů, která byla zabudována do volicího mechanismu funkčního modelu listového stroje a dlouhodobě funkčně prověřována.

Vzhledem k výsledkům získaným při optimalizaci elektromagnetů a dobrého souhlasu s experimentem, lze uvedenou metodiku počítačového návrhu považovat za původní přínos k problematice návrhu stejnosměrného elektromagnetu i pro široké použití. Numerická metoda umožňuje zahrnout do výpočtu např. i průběh změny magnetické vodivosti nebo změnu indukčnosti obvodu, magnetické vlastnosti feromagnetických částí, různé průběhy protipůsobicích sil apod. Rozšíření uvedené metody spatřujeme v možnosti využit při výpočtu změřené statické tahové charakteristiky,která respektuje i vliv a změnu rozptylových polí. To umožní použít metody pro široký rozsah parametrů elektromagnetů pro různá použití.

Vypracovaná metodika hodnocení tepelného využití umožnila v úzké návaznosti na numerický výpočet ztrát a účinnosti elektromagnetu nalézt cesty a způsoby lepšího tepelného využití elektromagnetu. Otázka vířivých proudů je poměrně složitá a nebyla řešena, a to ani vliv vířivých proudů na vlastní silové účinky ani jejich vliv na velikost ztrát. Měřením oteplování navržených elektromagnetů bylo prokázáno, že přídavné ztráty nepřekračují 10%. Podíl hysterezních ztrát činí podle výpočtu zhruba 6%. Na ztráty vířivými proudy zbývají 4%. Při návrhu elektromagnetů s jinými parametry zůstává problematika vířivých proudů aktuální a je je třeba vhodnou konstrukcí a volbou feromagnetického materiálu s vysokým elektrickým měrným odporem co nejvíce potlačit. Tepelné využití elektromagnetů bude možné zvýšit použitím vodičů izolovaných syntentickými izolačními laky s vyššími maximálně přípustnými teplotami.

Závěrem chci upřímně poděkovat svému školiteli Prof.Ing. Jiřímu Zelenkovi,DrSc za všestrannou pomoc a podnětné rady v průběhu celého studia. Děkuji také všech spolupracovníkům za jejich pochopení v průběhu přípravy této práce.

8. SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

/1/ Gordon A.B., Slivinskaja A.G.: Elektromagnity postojanovo toka, Gosenergoizdat Moskva, 1960.

/2/ Hlávka I. a kolektiv: Elektrotechnika I., Fyzikální základy, část 1., SNTL Praha, 1968.

/3/ Cigánek L., Bauer M.: Elektrické stroje a přístroje, SNTL Praha, 1957.

/4/ Faktor Z. a kolektiv: Magneticky měkké materiály, SNTL Praha, 1960.

/5/ Reinboth H.: Vlastnosti a použití magnetických materiálů, SNTL Praha, 1975.

/6/ Dufek M., Hrabák S., Trnka Z.: Magnetické měření, SNTL Praha, 1964.

/7/ Kelly N.J., Wallace J.E.: The Analytical Desing and Evaluation of Electromagnets. AIEE Transactions, January 1957.

/8/ Tischer Z.: Druhy a vlastnosti magneticky měkkých materiálů naší výroby. ST 11 (1963) č.5, str.162-166.

/9/ Technická dokumentace n.p. Kovohutě Rokycany, 1980.

/10/ Moskvitin A.I.: Električeskije mašiny vozvratnopostupatelnovo dviženija, izd. ANSSSR, Moskva, 1950.

/11/ Katalog stejnosměrných elektromagnetů n.p. MEZ Postřelmov, 1978.

/12/ Angot A.: Užitá matematika pro elektrotechnické inženýry, SNTL Praha, 1960.

/13/ Ter-Akopov A.K.: Teoretičeskoje i experimentalnoje issledovanije bystrodějstvujuščich elektromagnitov postojannovo toka. Disertace 1955, Moskovsky energetičeskij institut.

/14/ Lysov N.E.: K razčotu dinamičeskich charakteristik elektromagnitov. Věstník elektropromyšlnosti č. 3, 1941.

/15/ Livčic N.A.: Opredělenije vremeni dviženija podvižnych organov elektromagnitnovo mechanizma při jevo srabátyvaniji. Věstník elektropromyšlnosti č.811,1940.

/16/ Sotskov B.S.: K voprosu o približonom rešeniji uzavreniji dviženija dlja podvižnoj sistemy rele. Automatika i telemechanika č. 4, 1951.

/17/ Pekker I.I.: Priměněnije metodov čislennovo integrirovanija dlja rasčeta dinamičeskich charakteristik elektromagnitov postojanovo toka. Trudy Moskovskovo energičeskovo instituta, vypusk VII., Gozenenergoizdat Moskva, 1951.

/18/ Schüler L.: Der Wirkungsgrad des Elektromagneten ETZ 1913 č. 22 a 23, str. 611-613 a 652-654.

/19/ Doležal I.: Rozšíření mikropočítače SM 50/40 - ústní sdělení KEL VŠST Liberec, 1984.

/20/ Návod k obluze mikropočítače PMD-85, Tesla Piešťany, 1985.

/21/ Rauch M., Bürger F.: Mechanische Schaltungssysteme, VEB Verlag Technik Berlin, 1983.

/22/ Mann H.: Využití počítače při elektrotechnických návrzích, SNTL Praha, 1984.

/23/ Kosorin D., Puzjak I.: Vplyv vírivých prúdov na prechodné stavy elektromagnetov, Elektrotechnický časopis.

/24/ Karasev V.S.: Vlijanije vichrevych tokov na perechodnyje procesy v elektromagnitach. Električestvo 1963, č. 9, str. 33-37.

/25/ Karasev V.A.: Rasčet dinamičeskich režimov elektromagnitov. Električestvo 1964, č.1, str. 39-44.

/26/ Lammerauer J., Štafl M.: Vířivé proudy.SNTL Praha, 1964.

/27/ Sedlický V., Vlk P., Werner K.: Studium možností použití mikroprocesorů pro řízení textilních strojů, zvláště strojů listových. Závěrečná zpráva fakultního úkolu VŠST Liberec, 1982.

/28/ Werner K., Vlk P., Sedlický V.: Návrh elektromagnetického převodníku k listovému stroji RL 600. Dílčí výzkumná zpráva úkolu N-324, VŠST Liberec, říjen 1981.

/29/ Perďoch J.: Převodník pro KSV. Diplomová práce FT VŠST Liberec, 1981.

/30/ Sonák J.: Elektromechanický převodník. Diplomová práce FT VŠST Liberec, 1980.

/31/ Pěchota V.: Silový člen pro elektronicky řízený pohyb platin žakárského stroje. Diplomová práce FT VŠST Liberec, 1981.

/32/ Werner K., Sedlický V., Vlk P.: K problematice elektromechanických převodníků. Výzkumná zpráva VŠST Liberec, 1982.

/33/ Uhlíř J., Slipka J.: Polovodičové impulsové a spínací obvody, SNTL Praha, 1976.

/34/ Budinský J.: Technika tranzistorových spínacích obvodů. SNTL Praha, 1963.

/35/ Čermák J., Navrátil J.: Tranzistorová technika. SNTL Praha, 1967.

/36/ Rischmüller K.: Schnell schalten mit Tranzistoren und Darlingstons. Elektronik 1985, č. 19, str.110-117.

/37/ Čilikiv M.G.: Elektrické pohony. SNTL Praha, 1956.

/38/ Werner K.: Experimentální vyšetřování elektromechanických převodníků. Dílčí práce úkolu N-325. FT VŠST Liberec, 1984.

/39/ Katalog polovodičových součástek. Tesla Rožnov, 1984.

/40/ Václavík M. a kol.: Listový stroj KSV. Zpráva o vyhledávacím výzkumu. KVÚ Elitex Liberec, 1985.

/41/ Werner K.: Elektrický vysouvaví mechanismus s elektromagnetem. Písemná část odborné zkoušky aspirantského minima. VŠST Liberec, 1984.

/42/ Werner K., Doležal I., Vlk P.: Elektronicky řízený listový stroj. Závěrečná zpráva úkolu N-326, VŠST Liberec, 1985.

/43/ Uživatelská dokumentace souboru SAPI 1, Tesla Elstroj, Liberec,1983-1984.

/44/ Sedlický V.: Elektronické řízení listového stroje. Kandidátská disertační práce, VŠST Liberec, 1981.

/45/ Vlk P.: Elektronické řízení listového stroje. Diplomová práce VŠST Liberec, 1979.

/46/ Talavášek O., Svatý V.: Bezčlunkové stavy. SNTL Praha, 1975.

9. SEZNAM PŘÍLOH

Příloha I. Magnetické vlastnosti některých magneticky měkkých materiálů. Převzato z technické dokumentace výrobce/9/.

Příloha II. Kladná větev hysterézní smyčky a magnetizační křivka(čárkovaně)magneticky měkkého materiálu Arema, ocel třídy 12014 a Behanit. Převzato z /4/.

Příloha III. Kladná větěv hysterézní smyčky a magnetizační křivka magneticky měkkého materiálu, ocel třídy 11376 s nezaručenými magnetickými vlastnostmi. Získáno měřením podle přílohy IV.

Příloha IV. Měření hysterézní smyčky materiálu, ocel třídy 11376 na vzorku.

Příloha V. Aproximace magnetizačních křivek a určení materiálových konstant C_1 a C_2.

Příloha VI. Program pro výpočet dynamických charakteristik stejnosměrného elektromagnetu na osobním mikropočitači PMD-85.

Příloha VII. Program pro výpočet a grafické zobrazení dynamických charakteristik s parametrem napájecí napětí U.

Příloha VIII. Program pro výpočet účinnosti stejnosměrného elektromagnetu na osobním mikropočitači PMD-85.

Příloha IX. Obvodové schéma elektronické řídicí jednotky.

Příloha X. Výkresová dokumentace navrženého elektromagnetu

PŘILOHA I.

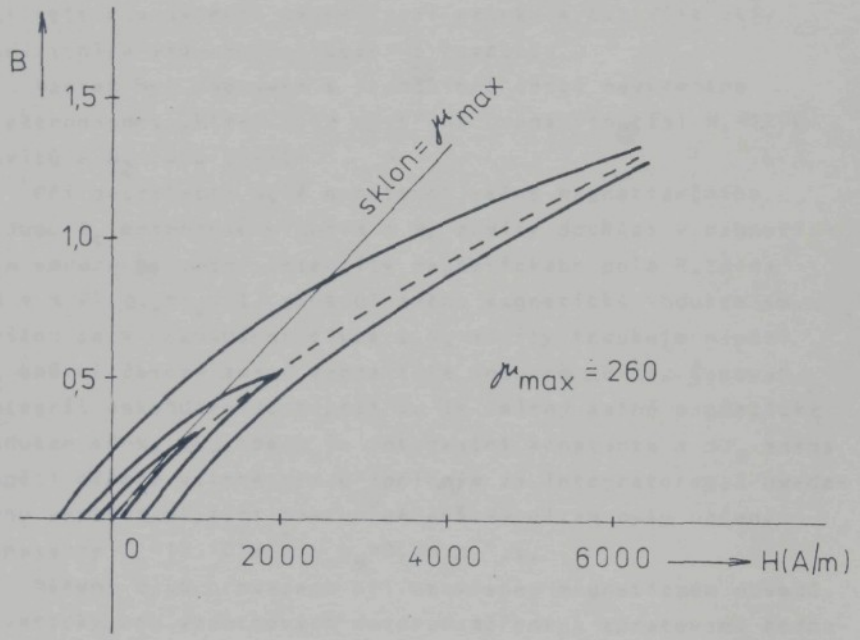
Magnetické vlastnosti některých magneticky měkkých materiálů.

Převzato z technické dokumentace výrobce / 9 /.

Materiál dle výrobního označení	Minimální permeabilita μ	Maximální permeabilita μ	max. H_c /A/m/	min. B_r /T/	min. B_s /T/
Py36	μ_{16} 1700	(8 000)	(24)	(0,5)	B_{300}(1,1)
Py50	μ_4 (2500)	15 000	24	(1)	B_{300} 1,25
Py50H	μ_4 (2500)	(15 000)	36	1,35	B_{300}(1,4)
Py76CuE$_3$	μ_4 15 000	(60 000)	2,8	(0,4)	B_{150} 0,7
Py76CuE$_4$	μ_4 8 000	(30 000)	4,5	(0,4)	B_{150}(0,7)
Py77V	μ_4 27 000	(120 000)	2,2	(0,5)	B_{150} 0,7
Py79M	μ_4 50 000	(140 000)	(1,5)	(0,27)	B_{150}(0,65)

PŘÍLOHA III.

Kladná větev hysterézní smyčky a magnetizační křivka (čárkovaná) magneticky měkkého materiálu, ocel třídy 11376, nezaručované magnetické vlastnosti. Hysterézní smyčka změřena stejnosměrnou metodou dle přílohy IV.



PŘÍLOHA IV.

Měření hysterézní smyčky a magnetizační křivky materiálu ocel třídy 11376 na vzorku.

Stejnosměrné metody měření magnetických vlastností materiálů jsou poměrně spolehlivé. Při měření se neuplatňuje vliv vířivých proudů ani se neprojeví povrchový jev. Vzorek bývá zhotoven ve tvaru toroidu z měřeného materiálu s rovnoměrně rozloženým primárním a sekundárním vinutím. Je třeba zajistit rovnoměrnou magnetizaci vzorku a potlačit vliv parazitních vzduchových mezer a rozptylu.

Vzorek byl zhotoven z jednočinné části navrženého elektromagnetu, která byla opatřena dvěma vinutími N_1=1200 závitů a N_2=1800 závitů.

Při dostatečně malé monotonní změně magnetizačního proudu I_1 primárním vinutím s N_1 závity dochází v magnetickém obvodu ke změně intenzity magnetického pole H. Změna $\Delta H = N_1/l.\Delta I_1 = k_H.\Delta I_1$ způsobí změnu magnetické indukce ΔB. Přitom se v sekundární cívce s N_2 závity indukuje napětí U_2 úměrné časové změně magnetické indukce $\Delta B/\Delta t$. Časový integrál sekundárního napětí U_2 je úměrný změně magnetické indukce $\Delta B = k_B.\Delta U_V$, kde k_B je integrační konstanta a ΔU_V změna napětí měřená voltmetrem připojeným za integrátorem. Z uvedeného vyplývá vlastní postup měření. Výpočtem byly určeny konstanty $K_H = 12.10^3 m^{-1}$ a $k_B = 0,86\ m^{-2}.s$.

Měření bylo provedeno při uzavřeném magnetickém obvodě, prakticky bez vzduchových mezer. Naměřené a zpracované hodnoty ΔH a ΔB jsou graficky znázorněné v příloze III.

PŘÍLOHA V.

Aproximace magnetizačních křivek některých dostupných magneticky měkkých materiálů podle Fröhlichova vztahu (2.27) a určení materiálových konstant C_1 a C_2.
C_1 vyjadřuje magnetickou indukci pro $H \to \infty$

$\frac{C_1}{C_2}$ určuje strmost nárůstu magnetizační křivky v počátku a je úměrný maximální permeabilitě.

Vzorek č.	Označení materiálu	C_1(T)	C_2(A.m^{-1})
1.	Ocel třídy 12014 AREMA	2,14	230
2.	BEHANIT	2,28	720
3.	Ocel třídy 11 376 nezaručované magnetické vlastnosti	3,3	10^4
4.	Py 36	1,9	225
5.	PY 77 V	1,1	22,6

PŘÍLOHAAVI. Program pro výpočet dynamických charakteristik stejnosměrného elektromagnetu na osobním mikropočitači PMD-85.

```
10 PRINT "NAPETI";:INPUT U
20 C1=1.3:C2=210:DT=0.0005:T2=0.05:LZ=.094
60 S=7.9E-5:N=3000:R=70:MI=12.5664E-7
100 FP=0.48:X0=.005:I=0:B1=0:I1=0:F1=0:V1=0
140 M=0.027:X=X0:GOSUB1000:I=I2/2
170 PRINT TAB(0);"T";TAB(10);"I";TAB(20);"B2"
175 PRINT TAB(30);"X"
180 FOR T=0 TO T2 STEP DT:GOSUB 1000
200 I=1.5*I2-0.5*I1:I1=I2:B1=B2:
220 F2=B2^2*S/(2*MI):F=(F1+F2)/2:F1=F2
250 FU=F-FP:IF FU<0 GOTO 340
270 DV=FU*DT/M:V2=V1+DV:V=(V1+V2)/2
300 V1=V2:DD=V*DT:X2=X-DD:X=X2:IFX<0GOTO360
340 PRINT TAB(0);T;TAB(10);I;TAB(20);B2;
345 PRINT TAB(30);X
350 NEXT T
360 END
1000 UI=U-I*R:B2=B1+UI*DT/(N*S)
1020 I2=B2*X/(MI*N)
1030 I2=I2+C2*B2*LZ/((C1-B2)*N):RETURN

OK
```

PŘÍLOHA VII. Program pro výpočet a grafické zobrazení dynamických charaktečristik s parametrem napájecí napětí U.

```
1 GCLEAR:PRINT "NAPETI U1":INPUT U1:GCLEAR
4 PRINT "NAPETI U2 ":INPUT U2:GCLEAR
6 POKE-15878,176
7 SCALE-5,35,-.08,.08:AXES 0,0
10 FORM=5TO30STEP5: MOVEM,0
11 FILL1,4;1:MOVE M-2,-0.08
12 LABEL1,1;M:NEXTM
15 FORM=0.1TO.8STEP.1:MOVE0,M
16 FILL4,1;1:MOVE-5,M-.02
18 LABEL1,1;M:NEXTM
21 MOVE-4,-.08
22 LABEL 1,1;0
23 MOVE-4,.8
24 LABEL 2,1;"A"
25 MOVE31,-.08
26 LABEL 2,1;"MS"
27 FORU=U1TOU2STEP5
28 MOVE0,0
30 C1=1.3:C2=210:DT=5E-4:T2=0.05:LZ=0.094
40 S=7.9E-5:N=3000:R=70:MI=12.5664E-7
50 FP=0.48:XO=0.005:I=0:B1=0:I1=0:F1=0:V1=0
60 M=0.027:X=XO:GOSUB 1000:I=I2/2
70 FOR T=0 TO T2 STEP DT:GOSUB1000

 * * *    STOP    * * *
```

```
[illegible]
[illegible] LABEL 2,1;"MS"
[illegible] FORU=U1TOU2STEP5
[illegible] MOVE0,0
[illegible] C1=1.3:C2=210:DT=5E-4:T2=0.05:LZ=0.094
40 S=7.9E-5:N=3000:R=70:MI=12.5664E-7
50 FP=0.48:XO=0.005:I=0:B1=0:I1=0:F1=0:V1=0
60 M=0.027:X=XO:GOSUB 1000:I=I2/2
70 FOR T=0 TO T2 STEP DT:GOSUB1000
80 I=1.5*I2-0.5*I1:I1=I2:B1=B2
90 F2=B2^2*S/(2*MI)
100 F=(F1+F2)/2:F1=F2:FU=F-FP:IFFU<0GOTO310
120 DV=FU*DT/M:V2=V1+DV:V=(V1+V2)/2:V1=V2
130 DD=V*DT:XD=X-DD:X=XD:
300 IF X<0 GOTO 325
310 PLOTT*1000,I2
320 NEXT T
325 LABEL 1,1;U"V"
350 NEXT U
370 END
1000 UI=U-I*R
1010 B2=B1+UI*DT/(N*S)
1020 I2=B2*X/(MI*N)
1030 I2=I2+C2*B2*LZ/((C1-B2)*N)
1040 RETURN

OK
```

PŘÍLOHA VIII. Program pro výpočet účinnosti stejnosměrného elektromagnetu na osobním mikropočítači PMD-85.

```
[illegible]
[illegible] C1=1.3, C2=210, DT=0.0005, T2=0.05, LZ=.094
[illegible] S=7.9E-5, N=3000, R=70, MI=12.5664E-7
100 FP=0.48, X0=.005, I=0, B1=0, I1=0, F1=0, V1=0
110 A1=0, Z1=0, W1=0
140 M=0.027, X=X0, GOSUB1000, I=I2/2
170 PRINT TAB(0);"T";TAB(10);"A2";TAB(20);"Z2
175 PRINT TAB(30);"W2"
180 FOR T=0 TO T2 STEP DT, GOSUB 1000
200 I=1.5*I2-0.5*I1, I1=I2, B1=B2,
220 F2=B2^2*S/(2*MI), F=(F1+F2)/2, F1=F2
230 A2=A1+U*I*DT, Z2=Z1+R*I^2*DT
250 FU=F-FP, IF FU<0 GOTO 340
270 DV=FU*DT/M, V2=V1+DV, V=(V1+V2)/2
300 V1=V2, DD=V*DT, X2=X-DD, X=X2, IFX<0GOTO360
310 W2=W1+F*V*DT
320 E1=W2/A2, E2=(W2+FP*(X0-X))/A2, ZM=A2-Z2-W2
330 A1=A2, Z1=Z2, W1=W2
340 PRINT TAB(0);T;TAB(10);A2;TAB(20);Z2;
345 PRINT TAB(30);W2
350 NEXT T
360 END
1000 UI=U-I*R, B2=B1+UI*DT/(N*S)
1020 I2=B2*X/(MI*N)
1030 I2=I2+C2*B2*LZ/((C1-B2)*N), RETURN

OK
```

a)

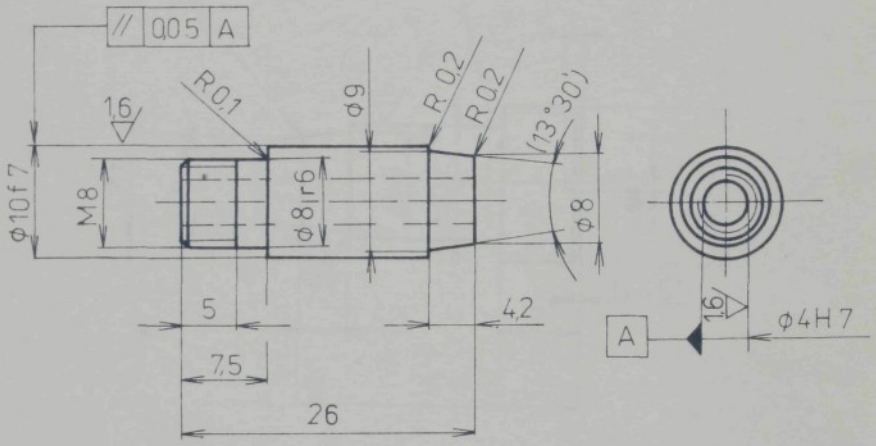
	Pól.nástavec							3V-01-4	5
	Pól.nástavec							5V-01-4	6
	Pól.trubka							4V-01-4	4
	Čelo							2V-01-4	3
	Čelo							2V-02-4	2
	Trubka							2V-03-4	1
	Cívka							V-02-4	3
	Podložka							3V-02-4	4
	Podložka							3V-01-4	3
	Táhlo							3V-03-4	2
	Jádro							3V-04-4	1
	Jádro							V-03-4	2
	Díl.svařovaný							1V-03-4	4
1	Díl svařovaný							1V-01-4	3
1	Díl svařovaný							1V-02-4	2
1	Díl svařovaný							1V-04-4	1
1	Jho							V-01-4	1
1	Elektromagnet							V-00-2	

WERNER

5:1

ELEKTROMAGNET

6,3



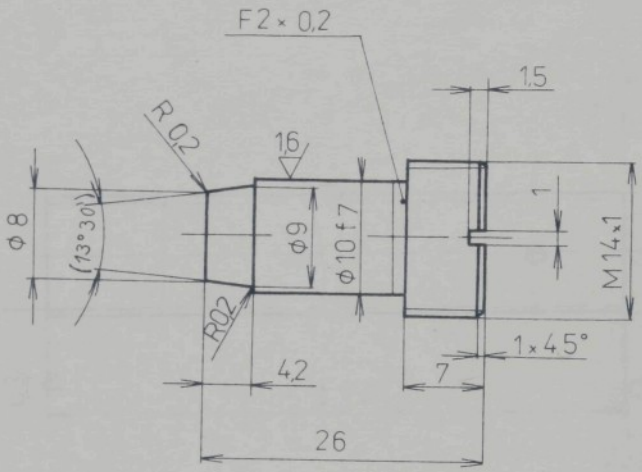
11376 V-00-2 5

WERNER

2:1

PÓL. NÁSTAVEC 6V-01-4

6,3

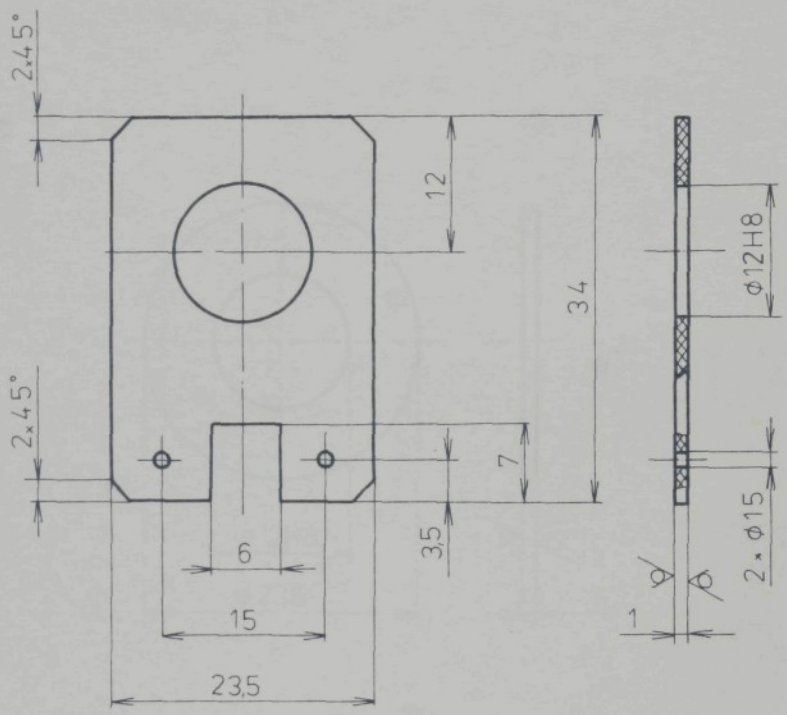


11376 V-00-2 6

WERNER

PÓL. NÁSTAVEC 5V-01-4

12,5



SKLOTEX.

V-02-4 3

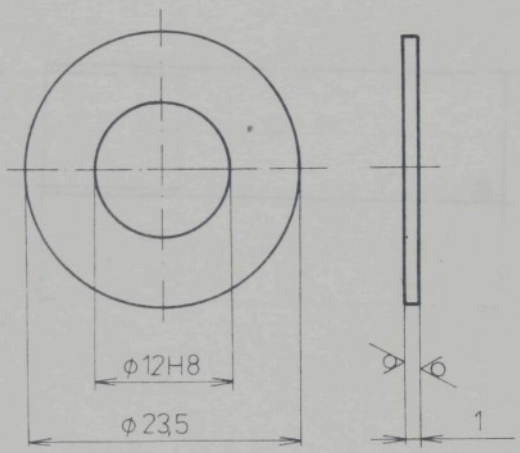
WERNER

2:1

ČELO

2V-01-4

12,5



SKOTEX, V-02-4 2

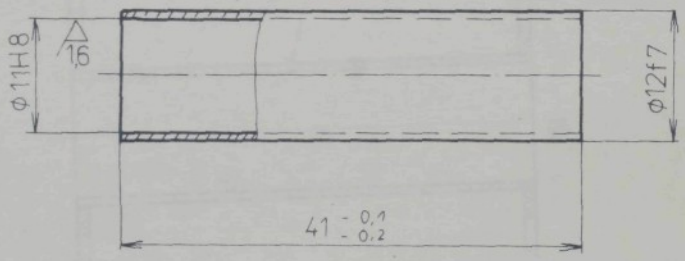
WERNER

1

ČELO 2 V-02-4

g

6,3 / ▽ /

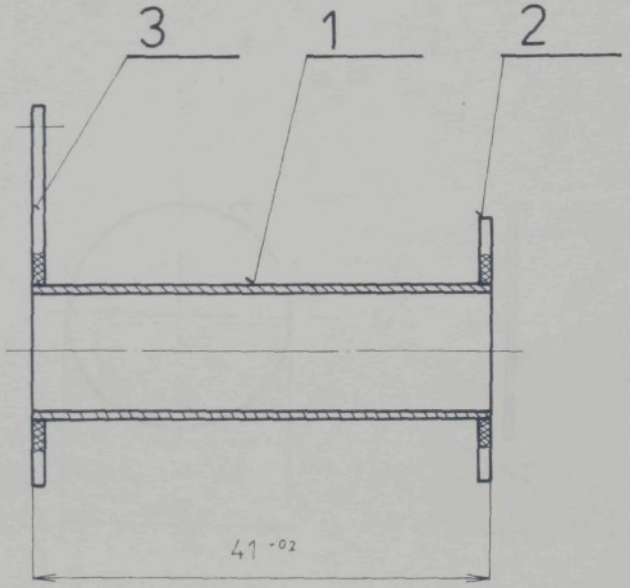


V-02-4 1

WERNER

:1

TRUBKA 2 V-02-4



V-00-2 3

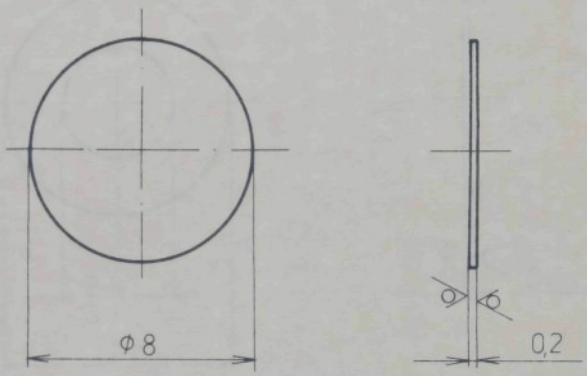
WERNER

1:1

CÍVKA

V-02-4

12,5



423213

V-03-4 4

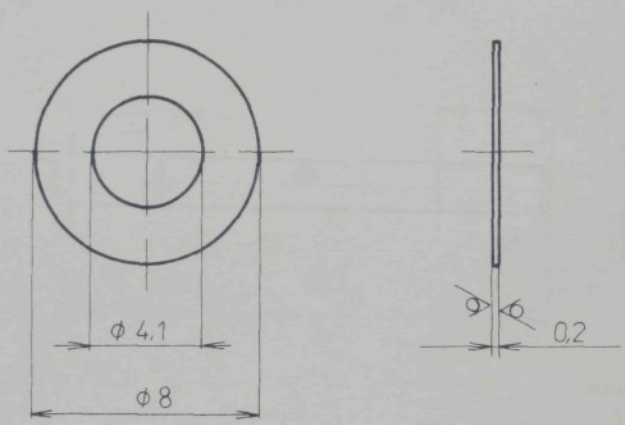
WERNER

:1

PODLOŽKA

3V-02-4

12,5



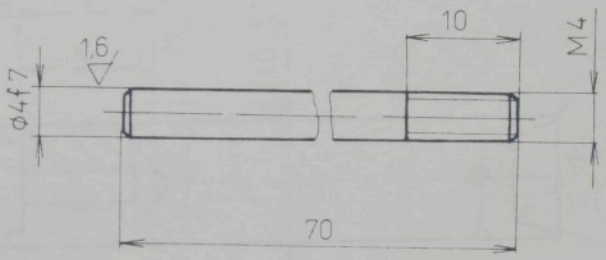
423213 V-03-4 3

WERNER

:1

PODLOŽKA 3V-01-4

6,3



423223

V-03-4 2

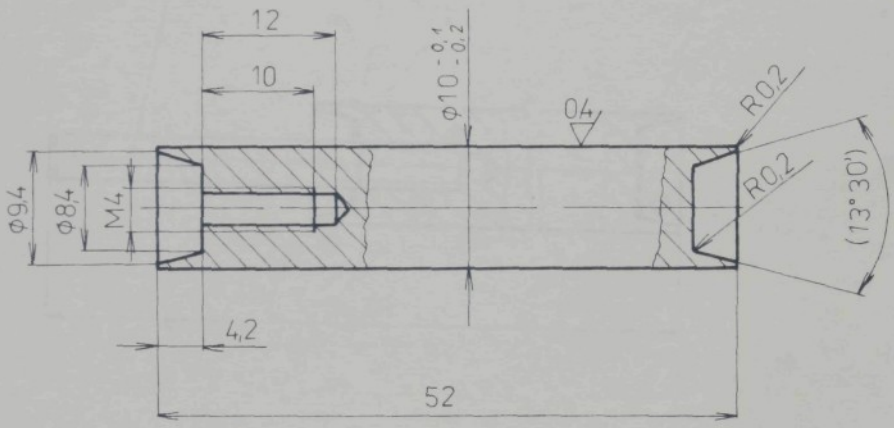
WERNER

:1

TAHLO

3V-03-1

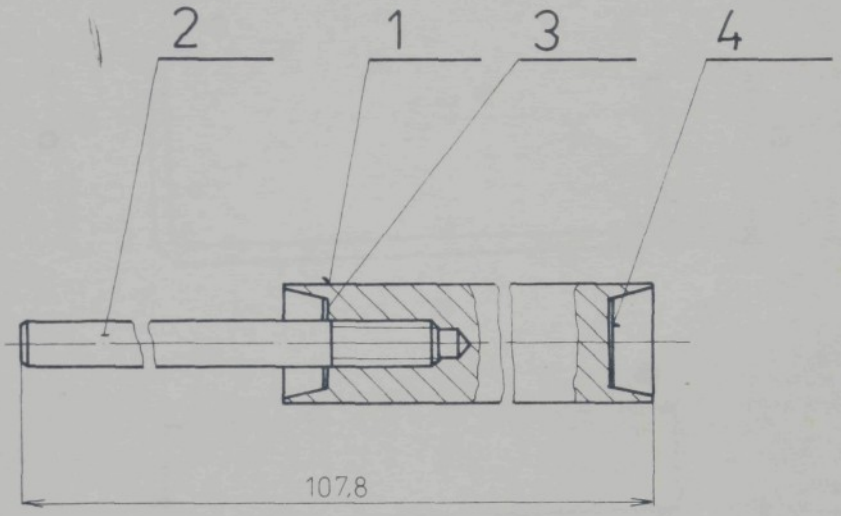
6,3



11376 V-03-4 1

WERNER

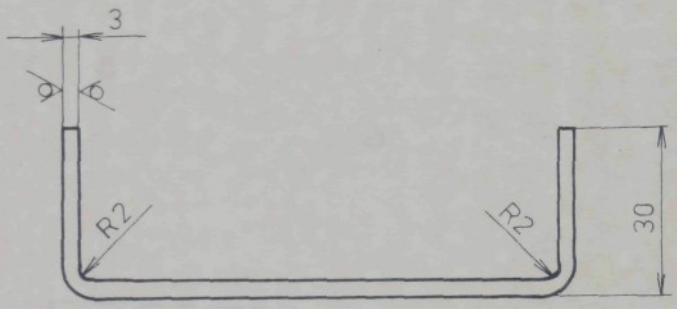
JÁDRO 3V-04-4

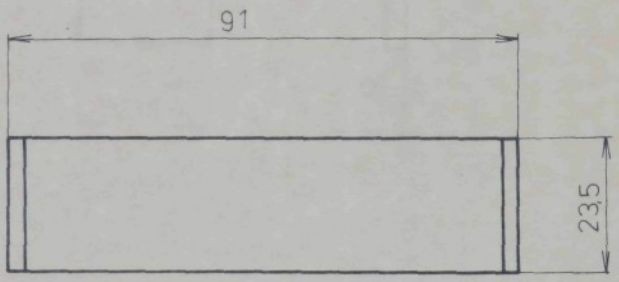


WERNER

JÁDRO

12,5





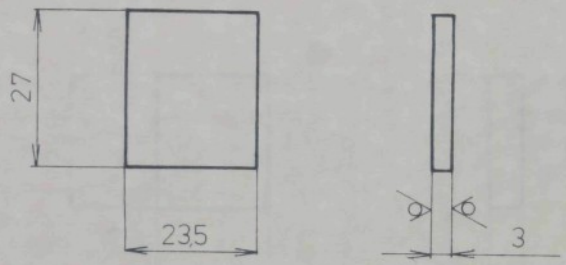
11376 V-C1-4 1

WERNER

1

DÍL SVAŘ. 1V-04-4

125



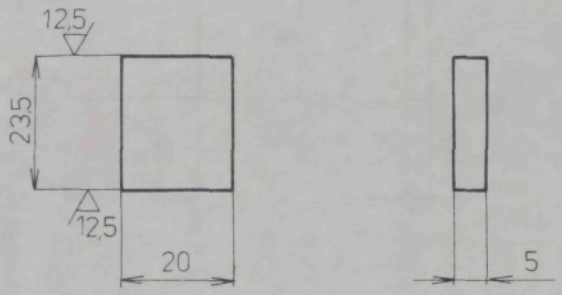
11376

V-01-4 2

WERNER

DÍL SVAŘ.

1V-02-4

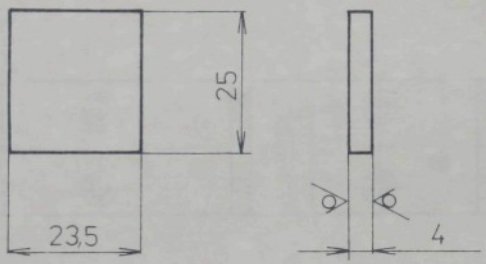


11376 V-01-4 3

WERNER

DÍL SVAŘ. 1V-01-4

12,5

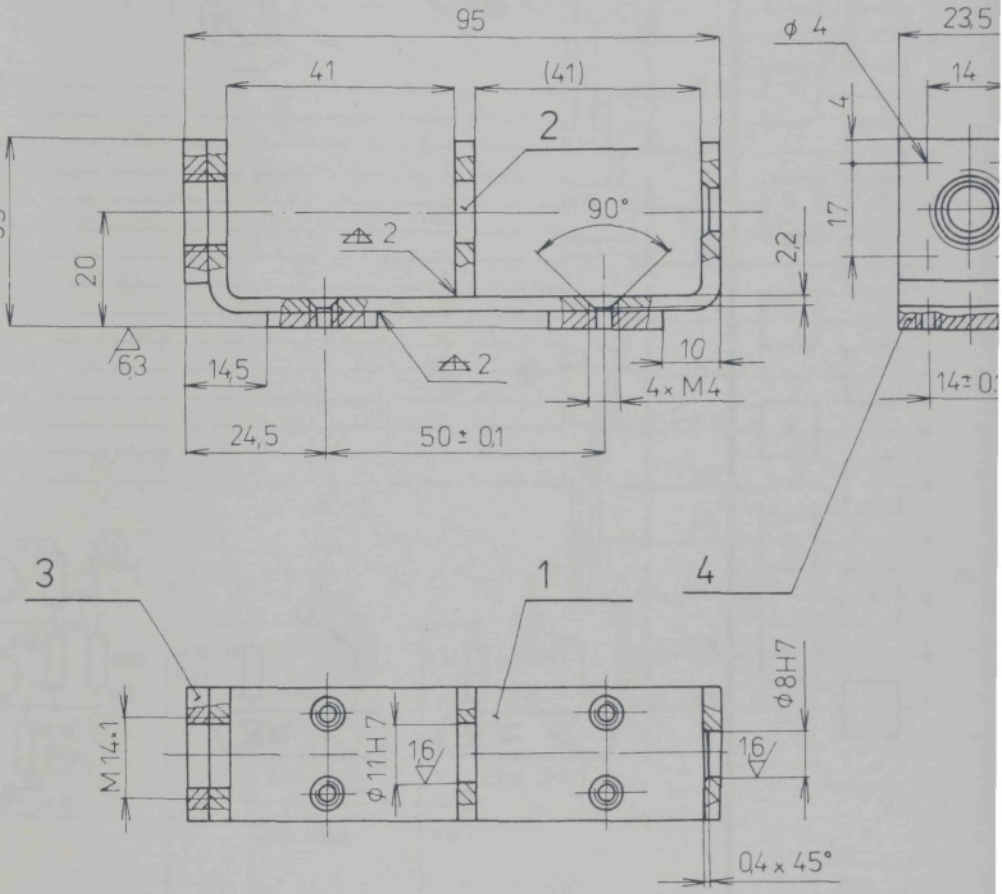


11376 V-01-4 4

WERNER

:1

DÍL SVAŘ. 1V-03-4



11376

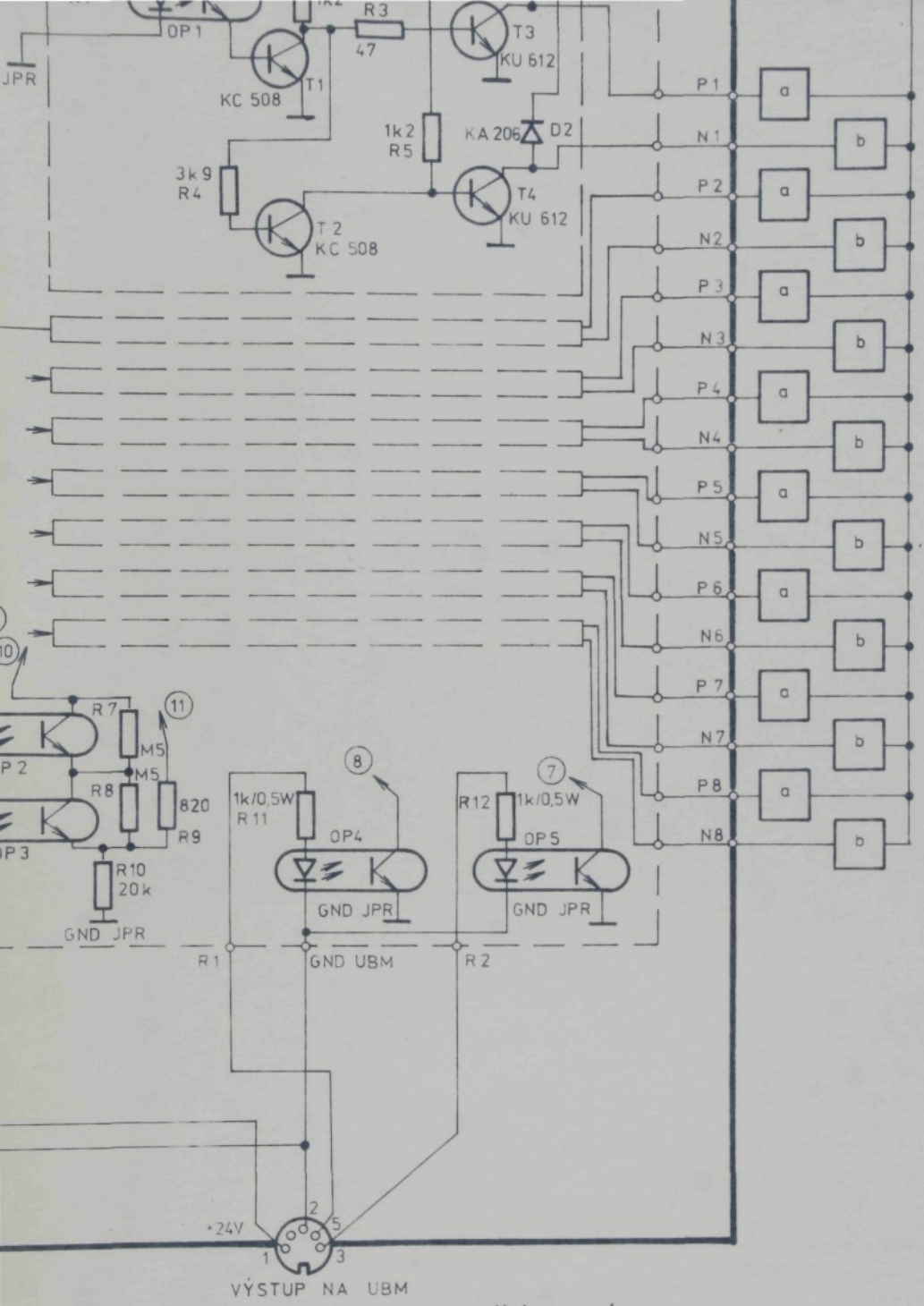
V-00-2

WERNER

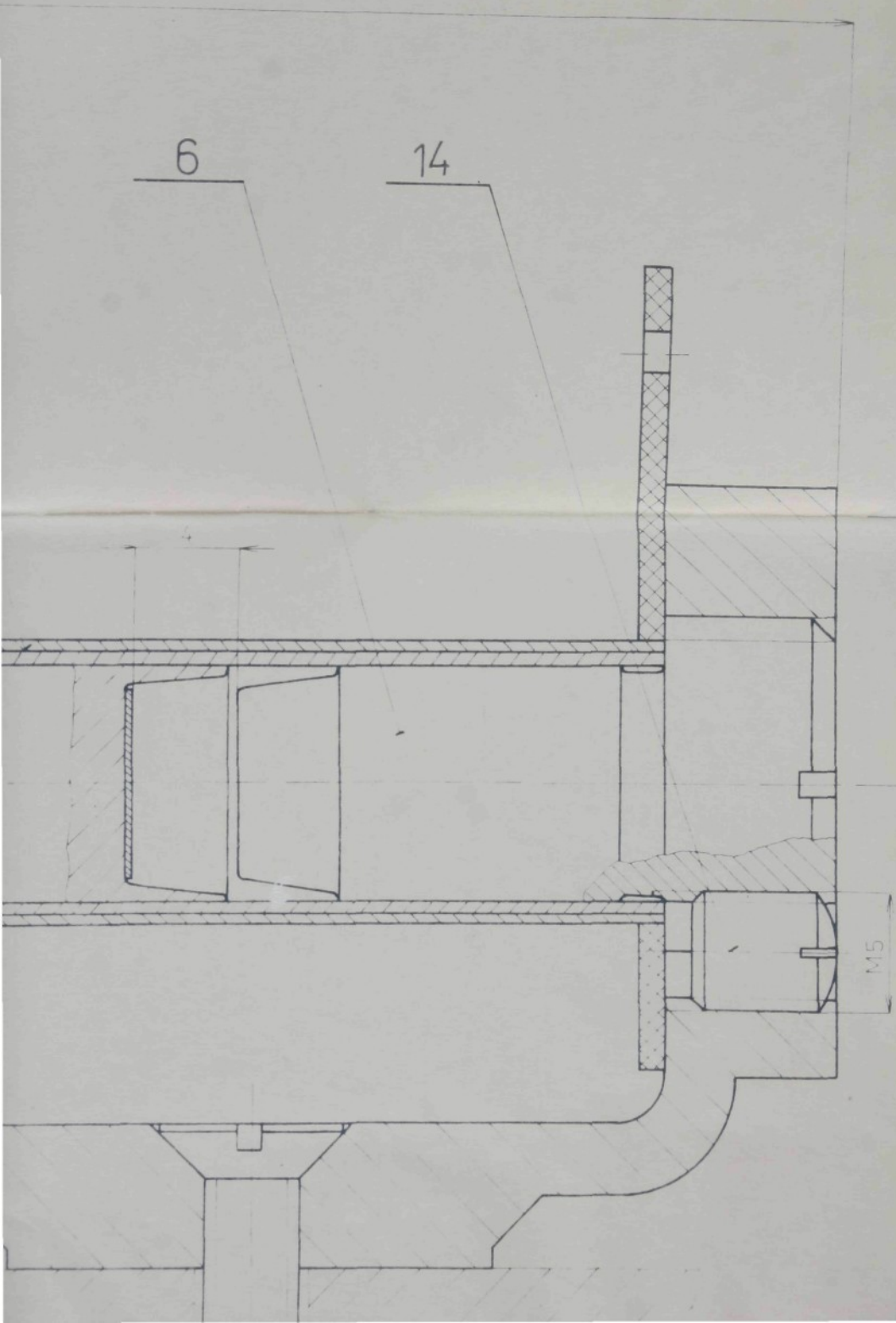
1:1

CHO

V-01-4


OP1
R3
47
T3
KU 612
T1
KC 508
1k2
R5
KA 206
D2
3k9
R4
T4
KU 612
T2
KC 508
P1
N1
P2
N2
P3
N3
P4
N4
P5
N5
P6
N6
P7
N7
P8
N8
a
b
R7
M5
R8
M5
820
R9
R10
20k
GND JPR
1k/0,5W
R11
OP4
GND JPR
R12
1k/0,5W
OP5
GND JPR
R1
GND UBM
R2
+24V
VÝSTUP NA UBM

ŘÍZENÍ KSV


6
14
M5