

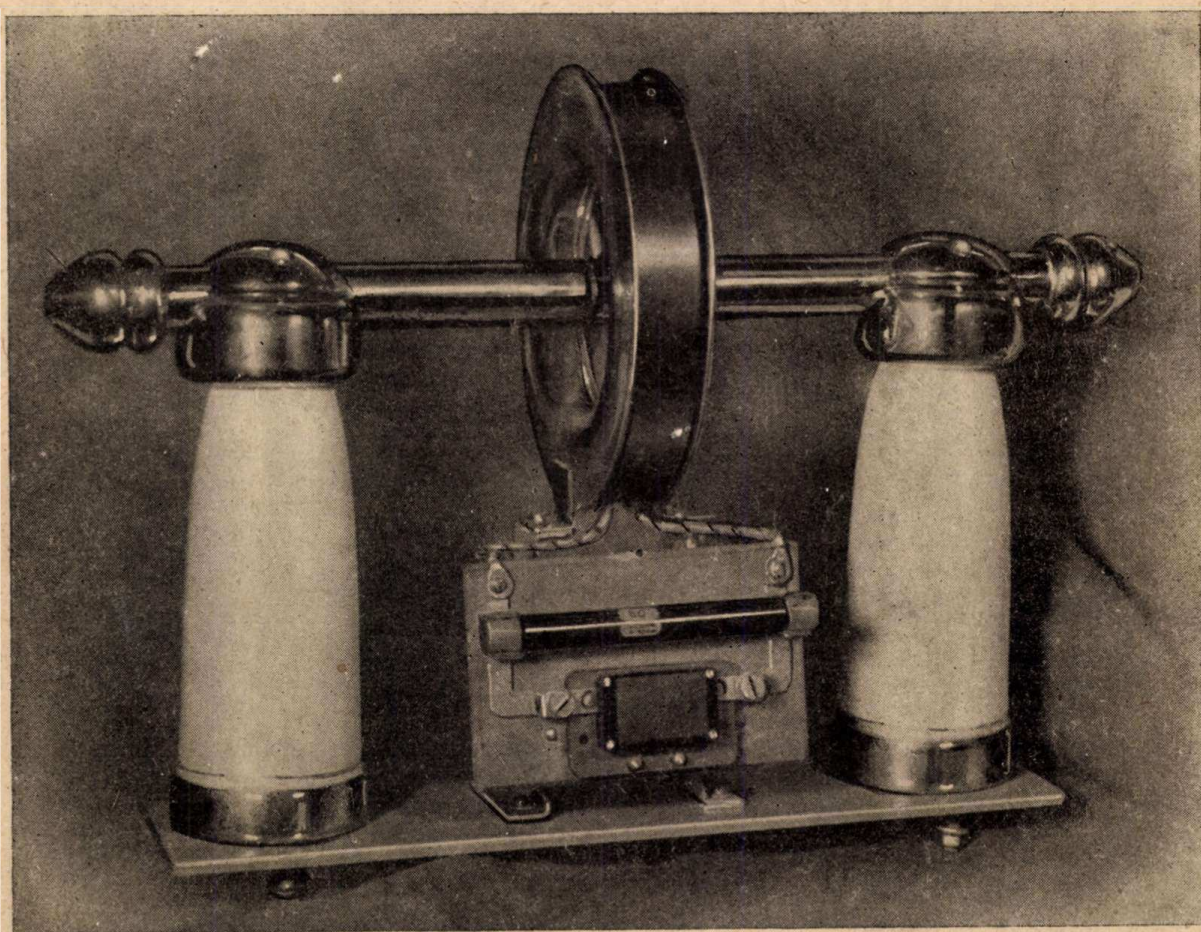
1951. JÚNIUS

c/4

Magyar

E 870

HIRADÁSTECHNIKA



Hazai gyártású rádiófrekvenciás áramváltó

II. évfolyam

5-6. szám

KIADJA A NEHÉZIPARI KÖNYV- ÉS FOLYÓIRATKIADÓ VÁLLALAT

Felelős szerkesztő:
Lévai Pál

Szerkesztők:
Gerő István
Izsák Miklós
Valkó Iván Péter

Szerkesztőbizottság:
Alkér Tibor
Balla Miklós
Barcza László
dr. Barta István
Bognár Géza
Gerő István
Honti Péter
Izsák Miklós
Koczka László
Kodolányi Gyula
Lévai Pál
dr. Lukács Pál
dr. Orbán György
Sárközy Géza
Szigeti György
Szikszay Lajos
dr. Tarján Rezső
Vágó Artur
Valkó Iván Péter
Winter Ernő

Ismerjük meg a szovjet technikát	1
Nagyfrekvenciás áramváltó	2
Kodolányi Gyula: A hullámterjedés jelentősége a rádiótechnikában	3
Gellért Endre: Hidak érzékenysége	11
Cikksorozatunk a távolbalátásról	16
Dr. Willoner Gedeon és Egyedy Andor: Kétpólusok szintézise	17
Mezey Miklós: Regulátorok és szervorendszerek lengéseinek matematikája.	24
Pályázat távbeszélőkészülék tervezésére	32

ТЕХНИКА СВЯЗИ
Журнал Научного Союза Связи

Знакомьтесь с советской техникой! Перечень советских техниче- ских книг, предоставляемых в Обществе членам	1
Трансформатор тока в. ч.	2
Дьюла Кодолани: Значение распространения волн в радиотехнике ..	3
Эндре Геллерт: О чувствительности мостов	11
Гедон Виллонер и Андор Эдэды: Синтез двухполюсников	17
Миклош Мезей: Математика колебания регуляторов и сервомеха- низмов	24

TECHNIQUE DE LA TÉLÉCOMMUNICATION
Bulletin de l'Association Scientifique pour la Télécommunication

G. Kodolányi: La propagation des ondes radiophoniques.....	3
E. Gellért: La sensibilité des ponts.....	11
G. Willoner et A. Egyedy: Synthèse des bipôles	17
M. Mezey: La mathématique des oscillations des régleurs et servomécanismes	24

TELECOMMUNICATION ENGINEERING
Periodical of the Scientific Association for Telecommunication

G. Kodolányi: On the propagation of radio waves.....	3
E. Gellért: Sensitivity of bridge circuits	11
G. Willoner and A. Egyedy: Synthesis of two-terminal impedances.....	17
M. Mezey: Mathematical treatment of oscillations of regulators and servo- mechanisms.	24

NACHRICHTENTECHNIK
Zeitschrift des Nachrichtentechnischen Wissenschaftlichen Vereines

G. Kodolányi: Die Bedeutung der Wellenausbreitung in der Radiotechnik..	3
E. Gellért: Empfindlichkeit der Brückenschaltungen.....	11
G. Willoner und A. Egyedy: Synthese von Zweipolen	17
M. Mezey: Mathematik der Schwingungen der Regler und Servogeräte.....	24

Ismerjük meg a szovjet technikát

Egyesületünkben a tagok rendelkezésére álló szovjet szakkönyvek jegyzéke*

- Айзенберг Г. З.: Антенны для магистральных радиосвязей (1948).
 A jzenberg: Antennák fő-rádióösszeköttetések számára.
- Академия Наук СССР: Сборник научных работ по проводной связи (1949).
 Szovjetunió Tudományos Akadémiája: Tudományos munkák gyűjteménye a vezetékes távközlésről.
- Баев Н. А. Егоров К. П.: Основы дальней связи (1948).
 Bajev és Jegorov: Táv-összeköttetések alapjai.
- Блох З. Ш.: Регулирование машин (1950).
 Bloch: Gépek szabályozása.
- Бонч-Бруевич А. М.: Применение электронных ламп в экспериментальной физике (1950).
 Bonce-Brujevics: Elektroncsövek alkalmazása a kísérleti fizikában.
- Брейнерд Д. Келер Г. Райх Г. Вудруф Л.: Техника ультравысоких частот (1948).
 Brainard, Köhler, Reich és Woodruff: Ultra-nagyfrekvenciák technikája (fordítás angol nyelvről).
- Бройде А. М.: Радиотехнические устройства (1949).
 Brojgje: Rádiótechnikai berendezések.
- Бройде А. М.: Элементы радиотехники (1950).
 Brojgje: A rádiótechnika elemei.
- Бронштейн И. Н., Семендяев К. А.: Справочник по математике (1948).
 Bronstein és Szemengyajev: Matematikai adattár.
- Волькенштейн Ф. Ф.: Электропроводность полупроводников (1947).
 Volkenstejn: Elektromos vezetés félvezetőkben.
- Волотковский С. А.: Рудничная связь и сигнализация.
 Volotkovszkij: Távközlés és távjelzés bányákban.
- Гаврилов М. А.: Теория релейно-контактных схем (1950).
 Gavrilov: Relé-érintkező kapcsolások elmélete.
- Гроднев И. И., Миллер Б. Ф.: Кабели связи (1950).
 Grodnyev és Miller: Hírközlési kábelek.
- Доманский Б. И.: Введение в автоматику и телемеханику (1950).
 Domanszkij: Bevezetés az automatikába és telemechanikába.
- Евтянов С. И.: Переходные процессы в приемно-усилительных схемах (1948).
 Jeftyanov: Transziens folyamatok vevő-erősítőkapcsolásokban.
- Егоров К. П.: Особенности проектирования систем дальней высокочастотной связи по кабелям (1949).
 Jegorov: A nagyfrekvenciás kábel-távösszeköttetések tervezésének különleges kérdései.
- Каганов И. Л.: Электронные и ионные преобразователи (1950).
 Kaganov: Elektronikus és ionos átalakítók.
- Каталог телефонной аппаратуры (1949) 1, 2, 4.
 Telefonkészülékek katalógusa.
- Кармазов М. Г.: Автоматическая телефония (1947).
 Karmazov: Automata telefonia.
- Кармазов М. Г.: Альбом принципиальных схем автоматических телефонных станций (1947).
 Karmazov: Album a szovjet telefonközpontok kapcsolási vázlatainak albuma.
- Китаев Е. В., Кормилицын А. Я.: Устройства связи на железнодорожном транспорте (1950).
 Kitajev és Kormilicin: Hírközlő berendezések a vasúti szállításhoz.
- Китаев Е. В., Гревцев Н. Ф.: Курс общей электротехники (1950).
 Kitajev és Grevcsev: Általános elektrotechnikai tanfolyam.
- Коган С. С.: Теория и расчет фильтров для установок дальней связи (1950).
 Kogan: Szűrők elmélete és számítása távolsági hírközlő berendezésekhez.
- Конторович М. И.: Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях (1949).
 Kontrovics: Operációszámítás és nemstacioner jelenségek elektromos láncokban.
- Кощеев И. А.: Теория связи по проводам (1945).
 Koscejev: A vezetékes hírközlés elmélete.
- Кристаллические детекторы (1950).
 Kristálydetektorok (fordítás angol nyelvről).
- Крылов Н. Н.: Задачник по судовой радиотехнике (1950).
 Krilov: Hajórádió feladattára.
- Кулешов В. Н.: Теория кабелей связи (1950).
 Kuljesov: Kábel összeköttetések elmélete.
- Люстерник Л. А., Акушский И. Я., Диткин В. А.: Таблицы бесселевых функций (1949).
 Ljusztyernyik, Akusszkij és Gyitkin: Bessel-függvénytáblázatok.
- Лобастов В. Л.: Расчет и конструирование телеграфной аппаратуры.
 Lobasztov: Telegráfkészülékek számítása és szerkesztése.
- Малкин И. Г.: Методы Ляпунова и Пуанкаре в теории нелинейных колебаний (1949).
 Malkin: Ljapunov és Poincaré módszerei a nemlineáris rezgések elméletében.
- Мартьянов Б. К.: Конструирование телефонной аппаратуры (1949).
 Martujanov: Telefonkészülékek szerkesztése.
- Мархай Е. В., Бабицкий К. А.: Автоматическая телефония (1950).
 Marháj és Babickij: Automata telefonia.
- Модель З. И., Невяжский И. X.: Радиопередающие устройства (1950).
 Mogyelj és Nyevjazsszkij: Rádió adóberendezések.
- Мурзенко А. М.: Сборник задач по курсу «теория связи по проводам» (1950).
 Murzenko: Feladatgyűjtemény a »Vezetékes távközlés elmélete« tanfolyamhoz.
- Мандельштам А. И.: Полное собрание трудов II, III, V.
 Mangyelstam: Munkáinak teljes gyűjteménye. II., III., V.
- Нейман Л. Р.: Руководство к лаборатории электромагнитного поля (1950).
 Nyejman: Az elektromágneses tér laboratóriumának vezérfonala.
- Папалекси Н. Д.: Курс физики II, (1948).
 Papaléxi: Fizikai tanfolyam II.
- Пуссет Л. А.: Стабилизаторы скорости фонограммы (1949).
 Pusszet: Hangrögzítők sebességstabilizátorai.
- Рамлау П. Н.: Радиотехника (1950).

- Ramlaу: Rádiótechnikа.
- Ramo C., Уиннери Дж: Поля и волны в современной радиотехнике (1950).
- Ramo és Winneгу: Terek és hullámok a mai rádiótechnikában. (Fordítás angol nyelvből.)
- Руководство электромеханику и монтеру линейного околотка связи (1950).
- Villamosszerelők és távközlési vezetékek szere-
löinek vezérfonala.
- Сегал Б. И., Семендяев К. А.: Пяти-
значные математические таблицы (1950).
- Szegal és Szemengyajev: Ötjegyű matematikai
táblázatok.
- Серебренников М. Г.: Гармонический ана-
лиз (1948).
- Szerebrennyikov: Harmonikus analízis.
- Стрелков С. П.: Введение в теорию колебаний
(1950).
- Sztrjelkov: Bevezetés a rezgések elméletébe.
- Тамм И. Е.: Основы теории электричества
(1949).
- Tamm: A villamosság elméletének alapjai.
- Трехканальная аппаратура высо-
кочастотного телефонирования типа сос-Зф и сот-Зф
(1948).
- Háromcsatornás nagyfrekvenciás telefon-
berendezés.
- Урнов К. В.: Электропривод полиграфических
машин (1950).
- Urnov: Poligráfiai gépek villamosberendezései.
- Фабрикант В. Л.: Фильтры симметричных
составляющих (1950).
- Fabrikant: Szimmetrikus összetevők szűrői.
- Фаддеева В. Н. Гавурин М. К.: Таблицы
функций бесселя целых номеров (1950).
- Faggyejeva és Gavurin: Egészjegyű Bessel-
függvények táblázatai.
- Фурманов Б. М.: Новая телефонная связь
горноспасателей — «шахтофон» (1950).
- Furmanov: A bánya-mentőszolgálat új telefon-
berendezése, a »Sahtofon«.
- Цыкин Г. С.: Трансформаторы низкой частоты
(1950).
- Cikin: Kisfrekvenciás transzformátorok.
- Челюсткин А. Б., Розенман Е. А.:
Автоматическое управление прокатными станами (1950).
- Cseljusztkin és Rozenman: Hengerművek
önműködő vezérlése.
- Честнов Ф.: Радио сегодня (1950).
- Csesztnov: A mai rádió.
- Шинтьмейстер И.: Электронная лампа как
прибор для физических измерений (1949).
- Sintlmeiszter: Az elektroncső mint fizikai mérő-
eszköz.
- Шницер Л. М.: Трансформаторы (1950).
- Snicer: Transzformátorok.
- Шуплов В. И., Волоцкой А. Н., Ключ-
ков И. Н.: Автоматическая дальняя телефонная связь
(1949).
- Suplov, Volockoj és Kloeskov: Automata
távolsági telefonösszeköttetés.
- Юм-Розери В.: Электроны и металлы (1950).
- Hume-Rosegy: Elektronok és fémek.
- Янке Е., Эмде Ф.: Таблицы функций (1949).
- Jahnke és Emde: Függvénytáblázatok.
- Массовая радио библиотека:
Рádió-népkönyvtár:
- Звукозапись (1949).
- Hangrögzítés.
- Измерительные генераторы и осцил-
лографы (1950).
- Mérőgenerátorok és oszcillográfok.
- Казанский Н. В.: Автотрансформатор (1950).
- Kazanskij: Az autóttranszformátor.
- Клементьев С. Д.: Фотореле и его приме-
нение (1950).
- Klementyjev: A fotorelé és alkalmazása.
- Левитин Е. А.: Параметры радиоприемников
(1949).
- Ljevityin: Rádióvevők adatai.
- Логинов В. Н.: Справочник по радиодеталям
(1949).
- Loginov: Rádióalkatrészek adattára.
- Малинин Р. М.: Усилители низкой частоты
(1949).
- Malinyin: Kisfrekvenciás erősítők.
- Малинин Р. М.: Самодельные омметры и аво-
метры (1949).
- Malinyin: Sajátkészítésű ohmmérők és áramfeszült-
ség-mérők.
- Панков Г. В.: Основы частотной модуляции
(1949).
- Pankov: A frekvencia-moduláció alapjai.
- Элементы и детали любительских радио-
приемников (1950).
- Amatőr-rádiók elemei és alkatrészei.

Nagyfrekvenciás áramváltó

Нagyteljesítményű rádióadóállомások antenna-
áramának és rezgőkóráрамаának mérésére а nagy-
frekvenciás áрамвáltókat eddig külföldről szerez-
тük be. А Standard Villamossági Vállalat kikísér-
letezte és megvalósította а nagyfrekvenciás арам-
вáltók hazai gyártását. А címlapon közölt féны-
kép tüнтети fel аз első saját gyártású арамвáltót,
hazai gyártású thermokereszttel.

Мűszaki adatok: А nagyfrekvenciás арамвált-
тók а követкеző áттétellel készүлtek: 1:5, 1:15,

1:20, 1:25, 1:30, 1:35, 1:50, 1:70; а thermo-
kereszttek fűтőszáларама: 1, 2, 3, 4, 6, 10 Amper.

Thermoáрам: 2 mA, ill. 3 mA. Аз alkalmazott
milivoltmérők szintén hazai gyártásúак. Аз арам-
вáltók mérési hibája 100—600 m-es hullám-
sávon: max. $\pm 4\%$. Áттétели hiba: max. $\pm 2\%$.

Üземfeszүлсэг 25000 Volt nagyfrekvenciás fe-
szүлсэг.

Dr. Kőmőcsy Tibor

A hullámterjedés jelentősége a rádiótechnikában

KODOLÁNYI GYULA

Статья разбирает вопросы распространения волн средне- и длинноволновых радиовещательных установок. После изложения практических результатов в области распространения волн, автор занимается вопросом распространения волн с точки зрения благоприятствующих бесперебойному приему и мешающих ему условий. Разбирает величину и влияние на возможность приема следующих факторов: явление фединга, антифединговые антенны, расстройка боковой полосы, помехи с общей волной, синхронизация, атмосферные и силовые помехи.

L'article traite des problèmes de la propagation des ondes moyennes et longues en connexion de la radiodiffusion. Après avoir résumé les résultats pratiques de la propagation, l'auteur examine la question au point de vue des conditions favorables et défavorables pour la réception. Il s'occupe de la grandeur et de l'influence des phénomènes de fading sur la réception, des antennes antifading, de la disturbance des bandes latérales, de l'interférence des ondes communes, de la synchronisation, des parasites atmosphériques et des parasites du réseau électrique.

Problems of middle and long-wave broadcast transmission are treated. Having outlined the practical experiences concerning wave propagation, the author discusses the problem with respect to the hindering and facilitating circumstances of undisturbed reception. The influence of fading phenomena, antifading aerials, side band disturbances, common wave interference, synchronisation, atmospheric noise and of hum voltages on the quality of reception are discussed.

Die Arbeit befasst sich mit der Ausbreitung von Rundfunkwellen im Mittel- und Langwellenbereich. Nach einer Zusammenfassung der praktischen Ergebnisse, behandelt der Verfasser das Problem der Ausbreitung mit Hinsicht auf einen störungsfreien Empfang. Es werden die Erscheinungen des Fading, sowie die antifading Antennen, Seitenbandstörungen, Gleichwellenstörungen, Gleichlauf und zum Schluss die atmosphärischen und vom Starkstrom herrührenden Störungen mit Rücksicht auf den Empfang untersucht.

A rádiózás fejlődése során a tudományos kutatás és gyakorlati felhasználása két főirány felé haladt: az egyik a készülékek (adók, vevők, műszerek stb.) köre, a másik az adóantennától a

vevőantennáig terjedő terület. A határvonal az antennák. A látszólagos kétfelé szakadás magyarázata egyrészt az, hogy a készülékek előállítása ma már hatalmas iparágakat foglalkoztat, a bennük dolgozó rádiótechnikusok és mérnökök figyelme inkább a technológia és tömeggyártás problémái felé fordul és ezért nem érnek rá foglalkozni azzal a kérdéssel, mi is történik az általuk előállított berendezéseken kívül az üzemi használat során. Másrészt az üzemi szakemberek sokszor ugyanilyen közönnnyel vesznék tudomást a kezükbe kerülő mind tökéletesebb adó- vagy vevőkészülékekről anélkül, hogy mélyebben megvizsgálnák azokat a problémákat, melyeket a berendezést gyártó szakembereknek egy-egy új berendezés fejlesztési és gyártási munkája közben meg kell oldaniuk. Továbbá a kettősség okát láthatjuk abban is, hogy a rádiózásnak egy-egy ága (műsorszórás, táviró, televízió stb.) olyan hatalmas munkaterületet jelent, hogy a fejlődés kezdeti fokán túl már nem lehet biztos ura egy-egy a készülékszerkesztő, gyártó és antennától-antennáig terjedő területnek.

Természetszerűleg a rádiózás valójában nem osztható két külön területre, és pl. a hullámterjedési elméletek gyakorlatilag felhasználható tudománnyá való fejlesztése, a mind rövidebb és rövidebb hullámsávok meghódítása lehetetlen lett volna az ipar nélkül, amely a berendezések fejlesztésével a kutatást lehetővé tette. A helyes fejlődési irány a két tudományág szoros együttműködése, az elért eredmények gyakori kicserélése a minél jobb eredmény elérése érdekében.

Ezért egy cikksorozatban a hullámterjedés terén végzett kutatások ismertetésén túlmenően azokra a kapcsolatos problémákra is rámutatunk, amelyekre a készülékek szerkesztésénél is tekintettel kell lenni.

Mielőtt rátérnénk a konkrét problémákra, az alábbi táblázatban összefoglaltuk a rádiófrekvenciás hullámspektum nemzetközileg szokásos felosztását

Megnevezés		Frekvenciasáv	Hullámsáv	Szokásos rövidítés
hullámhossz szerint	frekvencia szerint			
igen hosszú	igen alacsony	10— 30 kc	30.000— 10000 m	VLF
hosszú	alacsony	30— 300 «	10.000— 1000 «	LF
közép	közepes	300— 3000 «	1.000— 100 «	MF
rövid	magas	3— 30 Mc	100— 10 «	HF
ultrarövid	igen magas	30— 300 «	10— 1 «	VHF
deciméteres	ultramagas	300— 3000 «	1— 0,1 «	UHF
centiméteres	szupermagas	3000—300000 «	0,1— 0,01 «	SHF
	P sáv	225— 390 Mc	139 —77 cm	
	L «	390— 1550 «	77 —19,35 «	
mikrohullámok	S «	1550— 5200 «	19,35— 5,77 «	
	X «	5200— 11000 «	5,77— 2,73 «	
	K «	11000—33000 «	2,73— 0,31 «	

A következőkben a hosszú- és középhullámú műsorszóró sávok hullámterjedési kérdését ismertetjük.

A közép- és hosszúhullámú rádióműsorszórás hullámterjedési problémái

A középhullámú műsorszóró rádiózás még ma is a legelterjedtebb ága a rádiózásnak. Igen előnyös tulajdonságuk ezeknek a hullámoknak, hogy az adóantennától folyamatos a vétel s különösen a hosszabb hullámok, nappal is igen nagy távolságban vehetők. Az éjjeli vétel különösen a középhullámoknál sokkal jobb, mint nappal, ami a rádióhallgatók időbeosztása szempontjából igen megfelelő. A vétel, kivéve a közelfadingzónát, stabil. A vevőkészülék és annak kezelése egyszerű s igen olcsó eszközökkel (kristálydetektoros vevő) is hallgatni lehet a közép- és hosszúhullámon. A hosszúhullámon a 150—285 kc-ig, a középhullámon pedig az 525—1605 kc-ig terjedő sáv használható rádióműsorszórásra. A közbeeső sáv a hajók és a repülőgépek hírközlő és rádió-navigációs berendezései számára van fenntartva, s abból a régebben szabálytalanul ott helyet foglaló állomások ma már teljesen kiszorultak.

Mindenekelőtt röviden összefoglalva ismertetem a közép- és hosszúhullámok hullámterjedési tulajdonságait.

I. Közép- és hosszúhullámok terjedése.

A rádióhullámok terjedésénél háromféle utat különböztetünk meg:

- A) Felületi terjedés.
- B) Visszavert terjedés (ionoszféra, troposzféra).
- C) Közvetlen terjedés (igen rövid hullámok).

A hosszú- és középhullámú műsorszórásban gyakorlatilag csak felületi és visszavert hullámokkal kell foglalkozni

A) Felületi hullámok

A felületi hullámok voltak a rádiózás őskorában az összeköttetés útjai és a terjedés elmélete is már lezártnak tekinthető.

Az adóantennából kiinduló hullámoknak azt a részét nevezzük felületi hullámoknak, amelyek a Föld felületének görbületét követve terjednek tova.

Egy adott P kW teljesítményű adóberendezés által elérhető E mV/m térerősséget a következő egyenlet adja D km távolságban

$$E^{mV/m} = \frac{300}{D^{km}} \sqrt{P^{kW} \cdot A}$$

Az »A« tényező az, amit évek hosszú során át különböző kutatók bonyolult képletekben próbáltak kifejezni. Lényegében annyit érdemes róla tudnunk, hogy a felületi terjedésnél annál kisebb a veszteség, minél jobb a talaj vezetőképessége (σ) és minél alacsonyabb a használt frekvencia (f).

A felületi hullámok vesztesége $\frac{f^2}{\sigma}$ -val arányos.

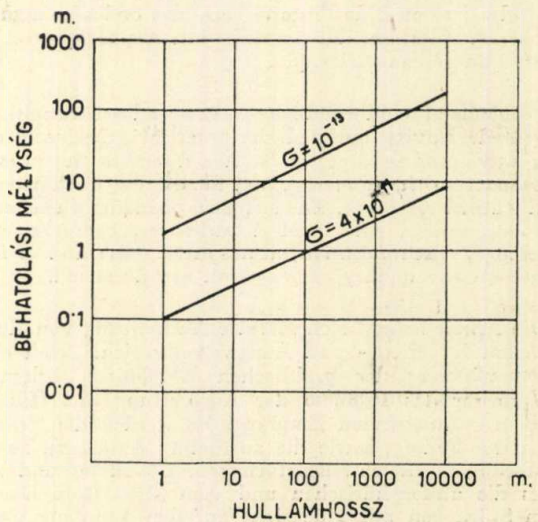
Ezeknél a hullámsávoknál a talaj dielektromos állandójának (ϵ) nincs nagy jelentősége. A felületi hullámoknak fenti tulajdonsága igen lényeges, mert

azt jelenti, hogy ugyanolyan adóteljesítmény és talajvezetőképesség esetén a hosszabb hullámú adó hatótávolsága jóval nagyobb, mint az alacsonyabb hullámú adóé (A lakihegyi Kossuth 135 kW-os adó kb 3,5-ször akkora területet sugároz be ugyanolyan térerősséggel, mint a szolnoki 135 kW-os adó).

A különböző talajokra nézve a vezetőképesség értéke a következő:

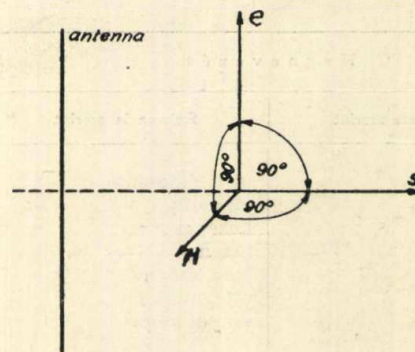
Tengervíz	10^{-11} c. g. s. egység
Édesvíz	10^{-13} c. g. s. egység
Mező, művelt sík, talaj (pl. Duna-Tisza köze)	10^{-13} c. g. s. egység
Dombos, erdős talaj (pl. Dunántúl sík része)	$5 \cdot 10^{-14}$
Hegyes vidék. (Dunántúl hegyes része, Mátra-vidék)	10^{-14}
Nagy hegyek	10^{-14} — 10^{-15}
Homokos talaj	$2 \cdot 10^{-14}$
Város	$2 \cdot 10^{-14}$

A vezetőképesség évszak szerint a csapadék függvényében változik és ez a változás pl. szikes talajnál fél nagyságrendet is elérhet (Pl. 10^{-13} -ról $5 \cdot 10^{-13}$ -ra.)



1. ábra

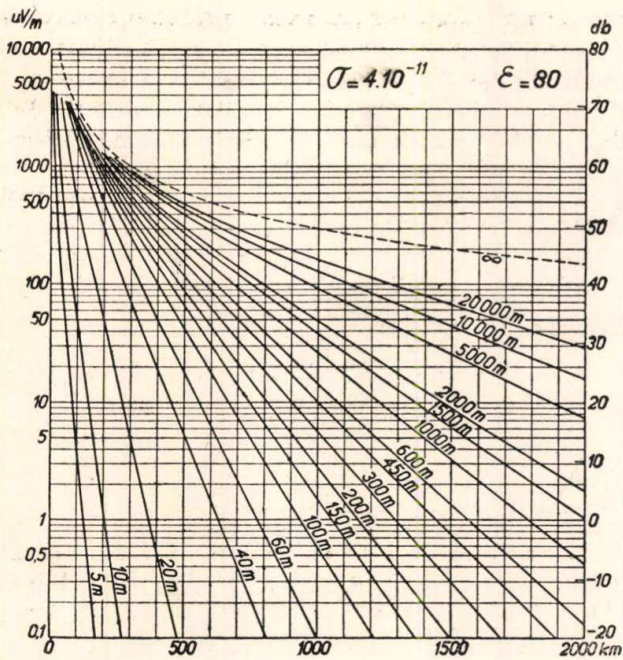
Közbevetőleg rámutatok egy összefüggésre, amely szerint minél nagyobb a hullámhossz és minél rosszabb a talaj vezetőképessége, annál mélyebben mennek a hullámok a talajba (1. ábra). Ez a tulaj-



2. ábra

donság földbe elhelyezett nagyfrekvenciás vezetékek árnyékolása szempontjából lényeges.

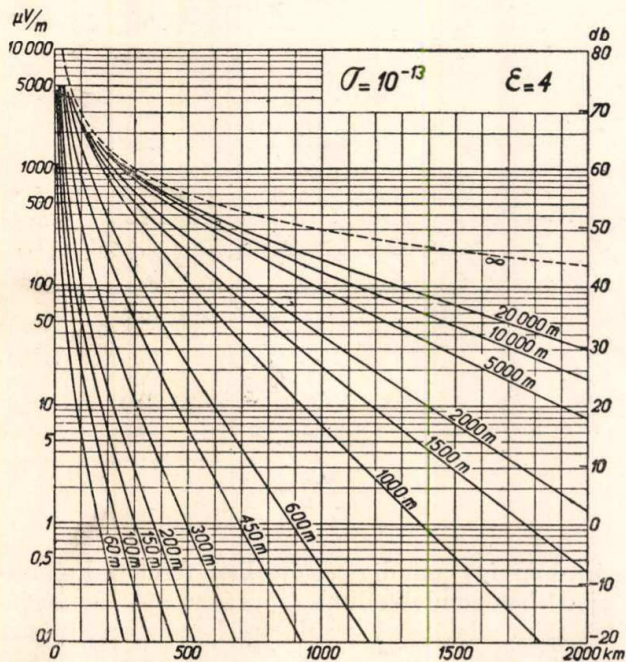
Visszatérve a fentebb megadott térerősség kép



3. ábra

letre, meg kell jegyezni, hogy az $\frac{1}{D}$ távolságfüggés az adóantennától legalább 15–20 hullámhossz távolságra érvényes. Ezen belül kb 3 hullámhosszig $\frac{1}{D^2}$ és 3 hullámhosszon belül $\frac{1}{D^3}$ a távolsággal való változás függvénye.

A hullámok terjedésénél meg kell még emlékezni a hullámok polarizációs irányáról. A polarizáció alatt az elektromos vektor irányát értjük. Az elek-



4. ábra

tromos és mágneses vektor és a terjedési irány, mint az a 2. ábrán látható, egymáshoz képest mindig derékszöget zárnak be. Az elektromos vektor iránya benn van az adóantenna síkjában. Felületi hullá-

moknál, bármilyen is az adóantenna formája (pl. »T« antenna), az adótól több hullámhossznyi távolságra felületi hullámként csak függőlegesen polarizált hullámok terjednek tova, a horizontális polarizációjú rész elenyved. Ezért felületi hullámnál (primerzóna, hazai adók) legcélszerűbb vertikális vevőantennát használni.

A főbb összefüggések és tudnivalók letárgyalása után a 3. és 4. ábrán adok kétféle talajvezetőképességre egy-egy diagrammsorozatot a felületi hullámok terjedésére nézve. A diagrammok 1 kW kisugárzott teljesítményre és $\frac{\lambda}{4}$ antennára vonatko-

znak. Más teljesítményre az ismert $\sqrt{P^{kW}}$ összefüggés alapján használhatjuk a görbéket. Más típusú adóantennákra a későbbiek során fogok adatokat adni.

Az 5. ábrán lévő nomogram a középhullámú műsorszórási sávra ad igen használható felületi hullámterjedési adatokat. Ez a görbe is $\lambda/4$ -es antennára vonatkozik.

B) Visszavert, vagy térhullámok

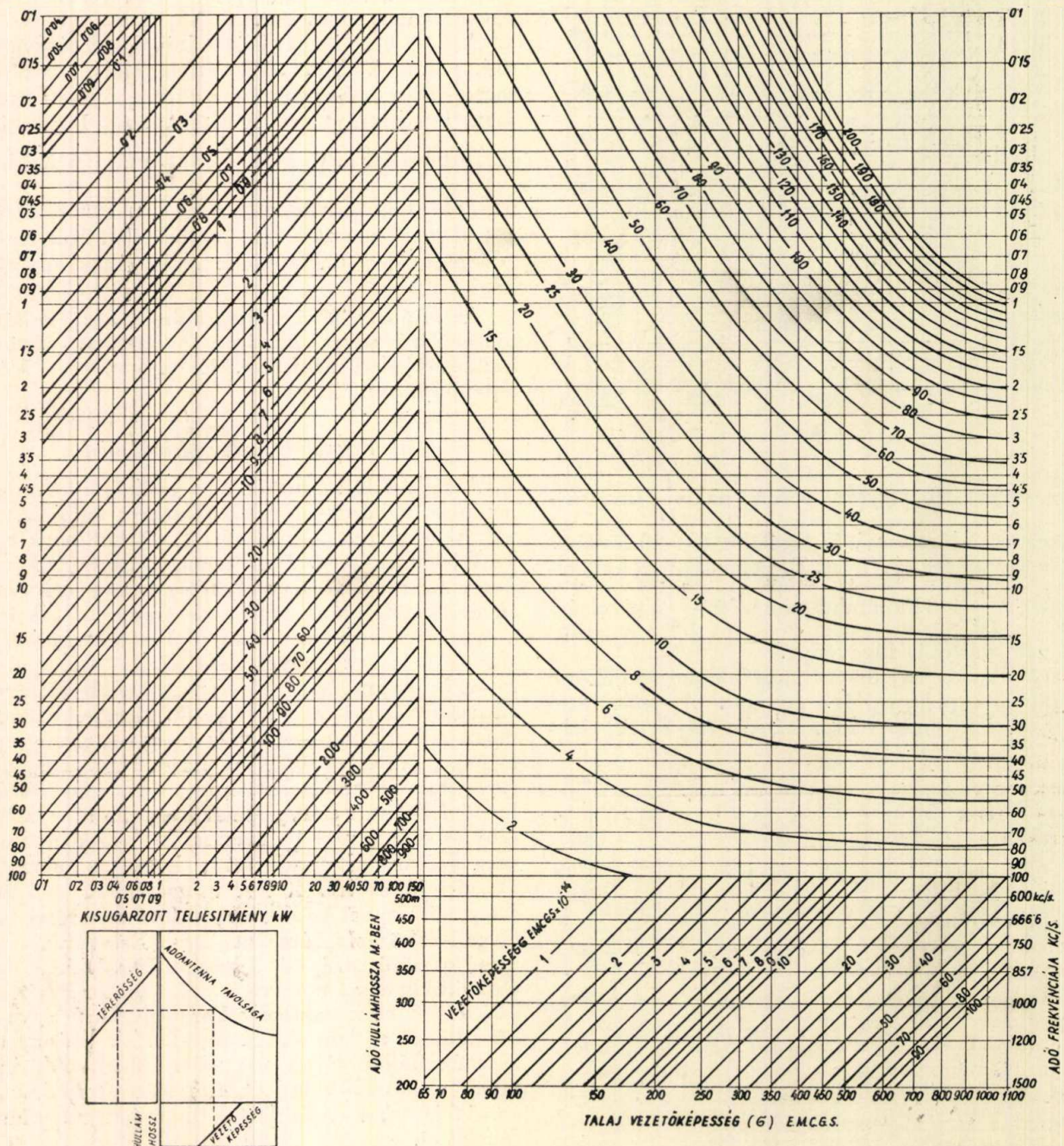
Amíg a felületi hullámok terjedése éjjel-nappal ugyanaz, a közép- és hosszúhullámú műsorszórásnál, a térhullámok, vagy visszavert hullámok csak éjjel jelennek meg. Ennek magyarázata a következő. Az ionoszféra, amely főleg a nap ultraviola sugárzása folytán válik elektromosan aktívvá — amit egy-egy ionoszféra rétegben a szabad elektronok számának növekedése jelez, — nappal az intenzív napsugárzás folytán nagyobb elektron-sűrűségű rétegekkel rendelkezik. Ezenfelül nappal olyan réteg is van — a »D« réteg —, amely éjjel a napsugárzás eltűnésével megszűnik. Ha most figyelembe vesszük azt, hogy ilyen ionoszférába beeső hullámra nézve annál nagyobb a veszteség (abszorpció), minél magasabb a gáznyomás, magyarázatot kapunk arra, hogy az alacsony ionizációjú és kb. 40 km magasságban lévő »D« réteg, sőt nappal az alacsonyan lévő »E« réteg is, a hosszú- és középhullámokat elnyeli. Ezért nincs tehát a műsorszórási közép- és hosszúhullámoknál a nappali órákban számottevő térerősségű ionoszférikus terjedés és csak naplementkor népesül be a vevőkészüléken a középhullámú sáv. A műsorszórási hosszúhullámú sávban nappal is élénk élet van, mivel a hosszabb hullámok felületi terjedése az előző fejezetben elmondottak miatt igen nagy hatótávolságú.

Valaki felvetheti azt a kérdést, hogy a rövidhullámok miért terjednek nappal is. Erre az a válasz, hogy az ionoszférikus visszaverődéssel való hullámterjedés annál veszteségmentesebb, minél nagyobb a használt frekvencia (a kritikus frekvencia megszabta határokig). Tehát a közép- és hosszú műsorszórási frekvenciák túl alacsonyak és ezért abszorbeálódnak. Ezt még megvilágíthatom azzal az ismert ténnyel is, hogy ugyanazon távolságra nappal sokkal rövidebb hullámokat kell használni, mint éjjel.

A közép- és hosszúhullámok (150–1500 kc) terjedésére nézve legjobb támpont a 6. ábrán látható

ú. n. Cairó-i görbe. A görbe által megadott térerősséértékek ú. n. középértékek (a kvázi-maximum-értékek 30%-a). Újabb mérések szerint a Cairo-i görbe értékei 1000 km-en túl 6 dB-el csökkenthetők. Ez a csökkentett érték a 6. ábrán

felületi hullámok jönnek elsősorban szóba és mint a hullámterjedési görbékből látható, a hullámhossz annál értékesebb, minél hosszabb, mert ugyanolyan energiával nagyobb terület szórható be. Tulajdonképpen a hosszú- és középhullámú műsor-

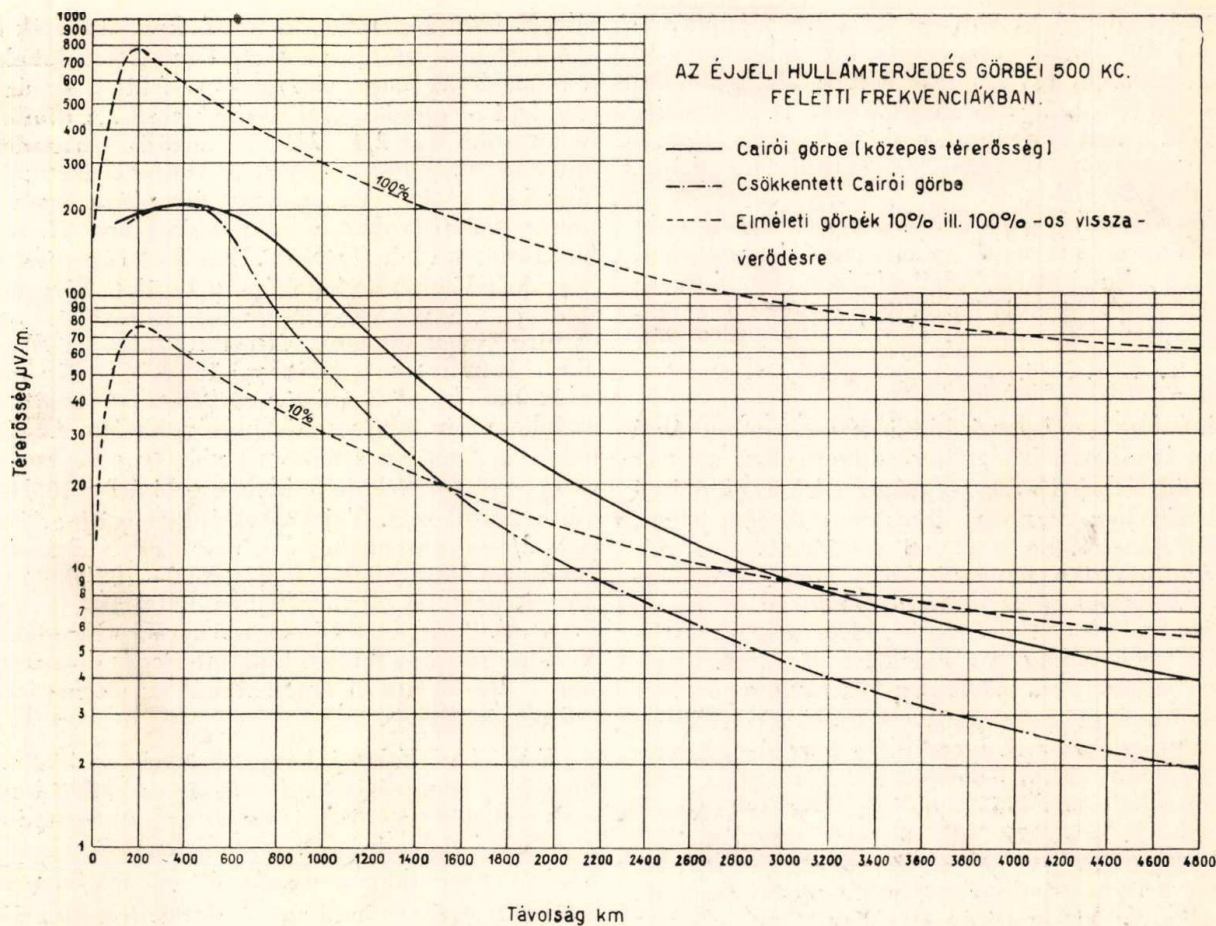


5. ábra

eredményvonallal van ábrázolva. A pontozott görbék elméletileg számított értékeket tüntetnek fel. A magasabb érték 100%-os, az alacsonyabb érték 10%-os reflexióra van számítva, vagyis a felső görbe veszteségmentes, az alsó pedig 90% abszorpciós veszteséget tételez fel.

A leírt és a diagramokban bemutatott hullámterjedési tulajdonságok a közép- és hosszúhullámú műsor-szóró hullámokat igen alkalmassá teszik a hazai műsor-szórás ellátására. Ilyen szempontból a

szórásban így mindig elsősorban felületi hullámterjedésben gondolkodunk és az ionoszférikus terjedést mint adalékot vesszük, amely részben hibákat (fading), részben előnyöket (nagy távolságú vétel) jelent. A közép- és hosszúhullámú műsoradóknak tehát két vételzónája van. A primérzóna az adó környezetében addig terjed, míg a felületi hullámok éjjel-nappal zavartalanul vehetők, a szekunder zóna az adótól távol, ahol az éjszakai órákban jelentkező ionoszférikus térhullámok jelentik a vétel-



6. ábra

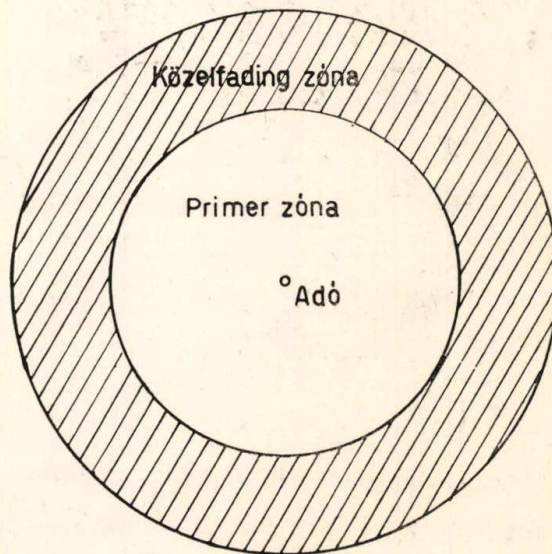
lehetőséget. A két zónát a közelfading zóna választja szét (7. ábra). Itt a felületi hullámok már gyengék és az éjjeli vétel rosszabb, mint a primér, vagy a szekunder zónában. Ezek után áttérek a jó vétel fogalmának meghatározására és a zavaró jelenségek értékelésére.

II. A zavartalan vétellehetőségek feltételei

A zavartalan közép- és hosszűhullámű műsor-szórás feltételeinek megvalósításában mindennek-előtt látni kell az elérendő célt. Ez egyszerűnek látszik és csak el kell határozni a hasznos jel és zavaró jel arányát. A valóságban a kérdés nem ilyen egyszerű, mert igen sok szubjektív elemmel kell számolni. Gondoljunk csak az átlagos rádióhallgatóra, aki készülékén egy külföldi adó zeneműsorát hallgatja. A zene egyszer csak fading következtében élvezhetetlen lesz. Erre addig csavar a készülék keresógombján, míg egy másik neki tetsző és technikailag zavartalan műsort kap, anélkül, hogy tudná, hogy milyen állomásokat hallgatott is. Ugyanez az eset akkor is, ha a zenei műsor végeztével a bemondó idegen nyelven beszélni kezd. A másik esetben a Kossuth-adón hallgat zenét. A zeneszám befejeztével előadás következik. Ezt is hallgatja. Egyszer csak a szomszéd csengője beleberreg a vevőkészülékbe, mire a rádióhallgató dűhösen szidja az adást, már kifejezetten azzal a gondolattal, hogy biztos valami nincs rendben Lakihegyen. Ezeket a példákat még folytatni lehetne. Azonban végeredményben csak azt akartam érzékeltetni, hogy a hazai,

saját nyelvű rádióállomást hallgatják a rádióhallgatók az idő 90%-ában. Ez azt jelenti, hogy a primér zónában jóval magasabb zavartalanságot

Szekunder (távoll) zóna



7. ábra

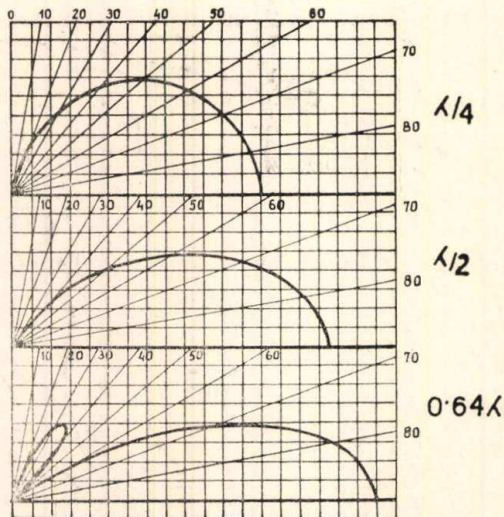
kell biztosítani, mint a szekunder zónában ahhoz, hogy a bel- és külföldi hallgatók egyformán megelégedettek legyenek. Ezeket a szubjektív szempontokat figyelembe véve, a rádióműsorszórásban

a hazai hallgató ki van elégítve, ha a jel/zavarviszony 40 dB. Ezzel az értékkel leszállhatunk 30 dB-ig, azonban tovább már a hazai hallgatókkal szemben nem ajánlatos kísérletezni. A szekunder zónában a fent elmondott szubjektív okok miatt a jel/zavar viszonyozással lemehetünk 30 dB-ig, beszédnél 20 dB-ig.

Az elérendő jel/zavar viszony kitűzése után vizsgáljuk meg az egyes vételtzavaró jelenségeket, amelyek a hullámterjedésből adódnak és esetenként nézzük meg a jó vétel határait és a javítási lehetőségeket.

a) Fadingjelenségek.

A fading a műsorszóró hullámok hosszúhullámú tartományában aránylag kevés zavart okoz, aminek a jó felületi terjedés a magyarázata. A középhullámú tartományban azonban súlyos zavarforrást jelent, annak ellenére, hogy a mai vevőkészülékek már mind automatikus hangerőszabályozóval rendelkeznek. Az automatikus hangerőszabályozó u. i. nem tud segíteni a következő fadingjelenségeken: totál-fading, gyorsfading és szelektív-fading. A totál-fading pillanatokra beállhat a közelfading zónában is, ahol a felületi és visszavert hullám télerőssége időnként egyforma. A gyorsfading hosszú- és középhullámoknál ritka jelenség. Ezen a zavaron a fadingszabályozó időállandója miatt nem lehet segíteni. A szelektív-fading, mely hangtorzulást eredményez, főleg a közelfadingzónában észlelhető, ahol a felületi és visszavert hullámok találkoznak. Általában a műsorszórásnál kellemetlen fadingról akkor beszélünk, ha a felületi és térhullám télerőssége 1:5, vagy ennél kisebb arányban van egymással. Természetesen ez a kellemetlen



Különböző antennák vertikális polár-diagrammja abszolút jó föld esetén.

8. ábra

fading meghatározás egyéb interferenciás távoli fadingokra is érvényes.

A közelfadingzóna kezdeti határának kitolásánál az antifading antennák igen nagy eredményt

adnak. Mint ismeretes, az antifading antennák ezt a hatást a függőleges sugárzási karakterisztikákon a térsugárzás lenyomásával és a felületi sugárzás egyidejű megjavításával eredményezik. A 8. ábrán bemutatom a $\lambda/4$, $\lambda/2$ és ideális antifading-antenna függőleges sugárzási karakterisztikáját. Meg kell itt jegyezni, hogy állandóan érvényes precíz számításokat a közelfadingzóna kezdeti határára nem lehet végezni. Ennek oka egyrészt az, hogy az adóantenna besugárzott területe különböző földrajzi irányokban más és más vezetőképességű és még évszakonként is változik. Példaképpen a 9. ábrán bemutatom a lakihegyi 135 kW-os Kossuth-adó 20 mV/m-es télerősség görbéjét. Itt jól látható az inhomogén talajvezetőképesség hatása. A másik nehézséget az ionoszféra reflexiós tényezőjének és ezzel együtt a térhullám időben való átlag 10 dB-es változása okozza. Tájékoztatásul szolgáljon, hogy egy $\lambda/4$ -es antennához képest egy antifading antenna a fadingszabályozó területen 50—70%-kal megnöveli, ami az éjjeli vételben hatalmas javulást jelent. A 8. ábrán levő antenna karakterisztikákból átszámíthatjuk a felületi hullámterjedés diagramjainál $\lambda/4$ -től eltérő antennáknál az elérhető télerősség értékeit.

Fentiekből látható, hogy a használt adóantenna függőleges sugárzási tulajdonságai és a felületi hullámok terjedési lehetőségei szabják meg a közelfadingzóna kezdeti határát. A kellemetlen fading kezdeti határát antifading antennáknál $0,3 \text{ mV/m} \sqrt{\text{kW}}$ felületi télerősség határra tehetjük (pl. 10 kW-os adónál $0,3 \sqrt{10} = 1 \text{ mV/m}$). Ez a határ rövid, kb. $\lambda/4$ -es antennánál a $0,5\text{—}0,8 \text{ mV/m} \sqrt{\text{kW}}$ felületi télerősség érték körül mozog. Ki kell még hangsúlyoznom az adó hullámhosszának nagy jelentőségét, mivel a felületi hullám télerőssége — mint láttuk — ettől nagy mértékben függ. Az adó teljesítményének a közelfading zavarban nincs jelentősége. Az elmondottakat szemlélteti a 10. ábra.

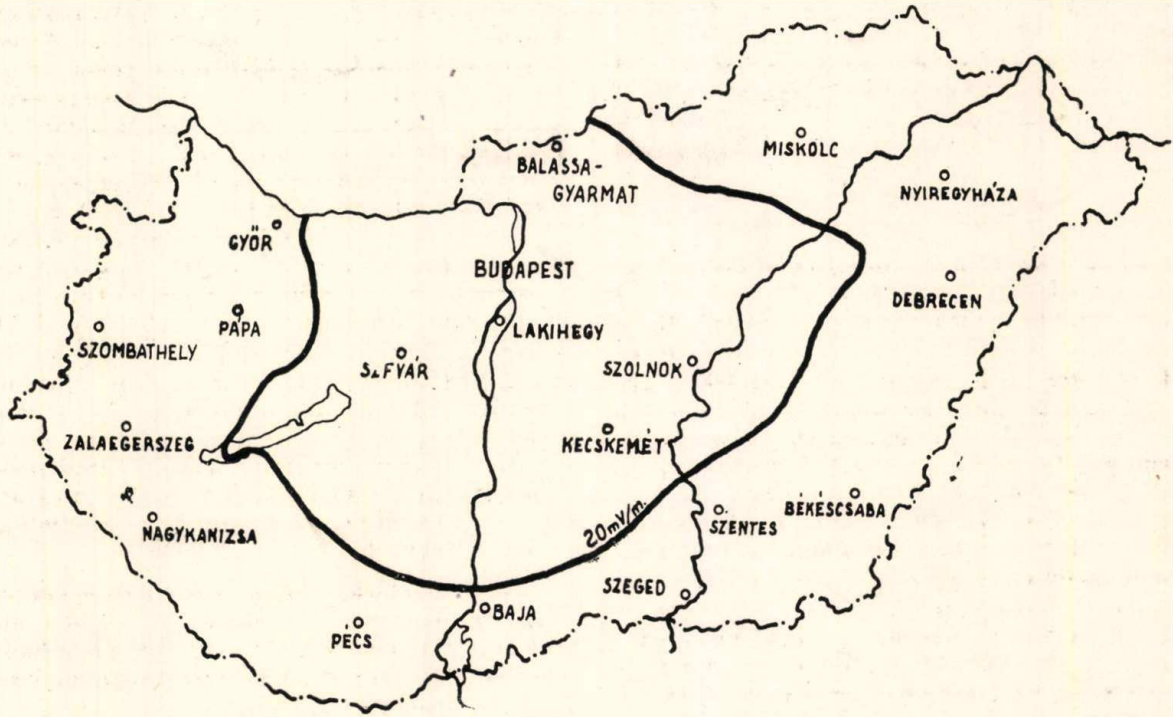
A közelfading zóna külső határa ott van, ahol a felületi télerősség már annyira lecsökken, hogy az 1:5-ös amplitudóarány a térhullámok javára billen át. A közelfadingzóna külső határa ugyanúgy, mint a kezdeti határ, hullámhossz, antennarendszer és talajvezetőképesség függvénye. A közelfadingzóna külső határán túl kezdődik az adó ú. n. szekunder zónája, amelyet általában csak külföldi vételre szoktak felhasználni és ezért az itteni télerősség kívánalmakra nézve az előzőekben ismertetett jel/zavar viszonyozásból következtethetünk.

Középhullámoknál a szekunderzónában a kellemetlen fading jelenségek — ellentétben a rövidhullámokkal, amelyeknél különösen az őszi és téli napéjegyenlőség idején kb. 10 napon át súlyos fadingzavarok sok esetben lehetetlenné teszik a vételt —, csak igen ritkán tapasztalhatók. Általában a középhullámú adók szekunder zónában való vétele az esti órában stabilnak mondható. Középhullámoknál évente csak egy-két olyan nap van, amikor a szekunder zónában a kb. 1000 km távolságon túli középhullámú adók szokatlan erős távolfading jelenségeket mutatnak, amelyek a vételt élvezhetetlenné teszik.

b) *Öldalsáv zavartság.*

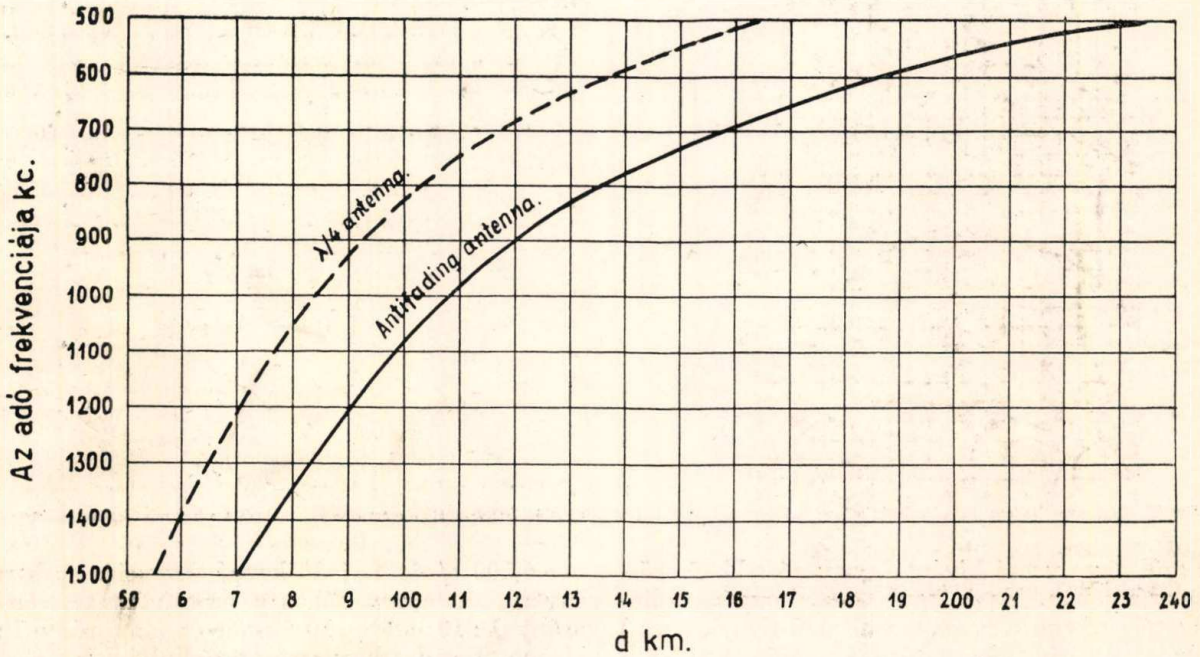
Közép- és hosszuhullámú műsorszórási adóberendezések egymástól való frekvencia távolsága az európai zónában általában 9 kc körül volt és az új

pontjából igen nagyjelentőségű. A 11. ábrán látható egy elméleti és kísérleti adatok alapján megrajzolt görbecsoport, amely felvilágosítást ad a csatornatávolság jelentőségéről. Elsősorban arra



9. ábra

A KÖZELFADING ZÓNA KEZDETI HATÁRA.
TALAJ VEZETŐKÉPESSÉG $\sigma = 10^{-13}$

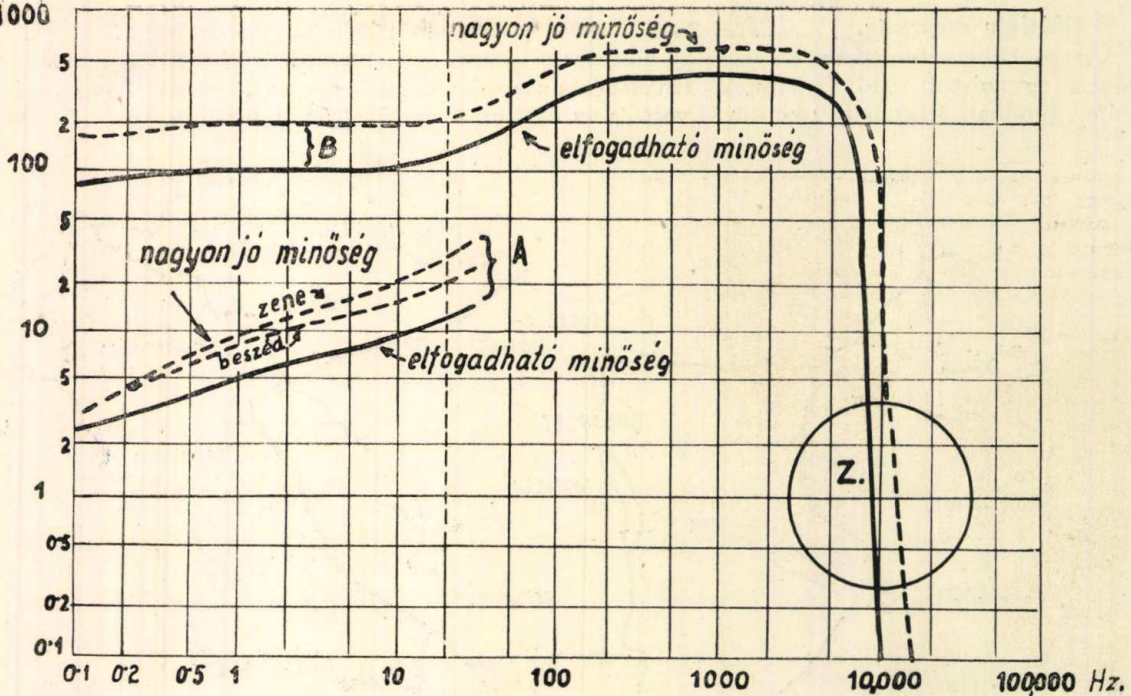


10. ábra

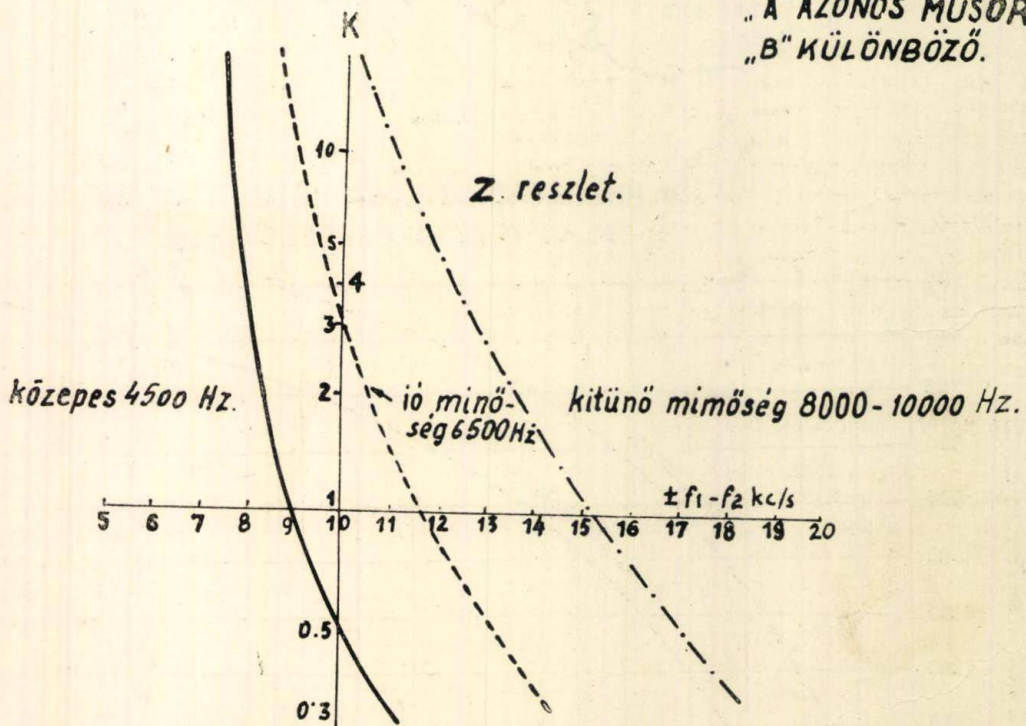
hullámelosztás is nagyrészen erre a csatornatávolságra van felépítve. Az adóberendezések egymástól való csatornatávolsága a zavartalan vétel szem-

kell felhívnom a figyelmet, hogy a vevőkészüléken hallgatni kívánt hangfrekvenciás sáv felső határa igen nagy különbségeket jelent a zavartalan vétel-

$K = 1000$



„A” AZONOS MŰSOR.
„B” KÜLÖNBÖZŐ.



11. ábra

A kívánt (E_1) és a zavaróhullám (E_2) térerősségének viszonyossága $K = E_1/E_2$ mint az adók frekvenciáiban mért távolságának és a vétel minőségének a függvénye.

hez szükséges venni kívánt és zavaró adó térerőssége arányában. Ez is egyik oka, hogy a rádióhallgatók inkább a nagy térerősségű (helyi, hazai) adókat hallgatják. Látható a kinagyított részletből, hogy 8 kc csatornatávolságon túl kezdődik két adó egymástól való frekvencia távolságának a jelentősége. Itt ugyanis az a görbe, amely mutatja a zavartalan vételhez megkívánt térerősség arányt, meredeken esik és pl. amíg 9 kc csatornatávolság-

nál 6,500 c/s-ig terjedő hangfrekvenciás spektrum zavartalan hallgatásához a megkívánt térerősségarány 1:10, addig 10 kc-nál ez az arány 1:3. Ha most figyelembe vesszük a térhullámok terjedési görbéit, látható, hogy két szomszédos csatornában elhelyezett adóállomás 10 kc csatornatávolság esetén sokkal nagyobb zavartalan vétel területtel bír.

(Folytatjuk.)

Hidak érzékenysége

GELLÉRT ENDRE

В случае моста с заданной точностью, индикатор необходимо рассчитывать к чувствительности моста. Статья занимается расчетами чувствительности мостов постоянного и переменного тока, омических мостов, а также мостов с полным сопротивлением, в случае индикатора конечного и бесконечного сопротивления.

La précision d'un pont dépend de la sensibilité de celui-ci. Pour pouvoir calculer l'indicateur d'un pont d'une précision désirée, il est indispensable de connaître sa sensibilité. L'auteur nous présente le calcul de la sensibilité des ponts de résistance et d'impédance, à courant continu et alternatif en cas d'un indicateur à résistance finie et infinie.

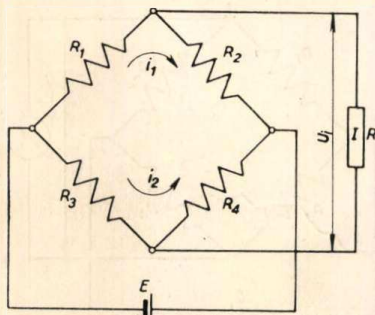
The accuracy of a bridge depends on its sensitivity; for a given accuracy the indicator must therefore be designed by computing the sensitivity. This paper deals with the calculation of the sensitivity of resistance and impedance, a-c and d-c bridges having an indicator of finite and infinite input resistance.

Da die erreichbare Genauigkeit einer Brücke von der Empfindlichkeit derselben abhängig ist, kann der Indikator bei vorgeschriebener Genauigkeit nur in Kenntnis der Empfindlichkeit bemessen werden. Dieser Artikel gibt die Berechnungsgrundlagen der Empfindlichkeit bei Gleich- und Wechselstrombrücken, ohmschen und Impedanzbrücken, im Falle von endlichen und unendlichen Widerstand des Indikators.

Hogy egy hidat egy bizonyos p pontossággal kiegyenlíthetőnek mondhatunk (pl. $p = 0,01 = 1\%$) nem elégséges, hogy a 3 ismert impedanciája megfelelő pontosságú legyen és a skálákon a leolvást p pontossággal tényleg eszközölni is lehessen, hanem feltétlenül szükséges még, hogy egy p értékű kiegyenlítetlenséget az indikáló szerv (műszer, varázsszem, katódsugárcső) jelezni is tudjon, más szóval ez esetben az indikátoron fellépő feszültségre az indikátor reagáljon. E feszültség kiszámításával fogunk e cikkben foglalkozni.

1. Egyenáramú Wheatstone-híd.

a) Indikátor végtelen bemeneti ellenállással. (1. ábra.) A hidat E feszültség táplálja; 4 karja közül



1. ábra.

R_1 és R_2 az ú. n. aránykarok, R_3 az ismeretlen ellenállás és R_4 a kiegyenlítő kar. Az $A-B$ pontok között (indikátordiagonális) van az indikátor (I) $R_i = \infty$ bemeneti ellenállással. Számítsuk ki az indikátoron fellépő feszültséget (U_i).

$$U_i = U_{R_1} - U_{R_2} = \frac{E R_1}{R_1 + R_2} - \frac{E R_3}{R_3 + R_4}$$

$$\text{Tehát } U_i = \frac{R_1 R_4 - R_2 R_3}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} E \quad (1a)$$

Ezen egyenlet megadja az indikátordiagonálisan fellépő feszültséget bármilyen értékű 4 karnál, adott telepfeszültség mellett. A számlálót és nevezőt $R_2 \cdot R_4$ -el osztva:

$$U_i = \frac{\frac{R_1}{R_2} - \frac{R_3}{R_4}}{\left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)\left(1 + \frac{R_3}{R_4}\right)} E \quad (1b)$$

Ebből kiderül, hogy U_i nem is az ellenállások értékétől, hanem a 2 ágban levő ellenállaspárok arányától,

$$\left(\frac{R_1}{R_2} \text{ és } \frac{R_3}{R_4}\right) \text{ függ.}$$

$$\text{Ha } \frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \quad (2a)$$

akkor $U_i = 0$, azaz a híd hi van egyenlítő. Az ismeretlen ellenállás értéke ebből:

$$R_3 = \frac{R_1}{R_2} R_4 = A R_4 \quad (2b)$$

$A = \frac{R_1}{R_2}$: az aránykarok aránya.

Ha pl. $\frac{R_1}{R_2} = \frac{1}{10}$, röviden 1:10 aránykarról

szoktunk beszélni. A hidat a gyakorlatban pl. úgy egyenlítjük ki, hogy beállítjuk először az aránykarokat, melyek általában 1:10 lépésekben állíthatók, majd R_4 -et úgy, hogy U_i folyamatosan csökkenjen, végül 0 legyen. Ez akkor következik be,

ha R_4 pontosan egyenlő $\frac{R_3}{A}$ -val. Jelöljük R_4 ezen

értékét R_{40} -val. Ha azonban a híd p pontatlansággal van beállítva, azaz R_4 egy kis $\Delta R_4 = p R_{40}$ -val eltér R_{40} -tól, a feszültség egy dU_i értékkel megváltozik és mivel ez a változás 0 feszültségről történik, dU_i egyben egyenlő az indikátordiagonálisan fellépő feszültséggel is (U_i). Kiszámítása céljából differenciáljuk az (1b) egyenletet R_4 szerint:

$$\frac{dU_i}{dR_4} = \frac{N \frac{R_3}{R_4^2} - \left(\frac{R_1}{R_2} - \frac{R_3}{R_4}\right) \frac{dN}{dR_4}}{N_2} E, \text{ ahol } N \text{ az}$$

(1b) egyenlet nevezője.

Mivel a híd megközelítőleg ki van egyenlítetté,

$$\frac{R_1}{R_2} - \frac{R_3}{R_4} \approx 0 \text{ (l. (2a) egyenletet).}$$

$$\text{Így: } dU_i \approx \frac{\frac{R_3}{R_4} dR_4 E}{NR_4} \approx \frac{\frac{R_3}{R_4} dR_4 E}{\left(1 + \frac{R_1}{R_2}\right)\left(1 + \frac{R_3}{R_4}\right) R_4}$$

$$\text{Mivel } \frac{dR_4}{R_4} = p \text{ és } \frac{R_1}{R_2} \approx \frac{R_3}{R_4}$$

$$dU_{ip} = U_{ip} \approx \frac{A}{(1+A)^2} p E \quad (3a)$$

A (3a) azt mutatja, hogy a p pontatlansággal kiegyenlített híd indikátorán keletkező feszültség (U_{ip}) annál nagyobb, minél nagyobb a táplálófeszültség (E), a pontatlansági faktor (p), és az aránykarfaktor:

$$\left(A' = \frac{A}{(1+A)^2}\right)$$

Vehetjük az 1 V tápláló feszültséghez tartozó U_{ip} -t, ill. az indikátorfeszültségnek a tápfeszültséghez való arányát is, melyet a híd érzékenysége-nek nevezhetünk (ϵ).

$$\text{Tehát: } \frac{U_{ip}}{E} = \epsilon \approx A' p \quad (3b)$$

Pl. $A = 10$ és $p = 1\%$ -nál

$$\epsilon \approx \frac{10 \cdot 0,01}{(1+10)^2} \approx 8 \cdot 10^{-4},$$

azaz 1 V tápfeszültségnél 0,8 mV-ot kapunk az indikátorbemeneten.

Hogy tehát ezt az 1% pontatlanságot észlelni lehessen, az indikátornak 0,8 mV bemenőfeszültséget már jeleznie kell (varázsszemnek látható megmozdulást, műszernek kitérést kell adnia). Ezt megfelelő erősítéssel lehet elérni, esetleg a tápfeszültség felemelésével, melynek azonban határt szab a mérendő és a hídban levő ellenállások terhelhetősége. Ha az érzékenységnak az aránykaroktól való függőségét vizsgáljuk, a következőket tapasztaljuk:

1. Az érzékenység legnagyobb 1:1 aránykarnál. Ezt kapjuk u. is, ha az aránykarfaktor (A') — mellyel az érzékenység egyenes arányban van — maximumát keressük.

$$A' = \frac{A}{(1+A)^2} = \frac{1}{A+2+\frac{1}{A}}$$

$$\frac{dA'}{dA} = -\frac{1 - \frac{1}{A^2}}{\left(A+2+\frac{1}{A}\right)^2} = 0,$$

$$\text{ha } 1 - \frac{1}{A^2} = 0, \text{ azaz } A = 1.$$

$$\text{Ez esetben } A' = \frac{1}{4} \text{ tehát } \epsilon \approx \frac{p}{4} \quad (3c)$$

2. Mivel A' nevezőjében $A + \frac{1}{A}$ szerepel, az érzékenység ugyanakkora $\frac{R_1}{R_2} = A$ -nál, mint $\frac{R_1}{R_2} = \frac{1}{A}$ -nál. (Pl. $A = 100$ és $A = \frac{1}{100}$).

3. Ha A az aránykarok nagyobbik ellenállásának aránya a kisebbikhez és

$$\frac{1}{A} \ll 2 \quad \epsilon \approx \frac{p}{2+A} \quad (3d)$$

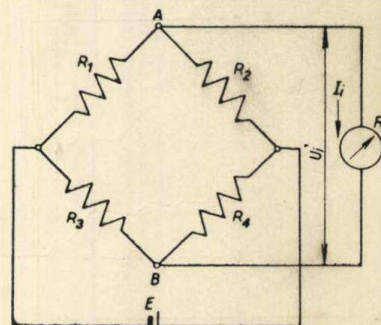
Sőt nagyobb aránykaroknál 2-t is elhanyagol-

hatjuk, így $\epsilon \approx \frac{p}{A}$, (3e)

ami rendkívül egyszerű számolást ad. Pl. $p = 0,5\%$ és $A = 100$ -nál: $\epsilon \approx \frac{5 \cdot 10^{-3}}{10^2} \approx 5,10^{-5}$, tehát Voltonként 50 μ V-ot kapunk.

Nézzük most meg, mi történik, ha az indikátor bemeneti ellenállása véges értékű. Általában ez a valóságos helyzet, mivel R_i sohasem ∞ , legfeljebb igen nagy. Gyakorlatilag ∞ -nek akkor mondható, ha $R_i \gg R_h$, ahol R_h a hídnak az indikátorkapcsokon mutatkozó ellenállása indikátor nélkül. Ellenkező esetben (pl. nagy ellenállások mérésénél) a véges R_i -t számításba véve kisebb érzékenységet kapunk. Ugyancsak tekintetbe kell vennünk R_i -t, ha mutatós műszert használunk indikátornak, amikor is a rajta átfolyó áram érdek.

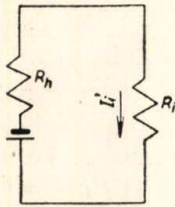
b) Árammérő, mint indikátor (2. ábra).



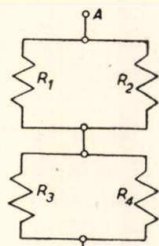
2. ábra.

Számítsuk ki az R_i -n átfolyó áramot. Az $A-B$ diagonálisról tekintve a hidat úgy foghatjuk fel, mint egy EME -vel és soros belső ellenállással bíró generátort. (Thévenin-tétel, 3. ábra.) Az EME

egyenlő az $A-B$ kapcsokon fellépő üresjárású feszültséggel; ezt az előbbieken már kiszámítottuk (U_i, U_{ip}). Belső ellenállása pedig egyenlő a híd $A-B$ kapcsain mérhető ellenállással (R_h), a telepet rövidre zárva képzelve (4. ábra).



3. ábra.



4. ábra.

$$R_h = \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} \quad R_h = \frac{R_1}{1 + \frac{R_1}{R_2}} + \frac{R_3}{1 + \frac{R_3}{R_4}} \quad (4a)$$

A helyettesítő kapcsolás (3. ábra) és az (1a) alapján:

$$I_i = \frac{U_i}{R_h + R_i} = \quad (5a)$$

$$= \frac{R_1 R_4 - R_2 R_3}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4) \left(R_i + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} \right)} E$$

A helyettesítő kapcsolásból következik, hogy az áram annál nagyobb, minél kisebb a híd belső ellenállása és minél kisebb az indikátor ellenállása.

Ha a p kis kiegyenlítetlenségénél keletkező áramot (I_{ip}) akarjuk tudni, a már kiszámított U_{ip} -t vesszük EME -nek (3a), a belső ellenállás pedig a (4a) egyenletből:

$$R_h \approx \frac{R_1 + R_3}{1 + A} \quad (4b), \text{ mivel } \frac{R_1}{R_2} \approx \frac{R_3}{R_4}$$

$$\text{Így: } I_{ip} \approx \frac{\frac{A}{(1+A)^2} p E}{R_i + \frac{R_1 + R_3}{1 + A}} \approx$$

$$\approx \frac{p E}{\left(1 + \frac{1}{A}\right) [R_i (1 + A) + R_1 + R_3]} \quad (5b)$$

Az (5b)-ből következik, hogy az áram nem úgy függ az aránykaroktól, mint U_{ip} , $R_i = \infty$ -nél.

1. $A = \frac{R_1}{R_2}$ és $A = \frac{R_2}{R_1}$ -nél nem ugyanakkora áramot kapunk.

$$\text{Így pl. } A \gg 1\text{-nél } I_{ip} \approx \frac{p E}{A R_i + R_1 + R_3} \quad (5c)$$

$$\text{Viszont } A \ll 1\text{-nél } I_{ip} \approx \frac{p E}{\frac{1}{A} (R_1 + R_3 + R_i)} \quad (5d)$$

Az áram nagyobb $A > 1$ -nél, mint $A < 1$ -nél.

Tehát ha nagy aránykarral kell mérnünk, $\frac{R_1}{R_2} > 1 \cdot e^1$ mérjünk.

2. Míg $R_i = \infty$ -nél a feszültség csak az ellenállások arányától függött, itt az áram a híd-ellenállások értékétől is függ. ($R_1 + R_3$ az 5. egyenletek nevezőjében!)

Mindez érthetővé válik, ha figyelembe vesszük, hogy I_{ip} annál nagyobb, minél kisebb R_h . Ez pedig annál kisebb, minél kisebb ellenállás (R_4) van a mérendővel (R_3) párhuzamosan (l. 4. ábra). Tehát előnyösebb, ha $R_4 < R_3$, ill. $R_2 < R_1$, különösen nagy ellenállások mérésénél.

3. Láttuk, hogy az áram annál nagyobb, minél nagyobb U_i és minél kisebb R_h . U_i legnagyobb értéke $A = 1$ -nél van, R_h viszont annál kisebb, minél nagyobb A . Ebből következik, hogy $I_{ip} \text{ max. nem } A = 1\text{-nél van}$. Számítsuk ki A_{opt} -ot, mely célból az (5b) egyenlet A szerint való differenciálhányadosát 0-val tesszük egyenlővé.

$$\frac{dI_{ip}}{dA} = -\frac{\frac{dN}{dA} p E}{N_2} = 0, \text{ ha } \frac{dN}{dA} = 0;$$

N : az (5b) egyenlet nevezője.

$$\frac{dN}{dA} = \left(1 + \frac{1}{A}\right) R_i - \frac{R_i (1 + A) + R_1 + R_3}{A^2} = 0;$$

$$(A^2 + A - A) R_i = R_i + R_1 + R_3.$$

Ebből:

$$A_{opt} = \sqrt{\frac{R_i + R_1 + R_3}{R_i}} = \sqrt{1 + \frac{R_1 + R_3}{R_i}} \quad (6)$$

Látjuk, hogy $A_{opt} > 1$ -nél kapjuk $I_{ip} \text{ max.}$ -ot. Csak, ha $R_i \gg (R_1 + R_3)$, lesz $A_{opt} \approx 1$. Az A_{opt} -nál keletkező áramot A_{opt} -nak N -be való helyettesítésével kapjuk:

$$N = (1 + A_{opt}) R_i + (R_i + R_1 + R_3) \left(1 + \frac{1}{A_{opt}}\right) =$$

$$= (1 + A_{opt}^2 + 2 A_{opt}) R_i = (1 + A_{opt})^2 R_i, \text{ mivel } R_i + R_1 + R_3 = A_{opt}^2 R_i \text{ (l. 6. egyenletet).}$$

Tehát

$$I_{ip(A_{opt})} = \frac{p E}{(1 + A_{opt})^2 R_i} \quad (7)$$

Ez annál nagyobb, minél kisebb A , ill. minél jobban közeledik 1-hez, ami a (6) egyenlet alapján akkor valósul meg, ha kis ellenállást mérünk (R_3)

kis értékű aránykarellenállással (R_1). R_i növelése is csökkenti A_{opt} -ot, de ezáltal I_{ip} mégis csökken, mivel R_i mégegyszer szerepel a (7) egyenlet nevezőjében. Így tehát *kis R_i mindig nagyobb áramot ad.*

$$\text{Ha } R_i \gg \frac{R_1 + R_3}{1 + A}, \quad I_{ip} \approx \frac{A}{(1 + A)^2} \frac{pE}{R_i} \quad (5e)$$

Ezesetben egy — a belső ellenálláshoz viszonyított — nagy külső ellenállás van a hídra kapcsolva, így az ezen átfolyó áram kb. egyenlő az üresjárású feszültség, osztva a külső ellenállással.

c) *Véges bemeneti ellenállású indikátor.*

Az eset u. az, mint az áramindikátornál, csak itt nem az R_i -n átfolyó áramot, hanem a két sarkán keletkező feszültséget vizsgáljuk. (2. ábra.) U_i -vel jelöltük a terheletlen híd indikátorfeszültségét, U_i' -vel fogjuk az R_i -vel terhelt hídnál jelölni ugyanazt. Az (5a)-ból:

$$U_i' = R_i I_i = \frac{U_i R_i}{R_h + R_i};$$

$$U_i' = \frac{R_1 R_4 - R_2 R_3}{(R_1 + R_2)(R_3 + R_4)} E$$

(8a)

$$\frac{R_i}{R_i + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4}} E$$

És az 5b-ből:

$$U_{ip}' \approx \frac{A}{(1 + A)^2} \frac{1}{1 + \frac{R_1 + R_3}{(1 + A) R_i}} pE \quad (8b)$$

Ez az $R_i = \infty$ esettől egy 1-nél kisebb szorzófaktorban különbözik (a 2. tört), mely — mint minden terhelt generátornál — a külső és belső ellenállás viszonyától függ, amelyet *terhelési faktornak* nevezhetünk, és ami a feszültség csökkenését adja a terheletlen híddhoz képest. Az érzékenység:

$$\epsilon' \approx \frac{A}{(1 + A)^2} \frac{1}{1 + \frac{R_1 + R_3}{(1 + A) R_i}} p \quad (8c)$$

Tehát az *érzékenység egyenlő az aránykarfaktornak, a terhelési faktornak és a pontatlansági faktornak a szorzatával.*

Ha $(1 + A)R_i \gg (R_1 + R_3)$, a terhelési faktor ≈ 1 ; megközelítőleg a terheletlen híd esete áll fenn. Csökkenő R_i -nél a t. faktor mind kisebb lesz 1-nél, U_i' is csökken. Ha $(R_1 + R_3) \gg (1 + A) R_i$,

$$U_{ip}' \approx \frac{A}{(1 + A)^2} \frac{(1 + A)R_i}{R_1 + R_3} pE \approx$$

$$\approx \frac{R_i}{\left(1 + \frac{1}{A}\right) (R_1 + R_3)} pE.$$

Végül megvizsgálva, hogy milyen aránykarnál kapjuk a legnagyobb feszültséget, ugyanazt az eredményt kapjuk, mint az áramnál:

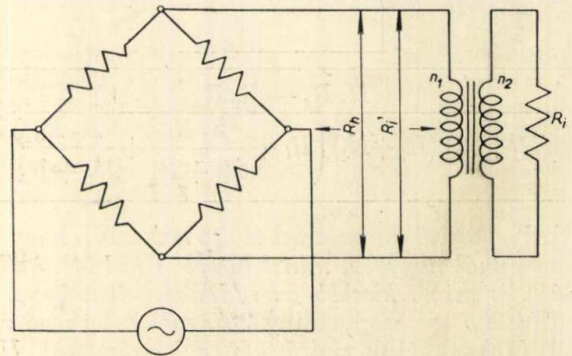
$$A_{opt} = \sqrt{1 + \frac{R_1 + R_3}{R_i}}$$

$$\text{Behelyettesítve: } U_{ip}'(A_{opt}) = \frac{pE}{(1 + A_{opt})^2} \quad (9)$$

Itt is: A minél közelebb van 1-hez, annál nagyobb a feszültség, tehát kis R_1 ajánlatos. Viszont ellentétben az áramindikátornál, itt R_i növelése ad nagyobb feszültséget, ami érthető is, mivel ezáltal az R_i -n átfolyó áram csökken ugyan, de a 2 sarkán levő feszültség nő.

2. *Váltóáramú Wheatstone-híd (5. ábra).*

Az eddig elmondottak váltóáramú táplálás esetében is érvényesek. Ezesetben azonban megvan az előnyünk, hogy az R_i bemeneti ellenállású indikátort illeszteni tudjuk transzformátor segítségével a híddhoz. Ez az ismert módon az áttétel olymódon való megválasztásával történik, hogy a primerre áttételezett R_i (R_i') egyenlő legyen R_h -val. Tehát



5. ábra.

$$\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_i = R_i' = R_h.$$

$$\text{Azaz: } \frac{R_1 + R_3}{1 + A} = \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 R_i \quad (10)$$

Ekkor kapjuk a legnagyobb feszültséget R_i -n, amikor a primérfeszültség egyenlő a (3a) által adott üresjárású feszültség felével, mivel a külső ellenállás egyenlő a belső ellenállással. Az R_i -n fellépő szekundérfeszültség pedig:

$$U_{ip}' = \frac{n_2}{n_1} \frac{A}{(1 + A)^2} \frac{pE}{2} \quad (11a)$$

Ennek legnagyobb értéke $A = 1$ -nél van, ekkor:

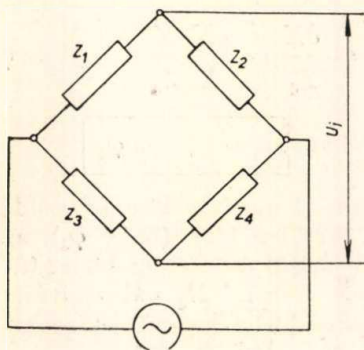
$$U_{ip}' = \frac{n_2}{n_1} \frac{pE}{8} \quad (11b)$$

Ez természetesen az illesztés törvénye szerint mindig nagyobb, mintha az indikátor direkt — trafó nélkül — lenne a hídra kapcsolva, akár kisebb, akár nagyobb R_i R_h -nál.

Váltóárammal táplált impedanciahíd (6. ábra).

Mi a helyzet, ha a híd karjai nem tisztán ohmikus ellenállásokból állnak, hanem Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 komplex impedanciákból? Az egyensúly egyenlete ez esetben a (2a) szerint:

$$\frac{Z_1}{Z_2} = \frac{Z_3}{Z_4} \quad (2c)$$



6. ábra.

Az indikátorfeszültség még nem nulla, ha a (2c) egyenlet az impedanciák abszolút értékére érvényes, hanem az ú. n. *fáziskiegyenlítésről* is gondoskodni kell. Ugyanis U_i a Z_1 és Z_3 impedanciákon fellépő feszültségek összege. Ez 0 csak akkor lehet, ha a 2 részfeszültség egyenlő és ellentétes fázisban van.

Az ellentétes fázis-feltétel ohmikus ellenállás esetében automatikusan létrejön az áramirányok miatt. Komplex ellenállásoknál azonban az I_1 és I_2 áramok fázisa a Z_1 — Z_2 , ill. Z_3 — Z_4 fáziszögeitől függenek, ugyanúgy az egyes részfeszültségek fáziszögei is.

A híd egyensúly feltételei ezek szerint:

$$\frac{|Z_1|}{|Z_2|} = \frac{|Z_3|}{|Z_4|} \quad (2d)$$

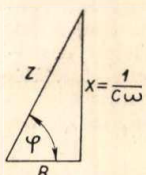
$$\text{és } \varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_3 - \varphi_4 \quad (2e)$$

Csak mindkét feltétel teljesítése esetében kapunk 0 feszültséget.

A (2c) egyenlet másik alakban:

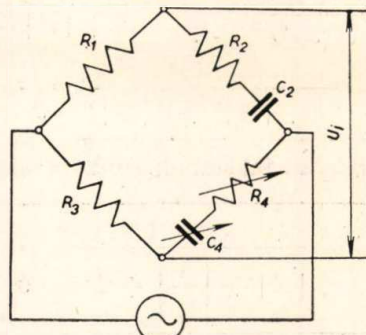
$$\frac{R_1 + jx_1}{R_2 + jx_2} = \frac{R_3 + jx_3}{R_4 + jx_4}$$

A műveleteket elvégezve kapunk egy egyenlőséget, melynek bal- és jobboldala reális és imaginárius tagokból áll. A reális tagokat és külön az imaginárius tagokat egyenlővé téve, kapunk két egyenletet, melyek együttes teljesítése esetében van egyensúlyban a híd. Vegyük pl. a



7. ábra.

kapacitásmérő hidat (soros ellenállás-híd, 7. ábra). C_2 az ismeretlen kondenzátor, R_2 a soros veszteségi ellenállás. Az egyensúly egyenlete:



8. ábra.

$$\frac{R_1}{R_2 + jx_{c2}} = \frac{R_3}{R_4 + jx_{c4}} ;$$

$$R_4 + jx_{c4} = \frac{R_3}{R_1} (R_2 + jx_{c2}).$$

Különválasztva a reális és imaginárius tagokat, kapjuk az egyensúly két feltételét:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{R_3}{R_4} \quad (12a)$$

$$\text{és } \frac{1}{C_4 \omega} = \frac{R_3}{R_1} \frac{1}{C_2 \omega} \quad C_2 = \frac{R_3}{R_1} C_4 \quad (12b)$$

Vagy a (12a)-ból és (12b)-lől:

$$\frac{1}{C_2 \omega} = \frac{1}{C_4 \omega} \frac{R_3}{R_1}, \quad \text{azaz } \text{tg } \varphi_2 = \text{tg } \varphi_4 \quad (12c)$$

Ez a fáziskiegyenlítés egyenlete.

A (12b) szerinti kapacitáskiegyenlítést a gyakorlatban pl. úgy végezhetjük, hogy R_1 — R_3 megfelelő megválasztása után a C_4 -et addig változtatjuk, míg U_i minimum lesz, majd a (12c) szerinti fáziskiegyenlítés céljából R_4 -el $U_i = 0$ -ra egyenlítünk ki. Ami az érzékenységet illeti, számítsuk ki, mekkora indikátorfeszültségek keletkeznek, ha C_4 , ill. R_4 bizonyos p_c , ill. p_R pontatlansággal vannak beállítva.

Láttuk, hogy az érzékenység egyenlő az aránykarfaktornak (A') és a pontatlansági faktornak (p) a szorzatával. Mindkettő más, mint a tiszta ohmikus ellenállású hídnál. Nézzük először az aránykarfaktort:

$$A' = \frac{A}{(1 + A)^2}$$

$$\text{ahol } A = \frac{Z_1 / \varphi_1}{Z_2 / \varphi_2} = \frac{Z_3 / \varphi_3}{Z_4 / \varphi_4} = A_r + j A_i = |A| / \vartheta$$

$$\text{ahol } |A| = \frac{|Z_1|}{|Z_2|} = \sqrt{A_r^2 + A_i^2} \text{ és } \vartheta = \varphi_1 - \varphi_2$$

$$\text{Így } A' = \frac{A_r + j A_i}{(1 + A_r + j A_i)^2};$$

$$|A'| = \frac{\sqrt{A_r^2 + A_i^2}}{\sqrt{(1 + A_r)^2 + A_i^2}} = \frac{|A|}{1 + |A|^2 + 2 A_r} =$$

$$= \frac{A}{1 + |A|^2 + 2 |A| \cos \vartheta}.$$

Tehát az aránykarfaktor abszolút értéke:

$$|A'| = \frac{1}{|A| + \left| \frac{1}{A} \right| + 2 \cos \vartheta} \quad (13)$$

Összehasonlítva az ellenálláshíd

$$A' = \frac{1}{A + \frac{1}{A} + 2}$$

aránykarfaktorával, azt láthatjuk, hogy a különbség az, hogy itt A' az aránykarok fázisszögműködésétől is függ. Mégpedig, ha $\vartheta = 0$, A' és ezzel az érzékenység ugyanakkora, mint az ellenálláshídnál; $\vartheta \pm 0$ esetében pedig nagyobb. Pl. $|A| = 1$ -nél és $\vartheta = 90^\circ$ -nál $|A'| = \frac{1}{2}$, az érzékenység tehát nagyobb, mint az ellenálláshídnál, ahol $A = 1$ -nél $A' = \frac{1}{4}$. A 8. ábra szerint $\varphi_1 = 0$ és φ_2 a mérendő kondenzátor fázisszöge. Minél jobb a kondenzátor, annál nagyobb φ_2 (7. ábra) és kisebb A' , tehát érzé-

kenyebb a híd. Végül vizsgáljuk meg a pontatlansági faktor alakulását. Ha a kiegyenlítő ágban R_4 $p_R = \frac{\delta R_4}{R_4}$ pontatlansággal van beállítva, az egész ág impedanciájának pontatlansága:

$$\frac{\delta Z_4}{Z_4} = \frac{\delta R_4}{R_4} \frac{R_4}{Z_4} = p_R \cos \varphi_4.$$

$$\text{Így } p = p_R \cos \varphi_4 \quad (14a)$$

Ha a reaktáns tag pontatlansága $p_x = \frac{\delta X}{X}$, az egész ág pontatlansága:

$$p = \frac{\delta X}{Z_4} = \frac{\delta X}{X} \frac{X}{Z_4} = p_x \sin \varphi_4$$

$$\text{Tehát } p = p_x \sin \varphi_4 \quad (14b)$$

Visszatérve kapacitásmérőhíd példákra; minél jobb a kondenzátor (nagy φ_4), annál kisebb $\cos \varphi_4$, tehát annál érzéketlenebb a híd a fázisszögműködésül szolgáló R_4 változtatására. Viszont annál érzékenyebb a kapacitáskiegyenlítésre.

$$(p \approx p_x, \text{ ha } \varphi_4 \approx 90^\circ).$$

Mindez érthetővé válik, ha meggondoljuk, hogy akár R_4 -et, akár C_4 -et változtatjuk külön-külön, mindkettő a 4. kar impedanciájának csak egy részét képezi. De minél nagyobb részét képezi az egyik, annál kevésbé befolyásolja a kiegyenlítést a másiknak a változtatása.

Törvény

Ki kell fejleszteni a távbeszélő kábelhálózatot és a távbeszélő központok állomás-befogadóképeségét 57 százalékkal kell növelni.

A rádiózás fejlesztésére a műsorszóró rádióadók teljesítményét öt év alatt 387 kW-tal kell emelni és meg kell indítani a távbalátó-adást. A rádióelőfizetők számát 1,320 000-re kell emelni.

Cikksorozatunk a távbalatásról.

Egyesületünk távbalatással foglalkozó munkabizottsága központi előadásokban számol be eddig végzett munkájáról. Az elhangzott előadások ismertetését következő számunkban kezdjük meg.

A távbalatató műsorszórás folyamata, hasonlóan a hírszóráséhoz, a közvetítendő jelenet helyszínén, leggyakrabban a stúdióban kezdődik. Itt vesszük fel a mozgó képet és alakítjuk át képárammá. A képfelvető berendezés a képet igen nagy sebességgel pontonként »letapogatja«.

Egymásután következő vízszintes sorokban, pontról-pontra haladva végigvizsgálja a képet és az egyes képpontok világosságának megfelelően változó elektromos áramot állít elő, hasonlóan a mikrofonhoz, amely a hangnak megfelelő »hangáramot« kelti. A képárammal a rádió adóállomás vívóhullámát moduláljuk. A kisugárzott energiát a vevő-

készülékben alakítjuk vissza képpé. A kép a vevőkészülék katódsugárcsővének az ernyőjén jelenik meg. E mögött mozog a katódsugár, mely — teljesen egyidejűleg a képfelvető letapogató szervével — egymásután következő vízszintes sorokban szántja végig a cső villódzó (lumineszkáló) anyaggal bevont ernyőjét. A katódsugár erőssége ugyanúgy változik, mint a képáram és így az ernyőn megjelenő képpontok fényerőssége a továbbított jelenet egyes pontjainak a világossága szerint fog változni. Hogy jóminőségű mozgóképet nyerjünk, a jelenetet másodpercenként legalább 50-szer kell a képfelvetőnek végigtapogatnia, mivel így a szemünk a képet villogás nélkül folytonosan mozgónak látja.

Elő cikkünkben, a következő számban, a különféle képfelvető berendezéseket fogjuk ismertetni.

Kétpólusok szintézise

DR. WILLONER GEDEON és EGYEDY ANDOR

Статья занимается линейными пассивными двух- полюсными схемами. После краткого анализа схем, авторы занимаются синтезом реактансных двухполюсников и приводят простые методы для реализации функций.

Le sujet de l'étude concerne les deux-pôles passifs linéaires. Après une brève analyse des schémas de connexions les auteurs traitent de la synthèse des deux-pôles réactifs et indiquent des méthodes simples pour la réalisation des fonctions.

Linear two terminal networks are treated. After a short analysis authors give a brief view of the synthesis and give some simple and practical methods how to realise reactive functions.

Die Arbeit befasst sich mit passiven linearen zweipoligen Wechselstromschaltungen. Nach kurzer Analyse wird die Synthese der Reaktanz-zweipole behandelt und es werden einfache, praktische Methoden zur Realisierung von Reaktanzfunktionen vorgeführt.

Bevezetés

A híradástechnika fejlődése során egyre nagyobb szerep jut az elektromos szűrőláncoknak. A szűrő- lánc technika kezdetben a kapcsolások analizisét jelentette. Ma, a szűrőlánc követelményeinek rögzítése után, egyértelműen kialakítható az ezeket kielégítő legkedvezőbb kapcsolás. Ez az út a kapcsolások szintéziséhez vezet. Továbbiakban a szűrő- láncok alapelemét képező kétpólusok szintézisét ismertetjük.

Kétpólusnak nevezünk minden két kivezetéssel (pólussal) rendelkező kapcsolást. Ellenállás, önindukció és kapacitás kombinációjából felépített kétpólust passzívnak mondunk, ellentétben az aktív kétpólussal, mely áramforrást (pl. elektroncsövet) is tartalmaz.

Ha a kapcsolás elemei konstansak, vagyis a benne szereplő ellenállásokon, önindukciókon és kapacitásokon a feszültség és áram egymással arányosak — függetlenül ezek amplitudójától — akkor a kapcsolás lineáris. Nem lineáris elem pl. az izzólámpa, mert ellenállása függ a feszültségtől, a vasmasos fojtótekeres, a permeabilitás változó értékei miatt, továbbá az egyenirányítók és elektroncsövek, karakterisztikájuk görbületében. Az ilyen elemekből felépített kapcsolások nonlineárisok.

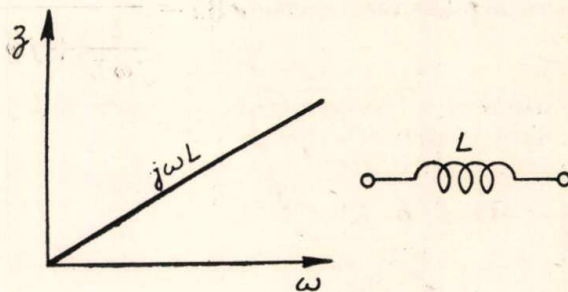
A kétpólust egyetlen adat, az impedanciája teljesen meghatározza. Ez az impedancia általában komplex és így frekvenciafüggő.

A reaktanciakétpólus

A csupán önindukciókból és kapacitásokból felépített kétpólus látszólagos ellenállása tiszta imaginárius érték, mert ohmos ellenállás híján a kapcsolás nem képes teljesítményt felvenni. Az imaginárius impedanciára való tekintettel az ilyen kapcsolást reaktanciakétpólusnak nevezik.

E kétpólusok reaktanciái egyszerűen ábrázolhatók derékszögű koordináta-rendszerben. Abszcisszájuk a frekvenciát, ordinátájuk pedig a reaktanciát választjuk.

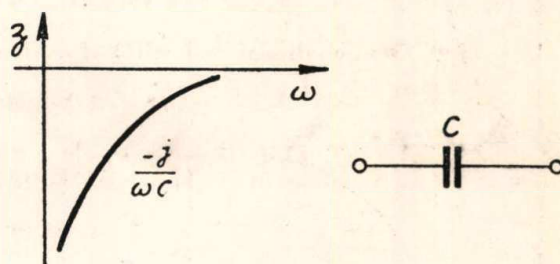
Az önindukció reaktanciája $\mathfrak{Z} = j\omega L$, tehát egy a koordináta-rendszer 0 pontján áthaladó emelkedő egyenessel ábrázolható (1. ábra).



1. ábra

A kapacitás reaktanciája $\mathfrak{Z} = \frac{1}{j\omega C} = -\frac{j}{\omega C}$.

Ábrázolását a második ábra mutatja. Mivel a kapacitív reaktanciának negatív előjele van, a vízszintes tengely alatt kell ábrázolni.

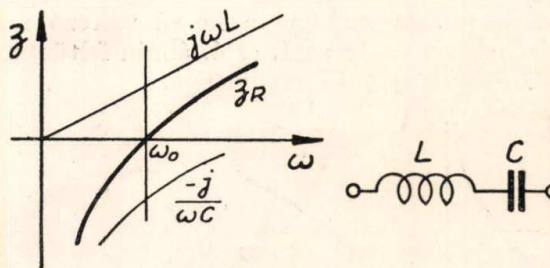


2. ábra

Egy önindukció és kapacitás sorbakapcsolása soros rezgőkört, röviden rezonánskört eredményez. A rezonáns kör reaktanciagörbéje két alkotóeleme reaktanciájának összege.

$$\mathfrak{Z}_R = j\omega L + \frac{1}{j\omega C} = j\omega L - \frac{j}{\omega C}$$

Ábrázolásához is a két előző görbe összegezésével jutunk (1. a 3. ábrát).



3. ábra

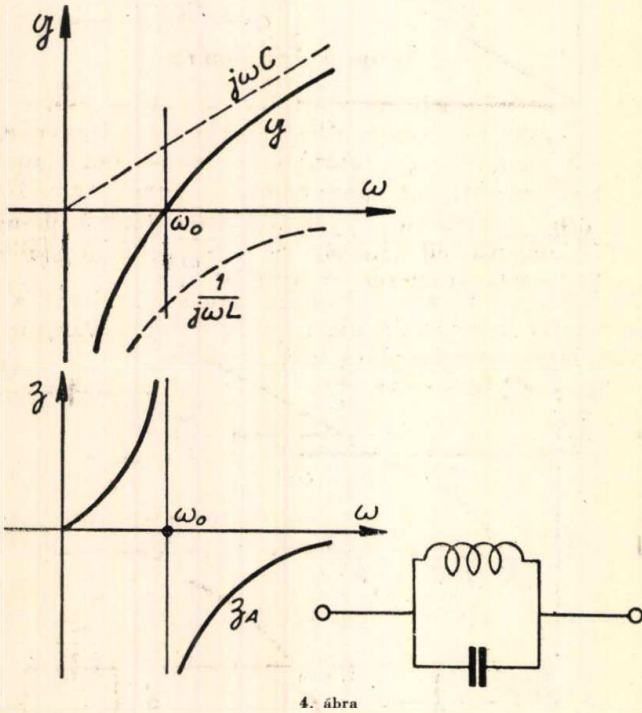
A soros rezgőkör reaktanciája 0 frekvenciánál $-\infty$, tehát kapacitív; a rezonáns frekvenciánál 0; majd a rezonáns frekvenciánál nagyobb frekven-

ciánál induktív lesz és ∞ frekvenciánál $+\infty$ értékű.

Önindukció és kapacitás párhuzamos kapcsolásánál parallel rezgőkört, röviden antirezonánskört nyerünk. Az antirezonánskör reaktanciájának meghatározásához az alkotóelemek reaktanciájának reciprokjából, a vezetéstől indulunk ki. A vezetések összege a parallel rezgőkör vezetését adja és ennek reciprokja a kör reaktanciája.

$$Z_A = \frac{1}{\frac{1}{j\omega L} + j\omega C}$$

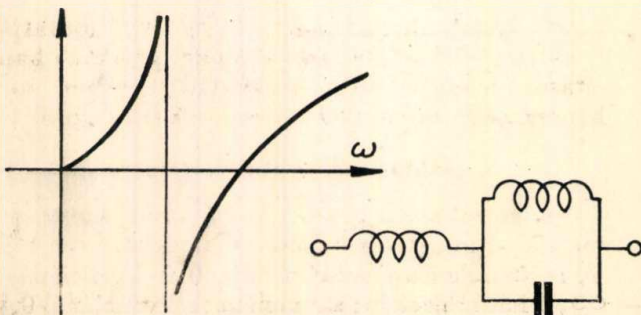
Az antirezonáns kör vezetési- és reaktanciagörbéjét a 4. ábra tünteti fel.



4. ábra

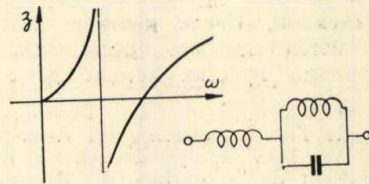
A parallel rezgőkör reaktanciája 0 frekvenciánál az önindukció következtében zérus, majd folyamatosan növekszik, míg a rezonáns frekvenciánál eléri a $+\infty$ értéket. A rezonáns frekvencián túl a kapacitás a kisebb ellenállás, így a reaktanciagörbe is kapacitív jellegű és $-\infty$ -tól növekszik, míg a parallel kapacitás következtében $\omega = \infty$ frekvenciánál zérus értéket ér el.

Az 5. ábra önindukció és parallel rezgőkör sorbakapcsolását mutatja a hozzá tartozó reaktanciagörbével, mely az 1. és 4. ábrán feltüntetett görbék összegezésének eredménye.



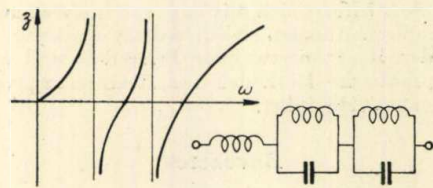
5. ábra

Az összerakás továbbfolytatható. A 6. ábrán látható kapcsolás az előzőből keletkezik egy kapacitás sorbakötése által. A reaktanciagörbe így a 2. és 5. ábrán feltüntetett görbék összegezésének eredménye.



6. ábra

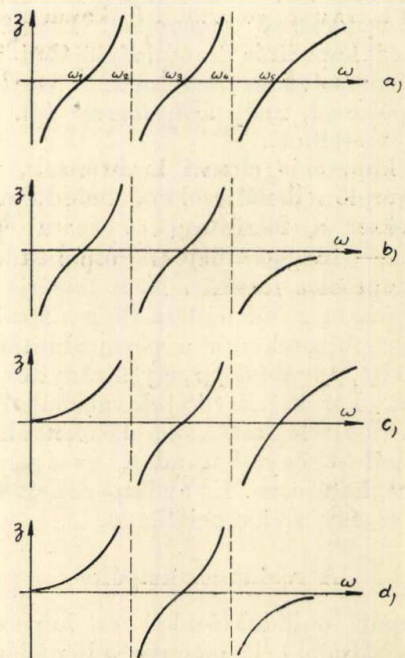
Hasonlóan építhető fel a 7. ábrán bemutatott kapcsolás és reaktanciagörbe.



7. ábra

Foster tétel

Az 1.—7. ábrákon felrajzolt reaktanciagörbék menetében fellelhető szabályszerűség általános érvényű és a következőképpen fogalmazható meg:



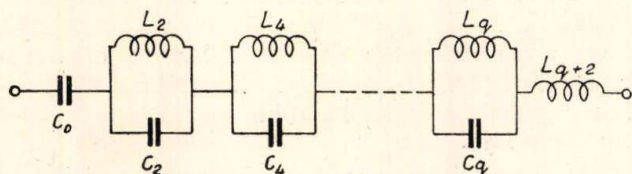
8. ábra

Minden veszteség nélküli kétpólus (tisztá reaktanciakétpólus) reaktanciája növekvő frekvenciával egyre növekszik, míg eléri a $+\infty$ értéket. Itt a reaktancia átcsap a $-\infty$ értékre, majd ismét emelkedik. Reaktanciagörbék növekvő frekven-

ciával sohasem esnek és nem mutatnak fel maximumokat vagy minimumokat. Ez a Foster tétele néven ismert reaktanciátétel nagyon megkönnyíti a reaktancia kétpólusok impedanciagörbéinek megszerkesztését.

A fentiekből következik, hogy egy kétpólus reaktanciája általánosságban $-\infty$ -tól $+\infty$ -ig terjedő, állandóan emelkedő szakaszokból áll (8/a. ábra). Az impedanciagörbe végtelen értékeihez tartozó frekvenciákat (az ábrán páros indexű ω -val jelölve) pólusoknak, a zérus impedanciaértékekhez tartozó frekvenciákat (az ábrán páratlan indexű ω -val jelölve) zérusoknak nevezik.

Közvetlenül belátható, hogy a 8/a. ábra impedanciagörbéje realizálható a 9. ábrán feltüntetett kapcsolással.



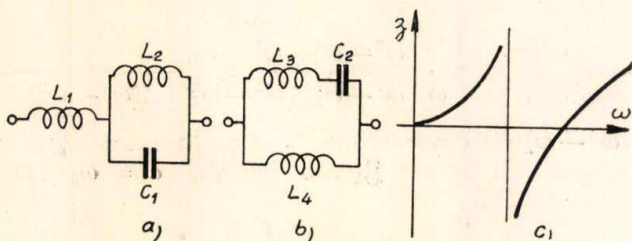
9. ábra

A sorbakötött parallel rezgőkörök rezonáns frekvenciái megfelelnek a reaktanciakapcsolás ω_2 -től ω_q -ig terjedő pólusainak, a soros kondenzátor és önindukció pedig a 0, illetve ∞ frekvenciáknál fellépő pólusokat adja.

Ha a reaktanciagörbe 0 impedanciával végződik, akkor a realizáló kapcsolásban elmarad az L_{q+2} önindukció (8/b. ábra), ha pedig 0 impedanciával kezdődik, akkor elmarad a C_0 kapacitás (8/c. ábra). A 8/d. ábrán látható reaktanciagörbe realizálása esetében mind a C_0 , mind az L_{q+2} elmarad.

Ekvivalens kétpólusok

Tekintettel arra, hogy a kétpólust egyértelműen meghatározza impedanciája, azonos impedanciájú kétpólusok egyenértékűek, vagyis ekvivalensek. A 10. ábra két ekvivalens kétpólust mutat be, a közös reaktanciagörbével.

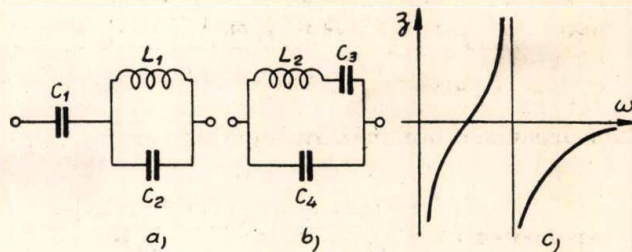


10. ábra

Az a) alatti kétpólussal már az 5. ábra kapcsán foglalkoztunk. A b) alatti kapcsolás reaktanciája 0 frekvenciánál a parallel önindukció következtében zérus, majd a frekvenciával növekvő reaktancia eléri a parallel rezonanciánál a $+\infty$ -t, itt a reaktanciátétel értelmében átsap a $-\infty$ -re, a soros rezonanciánál átmegy a zéruson, majd tovább emelkedik, míg $\omega = \infty$ -nél a két önindukció teljes zárása folytán $\mathfrak{Z} = \infty$. A reaktanciagörbe fedi

mindkét kapcsolást, ezek tehát valóban ekvivalensek.

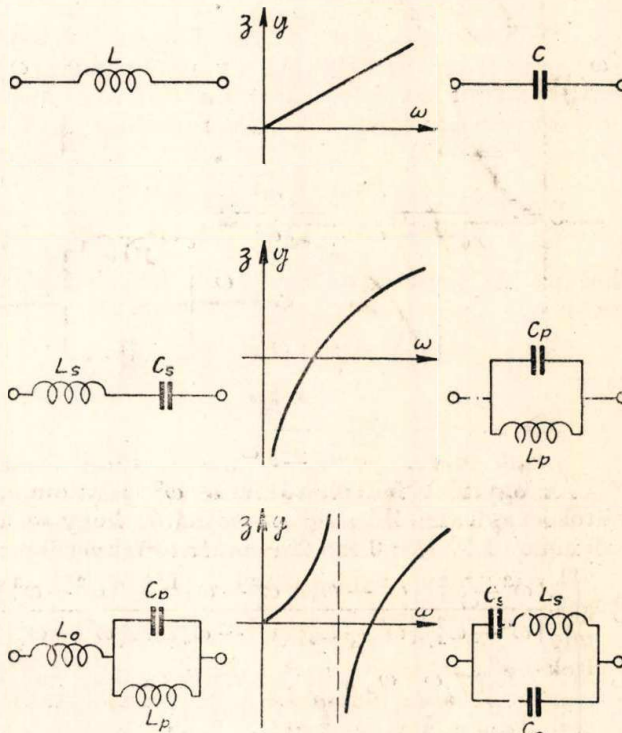
Két másik ekvivalens kétpólus látható a közös reaktanciagörbével együtt a 11. ábrán.



11. ábra

Reciprok kétpólusok

Reciproknak mondunk két kétpólust akkor, ha az egyik látszólagos ellenállása minden frekvenciánál azonos, vagy arányos a másik impedancia-reciprokával. A 12. ábra bemutat néhány, egymással reciprok kétpólust. A görbék a baloldali kapcsolás látszólagos ellenállását és egyben a jobboldali kapcsolás vezetését ábrázolják.



12. ábra

A szembeállított kapcsolások azt mutatják, hogy reciprok kétpólusoknál önindukcióknak kapacitások felelnek meg és viszont, továbbá soros kapcsolásoknak parallel kapcsolások és megfordítva.

A reaktanciakétpólusok szintézise

Az előzőekben a lineáris kapcsolások analízisével foglalkoztunk. Itt a kapcsolások szintézisébe kívánunk bepillantást adni.

A komplikált reaktanciakapcsolások egyszerű elemekből állanak és pedig induktív ($\mathfrak{Z} = j\omega L$) és

kapacitív ($\mathfrak{Z} = 1/j\omega C$) reaktanciákból. Ezeket az elemeket sorba, vagy párhuzamosan kapcsolva az eredő impedancia egy sor összeadásból és szorzásból adódik. Pl. egy L_1 és C_1 elem sorbakapcsolása a következő formájú impedanciát adja:

$$\mathfrak{Z}_1 = j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1} = \frac{(j\omega)^2 L_1 C_1 + 1}{j\omega C_1}$$

Ha most egy ilyen kombinációt egy másik, ezzel hasonló kombinációval párhuzamosan kapcsolunk, az eredő impedancia:

$$\begin{aligned} \mathfrak{Z} &= \frac{\mathfrak{Z}_1 \cdot \mathfrak{Z}_2}{\mathfrak{Z}_1 + \mathfrak{Z}_2} = \frac{\frac{(j\omega)^2 L_1 C_1 + 1}{j\omega C_1} \times \frac{(j\omega)^2 L_2 C_2 + 1}{j\omega C_2}}{\frac{(j\omega)^2 L_1 C_1 + 1}{j\omega C_1} + \frac{(j\omega)^2 L_2 C_2 + 1}{j\omega C_2}} = \\ &= \frac{(j\omega)^4 L_1 C_1 L_2 C_2 + (j\omega)^2 (L_2 C_2 + L_1 C_1) + 1}{(j\omega)^2 C_1 C_2} = \\ &= \frac{(j\omega)^3 (L_1 C_1 C_2 + L_2 C_2 C_1) + (j\omega) (C_1 + C_2)}{(j\omega)^2 C_1 C_2} = \\ &= \frac{(j\omega)^4 L_1 C_1 L_2 C_2 + (j\omega)^2 (L_1 C_1 + L_2 C_2) + 1}{(j\omega)^3 (L_1 C_1 C_2 + L_2 C_1 C_2) + (j\omega) (C_1 + C_2)} \end{aligned}$$

Általánosságban azt találjuk, hogy a számláló $(j\omega)$ párosszámú hatványait, a nevező pedig $(j\omega)$ páratlanszámú hatványait tartalmazza, vagy megfordítva. Az egyenlet általános formában is felírható ($j^2 = -1$)

$$\mathfrak{Z} = X \frac{a_0 - a_2 \omega^2 + a_4 \omega^4 + a_6 \omega^6 + \dots}{b_0 - b_2 \omega^2 + b_4 \omega^4 - b_6 \omega^6 + \dots}$$

ahol az X együttható egy $j\omega$ -t magábfoglal, vagyis

$$X = \pm j\omega H$$

vagy

$$X = \frac{H}{\pm j\omega}$$

Az egyenlet felfogható mint ω^2 polinomja, változó együtthatókkal. Kimutatható, hogy ez a polynom a következő módon bontható tényezőkre:

$$\mathfrak{Z} = X \frac{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2)(\omega^2 - \omega_5^2) \dots (\omega^2 - \omega_p^2)}{(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_4^2)(\omega^2 - \omega_6^2) \dots (\omega^2 - \omega_q^2)}$$

Látható, hogy ω_1, ω_3 stb. frekvenciáknál az impedancia zérus, tehát ezek a frekvenciák a zérusok. Az ω_2, ω_4 stb. frekvenciáknál a \mathfrak{Z} impedancia végtelen nagy lesz és ezek a frekvenciák a pólusok. \mathfrak{Z} egyenlete igazolja Foster megállapítását, mely szerint, ha két reaktanciakapcsolásnak a pólusai és zérusai azonosak, akkor a két kapcsolás impedanciája a H tényező megfelelő megválasztásával minden frekvenciára azonosra tehető.

A fizikailag realizálható impedanciagörbéknél tehát a pólusok és zérusok meghatározzák a görbe menetét. Ha az impedanciagörbe pólussal kezdődik (8/a. és 8/b. ábrák), akkor a reaktancia algebrai kifejezése:

$$\mathfrak{Z} = \pm j \frac{H (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2) \dots (\omega^2 - \omega_p^2)}{\omega (\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_4^2) \dots (\omega^2 - \omega_q^2)}$$

Ha pedig az impedanciagörbe zérussal kezdődik (8/c és 8/d ábrák), akkor a reaktanciafüggvény kifejezése:

$$\mathfrak{Z} = \pm j \omega H \frac{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2) \dots (\omega^2 - \omega_p^2)}{(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_4^2) \dots (\omega^2 - \omega_q^2)}$$

A reaktanciafüggvény pozitív, vagy negatív imaginárius, aszerint, hogy az impedanciagörbe végtelenbe kifutó ága induktív (pólus), vagy kapacitív (zérus). ω négyzetes alakjai fejezik ki, hogy az impedanciafüggvény negatív frekvenciáknál is megtartja érvényességét, ami a fizikailag realizálható kapcsolások előfeltétele.

A realizáló kapcsolás elemeinek meghatározása

A realizáló kapcsolás elemei könnyen meghatározhatók, ha figyelembe vesszük azt a körülményt, hogy a pólusok közvetlen közelében az ott rezonanciában lévő rezgőkör impedanciája mellett elhanyagolható a kapcsolás többi rezgőkörének véges impedanciája.

Határozzuk meg ω_k körfrekvencia közelében a k -ik rezgőkör impedanciáját (9. ábra.). A parallel rezgőkör vezetése

$$\mathfrak{G}_k = \frac{1}{j\omega L_k} + j\omega C_k$$

ω_k rezonáns frekvenciánál

$$L_k = \frac{1}{\omega_k^2 C_k}$$

Behelyettesítve L_k értékét

$$\mathfrak{G}_k = \frac{\omega_k^2 C_k}{j\omega} + j\omega C_k = \frac{\omega_k^2 C_k - \omega^2 C_k}{j\omega}$$

Ennek reciprok értéke a rezgőkör impedanciája:

$$\mathfrak{Z}_k = \frac{-j\omega C_k^{-1}}{\omega^2 - \omega_k^2}$$

Az előző szerint az ω_k körfrekvencia közelében a \mathfrak{Z}_k impedancia egyenlő a realizáló kapcsolás teljes impedanciájával, vagyis

$$\frac{j\omega C_k^{-1}}{\omega^2 - \omega_k^2} = j \frac{H (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2) \dots}{\omega (\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_4^2) \dots (\omega^2 - \omega_q^2) \dots}$$

$(\omega^2 - \omega_k^2)$ -al egyszerűsítve és a reaktanciafüggvény megmaradt részét \mathfrak{Z}_k -val jelölve, $\omega = \omega_k$ körfrekvenciánál

$$-j\omega_k C_k^{-1} = \mathfrak{Z}_k$$

vagy a kapacitás értéke

$$C_k = \frac{\omega_k}{|\mathfrak{Z}_k|}$$

és a hozzátartozó önindukció

$$L_k = \frac{1}{\omega_k^2 C_k}$$

0 frekvenciánál a realizáló kapcsolás teljes impedanciáját a C_0 kapacitás adja, tehát

$$\frac{1}{j\omega C_0} = j \frac{H}{\omega} \frac{(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_3^2) \dots}{(\omega^2 - \omega_2^2)(\omega^2 - \omega_4^2) \dots}$$

vagy ω -val való egyszerűsítés után

$$\frac{1}{jC_0} = \mathfrak{Z}_0$$

és ezzel a keresett kapacitás

$$C_0 = \frac{1}{|\mathfrak{Z}_0|}$$

Hasonlóan nyerjük a soros önindukciót $\omega = \omega_k = \infty$ behelyettesítésével, amikor is

$$j\omega L_{q+2} = j \frac{H}{\omega} (\omega^2 - \omega_p^2) = j\omega H$$

amely egyenletből

$$L_{q+2} = H$$

Példa a reaktanciafüggvény realizálására

Realizálandó az a kétpólus, melynek impedanciáját

$$\mathfrak{Z} = - \frac{j}{\omega} \frac{3,37 \cdot 10^7 (\omega^2 - 3,595 \cdot 10^8) (\omega^2 - 4,94 \cdot 10^8)}{(\omega^2 - 4,18 \cdot 10^8) (\omega^2 - 11,34 \cdot 10^8)}$$

függvény határozza meg.

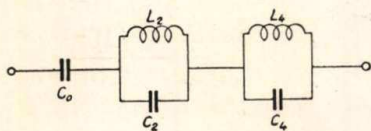
A függvény általános alakja

$$\mathfrak{Z} = - \frac{j}{\omega} \frac{H (\omega^2 - \omega_1^2) (\omega^2 - \omega_3^2) \dots}{(\omega^2 - \omega_2^2) (\omega^2 - \omega_4^2) \dots}$$

ami az előző egyenlettel összevetve, a következő állandókat adja:

$H = 3,37 \cdot 10^7$	
$\omega_1^2 = 3,595 \cdot 10^8$	$\omega_1 = 1,89 \cdot 10^4$
$\omega_2^2 = 4,18 \cdot 10^8$	$\omega_2 = 2,04 \cdot 10^4$
$\omega_3^2 = 4,94 \cdot 10^8$	$\omega_3 = 2,22 \cdot 10^4$
$\omega_4^2 = 11,34 \cdot 10^8$	$\omega_4 = 3,36 \cdot 10^4$

Mivel ω a nevezőben szerepel, az impedanciának pólusa van 0 frekvenciánál, így a kapcsolás soros kondenzátorral kezdődik. Továbbá \mathfrak{Z} negatív előjelű, ezért végtelen frekvenciánál zérus a kétpólus impedanciája és elmarad a soros önindukció. A teljes kapcsolás két rezgőkört tartalmaz és felépítését a 13. ábra szemlélteti.



13. ábra

Az egyes elemek értékeinek meghatározásához a \mathfrak{Z} reaktanciafüggvénybe először $\omega = \omega_2$ -t helyettesítünk, majd $(\omega^2 - \omega_2^2)$ -t a nevezőből elhagyva, kapjuk

$$|\mathfrak{Z}_2| =$$

$$= \frac{3,37 \cdot 10^7 (4,18 \cdot 10^8 - 3,595 \cdot 10^8) (4,18 \cdot 10^8 - 4,94 \cdot 10^8)}{2,04 \cdot 10^4 (4,18 \cdot 10^8 - 11,34 \cdot 10^8)} = 1,02 \cdot 10^{10} \text{-t.}$$

Ezzel az első rezgőkör kapacitása

$$C_2 = \frac{\omega_2}{|\mathfrak{Z}_2|} = \frac{2,04 \cdot 10^4}{1,02 \cdot 10^{10}} = 2 \cdot 10^{-6} = 2 \mu F$$

és a hozzátartozó önindukció

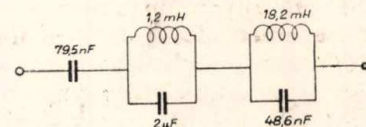
$$L_2 = \frac{1}{\omega_2^2 C_2} = \frac{1}{4,18 \cdot 10^8 \cdot 2 \cdot 10^{-6}} = 1,2 \cdot 10^{-3} = 1,2 \text{ mH}$$

Hasonlóan adódnak $\omega_k = \omega_4$ behelyettesítésével a második rezgőkör elemei, éspedig $C_4 = 48,6 \text{ nF}$; $L_4 = 18,2 \text{ mH}$.

Végül C_0 értéke $\omega = 0$ -nak a függvénybe helyettesítésével

$$C_0 = \frac{1}{|\mathfrak{Z}_0|} = \frac{(-4,18 \cdot 10^8) (-11,34 \cdot 10^8)}{3,37 \cdot 10^7 (-3,595 \cdot 10^8) (-4,94 \cdot 10^8)} = 0,795 \cdot 10^{-7} = 79,5 \text{ nF-nak adódik.}$$

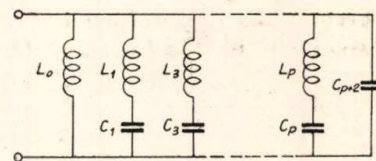
A realizált kapcsolás a fenti értékekkel a 14. ábrán látható.



14. ábra

További realizáló kapcsolások

Egy második realizáló kapcsolást, mellyel minden reaktanciafüggvény szintézise elvégezhető, a 15. ábra mutat be. Ez a kétpólus az impedancia-

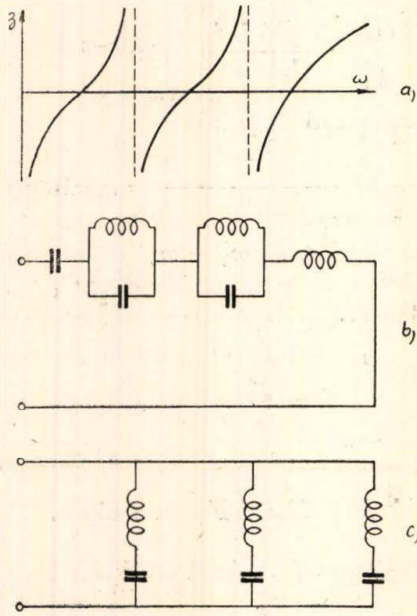


15. ábra

függvény zérusaira lehagolt soros rezgőkörök párhuzamos kapcsolása. Ha 0 frekvenciánál pólusa van a függvénynek, akkor elmarad az L_0 önindukció, ha végtelen frekvenciánál van pólus, elmarad a C_{p+2} kapacitás.

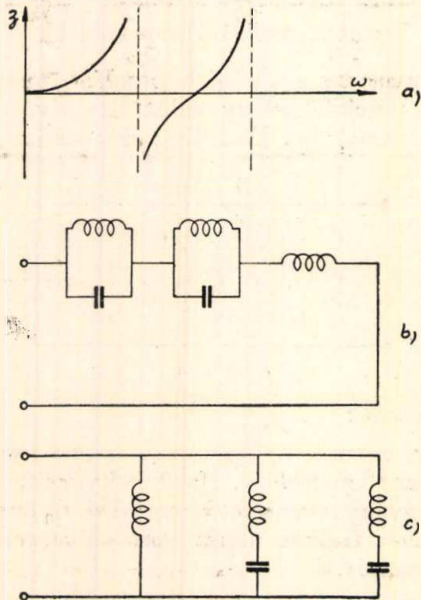
Ezek szerint a 16/a. ábrán feltüntetett impedanciagörbe realizálható akár a 16/b., akár a 16/c. kapcsolással. Első esetben a párhuzamos rezgőkörök a reaktanciafüggvény pólusaira, utóbbiban a soros rezgőkörök a zérusokra vannak lehagolva. Az elemek száma mindkét kapcsolásban azonos. A 17/a. ábra zérussal kezdődő impedanciagörbéjének kétféle realizálását mutatja a 17/b. és 17/c. ábra.

A 16. és 17. ábrából látható, hogy párhuzamos rezgőkörrel kezdődő kétpólus (17/b. ábra) helyettesíthető pusztán önindukcióval kezdődő kapcsolással (17/c. ábra). Továbbá soros rezgőkörrel kezdődő kétpólussal, (16/c. ábra) kondenzátorral kezdődő



16. ábra

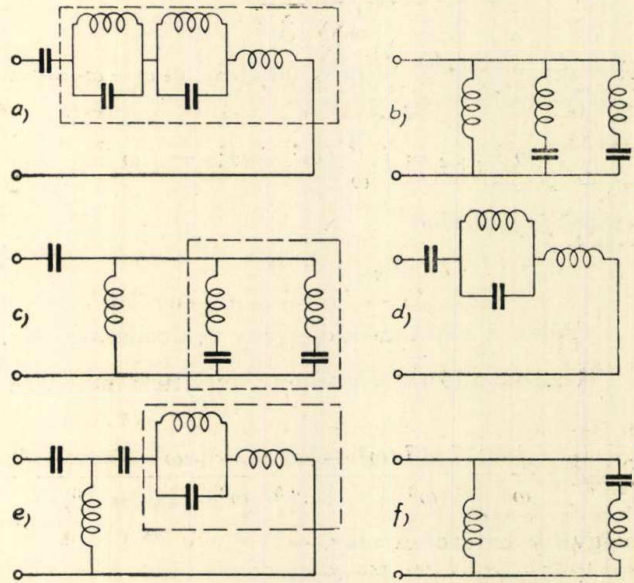
kapcsolás (16/b. ábra) ekvivalens. Ez a körülmény lehetővé teszi a reaktanciafüggvény realizálását olyan kapcsolással, melynek egyes ágai kizárólag vagy önindukciót, vagy kapacitást tartalmaznak. Az eljárást a 18. ábra szemlélteti.



17. ábra

A 18/a. ábrán látható kétpólus körülhatárolt részével ekvivalens kapcsolást mutatja a 18/b. ábra (v. ö. a 17/b. és 17/c. ábrákkal). Behelyettesítve az eredeti kapcsolásba (a) kapjuk a (c)-t. Ennek körülhatárolt részét a (d)-n megadott ekvivalens kapcsolással helyettesítve nyerjük (e)-t és az itt

körülhatárolt részt (f)-el pótolva jutunk el a (g) alatti végső kapcsoláshoz. A 18/a. és 18/g. kapcsolás azonos számú elemet tartalmaz. Nagy előnye ennek a reaktanciakapcsolásnak egyszerű szerkezete, továbbá, hogy a realizáláshoz nem szükséges a függvény pólusainak és zérusainak ismerete, mert a kapcsolás elemei — amint a következő példából kitűnik — a függvényből közvetlenül, egyszerű algebrai osztással meghatározhatók.



18. ábra

Példa a realizálásra

Realizálandó a

$$Z = j \frac{10^6 - 4.5 \cdot 10^{-3} \omega^2 + 3.5 \cdot 10^{-12} \omega^4}{-\omega + 2.5 \cdot 10^{-9} \omega^3 - 10^{-18} \omega^5}$$

reaktanciafüggvény a 18/g. ábrán feltüntetett kapcsolás szerkezetére.

Az algebrai osztás első lépése

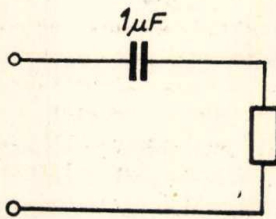
$$\begin{aligned} & (j 10^6 - j 4.5 \cdot 10^{-3} \omega^2 + j 3.5 \cdot 10^{-12} \omega^4) : \\ & \frac{j 10^6 - j 2.5 \cdot 10^{-3} \omega^2 + j 10^{-12} \omega^4}{j 2 \cdot 10^{-3} \omega^2 + j 2.5 \cdot 10^{-12} \omega^4} \\ & : (-\omega + 2.5 \cdot 10^{-9} \omega^3 - 10^{-18} \omega^5) = \\ & = -\frac{j}{\omega} 10^6 + \frac{-j 2 \cdot 10^{-3} \omega^2 + j 2.5 \cdot 10^{-12} \omega^4}{-\omega + 2.5 \cdot 10^{-9} \omega^3 - 10^{-18} \omega^5} \end{aligned}$$

A 19. ábra szemlélteti a hányados első kifejezésének

$$-\frac{j}{\omega} 10^6 = \frac{1}{j \omega 10^{-6}}$$

kapacitást és a vele sorbakötött — a hányados

második kifejezésével meghatározott és részleteiben még ismeretlen — kétpólust.

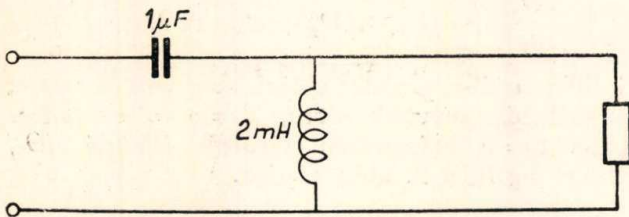


19. ábra

Fenti hányados második kifejezésének reciproka értéke adja a még ismeretlen kétpólus vezetését. Az osztásnak ismét csak első lépését végezzük el.

$$\begin{aligned} & (-\omega + 2,5 \cdot 10^{-9} \omega^3 - 10^{-18} \omega^5) : \\ & -\omega + 1,25 \cdot 10^{-9} \omega^3 \\ \hline & 1,25 \cdot 10^{-9} \omega^3 - 10^{-18} \omega^5 \\ & : (-j 2,20 \cdot 10^{-3} \omega^2 + j 2,5 \cdot 10^{-12} \omega^5) = \\ & = \frac{1}{j 2,10 \cdot 10^{-3}} + \frac{1,25 \cdot 10^{-9} \omega^3 - 10^{-18} \omega^5}{-j 2,10 \cdot 10^{-3} \omega^2 + j 2,5 \cdot 10^{-12} \omega^4} \end{aligned}$$

Ezen hányados első kifejezése reciproka értékének, vagyis $j \omega 2,10 \cdot 10^{-3}$ -nak realizálása egy 2 mH-es önindukció. Ehhez párhuzamosan kapcsolt, a második kifejezéssel meghatározott, közelebről még ismeretlen kétpólus. Az így kapott realizáló kapcsolást mutatja a 20. ábra.

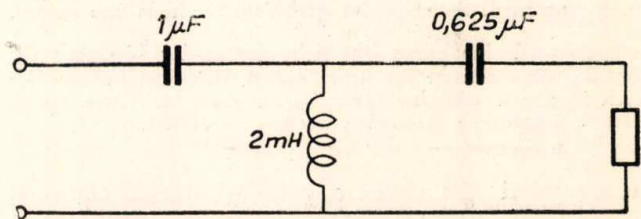


20. ábra

Az eljárás hasonlóan folytatódik. ω^2 -el egyszerűsítve :

$$\begin{aligned} & (-j 2 \cdot 10^{-3} + j 2,5 \cdot 10^{-12} \omega^2) : \\ & -j 2 \cdot 10^{-3} + j 1,6 \cdot 10^{-12} \omega^2 \\ \hline & -j 0,9 \cdot 10^{-12} \omega^2 \\ & : (1,25 \cdot 10^{-9} \omega - 10^{-18} \omega^3) = \\ & = -\frac{j 1,6 \cdot 10^6}{\omega} + \frac{j 0,9 \cdot 10^{-12} \omega^2}{1,25 \cdot 10^{-9} \omega - 10^{-18} \omega^3} = \\ & = \frac{1}{j \omega 0,625 \cdot 10^{-6}} + \frac{j 0,9 \cdot 10^{-2} \omega}{1,25 \cdot 10^{-9} - 10^{-18} \omega^2} \end{aligned}$$

vagyis a hányados első tagjának realizáló eleme a 0,625 μF -os kondenzátor (21. ábra).

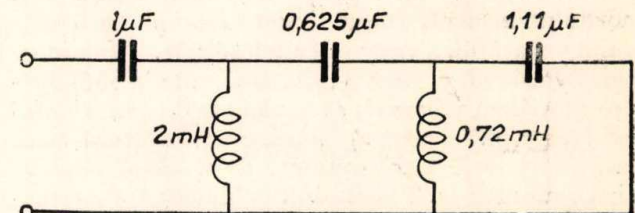


21. ábra

Végül

$$\begin{aligned} & (1,25 \cdot 10^{-9} - 10^{-18} \omega^2) : (j 0,9 \cdot 10^{-12} \omega) = \\ & = \frac{1,39 \cdot 10^3}{j \omega} - \frac{\omega}{j 0,9 \cdot 10^6} = \frac{1}{j \omega 0,72 \cdot 10^{-3}} + j 1,11 \cdot 10^{-6} \omega \end{aligned}$$

és ezen kifejezéssel a teljes reaktanciafüggvény realizálása a 22. ábrán feltüntetett kapcsolás.



22. ábra

RÁKOSI MÁTYÁS

1951. február 25-én tartott kongresszusi beszámolójából :

Sikereink aláhúzásánál ugyancsak méltatnunk kell az értelmiség jó munkáját, melynek zöme őszintén és becsületesen támogatja a népi demokrácia célkitűzéseit. Külön ki kell emelnünk a magyar technikai értelmiség érdemeit. A mérnökök és technikusok száma a munkásokhoz viszonyítva átmenetileg csökken. Elég rámutatni arra, hogy a foglalkoztatottak száma három és fél év alatt 47 százalékkal növekedett. Mindenki megérti, hogy e rövid idő alatt nem tudtuk mérnökeink és technikusaink számát 47 százalékkal megemelni. Jelenleg műegyetemeinken tízszer annyi

mérnökhallgató tanul, mint az utolsó békeévben, de ezekből a diákokból csak az elkövetkezendő esztendőben lesznek mérnökök és addig fokozott munka és felelősség hárul a régi technikai értelmiségre. Az a körülmény, hogy ipari termelésünk az ötéves terv első esztendejében ilyen imponáló eredményeket tudott felmutatni, azt bizonyítja, hogy technikai értelmiségünk megfelelt a ráháruló fokozott feladatoknak és zömében lojálisan, helyeslően, pozitíve viszonylik népi demokráciánkhoz és szocialista célkitűzéseinkhez.

Regulátorok és szervo-rendszerek lengéseinek matematikája

MEZEY MIKLÓS

В статье приводится краткий обзор математических вспомогательных средств, применяющихся в литературе для расчета переходных процессов.

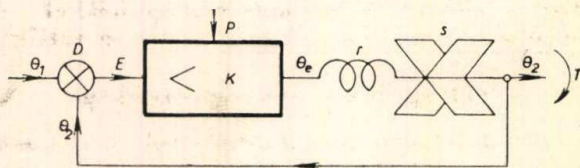
Bref résumé de la mathématique généralement employée dans la littérature concernant les phénomènes transitoires. Description de nouvelles méthodes graphiques.

A concise account on mathematical methods for computation of transient phenomena generally used in the literature concerned. Some recent graphical methods are shown.

Es wird eine kurze Übersicht der in der Literatur allgemein verwendeten mathematischen Hilfsmittel zur Berechnung von Einschwingvorgängen gegeben, sowie einige neuere graphische Methoden werden angeführt.

1. Egyszerű zárt ciklus egy energia-tároló elemmel

Szabályozók és szervo-rendszerek stabilis működésére jellemző az a folyamat, amely két különböző stacionárius állapot közötti átmenet ideje alatt zajlik le. A tranziens (átmenő) folyamat az egyensúlyi állapotban lévő rendszerre ható valamely külső befolyás fellépésének pillanatával kezdődik és az új egyensúlyi állapot eléréséig tart. A külső befolyás lehet igen rövid időtartamú (pl. impulzus), ez esetben a második egyensúlyi állapot rendszerint azonos az elsővel. Egyensúlyi állapot alatt nem értünk szükségképpen nyugalmi állapotot, mozdulatlanságot, mert lehet szó pl. sebesség szabályozásáról, vagy átviteléről is. Valamely szabályozó vagy szervo-rendszer stabilis működésére általában jellemzőnek szokás tekinteni a külső befolyás (pl. vezérlés) ugrásszerű változásának hatására létrejött folyamatot, de a külső behatás lehet impulzus is. Tekintsünk példának egy mechanikus szögátvivőt, amelynek egyszerűsített elvi elrendezését az 1. ábra mutatja.



1. ábra

A vezérlést jelentse a bemenő tengelyen beállított θ_1 szög (beadott jel). A kimenő tengely szöge θ_2 általában különbözik θ_1 -től, a kettő közötti különbség az átvitel hibája: $E = \theta_1 - \theta_2$, amelyet a D differenciál állít elő és továbbít a k erősítésű erősítő bemenetéhez. Az erősítőt ideálisnak tételezzük fel, alakhú és késés nélkülinek. Az erősítési folyamathoz szükséges külső energiát P jelképezi. Az erősítő kimenetén a szög $\theta_e = kE$. Az erősítő kimenő tengelye az r állandójú spirálrúgóhoz csatlakozik, amely az egész rendszer rugalmasságát összpontosítva képviseli és az egyetlen energiátároló elem. Az r rúgóállandó az

egy szög-foknak megfelelő nyomatékot jelenti. A fék-kerék a sebességgel arányos ellen-nyomatékot fejt ki. A súrlódási állandó s . T a terhelésnek megfelelő ellen-nyomaték. Az időben változó mennyiségek θ_1 , θ_2 , θ_e , E és T . A rendszert lineárisnak vesszük, ami gyakorlatilag annyit jelent, hogy csak akkora elmozdulásokkal számolunk, amelyek a rendszer elemeit a linearitás határában belül veszik igénybe. A mozgó tömegeket az egyszerűség és áttekinthetőség kedvéért nem vesszük számításba. A következő egyenleteket írhatjuk fel:

$$E = \theta_1 - \theta_2 \quad (1)$$

$$\theta_e = kE \quad (2)$$

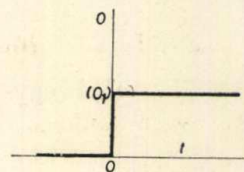
$$r(\theta_e - \theta_2) = s \frac{d\theta_2}{dt} + T \quad (3)$$

Keressük θ_1 és θ_2 közötti összefüggést. A helyettesítésekkel:

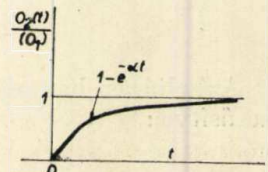
$$r(k\theta_1 - k\theta_2 - \theta_2) = s \frac{d\theta_2}{dt} + T$$

$$s \frac{d\theta_2}{dt} + r(k+1)\theta_2 + T = rk\theta_1 \quad (4)$$

E differenciál-egyenletet oldjuk meg arra az esetre, ha terhelő nyomaték nincs, $T = 0$ és a beadott jel a $t = 0$ időpontban zérusról állandó $|\theta_1|$ értékre ugrik a 2. ábra szerint.



2. ábra.



3. ábra.

A differenciál-egyenlet megoldása ez egyszerű esetben semmi nehézséggel nem jár a klasszikus módszerrel sem, példaképpen azonban végezzük a megoldást operátorokkal. Heaviside módszere*) szerint a differenciálás műveletjelét helyettesítsük

egy betővel, $\frac{d}{dt} = p$, amelyet a következőkben

úgy kezelünk, mint egy algebrai számot. Ezenkívül a (4) egyenlet mindkét oldalát osszuk $r(k+1)$ -gyel és legyen

$$\frac{s}{r(k+1)} = \frac{1}{\alpha} \quad (5)$$

Ezzel

$$\theta_2 \left(1 + \frac{p}{\alpha} \right) = \frac{k}{1+k} \theta_1$$

* Heaviside módszere ma már elavultnak tekinthető, de egyes szerzők még használják a Heaviside-féle terminológiát.

amiből a keresett mennyiség explicit alakra hozható:

$$\Theta_2 = \frac{k}{1+k} \frac{a}{a+p} \left| \Theta_1 \right| \quad (6)$$

A feladatot megoldottuk, ha az $\frac{a}{a+p}$ operátorfüggvénynek megfelelő időfüggvényt megtaláljuk. Próbáljuk meg az operátorfüggvényt a binomiális tétel segítségével hatványsor alakjában felírni:

$$\frac{a}{a+p} = \frac{a}{p} \left(\frac{1}{1 + \frac{a}{p}} \right) = \frac{a}{p} \left(1 - \frac{a}{p} + \frac{a^2}{p^2} - \frac{a^3}{p^3} + \dots \right)$$

$$\frac{a}{a+p} = \frac{a}{p} - \frac{a^2}{p^2} + \frac{a^3}{p^3} \dots \quad (7)$$

E hatványsor konvergenciájáról nem tudunk semmit, mert p értékét nem ismerjük. Ha azonban $p = \frac{d}{dt}$ az idő szerinti deriválást jelentett, tétellezzük fel, hogy $1/p$ a deriválás fordítottját, vagyis integrálást jelképez t szerint. $1/p^2$ kétszeri, $1/p^n$ -szer megismételt integrálást jelent. Ezzel

$$\begin{aligned} \frac{a}{a+p} &= a t - \frac{a^2 t^2}{2!} + \frac{a^3 t^3}{3!} \dots = \\ &= 1 - \left[1 - a t + \frac{(a t)^2}{2!} - \frac{(a t)^3}{3!} + \dots \right] \end{aligned}$$

A $\left[\dots \right]$ -ben levő hatványsorban felismerjük e^{-at} hatványsorát.

A (6) egyenlet megoldása

$$\Theta_2 = \frac{k}{1+k} \left| \Theta_1 \right| \left(1 - e^{-at} \right) \quad (8)$$

valóban a helyes megoldás, bár az alkalmazott módszer nem látszik komoly alapokon nyugvónak. Annál kevésbé fogjuk annak találni, ha az előbbi operátorfüggvényt más módon próbáljuk hatványsorba fejteni.

$$\frac{a}{a+p} = \frac{1}{1 + \frac{p}{a}} = 1 - \frac{p}{a} + \frac{p^2}{a^2} - \frac{p^3}{a^3} + \dots \quad (9)$$

Ha p egyszeri, p^2 kétszeri deriválást jelent, a p -t tartalmazó tagok eltűnnek, mert a állandó. Ez esetben az egyenlet megoldása csak a kiegyenlítőds utáni stacionárius állapotra jellemző.

$$\frac{a}{a+p} = 1 \quad (10)$$

$$\Theta_2 = \frac{k}{1+k} \left| \Theta_1 \right| \quad (11)$$

A vizsgálat tárgyát képező szervo-rendszerre vonatkozólag az eddigi eredmény alapján megállapíthatjuk a következőket:

1. Az átvitel hibája stacionárius állapotban az erősítési tényezőtől függ. Ha $k = 10$, a hiba kb. 10%, ha $k = 100$, a hiba 1% és a hiba végtelenül kicsiny csak végtelenül nagy erősítési tényező mellett lehet.

2. Az időállandó $1/a$ az (5) képlettel számítható. Ha a visszacsatolást és az erősítőt elhagyjuk, $1/a = s/r$. Zárt ciklussal tehát az időállandó $1/(k+1)$ arányban csökken, a rendszer merevsége nagyobb lesz (= merevebb rúgó) és a szabályozás sebessége megnő.

A tranzien folyamatot a 3. ábra mutatja.

Visszatérve a differenciálegyenletünkhöz, láttuk, hogy a Heaviside-féle recept alkalmazása nem vezet mindig egyértelmű eredményre. Tagadhatatlan tény, hogy Heaviside módszere, amelyben itt csak egy egészen rövid bepillantást tettünk, igen bonyolult berezgési feladatok megoldását tette lehetővé és sokszor nagy számolási munkamegtakarítást jelentett. Az avatátlanok kezében azonban nem bizonyult mindig eléggé megbízható eszköznek, ezért a matematikusok szilárd alapokat kerestek az operátorszámolási szabályok alátámasztására. Ez az alap a Laplace-féle függvénytranszformáció volt. Az operátorszámolási módszerek ma a Laplace-transzformációra támaszkodnak, bár a számolási szabályok alakilag nem sokban különböznek Heaviside szabályaitól. Lényeges különbséget képez az a tény, hogy Heaviside módszere csak oly rendszer esetében alkalmazható, amely a külső hatás fellépésének pillanatában energiamentes. A Laplace-transzformáció alkalmazásával ez a megkötöttség nem áll fenn.

Mielőtt rátérnénk egy konkrét feladat kidolgozására a Laplace-transzformáció szabályainak alkalmazásával, előbb rámutatunk a Laplace-integrállal való számolás fizikai hátterére. Bár a Laplace-transzformáció mennyiségtani fogalmakon épül fel és a differenciál-egyenletek megoldását célozza, — tehát a mérnök, vagy fizikus munkájának abban a stádiumban kerül alkalmazásra, amikor a feladat már matematikai jellegű — a mérnök mindig igyekszik megtartani a kapcsolatot a fizikai világgal és a Laplace-integrálókkal való számolás közben erre sokszor módot is találhat.

2. Időfüggvények frekvencia-színképe

Lineáris rendszerben (amely lehet mechanikai, elektromos, elektro-mechanikai, vagy egyéb), valamely külső befolyás hatására végbemenő folyamat időbeli lefolyása számítható oly módon is, hogy a külső hatást ábrázoló időfüggvényt frekvencia-komponensekre bontjuk és minden egyes szinuszos rezgés-komponens hatását külön-külön számítjuk ki. Mivel a rendszer lineáris, az eredő folyamatot az elemi hatások összegezése útján nyerjük. Ha ezt a számolási módszert alkalmazzuk, az elmondottak alapján sejthető, hogy a számítás menete elvben három részre tagozódik:

1. a külső hatást ábrázoló időfüggvény frekvencia-spektrumának meghatározása,
2. az elemi rezgés-komponensek hatására létrejött elemi folyamatok kiszámítása.
3. az elemi folyamatok összegezése.

Valamely időfüggvény frekvencia-színképének meghatározása a Fourier-sor segítségével történik, ha a függvény periódikus és a Fourier-integrállal, ha a függvény aperiódikus.

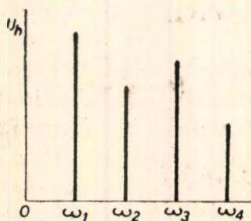
A Fourier-sor egyik alakja a következő:

$$U(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_n e^{in\omega t} \quad n=1,2,3,\dots \quad (12a)$$

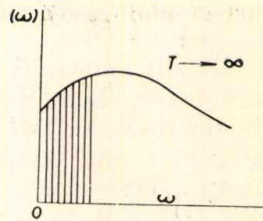
ahol

$$U_n = \frac{1}{T} \int_0^T U(\tau) e^{-in\omega\tau} d\tau \quad (12b)$$

$U(t)$ a szóban forgó időfüggvény, U_n egy rezgés-komponens amplitudója, T egy periódus ideje, $\omega = 2\pi/T$, a képzetes kitevőjű exponenciális függvény pedig az egyes komponensek szinuszos lefolyását jelenti. Euler tétele értelmében ugyanis $e^{ix} = \cos x + i \sin x$ harmónikus függvény. A (12b) képlet az egyes komponensek amplitudóinak kiszámítását mutatja; itt τ az integrálási független változó arra vonatkozik, ami egy perióduson belül történik, míg t a vizsgált időpontot jelenti. $U(t)$ ezek szerint előállítható rezgés-komponenseinek összege gyanánt, amelyek frekvenciái az alapprofrekvencia egész számú többszörösei és számuk általában végtelen. Valamely periódikus időfüggvény frekvencia-komponenseivel is ábrázolható a 4. ábra szerint, amely a függvény frekvenciaspektrumát, vagy színképét adja.



4. ábra.



5. ábra.

Aperiódikus függvénynek is van színképe, ez azonban nem vonalas, hanem folytonos (5. ábra). Az aperiódikus függvény ugyanis végtelen hosszú alapperiódusú periódikus függvény gyanánt fogható fel, amelynek szomszédos komponensei egymástól frekvenciában végtelenül keveset különböznek. A megfelelő matematikai kifejezés a Fourier-sor képletéből nyerhető a $T \rightarrow \infty$ határátmenettel, amellyel a szummáció integrálássá válik és a következő kifejezéshez vezet:

$$U(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega) e^{i\omega t} d\omega \quad (13a)$$

ahol

$$g(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-i\omega t} dt \quad (13b)$$

Ezekben a képletekben $g(\omega)$ az egyes rezgés-komponensek amplitudóit adja, $e^{i\omega t}$ pedig a harmónikus lefolyásra jellemző. Ha tehát valamely (elektromos vagy mechanikai) rendszer frekvenciamenete a keresett változóra vonatkoztatva ismeretes, a

kérdéses változó időfüggvénye a 13a integrál segítségével meghatározható.

3. A Laplace-féle függvénytranszformáció

A (13a) és (13b) képlet $i\omega = p$, $d\omega = \frac{1}{i} dp$

helyettesítéssel a következő alakú lesz:

$$U(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} f(p) e^{pt} dp \quad (14a)$$

és

$$f(p) = \int_{-\infty}^{\infty} U(t) e^{-pt} dt \quad (14b)$$

Ezekről a képletekről a Laplace-transzformáció kifejezése alakilag már kevéssel különbözik.

Legyen t valós, $p = c + iq$ tetszőszerinti komplex szám, de valós része pozitív, legyen továbbá $U(t) \equiv 0$, ha $t < 0$, akkor

$$f(p) = \int_0^{\infty} U(t) e^{-pt} dt \quad (15a)$$

és

$$U(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} f(p) e^{pt} dp \quad (15b)$$

A (15a) integrál egyoldali Laplace-integrál, vagy Laplace-transzformáció néven ismeretes, amely az $U(t)$ függvényt oly módon alakítja át, hogy a t független változó helyett a p komplex parametert vezeti be. $U(t)$ az eredeti, vagy főfüggvény, értelmezési tartománya a főtartomány, vagy a fizikai jelentésre való tekintettel az időtartomány. $f(p)$ a képfüggvény, operátor-függvény, vagy frekvencia-függvény, értelmezési tartománya a képtartomány, operátortartomány, vagy frekvenciatartomány. A 15b képlet az operátorfüggvénynek az időtartományba való visszatranszformálását adja és reciprok, vagy inverz transzformáció néven ismeretes. A Laplace-transzformáció műveletjele:

$$\mathcal{L} U(t) = f(p) \quad \text{és} \quad \mathcal{L}^{-1} f(p) = U(t)$$

(Egyes szerzők p helyett s -et írnak, az időfüggvényt kis betűvel, a frekvenciafüggvényt pedig nagy betűvel jelzik, pl. $F(s) = \mathcal{L}[f(t)]$. A szovjet irodalomban \mathcal{L} helyett D szerepel, p vagy s helyett q).

A Laplace-transzformáció mennyiség-tani művelet és két függvény ($U(t)$ és $f(p)$) közötti kapcsolatot fejez ki. A számolási szabályok a definícióból vezethetők le és a differenciálegyenletek megoldását célozzák. A művelet fizikai háttere azonban valamely időben változó mennyiség frekvenciaspektrumának előállítására és a rezgés-komponensekkel való számolásra utal. A Laplace-transzformációval való számolás menete a következő. A feladat első fogalmazásában időfüggvények és deriváltak közötti kapcsolat alakjában jelentkezik. A nehézkesen kezelhető időfüggvényt Laplace-integrállal átvezetjük a frekvenciatartományba, ahol a transzformált egyenlet rendszerint egyszerűbb alakú és a keresett érték Laplace-transzformáltja könnyebben hozható explicit alakra. Ha az így

nyert kifejezésben felismerjük valamely időfüggvény Laplace-transzformáltját, úgy ez a függvény a feladat megoldását adja. Az időtartományba való visszatérés az inverz transzformáció műveletével is elvégezhető. A gyakorlati számolás céljaira Laplace-integrál táblázatok állnak rendelkezésre.* Példaképpen számoljuk ki e^{at} Laplace-transzformáltját.

$$\begin{aligned} \mathcal{L} e^{at} &= \int_0^{\infty} e^{at} e^{-pt} dt = \int_0^{\infty} e^{(a-p)t} dt = \frac{1}{a-p} \left[e^{(a-p)t} \right]_0^{\infty} \\ &= \frac{1}{a-p} \left[0 - 1 \right] = \frac{1}{p-a}, \quad \text{ha } R_e p < a \end{aligned}$$

tehát
$$\mathcal{L} e^{at} = \frac{1}{p-a} \quad (16)$$

Hasonló egyszerű módon :

$$\mathcal{L} \sin \omega t = \frac{\omega}{p^2 + \omega^2}, \quad \mathcal{L} \cos \omega t = \frac{p}{p^2 + \omega^2} \quad (17) (18)$$

$$\text{Legyen } U(t) = \begin{cases} 0 & \text{ha } t < 0 \\ 1 & \text{ha } t > 0 \end{cases}$$

(Ugrás-függvény) $U(t) = 1$.

$$\mathcal{L} 1 = \int_0^{\infty} e^{-pt} dt = -\frac{1}{p} \left[e^{-pt} \right]_0^{\infty} = \frac{1}{p} \quad (19)$$

tehát
$$\mathcal{L} 1 = \frac{1}{p}$$

Az időtartományban kijelölt műveletek végrehajtása a frekvenciatartományban a transzformált függvény megváltozását idézi elő.

a) Differenciálás az időtartományban.

Legyen $\mathcal{L} U(t) = f(p)$, akkor

$$\mathcal{L} U'(t) = p f(p) - U(0+) \quad (20)^*$$

$$\mathcal{L} U''(t) = p^2 f(p) - [p U(0+) + U'(0+)] \quad (21)$$

Heaviside idevonatkozó szabálya a (20) és (21) egyenletbe a jobboldalon csak az első tagot tartalmazza, ami azt jelenti, hogy az időfüggvénynek és deriváltjainak a $t=0$ időpontban zérusnak kell lennie, tehát a rendszer a külső befolyás fellépésének pillanatában energiamentes. A Laplace-integrál alkalmazása esetén ez a megkötöttség nem áll fenn.

b) Integrálás az időtartományban.

$$\mathcal{L} \left[\int_0^t U(\xi) d\xi \right] = \frac{1}{p} f(p) \quad (22)$$

$$\mathcal{L} \left[\int_0^t \int_0^{\xi} U(\xi) d\xi dt \right] = \frac{1}{p^2} f(p) \quad (23)$$

c) Hasonlósági tétel

* Pl. G. A. Campbell & R. M. Foster: Fourier integrals for practical applications. Bell Telephone System Monograph. B 583. 1931.

*) $U(0+)$ azt jelenti, hogy a függvény zérus helyét pozitív t -értékektől kell megközelíteni.

Ha $\mathcal{L} U(t) = f(p)$, akkor $\mathcal{L} U(at) = \frac{1}{a} f\left(\frac{p}{a}\right)$,
 $t > 0$ (24)

Tehát az operátortartományban kis p -nek az időtartományban nagy t felel meg és megfordítva. E tétel gyakorlati haszna abban áll, hogy bonyolultabb operátorfüggvények esetében, amikor az időtartományba való áttérés nehézségbe ütközik, a folyamat első pillanataiban ($t \rightarrow 0+$) vagy a külső hatás fellépéséből számított hosszú idő múlva ($t \rightarrow \infty$) a keresett időfüggvény közelítő alakja rendszerint könnyebben előállítható, ha az operátorfüggvényben megfelelően $p \rightarrow \infty$ vagy $p \rightarrow 0$ értéket helyettesítünk.

d) Csillapítási tétel.

Ha $\mathcal{L}^{-1} f(p) = U(t)$,
 akkor $\mathcal{L}^{-1} f(p+a) = e^{-at} U(t)$ (25)

Gyakorlati alkalmazás: ismeretes valamely operátorfüggvényhez tartozó időfüggvény; ha ugyanaz az operátorkifejezés $p+a$ függvényében jelentkezik, az előbbi időfüggvény exponenciális csillapítású lesz.

e) Kompozíciós szorzat, vagy Faltung-tétel.

Ismeretes két operátorfüggvényhez tartozó időfüggvény.

$$\mathcal{L}^{-1} f_1(p) = U_1(t) \quad \text{és} \quad \mathcal{L}^{-1} f_2(p) = U_2(t)$$

Feladat a két operátorfüggvény szorzatának megfelelő időfüggvény meghatározása.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{-1}[f_1(p)f_2(p)] &= \int_0^t U_1(\tau) U_2(t-\tau) d\tau = \\ &= \int_0^t U_1(t-\tau) U_2(\tau) d\tau \end{aligned} \quad (26)$$

A Faltung-szorzat műveletjele:

$$\mathcal{L}^{-1}[f_1(p)f_2(p)] = U_1(t) * U_2(t) \quad (27)$$

A \mathcal{L} -transzformáció alkalmazásának első példájául vegyük a már tárgyalt egyszerű szögátvivőt. Induljunk ki a (4) egyenletből, amelyben $T=0$ -t téve (5) figyelembevételével

$$\frac{1}{a} \frac{d\Theta_2}{dt} + \Theta_2 = \frac{k}{1+k} \Theta_1 \quad (27)$$

Legyen

$$\mathcal{L} \Theta_2 = \vartheta_2, \quad \mathcal{L} \Theta_1 = \vartheta_1 = \mathcal{L} [|\Theta_1| \cdot 1] = |\Theta_1| \frac{1}{p},$$

akkor

$$\mathcal{L} \left[\frac{d\Theta_2}{dt} \right] = p \vartheta_2 - \Theta_2(0+) = p \vartheta_2$$

mert

$$\Theta_2(0+) = 0.$$

Ezt (27)-be helyettesítve kapjuk a következő kifejezést

$$\vartheta_2 = \frac{k}{1+k} \frac{a}{p(p+a)} |\Theta_1| \quad (28)$$

ami a feladat megoldását adja az operátortartományban. Az időtartományba való visszatérés

történhetik a reciprok transzformációval a (15b) képlettel:

$$\Theta_2 = \frac{ak}{1+k} |\Theta_1| \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} \frac{e^{pt}}{p(p+\alpha)} dp \quad (29)$$

A (29) képletben az integrál kiértékelése végezhető a reziduum-tétel alkalmazása útján, amely a komplex változós függvények elméletéből ismeretes. Egyszerűbb azonban a (16) képlet és a (22) szabály felhasználása.

$$\mathcal{L}^{-1} \frac{1}{p+\alpha} = e^{-\alpha t}$$

Az operátortartományban p -vel való osztás az időtartományban 0-tól t -ig való integrálást jelent, tehát

$$\mathcal{L}^{-1} \left[\frac{1}{p} \frac{1}{p+\alpha} \right] = -\frac{1}{\alpha} \left[e^{-\alpha t} \right]_0^t = -\frac{1}{\alpha} [e^{-\alpha t} - 1]$$

Ezzel feladatunk megoldása az időtartományban:

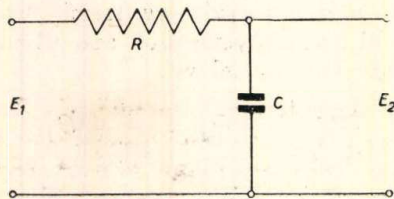
$$\Theta_2 = \frac{k}{1+k} |\Theta_1| (1 - e^{-\alpha t})$$

ami azonos a (8) alatti megoldással.

Természetesen ilyen egyszerű feladatok esetében az operátorszámolás nem látszik egyszerűbbnek a klasszikus módszereknél, bonyolultabb esetekben azonban lényeges munkamegtakarítást jelent.

4. Az átvételi függvény

Sok esetben nem szükséges a differenciálegyenletről kiindulni, hanem választhatjuk az operátoregyenletet kiindulási pontnak. Példa gyanánt vegyünk egy egyszerű RC szűrőt a 6. ábra szerint, amely rúgót és súrlódást tartalmazó mechanikai rendszerrel egyenértékű.



6. ábra.

Vezessük be az átvételi függvény (transfer function) fogalmát, amely lényegében a rendszer frekvencia-karakterisztikáját adja és a szervorendszerek elméletében fontos szerepet játszik.

$$\frac{\mathcal{L}_2(i\omega)}{\mathcal{L}_1(i\omega)} = Y(i\omega) \quad (30)$$

függvény a rendszer kimenő jelének a beadott jelhez való arányát adja komplex ábrázolásban szinuszos lefolyású jelek esetén a frekvencia függvényében. A 6. ábra jelölései szerint

$$\frac{\mathcal{L}_2}{\mathcal{L}_1} = \frac{1}{R + \frac{1}{i\omega C}} = \frac{1}{1 + RCi\omega} = Y(i\omega) \quad (31)$$

A szóban forgó szűrő átviteli függvénye a már használt jelölések szerint

$$Y(p) = \frac{\alpha}{p + \alpha} \quad (32)$$

a szűrő frekvencia-függőségére jellemző. ($p = i\omega$ itt a képzetes körfrekvenciát jelenti.) Számítsuk ki most a szűrő kimenetét abban az esetben, ha $\mathcal{L}_1(t) = |E_1| 1$.

Ha az egységnyi ugrásfüggvényt (1.) Fourier-integrállal komponensekre bontjuk a (13b) képlet segítségével, egy komponens amplitúdója $1/i\omega$

lesz, vagyis $1/p$. (N. b. $\mathcal{L} 1 = \frac{1}{p}$) A szűrő kimenetének egy komponense

$$E_2 = Y(p) |E_1| \frac{1}{p} e^{pt} = E_1 \alpha \frac{1}{p} \frac{1}{p + \alpha} e^{pt} \quad (33)$$

ahol e^{pt} a harmónikus lefolyást jelenti.

A (33) egyenlet az exponenciális függvény nélkül a feladat megoldása az operátortartományban.

A differenciálegyenletről kiindulva a Laplace-transzformáció szabályainak alkalmazásával ugyanerre az eredményre jutunk.

$$\mathcal{L}_1 = JR + \mathcal{L}_2 \quad (34a)$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{1}{C} \int_0^t J dt \quad (34b)$$

Legyen

$$\mathcal{L} \mathcal{L}_1 = \left| E_1 \right| \frac{1}{p}, \quad \mathcal{L} J = I, \quad \mathcal{L} \mathcal{L}_2 = E_2 = \frac{I}{pC}$$

amiből

$$\left| E_1 \right| \frac{1}{p} = IR + E_2 \quad (35a)$$

és

$$E_2 = \frac{I}{pC} \quad (35b)$$

(35a) és (35b)-ből I kiküszöbölésével nyerjük:

$$E_2 = \left| E_1 \right| \alpha \frac{1}{p} \frac{1}{p + \alpha} = \left| E_1 \right| \frac{1}{p} Y(p) \quad (36)$$

amivel állításunkat erre a konkrét esetre igazoltuk. A keresett időfüggvényt az inverz transzformáció adja

$$\mathcal{L}_2(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i}^{+i\infty} \left| E_1 \right| \frac{1}{p} Y(p) e^{pt} dp \quad (37)$$

amely lényegében nem más, mint \mathcal{L}_2 elemi komponenseinek összegezése. Az elmondottak megvilá-

gítják azt a gyakorlatban jól használható szabályt, amely az operátoregyenlet felállítását sok esetben a differenciálegyenlet megkerülésével lehetővé teszi. Eszerint, ha valamely elektromos, vagy mechanikai rendszer frekvenciamenetét* ismerjük (amit a komplex számok jól ismert módszerével ki tudunk számítani), a rendszer kimenetén fellépő folyamatot jellemző időfüggvény Laplace-transzformáltját megkapjuk, ha az átviteli függvényt $Y(p)$ -t megszorozzuk a rendszer bemenetén alkalmazott folyamat időfüggvényének Laplace-transzformáltjával.

A (37) egyenlet az átviteli függvény új értelmezéséhez vezet. $1/p$ az egységnyi ugrásfüggvény L -transzformáltja. A végtelen nagy, de végtelenül rövid impulzus felfogható, mint az egységnyi ugrásfüggvény differenciálhányadosa a $t = 0$ időpontban. (Egységimpulzus határértéke). Mivel az időtartományban való deriválásnak az operátortartományban p -vel való szorzás felel meg, az egységimpulzus Laplace-transzformáltja $= 1$. Ha tehát a (37) egyenletbe $E_1 \frac{1}{p}$ helyett 1 -et írunk,

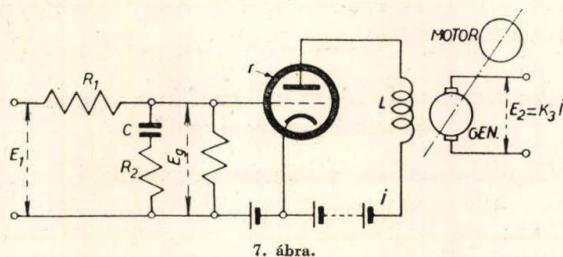
$$Y(p) = \mathcal{L} \mathcal{L}_2(t) \quad (38)$$

vagyis az átviteli függvény a rendszer bemenetén fellépő egységimpulzus hatására a kimeneten létrejött folyamat időfüggvényének Laplace-transzformáltja. Ez az összefüggés élesen rávilágít valamely rendszer frekvencia-karakterisztikája és tranziens folyamatai közötti szoros kapcsolatra. Az átviteli függvény általános definíciója a L -transzformáció alapján, amely felöleli azt az esetet is, amikor a bemenet tetszőleges időfüggvény:

$$Y(p) = \frac{\mathcal{L} \mathcal{L}_2(t)}{\mathcal{L} \mathcal{L}_1(t)}, \text{ aminek (38) egy speciális esete.}$$

5. Összetett rendszerek átviteli függvénye

A gyakorlatban megvalósított szabályozó rendszerek általában bonyolultabbak és az átviteli függvény meghatározása hosszadalmas munka, akár a differenciál-egyenlettel, akár a frekvencia-karakterisztika útján történik. A rendszer azonban legtöbbször felbontható kisebb független részekre, amelyek átviteli függvényei egyszerűen felírhatók. Az egész rendszer átviteli függvénye azután a független részek megfelelő kombinációjával könnyen előállítható. Független részek alatt azokat a részeket értjük, amelyek között kölcsönhatás nincs. Pl. egy elektroncsöves erősítő minden fokozata független rész, mert a következő fokozat kapcsolási elemeit az elektroncső elválasztja. Szűrőláncok egyes tagjai azonban nem függetlenek, mert



7. ábra.

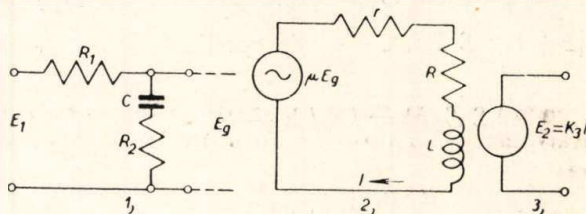
* A komplex átviteli függvény természetesen nemcsak az amplitudó-, hanem a fázis-karakterisztikát is magában foglalja.

közöttük kölcsönhatás áll fenn, tehát az egész szűrőlánc egy résznek tekintendő.

Példa gyanánt vegyünk egy egyenáramú generátort, amelynek gerjesztését elektroncsöves erősítő fokozat adja a 7. ábra szerint.

Ez a rendszer három független részre bontható:

1. az erősítőcső rácsköre, 2. a cső anódköre és 3. a generátor forgó része. A cső anódköre ugyanis a cső rácskörére az itt fellépő frekvenciák mellett nem hat vissza, a terheletlen generátor kapcsolási feszültsége szintén hatástalan a gerjesztésre. Az áramkörök felbontását a 8. ábra mutatja.



8. ábra.

Számítsuk ki az átviteli függvényeket a komplex számok ismert módszerének alkalmazásával $i\omega$ helyett p -t írva.

1.

$$\frac{E_g}{E_1} = \frac{R_2 + \frac{1}{pC}}{R_1 + R_2 + \frac{1}{pC}} = \frac{1 + \tau_1 p}{1 + \tau_2 p} = Y_1(p) \quad (39)$$

ahol

$$\tau_1 = \frac{1}{\alpha_1} = R_2 C_2 \text{ és } \tau_2 = \frac{1}{\alpha_2} = (R_1 + R_2) C$$

(a rácsellenállást igen nagyoknak tételezzük fel és a számításban elhanyagoltuk)

2.

$$\frac{I}{E_g} = \frac{\mu}{R + r + pL} = \frac{\mu}{L} \frac{1}{\alpha_3 + p} = K_2 Y_2(p) \quad (40)$$

ahol

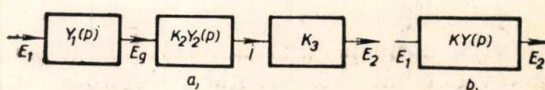
$$K_2 = \frac{\mu}{L} \text{ és } \alpha_3 = \frac{R + r}{L}$$

Az átviteli függvényben szereplő K_2 frekvencia-független tényező az erősítés mértékére jellemző, míg $Y_2(p)$ a frekvenciafüggő rész. A képletben r a cső belső ellenállását, μ az erősítési tényezőt, R a gerjesztőtekercs ellenállását, L pedig az önindukcióját jelenti.

3. A generátor karakterisztikájának egyenes részén, ha a mágneskör hiszterézisétől eltekintünk

$$\frac{E_2}{I} = K_3 = \text{állandó} \quad (41)$$

A 8. ábra, valamint a (39), (40) és (41) egyenletek alapján a 9. ábrán feltüntetett szimbólikus blokkdiagramot használhatjuk.



9. ábra.

A 9a ábra szerint sorban elhelyezett blokkok a sorba kötött független részeket jelentik, amelyeknek eredő átviteli függvénye a részek átviteli függvényeinek szorzata:

$$\frac{E_g}{E_1} \frac{I}{E_g} \frac{E_2}{I} = Y_1(p) K_2 Y_2(p) K_3 =$$

$$= K Y(p) = \frac{E_2}{E_1} \quad (42)$$

ahol $K = K_2 K_3$ és $Y(p) = Y_1(p) Y_2(p)$

Legyen a feladat $\mathcal{L}_2(t)$ meghatározása, ha $\mathcal{L}_1(t) =$

$$= |E_1| \cdot 1. \quad \mathcal{L} 1. = \frac{1}{p} \quad \text{és ezzel}$$

$$\mathcal{L} \mathcal{L}_2(t) = |E_1| K \frac{Y(p)}{p} \quad (43)$$

$$\frac{Y(p)}{p} = \frac{a_2}{a_1} \frac{a_1 + p}{a_2 + p} \frac{1}{a_3 + p} \frac{1}{p} =$$

$$= \frac{a_2}{a_1} \frac{1}{(a_2 + p)(a_3 + p)} + a_2 \frac{1}{p(a_2 + p)(a_3 + p)}$$

Táblázatban fellelhető:

$$\mathcal{L}^{-1} \frac{1}{(a_2 + p)(a_3 + p)} = \frac{e^{-a_2 t} - e^{-a_3 t}}{a_3 - a_2} = U_1(t) \quad (45)$$

A 44. egyenlet jobboldalán a második tag ugyanaz az operátorfüggvény szerepel p -vel osztva, ami az időtartományban 0-tól t -ig való integrálást jelent. Tehát

$$\mathcal{L}^{-1} \frac{Y(p)}{p} = \frac{a_2}{a_1} U_1(t) + a_2 \int_0^t U_1(t) dt \quad (46)$$

A kijelölt műveletek végrehajtása és rendezés után a megoldás alakja a következő:

$$\mathcal{L}_2(t) = |E_1| \frac{K}{a_3 - a_2} \left[\left(\frac{a_2}{a_1} - 1 \right) e^{-a_2 t} + \left(\frac{a_2}{a_3} - \frac{a_2}{a_1} \right) e^{-a_3 t} + 1 - \frac{a_2}{a_3} \right] \quad (47)$$

Visszatérve az átviteli függvényekre, nézzük most meg, mit jelent ebből a szempontból a rendszer kimenetének ellentétes fázisban való visszavezetése a bemenetre, amint azt az 1. ábrán lévő elrendezésnél alkalmaztuk. A 10. ábra alapján írhatjuk:

$$\frac{\vartheta_2}{E} = K Y(p), \quad E = \vartheta_1 - \vartheta_2 = \vartheta_1 - E K Y(p)$$

amivel

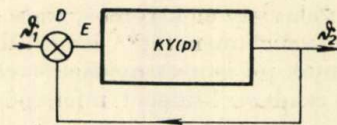
$$\frac{E}{\vartheta_1} = \frac{1}{1 + K Y(p)} \quad (48a)$$

és

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \frac{K Y(p)}{1 + K Y(p)} \quad (48b)$$

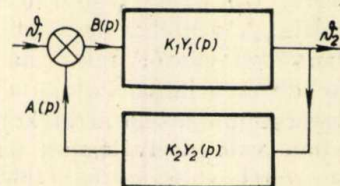
A visszacsatolás nélküli átviteli függvény ismeretével tehát közvetlenül felírható a visszacsatolt rendszer átviteli függvénye.

Az az eset is előfordul, hogy a visszacsatolás ágában frekvenciafüggő elemek vannak, amelyek



10. ábra

a rendszer szabályozási, vagy tranzienstulajdonságainak javítására szolgálnak. (11. ábra).



11. ábra

Az ábra jelölései szerint

$$\vartheta_2 = B(p) K_1 Y_1(p)$$

$$A(p) = \vartheta_2 K_2 Y_2(p)$$

$$B(p) = \vartheta_1 - A(p)$$

Ebből

$$\frac{\vartheta_2}{\vartheta_1} = \frac{K_1 Y_1(p)}{1 + K_1 K_2 Y_1(p) Y_2(p)} \quad (49)$$

Ebben a rendszerben a hiba nem jelentkezik közvetlenül mérhető alakban a differenciálmű után, mert a kimenő mennyiséget nem közvetlenül vezettük vissza a bemenetre.

$E = \vartheta_1 - \vartheta_2$ kiszámítása a következő kifejezéshez vezet:

$$\frac{E}{\vartheta_1} = \frac{1 + K_1 K_2 Y_1(p) Y_2(p) - K_1 Y_1(p)}{1 + K_1 K_2 Y_1(p) Y_2(p)} \quad (50)$$

Ez a kifejezés lényegesen bonyolultabb a 10. ábra elrendezésének megfelelő kifejezésnél, ami jelzi, hogy a visszacsatoló ág kapcsolási elemeinek helytelen megválasztása bonyolult tranziensekhez vezethet. Itt megjegyezhetjük, hogy a visszacsatolt ágban szokás gyakorlatilag frekvenciafüggetlen erősítést is elhelyezni, ami a rendszer időállandójának csökkenését idézi elő. A megfelelő átviteli függvény a (49) és (50) egyenletből nyerhető, ha azokban $Y_2(p) = 1$ -et helyettesítünk és K_2 az erősítést jelenti.

Az átviteli függvényeknek (frekvenciakarakterisztika) a servo-rendszerek vagy szabályozók tervezésénél fontos szerep jut.

6. Az inverz transzformáció grafikus végrehajtása közelítő pontossággal*

A gyakorlatban alkalmazásra kerülő regulátorok vagy servo-mechanismusok átmeneti lengéseinek kiszámítása legtöbb esetben igen fáradságos számolási munkát jelent, mert az átviteli

* Brown & Campbell: Principles of Servomechanisms, 334. old.

függvény sokszor eléggé bonyolult ahhoz, hogy Laplace-integrál-táblázatokban nem találjuk meg a keresett időfüggvényt.

A tranziensek számolásában jelentős lépés a reciproklaplace-transzformáció grafikus végrehajtása, amely a legutóbbi idők kutatásának eredménye.

A reciproklaplace-integrál kifejezése

$$U(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} Y(p) e^{pt} dp \quad (51)$$

ha $Y(p)$ az átviteli függvény, $U(t)$ pedig az egységimpulzus hatására létrejött folyamat időfüggvénye.

A következőkben feltételezzük, hogy $Y(p)$ eleget tesz három feltételnek:

1. $Y(p)$ felírható, mint két racionális polinom hányadosa állandó és valós együtthatókkal. Lineáris rendszerek esetében, ha a rendszer állandói koncentráltak (nem kontinuum), ez a feltétel teljesül.

2. $\lim_{p \rightarrow \infty} Y(p) = 0$, ami egyenértékű $\lim_{t \rightarrow 0} U(t) = 0$

Ez a feltétel szintén teljesül, mert a külső befolyás fellépésének pillanatában annak hatása a rendszer kimenetén még nem érvényesül.

3. $Y(p)$ -nek nincsenek pólusai a komplex p sík jobb felében és a képzetes tengelyen. Ez a feltétel akkor teljesül, ha a rendszer stabilis. (Nem gerjed be.)

A 3. feltétel értelmében az integrálási utat a képzetes tengely mentén vezethetjük. Ezzel

$$U(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} Y(p) e^{pt} dp \quad (52)$$

$p = i\omega$ helyettesítéssel $Y(p)$ felbontható valós és képzetes részre:

$$\left. \begin{aligned} Y(p) &= R_e Y(i\omega) + i I_m Y(i\omega) \\ e^{pt} &= e^{i\omega t} = \cos \omega t + i \sin \omega t \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

(53-at (52)-be helyettesítve a következő kifejezést kapjuk:

$$U(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [R_e Y(i\omega) \cos \omega t - I_m Y(i\omega) \sin \omega t] d\omega + \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} [R_e Y(i\omega) \sin \omega t + I_m Y(i\omega) \cos \omega t] d\omega \quad (54)$$

Az 1. feltételből következik, hogy $Y(i\omega)$ valós része ω -nak páros függvénye és képzetes része ω -nak páratlan függvénye.* Mivel $\cos \omega t$ páros és $\sin \omega t$ páratlan függvénye ω -nak, következik, hogy az (54) egyenlet első integráljának integrandusa ω -nak páros, míg a másodiké ω -nak páratlan függvénye. Az integrálás útja $-\infty$ -tól $+\infty$ -ig terjed, ami a páros függvény esetében a 0-tól ∞ -ig vezetett

* $f(x)$ az x -nek páros függvénye, ha $f(x) = f(-x)$ és páratlan függvénye ha $f(x) = -f(-x)$.

integrál értékének kétszeresét adja; a páratlan függvény esetében az integrál értéke zérus. Ezzel

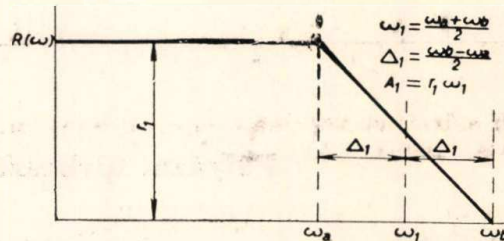
$$U(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} R_e Y(i\omega) \cos \omega t d\omega - \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} I_m Y(i\omega) \sin \omega t d\omega \quad (55)$$

Mivel negatív időkre $U(t) \equiv 0$, (55)-ben a két integrál t adott negatív értékeinél számszerűleg egyenlő egymással. Az első integrál t -nek páros, a második pedig páratlan függvénye, ha tehát t előjelét váltja, az első integrál értéke ugyanaz, mint előbb volt, míg a másik ellenkező előjelű, de abszolút értékben ugyanakkora eredményt ad. Ebből következik, hogy pozitív időkre

$$U(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R_e Y(i\omega) \cos \omega t d\omega \quad (56)$$

Ez az integrál grafikusán egyszerű módon kiértékelhető a következőképpen. Rajzoljuk fel $R_e Y(i\omega)$ -t ω függvényében és a kapott görbe által határolt területet közelítsük meg trapezoidokkal. Legyen egy trapezoid-függvény $R(\omega)$, akkor (56) helyett írhatjuk a közelítő megoldást

$$U_1(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\omega) \cos \omega t d\omega \quad (57)$$



12. ábra.

A 12. ábra szerint $R(\omega)$ két egyenes vonalú szakaszra osztható, amivel az (57) egyenlet a következőképpen írható:

$$U_1(t) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\omega_1 - \Delta_1} r_1 \cos \omega t d\omega + \frac{2}{\pi} \int_{\omega_1 - \Delta_1}^{\omega_1 + \Delta_1} r_1 \frac{\omega_1 + \Delta_1 - \omega}{2 \Delta_1} \cos \omega t d\omega \quad (58)$$

Az integrálást elvégezve kapjuk:

$$U_1(t) = \frac{2r_1}{\pi t} \sin \omega t \Big|_0^{\omega_1 - \Delta_1} + \frac{r_1(\omega_1 + \Delta_1)}{\pi \Delta_1 t} \sin \omega t \Big|_{\omega_1 - \Delta_1}^{\omega_1 + \Delta_1} - \frac{r_1}{\pi \Delta_1 t} \sin \omega t \Big|_{\omega_1 - \Delta_1}^{\omega_1 + \Delta_1} - \frac{r_1}{\pi \Delta_1 t^2} \cos \omega t \Big|_{\omega_1 - \Delta_1}^{\omega_1 + \Delta_1} \quad (59)$$

A határok behelyettesítése után a szinuszos kifejezések kiesnek és marad

$$U_1(t) = -\frac{r_1}{\pi \Delta_1 t^2} [\cos(\omega_1 + \Delta_1)t - \cos(\omega_1 - \Delta_1)t] \\ = \frac{2 r_1 \sin \omega_1 t \sin \Delta_1 t}{\pi \Delta_1 t^2} \quad (60)$$

$r_1 \omega_1 = A_1$ a trapezoid területe, amivel (60) így írható:

$$U_1(t) = \frac{2}{\pi} A_1 \left(\frac{\sin \omega_1 t}{\omega_1 t} \right) \left(\frac{\sin \Delta_1 t}{\Delta_1 t} \right) \quad (61)$$

Az 1 index a felbontásból származó első trapezoidra vonatkozik. A teljes függvényre érvényes kifejezés

$$U(t) = \sum_{n=1}^k \frac{2}{\pi} A_n \left(\frac{\sin \omega_n t}{\omega_n t} \right) \left(\frac{\sin \Delta_n t}{\Delta_n t} \right) \quad (62)$$

ami az egységimpulzus hatására létrejött folyamat közelítő függvényét adja. $\frac{\sin x}{x}$ értékei táblázatból kivehetők.

Az egységimpulzus folyamatának matematikai kezelése eléggé kedvező, ami abból következik, hogy az egységimpulzus Laplace-transzformáltja $= 1$. Az egységimpulzus elméletileg oly impulzus határértéke, amelynek területe egységnyi és az

* Loc. cit. 354 old.

impulzus tartama zérus felé tart. Az impulzus nagysága akkor végtelenhez tart. Gyakorlatban megvalósított rendszer vizsgálatához azonban természetesen csak véges nagyságú és tartamú impulzust alkalmazhatunk, ami a vizsgálat céljainak meg is felel, ha az impulzus területe megközelíti az egységet és tartama sokkal kisebb, mint a rendszer lengési ideje. Tetszőleges lefolyású külső hatás (Θ_1) esetében is kiszámítható a rendszer kimenetének időfüggvénye (Θ_2), ha az egységimpulzus hatása (U) ismeretes. Ez a következő kifejezés segítségével történik:

$$\Theta_2(t) = \int_0^t U(t-\tau) \Theta_1(\tau) d\tau \quad (63)$$

Ennek az integrálnak a grafikus kiértékelésére is van kidolgozott módszer.*

I R O D A L O M

- Aftomatika & Telemechanika.
S. Brown & P. Campbell: Principles of Servomechanisms, 1948.
G. A. Campbell & R. M. Foster: Fourier Integrals for practical applications. Bell Telephone System Monograph. B 583., 1931.
G. Doetsch, : Theorie und Anwendung der Laplace-Transformation.
James, Nichols & Phillips: Theory of Servomechanisms, 1948.
 Mérnöki Továbbképző G 96. Mezey, Villamos berezgési folyamatok számítása, 1949.
K. W. Wagner: Operatorenrechnung nebst Anwendung in Physik und Technik.

Pályázat távbeszélő készülék tervezésére

Távbeszélő készülék tervezésére kiírt pályázatunk beküldési határideje május 31-én járt le. Többen fordultak azonban hozzánk azzal a kéréssel, hogy a határidőt hosszabbítsuk meg, mivel pályamunkájukat nem tudták még befejezni. A bíráló bizottság felhívja mindazokat,

akik még részt kívánnak a pályázaton venni, hogy legkésőbb július 9-éig írásban jelentsék titkárságunknak ezt a szándékukat.

A bejelentést aláírással ne lássák el, csak jellegével, és külön lezárt boríték tartalmazza a beküldő nevét és címét. A bejelentésben közölni kell, hogy a pályázni kívánó a távbeszélő készülék mely részeivel foglalkozik, mikor nyújthatná be pályázatát, és nagy vonásokban ismertetnie kell a tervezésre vonatkozó elgondolásait. E közlések megismerése után fog a bíráló bizottság a pályázat meghosszabbítása felől dönteni. A bejelentéseket a bizottság *bizalmasan* fogja kezelni. Döntés meghozataláig a már beérkezett pályázatok jelíges borítékjait a bíráló bizottság nem bontja fel, a pályamunkák elbírálását azonban megkezdte.

Értesítjük

a vállalatokat, hogy az alábbi fontos szovjet szakkönyvek jelentek meg. Kereskedelmi forgalomba nem kerülnek, csakis a kiadónál rendelhetők meg.

M. V. Kamencev : Mesterséges csiszolóanyagok 24.— Ft

Tárgyalja az elektrokorund és szilíciumkarbid elektromos gyártási folyamatát ; a nyersanyag tulajdonságainak, szennyezéseinek, hőmérsékletének, a betét összetételének mind a folyamatra, mind az előállítandó csiszolóanyag minőségére gyakorolt hatását.

Fémek gyorsforgácsolási technológiája 10.— Ft

Kiadta a Szovjet Szerszámgyártási Minisztérium. Magyar üzemekben való alkalmazásra átdolgozta a K.G.M. XIV. Járműipari Főosztály, Műszaki Fejlesztési Osztálya.

D. Sz. Zsevahov : Kohászati üzemek hógazdálkodása 40.— Ft

Tárgyalja a kohászati üzemek hógazdálkodásának összes kérdéseit (a gázerőgazd. kivételével) hőszigetelési, automatizálási és munkaszervezési kérdéseket.

P. G. Pervomajszkij : Tervszerű megelőző karbantartás megszervezése gépgyári vállalatoknál 22.— Ft

Útmutatást ad a gépipberendezés javítására, tartalék alkatrész-készlet szervezésére, karbantartó (javító) műhelyek elszámolására, javítási munkák megszervezésére és kivitelezésére stb.

I. N. Bogdanov : A tőzeg kokszosítása és elgázosítása 24.— Ft

Tárgyalja a tőzeg kokszosítás technológiai folyamatát, a termékek tulajdonságait és felhasználásának lehetőségeit, a gázosítás elméleti alapjait, a gáz tisztítására és a tőzeg megmunkálására szolgáló berendezések elkészítését stb.

NEHÉZIPARI KÖNYV- ÉS FOLYÓIRATKIADÓ VÁLLALAT

BUDAPEST, V., ALKOTMÁNY-UTCA 16, I. 2.

ALÁBBI KIADVÁNYAINK FŐELÁRUSÍTÓNKNÁL, AZ

ATHENAEUM könyvesboltban

(BUDAPEST, VII, LENIN-KORÚT 7.) ÉS AZ

„Állami Könyvterjesztő Vállalat“

KÖNYVESBOLTJAIBAN SZEREZHETŐK BE:

Aáron Péter: A mintavétel alapvonalai	2.— Ft
Aisenberg: Gépjavitó műhelyek tervezése	4.— «
Ajtay Zoltán: A hazai fejtőgépgyártás és az ezzel kapcsolatos kísérletek ismertetése ..	1-60 «
N. I. Amiantov: Közbeeső termékek és festékek kémiája és technológiája	18.— «
Bagó Ferenc: Tömedékelési rendszerek	1-60 «
Bárány Nándor: Optikai műszerek elmélete és gyakorlata II.	110.— «
Bjeljajev: Könnyűfémek kohászata	50.— «
Bontó-Flock: Központi termelésintézőség megszervezése és feladata a vegyiparban	2.— «
Dr. Freund Mihály: Alifás szénhidrogének gyártása	20.— «
Gierdziejewski: Öntési hibák és rendszerük	9.— «
Dr. Gillemot László: Fémek technológiája I.	35-50 «
Gotlib: A lángedzés technológiája	15.— «
Hont László: A bányászati szabványok és a sztahánovisták	1-60 «
Hruscov: Gépkocsi és traktoralkatrészek anyagai	15.— «
Hruscov-Gold-Maurah: Gépkocsi és traktoralkatrészek anyagai II.	15.— «
Istvánffy Edvin: Mágneses anyagok és alkalmazásuk	30.— «
T. A. Judin: Vállalatok műszaki anyagellátása	2-50 «
Karsa Béla: Villamosmérések	36.— «
Kertai György: Kőolajföldtani alapismeretek	12.— «
Kiss Pál: Világítás a bányában	1.— «
Korcsagin-Nyikolszkij: Bányász időmegfigyelések	20.— «
Dr. Mohi Rezső: Aknamélyítési munkálatok	1-60 «
Muravjev-Krilov: Kőolajtermelés	80.— «
Öntődék és gyári laboratóriumok tervezése	26.— «
Pelnár: Mire tanít bennünket a szovjet bányászat	18.— «
V. V. Petrovicev: Porszéntüzelésű ipari kemencék	20.— «
Popov: Öntvények felületi tisztasága	8-50 «
Radó Aladár: Gázkitörések és gázkitöréses telepek művelése	1-60 «
Sesztópál: A szerszámgépgyártás öntvényei	36.— «
Sillay Vilmos: A bányászat műszaki fejlesztési terve	1-20 «
Sillay Vilmos: Földalatti szállítási módok	2-40 «
Silbersdorff László: Korszerű gyártáselőkészítés	6-50 «
Susánszky László: Rádiófrekvenciás energiatovábbítás vezetékai	8.— «
Dr. Schlesinger György: Szerszámgépek vizsgálati könyve	30.— «
Szocialista munkaszervezés a bányászatban	2.— «
Technikai minimumok a géplakatos szakmában	1.— «
Technikai minimumok az öntő szakmában	1.— «
Technikai minimumok a szerszámkészítő szakmában	1.— «
Tettamanti Jenő: Nagynyomású centrifugális szivattyúk és bányavízmentesítő telepek	55.— «
Tóth György: Tanjegyzet a szabványosításról	1-60 «
Török Sándor: Gördülő és függőpályák üzeme	1-60 «
Tyeplov: A gyártási ciklus lerövidítésének módjai	2-50 «
Dr. Urbanek János: A villamosságtan egyenleteinek írásmódjai és mértékrendszer kérdései	8.— «
Dr. Vajta Miklós: A váltakozóáramú villamosenergia átvitel feszültségese és vesztesége	7.— «
Vargha Béla: Bányászatot veszélyeztető elemi erők	1-60 «
Dr. Vitális Sándor: Általános földtan	1-60 «
Vörös Lajos: Bányaszellőztetés	1-60 «

NEHÉZIPARI KÖNYV- ÉS FOLYÓIRATKIADÓ VÁLLALAT

BUDAPEST, V., ALKOTMÁNY-UTCA 16. I. 2.