

# INGENIEUR FERNSTUDIUM

Krakau

## Bauelemente der Informations- elektrik I 7

Herausgeber:  
Ingenieurhochschule  
Mittweida

200.40-07

L E H R W E R K  
für das Ingenieur-Fernstudium

Dipl.-Ing. Hans-Joachim Krakau

B A U E L E M E N T E  
D E R  
I N F O R M A T I O N S -  
E L E K T R I K I

7

Spulen und Übertrager  
(Fortsetzung)

Veröffentlicht:  
INSTITUT FÜR FACHSCHULWESEN DER  
DEUTSCHEN DEMOKRATISCHEN REPUBLIK  
KARL-MARX-STADT

**Lektoren:**

1. **Fachlektor:** Dipl.-Ing. Kurt Biebach  
VEB Werk für Bauelemente  
der Nachrichtentechnik  
"Carl von Ossietzky" Teltow
2. **Fachlektor:** Dipl.-Ing. Hans-Joachim Frach  
VEB Fernmeldewerk Leipzig
- Deutschlektor:** Fachschuldozent Arthur Gärtner  
Ingenieurschule für Elektrotechnik  
Mittweida
- Bearbeitung:** Ingenieurschule für Elektrotechnik  
Mittweida  
Lehrbriefentwicklung

**Redaktionsschluß:** 15.7.1968

**Best.-Nr.** 200.40-07

Inhaltsverzeichnis	Seite
5. Temperaturabhängigkeiten	1
5.1. Temperaturabhängigkeiten im elektrischen Kreis	1
5.2. Temperaturabhängigkeiten im magnetischen Kreis	1
5.2.1. Luftspule	2
5.2.2. Kernspule	2
5.2.3. Kernspule mit Luftspalt	3
5.3. Temperaturabhängigkeiten im Resonanzkreis	5
6. Kernmaterialien	6
6.1. Kernmaterialien für tiefere Frequenzen	6
6.1.1. Kernbleche	6
6.1.2. Kernformen	10
6.2. Kernmaterialien und -formen für höhere Frequenzen	11
6.2.1. HF- und NF-Masseeisenkerne	12
6.2.2. Ferrite	13
7. Der ideale Übertrager	15
7.1. Arbeitsweise und Vernachlässigungen	15
7.2. Ersatzschaltbilder	17
7.2.1. Ersatz-T-Schaltung	17
7.2.2. Ersatz-T-Schaltung mit positiven Elementen	19
7.2.3. Beispiele zur Auswahl zweckmäßiger Ersatzschaltbilder	22
7.3. Aufgaben des Übertragers	23
8. Der reale Übertrager	25
8.1. Betriebsübertragungsmaß	25
8.1.1. Einfluß der Gleichstromwiderstände der Wicklungen	26
8.1.2. Einfluß der Wicklungsinduktivität	30
8.1.3. Einfluß der Streuinduktivität	33
8.2. Der Streugrad	38
8.3. Widerstandsübersetzung mit Wicklungs- und Streuinduktivität	44

	<b>Seite</b>
8.4. Berechnung der Übertragergröße	48
9. Resonanzübertrager	52
9.1. Resonanzübertrager für schmale Frequenzbänder	52
9.2. Resonanzübertrager für breite Frequenzbänder	57
9.3. Dämpfung der Streuspitze durch einen Parallelwiderstand	65
10. Der Netztransformator	69
11. Beispiele	74
11.1. Übertrager	74
11.2. Netztransformator	81
12. Übungen	85
13. Literaturverzeichnis	89

## 5. Temperaturabhängigkeiten

### 5.1. Temperaturabhängigkeiten im elektrischen Kreis

Die Größe des elektrischen Widerstandes einer Spulenwicklung ist im allgemeinen von der Temperatur abhängig. Die Widerstandsänderung berechnet sich mit der vom Grundlagenstudium her bekannten Gleichung

$$\Delta R = TK_R \cdot R \cdot \Delta \mathcal{V} \quad (5.1)$$

wobei wir unter  $TK_R$  den Temperaturbeiwert oder -koeffizienten des Widerstandes verstehen. Gl.(5.1) ist somit die Definitionsgleichung für den Temperaturkoeffizienten  $TK_R$

$$TK_R = \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{1}{\Delta \mathcal{V}} \quad (5.2)$$

Der  $TK_R$  gibt uns die relative Widerstandsänderung pro Grad an und wird im allgemeinen auf eine Umgebungstemperatur von 20 °C bezogen. Für den am häufigsten für eine Spulenwicklung verwendeten Kupferleiter beträgt dieser Koeffizient

$$TK_{R,Cu} = +0,39\% \cdot \text{grad}^{-1} \approx +0,4 \cdot 10^{-2} \text{ grad}^{-1}.$$

Damit bedeutet eine Übertemperatur von

$$\Delta \mathcal{V} = 40 \text{ grad eine Widerstandszunahme von } \frac{\Delta R}{R} \approx 16\% \text{ und}$$

$$\Delta \mathcal{V} = 60 \text{ grad eine Widerstandszunahme von } \frac{\Delta R}{R} \approx 24\%.$$

Die Widerstandszunahme erhöht insbesondere bei tiefen Frequenzen, bei denen  $R_{Cu} > R_K$  ist, den Verlustwinkel, verändert bei konstanter Spannung die Vormagnetisierung und beeinflusst die freierwerdende Verlustleistung.

### 5.2. Temperaturabhängigkeiten im magnetischen Kreis

Entsprechend Gl.(5.1) beschreibt man die Induktivitätsänderung einer Spule gemäß

$$\Delta L = TK_L \cdot L \cdot \Delta \mathcal{V} \quad (5.3)$$

und versteht unter  $TK_L$  den Temperaturkoeffizienten der Induk-

tivität. Analog Gl.(5.2) ist Gl.(5.3) die Definitionsgleichung für den  $TK_L$ ,

$$TK_L = \frac{\Delta L}{L} \cdot \frac{1}{\Delta \vartheta} \quad (5.4)$$

der uns die relative Induktivitätsänderung pro Grad angibt.

### 5.2.1. Luftspule

Eine Temperaturerhöhung bewirkt eine Ausdehnung der Spule. Die dabei eintretende Verlängerung der Spule bringt eine etwa lineare Vergrößerung des magnetischen Widerstandes, die Zunahme des Spulendurchmessers eine etwa quadratische Abnahme des magnetischen Widerstandes mit sich. Bei geeigneter Konstruktion kann man die Ausdehnung in axialer Richtung größer halten als in radialer Richtung und dadurch den Temperatureinfluß auf den magnetischen Widerstand kompensieren. Infolge der immer vorhandenen inneren mechanischen Spannungen bleiben derartige Kompensationen allerdings unvollständig.

Erfolgreicher ist es, die Ausdehnung der Spule möglichst klein zu halten. Hierzu brennt man Windungen z.B. in einen Calitkörper ein und erhält so einen genau definierten  $TK_L$ . Als Richtwerte werden angeführt:

Zylinderspule mit Kupferdraht	$TK_L = +30 \dots +50 \cdot 10^{-6} \text{grad}^{-1}$ ,
Windungen auf Calitkörper aufgebrannt	$TK_L = +18 \cdot 10^{-6} \text{grad}^{-1}$ .

### 5.2.2. Kernspule

Die Größe der relativen Permeabilität des als Kernmaterial verwendeten magnetischen Leiters ist temperaturabhängig. Entsprechend Gl.(5.1) und Gl.(5.3) erhalten wir die Definitionsgleichung des Temperaturkoeffizienten der Permeabilität  $TK_\mu$ :

$$\Delta \mu = TK_\mu \cdot \mu \cdot \Delta \vartheta \quad (5.5)$$

$$TK_\mu = \frac{\Delta \mu}{\mu} \cdot \frac{1}{\Delta \vartheta} \quad (5.6)$$

Mit Gl.(5.6) beschreibt der  $TK_\mu$  die relative Permeabilitätsänderung pro Grad.

Im allgemeinen ist die relative Permeabilität  $\mu_r \gg 1$ , so daß z.B. bei einer Temperaturerhöhung die Verlängerung der Spule sowie die Vergrößerung des Spulenquerschnittes praktisch keinen Einfluß auf den Leitwert des magnetischen Kreises haben. Damit wird mit Gl.(2.1) und Gl.(2.14)

$$L \sim \mu \quad (5.7)$$

und damit

$$TK_L = TK_\mu . \quad (5.8)$$

### 5.2.3. Kernspule mit Luftspalt

Bei vorhandenem Luftspalt setzt sich der magnetische Leiter aus zwei Teilen zusammen. Um diese leicht addieren zu können, verwenden wir die Kehrwerte der magnetischen Leitwerte, die magnetischen Widerstände:

$$R_m^* = R_{mK} + R_{mL} . \quad (5.9)$$

Von diesen Teilwiderständen ist nur der magnetische Widerstand des Kernmaterials temperaturabhängig. Damit gilt

$$\Delta R_m^* = \Delta R_{mK} , \quad (5.10)$$

wobei wir entsprechend den Gleichungen (5.1), (5.3) und (5.5) einführen und unterscheiden:

$$\Delta R_m^* = TK_{Rm}^* \cdot R_m^* \cdot \Delta \mathcal{V} , \quad (5.11)$$

$$\Delta R_{mK} = TK_{RmK} \cdot R_{mK} \cdot \Delta \mathcal{V} . \quad (5.12)$$

Da aber

$$R_{mK} \sim \frac{1}{\mu} \quad (5.13)$$

gilt, soll der in Gl.(5.5) und Gl.(5.6) eingeführte Temperaturkoeffizient der Permeabilität weiterverwendet werden. Ausgehend von der Bemessungsgleichung für den magnetischen Widerstand, kann man die gesuchte Beziehung zwischen beiden Größen herstellen:

$$R_{mK} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{l}{A_K} = f(\mu) . \quad (5.14)$$

Durch logarithmisches Differenzieren - Logarithmieren und anschließendes Differenzieren - erhält man

$$\ln R_{mK} = -\ln \mu, \quad (5.15)$$

$$\frac{\Delta R_{mK}}{R_{mK}} = -\frac{\Delta \mu}{\mu} \quad (5.16)$$

und durch Einsetzen von Gl.(5.12) und Gl.(5.5)

$$\frac{TK_{RmK} \cdot R_{mK} \cdot \Delta \mathcal{J}}{R_{mK}} = -\frac{TK_{\mu} \cdot \mu \cdot \Delta \mathcal{J}}{\mu}, \quad (5.17)$$

$$TK_{RmK} = -TK_{\mu}. \quad (5.18)$$

Nunmehr kann man mit den Gleichungen (5.10), (5.11) und (5.12) bei Verwenden von Gl.(5.18) bilden:

$$TK_{Rm}^* \cdot R_m^* \cdot \Delta \mathcal{J} = TK_{RmK} \cdot R_{mK} \cdot \Delta \mathcal{J} = -TK_{\mu} \cdot R_{mK} \cdot \Delta \mathcal{J}, \quad (5.19)$$

$$TK_{Rm}^* = -TK_{\mu} \cdot \frac{R_{mK}}{R_m^*}. \quad (5.20)$$

Führen wir  $\mu_e$  = effektive (Anfangs-)Permeabilität ( $= \frac{\mu_A^*}{\mu_0}$ ) eines gescherten magnetischen Kreises (Vgl. Abschnitt 6.2.2.) ein und bezeichnen mit  $TK_{\mu_e}$  den Temperaturbeiwert des gescherten Kreises, so gilt mit Gl.(5.13)

$$\frac{R_{mK}}{R_m^*} = \frac{\mu_e}{\mu_r}, \quad (5.21)$$

so daß man mit Gl.(5.20) und Gl.(5.21) bei Beachten von Gl.(5.18) bilden kann:

$$TK_{\mu_e} = +TK_{\mu} \frac{\mu_e}{\mu_r} = +\mu_e \frac{TK_{\mu}}{\mu_r}. \quad (5.22)$$

In Gl.(5.22) bezeichnet man den Quotienten  $\frac{TK_{\mu}}{\mu_r}$  als den relativen Temperaturkoeffizienten der Permeabilität; dieser ist mit Gl.(5.22) offenbar eine von der Scherung unabhängige Werkstoffkonstante. Insbesondere für Ferrite, die in sehr unter-

schiedlichem Maß geschert eingesetzt werden, wird die Temperaturabhängigkeit der Kernwerkstoffe als relativer Temperaturkoeffizient angegeben. Mit Gl.(5.22) liefert die Multiplikation des relativen Temperaturbeiwertes mit der effektiven Permeabilität den  $TK$  des gescherten Kernes und mit Gl.(5.8) für  $\mu_e \gg 1$  (Vergl. Abschnitt 5.2.2.) auch den  $TK$  der Spule.

### 5.3. Temperaturabhängigkeiten im Resonanzkreis

Die Zusammenschaltung von Spule und Kondensator nennt man einen Schwingkreis. Dabei kann man beide Elemente parallel oder in Serie zusammenschalten. In beiden Schaltarten interessiert besonders diejenige Frequenz, bei der die beiden Blindanteile von Kapazität und Induktivität gleich groß sind und sich infolge ihres entgegengesetzten Vorzeichens aufheben, also die sogenannte Resonanzfrequenz  $\omega_r$  :

$$j\omega_r L + \frac{1}{j\omega_r C} = 0, \quad (5.23)$$

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (5.24)$$

Da die Größen Induktivität und Kapazität temperaturabhängig sind, wird im allgemeinen auch die Resonanzfrequenz eines Schwingkreises von Temperaturänderungen beeinflusst. Um diese Temperaturabhängigkeit der Resonanzfrequenz zu bestimmen, bilden wir mit Gl.(5.24) das vollständige Differential

$$d\omega_r = \frac{\partial\omega_r}{\partial L} \cdot dL + \frac{\partial\omega_r}{\partial C} \cdot dC = -\frac{\omega_r}{2} \left( \frac{dL}{L} + \frac{dC}{C} \right). \quad (5.25)$$

Differentielle Induktivitäts- und Kapazitätsänderungen kann man im allgemeinen nicht messen; deshalb führen wir in Gl. (5.25) in Näherung technisch meßbare Differenzen ein und erhalten

$$\frac{\Delta\omega_r}{\omega_r} = -\frac{1}{2} \left( \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta C}{C} \right). \quad (5.26)$$

(Überzeugen Sie sich, daß Sie mittels logarithmischer Diffe-

rentiation zum gleichen Ergebnis kommen!)

Das Minuszeichen gibt die Richtung der Änderung an und sagt uns, daß eine Vergrößerung der Induktivität oder der Kapazität eine Verkleinerung der Resonanzfrequenz zur Folge hat. Dividiert man Gl.(5.26) durch diejenige Temperaturdifferenz  $\Delta \vartheta$ , die die Induktivitäts- und die Kapazitätsänderung verursacht, so erhält man

$$\frac{\Delta \omega_r}{\omega_r \cdot \Delta \vartheta} = - \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta L}{L \cdot \Delta \vartheta} + \frac{\Delta C}{C \cdot \Delta \vartheta} \right), \quad (5.27)$$

wobei mit dem in Gl.(5.4) eingeführten  $TK_L$  und dem früher eingeführten  $TK_C$  ganz analog die linke Seite dieser Gleichung als Temperaturbeiwert der Resonanzfrequenz  $TK_f$  bezeichnet wird:

$$TK_f = - \frac{1}{2} (TK_L + TK_C). \quad (5.28)$$

Für den häufig interessierenden Fall, daß die Resonanzfrequenz des Schwingkreises temperaturunabhängig sein soll, gilt mit  $TK_f = 0$

$$TK_L = -TK_C; \quad (5.29)$$

für den Fall völliger Kompensation müssen die Temperaturbeiwerte der Induktivität und der Kapazität gleich groß sein und entgegengesetzte Vorzeichen haben.

## 6. Kernmaterialien

### 6.1. Kernmaterialien für tiefere Frequenzen

#### 6.1.1. Kernbleche

Der magnetische Leiter wird technisch durch die magnetischen Kernmaterialien oder Kernwerkstoffe realisiert. [5]

Als man 1886 die ersten Versuche zur Übertragung von elektrischer Energie mit hoher Spannung machte, waren nur Umspanner vorhanden, für die als Kernwerkstoff normales Weicheisen mit großen Verlusten und starken Alterungserscheinungen verwendet wurde.

1900 stellte man fest, daß Zusätze von Silizium die Eigenschaften der Transformatorenbleche ganz wesentlich verbesserten: Die Hystereseverluste wurden herabgesetzt, der spezifische Widerstand wurde erhöht, dadurch wurden die Wirbelstromverluste verringert und die Transformatorenbleche praktisch alterungsbeständig. Ungünstigerweise wird jedoch mit zunehmenden Si-Gehalt das Eisen schnell schwerer walzbar, so daß man für geringere Anforderungen einen Si-Gehalt von nur etwa 2% ( $g_E \approx 35 \mu \Omega cm$ ) wählt und für höhere Anforderungen über einen Si-Gehalt von etwa 4% ( $g_E \approx 55 \mu \Omega cm$ ) nicht hinausgeht. So wurden die Dynamobleche I bis IV entwickelt, deren Eigenschaften den TGL 10475 entnommen werden können. Eine Übersicht gibt die Tabelle 6.1. Die vollständige Bezeichnung für ein Dynamoblech mit einem Ummagnetisierungsverlust  $V_{1,0}$  von 2,8 W/kg lautet: Blech II 2,8 TGL 10475.

In der Tabelle 6.1 ist in der ersten Spalte für die Blechsorte eine Kurzbezeichnung eingetragen, z.B. IV 1,4. Die nachgestellte arabische Zahl gibt die Ummagnetisierungsverluste  $V_{1,0}$  an und ist deshalb mit der Angabe in Spalte 3 identisch. Die Angabe der magnetischen Induktion erfolgt für 5 verschiedene Feldstärken von 10 bis 300  $Aem^{-1}$  entsprechend der Kennzeichnung B 10 bis B 300. Die angegebene Magnetisierbarkeit gilt für Gleich- und Wechselstrom; bei Wechselstrom ist der Scheitelwert der Feldstärke einzusetzen.

Die Blechsorten I 8 bis III 2,2 sind vorwiegend für Zugmagnete, Wechselstromschalter, Motore und Generatoren vorgesehen. Die Bleche III 2,0 bis IV 0,9 werden besonders für Drosseln, Übertrager, Transformatoren und Magnetverstärker verwendet und sind deshalb für die Schwachstromtechnik besonders wichtig. Viele Eigenschaften, vor allem des Bleches IV, können aus der angeführten Tabelle 6.1 entnommen werden; für weitere Kennwerte muß auf die TGL-Blätter verwiesen werden.

Für die Schwachstrombauelemente interessiert bei den Kernwerkstoffen häufig eine leichte Magnetisierbarkeit bereits bei sehr kleinen Feldstärken, also eine hohe Anfangspermeabilität,

I Tabelle G.1 Magnetische und technologische Eigenschaften von warmgewalzten Dynamblechen nach TGL 10 475

8

Blech- sorte	Blech- dicke [mm]	Ummagnetisie- rungsverlust [W/kg] höchstens <sup>1)</sup> bei		Magnetische Induktion <sup>2)</sup> [Vs/m <sup>2</sup> ] mindestens für					Biege- zahl minde- stens	Alterungs- koeffizient bei 1,5 Wb/m <sup>2</sup> höchstens %	Dichte [kg/dm <sup>3</sup> ]	
		V <sub>1,0</sub>	V <sub>1,5</sub>	B 10	B 25	B 50	B 100	B 300			ent- zundert	mit Zunder
I 8	1,0	8,0	19,0								7,85	7,8
I 3,6		3,6	8,6		1,53	1,63	1,73	1,88		9	7,8	7,75
I 3,2		3,2	7,5		1,50	1,62	1,75	1,98	10	7		7,65
II 2,8		2,8	6,5		1,50	1,62	1,75	1,98				
III 2,5		2,5	6,1		1,48	1,59	1,73	1,95		6	7,7	
III 2,2	0,5	2,2	5,3		1,48	1,59	1,73	1,95				
III 2		2,0	4,9		1,46	1,57	1,72	1,94				
IV 1,8		1,8	4,4		1,46	1,57	1,71	1,92	2			
IV 1,6		1,6	3,9		1,32	1,46	1,57	1,71	1,72		7,6	
IV 1,4		1,4	3,4	1,34	1,46	1,56	1,69	1,89				
IV 1,4		1,4	3,4	1,34	1,46	1,57	1,71	1,92				
IV 1,3		1,3	3,1	1,34	1,46	1,57	1,69	1,90	1			
IV 1,2		1,2	2,9	1,34	1,45	1,56	1,69	1,89				
IV 1,1	0,35	1,1	2,7	1,35	1,44	1,55	1,69	1,89				
IV 1		1,0	2,6	1,37	1,44	1,55	1,69	1,89				
IV 0,9		0,9	2,4	1,37	1,44	1,55	1,69	1,89				

<sup>1)</sup> Die Werte gelten nicht gleichzeitig für V<sub>1,0</sub> und V<sub>1,5</sub>. Für V<sub>1,5</sub> werden die Werte nur auf besondere Vereinbarung eingehalten. Das Bestellbeispiel lautet dann: Blech I 3,2 V<sub>1,5</sub> TGL 10 475.

<sup>2)</sup> Es werden zwei Werte nach Wahl vorgeschrieben. Sollen zusätzlich die B 10-Werte ermittelt werden, so bedarf dies besonderer Vereinbarung.

Tabelle 6.2 Eigenschaften hochpermeabler Kernbleche, Auszug α.d. TGL 0-41301

Sorte		Anstieg		Dicke mm		Material- permea- bilität	Band- kern- permea- bilität	Kernblechpermeabilität			
Kurz- zeichen	δ <sub>5</sub>	δ <sub>100</sub>	M-Schnitte								
			≥ 55					42	30	20 22	
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
FeSi3	A 1	keine Forderungen		0,35	$\mu_{20} \geq$	700	700	—	—	—	—
	A 3			0,35		$\mu_{20} \geq$	900	900	850	850	—
FeNi36 - 2	D 1	II 3	II 2	0,35	$\mu_{20} \geq$ $\pm 200$	2100	2000	2000	2000	—	—
				0,20		2100	2000	2000	2000	—	—
				0,10		2100	2000	2000	2000	2000	1900
				0,05		2050	1900	—	2000	2000	1900
FeNi36 - 2,3	D 1a	II 3	II 2	0,35	$\mu_{20} \geq$ $\pm 300$	2400	2300	2300	2200	—	—
				0,20		2400	2300	2300	2200	—	—
				0,10		2400	2300	2300	2200	2200	2100
				0,05		2300	2300	—	2200	2200	2100
FeNi 50 - 2,5	F 1			0,35	$\mu_5 \geq$	2500	2500	2400	2300	—	—
				0,20		2500	2500	2400	2300	—	—
				0,10		2500	2500	2400	2300	2300	2200
				0,05		2500	2500	—	2300	2300	2200
FeNi 50 - 4	F 3			0,35	$\mu_5 \geq$	4000	4000	3600	3600	—	—
				0,20		4000	4000	3600	3600	—	—
				0,10		4000	4000	3600	3600	3600	3300
				0,05		4000	4000	—	3600	3600	3300
FeNi 76 - 16	E 3		keine Forderungen	0,35	$\mu_5 \cdot 10^{-3}$	16	16	13	12	—	—
				0,20		16	16	13	12	—	—
				0,10		13	13	12	11	11	10
				0,05		12	12	—	11	11	10
FeNi 76 - 20	E 3a		keine Forderungen	0,35	$\mu_5 \cdot 10^{-3}$	20	20	15	15	—	—
				0,20		20	20	15	15	—	—
				0,10		18	18	15	15	13,5	13,5
				0,05		16	16	—	13,5	13,5	12
FeNi 76 - 25	E 3b		keine Forderungen	0,35	$\mu_5 \cdot 10^{-3}$	25	25	18	18	—	—
				0,20		25	25	20	20	—	—
				0,10		22	22	18	18	15	15
				0,05		20	20	—	18	15	15
FeNi 76	E 4		keine Forderungen	0,35	$\mu_5 \cdot 10^{-3}$	35	35	27	24	—	—
				0,20		40	40	30	30	—	—
				0,10		35	35	30	27	24	22
				0,05		30	30	—	24	24	22

und gleichzeitig eine geringe Amplitudenabhängigkeit der Permeabilität. Als besonders geeignet hat man die Nickel-Eisen-Legierungen herausgefunden. Bei einem Nickelgehalt von 36 bis 40% zeigen diese eine Anfangspermeabilität von  $\mu_{20} \approx 2000 \mu_0$  bei einem geringen Permeabilitätsanstieg für kleine Feldstärken. Kernwerkstoffe mit einem Nickelgehalt von 70 bis 80% haben eine höhere Anfangspermeabilität bis  $\mu_5 \cong 40000 \mu_0$  bei grösserer Abhängigkeit der Permeabilität von der Feldstärke. Die Eigenschaften dieser sogenannten hochpermeablen Kernbleche können den TGL 0-41301 entnommen werden. Eine kleine Übersicht (Auszug aus der TGL 0-41301 mit Berücksichtigung der M-Schnitte) gibt die Tabelle 6.2. Es ist zu beachten, daß infolge der Stanzbeanspruchung die Kernblechpermeabilität etwas niedriger ist als die Materialpermeabilität. Richtwerte des Temperaturbeiwertes der Permeabilität gibt die Tabelle 6.3.

Tabelle 6.3

Richtwerte des Temperaturbeiwertes der Permeabilität

Werkstoff	$TK_{\mu}$ in $10^{-3} \cdot \text{grad}^{-1}$
Fe Si 3	+ 1
Fe Ni 36	+ 2
Fe Ni 50	+ 2
Fe Ni 76	+ 2

### 6.1.2. Kernformen

Die wichtigsten Kernformen, in denen die Kernbleche geliefert werden, sind die M-, EI- und die LL-Bleche (Vgl. TGL 0-41302). Die Abmessungen der M-Schnitte sind in TGL 0-41302, Bl.1, und TGL 0-41301 zusammengestellt. Die M-Schnitte werden aus einem Stück gestanzt und sind wegen des dabei auftretenden Abfalles nur bis M 102 standardisiert. Nachteilig ist ferner das technologisch aufwendige Einstopfen der Bleche. Vorteilhaft werden sie für hochwertige Spulen und Übertrager verwendet, insbesondere mit Luftspalt, vorzugsweise im Nieder- und Mittelfre-

quenzbereich.

Die EI-Schnitte sind so bemessen, daß - insbesondere bei den kleineren Größen - zwei Schnitte ohne Abfall gestanzt werden können. Die Abmessungen sind in TGL O-41302, Bl.2, zusammengestellt. Ein Luftspalt kann durch Zwischenlegen eines Streifens Isoliermaterial der Stärke  $\frac{1}{2} l_L$  hergestellt werden. EI-Schnitte werden für Drosseln, Übertrager und kleine Netztransformatoren eingesetzt.

Auch die LL-Schnitte sind ebenso ohne Stanzabfall herstellbar. Die Abmessungen können der TGL O-41302, Bl.4, entnommen werden. LL-Schnitte werden vorzugsweise für Transformatoren verwendet, zu deren Berechnung der TGL-Entwurf 15583, der sowohl für die LL-Schnitte als auch für die angeführten EI-Schnitte bearbeitet ist, empfohlen wird. Da für den LL-Schnitt zwei Spulen benötigt werden, erhöht sich der Arbeitsaufwand für das Wickeln der Spulen; dafür ist der LL-Schnitt streuärmer und kann mit höherer Induktion betrieben werden.

## 6.2. Kernmaterialien und -formen für höhere Frequenzen

Für höhere Frequenzen werden die Verwendungsmöglichkeiten der Kernbleche vorwiegend durch die Wirbelstromverluste, die nach Gl.(3.35) und Gl.(3.36) mit  $f^2$  steigen, begrenzt. Um diese Wirbelstromverluste klein zu halten, muß mit Gl.(3.29) der Ausdruck  $\frac{g_E}{\mu_{rel} \cdot d_E^2}$  möglichst groß werden. Für Kernbleche ohne Luftspalt kann man eine Grenzfrequenz von knapp 0,2 MHz erreichen. Will man Kernmaterialien für höhere Frequenzen schaffen, muß man offenbar  $d_E$  verkleinern oder  $g_E$  vergrößern. Von beiden Möglichkeiten macht man Gebrauch:

- entweder a) durch sehr kleine Teilchengröße in Form der Masseisenkerne
- oder durch b) magnetische Leiter mit sehr hohem spezifischen elektrischen Widerstand in Form der Ferrite.

### 6.2.1. HF- und NF-Masseeisenkerne

Masseeisenkerne sind durch feinste Teilchen aus Carbonyl- oder Formiateisenpulver aufgebaut, welche durch dünne isolierende Schichten voneinander getrennt sind. Die Kerne werden vorwiegend als Preßkerne mit einer Temperaturbeständigkeit bis +100 °C hergestellt, bei ungünstigeren geometrischen Formen in Spritztechnik mit einer Temperaturbeständigkeit bis + 40 °C [5]. Es werden angeboten:

Gewindekerne	lt. TGL 7528,
Schalenkerne	lt. TGL 7529,
Ringkerne	lt. TGL 7530,
Zylinderkern,	
EI-Kerne.	

Die maximale Ringkernpermeabilität beträgt  $60 \mu_0$ . Zur Beschreibung der Verluste werden die Jordanschen Verlustbeiwerte (Vgl. Abschnitt 3.2.5.) angegeben oder bei Schalenkernen bei vorgegebener Frequenz die erreichbare Spulengüte. Der Temperaturkoeffizient beträgt etwa +50 bis +500  $\cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ . Mit Mischpulvern für Sonderzwecke lassen sich sehr kleine  $TK$ -Werte erreichen. Wegen der großen inneren Soherung sind die Kerne sehr verlustarm und zeigen weitere sehr vorteilhafte Eigenschaften, wie sie mit anderen magnetischen Werkstoffen nur schwer erreicht werden können [6], s.B.

- a) geringsten Permeabilitätsanstieg bis zu Feldstärken von  $\approx 20 \text{ Acm}^{-1}$ ,
- b) hohe Stabilität gegen vormagnetisierende Felder,
- c) hohe zeitliche Konstanz,
- d) steuerbare  $TK$ -Werte durch geeignete Wahl von Eisen- und Legierungspulvern,
- e) Variation der Permeabilität und der Verlustbeiwerte durch Korngröße und Werkstoffart und damit Anpassung an die gewünschten Frequenzbereiche.

### 6.2.2. Ferrite

Ferrite sind Mischkristalle oder chemische Verbindungen der allgemeinen Zusammensetzung  $Me^{\text{II}}O \cdot Fe_2O_3$  bzw.  $Me_1^{\text{II}}O \cdot Me_2^{\text{II}}O \cdot Fe_2O_3$ . Sie bilden gegenüber den Masseisen-Kernwerkstoffen, die ein mechanisches Gemenge darstellen, vollkommen homogene Materialien mit guten magnetischen Eigenschaften bei sehr großem spezifischen elektrischen Widerstand von  $\varrho_E$  bis  $> 10^3 \mu\Omega\text{cm}$ . In der Praxis werden vorzugsweise Mangan- und Nickel-Ferrite bzw. Manganzink- und Nickelszink-Ferrite verwendet, die je nach chemischer Zusammensetzung und Art der Brennbehandlung Permeabilitäten von  $\mu_r = 6$  bis  $\mu_r > 3000$  erreichen. Die Sättigungsinduktion liegt mit  $0,1$  bis  $0,5 \text{ Vs m}^{-2}$  niedriger als bei den Kernblechen [ 5 ] .

Durch Variation der Zusammensetzung und die Art der Sinterbehandlung könnte man eine sehr große Anzahl von Eigenschaftskombinationen erreichen. Aus wirtschaftlichen Gründen wird eine Beschränkung auf eine möglichst kleine Zahl von Werkstofftypen vorgenommen. Tabelle 6.4 gibt die Übersicht über einige Eigenschaften ausgewählter weichmagnetischer Ferrite. Die relativen Verluste  $\frac{\tan \delta}{\mu}$  der Ferrite sind heute kleiner als die der Masseisenkerne. Die Stabilität gegen äußere Einflüsse - Temperatur, Zeit, Vormagnetisierung - ist weiter erhöht worden, so daß Ferrite auch bei hohen Anforderungen Masseisen ersetzen können. Wegen der billigen Herstellung der Masseisenkerne werden diese aber noch lange neben den Ferriten bestehen können.

Formelzeichen und Begriffe für Ferrite:

a) Wirksame Permeabilität  $\mu_w$

Die wirksame Permeabilität ist kein Werkstoffkennwert und wird nur im Zusammenhang mit den Kernformen verwendet. Sie ist von der Werkstoffpermeabilität, der Kernform, den Spulendaten und von der Stellung des Kernes in der Spule abhängig:

$$\mu_w = \frac{L}{L_0} \quad (6.1)$$

Dabei ist  $L_0$  die Induktivität der Spule ohne Kern.

Tabelle 6.4 Eigenschaften weichmagnetischer Ferrite, Auszug aus der Werkstofftabelle des VEB KWH

Benennung	Formelzeichen	Maßeinheit	Werkstoff						
			Manifer 163	Manifer 103 <sup>1)</sup>	Manifer 220	Manifer 240	Manifer 310	Manifer 360	
Frequenzbereich	$f_{min}$ bis $f_{max}$	MHz	0,001 bis 0,5	0,001 bis 0,3	10 bis 50	2 bis 6	30 bis 230	0,1 bis 2	
Anfangspermeabilität gemessen am Ring	$\mu_i$		1000 ± 20%	2200 ± 20%	15 ± 20%	120 ± 20%	5 ± 20%	300 ± 20%	
Relativer Verlustfaktor (Richtwerte)	5 kHz	$\frac{\tan \delta}{\mu_i}$	in $10^{-6}$	1,5					
	10 kHz			2,2	1				
	50 kHz			4	3,5				6
	100 kHz			6	6				8
	500 kHz			28			115		20
	1 MHz			80			120		37
	5 MHz					200	140		500
	10 MHz					240	300		
	20 MHz					480	1400	500	
	50 MHz						1300	600	
	100 MHz							1000	
	150 MHz							1800	
200 MHz					3500				
bei Feldstärke	H	A/cm	8	8	60	24		16	
Induktion bei 20 °C	B	in $10^{-8}$	2800 bis 3800	3200 bis 3800	1400 bis 2200	2200 bis 3200		3250	
		15/cm <sup>2</sup>	2300 bis 3100		1400 bis 2200	2200 bis 3000			
bei 75 °C									
Curietemperatur	$T_c$	°C	≥ 150	≥ 140	≥ 500	≥ 340	> 500	> 170	
Dichte	$\rho_c$	kg/dm <sup>3</sup>	4 bis 5	4 bis 5	3 bis 4	4 bis 5		≈ 4,5	
Koerzitivfeldstärke	$H_c$	A/cm	0,75 bis 0,6	0,2 bis 0,3	8 bis 14	2,4 bis 4,8		1,0	
Relativer Temperaturkoeffizient der Anfangspermeabilität	$\frac{TK}{\mu_i}$	$\frac{10^{-6}}{grad}$	≤ 2,5		≤ 20	≤ 14		0 bis 8	
Hauptanwendungsgebiet			Schalenkerne Schenkelkerne	Schalenkerne E-Kerne	Zylinderkerne ohne Gewinde ohne Bohrung	Antennenstäbe	Zylinderkerne	Topfkerne Antennenstäbe	

<sup>1)</sup> Vorläufige Werte

b) Gescherte oder effektive (Anfangs-)Permeabilität

$$\mu_e \left( = \frac{\mu_A^*}{\mu_0} \right)$$

Durch Einfügen eines Luftspaltes in einen Kern mit geschlossenem magnetischen Weg tritt eine Verminderung der effektiven Permeabilität ein:

$$\mu_e = \mu_i \frac{L_e}{L} . \quad (6.2)$$

$L_e$  ist die Induktivität bei geschertem Kern. Die relative Anfangspermeabilität  $\frac{\mu_A}{\mu_0}$  wird bei Ferriten üblicherweise mit  $\mu_i$  bezeichnet.

c) Desakkomodation  $D$

Die Desakkomodation beschreibt die zeitliche Inkonzanz der Anfangspermeabilität:

$$D = \frac{\mu_{i1} - \mu_{i2}}{\mu_{i2}} \cdot 100 [\%] . \quad (6.3)$$

Es bedeuten  $\mu_{i1} = \mu_i$  zur Zeit  $t_1$  und  $\mu_{i2} = \mu_i$  zur Zeit  $t_2$ . Aus Messungen über einen kurzen Zeitraum (Stunden) kann man auf langzeitliche Änderungen (Jahre) schließen. Bei gescherten Kernen wird die Desakkomodation im gleichen Verhältnis wie die Permeabilität vermindert.

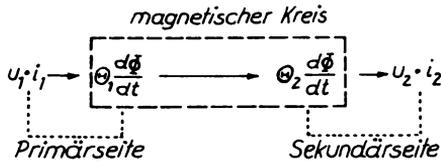
Außer den Kernformen der Masseisenkerne werden aus Ferriten insbesondere Antennenstäbe, Topfkern für Bandfilter, Entstörbauelemente, U-Kerne für Zellentransformatoren, Jochringkerne für Bildröhren, Ringkerne für Schaltzwecke und Speicher-Ebenen hergestellt. Viele dieser Bauelemente sind standardisiert.

## 7. Der ideale Übertrager

### 7.1. Arbeitsweise und Vernachlässigungen

Ein Übertrager formt elektrische Energie in magnetische Energie und diese wieder in elektrische Energie um. Da die magnetische Ursprungspannung durch das Produkt  $i \cdot N$  gegeben ist, das beliebig mit den Faktoren  $i$  und  $N$  gebildet werden kann, wird das Transformieren von Strömen, Spannungen und Widerständen ermöglicht.

Zur Vereinfachung der weiteren Untersuchungen wird ein sogenannter idealer Übertrager eingeführt. Danach soll durch



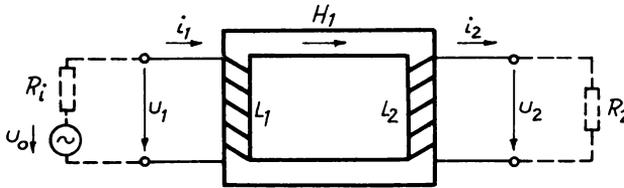
**Bild 7.1** Leistungsumsatz beim Übertrager [8]

schrittweises Aufheben der getroffenen Vernachlässigungen der Übergang zum realen Übertrager durchgeführt werden. Man nennt einen Übertrager ideal, wenn er

- a) keine Wirkleistung verbraucht,  
d.h.,  $R_W = 0$  und  $R_K = R_W + R_h + R_n = 0$ ,
- b) keine Blindleistung verbraucht,  
d.h.,  $\mu_r = \infty$  und
- c) keine Streuung besitzt,  
d.h.,  $\sigma = 0$ .

Zunächst soll die Arbeitsweise dieses idealen Übertragers durch Gleichungen beschrieben werden. Damit die für unsere Untersuchungen wesentlichen Elemente  $L_1, L_2$  und  $M$  (Vgl. Bild 7.2) eine endliche Größe erhalten, soll die Vernachlässigung b) einen kleinen Schritt in Richtung auf den realen Übertrager abgewandelt werden und mit der Bedingung  $\omega L \gg R$  bzw.  $L \gg \frac{R}{\omega}$  erfüllt sein. Wegen der relativen Kleinheit des Wirkwiderstandes soll dieser in unserer Rechnung vorerst weiterhin Null gesetzt werden, die Vernachlässigung a) also erfüllt bleiben. Dann gilt für unseren nahezu idealen Übertrager mit den in Bild 7.2 dargestellten Wicklungs- und Stromrichtungen für die Ihnen bekannten Übertragungsgleichungen:

$$\begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} = j\omega \begin{pmatrix} L_1 & -M \\ M & -L_2 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix}. \quad (7.1)$$



**Bild 7.2** Übertrager mit linksgängiger Primärwicklung und rechtsgängiger Sekundärwicklung

Wir bilden die Kettenmatrix

$$(\alpha) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{L_1'}{L_2}} & 0 \\ \frac{1}{j\omega\sqrt{L_1 L_2}} & \sqrt{\frac{L_2'}{L_1}} \end{pmatrix} \quad (7.2)$$

und erhalten für die

a) Spannungsübersetzung  $\frac{u_1}{u_2} = \alpha_{11} = \sqrt{\frac{L_1'}{L_2}} = \frac{N_1}{N_2} = \ddot{u}, \quad (7.3)$

b) Stromübersetzung  $\frac{i_1}{i_2} = \alpha_{22} = \sqrt{\frac{L_2'}{L_1}} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{\ddot{u}}, \quad (7.4)$

c) Widerstandsübersetzung  $\frac{R_1}{R_2} = \frac{u_1}{i_1} \cdot \frac{i_2}{u_2} = \frac{u_1}{u_2} \cdot \frac{i_2}{i_1} = \ddot{u}^2, \quad (7.5)$

d) Leistungsübertragung  $\frac{P_1}{P_2} = \frac{u_1}{u_2} \cdot \frac{i_1}{i_2} = \frac{u_1 \cdot i_1}{u_2 \cdot i_2} = \frac{N_2}{N_1} \cdot \frac{N_1}{N_2} = 1. \quad (7.6)$

## 7.2. Ersatzschaltbilder

### 7.2.1. Ersatz-T-Schaltung

Geht man mit Gl.(7.1) von der Beziehung zwischen(w)-Matrix und T-Schaltung aus, so ergibt sich die in Bild 7.3 dargestellte Ersatzschaltung des (nahezu) idealen Übertragers.

Da

$$M = \sqrt{L_1 L_2'} , \quad (7.7)$$

wird für

$$L_1 \neq L_2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{N_1}{N_2} \neq 1 \quad (7.8)$$

ein Längsglied negativ.

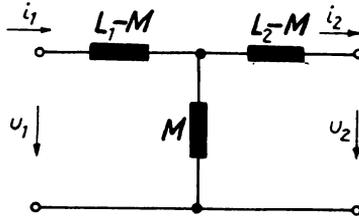


Bild 7.3 Ersatz-T-Schaltung  
des Übertragers

Für die weiteren Untersuchungen seien wie bisher die Forderungen für den idealen Übertrager im Punkt a) erfüllt, im Punkt b) mit  $\omega L \gg R$  erfüllt, die Forderung c) aber aufgehoben, d.h., es möge die immer vorhandene Streuung berücksichtigt werden. Damit wird mit den Gleichungen (1.37), (1.38) und (7.7)

$$M = \sqrt{1 - \sigma'} \sqrt{L_1 L_2'} . \quad (7.9)$$

Da die Gegeninduktivität bei Berücksichtigung der Streuung stets kleiner ist als die Gegeninduktivität ohne Streuung, so würde bei Berücksichtigung der Streuung eines der beiden Längsglieder erst negativ werden, sobald das Übersetzungsverhältnis merklich von 1 abweicht.

Falls die Ausgangsspannung gegenüber der Eingangsspannung um  $\pi = 180^\circ$  phasenverschoben ist, werden  $M$  negativ und die

Längsglieder stets positiv.

Wenn auch die Ersatzschaltung mit negativen Elementen richtig bleibt, so verliert sie doch an Anschaulichkeit.

### 7.2.2. Ersatz-T-Schaltungen mit positiven Elementen

Das Ersatzschaltbild Bild 7.3 soll durch einen nachgeschalteten idealen Übertrager erweitert werden, dessen Übersetzungsverhältnis  $\ddot{U}_e$  zunächst keine Beziehung zur geforderten Übersetzung unseres Übertragers  $\ddot{U} = \frac{N_1}{N_2}$  haben, sondern beliebig

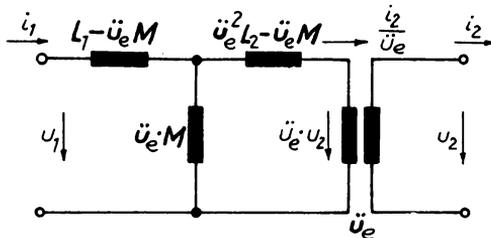


Bild 7.4 Ersatz-T-Schaltung mit positiven Schaltelementen

verfügbar sein soll. Damit erhalten wir die Ihnen aus dem Fach Grundlagen der Elektrotechnik bekannte Ersatzschaltung Bild 7.4. Wahl des Übersetzungsverhältnisses:

$$a) \quad \ddot{U}_e = \ddot{U} = \pm \frac{N_1}{N_2} = \pm \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (7.10)$$

Mit diesem Ansatz werden die Elemente unserer Ersatzschaltung offenbar immer positiv und nehmen die in Bild 7.5 dargestellten Werte an.

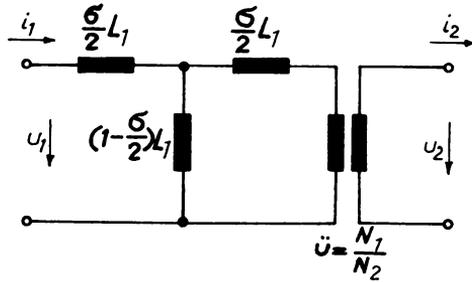


Bild 7.5 Ersatz-T-Schaltung für

$$\ddot{u}_e = \ddot{u} = \pm \frac{N_1}{N_2} \ddot{u}$$

b) Wir setzen in Bild 7.4 das rechte Längsglied gleich Null, wodurch sich die Ersatzschaltung um ein Element verringert und dadurch vereinfacht:

$$\ddot{u}_e^2 L_2 - \ddot{u}_e M = 0 \quad . \quad (7.11)$$

$$\ddot{u}_e = \pm \sqrt{1 - \sigma} \ddot{u} \quad . \quad (7.12)$$

Für das Längs- und das Querglied gelten die in der Ersatzschaltung Bild 7.6 eingetragenen Beziehungen. Wegen der Kleinheit des Streugrades  $\sigma$  kann man in der Praxis oft

$$1 - \sigma \approx 1 \quad (7.13)$$

setzen.

c) Ebenso kann es zweckmäßig sein, das linke Längsglied gleich Null zu setzen und es dadurch aus der Ersatzschaltung zu eliminieren:

$$L_1 - \ddot{u}_e M = 0 \quad (7.14)$$

$$\ddot{u}_e = \pm \frac{1}{\sqrt{1 - \sigma}} \ddot{u} \quad . \quad (7.15)$$

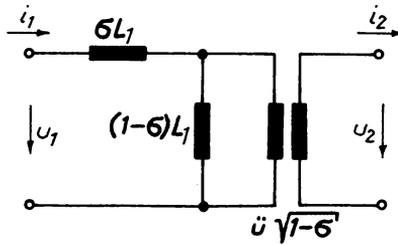


Bild 7.6 Ersatz-T-Schaltung  
für  $\dot{u}_e = \dot{u} \sqrt{1-\sigma}$

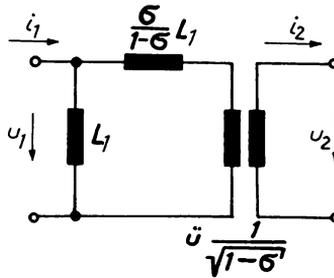


Bild 7.7 Ersatz-T-Schaltung  
für  $\dot{u}_e = \dot{u} \frac{1}{\sqrt{1-\sigma}}$

Die anderen Schaltelemente nehmen dann die in der Ersatzschaltung Bild 7.7 eingetragenen Werte an.

Die Längsinduktivitäten nennt man Streuinduktivitäten. Die links oder rechts von der Gegeninduktivität liegenden Streuinduktivitäten dürfen aber keinesfalls einem primären oder sekundären Streufluß zugeordnet werden; schließlich ergeben sie

sich durch ganz willkürliche, nur auf Zweckmäßigkeit gerichtete Festlegung des Übersetzungsverhältnisses  $\ddot{u}_e$  des jeweils nachgeschalteten idealen Übertragers.

### 7.2.3. Beispiele zur Auswahl zweckmäßiger Ersatzschaltbilder

Die Sekundärseite des Übertragers sei mit der Kapazität  $C_2$  abgeschlossen. Gefragt ist nach den Frequenzen, bei denen der Eingangswiderstand Resonanz zeigt. Besonders übersichtlich sind die Ersatzschaltbilder Bild 7.6 und Bild 7.7. Einmal kann sich mit der Querinduktivität eine Parallelresonanz - Eingangswiderstand unendlich groß - und weiter mit der Längsinduktivität eine Reihenresonanz - Eingangswiderstand verschwindet - ausbilden.

#### a) Parallelresonanz

Im Ersatzschaltbild Bild 7.6 erscheint die transformierte Kapazität  $C_2$  direkt parallel zur Querinduktivität:

$$\frac{1}{\ddot{u}_e^2} C_2 = \frac{1}{1-\sigma} \left( \frac{N_2}{N_1} \right)^2 C_2. \quad (7.16)$$

Die Querinduktivität hat laut Bild 7.6 die Größe  $(1-\sigma) L_1$ . Damit wird die Parallelresonanzfrequenz

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} = \frac{1}{\sqrt{(1-\sigma) L_1 \frac{1}{1-\sigma} \left( \frac{N_2}{N_1} \right)^2 C_2}} = \frac{1}{\sqrt{L_1 \left( \frac{N_2}{N_1} \right)^2 C_2}}. \quad (7.17)$$

#### b) Serienresonanz

Im Ersatzschaltbild Bild 7.7 liegt die transformierte Kapazität  $C_2$  unmittelbar in Serie zur rechten Längsinduktivität.

Jetzt gilt für die transformierte Kapazität  $C_2$  :

$$\frac{1}{\ddot{u}_e^2} C_2 = (1-\sigma) \left( \frac{N_2}{N_1} \right)^2 C_2. \quad (7.18)$$

Die in Reihe liegende Längsinduktivität hat mit Bild 7.7 die Größe  $\frac{\sigma}{1-\sigma} L_1$ . Somit wird die Serienresonanzfrequenz

$$\omega_{r\sigma} = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\sigma}{1-\sigma} L_1 (1-\sigma) \left( \frac{N_2}{N_1} \right)^2 C_2}} = \frac{1}{\sqrt{\sigma L_1 \left( \frac{N_2}{N_1} \right)^2 C_2}}. \quad (7.19)$$

### 7.3. Aufgaben des Übertragers

Die wichtigste Aufgabe eines Übertragers ist es, einen Verbraucherwiderstand  $R_2$  auf einen zweckmäßigen Wert  $R_\alpha$  ,

$$R_\alpha = \ddot{U}^2 R_2 \quad (7.31)$$

zu transformieren. Wir unterscheiden

a) Anpassung  $\ddot{U}^2 R_2 = R_i$  (maximale Leistungsübertragung) (7.32)

b) Überanpassung  $\ddot{U}^2 R_2 > R_i$  (z.B. Anpassung eines Verbraucherwiderstandes an eine Triode, um geringe nicht-lineare Verzerrungen zu erhalten), (7.33)

c) Unteranpassung  $\ddot{U}^2 R_2 < R_i$  (z.B. zur Erhöhung der Trennschärfe eines Parallelschwingkreises). (7.34)

In b) und c) muß auf die Übertragung der bei Anpassung maximal möglichen Leistung  $P_{max}$  verzichtet werden. Zur Darstellung der übertragbaren Leistung als Bruchteil der größten übertragbaren Leistung und zur Beurteilung der später zu untersuchenden nichtidealen Übertrager wird die Bezugsleistung  $P_0$  eingeführt:

$$P_0 = \text{Bezugsleistung} \quad (7.35)$$

= Leistung, die der Generator über den idealen Übertrager an den zweckmäßig transformierten Verbraucherwiderstand  $R_\alpha$  abgibt.

Zu a)  $R_\alpha = R_i$

$$P_{max} = \frac{U_0^2}{4 R_i} \quad (U_0 = \text{Urspannung des Generators}) \quad (7.36)$$

Zu b) und c)

$$R_\alpha \neq R_i .$$

Mit dem günstigsten Übersetzungsverhältnis  $\ddot{u}_0$ ,

$$\ddot{u}_0 = \sqrt{\frac{R_\alpha}{R_2}} \quad (7.37)$$

erhalten wir die Bezugsleistung

$$P_0 = U_0^2 \frac{R_\alpha}{(R_i + R_\alpha)^2} = U_0^2 \frac{\ddot{u}_0^2 R_2}{(R_i + \ddot{u}_0^2 R_2)^2} \quad (7.38)$$

Mit Gl.(7.36) können wir die Bezugsleistung  $P_0$  als Bruchteil der größten übertragbaren Leistung  $P_{max}$  angeben:

$$P_0 = P_{max} \frac{4 R_i \cdot \ddot{u}_0^2 R_2}{(R_i + \ddot{u}_0^2 R_2)^2} \quad (7.39)$$

Bild 7.8 stellt die Bezugsleistung  $P_0$  als Funktion des trans-

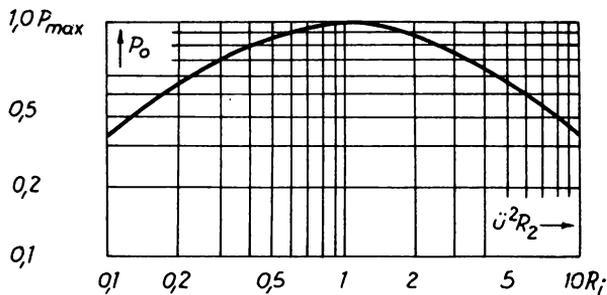


Bild 7.8 Bezugsleistung [1]

formierten Verbraucherwiderstandes  $\ddot{u}_0^2 R_2$  dar. Die Abnahme der Bezugsleistung ist in der Nähe der Anpassung gering. Bei Fehlanpassung auf den halben oder doppelten Wert von  $R_i$  ist  $P_0$  erst 11% kleiner als  $P_{max}$ .

Weitere Aufgaben der Übertrager bestehen darin,

- a) Potentiale zu trennen und
- b) Phasenverschiebungen von  $\pi=180^\circ$  zu erzeugen.

## 8. Der reale Übertrager

### 8.1. Betriebsübertragungsmaß

Der ideale Übertrager erzeugt am Verbraucherwiderstand  $R_2$  die Bezugsspannung  $u_{20}$ ,

$$u_{20} = \sqrt{P_0 R_2} = u_0 \sqrt{\frac{R_2}{R_\alpha}} \frac{R_\alpha}{R_i + R_\alpha} \quad (8.1)$$

Beim realen Übertrager entsteht am Verbraucherwiderstand  $R_2$  die Spannung  $u_2$ , die im allgemeinen kleiner als die Bezugsspannung  $u_{20}$  und in der Phase gegen sie verschoben sein wird. Um nun nach Amplitude und Phase getrennt beurteilen zu können, hat man ein logarithmisches Maß, das Betriebsübertragungsmaß  $e^{g_B}$  eingeführt:

$$e^{g_B} = \frac{u_{20}}{u_2} \quad (8.2)$$

$$= e^{\alpha_B + j b_B} = e^{\alpha_B} \cdot e^{j b_B} \quad (8.3)$$

Man nennt

$\alpha_B$  die Betriebsdämpfung,

$b_B$  das Betriebswinkelmaß.

Mit Gl.(8.1) gilt:

$$e^{g_B} = \frac{u_0}{u_2} \sqrt{\frac{R_2}{R_\alpha}} \frac{R_\alpha}{R_i + R_\alpha} \quad (8.4)$$

und, wenn wir uns auf reelle Widerstände von Sender und Empfänger beschränken, für die Betriebsdämpfung:

$$e^{\alpha_B} = \left| \frac{u_0}{u_2} \right| \sqrt{\frac{R_2}{R_\alpha}} \frac{R_\alpha}{R_i + R_\alpha} \quad (8.5)$$

Der reale Übertrager unterscheidet sich vom idealen nun da-

durch (Vgl. Abschnitt 7.1), daß

- a) seine Wicklungen Gleichstromwiderstände besitzen,
- b) seine Wicklungsinduktivitäten endlich sind und
- c) Streuinduktivitäten vorhanden sind.

Das Betriebsübertragungsmaß gestattet uns, die einzelnen Einflüsse a) bis c) getrennt zu untersuchen und später zu addieren.

### 8.1.1. Einfluß der Gleichstromwiderstände der Wicklungen

Wir gehen vom Ersatzschaltbild Bild 7.5, 7.6 oder 7.7 aus. Bei Vernachlässigung der Induktivitäten ( $L_1 = \infty, C = 0$ ) bleibt nur der ideale Übertrager mit  $\ddot{U} = \ddot{U}_e = \frac{N_1}{N_2}$ . Die zu berücksichtigenden Gleichstromwiderstände sind offenbar auf der Primär- und Sekundärseite des idealen Übertragers als Reihenverlustwiderstände  $R_{G1}$  und  $R_{G2}$  entsprechend Bild 8.1 hinzuzufügen.

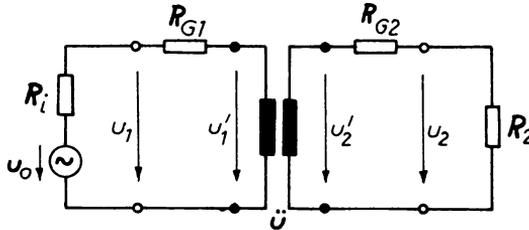


Bild 8.1 Ersatzschaltung eines Übertragers mit endlichen Gleichstromwiderständen

Wir wollen die Betriebsdämpfung berechnen. Gemäß Gl.(8.5) ermitteln wir zunächst den Quotienten  $\frac{u_0}{u_2}$  :

$$u_2 = u_2' \frac{R_2}{R_{G2} + R_2} \quad (8.6)$$

$$u_2' = \frac{u_1'}{\ddot{U}} \quad (8.7)$$

$$u_1' = u_1 \frac{\ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)}{R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)} \quad (8.8)$$

$$u_1 = u_0 \frac{R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)}{R_i + R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)} \quad (8.9)$$

Nun setzen wir der Reihe nach ein und erhalten:

$$u_1' = u_0 \frac{\ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)}{R_i + R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)} \quad (8.10)$$

$$u_2' = \frac{u_0}{\ddot{u}} \frac{\ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)}{R_i + R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)} \quad (8.11)$$

$$u_2 = u_0 \frac{\ddot{u} R_2}{R_i + R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2)} \quad (8.12)$$

Berücksichtigen wir, daß mit Gl.(7.31) bei vorhandenem  $R_{G1}$  und  $R_{G2}$

$$R_\alpha = R_{G1} + \ddot{u}^2 (R_{G2} + R_2) \quad (8.13)$$

und daraus

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{R_\alpha - R_{G1}}{R_{G2} + R_2}} \quad \text{ist,} \quad (8.14)$$

so gilt:

$$u_2 = u_0 \frac{R_2}{R_i + R_\alpha} \sqrt{\frac{R_\alpha - R_{G1}}{R_{G2} + R_2}}. \quad (8.15)$$

Wir setzen das nun in die Gleichung der Betriebsdämpfung (8.5) ein und erhalten

$$e^{\alpha_B} = \sqrt{\frac{R_\alpha}{R_2}} \cdot \sqrt{\frac{R_{G2} + R_2}{R_\alpha - R_{G1}}} = \frac{\sqrt{1 + \frac{R_{G2}}{R_2}}}{\sqrt{1 - \frac{R_{G1}}{R_\alpha}}}. \quad (8.16)$$

Im allgemeinen werden  $\frac{R_{G2}}{R_2} \ll 1$  und  $\frac{R_{G1}}{R_\alpha} \ll 1$  sein, so daß in Näherung gilt:

$$\alpha_B \approx \frac{1}{2} \frac{R_{G2}}{R_2} + \frac{1}{2} \frac{R_{G1}}{R_\alpha}. \quad (8.17)$$

Hierbei wurde davon Gebrauch gemacht, daß man für  $\epsilon \ll 1$  und  $\delta \ll 1$  angenähert schreiben kann:

$$\begin{aligned} (1 \pm \delta)^{\frac{1}{2}} &= 1 \pm \frac{1}{2} \delta \\ \frac{1 + \delta}{1 - \epsilon} &= 1 + \delta + \epsilon \\ e^\delta &= 1 + \delta. \end{aligned}$$

Ist die verfügbare Wickelfläche gleichmäßig auf Primär- und Sekundärwicklung aufgeteilt und setzen wir für beide Wicklungen den gleichen Kupferfüllfaktor voraus, so gilt:

$$R_{G1} = \dot{U}^2 R_{G2}. \quad (8.18)$$

Da ferner im allgemeinen

$$R_\alpha \gg R_{G1} \quad (8.19)$$

und

$$R_2 \gg R_{G2}, \quad (8.20)$$

**gilt:**

$$\ddot{u}^2 \approx \frac{R_a}{R_2} . \quad (8.21)$$

**Führen wir nun Gl.(8.21) in Gl.(8.18) ein, so erhalten wir:**

$$R_{G2} \approx \frac{R_2}{R_a} R_{G1} \quad (8.22)$$

**und**

$$\frac{R_{G2}}{R_2} \approx \frac{R_{G1}}{R_a} . \quad (8.23)$$

**Setzen wir nun Gl.(8.23) in Gl.(8.16) ein, so ergibt sich für die Betriebsdämpfung mit  $x = \frac{R_{G2}}{R_2} \approx \frac{R_{G1}}{R_a}$ :**

$$e^{\alpha_B} \approx \frac{\sqrt{1+x}}{\sqrt{1-x}} \approx e^x , \quad (8.24)$$

**also**

$$\alpha_B \approx \frac{R_{G1}}{R_a} . \quad (8.25)$$

**Solange die Betriebsdämpfung  $< 0,3 N_p$  ist, bleibt der Fehler  $< 1\%$ .**

**Anmerkung: Das Neper ist der natürliche Logarithmus eines Spannungsverhältnisses  $\frac{U_1}{U_2}$  (oder Stromverhältnisses  $\frac{I_1}{I_2}$ ),**

$$x = \ln \frac{U_1}{U_2} \quad (\text{in Neper}).$$

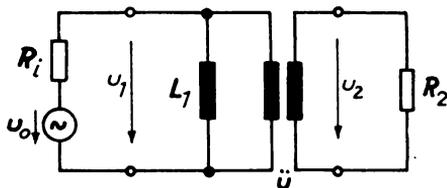
$$0,3 N_p \text{ bedeuten demnach: } 0,3 = \ln \frac{U_1}{U_2} \\ e^{0,3} = \frac{U_1}{U_2} = 1,35 .$$

**Mit Gl. (8.25) haben die Gleichstromwiderstände der Wicklungen eine frequenzunabhängige Dämpfung zur Folge, zu der sich bei tiefen Frequenzen die Dämpfung durch die Wicklungsinduktivität und bei hohen Frequenzen die Dämpfung durch die Streuinduktivität addieren. Man nennt deshalb die in Gl.(8.25) beschriebene Dämpfung die Grunddämpfung des Übertragers  $\alpha_G$ ; sie gibt den frequenzunabhängigen Teil der Betriebsdämpfung an.**

Die mit Gl.(8.13) eingeführte Beschreibung des Übersetzten Widerstandes  $R_\alpha$  und das daraus abgeleitete Übersetzungsverhältnis entsprechend Gl.(8.14) sind für die Berechnung von Übertragern sehr wichtig. Zur optimalen Arbeit eines Generators, z.B. für möglichst geringe nichtlineare Verzerrungen einer Röhre oder eines Transistors, muß dieser auf einen zweckmäßigen Arbeitswiderstand  $R_\alpha$  arbeiten, der sich gemäß Gl. (8.13) außer dem Übersetzten Verbraucherwiderstand  $\dot{U}^2 R_2$  aus den Wicklungsverlusten  $R_{G1}$  und  $\dot{U}^2 R_2$  zusammensetzt.

### 8.1.2. Einfluß der Wicklungsinduktivität

Wir gehen wieder vom Ersatzschaltbild Bild 7.5, 7.6 oder 7.7 aus. Bei den interessierenden tiefen Frequenzen  $\omega_t$  hat die Streuinduktivität einen so kleinen Scheinwiderstand, daß wir sie nicht zu berücksichtigen brauchen. So erhalten wir bei Vernachlässigung der Streuung ( $\sigma \ll 1$ ) den idealen Übertrager mit  $\dot{U} = \dot{U}_e = \frac{N_1}{N_2}$  und parallel zur Primärwicklung die Induktivität  $L_1$  entsprechend dem Bild 8.2.



**Bild 8.2** Ersatzschaltbild eines Übertragers mit endlicher Induktivität bei tiefen Frequenzen

Es besteht wieder die Aufgabe, das Betriebsübertragungsmaß  $e_{\mathcal{B}}^k$  zu berechnen. Dazu ist gemäß Gl.(8.4) zunächst der Quotient  $\frac{U_0}{U_2}$  zu bestimmen:

$$U_2 = \frac{1}{\dot{U}} U_1 \tag{8.26}$$

$$U_1 = U_0 \frac{R_\alpha^L}{R_i + R_\alpha^L} \quad (8.27)$$

$$R_\alpha^L = \frac{j\omega_t L_1 \cdot \ddot{U}^2 R_2}{j\omega_t L_1 + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.28)$$

Werden diese Ergebnisse nacheinander eingesetzt, so erhalten wir:

$$U_2 = \frac{1}{\ddot{U}} U_0 \frac{R_\alpha^L}{R_i + R_\alpha^L} \quad (8.29)$$

$$\frac{U_0}{U_2} = \ddot{U} \frac{R_i + R_\alpha^L}{R_\alpha^L} \quad (8.30)$$

Da die Verbraucherspannung  $U_2$  und die Ursprungspannung  $U_0$  nicht in Phase sind, wird mit Gl.(8.30) das Betriebsübertragungsmaß jetzt komplex:

$$e^{s_B^L} = \ddot{U} \frac{R_i + R_\alpha^L}{R_\alpha^L} \sqrt{\frac{R_2}{R_\alpha}} \frac{R_\alpha}{R_i + R_\alpha} \quad (8.31)$$

$$= \left( R_i \frac{j\omega_t L_1 + \ddot{U}^2 R_2}{j\omega_t L_1 \cdot \ddot{U}^2 R_2} + 1 \right) \frac{\ddot{U}^2 R_2}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.32)$$

$$= 1 + \frac{1}{j\omega_t L_1} \frac{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.33)$$

Hieraus berechnen wir entsprechend Gl.(8.5) die Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bt}$ :

$$e^{2\alpha_{Bt}} = 1 + \left( \frac{1}{\omega_t L_1} \frac{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \right)^2 \quad (8.34)$$

Somit gilt:

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} = \frac{1}{\omega_t L_1} \frac{R_i \cdot \dot{U}^2 R_2}{R_i + \dot{U}^2 R_2}. \quad (8.35)$$

Man bezeichnet diejenige Frequenz, bei der  $\alpha_{Bt} = 0,35 N_p$ , mit  $\omega_U$ .  
Hierfür wird

$$\sqrt{e^{2 \cdot 0,35} - 1} = 1 \quad (8.36)$$

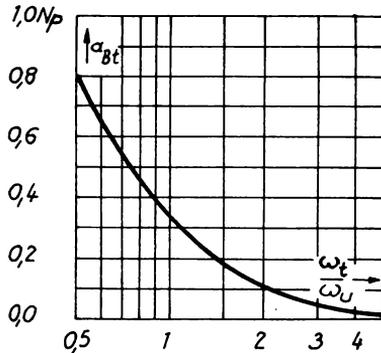
und damit

$$\omega_U = \frac{1}{L_1} \frac{R_i \cdot \dot{U}^2 R_2}{R_i + \dot{U}^2 R_2} \quad (8.37)$$

so daß sich mit Gl.(8.35) ergibt:

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} = \frac{\omega_U}{\omega_t}. \quad (8.38)$$

Den Anstieg der Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bt}$  mit abnehmender Frequenz zeigt Bild 8.3. Soll z.B. die Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bt} = 0,1 N_p$  betragen, so liefert Bild 8.3  $\frac{\omega_t}{\omega_U} = 2$  d.h., wir erhalten die erforderliche Induktivität aus Gl.(8.37) mit  $\omega_U = \frac{1}{2} \omega_t$ . Wenn der Übertrager bei tieferen Frequenzen nur eine geringe zusätzliche Dämpfung besitzen soll, muß die Induktivität groß werden. Größere Induktivität erfordert größere Windungszahlen, und diese bedingen wiederum größere Wirkwiderstände der Wicklungen, wodurch sich mit Gl.(8.25) die Grunddämpfung  $\alpha_G$  erhöht. Erforderlichenfalls muß ein Kernwerkstoff mit größerer Permeabilität oder ein größerer Kerntyp gewählt werden. Beachten Sie, daß mit Gl.(8.37)  $R_i$  und  $R_\alpha$  die untere Grenzfrequenz ebenfalls beeinflussen. Bei Anpassung gilt  $R_\alpha = R_i$  und damit wird die erforderliche Induktivität  $L_1$  für eine



**Bild 8.3** Anstieg der Betriebsdämpfung in der Umgebung der unteren Grenzfrequenz [1]

Betriebsdämpfung von  $\alpha_{Bt} = 0,35N_p$  mit Gl.(8.37) und Gl.(8.36) bzw. Bild 8.3

$$L_1 = \frac{1}{\omega_U} \frac{R_\alpha}{2} \quad (8.39)$$

Für Pentoden gilt  $R_\alpha \ll R_i$ , so daß wir für die Induktivität

$$L_1 \approx \frac{1}{\omega_U} R_\alpha \quad (8.40)$$

erhalten, und für Trioden wählt man, um geringe nichtlineare Verzerrungen zu erhalten,  $R_\alpha = 2 R_i$ , so daß eine Induktivität

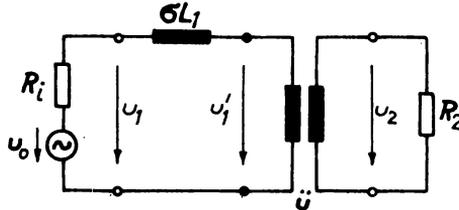
$$L_1 \approx \frac{1}{\omega_U} \frac{R_\alpha}{3} \quad (8.41)$$

benötigt wird.

### 8.1.3. Einfluß der Streuinduktivität

Bei einer Frequenz am oberen Rande des übertragbaren Frequenzbandes  $\omega_h$  ist der Scheinwiderstand der Wicklungsinduktivität  $L_1$  so groß, daß sein Leitwert vernachlässigt werden kann. Andererseits aber steigt der Scheinwiderstand der Streuinduktivität proportional mit der Frequenz und verursacht eine zusätzliche Dämpfung. Wir benutzen das Ersatzschaltbild 7.6 und

lassen wegen des vernachlässigbar kleinen Leitwertes der Wicklungsinduktivität entsprechend Bild 8.4 die Querinduktivität entfallen.



**Bild 8.4 Vereinfachtes Ersatzschaltbild für hohe Frequenzen**

Unsere Aufgabe besteht wieder darin, zunächst das Betriebsübertragungsmaß  $e^{SB}$  zu berechnen. Gemäß Gl.(8.4) ist vorerst wieder der Quotient  $\frac{u_0}{u_2}$  zu entwickeln:

$$u_2 = \frac{1}{\ddot{U}} u'_1 \quad (8.42)$$

$$u'_1 = u_0 \frac{\ddot{U}^2 R_2}{R_i + j\omega_H \sigma L_1 + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.43)$$

$$u_2 = u_0 \frac{\ddot{U} R_2}{R_i + j\omega_H \sigma L_1 + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.44)$$

$$\frac{u_0}{u_2} = \frac{R_i + j\omega_H \sigma L_1 + \ddot{U}^2 R_2}{\ddot{U} R_2} \quad (8.45)$$

Da die Verbraucher- und die Ursprungspannung nicht in Phase sind, wird das Betriebsübertragungsmaß komplex:

$$e^{g_t} = \frac{R_i + j\omega_h \sigma L_1 + \ddot{U}^2 R_2}{\ddot{U} R_2} \cdot \frac{1}{\ddot{U}} \frac{\ddot{U}^2 R_2}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.46)$$

$$= 1 + \frac{j\omega_h \sigma L_1}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.47)$$

Hieraus berechnen wir entsprechend Gl.(8.5) die Betriebsdämpfung für höhere Frequenzen  $\alpha_{Bh}$ :

$$e^{2\alpha_{Bh}} = 1 + \left( \frac{\omega_h \sigma L_1}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \right)^2 \quad (8.48)$$

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bh}} - 1} = \frac{\omega_h \sigma L_1}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.49)$$

Entsprechend  $\omega_0$  bezeichnet man diejenige Frequenz, bei der die Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bh} = 0,35 N_p$  beträgt, mit  $\omega_0$ . Mit diesen Größen wird mit Gl.(8.49)

$$\sqrt{e^{2 \cdot 0,35} - 1} = 1 \quad (8.50)$$

und damit

$$\omega_0 = \frac{R_i + \ddot{U}^2 R_2}{\sigma L_1} \quad (8.51)$$

Mit Einführen einer normierten Frequenz läßt sich der gesamte Dämpfungsverlauf als symmetrische Kurve darstellen. Wir setzen die Dämpfungen bei den tiefen und den hohen Frequenzen gleich

$$\frac{1}{\omega_t L_1} \frac{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} = \frac{\sigma \omega_h L_1}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.52)$$

und bilden mit der Frequenz  $\omega_m$

$$\omega_m = \sqrt{\omega_t \cdot \omega_h} \quad (8.53)$$

mit Gl.(8.52)

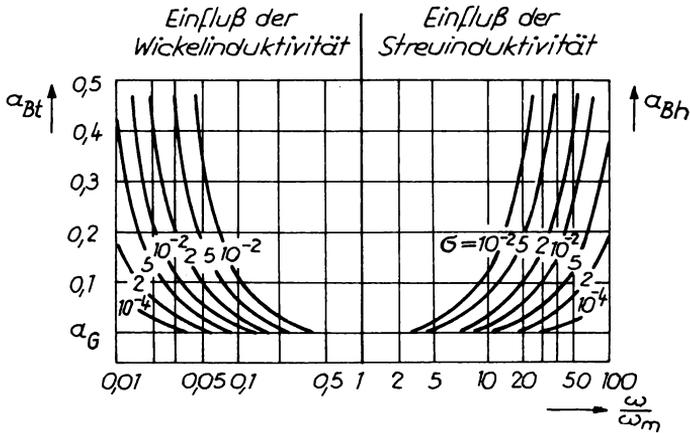
$$\omega_m = \frac{\sqrt{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}}{L_1 \sqrt{\sigma}} \quad (8.54)$$

Berechnen wir nun unter Verwendung einer mittels  $\omega_m$  normierten Frequenz die Dämpfungen bei den tiefen und den hohen Frequenzen, so erhalten wir:

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} = \frac{\omega_m}{\omega_t} \frac{\sqrt{\sigma} \sqrt{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.55)$$

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bh}} - 1} = \frac{\omega_h}{\omega_m} \frac{\sqrt{\sigma} \sqrt{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}}{R_i + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.56)$$

Bild 8.5 zeigt den Verlauf der Betriebsdämpfung nach Gl.(8.55) und Gl.(8.56). Als Parameter wurde die Streuung  $\sigma$  eingetragen-



**Bild 8.5** Betriebsdämpfung eines Übertragers mit endlicher Induktivität und Streuinduktivität

gen. Ferner wurde eine Grunddämpfung  $\alpha_G$  berücksichtigt. Wie Bild 8.5 zeigt, wächst mit abnehmender Streuung die Breite des

übertragenen Frequenzbandes.

Zur weiteren Untersuchung der Bandbreite bilden wir mit Gl.(8.35) und Gl.(8.49):

$$\frac{\omega_h}{\omega_t} = \sqrt{e^{2\alpha_{Bh}} - 1} \cdot \sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} \cdot \frac{R_i + \ddot{U}^2 R_2}{\sigma L_1} \cdot \frac{L_1 (R_i + \ddot{U}^2 R_2)}{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.57)$$

$$= \sqrt{e^{2\alpha_{Bh}} - 1} \cdot \sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} \cdot \frac{1}{\sigma} \left( \frac{R_i}{\ddot{U}^2 R_2} + 2 + \frac{\ddot{U}^2 R_2}{R_i} \right). \quad (8.58)$$

Der Klammerausdruck der Form  $(x + 2 + \frac{1}{x})$  wird bei Anpassung 4 und bei Unter- oder Überanpassung größer als 4. Bild 8.6 stellt den Verlauf dieser Funktion dar und zeigt, wie man

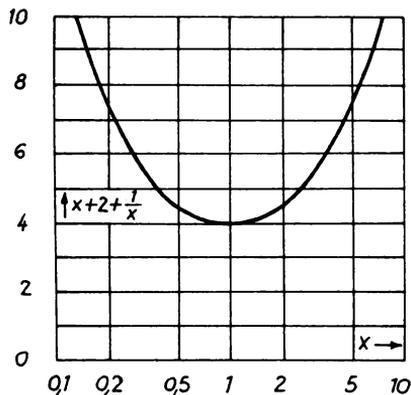


Bild 8.6 Zur Berechnung der Breite des übertragenen Frequenzbandes [1]

bei gegebenem Streugrad durch Fehlanspassung die Bandbreite

vergrößern kann.

## 8.2. Der Streugrad

Der von der Primärwicklung erzeugte Magnetfluß durchsetzt zum weitaus größten Teil die Sekundärwicklung; dieser Teil des Flusses heißt der Haupt- oder Koppelfluß. Ein sehr kleiner Teil des Magnetflusses schließt sich durch die Luft und erreicht die Sekundärwicklung nicht; dieser Teil des Flusses heißt der Streufluß. Trotz der Kleinheit dieses Streuflusses im Vergleich zum Hauptfluß hat er entscheidenden Einfluß auf das Arbeiten des Übertragers bei hohen Frequenzen. Im Abschnitt 8.1.3. hatten wir festgestellt, daß bei gegebenen Anpassungsbedingungen die übertragbare Bandbreite vom Streugrad bestimmt wird. Deshalb sollen der Streugrad und die Möglichkeiten seiner Beeinflussung untersucht werden.

In Analogie zum elektrischen Stromkreis sind bei Flußverzweigungen im magnetischen Kreis die magnetischen Leitwerte zu addieren:

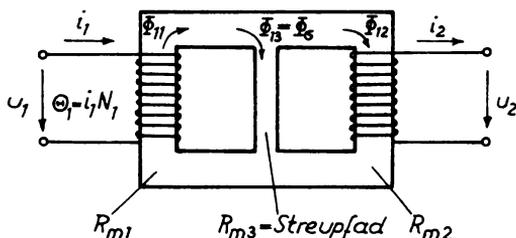


Bild 8.7 Übertrager mit Streufluß

$$\phi_{11} = \frac{i_1 N_1}{R_m} \quad (8.59)$$

$$R_{m1}' = R_{m1} + \frac{R_{m2} \cdot R_{m3}}{R_{m2} + R_{m3}} \quad (8.60)$$

$$= \frac{R_{m1} R_{m2} + R_{m1} R_{m3} + R_{m2} R_{m3}}{R_{m2} + R_{m3}} \quad (8.61)$$

$$= \frac{S}{R_{m2} + R_{m3}} \quad , \text{ (wobei } S = R_{m1} R_{m2} + R_{m1} R_{m3} + R_{m2} R_{m3} \text{)}. \quad (8.62)$$

Der Fluß  $\phi_{11}$  verzweigt sich in die beiden Teilflüsse  $\phi_{12}$  und  $\phi_{13} = \phi_{\sigma}$ , die sich in Analogie zum elektrischen Stromkreis umgekehrt wie ihre magnetischen Widerstände  $R_{m2}$  und  $R_{m3}$  verhalten:

$$\phi_{12} = \frac{R_{m3}}{R_{m2} + R_{m3}} \phi_{11} \quad = \text{Hauptfluß, Koppelfluß, (8.63)}$$

$$\phi_{13} = \frac{R_{m2}}{R_{m2} + R_{m3}} \phi_{11} \quad = \text{Streufuß. (8.64)}$$

Wir berechnen die Primärinduktivität

$$u_1 = j\omega N_1 \phi_{11} \quad (8.65)$$

$$= j\omega N_1^2 i_1 \frac{R_{m2} + R_{m3}}{S} \quad (8.66)$$

$$= j\omega L_1 i_1 \quad (8.67)$$

$$L_1 = N_1^2 \frac{R_{m2} + R_{m3}}{S} \quad (8.68)$$

und die Gegeninduktivität

$$u_{21} = j\omega N_2 \phi_{12} \quad (8.69)$$

$$= j\omega N_1 N_2 i_1 \frac{R_{m3}}{S} \quad (8.70)$$

$$= j\omega M i_1 \quad (8.71)$$

$$M = N_1 N_2 \frac{R_{m3}}{S} . \quad (8.72)$$

Bei Einspeisung über die Sekundärseite erhalten wir analog:

$$\phi_{22} = \frac{i_2 \cdot N_2}{R_m} \quad (8.73)$$

$$R'_{m2} = R_{m2} + \frac{R_{m1} R_{m3}}{R_{m1} + R_{m3}} \quad (8.74)$$

$$= \frac{R_{m1} R_{m2} + R_{m1} R_{m3} + R_{m2} R_{m3}}{R_{m1} + R_{m3}} \quad (8.75)$$

$$= \frac{S}{R_{m1} + R_{m3}} \quad (8.76)$$

$$\phi_{21} = \frac{R_{m3}}{R_{m1} + R_{m3}} \phi_{22} \quad (8.77)$$

$$\phi_{23} = \frac{R_{m1}}{R_{m1} + R_{m3}} \phi_{22} \quad (8.78)$$

und hieraus die Sekundärinduktivität und die Gegeninduktivität

$$u_2 = j\omega N_2 \phi_{22} \quad (8.79)$$

$$L_2 = N_2^2 \frac{R_{m1} + R_{m3}}{S} \quad (8.80)$$

$$u_{1l} = j\omega N_1 \phi_{21} \quad (8.81)$$

$$M = N_1 N_2 \frac{R_{m3}}{S} . \quad (8.82)$$

### Ergebnis:

Wenn wir einen Übertrager primär- oder sekundärseitig mit gleicher Durchflutung erregen, so entstehen im allgemeinen verschiedene Gesamtflüsse ( $\phi_{11} \neq \phi_{22}$ ) und verschiedene Streuflüsse ( $\phi_{13} \neq \phi_{23}$ ). Die Koppelflüsse sind in jedem Falle gleich ( $\phi_{12} = \phi_{21}$ ). Die Größe der Gegeninduktivität ist unabhängig davon, von welcher Seite eingespeist wird.

Die in Abschnitt 1.2. eingeführten Koppelgrade können wir jetzt wie folgt ausdrücken:

$$k_{12} = \frac{\phi_{12}}{\phi_{11}} = \frac{R_{m3}}{R_{m2} + R_{m3}} \quad (8.83)$$

$$k_{21} = \frac{\phi_{21}}{\phi_{22}} = \frac{R_{m3}}{R_{m1} + R_{m3}} \quad (8.84)$$

Damit wird mit den Gleichungen (1.28), (1.37) und (1.38) der Streugrad

$$\sigma = 1 - k_{12} k_{21} \quad (8.85)$$

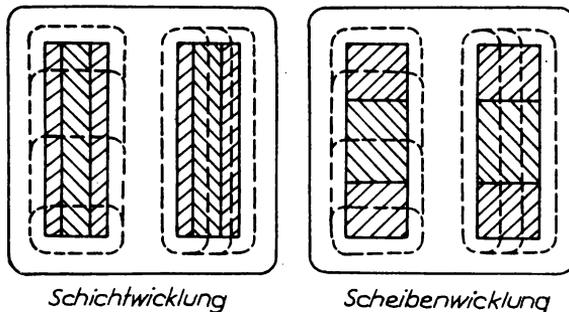
$$= 1 - \frac{R_{m3}}{R_{m2} + R_{m3}} \cdot \frac{R_{m3}}{R_{m1} + R_{m3}} \quad (8.86)$$

Somit kann man also den Streugrad folgendermaßen beeinflussen:

- a) durch die Kernform;  
ein Ringkern, besonders ohne Luftspalt, hat den kleinsten Streugrad; dann folgen die Mantelkerne (M-, EI-Schnitt) und schließlich die Schenkelkerne;
- b) durch das Kernmaterial;  
der Streugrad wird klein, wenn  $R_{m1}$  und  $R_{m2} \ll R_{m3}$  - (Vgl. Gl.(8.86)-, wenn also das Kernmaterial eine große Permeabilität besitzt;
- c) durch den Wicklungsaufbau;  
bei geeigneter Verschachtelung von Primär- und Sekundärwick-

lung kann man erreichen, daß ein Teil des Flusses, der den Kern als Streufluß verläßt, dennoch die andere Wicklung durchsetzt.

Die Beeinflussung des Streugrades durch die Verschachtelung der Wicklungen soll untersucht werden. Für die Unterteilung werden die Schicht- und die Scheibenwicklung verwendet. Die



**Bild 8.8** Verschiedene Wicklungen und mögliche Streuflüsse bei Übertragern

Anzahl der Berührungs- oder Trennflächen zwischen Primär- und Sekundärwicklung gibt man mit dem Unterteilungsfaktor  $t_U$  an. Unter bestimmten Annahmen kann man die Streuinduktivitäten  $\sigma_{L1}$  und  $\sigma_{L2}$  berechnen. Ohne die Ableitung wiederzugeben, gilt nach [2] :

$$\sigma_L = N^2 \cdot \mu_0 \frac{l_w}{b_w} \cdot \frac{1}{t_U^2} \left( d_{ges} + \frac{1}{3} D_{ges} \right). \quad (8.87)$$

Es bedeuten - Vgl. Bild 8.9 -

- $l_w$  = mittlere Windungslänge in cm,
- $b_w$  = Wickelbreite in cm,
- $d_{ges}$  = Summe der Dicken sämtlicher Zwischenlagen in cm,
- $D_{ges}$  = Summe der Dicken sämtlicher Teilwicklungen in cm.

Dividieren wir Gl.(8.87) durch  $N^2$ , so erhalten wir in Analogie zur Induktivitätskonstante  $A_L$  die sogenannte Streuin-

duktivitätskonstante  $A_{\sigma L}$  :

$$A_{\sigma L} = \mu_0 \cdot \frac{l_w}{b_w} \cdot \frac{1}{t_U^2} (d_{ges} + \frac{1}{3} D_{ges}). \quad (8.88)$$

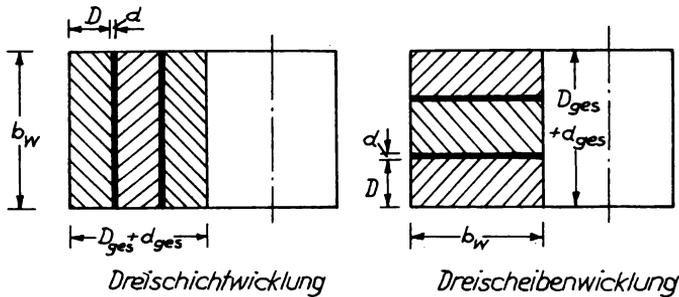


Bild 8.9 Schicht- und Scheibenwicklung

Die Streuinduktivitätskonstante ist nicht vom Kernmaterial oder von einem evtl. vorhandenen Luftspalt, sondern nur von den geometrischen Abmessungen und vom Aufbau der Wicklung abhängig. Mit der Größe des Kernes ändern sich die Abmessungen der Wicklung und damit die Werte für  $A_{\sigma L}$  - Vgl. hierzu Tabelle 2.1 und 2.2 -. Gl.(8.88) zeigt uns, daß die Schichtwicklung günstiger als die Scheibenwicklung ist; ferner läßt sich durch unvollständige Ausnutzung des Wickelraumes  $D_{ges}$  verkleinern und damit die Streuinduktivitätskonstante verringern.

Dividieren wir Gl.(8.87) durch die Induktivität  $L$  , so erhalten wir den Streugrad  $\sigma$  :

$$\frac{\sigma L}{L} = \sigma = \frac{\mu_0}{\mu^*} \cdot \frac{l}{A_K} \cdot \frac{l_w}{b_w} \cdot \frac{1}{t_U^2} (d_{ges} + \frac{1}{3} D_{ges}). \quad (8.89)$$

Der Streugrad ist abhängig von der Kernform, dem Kernmaterial

und dem Wicklungsaufbau (Vgl. hierzu oben).

### 8.3. Widerstandsübersetzung mit Wicklungs- und Streuinduktivität

Beim idealen Übertrager wäre der primäre Scheinwiderstand für alle Frequenzen

$$W_1^{\angle} = \ddot{U}^2 R_2 . \quad (8.90)$$

Bei tiefen Frequenzen wird der Leitwert der Primärinduktivität  $L_1$  wirksam, so daß der Scheinwiderstand

$$W_1^{\angle} = \frac{j\omega L_1 \cdot \ddot{U}^2 R_2}{j\omega L_1 + \ddot{U}^2 R_2} \quad (8.91)$$

wird. Die Ortskurve dieses Scheinwiderstandes gibt Bild 8.10 wieder. Im Bereich der mittleren Frequenzen wird der Blind-

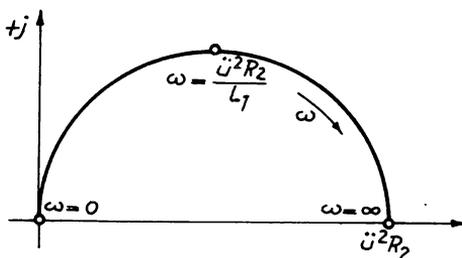


Bild 8.10 Scheinwiderstand eines Übertragers ohne Streuung bei Abschluß mit einem ohmschen Widerstand [1]

widerstand der Primärwicklung  $j\omega L_1$  merklich größer als der übersetzte Widerstand  $\ddot{U}^2 R_2$ , so daß man folgende Näherung entwickeln kann:

$$W_1^{\angle} = \frac{\ddot{U}^2 R_2}{1 + \frac{\ddot{U}^2 R_2}{j\omega L_1}} \quad (8.92)$$

und mit

$$\frac{\ddot{U}^2 R_2}{\omega L_1} \ll 1 \quad (8.93)$$

wird

$$W_1^L \approx \ddot{U}^2 R_2 \left( 1 - \frac{\ddot{U}^2 R_2}{j\omega L_1} \right) = \ddot{U}^2 R_2 + j \frac{(\ddot{U}^2 R_2)^2}{\omega L_1} . \quad (8.94)$$

Für diese mittleren Frequenzen wird der Sekundärwiderstand etwa wie gewünscht übersetzt; der außerdem vorhandene Blindwiderstand wird mit steigender Frequenz immer kleiner und kann für hinreichend hohe Frequenzen ganz vernachlässigt werden. Bei hohen Frequenzen wird aber die Streuinduktivität wirksam und muß deshalb berücksichtigt werden. Mit dem Ersatzschaltbild Bild 7.6 gilt:

$$W_1^L = \frac{j\omega(1-\sigma)L_1 \cdot \ddot{U}^2(1-\sigma)R_2}{j\omega(1-\sigma)L_1 + \ddot{U}^2(1-\sigma)R_2} + j\omega\sigma L_1 . \quad (8.95)$$

Für  $\sigma \ll 1$  wird

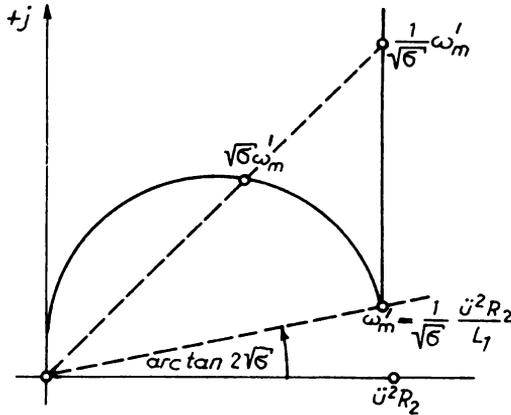
$$W_1^L \approx \frac{j\omega L_1 \cdot \ddot{U}^2 R_2}{j\omega L_1 + \ddot{U}^2 R_2} + j\omega\sigma L_1 . \quad (8.96)$$

Den Scheinwiderstandsverlauf gibt Bild 8.11 wieder. Die Ortskurve zeigt für den Blindanteil des Scheinwiderstandes ein Minimum. Mit den Näherungen nach Gl.(8.94) und Gl.(8.96) wollen wir die Frequenz  $\omega'_m$ , bei der dieses Minimum auftritt, berechnen:

$$W_1^L \approx \ddot{U}^2 R_2 + j \frac{(\ddot{U}^2 R_2)^2}{\omega L_1} + j\omega\sigma L_1 . \quad (8.97)$$

Das gesuchte Minimum tritt auf, wenn die Blindenanteile gleich groß sind:

$$\frac{(\ddot{U}^2 R_2)^2}{\omega'_m L_1} = \omega'_m \sigma L_1 \quad (8.98)$$



**Bild 8.11** Scheinwiderstand eines Übertragers mit Streuung bei Abschluß mit einem ohmschen Widerstand [1]

$$\omega'_m = \frac{1}{\sqrt{6}} \frac{\ddot{U}^2 R_2}{L_1} . \quad (8.99)$$

Dabei hat der kleinste Blindwiderstand die Größe

$$jR_b = j2\sqrt{6} \ddot{U}^2 R_2 . \quad (8.100)$$

Dieser kleinste Blindwiderstand  $R_b$  ist nur abhängig von  $\sigma$  und  $\ddot{U}^2 R_2$ , nicht aber von  $L_1$ . Der zu diesem Blindwiderstand  $R_b$  gehörende kleinste Winkel beträgt

$$\neq W_{1,\omega}^{\angle} = \omega'_m = \arctan 2\sqrt{6} \quad (8.101)$$

und ist nur vom Streugrad abhängig.

Weiterhin interessieren die Frequenzen, bei denen der Winkel des Scheinwiderstandes  $45^\circ$  beträgt. Bei Vernachlässigung der

gegenseitigen Beeinflussungen gilt:

$$\omega_t' = \frac{\ddot{U}^2 R_2}{L_1} = \sqrt{\sigma} \omega_m \quad (8.102)$$

$$\omega_h' = \frac{\ddot{U}^2 R_2}{\sigma L_1} = \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \omega_m. \quad (8.103)$$

Das Verhältnis dieser Frequenzen beträgt

$$\frac{\omega_h'}{\omega_t'} = \frac{1}{\sigma}. \quad (8.104)$$

Ferner gilt:

$$\sqrt{\omega_t' \cdot \omega_h'} = \omega_m. \quad (8.105)$$

Zwischen den Frequenzen  $\omega_t'$  und  $\omega_h'$  hat der Scheinwiderstand  $W_1^<$  einen Betrag von

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \ddot{U}^2 R_2 < |W_1^<| < \sqrt{2} \ddot{U}^2 R_2. \quad (8.106)$$

Will man einen reellen Widerstand in einem größeren Frequenzbereich mit einem Übertrager nur mit kleinem Fehler des Widerstandswertes übersetzen, so werden an den Übertrager große Anforderungen gestellt.

Beispiel:

Ein Übertrager soll einen Abschlußwiderstand  $R_2$  auf  $\ddot{U}^2 R_2 = 400 \Omega$  übersetzen. Seine Primärinduktivität beträgt  $L_1 = 2H$ , sein Streugrad  $\sigma = 0,25\%$ . Wie groß sind  $f_m'$  (= Mitte des gut übertragenen Frequenzbandes),  $f_t'$  und  $f_h'$ ? [1]

$$f_m' = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{0,0025}} \frac{400 \Omega}{2H} = 636 s^{-1}$$

$$f_t' = \sqrt{\sigma} f_m = 31,8 s^{-1}$$

$$f_h' = \frac{1}{\sqrt{\sigma}} f_m = 12720 s^{-1}.$$

#### 8.4. Berechnung der Übertragergröße

Ein Übertrager soll einen Verbraucherwiderstand  $R_2$  auf einen für den Generator zweckmäßigen Wert  $R_a$  transformieren. Aus der unteren Grenze des zu übertragenden Frequenzbandes  $\omega_t$  und dem an dieser Grenze zulässigen Dämpfungsanstieg  $\alpha_{Bt}$  kann man die erforderliche Primärinduktivität  $L_1$  berechnen. Je größer der Übertrager ist, um so kleiner werden bei der geforderten Induktivität die Gleichstromwiderstände, und um so kleiner wird damit die Grunddämpfung  $\alpha_G$ . Für die Grunddämpfung  $\alpha_G$  verwenden wir gemäß Gl.(8.25)

$$\alpha_G = \frac{R_{G1}}{R_a} \quad (8.107)$$

und für den Dämpfungsanstieg  $\alpha_{Bt}$  bei der zu übertragenden unteren Frequenz  $\omega_t$  entsprechend Gl.(8.35)

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} = \frac{1}{\omega_t L_1} \cdot \frac{R_i \cdot R_a}{R_i + R_a} \quad (8.108)$$

Bei gleichmäßiger Aufteilung der Wickelfläche auf Primär- und Sekundärwicklung gilt mit Gl.(2.10) für den primären Gleichstromwiderstand:

$$R_{G1} = 2 \frac{\rho}{f_k} \cdot \frac{l_w}{A_w} N_1^2 \quad (8.109)$$

und entsprechend Gl.(2.1) und Gl.(2.14) für die primäre Induktivität:

$$L_1 = \mu_A^* \frac{A_w}{l_w} N_1^2 \quad (8.110)$$

Wir bilden mit den Gleichungen (8.109) und (8.110) das Verhältnis Gleichstromwiderstand  $R_{G1}$  zur Induktivität  $L_1$  :

$$\frac{R_{G1}}{L_1} = 2 \frac{\rho}{f_k} \frac{l}{A_k} \frac{l_w}{A_w} \frac{1}{\mu_A^*} \quad (8.111)$$

Dieses Verhältnis ist von der Windungszahl unabhängig. Andererseits können wir es durch Gl.(8.107) und Gl.(8.108) ausdrücken,

$$\frac{R_{G1}}{L_1} = \alpha_G \omega_t \sqrt{e^{2\alpha_B t} - 1} \left(1 + \frac{R_\alpha}{R_i}\right), \quad (8.112)$$

und können durch Gleichsetzen von Gl.(8.111) und Gl.(8.112) den Quotienten  $\frac{R_{G1}}{L_1}$  eliminieren:

$$2 \frac{g}{f_k} \frac{l}{A_k} \frac{l_w}{A_w} = \mu_A^* \alpha_G \omega_t \sqrt{e^{2\alpha_B t} - 1} \left(1 + \frac{R_\alpha}{R_i}\right). \quad (8.113)$$

Diese Gleichung enthält auf der rechten Seite die elektrischen Forderungen an den Übertrager sowie die Permeabilität des Kernes und auf der linken Seite eine von der Übertragergröße abhängige Größe. Die Werte dieser Größen für  $\varrho = 17 \frac{m\Omega mm^2}{m}$  und  $f_k = 0,5$  sind für einige EI- und M-Kerne in den nachfolgenden Tabellen zusammengestellt.

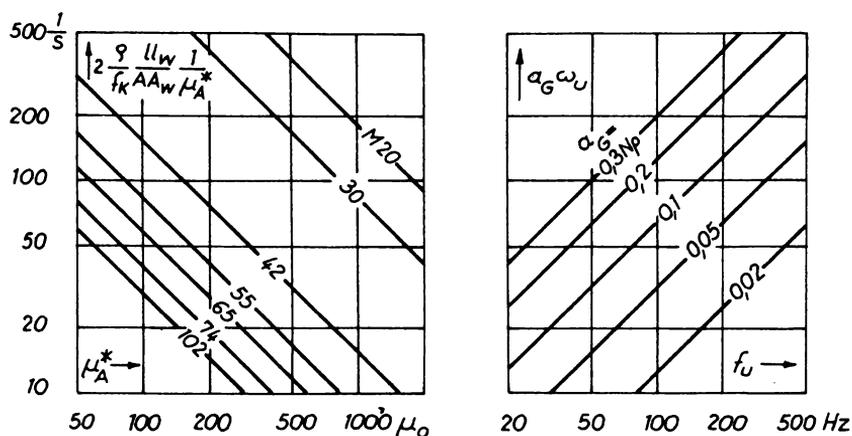
	EI38	EI48	EI60	EI66	EI78	EI84	EI92	EI106	
$\frac{l \cdot l_w}{A_k \cdot A_w} = 43$	27	17	14	10	8,8	8,0	59	$\frac{1}{cm^2}$	
$2 \frac{g}{f_k} \frac{l \cdot l_w}{A_k \cdot A_w} = 300$	185	115	94	68	60	54	40	$\frac{\mu\Omega}{cm}$	
	M20	M30	M42	M55	M65	M74	M85	M102	
$\frac{l \cdot l_w}{A_k \cdot A_w} = 340$	160	28	15	10,3	7,3	6,8	5,4	$\frac{1}{cm^2}$	
$2 \frac{g}{f_k} \frac{l \cdot l_w}{A_k \cdot A_w} = 2300$	1100	190	100	70	50	46	37	$\frac{\mu\Omega}{cm}$	

Zur Ermittlung der erforderlichen Übertragergröße berechnet man aus den Daten der Aufgabe den Wert der rechten Seite von Gl.(8.113) und sucht dann in den oben angeführten Tabellen den Kern, der diesen berechneten Wert gerade unterschreitet.

Bezeichnen wir entsprechend Abschnitt 8.1.2. mit  $\omega_U$  diejenige Frequenz, bei der der Dämpfungsanstieg  $\alpha_{Bt} = 0,35 N_p$  beträgt, so vereinfacht sich Gl.(8.113) zu

$$2 \frac{q}{f_k} \cdot \frac{l \cdot l_w}{A_k \cdot A_w} \cdot \frac{1}{\mu_A^*} = \left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right) a_G \omega_U \quad (8.114)$$

Zur weiteren Vereinfachung ist die Lösung dieser Gleichung in den Bildern 8.12 und 8.13 graphisch dargestellt. Dabei wurde



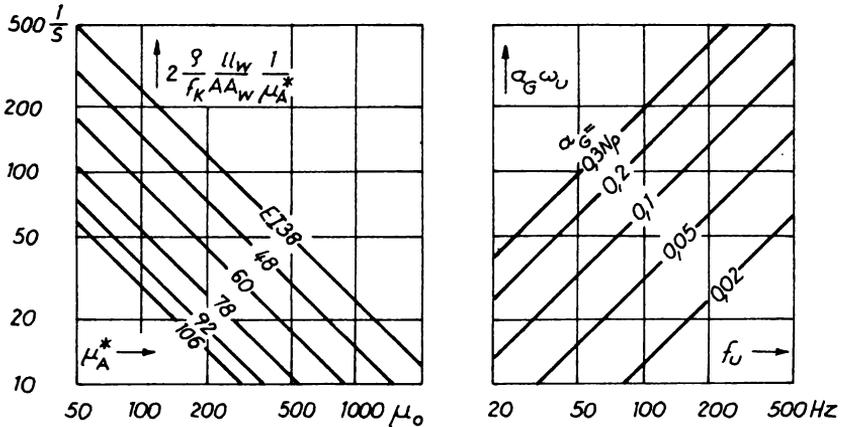
**Bild 8.12** Zur Berechnung der Grunddämpfung und der Größe von Übertragern mit EI - Kernen [1]

vorausgesetzt, daß  $R_a \ll R_i$  (- wie z.B. bei Pentoden -), so daß man für

$$\left(1 + \frac{R_a}{R_i}\right) a_G \omega_U \approx a_G \omega_U \quad (8.115)$$

schreiben kann. Ist nun  $R_a$  gegenüber  $R_i$  nicht zu vernachlässigen,

sigen, so braucht man den Ausdruck  $\alpha_G \omega_U$  nur mit dem Faktor  $(1 + \frac{R_\alpha}{R_i})$  zu multiplizieren, also die im rechten Teil der Bilder 8.12 und 8.13 abgelesenen Ordinaten entsprechend zu vergrößern.



**Bild 8.13** Zur Berechnung der Grunddämpfung und der Größe von Übertragern mit M-Kernen [1]

**Beispiel:**

Gefordert wird ein Übertrager mit einer Grunddämpfung  $\alpha_G = 0,15 Np$  und einem Dämpfungsanstieg von  $\alpha_{Bt} = 0,1 Np$  bei 100Hz . Der Übertrager sei an den Generator angepaßt ( $R_\alpha = R_i$ ) . Es soll ein EI-Kern verwendet werden.

Mit Bild 8.3 ist  $f_U = 50 Hz$  ; dieser Wert ist die Abszisse im rechten Teil des Bildes 8.12. Die Ordinate liefert dann  $\alpha_G \omega_U = 50 s^{-1}$ . Da  $R_\alpha = R_i$  , so wird  $(1 + \frac{R_\alpha}{R_i}) = 2$  und somit  $2\alpha_G \omega_U = 2 \cdot 50 s^{-1} = 100 s^{-1}$  . Dazu liefert der linke Teil des Bildes 8.3 für den EI 48 ein  $\mu_A^* = 160$  (bzw. für den EI 60 ein  $\mu_A^* = 90$  ). Wir können also einen Kern EI 48 aus Blech IV mit einem so breiten Luftspalt wählen, daß die Anfangspermeabilität gerade auf  $\mu_A^* = 160 \mu_0$  vermindert wird.

## 9. Resonanzübertrager

### 9.1. Resonanzübertrager für schmale Frequenzbänder

Der Resonanzübertrager hat die Aufgabe, Spannungen eines schmalen Frequenzbandes möglichst weit hinaufzutransformieren und andere Frequenzen zu unterdrücken. Dazu macht man  $\ddot{U}$  sehr klein, d.h.  $N_1 \ll N_2$ . Nach Abschnitt 3.1.2. kann man ansetzen, daß die Primär- und die Sekundärkapazität etwa gleich groß sind. Wir wollen die Primärkapazität auf die Sekundärseite umrechnen und erhalten mit

$$\frac{W_1^L}{W_2^L} = \ddot{U}^2 \quad (9.1)$$

$$\frac{Y_1^L}{Y_2^L} = \frac{1}{\ddot{U}^2} \quad (9.2)$$

$$C_2' = \ddot{U}^2 C_1 \quad (9.3)$$

Mit  $\ddot{U} \ll 1$  wird  $C_2' \ll C_1$ , d.h., die auf die Sekundärseite umgerechnete Primärkapazität ist viel kleiner als die Sekundärkapazität. Man kann erkennen, daß, sobald  $\ddot{U}$  merklich von 1 abweicht, nur die Kapazität der Wicklung mit der höheren Windungszahl berücksichtigt zu werden braucht.

Wir verwenden die Ersatzschaltung Bild 7.6 und erhalten mit  $\sigma \ll 1$

$$\sigma_{L1} \approx 0 \quad (9.4)$$

$$(1 - \sigma) L_1 \approx L_1 \quad (9.5)$$

Da ohnehin nur die Sekundärkapazität interessiert, stellen wir auch die Primärinduktivität auf der Sekundärseite dar und erhalten mit Gl.(9.1)

$$L_2 = \frac{1}{\ddot{U}^2} L_1 \quad (9.6)$$

und hierzu die Ersatzschaltung Bild 9.1.

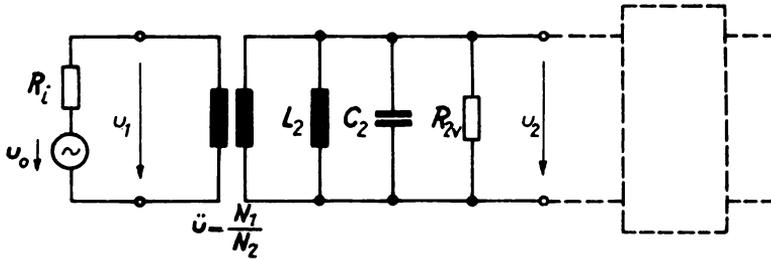


Bild 9.1 Ersatzschaltbild eines Resonanzübertragers

Die Eigenresonanz unseres Übertragers wäre in Übereinstimmung mit Gl.(7.28)

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\ddot{u}^2} L_1 C_2'}} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2'}} \quad (9.7)$$

In der Praxis würde die Kapazität des Übertragers durch die Eingangskapazität  $C_{\text{Eing}}$  des nachfolgenden Vierpols noch vergrößert werden und durch eine Zusatzkapazität  $C_{\text{Zus}}$  zur Stabilisierung der Resonanzfrequenz (z.B. relative Herabsetzung von Kapazitätsänderungen infolge Arbeitspunktänderungen des Vierpols und zur Kompensation von Temperaturabhängigkeiten) weiter erhöht werden. Genauer müßten wir setzen:

$$C_2 \text{ ges} = C_2 + \ddot{u}^2 C_1 + C_{\text{Eing}} + C_{\text{Zus}} \quad (9.8)$$

Der in Bild 9.1 dargestellte Widerstand  $R_{2v}$  beschreibt die Verluste des Übertragers. Entsprechend Abschnitt 3. sind dies bei tiefen Frequenzen vorwiegend Kupferverluste der Primär- und Sekundärwicklung und bei höheren Frequenzen vorwiegend Wirbelstromverluste.

Ferner müßte der Eingangswiderstand des nachgeschalteten Vier-

pols  $R_{Eing}$  berücksichtigt werden:

$$R_{2\text{ ges}} = R_{2v} \parallel R_{Eing} \quad (9.9)$$

Für unsere Untersuchung wollen wir der Übersicht halber nur die Verluste des Übertragers  $R_{2v}$  berücksichtigen. Unter diesen Voraussetzungen wäre der sekundärseitige Resonanzwiderstand  $R_{20}$

$$R_{20} = \frac{1}{\omega_r C_2 \cdot \tan \delta_L} = \frac{\omega_r L_2}{\tan \delta_L} . \quad (9.10)$$

Uns interessiert die Spannung  $U_2$  in der Nähe der Resonanzfrequenz  $\omega_r$ . Hierfür gilt mit Bild 9.1:

$$U_2 = \frac{1}{\ddot{U}} U_1 \quad (9.11)$$

$$U_1 = U_0 \frac{W_1^L}{R_i + W_1^L} = U_0 \frac{1}{1 + \frac{R_i}{W_1^L}} \quad (9.12)$$

$$W_1^L = \ddot{U}^2 W_2^L = \frac{\ddot{U}^2}{G_2^L} \quad (9.13)$$

$$G_2^L = \frac{1}{j\omega L_2} + j\omega C_2 + \frac{1}{R_{20}} = j\omega_r C_2 \left( \frac{\omega}{\omega_r} - \frac{\omega_r}{\omega} \right) + \omega_r C_2 \cdot \tan \delta_L \quad (9.14)$$

$$\approx \omega_r C_2 \tan \delta_L + j2\omega_r C_2 \left( \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r} \right) . \quad (9.15)$$

Somit wird

$$U_2 \approx U_0 \frac{1}{\ddot{U} + \frac{1}{\ddot{U}} R_i \omega_r C_2 \cdot \tan \delta_L + j \frac{1}{\ddot{U}} 2 R_i \omega_r C_2 \left( \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r} \right)} . \quad (9.16)$$

Wir führen den primären Resonanzwiderstand  $R_{10}$  ein und setzen den Ausdruck, der offenbar die Anpassung charakterisiert,

$$\sqrt{\frac{R_{10}}{R_i}} = A . \quad (9.17)$$

Bilden wir entsprechend Gl.(9.1)

$$\sqrt{\frac{R_{10}}{R_{20}}} = \ddot{U}, \quad (9.18)$$

so erhalten wir mit Gl.(9.16)

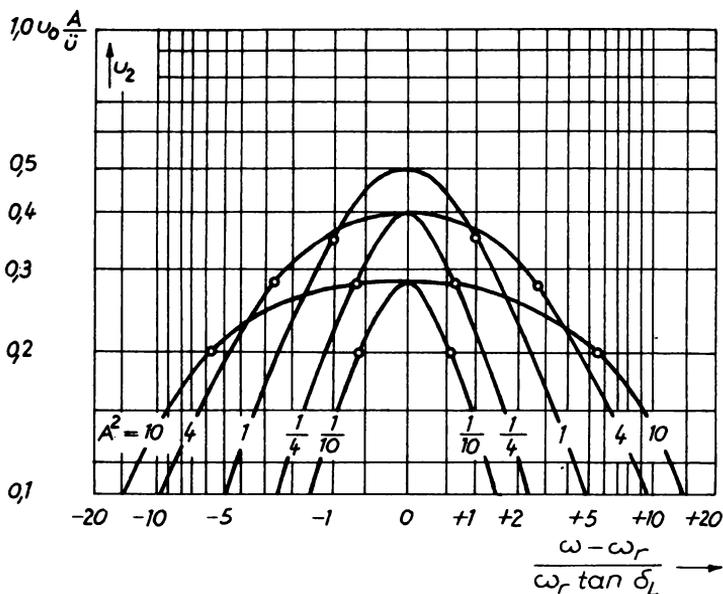
$$U_2 \approx U_0 \frac{1}{\ddot{U} + \frac{1}{\ddot{U}} \frac{R_i}{R_{20}} + j \frac{1}{\ddot{U}} \frac{R_i}{R_{20}} \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r \tan \delta_L}} \quad (9.19)$$

$$U_2 \approx U_0 \frac{A}{\ddot{U}} \frac{1}{A + \frac{1}{A} + j \frac{1}{A} \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r \cdot \tan \delta_L}} \quad (9.20)$$

Die Abhängigkeit der Sekundärspannung von der Frequenz in der Nähe der Resonanz mit  $A^2$  als Parameter veranschaulicht Bild 9.2. Gemäß Gl.(9.17) beschreibt die Größe  $A$  die Anpassung des auf die Primärseite übersetzten Resonanzwiderstandes  $R_{10}$  an den Generatorinnenwiderstand  $R_i$ . Wie Bild 9.2 zeigt, ist die an den nachgeschalteten Vierpol übertragene Spannung für Anpassung ( $A = 1$ ) am größten. Bei Unter- ( $A < 1$ ) und bei Überanpassung ( $A > 1$ ) wird die Ausgangsspannung kleiner. Gleichzeitig ändert sich die Breite der Resonanzkurve; für  $A < 1$  wird sie schmaler, die Trennschärfe also größer, und für  $A > 1$  wird sie breiter.

Mit Gl.(9.20) ist die Bandbreite der Resonanzkurve durch die Frequenzen  $\omega_{+45^\circ}$  und  $\omega_{-45^\circ}$  gegeben, bei denen die Sekundärspannung gegenüber der Ursprungsspannung um  $\pm 45^\circ$  phasenverschoben ist, wo also die Beträge von Realteil und Imaginärteil des Nenners gleich sind. Die Spannung  $U_2$  ist bei diesen Frequenzen auf den  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  ten Teil ihres Resonanzwertes abgesunken. Es gilt also mit Gl.(9.20):

$$A + \frac{1}{A} = \frac{1}{A} \frac{\omega - \omega_r}{\omega_r \tan \delta_L} \quad (9.21)$$



**Bild 9.2** Ausgangsspannung eines Übertragers in der Nähe der Resonanz [1]

$$\omega_{45^\circ} = \omega_r + \frac{1}{2} \omega_r \tan \delta_L (1 + A^2) \quad (9.22)$$

$$\omega_{-45^\circ} = \omega_r - \frac{1}{2} \omega_r \tan \delta_L (1 + A^2) \quad (9.23)$$

$$\omega_{45^\circ} - \omega_{-45^\circ} = \omega_r \tan \delta_L (1 + A^2) = \omega_r \tan \delta_L \left(1 + \frac{R_{10}}{R_i}\right). \quad (9.24)$$

In Bild 9.2 sind diese Punkte durch kleine Kreise gekennzeichnet. Ist hohe Trennschärfe gefordert, so wird man Unteranpassung wählen. Zur Verbesserung der Selektion ist es wenig sinnvoll,  $\frac{R_{10}}{R_i}$  kleiner als  $\frac{1}{4}$  zu wählen, weil die Trennschärfe nur wenig besser, die Resonanzspannung aber viel kleiner wird.

Allgemein gilt mit Gl.(9.20) für die Resonanzspannung:

$$u_{20} \approx u_0 \frac{A}{\ddot{u}} \frac{1}{A + \frac{1}{A}} = u_0 \sqrt{\frac{R_{20}}{R_i}} \frac{1}{\sqrt{\frac{R_{10}}{R_i}} + \sqrt{\frac{R_i}{R_{10}}}} \quad (9.25)$$

Für Anpassung (  $A=1$  oder  $R_{10} = R_i$  ) erreicht sie den Wert

$$u_{20} = \frac{1}{2} u_0 \sqrt{\frac{R_{20}}{R_i}} \quad (9.26)$$

Die Resonanzspannung in Abhängigkeit von der Größe  $A$  kann dem Bild 9.3 entnommen werden.

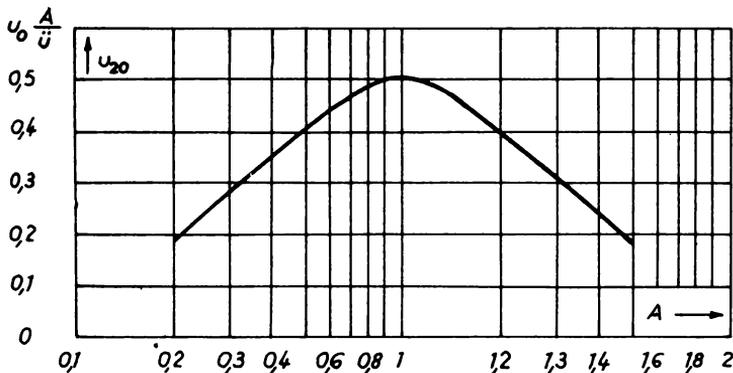
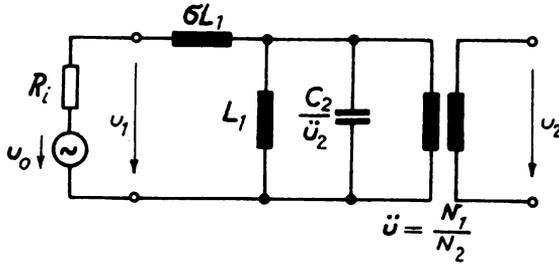


Bild 9.3 Die Resonanzspannung in Abhängigkeit von der Anpassung [2]

## 9.2. Resonanzübertrager für breite Frequenzbänder

Wir verwenden die Ersatzschaltung nach Bild 7.6 und ergänzen entsprechend Abschnitt 9.1. die Übertragerkapazität  $\frac{C_2}{\ddot{u}^2}$  auf der jetzt interessierenden Primärseite - Vgl. Bild 9.4. Zunächst seien die Übertragerverluste vernachlässigt und die Sekundärseite nicht belastet, also  $R_2 = \infty$ . Wenn der Übertrager laut Aufgabe ein sehr breites Frequenzband übertragen soll, kann man - ähnlich wie im Abschnitt 81 - den Einfluß der Primärinduktivität  $L_1$  bei tiefen Frequenzen und den Einfluß der



**Bild 9.4** Ersatzschaltbild eines Resonanzübertragers für die Übertragung breiter Frequenzbänder

Streuinduktivität  $\sigma L_1$  bei hohen Frequenzen getrennt untersuchen.

Für tiefe Frequenzen vernachlässigen wir die Streuinduktivität und bekommen mit Bild 9.4 oder auch entsprechend Gl.(8.29) für  $R_2 = \infty$

$$u_2 = \frac{u_0}{\ddot{u}} \frac{1}{1 + \frac{R_i}{j\omega L_1}} \quad (9.27)$$

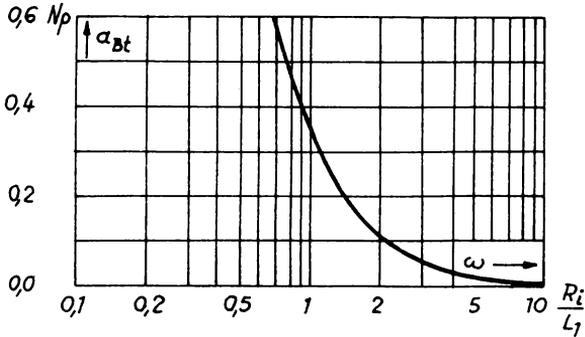
$$e^{s_B^L} = 1 + \frac{R_i}{j\omega L_1} \quad (9.28)$$

$$\sqrt{e^{2\alpha_B t} - 1} = \frac{R_i}{\omega L_1} \quad (9.29)$$

Mit abnehmender Frequenz  $\omega$  steigt mit Gl.(9.29) die Betriebsdämpfung  $\alpha_B t$  steil an, sobald  $\omega$  unter  $\frac{R_i}{L_1}$  absinkt bzw.  $\omega L_1$  kleiner wird als  $R_i$ , - Vgl. Bild 9.5.

Für hohe Frequenzen wollen wir im Ersatzschaltbild Bild 9.4 den Einfluß der Primärinduktivität  $L_1$  vernachlässigen. Zunächst soll auch die Streuinduktivität  $\sigma L_1$  unberücksichtigt bleiben, und nur die transformierte Kapazität  $\frac{C_2}{\ddot{u}^2}$  in Rechnung gesetzt werden. Wir erhalten für die Sekundärspannung

$$u_2 = \frac{u_1}{\ddot{u}} \quad (9.30)$$



**Bild 9.5** Anstieg der Betriebsdämpfung bei tiefen Frequenzen [1]

$$u_1 = u_0 \frac{\frac{\ddot{u}^2}{j\omega C_2}}{R_i + \frac{\ddot{u}^2}{j\omega C_2}} \quad (9.31)$$

also

$$u_2 = \frac{u_0}{\ddot{u}} \frac{1}{1 + j\omega \frac{1}{\ddot{u}^2} R_i C_2} \quad (9.32)$$

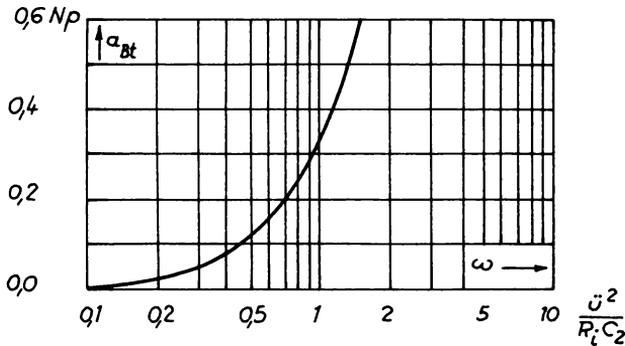
Wir berechnen das Betriebsübertragungsmaß

$$e^{g_B^L} = \frac{u_0}{\ddot{u} u_2} = 1 + j\omega \frac{1}{\ddot{u}^2} R_i C_2 \quad (9.33)$$

und die Betriebsdämpfung

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bh}} - 1} = \omega \frac{1}{\ddot{u}^2} R_i C_2 \quad (9.34)$$

Bild 9.6 stellt den Verlauf der Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bh}$  bei hohen Frequenzen dar. Sobald der transformierte Blindwiderstand  $\frac{\ddot{u}^2}{\omega C_2}$  unter den Innenwiderstand des Generators  $R_i$  absinkt, steigt die Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bh}$  steil an.



**Bild 9.6** Anstieg der Betriebsdämpfung bei hohen Frequenzen [1]

Jetzt wollen wir auch die Streuinduktivität  $\sigma L_1$  entsprechend Bild 9.4 mit berücksichtigen. Mit ihr werden die Sekundärspannung

$$U_2 = \frac{U_1}{\ddot{U}} \quad (9.35)$$

$$U_1 = U_0 \frac{\frac{\ddot{U}^2}{j\omega C_2}}{R_i + j\omega \sigma L_1 + \frac{\ddot{U}^2}{j\omega C_2}} \quad (9.36)$$

$$U_2 = \frac{U_0}{\ddot{U}} \frac{1}{1 + j\omega \frac{1}{\ddot{U}^2} R_i C_2 - \omega^2 \frac{1}{\ddot{U}^2} \sigma L_1 C_2} \quad (9.37)$$

und das Betriebsübertragungsmaß

$$e^{g_B} = \frac{U_0}{\ddot{U} U_2} = 1 + j\omega \frac{1}{\ddot{U}^2} R_i C_2 - \omega^2 \frac{1}{\ddot{U}^2} \sigma L_1 C_2. \quad (9.38)$$

Gegenüber Gl.(9.33) ist noch ein negatives reelles Glied hinzugekommen. Zur Abkürzung führen wir die normierte Frequenz

$$\Omega = \omega \frac{R_i C_2}{\ddot{U}^2} \quad (9.39)$$

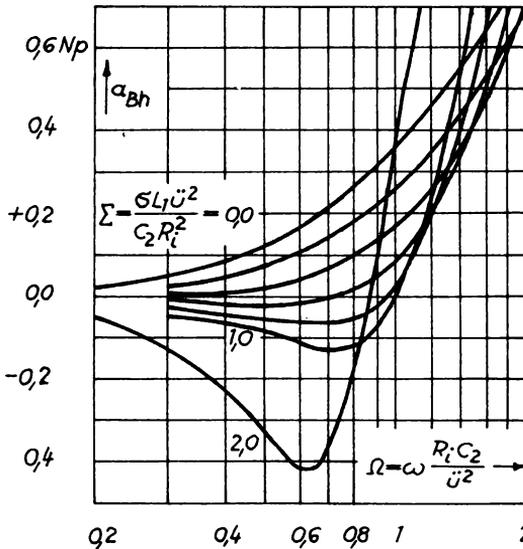
und den normierten Streugrad

$$\Sigma = \frac{\sigma L_1 \ddot{u}^2}{C_2 R_i^2} \quad (9.40)$$

ein und erhalten damit Gl.(9.38) in der Form

$$e^{g_B^L} = 1 + j\Omega - \Sigma \Omega^2. \quad (9.41)$$

Damit ergeben sich für die Betriebsdämpfung  $\alpha_{Bh}$  die in Bild 9.7 dargestellten Kurven. So wird z.B. ohne Streuung eine Be-



**Bild 9.7** Betriebsdämpfung eines Resonanzübertragers in der Umgebung der Streuresonanz [1]

triebsdämpfung  $\alpha_{Bh} = 0,1 Np$  bei der Frequenz  $\Omega = 0,45$  erreicht, bei einer Streuung von  $\Sigma = 0,5$  dagegen erst bei  $\Omega = 0,9$ . Bei noch größerem Streugrad entsteht eine Streuspitze mit negativer Betriebsdämpfung. Bei  $\Sigma = 0,9$  erreicht die Streuspitze einen Wert von  $\alpha_{Bh} = -0,1 Np$ , bei  $\Sigma = 2,0$  bereits  $\alpha_{Bh} = -0,42 Np$ . Sehr hohe Streugrade sind

im allgemeinen zu vermeiden, sofern man sie nicht zur Entzerrung anderer Teile des Übertragungssystems, die bei hohen Frequenzen schlecht übertragen, benutzen will.

Wir fragen jetzt nach dem Verlauf der Sekundärspannung  $u_2$  über das ganze Frequenzband. Mit Gl.(9.27) und Gl.(9.37) können wir ihn für die tieferen und höheren Frequenzen getrennt berechnen. Für die primären Induktivitäten führen wir die sekundären Werte

$$L_2 = \frac{L_1}{\ddot{u}^2} \quad (9.42)$$

und

$$\sigma L_2 = \frac{\sigma L_1}{\ddot{u}^2} \quad (9.43)$$

ein und setzen

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \quad (9.44)$$

Damit erhalten wir zur Berechnung der Sekundärspannung  $u_2$  für die tieferen Frequenzen mit Gl.(9.27)

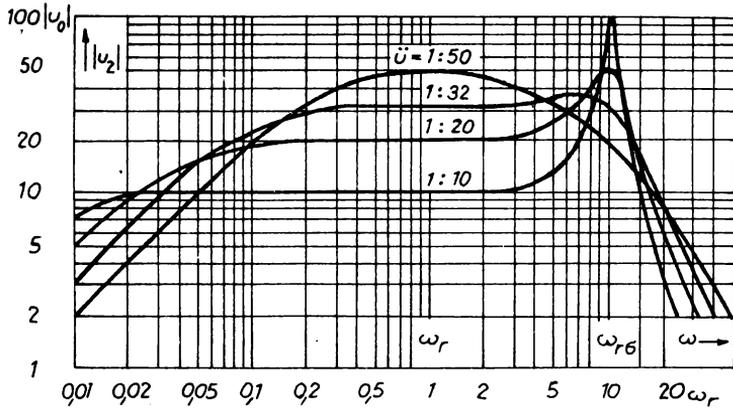
$$u_2 = \frac{u_0}{\ddot{u}} \frac{1}{1 + \frac{\omega_r}{j\omega} \frac{R_i}{\ddot{u}^2 \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}}} \quad (9.45)$$

und für die höheren Frequenzen mit Gl.(9.37)

$$u_2 = \frac{u_0}{\ddot{u}} \frac{1}{1 + \frac{\omega_r}{j\omega} \frac{R_i}{\ddot{u}^2 \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}} - \sigma \left( \frac{\omega}{\omega_r} \right)^2} \quad (9.46)$$

Bild 9.8 zeigt die mit Gl.(9.45) und Gl.(9.46) berechneten Verläufe der Sekundärspannung  $u_2$ . Dabei wurde  $\sqrt{\frac{L_2}{C_2}} = 10000 R_i$  und  $\sigma = 0,01$  gesetzt. Bei sehr kleinem Übersetzungsverhältnis ( $\ddot{u} \leq 0,02$ ) wird nur die Hauptresonanz übertragen. Bei einem Übersetzungsverhältnis von  $\ddot{u} = 0,03$  hebt die Streuresonanz die Sekundärspannung vor dem Abfall bei hohen Frequenzen etwas an und erweitert das übertragene Frequenzband nach den hohen Frequenzen etwas. Mit steigendem Übersetzungsverhältnis wird die Streuresonanz immer ausgeprägter. In Wirk-

lichkeit besitzt der Übertrager aber Verluste, so daß die Streuspitzen abgeflacht werden - Vgl. Abschnitt 9.3.



**Bild 9.8** Resonanzkurven zur Übertragung breiter Frequenzbänder [1]

**Beispiel:**

An eine Mikrofonleitung mit dem inneren Widerstand  $R_i = 200 \Omega$  soll ein Verstärker angeschlossen werden. Sein Eingangsübertrager soll Frequenzen zwischen 50 Hz und 5 kHz gleichmäßig übertragen, in diesem Frequenzband soll die Dämpfung höchstens  $\pm 0,1 N_p$  betragen. [1]

Für die untere Bandgrenze ist also  $\alpha_{Bt} = 0,1 N_p$ , so daß mit Gl.(9.29) der Übertrager eine Primärinduktivität von

$$L_1 = \frac{1}{\sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1}} \frac{R_i}{\omega} = \frac{1}{0,47} \frac{200 \Omega}{2\pi \cdot 50 s^{-1}} = 1,35 H$$

benötigt.

Für die obere Bandgrenze nutzen wir die Streuresonanz. Mit Bild 9.7 wählen wir die Kurve mit dem normierten Streugrad  $\Sigma = 0,9$ , die bis zur normierten Frequenz  $\Omega = 1,1$  innerhalb der zulässigen Dämpfung von  $\pm 0,1 N_p$  bleibt.

Schätzen wir die Gesamtkapazität des Gitterkreises auf  $C_2 = 150 \mu F$  (je kleiner  $C_2$ , um so kleiner wird  $\ddot{u}$ , um so größer die Sekundärspannung  $u_2$ ), so bekommen wir mit Gleich-

chung (9.39) für das Übersetzungsverhältnis

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{2\pi \cdot 5000 \text{ s}^{-1} \cdot 200 \Omega \cdot 150 \mu\text{F}}{1,1}} = \frac{1}{\sqrt{1170}} = \frac{1}{34}$$

Mit diesem Übersetzungsverhältnis wird die Sekundärinduktivität

$$L_2 = \frac{L_1}{\ddot{u}^2} = 1170 \cdot 1,35 \text{ H} = 1580 \text{ H}.$$

Selbst mit einem Kern M 74 läßt sich bei Verwendung von Blech IV diese Induktivität nicht herstellen. Man kann für die Oberwicklung höchstens Induktivitäten von 1000 H erreichen. Damit ist es nicht möglich, bei einer Primärinduktivität von 1,35 H gleichzeitig das berechnete Übersetzungsverhältnis von  $\ddot{u} = \frac{1}{34}$  zu verwirklichen.

Für die weitere Berechnung bestehen zwei Möglichkeiten:

- Entweder behält man das berechnete Übersetzungsverhältnis bei, reduziert die Primärinduktivität und akzeptiert an der unteren Bandgrenze eine höhere Dämpfung;
- oder man behält die berechnete Primärinduktivität bei, verringert das Übersetzungsverhältnis und erfüllt einen kleineren Streugrad.

Zu a) Mit

$$L_1 = \ddot{u}^2 L_2 = \frac{1}{1170} 1000 \text{ H} = 0,86 \text{ H}$$

steigt für  $f_U = 50 \text{ Hz}$  die Dämpfung auf

$$\sqrt{e^{2\alpha_{Bt}} - 1} = \frac{200 \Omega}{0,86 \text{ H} \cdot 2\pi \cdot 50 \text{ s}^{-1}} = 0,74$$

$$\alpha_{Bt} = 0,22 \text{ Np}$$

an. Aus Gl.(9.39) und Gl.(9.40) erhält man für den Streugrad

$$\sigma = \sum \Omega \frac{R_i}{L_1 \omega} = 0,9 \cdot 1,1 \frac{200 \Omega}{0,86 \text{ H} \cdot 2\pi \cdot 5000 \text{ s}^{-1}} = 7\%$$

Zu b) Mit  $L_2 = 1000 \text{ H}$  wird das Übersetzungsverhältnis

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} = \sqrt{\frac{1}{140}} = \frac{1}{27}$$

Dazu muß die sekundäre Kapazität ergänzt werden auf

$$C_2 = \frac{\ddot{u}^2 \Omega}{\omega R_i} = \frac{1,1}{740 \cdot 2\pi \cdot 5000 \text{ s}^{-1} \cdot 200 \Omega} = 235 \mu\text{F}.$$

Der Streugrad darf noch

$$\sigma = 0,9 \cdot 1,1 \frac{200 \Omega}{1,35 H \cdot 2\pi \cdot 5000 s^{-1}} = 4,7 \text{ ‰}$$

betragen. Dies ist für den Streugrad  $\sigma$  ein sehr kleiner Wert, der bei Verwendung von Blech IV nur mit streuarmlen Wicklungen zu erreichen ist.

### 9.3. Dämpfung der Streuspitze durch einen Parallelwiderstand

Im Abschnitt 9.2 haben wir die Übertragerverluste vernachlässigt. Wir können sie durch einen Parallelwiderstand  $R_{p2}$  berücksichtigen, der, auf die Primärseite umgerechnet, als  $R_{p1} = \dot{U}^2 R_{p2}$  erscheint. Eine gegebenenfalls erforderliche zusätzliche Dämpfung möge in diesem Parallelwiderstand  $R_{p2}$  mit enthalten sein. Dieser Sachverhalt wird in Bild 9.9 dargestellt.

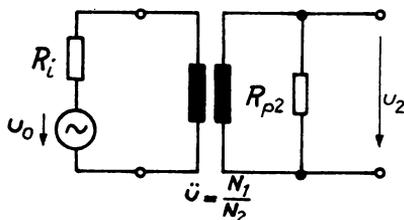


Bild 9.9 Ersatzschaltbild eines Übertragers für mittlere Frequenzen mit Parallelwiderstand zur Dämpfung der Streuspitze

Für die durch den Parallelwiderstand  $R_{p2}$  verursachte Grunddämpfung  $e^{\alpha_{GP}}$  (Beachten Sie, daß der die Verluste darstellende Widerstand  $R_{p2}$  kein Nutzwiderstand  $R_2$  ist!) gilt mit

$$u_2 = \frac{u_0}{\dot{U}} \frac{\dot{U}^2 R_{p2}}{R_i + \dot{U}^2 R_{p2}} \quad (9.47)$$

$$e^{\alpha_{GP}} = \frac{u_0}{\ddot{u} u_2} = 1 + \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} \quad (9.48)$$

Wir wollen den Einfluß der Grund- oder Verlustdämpfung  $e^{\alpha_{GP}}$  bei den tiefen und den hohen Frequenzen getrennt untersuchen.

Bei tiefen Frequenzen wird die Sekundärspannung  $u_2$  außer von dem Parallelwiderstand  $R_{p2}$  noch von der Primärinduktivität beeinflusst.

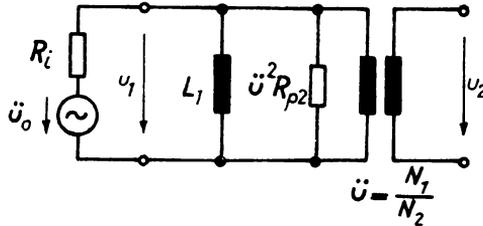


Bild 9.10 Ersatzschaltbild eines Übertragers mit Parallelwiderstand zur Dämpfung der Streuspitze bei tiefen Frequenzen

Mit Bild 9.10 erhalten wir für das Betriebsübertragungsmaß (Vgl. Abschnitt 8.1):

$$e^{g_B^L} = \frac{\text{Bezugsspannung}}{\text{Sekundärspannung}} = \frac{u_0}{\ddot{u} u_1} = \frac{u_0}{u_1} \quad (9.49)$$

Mit

$$u_1 = u_0 \frac{1}{1 + R_i \left( \frac{1}{\ddot{u}^2 R_{p2}} + \frac{1}{j\omega L_1} \right)} \quad (9.50)$$

wird

$$e^{g_B^L} = \left( 1 + \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} \right) \left( 1 + \frac{1}{j\omega L_1} \frac{R_i \cdot \ddot{u}^2 R_{p2}}{R_i + \ddot{u}^2 R_{p2}} \right) \quad (9.51)$$

Hieraus erhalten wir die Betriebsdämpfung als Betrag der rechten Seite zu

$$e^{\alpha_B} = e^{\alpha_{Gp}} \left[ 1 + \left( \frac{1}{\omega L_1} \cdot \frac{R_i \cdot \ddot{u}^2 R_{p2}}{R_i + \ddot{u}^2 R_{p2}} \right)^2 \right] \quad (9.52)$$

$$= e^{\alpha_{Gp}} \cdot e^{2\alpha_{Bt}} \quad (9.53)$$

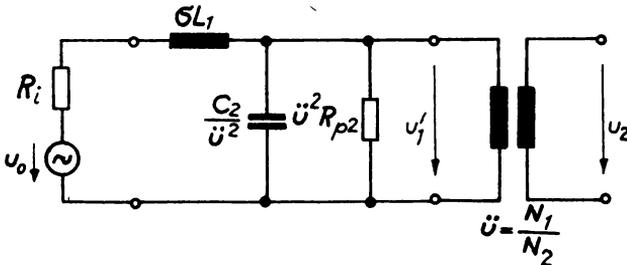
Somit wird der frequenzabhängige Teil der Betriebsdämpfung

$$e^{2\alpha_{Bt}} = e^{\alpha_B} \cdot e^{-\alpha_{Gp}} \quad (9.54)$$

Die Berücksichtigung des Verlustwiderstandes führt also bei den tiefen Frequenzen zu einer Erweiterung des Frequenzbandes. Wie Gl.(9.54) zeigt, wird diese Erweiterung durch Erhöhung der Grunddämpfung um den Faktor  $e^{\alpha_{Gp}}$  erkauft.

Für hohe Frequenzen müssen wir die Streuinduktivität  $\sigma L_1$  und die übersetzte Sekundärkapazität  $\frac{C_2}{\ddot{u}^2}$  berücksichtigen, während wir die Primärinduktivität jetzt vernachlässigen können. Wir erhalten die in Bild 9.11 dargestellte Ersatzschaltung und berechnen wieder das Betriebsübertragungsmaß

$$e_B^L = \frac{\text{Bezugsspannung}}{\text{Sekundärspannung}} = \frac{u_0}{\frac{u_1'}{\ddot{u}}} = \frac{u_0}{u_1'} \cdot \ddot{u} \quad (9.55)$$



**Bild 9.11** Ersatzschaltbild eines Übertragers mit Parallelwiderstand zur Dämpfung der Streuspitze bei hohen Frequenzen

Zunächst bestimmen wir  $u_1'$ :

$$u_1' = u_0 \frac{1}{R_i + j\omega GL_1 + \frac{1}{\frac{j\omega C_2}{\ddot{u}^2} + \frac{1}{\ddot{u}^2 R_{p2}}}} \quad (9.56)$$

$$= u_0 \frac{1}{1 + \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} + j\omega \left( \frac{GL_1}{\ddot{u}^2 R_{p2}} + \frac{R_i C_2}{\ddot{u}^2} \right) - \omega^2 \frac{GL_1 C_2}{\ddot{u}^2}} \quad (9.57)$$

und erhalten:

$$e_{g_B}^L = 1 + \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} + j\omega \left( \frac{GL_1}{\ddot{u}^2 R_{p2}} + \frac{R_i C_2}{\ddot{u}^2} \right) - \omega^2 \frac{GL_1 C_2}{\ddot{u}^2} . \quad (9.58)$$

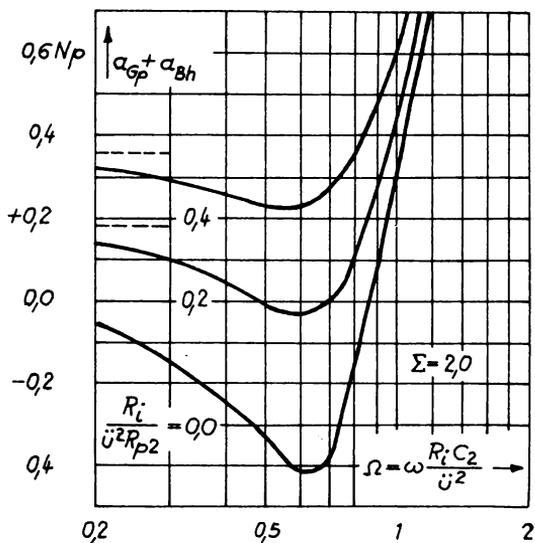
Verwenden wir die mit Gl.(9.39) und Gl.(9.40) eingeführten normierten Frequenzen  $\Omega$  und  $\Sigma$ , so erhalten wir:

$$e_{g_B}^L = 1 + \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} + j \left( 1 + \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} \Sigma \right) \Omega - \Sigma \Omega^2 . \quad (9.59)$$

Für  $R_{p2} \rightarrow \infty$  würden wir wieder Gl.(9.41) erhalten. Bild 9.12 zeigt als Betrag des Betriebsübertragungsmaßes den Verlauf der Betriebsdämpfung  $\alpha_{Gp} + \alpha_{Bh} = f(\Omega)$ . Dabei wurde mit Bild 9.12 vom Verlauf der Betriebsdämpfung für  $\Sigma = 2,0$  ausgegangen und der Einfluß des Parameters  $\frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}}$  dargestellt. Offenbar verschiebt mit Gl.(9.59) ein endlicher Parallelwiderstand die ungedämpfte Streuspitze in jedem Punkt um

$$\Delta(\alpha_{Gp} + \alpha_{Bh}) = \frac{R_i}{\ddot{u}^2 R_{p2}} (1 + j \Sigma \Omega) . \quad (9.60)$$

Analog dem Verhalten bei tiefen Frequenzen erkennen wir, wie sich wieder mit abnehmendem  $R_{p2}$  die Grunddämpfung erhöht,



**Bild 9.12** Dämpfung der Streuspitze durch einen Parallelwiderstand [1]

sich dafür aber die Streuspitze abflacht. Ohne Parallelwiderstand beträgt für  $\Sigma = 2,0$  die Streuspitze  $\alpha_{Bh} = -0,42 N_p$ ; mit einem Parallelwiderstand  $R_{p2} = 2,5 \frac{R_i}{j^2}$  ist die Streuspitze nur noch  $\alpha_{Bh} = -0,1 N_p$ . Dafür steigt allerdings die Grunddämpfung auf  $\alpha_{Gp} = +0,34 N_p$ .

## 10. Der Netztransformator

Beim Netztransformator entspricht der Energiefluß ebenfalls der schematischen Darstellung des Bildes 7.1. Zum Unterschied vom Übertrager interessiert hier bei gegebener Netzfrequenz die Übertragung einer möglichst großen Leistung bzw. für eine geforderte abzugebende Leistung der kleinstmögliche Kern. Die übertragbare Leistung ist durch die Wicklungs- und Kernverluste begrenzt; mit Rücksicht auf die Isolation darf die

Temperatur der Wicklung im allgemeinen  $J = 80 \text{ }^\circ\text{C}$  nicht überschreiten (Vgl. Abschnitt 4. Verlustleistung, insbesondere die Bilder 4.1 bis 4.6).

Die Wicklungsverluste des Netztransformators  $P_V$  setzen sich aus der primären Verlustleistung  $P_{V1}$  und der Verlustleistung der sekundären Wicklungen  $P_{V2}$  ( $v=1$  bis  $n$ ) zusammen:

$$P_V = P_{V1} + P_{V2} \quad (10.1)$$

$$= J_1^2 R_{G1} + \sum_{v=1}^n J_{2v}^2 \cdot R_{G2v} \quad (10.2)$$

Für die weitere Rechnung wollen wir berücksichtigen, daß die Isolation von CuL-Draht höchstens mit einer Betriebsspannung von

$$U = 400 \frac{d}{mm} \text{ V} \quad (10.3)$$

beansprucht werden darf, so daß die Wicklungen erforderlichenfalls durch Zwischenisolationen (Vgl. Abschnitt 2.1.4.) unterteilt werden müssen, was eine Verkleinerung des Wickelquerschnittes zur Folge hat. Bei gleichmäßiger Aufteilung des Wickelquerschnittes auf Primär- und Sekundärseite rechnet man mit etwa  $0,35A_w$  für die Primär- bzw. die gesamte Sekundärwicklung. Damit werden mit Gl.(2.10) der Gleichstromwiderstand der Primärwicklung

$$R_{G1} = N_1^2 \frac{g}{f_k} \frac{l_w}{0,35 \cdot A_w} \mu\Omega\text{cm} \quad (10.4)$$

und der Gleichstromwiderstand der  $v$  ten Sekundärwicklung

$$R_{G2v} = N_{2v}^2 \frac{g}{f_k} \frac{l_w}{0,35 \cdot A_w} \frac{P_2}{P_{2v}} \mu\Omega\text{cm}, \quad (10.5)$$

wenn wir den für die Sekundärwicklung zur Verfügung stehenden Wickelquerschnitt  $0,35A_w$  im Verhältnis der jeweils entnommenen Leistung zur gesamten Sekundärleistung aufteilen.

Führen wir anstelle der Windungszahlen die Spannungen

$$\frac{N_{2v}}{N_1} = \frac{U_{2v}}{U_1} \quad (10.6)$$

ein, so können wir die Summe der sekundären Wicklungsverluste mit Gl.(10.2), Gl.(10.5) und Gl.(10.6) übersichtlich zusammenfassen:

$$P_{v2} = \sum_{v=1}^n J_{2v}^2 \frac{U_{2v}^2}{U_1^2} \cdot N_1^2 \cdot \frac{9}{f_k} \frac{l_w}{0,35 \cdot A_w} \frac{P_2}{P_{2v}} \quad (10.7)$$

$$= \frac{P_2^2}{U_1^2} R_{G1} \cdot \quad (10.8)$$

Bei geringen Verlusten des Netztransformators ist die primär zugeführte Leistung etwa so groß wie die sekundär entnommene Leistung, so daß gilt

$$U_1 \cdot J_1 \approx P_2 \quad \text{oder} \quad \frac{P_2}{U_1} \approx J_1 \quad (10.9)$$

und mit Gl.(10.8) für primär- und sekundärseitig etwa gleichen Füllfaktor

$$P_{v2} \approx J_1^2 \cdot R_{G1} \cdot \quad (10.10)$$

Damit sind die Verluste in der Sekundärwicklung etwa ebenso groß wie die Verluste in der Primärwicklung, so daß man für die gesamten Verluste schreiben kann

$$P_v \approx 2 \cdot J_1^2 \cdot R_{G1} \cdot \quad (10.11)$$

Außer der Wirkkomponente des Stromes fließt in die Primärwicklung der sog. Magnetisierungsstrom (= Blindkomponente infolge der endlichen Induktivität, die gegenüber der Wirkkomponente um  $90^\circ$  phasenverschoben ist) hinein. Wie in [1] nachgerechnet, erreicht der Magnetisierungsstrom im allgemeinen eine Höhe von etwa 30% des maximalen Wirkstromes, so daß er mit

Rücksicht auf seine Phasenlage nur wenig zum Gesamtstrom beiträgt und deshalb für die Erwärmung der Wicklung vernachlässigt werden kann.

Die Übertemperatur, die im Kern durch die Kernverluste verursacht wird, kann Bild 4.6 entnommen werden. Bei einer Induktion von 1,0 bis 1,2 Vs<sup>m</sup><sup>-2</sup> bleibt die Erwärmung des Kernes durchaus recht niedrig. Die Bedingungen für das Einhalten der maximal zulässigen Übertemperatur können in der Praxis somit wie folgt erfüllt werden:

- a) durch Wahl einer Arbeitsinduktion von 1,0 bis 1,2 Vs<sup>m</sup><sup>-2</sup> und
- b) durch Einhalten der für die Kerngröße in Abhängigkeit von der Übertemperatur zulässigen Stromdichte  $S$ , entsprechend Bild 4.4 oder Bild 4.5;

weitere Möglichkeiten ergeben sich nach den Gl.(4.3), Gl.(4.5) und Gl.(4.6) oder auch Tabellen 2.1 oder 2.2.

Es interessiert die für eine vorgegebene Induktion erforderliche Windungszahl. Mit dem Induktionsgesetz gilt:

$$\hat{U} = N_1 \cdot A_K \frac{d\hat{B}}{dt} = N_1 \cdot A_K \cdot j\omega \hat{B} \quad (10.12)$$

$$N_1 = \frac{\hat{U}}{A_K \cdot \omega \hat{B}} = \frac{10^4 \cdot U_1 / V}{4,44 \cdot f / \text{Hz} \cdot \hat{B} / \text{Vs}^{\text{m}^{-2}} \cdot A_K / \text{cm}^2} \quad (10.13)$$

Noch häufiger ist aber für eine zu übertragende Leistung der erforderliche Kernquerschnitt zu bestimmen. Die Spannung wird durch Gl.(10.12) bzw. Gl.(10.13) beschrieben. Den Strom erhalten wir mit Rücksicht auf die zulässige Erwärmung aus der Stromdichte  $S$  und dem Kupferquerschnitt  $A_{Cu}$  :

$$J_1 = S \cdot A_{Cu} \quad (10.14)$$

Setzen wir bei einem mittleren Kupferfüllfaktor  $f_k = 0,55$  an, daß die Hälfte des Wickelquerschnittes für die Primärwicklung zur Verfügung steht, so gilt

$$A_{Cu} = \frac{0,55 \cdot A_W}{2 \cdot N_1} \quad (10.15)$$

und damit für den Strom

$$J_1 = S \frac{0,55}{2} \cdot \frac{A_w}{N_1} \quad (10.16)$$

Somit ergibt sich für eine zu übertragende Leistung  $P_1$

$$P_1 = U_1 \cdot J_1 \quad (10.17)$$

$$= 4,44 \cdot f \cdot \hat{B} \cdot A_K \cdot N_1 \cdot S \frac{0,55}{2} \cdot \frac{A_w}{N_1} \quad (10.18)$$

Mit

$$\begin{aligned} f &= 50 \text{ s}^{-1} \\ B &= 1,2 \text{ Vsm}^{-2} \\ S &= 3,5 \text{ Amm}^2 \\ A_w &\approx 0,5 A_K \quad (\text{grobe Näherung; Vgl. Tabellen 2.1 und 2.2}) \end{aligned}$$

gilt

$$P_1 = 4,44 \cdot 50 \text{ s}^{-1} \cdot 1,2 \text{ Vsm}^{-2} \cdot 0,5 A_K^2 \cdot 3,5 \text{ Amm}^2 \frac{0,55}{2} \quad (10.19)$$

und in Form einer zugeschnittenen Gleichung

$$P_1/W = 1,28 A_K^2 / \text{cm}^2 \quad (10.20)$$

$$A_K / \text{cm}^2 \approx 0,9 \sqrt{P_1/W} \quad (10.21)$$

Die Ströme in den Wicklungen verursachen über den Wicklungswiderständen Spannungsabfälle  $\Delta U$ , die gemäß Ersatzschaltbild auf der Primärseite durch eine entsprechende Reduzierung und auf der Sekundärseite durch eine entsprechende Erhöhung der Windungszahl auszugleichen sind (Vgl. Abschnitt 11.2).

Für die Berechnung von Transformatoren, insbesondere für LL-Schnitte und EI-Schnitte, wird das Studium des TGL-Entwurfes 15583 Bl.1 und Bl.2 empfohlen.

## 11. Beispiele

### 11.1. Übertrager

Für eine Transistorendstufe ist entsprechend Bild 11.1 ein

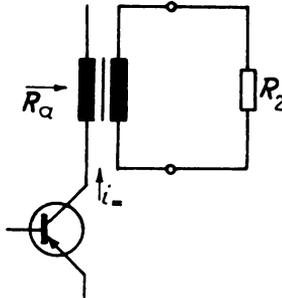


Bild 11.1 Schaltung für  
den zu berechnenden  
Übertrager

Ausgangsübertrager mit folgenden Daten zu berechnen:

$$\begin{aligned} P_{1\sim} &= 100 \text{ mW} & i_ &= 40 \text{ mA} \\ R_2 &= 5 \Omega & \alpha_G &= 0,15 \text{ Np} \\ R_\alpha &= 200 \Omega & \alpha_{Bt} &= 0,2 \text{ Np} \quad \text{bei } f = 150 \text{ Hz} \\ R_i &= 0,5 \text{ k}\Omega & \alpha_{Bh} &\leq 0,2 \text{ Np} \quad \text{bei } f = 10 \text{ kHz} \end{aligned}$$

Als Kernmaterial soll Blech IV, 0,35 mm stark, mit einer Permeabilität  $\mu_{20} = 700 \mu_0$  verwendet werden. [2]

1. Berechnung der Übertragergröße, der primären Windungszahl und Kontrolle der Übertemperatur

Mit Bild 8.3 wird

$$f_U \approx \frac{150 \text{ Hz}}{1,5} \approx 100 \text{ Hz.}$$

( $f_U = 100 \text{ Hz}$  ist diejenige Frequenz, bei der der Dämpfungsanstieg  $\alpha_{Bt} = 0,35 \text{ Np}$  betragen würde). Wir wählen einen M-Schnitt und erhalten mit Bild 8.13 für  $f_U = 100 \text{ Hz}$

$$\alpha_G \cdot \omega_U \approx 100 \text{ s}^{-1}$$

und somit gilt:

$$\left(1 + \frac{R_\alpha}{R_i}\right) \alpha_G \cdot \omega_U \approx \left(1 + \frac{200}{500}\right) \cdot 100 \text{ s}^{-1} = 140 \text{ s}^{-1}.$$

Dieser Wert wird nach Bild 8.13 von einem Kern M 42 bei einer erforderlichen Permeabilität  $\mu_{A, \text{erf.}}^* \approx 120 \mu_0$  erreicht. Wir können einen Luftspalt vorsehen, der wegen der Gleichstromvormagnetisierung sogar notwendig ist. Näherungsweise genügt ein Luftspalt von

$$l_L \approx 0,4 \sqrt{A_{K/cm^2}} \text{ mm} = 0,4 \sqrt{1,7} \text{ mm} \approx 0,52 \text{ mm}.$$

Mit Rücksicht auf den Standard wählen wir  $l_L = 0,5 \text{ mm}$  und prüfen, ob

a)  $\mu_A^* \geq \mu_{A, \text{erf.}}^*$  und

b) die zweckmäßige Luftspaltbreite nicht unterschritten ist.

Zu a)

Mit Gl.(2.64) berechnen wir die Anfangs-Kernpermeabilität:

$$\mu_A^* \approx \frac{\mu_A}{1 + \frac{\mu_A}{\mu_0} \frac{l_L^*}{l}}.$$

Die relative Luftspaltbreite beträgt

$$\frac{l_L}{l} = \frac{0,5 \text{ mm}}{102 \text{ mm}} \approx 5 \cdot 10^{-3}$$

und wirkt entsprechend Bild 2.10 wie eine scheinbare relative Breite

$$\frac{l_L^*}{l} = 3 \cdot 10^{-3}.$$

Damit wird die Anfangs-Kernpermeabilität

$$\mu_A^* = \frac{700 \mu_0}{1 + 700 \cdot 3 \cdot 10^{-3}} = 226 \mu_0 > \mu_{A, \text{erf.}}^* \quad |$$

womit die Bedingung a) erfüllt ist.

Zu b)

Wir ermitteln die vormagnetisierende Feldstärke und hierzu vorerst die Windungszahl mit Gl.(2.1):

$$N_1^* = \sqrt{\frac{L_1}{\mu_A^*}}.$$

Die erforderliche Primärinduktivität erhalten wir mit Gl.(8.37) zu

$$L_1 = \frac{1}{\omega_U} \frac{R_i \cdot \ddot{U}^2 R_2}{R_i + \ddot{U}^2 R_2}$$

und hierfür den übersetzten Verbraucherwiderstand  $\ddot{U}^2 R_2$  mit Gl.(8.13) zu

$$R_\alpha = R_{G1} + \ddot{U}^2 (R_{G2} + R_2)$$

$$\ddot{U}^2 R_{G2} = R_\alpha - R_{G1} - \ddot{U}^2 R_2 .$$

Wenn die Wickelfläche etwa gleichmäßig auf Primär- und Sekundärwicklung aufgeteilt wird, gilt mit Gl.(8.18) und Gl.(8.25)

$$\ddot{U}^2 R_{G2} \approx R_{G1} \approx \alpha_G \cdot R_\alpha$$

und somit für den übersetzten Verbraucherwiderstand

$$\ddot{U}^2 R_2 \approx R_\alpha (1 - 2 \cdot \alpha_G) = 200 \Omega (1 - 2 \cdot 0,15) = 140 \Omega .$$

Auf diesen Wert  $\ddot{U}^2 R_2 = 140 \Omega$  muß der Übertrager übersetzen, damit der Transistor auf den geforderten Arbeitswiderstand  $R_\alpha = 200 \Omega$  arbeitet.

Wollen wir bei der Berechnung der Primärinduktivität mit Bild 8.1 und Bild 8.2 den Einfluß der Gleichstromwiderstände auf die erforderliche Induktivität berücksichtigen, so setzen wir

$$R_i' = R_i + R_{G1} = 500 \Omega + 30 \Omega = 530 \Omega$$

$$\ddot{U}^2 R_2' = \ddot{U}^2 R_2 + \ddot{U}^2 R_{G2} = 140 \Omega + 30 \Omega = 170 \Omega$$

und benutzen statt der oben angeführten Beziehung Gl.(8.37), genauer

$$L_1 = \frac{1}{\omega_U} \frac{R_i' \cdot \ddot{U}^2 R_2'}{R_i' + \ddot{U}^2 R_2'} \quad |$$

und erhalten

$$L_1 = \frac{1}{2\pi \cdot 100 \text{ s}^{-1}} \cdot \frac{530 \cdot 170}{530 + 170} \Omega = 205 \text{ mH} .$$

Für den magnetischen Leitwert  $A_L$  erhalten wir mit Gl.(2.14) bzw. Gl.(2.58) und Gl.(2.59) und Tabelle 2.1

$$A_L^* = \mu_A^* \frac{A_K}{l} \\ = 226 \cdot 0,4 \pi \cdot 10^{-8} \frac{\text{Vs}}{\text{Acm}} \cdot \frac{1,7 \text{cm}^2}{10,2 \text{cm}} = 473 \text{ nH},$$

so daß die primäre Windungszahl

$$N_1^* = \sqrt{\frac{205 \text{ mH}}{473 \text{ nH}}} = 658 \approx 660$$

wird. Jetzt können wir die vormagnetisierende Feldstärke berechnen zu

$$H_G^* = \frac{N_1^* \cdot i_1}{l} = \frac{660 \cdot 40 \text{ mA}}{10,2 \text{ cm}} \approx 2,6 \text{ Acm}^{-1}.$$

Für diese Gleichfeldstärke entnehmen wir Bild 2.24 eine zweckmäßige scheinbare relative Luftspaltbreite

$$\frac{l_L^*}{l} = 1 \cdot 10^{-3}.$$

Damit wird die zweckmäßige scheinbare absolute Breite

$$l_L^* = 1 \cdot 10^{-3} \cdot l = 1 \cdot 10^{-3} \cdot 102 \text{ mm} \approx 0,1 \text{ mm} = l_{L, zw}^*.$$

Bei der gewählten Luftspaltbreite von  $l_L = 0,5 \text{ mm}$  war aber die tatsächliche scheinbare absolute Breite

$$l_{L, tats}^* \approx 0,3 \text{ mm},$$

so daß gilt

$$l_{L, tats}^* > l_{L, zw}^*.$$

womit auch Bedingung b) erfüllt ist. Somit können also Änderungen der Vormagnetisierung die Primärinduktivität mit Sicherheit nur unwesentlich beeinflussen.

Damit gilt der Kern M 42 mit einem Luftspalt von 0,5 mm als gewählt. Wir prüfen, welche Übertemperatur  $\Delta \vartheta$  sich bei einer vorgesehenen Stromdichte von  $S = 2 \text{ A mm}^{-2}$  einstellt, und erhalten mit Bild 4.5

$$\Delta \vartheta \approx 7 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Dieser Wert liegt weit unterhalb der kritischen Grenze.

## 2. Berechnung der sekundären Windungszahl

Es gilt 
$$N_2^* = \frac{N_1^*}{\ddot{u}}$$

wobei mit Gl.(8.14)

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{R_\alpha - R_{G1}}{R_2 + R_{G2}}}$$

und mit Gl.(8.25) und Gl.(8.18)

$$R_{G1} \approx \alpha_G \cdot R_\alpha = 0,15 \cdot 200 \Omega = 30 \Omega$$

$$R_{G2} \approx \alpha_G \cdot R_2 = 0,15 \cdot 5 \Omega = 0,75 \Omega$$

Somit werden  $\ddot{u}$  und  $N_2^*$  :

$$\ddot{u} = \sqrt{\frac{200 \Omega - 30 \Omega}{5 \Omega + 0,75 \Omega}} = 5,44$$

$$N_2^* = \frac{660}{5,44} \approx 121.$$

## 3. Berechnung der Drahtstärken

Wir gehen von der geforderten Grunddämpfung  $\alpha_G = 0,15 \text{ Np}$  aus und prüfen, ob die in 1. angenetzte Stromdichte  $S = 2 \text{ A mm}^{-2}$  nicht überschritten wird.

Mit Gl.(2.8) gilt:

$$R_G = R_G' \cdot l_w \cdot N.$$

Zunächst berechnen wir mit Tabelle 2.1

$$l_{w1} = \frac{7,0 + 9,2}{2} \text{ cm} = 8,1 \text{ cm}$$

$$l_{w2} = \frac{9,2 + 11,1}{2} \text{ cm} = 10,15 \text{ cm}$$

und ermitteln mit den in 2. für  $R_{G1}$  und  $R_{G2}$  errechneten Wer-

ten

$$R_{G1}' = \frac{R_{G1}}{l_{w1} \cdot N_1} = \frac{30 \Omega}{8,1 \text{ cm} \cdot 660} = 0,561 \Omega \text{ m}^{-1}$$

$$R_{G2}' = \frac{R_{G2}}{l_{w2} \cdot N_2} = \frac{0,75 \Omega}{10,15 \text{ cm} \cdot 121} = 0,0611 \Omega \text{ m}^{-1}.$$

Mit Tabelle 2.5 bestimmen wir die Drahtdurchmesser und erhalten

$$d_1 = 0,20 \text{ mm}$$

$$d_2 = 0,65 \text{ mm}$$

Nunmehr entnehmen wir der Tabelle 2.3 die zu den Drahtdurch-

messern gehörenden Windungszahlen je  $\text{cm}^2$  Wickelquerschnitt

$$n_1 = 1650 \text{ cm}^{-2}$$

$$n_2 = 180 \text{ cm}^{-2}$$

und prüfen die Inanspruchnahme des verfügbaren Wickelquerschnittes:

$$A_{W1} = \frac{N_1^*}{n_1} = \frac{660}{1650 \text{ cm}^{-2}} = 0,400 \text{ cm}^2$$

$$A_{W2} = \frac{N_2^*}{n_2} = \frac{121}{180 \text{ cm}^{-2}} = 0,672 \text{ cm}^2$$

$$A_W = A_{W1} + A_{W2} = 1,072 \text{ cm}^2.$$

Ferner wird noch etwas Wickelquerschnitt für die Lagenisolation benötigt. Da mit Tabelle 2.1 der nutzbare Wickelquerschnitt  $1,40 \text{ cm}^2$  beträgt, ist die vorgesehene Wicklung gut unterzubringen.

Zur Berechnung der Stromdichte bestimmen wir vorerst die Ströme  $i_1$  und  $i_2$  :

$$i_1 = \sqrt{i_{1=}^2 + i_{1\sim}^2} = \sqrt{i_{1=}^2 + \frac{P_{1\sim}}{R_a}} = \sqrt{(40 \text{ mA})^2 + \frac{100 \cdot 10^{-3} \text{ W}}{0,2 \cdot 10^3 \Omega}}$$

$$= \sqrt{2100} \text{ mA} \approx 46 \text{ mA}$$

$$i_2 = \sqrt{\frac{P_{2\sim}}{R_{G2} + R_2}}.$$

Bei etwa gleichmäßiger Aufteilung der Wickelfläche auf Primär- und Sekundärwicklung sind unter Vernachlässigung der sehr geringen Eisenverluste die Verluste auf der Primär- und Sekundärseite etwa gleich. Somit entfällt auf die Primärseite die Hälfte der Grunddämpfung

$$\frac{1}{2} \alpha_G = 0,075 \text{ Np},$$

der ein Leistungsverhältnis von  $\frac{1}{1,16}$  entspricht. Folglich gilt für die Leistung im Sekundärkreis in Näherung

$$P_{2\sim} = \frac{1}{1,16} P_{1\sim} = \frac{1}{1,16} 100 \text{ mW} = 86 \text{ mW};$$

und damit wird

$$i_2 = \sqrt{\frac{86 \cdot 10^{-3} \text{ W}}{5,75 \Omega}} = 122 \text{ mA}.$$

Nunmehr bestimmen wir die Stromdichten und erhalten:

$$S = \frac{i}{A_{Cu}}$$

$$S_1 = \frac{46 \cdot 10^{-3} A}{31,4 \cdot 10^{-3} mm^2} = 1,47 A mm^{-2}$$

$$S_2 = \frac{122 \cdot 10^{-3} A}{332 \cdot 10^{-3} mm^2} = 0,37 A mm^{-2}.$$

Da sowohl  $S_1$  als auch  $S_2$  kleiner als  $S = 2 A mm^{-2}$  sind (Vgl. oben), können die berechneten Drahtstärken verwendet werden.

4. Berechnen der oberen Grenzfrequenz und prüfen, ob der Streugrad gegebenenfalls durch Wicklungsunterteilung verringert werden muß

Die obere Grenzfrequenz wird durch die Streuinduktivität bestimmt. Mit Gl.(8.49) gilt für die höchstzulässige Streuinduktivität  $\sigma_{zul.}$  :

$$\sigma_{zul.} = \sqrt{e^{2\alpha_{Bh}} - 1} \cdot \frac{R_i + R_a}{\omega_h L_1}$$

$$= \sqrt{e^{2 \cdot 0,15} - 1} \frac{(500 + 200) \Omega}{2\pi \cdot 10^4 s^{-1} \cdot 0,205 \Omega s} = 0,032.$$

Ohne Wicklungsunterteilung erhält man für den tatsächlichen Streugrad  $\sigma_{tats.}$  entsprechend Gl.(8.89):

$$\sigma_{tats.} = \frac{\mu_0}{\mu_A^*} \frac{l}{A_K} \frac{l_w}{b_w} \frac{1}{t_u^2} \left( d_{ges} + \frac{1}{3} D_{ges} \right)$$

$$= \frac{1}{226} \frac{102}{17} \frac{9,2}{2,3} \frac{1}{1} (0,06 + \frac{1}{3} 0,63) = 0,0287.$$

Da

$$\sigma_{tats.} < \sigma_{zul.},$$

ist eine Wicklungsunterteilung nicht erforderlich.

Nun müssen wir nachprüfen, ob die geforderte Grenzfrequenz gegebenenfalls nicht durch die Streuresonanz, also durch das Zusammenwirken von Streuinduktivität und Wicklungskapazität, bestimmt wird. Zunächst bestimmen wir mit Gl.(3.15) die Wicklungskapazitäten:

$$C_w = \frac{0,12 \cdot \epsilon_1 \cdot l_w \cdot b_w}{D \left(1 - \sqrt{\frac{4}{\pi}} \cdot f_k'\right)} \text{ pF}$$

$$C_{w1} = \frac{0,12 \cdot 6 \cdot 8,1 \cdot 2,3}{0,315 \left(1 - \sqrt{\frac{4}{\pi}} \cdot 0,59\right)} \text{ pF} = 318 \text{ pF}$$

$$C_{w2} = \frac{0,12 \cdot 6 \cdot 10,15 \cdot 2,3}{0,315 \left(1 - \sqrt{\frac{4}{\pi}} \cdot 0,665\right)} \text{ pF} = 667 \text{ pF.}$$

Damit wird, auf die Primärseite umgerechnet,

$$C_{1,ges} = C_{w1} + \frac{C_{w2}}{\ddot{u}^2} = 318 \text{ pF} + \frac{667}{296} \text{ pF} = 341 \text{ pF} \approx 340 \text{ pF.}$$

Diese Kapazität verursacht eine Streuresonanz bei

$$f_{rS} = \frac{1}{2\pi \sqrt{L_1 \cdot C}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{0,0287 \cdot 0,205 \text{ H} \cdot 340 \cdot 10^{-12} \text{ F}}} = 112,5 \text{ kHz.}$$

Da  $f_{rS} \gg 10 \text{ kHz}$ , wird die obere Frequenzgrenze durch  $\omega L_1$  und nicht durch die Streuresonanz mit  $C_{1,ges}$  bestimmt. Damit ist auch vom Gesichtspunkt der Spulenkapazität eine Wicklungunterteilung nicht erforderlich. (Die sog. "äußere" Kapazität kann offenbar vernachlässigt werden).

## 11.2. Netztransformator

Es ist ein Netztransformator mit den in Bild 11.2 dargestell-

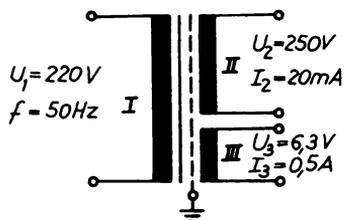


Bild 11.2 Der zu berechnende Netztransformator

ten Daten zu berechnen. Dabei soll Blech III 2 TGL 10475 verwendet werden. Die Prüfspannung soll 1500 V betragen. [2]

1. Berechnung der zu Übertragenen Leistung und Ermittlung des erforderlichen Kernes

Die gesamte Sekundärleistung  $P_{2,ges}$  beträgt

$$P_{2,ges} = P_{2,II} + P_{2,III} = (5 + 3,15) VA = 8,15 VA .$$

Mit Tabelle 2.1 bzw. 2.2 kann man einen Wirkungsgrad von  $\eta = 0,75$  ansetzen, so daß die aufgenommene Primärleistung

$$P_1 = \frac{P_{2,ges}}{\eta} = \frac{8,15 VA}{0,75} = 10,9 VA$$

beträgt und mit Gl.(10.21) ein Kernquerschnitt von

$$A_K \approx 0,9 \sqrt{P_1/w} \text{ cm}^2 = 0,9 \sqrt{10,9} \text{ cm}^2 = 2,98 \text{ cm}^2$$

benötigt wird. Wir wählen lt. Tabelle 2.2 einen Kern EI 60 mit einem Kernquerschnitt  $A_K = 3,4 \text{ cm}^2$ .

2. Berechnung der vorläufigen Windungszahlen

Für die primäre Windungszahl erhält man mit Gl.(10.13)

$$N_{1vorl.} = \frac{U_1 \cdot 10^4}{4,44 \cdot 50 \text{ Hz} \cdot 1,2 \text{ Vsm}^{-2} \cdot 3,4 \text{ cm}^2} \approx 2430$$

und mit Gl.(7.7) für die sekundären Windungszahlen

$$N_{2vorl.} = N_{1vorl.} \frac{U_2}{U_1} = 2430 \frac{250V}{220V} = 2760$$

$$N_{3vorl.} = N_{1vorl.} \frac{U_3}{U_1} = 2430 \frac{6,3V}{220V} = 70 .$$

3. Bestimmen des Drahtdurchmessers für eine Übertemperatur von  $\Delta \vartheta = 60 \text{ grad}$ .

lt. Tabelle 2.2 ist für die einzuhaltende Übertemperatur eine Stromdichte von  $S = 4,6 \text{ Amm}^{-2}$  zulässig. (Nach Bild 4.4 wäre eine Stromdichte von  $S = 4,3 \text{ Amm}^{-2}$  anzusetzen. Die Angaben unterschiedlicher Herkunft differieren etwas, weil offenbar von Versuchsbedingungen ausgegangen wurde, die voneinander abweichen; so gibt es z.B. Unterschiede in den Lagen- und Wicklungsisolationen usw. Bei genaueren Berechnungen wählt man ferner die Stromdichten der äußeren Wicklungen größer als die

Stromdichten der inneren Wicklungen.)

Für den Primärstrom  $i_1$  gilt

$$i_1 = \frac{P_1}{U_1} = \frac{10,9 \text{ VA}}{220 \text{ V}} = 50 \text{ mA};$$

somit wird ein Drahtdurchmesser von

$$d_1 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{i_1}{S}} = 1,13 \sqrt{\frac{0,05}{4,6}} \text{ mm} = 0,12 \text{ mm}$$

benötigt. Für die Sekundärwicklungen werden die Drahtdurchmesser

$$d_2 = 1,13 \sqrt{\frac{0,02}{4,6}} \text{ mm} = 0,075 \text{ mm, gewählt } 0,08 \text{ mm};$$

$$d_3 = 1,13 \sqrt{\frac{0,5}{4,6}} \text{ mm} = 0,372 \text{ mm, gewählt } 0,38 \text{ mm}.$$

4. Kontrolle, ob die berechneten Wicklungen im nutzbaren Wickelquerschnitt unterzubringen sind

Tabelle 2.3 gibt die Windungszahl je  $\text{cm}^2$   $n$  an, woraus sich leicht der in Anspruch genommene Nickelquerschnitt  $A_w$  berechnet:

Wickl.	$N_{\text{vorl.}}$	$d$ [mm]	$n$ [Wdg. $\text{cm}^{-2}$ ]	$A_w$ [ $\text{cm}^2$ ]
I	2430	0,12	4400	0,552
II	2760	0,08	9000	0,307
III	70	0,38	500	0,14

$$A_w = 0,999 \text{ cm}^2 \approx 1 \text{ cm}^2$$

Hierzu kommen der Platzbedarf für die Grund- und Deckisolation, die Lagenisolationen ( $\hat{U}$  beträgt etwa 25V) und die Schutzwicklung. Nach Abschnitt 2.1.4. gilt:

Grundisolation für 1500 V	2 L. Lackgew. 0,1 mm	$h \approx 0,2$ mm
11 Lagenisol. f. d. Pr-wickl.	Lackpapier 0,04 mm	0,44 mm
1. Isol.f.d.Schutzw.f. 1500 V	2 L. Lackgew. 0,1 mm	0,2 mm
Schutzwickl., $d = 0,12$ mm	$d_a \approx 0,14$ mm	0,2 mm
2. Isol.f.e.Schutzw.f. 1500 V	2 L. Lackgew. 0,1 mm	0,2 mm
13 Lagenisol. f. d. Pr-wickl.	Lackpapier 0,04 mm	0,52 mm
Deckisolation für 1500 V	2 L. Lackgew. 0,1 mm	0,2 mm
		$\sum h \approx 1,96$ mm

Für den Isolationsaufwand wird ein zusätzlicher Querschnitt

$A_{ZUS.}$  von

$$A_{ZUS.} = \sum h \cdot b_w \approx 2 \cdot 27,5 \text{ mm}^2 = 0,55 \text{ cm}^2$$

in Anspruch genommen. Damit wird insgesamt ein Querschnitt  $\sum A$  von

$$\sum A = A_w + A_{w,ZUS.} = (1 + 0,55) \text{ cm}^2 = 1,55 \text{ cm}^2$$

benötigt. Da lt. Tabelle ein nutzbarer Wickelquerschnitt von  $1,7 \text{ cm}^2$  zur Verfügung steht, ist die Wicklung gut unterzubringen.

### 5. Ermittlung der Spannungsabfälle über den Wicklungen und Berechnung der endgültigen Windungszahl

Die Spannungsabfälle über den Wicklungen berechnen sich zu

$$\Delta U = i \cdot R_G,$$

wobei  $R_G$  mit Gl.(2.8)

$$R_G = R_G' \cdot N_{\text{vorl.}} \cdot l_w$$

beträgt. Für die mittleren Windungslängen der 3 Wicklungen können wir mit Tabelle 2.2 in grober Näherung setzen:

$$\begin{aligned} l_{wI} &\approx \frac{l_w + l_{w\text{min}}}{2} \approx \frac{l_w + l_w - D \cdot \pi}{2} \\ &\approx l_w - \frac{D}{2} \pi = (11,5 - 1,0) \text{ cm} = 10,5 \text{ cm} \end{aligned}$$

$$l_{wII} \approx l_w = 11,5 \text{ cm}$$

$$\begin{aligned} l_{wIII} &\approx \frac{l_w + l_{w\text{max}}}{2} \approx \frac{l_w + l_w + D \cdot \pi}{2} \\ &\approx l_w + \frac{D}{2} \pi = (11,5 + 1,0) \text{ cm} = 12,5 \text{ cm} \end{aligned}$$

Somit gilt für die Spannungsabfälle über den Wicklungen:

Wickl.	$N_{\text{vorl.}}$	$l_w$ [cm]	$R_G'$ [ $\Omega \text{m}^{-1}$ bei $80^\circ\text{C}$ ]	$R_G$ [ $\Omega$ ]	$i$ [mA]	$\Delta U$ [V]
I	2430	10,5	1,92	490	50	24,5
II	2760	11,5	4,32	1370	20	27,4
III	70	12,5	0,192	1,68	500	0,84

Folglich ist

$$U_1' = U_1 - \Delta U_1 = 220 \text{ V} - 24,5 \text{ V} = 195,5 \text{ V},$$

so daß die endgültigen Windungszahlen werden:

$$N_1 = U_1' \frac{N_{1\text{vorl.}}}{U_1} = 195,5 \text{ V} \frac{2430}{220 \text{ V}} = 2160$$

$$N_2 = (U_2 + \Delta U_2) \frac{N_{1\text{vorl.}}}{U_1} = 277,4 \text{ V} \frac{2430}{220 \text{ V}} = 3060$$

$$N_3 = (U_3 + \Delta U_3) \frac{N_{1\text{vorl.}}}{U_1} = 7,14 \text{ V} \frac{2430}{220 \text{ V}} = 79.$$

## 12. Übungen

Der Text wurde durch eine große Zahl von Beispielen ergänzt. Lösen Sie alle angeführten Beispiele einschließlich der Beispiele des Abschnittes 11. zu Ihrer Übung völlig selbständig und ohne Benutzung der angeführten Lösungswege!

Rechnen Sie noch folgende Aufgabe:

Für eine Frequenz von  $100 \text{ Hz}$  soll ein Schwingkreis aufgebaut werden. Gegeben sind:

- 1) ein Kf-Kondensator mit einer Kapazität  $C = 1 \mu\text{F}$  und einem Temperaturkoeffizienten  $TK_C = -150 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}$ ,
- 2) ein Kern M 42 aus Normapern 2000 mit einer für die ganze Aufgabe anzusetzenden Permeabilität von  $\mu = 2000 \mu_0$  und
- 3) eine Temperaturänderung von  $\Delta \mathcal{J} = +25 \text{ grad.}$

Berechnen Sie für den angeführten Kern ohne Luftspalt

- 1) die erforderliche Windungszahl,
- 2) den  $TK_L$  der Induktivität,
- 3) den  $TK_f$  des Schwingkreises und
- 4) die Frequenzverwerfung des Schwingkreises!

Berechnen Sie jetzt für den angeführten Kern mit einem Luftspalt von  $l_L = 0,5 \text{ mm}$

- 5) die erforderliche Windungszahl,
- 6) den  $TK_L^*$ ,
- 7) den  $TK_f^*$  und
- 8) die Frequenzverwerfung!

Berechnen Sie ferner

- 9) das Verhältnis der Spulengüten der Spule mit Luftspalt zur Spule ohne Luftspalt, wenn die Kernverluste vernachlässigt werden und in beiden Fällen der gleiche Wickelraum genutzt wird sowie die Änderung des Kupferfüllfaktors ebenfalls vernachlässigt werden soll!

Arbeiten Sie vorerst völlig selbständig ohne Benutzung des nachfolgenden Lösungsweges! Erforderliche Bearbeitungszeit ca. 30 Minuten.

**Lösung:**

Zu 1)

Mit Gl.(5.24) wird eine Induktivität benötigt von

$$L = \frac{I}{\omega^2 C}$$

Somit wird mit Gl.(2.1) und Gl.(2.14) und Tabelle 2.1 die erforderliche Windungszahl

$$\begin{aligned}
 N &= \sqrt{\frac{L}{A_L}} = \sqrt{\frac{L \cdot l}{\mu \cdot A_K}} = \sqrt{\frac{l}{\omega^2 C \cdot \mu \cdot A_K}} \\
 &= \sqrt{\frac{10,2 \text{ cm}}{39,5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-2} \cdot 10^{-6} \text{ AsV}^{-1} \cdot 2000 \cdot 0,4 \pi \cdot 10^{-8} \Omega \text{ s cm}^{-1} \cdot 1,7 \text{ cm}^2}} = 778.
 \end{aligned}$$

Zu 2)

Entsprechend Gl.(5.8) und Tabelle 6.3 gilt:

$$TK_L = TK_\mu = +2 \cdot 10^{-3} \text{ grad}^{-1}$$

Zu 3)

Der Temperaturbeiwert der Frequenz ergibt sich mit Gl.(5.28) zu

$$\begin{aligned}TK_f &= -\frac{1}{2}(TK_L + TK_C) = -\frac{1}{2}(2000 - 150) \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1} \\ &= -925 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}.\end{aligned}$$

Zu 4)

Vgl. Gl.(5.1), Gl.(5.3) und den Schritt von Gl.(5.27) zu Gl.(5.28)! Demzufolge gilt:

$$\begin{aligned}\Delta f &= TK_f \cdot f \cdot \Delta T = (-925) \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1} \cdot 100 \text{ s}^{-1} \cdot (+25) \text{ grad} \\ &= -2,31 \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

Zu 5)

Mit Gl.(2.59) und Gl.(2.57) gilt bei vorhandenem Luftspalt für die erforderliche Windungszahl:

$$N^* = \sqrt{\frac{L^* \cdot l}{\mu^* \cdot A_K}} = \sqrt{\frac{l \cdot \left(1 + \frac{\mu}{\mu_0} \frac{l_L^*}{l}\right)}{\omega^2 C \cdot \mu \cdot A_K}} = N \sqrt{1 + \frac{\mu}{\mu_0} \frac{l_L^*}{l}}.$$

Aus Bild 2.10 ermitteln wir mit

$$\begin{aligned}\frac{l_L}{l} &\approx 0,5 \cdot 10^{-2} \\ \text{ein} \\ \frac{l_L^*}{l} &\approx 0,3 \cdot 10^{-3}.\end{aligned}$$

Damit ergibt sich die Windungszahl zu

$$N^* = 778 \sqrt{1 + 2000 \cdot 0,3 \cdot 10^{-2}} = 2060.$$

Zu 6)

Den Temperaturkoeffizienten bei geschertem magnetischen Kreis  $TK_L^*$  berechnen wir mit Gl.(5.8) und Gl.(5.22) unter Verwenden von Gl.(2.57) zu

$$\begin{aligned}TK_L^* &= TK_{\mu e} = +TK_{\mu} \frac{\mu_e}{\mu_r} = +TK_{\mu} \frac{\mu^*}{\mu} \approx + \frac{TK_{\mu}}{1 + \frac{\mu}{\mu_0} \frac{l_L^*}{l}} \\ &\approx + \frac{2 \cdot 10^{-3} \text{ grad}^{-1}}{1 + 2000 \cdot 0,3 \cdot 10^{-2}} = +0,286 \cdot 10^{-3} \text{ grad}^{-1}.\end{aligned}$$

Zu 7)

Entsprechend 3) gilt bei vorhandenem Luftspalt für den Temperaturkoeffizienten der Frequenz  $TK_f^*$  :

$$\begin{aligned}TK_f^* &= -\frac{1}{2}(TK_L^* + TK_C) = -\frac{1}{2}(286 - 150) \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1} \\ &= -68 \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1}.\end{aligned}$$

Zu 8)

Die Frequenzverwerfung bei vorhandenem Luftspalt  $\Delta f^*$  berechnet sich entsprechend 4):

$$\begin{aligned}\Delta f^* &= -TK_f^* \cdot f \cdot \Delta \mathcal{J} = (-68) \cdot 10^{-6} \text{ grad}^{-1} \cdot 100 \text{ s}^{-1} \cdot (+25) \text{ grad} \\ &= -0,17 \text{ s}^{-1}.\end{aligned}$$

Zu 9)

Bei Vernachlässigung der Kernverluste gilt für die Spulengüte ohne Luftspalt

$$Q = \frac{\omega L}{R_{Cu}}$$

und mit Luftspalt

$$Q^* = \frac{\omega L}{R_{Cu}^*} ;$$

und da

$$R \sim N^2 ,$$

wird schließlich

$$\begin{aligned}\frac{Q^*}{Q} &= \frac{R_{Cu}}{R_{Cu}^*} = \left(\frac{N}{N^*}\right)^2 = \frac{1}{1 + \frac{\mu}{\mu_0} \frac{l_L^*}{l}} = \frac{1}{1 + 2000 \cdot 0,3 \cdot 10^{-2}} \\ &= 0,143.\end{aligned}$$

Damit ist bei vorhandenem Luftspalt die Güte um den Faktor 0,143 geringer als ohne Luftspalt.

### 13. Literaturverzeichnis

- [1] Feldtkeller, R.: Einführung in die Theorie der Spulen und Übertrager mit Eisenkernblechen, Teil I, II und III, 2.Aufl., S.Hirzel Verlag Stuttgart 1949
- [2] Freitag, K.: Passive Bauelemente der Schwachstromtechnik, Lehrbrief 1, 2, 3 und 5, VEB Verlag Technik Berlin 1965
- [3] Hertwig, H.: Induktivitäten, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH Berlin-Borsigwalde 1954
- [4] Pitsch, H.: Hilfsbuch für die Funktechnik, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G. Leipzig 1951
- [5] Racho / Krause: Werkstoffe der Elektrotechnik, VEB Verlag Technik Berlin 1968
- [6] Reinboth, H.: Technologie und Anwendung magnetischer Werkstoffe, 2.Aufl., VEB Verlag Technik Berlin 1963
- [7] Rint, C.: Handbuch für Hochfrequenz- und Elektro-Techniker, Bd.I und III, Verlag für Radio-Foto-Kinotechnik GmbH Berlin-Borsigwalde 1954
- [8] Schönfeld, H.: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik, 2.Aufl., S.Hirzel Verlag Leipzig 1952
- [9] Telefunken GmbH Ulm/Donau: Laborbuch Bd.I, 4.Aufl., Franzis-Verlag München 1961

Als Manuskript gedruckt  
Alle Rechte vorbehalten

Ag 613/65/73/1100 (116)

1. Ausgabe

2. Auflage

**Druck:**

**ZENTRALSTELLE FÜR LEHR- UND ORGANISATIONSMITTEL DES  
MINISTERIUMS FÜR HOCH- UND FACHSCHULWESEN, ZWICKAU**

Katalog-Nr.: 200.40-07

Vorzugsschutzgebühr: 3,00 M.