

OKTATÓ MŰHELY FÜZETEK

OM-05

Dr. Bata Lajos - Dr. Ébner Nándor

**DIELEKTROMOS TULAJDONSÁGOK
MÉRÉSE**

Budapest

1988

Dielektromos tulajdonságok mérése

(Dr. Bata Lajos, Dr. Éber Nándor)

Bevezetés

Elektromos tér (potenciálkülönbség) hatására az anyagban makroszkópiusan észlelhető változások jönnek létre. [1,2] A dielektromos vizsgálatok során az anyagok egyik csoportjának, a szigetelőknek a térre adott elektromos válaszát tanulmányozzuk. Az elektrotechnikában, elektronikában, híradástechnikában számtalan helyen használnak szigetelőket, de a különböző területeken az anyaggal szembeni elvárások lényegesen eltérőek. A dielektromos tulajdonságok általában függenek az anyag hőmérsékletétől, az alkalmazott elektromos tér nagyságától és frekvenciájától. A széles hőmérséklet- és frekvenciatartományban elvégzett dielektromos mérésekkel így a szigetelők gyakorlati alkalmazhatóságát meghatározó paramétereket kaphatjuk meg.

A dielektromos tulajdonságokat elsődlegesen az anyag szerkezete, az alkotóelemeik (atomok, molekulák) közötti kölcsönhatások határozzák meg. E kölcsönhatásokat pontosan nem ismerjük, így a makroszkópius jelenségek mikroszkópius értelmezése csak különböző feltevésekre alapozott modellek segítségével történhet meg. A dielektromos vizsgálatokkal összevetve lehetővé válik e modellek, azaz a mikroszkópius kölcsönhatásokról alkotott képünk helyességének az ellenőrzése.

A következőkben először a dielektromos mérések elvi alapját tekintjük át, majd megvizsgáljuk, hogyan kell meggondolásainkat kiegészíteni ill. módosítani, ha irányrendezettséggel rendelkező, anizotróp rendszerek (folyadékkristályok) leírása a célunk. [3-6] Különböző folyadékkristályok vizsgálatával illusztráljuk, hogyan lehet a mérésekből a mikroszkópius kölcsönhatásokra és a gyakorlati alkalmazásokra következtetni. Végezetül a dielektromos mérés technikát tekintjük át a folyadékkristályok vizsgálata szempontjából.

A dielektromos vizsgálatok elvi alapjai

Noha az anyagot felépítő atomok vagy molekulák általában elektromosan semlegesek, töltéssel nem rendelkeznek (kivétel pl. az ionos kristályok, mint a Na^+Cl^-), az elektromos töltések elhelyezkedése bennük nem szükségszerűen szimmetrikus. Számos molekulában a pozitív és a negatív töltések súlypontja elektromos tér hiányában nem esik egybe, ezek a molekulák polárosak, állandó elektromos dipólmomentummal rendelkeznek. A molekuláris dipólmomentum egységeként a Debye-t ($1 \text{ D} \approx 3,3 \cdot 10^{-30} \text{ Cm}$) használják. A molekula dipólmomentumának nagysága és iránya a molekulán (ill. a gyökein) belüli töltésseltolódás mértékétől és a gyökök elhelyezkedésétől (a molekula szimmetriájától) függ. A szimmetrikus molekulák, mint pl. a széndioxid (CO_2), a metán (CH_4), széntetraklorid (CCl_4) vagy a benzol (C_6H_6), apolárosak, dipólmomentumuk nulla. A metanol (CH_3OH) már aszimmetrikus és így már 1,7 D dipólmomentummal rendelkezik. Vannak gyökök, pl. a cián gyök ($-\text{CN}$), melyekhez viszonylag nagy dipólmomentum (4,05 D) rendelhető. A különböző gyökök dipólmomentumai alkalmas módszerekkel megmérhetők, néhányukat az 1. Táblázatban is feltüntettük. Bár a gyökök dipólmomentuma kis mértékben függ a környezetüktől, a molekulák eredő dipólmomentuma első közelítésben a gyökeik dipólmomentumainak vektori összegeként adható meg. [7]

Az elektromos tér hatására az eredetileg szimmetrikus, apoláros molekulában is aszimmetrikussá válik a töltéseloszlás, a tér a molekulában dipólmomentumot indukál. A poláros molekulákban a tér hatására a permanens dipólmomentumok iránya is megváltozhat, míg az ionos kristályokban a pozitív ill. negatív ionok eltolódása következik be.

Az elektromos tér hatása erősen függ az alkalmazott tér frekvenciájától. Egyes folyamatok ugyanis képesek, mások nem képesek követni egy adott frekvenciájú elektromos tér nagyságának ill. irányának változását. A dielektromos vizsgálatokat ezért két csoportra osztjuk, sztatikus és dinamikus vizsgálatokra. A sztatikus mérésekkel nulla frekvenciájú térre adott választ kellene

meghatározni. Méréstechnikai okokból azonban egyentér helyett mindig kis frekvenciás váltóteret használunk, melyet úgy kell megválasztani, hogy mérőfrekvencián az anyag dinamikai tulajdonságaiból adódóan változás még ne lépjen fel. Ez azt jelenti, hogy egyes anyagoknál már a pl. 1 kHz-en elvégzett mérés is sztatikus mérésnek tekinthető, míg más anyagok esetében még az 1 Hz is túl nagy frekvencia. A dinamikai vizsgálatok igen széles frekvencia-tartományra terjednek ki. Alkalmos módszerek és mérőberendezések segítségével a hangfrekvenciás, rádiófrekvenciás és mikrohullámú tartományról egyaránt szerezhethetünk információt, sőt egyes jelenségek vizsgálatához optikai módszereket is segítségül kell hívni. (A fény igen nagy a frekvenciájú elektromágneses hullám.)

A sztatikus permittivitás (dielektromos állandó)

Az elektromos tér (\underline{E}) a szigetelő anyag molekuláiban elektromos dipólmomentumot indukál, ami makroszkópikus dipólmomentum má összegződik. A térfogategységre vonatkoztatott dipólmomentumot elektromos polarizációnak (\underline{P}) nevezzük. [2,3] Izotróp közeg esetén a polarizáció arányos a térrel, irányuk egybeesik, azaz

$$\underline{P} = \epsilon_0 \chi \underline{E} \quad (1)$$

ahol $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$ As/Vm a vákuum permittivitása, és χ az elektromos szuszceptibilitás. Hogy a szigetelők e polározódásának következményét felmérhessük, tekintsünk egy A felületű párhuzamos síkkondenzátort, melynek lemezei d távolságban vannak egymástól ($A \gg d^2$, hogy a széleffektusok elhanyagolhatók legyenek). Vigyünk a kondenzátor lemezeire Q töltést. Vákuumban e kondenzátor kapacitása $C_0 = \epsilon_0 A/d$, feszültsége $U_0 = Q/C_0$ és a lemezek közötti elektromos tér $E_{vac} = Q/\epsilon_0 A$. Ha a lemezek közötti teret szigetelővel töltjük ki, a szigetelő polározódása miatt az elektromos tér a vákuumbeli értékhez képest lecsökken, $E = E_{vac} - P/\epsilon_0$. Ennek következtében a kondenzátor feszültsége is lecsökken $U = Ed$ értékre. Minthogy a töltés nem változott, a kondenzátor kapacitása $C = Q/U$ értékre nőtt. Az imént bevezetett szuszceptibilitással kifejezve

$$C = (1 + \chi) C_0 = \epsilon C_0. \quad (2)$$

Az $\epsilon = 1 + \chi$ mennyiséget sztatikus (relatív) permittivitásnak nevezzük. (A sztatikus érték hangsúlyozására időnként az $\epsilon(0)$ jelölést is használjuk.)

Molekulákból álló szigetelők esetén a permittivitást általában megpróbáljuk mikroszkópikus anyagi paraméterekkel kifejezni. Apoláros molekulák esetén az indukált dipólmomentum két forrásból alakulhat ki: egyrészt az elektromos tér hatására az atomok elektronfelhője mozdul el az atommagokhoz képest (elektronpolarizáció), másrészt a molekulán belül az atommagok mozdulhatnak el egymáshoz viszonyítva (atompolarizáció). Mindkét esetben az indukált dipólmomentum ($\underline{\mu}_i$) arányos a molekulára ténylegesen ható "helyi" térerősséggel (\underline{E}_h),

$$\underline{\mu}_i = \epsilon_0 \alpha \underline{E}_h, \quad (3)$$

az α arányossági tényező a molekula polarizálhatósága.

Poláros molekulák esetén a fenti eltolódási polarizációhoz újabb járulékok adódnak, a molekulák permanens dipólmomentumának beállításából adódó orientációs polarizáció. (Tér nélkül e momentumok teljesen rendszertelenül helyezkednek el, eredőjük a kiátlagolódás miatt nulla.) A permittivitás és a molekulák polarizálhatósága ill. permanens momentuma közötti összefüggés meghatározását az teszi nehezzé, hogy a molekulákra ténylegesen ható \underline{E}_h "helyi" térerősség (ami mikroszkópikus mennyiség) nem azonos a közegben ható makroszkópikus \underline{E} térerősséggel. [1,2] A "helyi" térerősség kiszámítására számos elmélet született, s ennek megfelelően a permittivitásra is több kifejezés ismert. Ezek közül mindenekelőtt Debye-ét, [1,8]

$$\frac{\epsilon(0) - 1}{\epsilon(0) + 2} = \frac{N}{3\epsilon_0} \left(\alpha + \frac{1}{3kT} \mu^2 \right), \quad (4)$$

Onsagerét, [2,8]

$$\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty) = \frac{\varepsilon(0) [\varepsilon(\infty) + 2]^2}{2\varepsilon(0) + \varepsilon(\infty)} \frac{N}{9\varepsilon_0 kT} \mu^2, \quad (5)$$

és Lorentzét, [8]

$$\varepsilon(0) - 1 = \frac{NhF}{\varepsilon_0} \left(\alpha + \frac{F}{3kT} \mu^2 \right), \quad (6)$$

kell megemlíteni, ahol

$$h = \frac{3\varepsilon(0)}{2\varepsilon(0) + 1}; \quad F = \frac{1}{1 - \alpha f}; \quad f = \frac{2\varepsilon(0) - 2}{2\varepsilon(0) + 1} \frac{1}{r^3}, \quad (7)$$

míg N az egységnyi térfogatban levő molekulaszám, α a molekula polarizálhatósága, μ a dipólmomentuma és r a gömbszimmetrikusnak feltételezett részecske sugara.

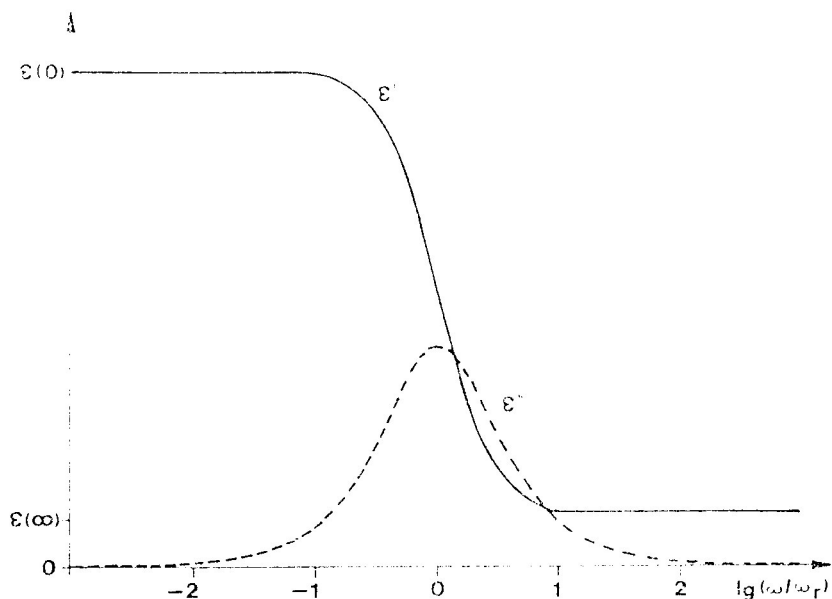
Dielektromos diszperzió

A polarizáció dinamikájának vizsgálatához a szigetelőt időben harmonikusan változó $E = E_0 e^{i\omega t}$ elektromos térbe helyezzük ($f = \omega/2\pi$ a tér frekvenciája). Kis frekvenciáknál az anyagban kialakuló polarizáció fázisban van az elektromos térrel. Elég nagy frekvenciáknál azonban a polarizáció már nem képes követni a tér gyors változását, fázisban elmarad és maximális értéke is csökken. Ezt formálisan úgy is leírhatjuk, hogy a χ szuszceptibilitást és ezáltal az ε permittivitást komplex számoknak tekintjük.

$$\varepsilon = \varepsilon' - i \varepsilon'' \quad (8)$$

a komplex permittivitás, melynek ε' a valós, ε'' pedig a képzetes része. A képzetes rész az elektromos térhez képest 90° -ban elmaradó polarizációnak felel meg, melynek időbeli változásából adódó eltolódási áram fázisban van a térrel. Ez azt jelenti, hogy a szigetelő energiát vesz fel az elektromos térből, ε'' -t ezért veszteségi tényezőnek is nevezik. Az imént vázolt jelenség az u.n. dielektromos relaxáció.

A permittivitás tipikus frekvenciafüggését az 1. ábra mutatja. [2] A képzetes résznek $\omega = \omega_r$ -nél maximuma van, ez maximális



1. ábra Komplex permittivitás tipikus frekvenciafüggése egy dielektromos relaxációs folyamat esetén.

energiaelnyelésnek felel meg. Ugyanakkor $\omega = \omega_r$ körül a valós részben lépcső figyelhető meg, nagyobb frekvencián a permittivitás kisebb lesz. A $\tau = 1/\omega_r$ mennyiség a rendszerre, ill. a benne lejátszódó folyamatokra jellemző relaxációs idő. A polarizáció dinamikáját általában több folyamat határozza meg, melyek eltérő relaxációs idővel rendelkezhetnek. Mint azt már mondtuk, a statikus permittivitás az elektron-, az atom- és az orientációs polarizációk járulékaiból tevődik össze. Közönséges folyadékokban a frekvencia növelésével először a permanens dipólmomentumok viszonylagosan szabad beállításából adódó orientációs polarizáció járuléka tűnik el, a folyamat $\tau \approx 10^{-10} - 10^{-12}$ s relaxációs idővel jellemezhető. Az atomok (ionok) eltolódásából adódó atompolarizáció relaxációja az infravörös tartományra esik. Az elektronok eltolódása ugyanakkor egészen nagy frekvenciákig tehetetlenség és veszteség nélkül követi a teret. A fentiekből következik, hogy az optikai frekvenciákon a permittivitást, és mint az a Maxwell féle elektromágneses fényelméletből ($\epsilon \approx n^2$) következik, a

szigetelő n törésmutatóját, az elektronpolarizáció határozza meg. Az orientációs polarizációra vonatkozó számításokban ezért az $\epsilon(\infty) \approx n^2$ közelítést szoktuk használni.

Az orientációs polarizációval kapcsolatos dielektromos diszperzió molekuláris értelmezése megkívánja, hogy a komplex permittivitást az egyedi molekulákra és a közöttük fennálló kölcsönhatásokra jellemző mikroszkópikus korrelációs függvénnyel fejezzük ki. Ennek megfelelően az anyag polarizációja az egységnyi térfogatban található molekula dipólmomentumok ($\underline{\mu}_j$) vektoriális összegének tekinthető.

$$\underline{P} = \sum_{j=1}^N \underline{\mu}_j \quad (9)$$

Tér nélkül ez a polarizáció nulla. A gyenge külső elektromos teret perturbációként kezelve Kubo lineáris válasz elmélete [2,9] alapján a polarizáció változása a térrel arányos.

$$\underline{P}(t) = \int_0^t F(t-t') \underline{E}_0 e^{i\omega t'} dt' \quad 0 \leq t' \leq t \quad (10)$$

ahol $F(t-t')$ a Kubo-féle válaszfüggvény, amivel a komplex szuszceptibilitás

$$\chi(\omega) = \int_0^{\infty} F(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (11)$$

alakban adható meg.

A lineáris válaszfüggvény, amint az a statisztikus fizika sűrűségmátrix mozgásegyenletéből levezethető, az

$$F(\tau) = -\frac{1}{kT} \langle \underline{P}(0), \dot{\underline{P}}(\tau) \rangle \quad (12)$$

időkorrelációs függvénynek felel meg. (9) felhasználásával végül

$$\epsilon(\omega) - \epsilon(\infty) = -\frac{A}{\epsilon_0 kT} \int_0^{\infty} \frac{d\tilde{F}(t)}{dt} e^{-i\omega t} dt \quad (13)$$

ahol $\tilde{F}(t) = \langle \underline{\mu}(0), \underline{\mu}(t) \rangle$ a dipól korrelációsfüggvény, $\langle \rangle$ irány szerinti termikus átlagolást jelent, míg A a "helyi" és a külső

elektromos tér közötti korrekciós faktor (egységnyi nagyságrendű szám, amit gyakran 1-nek veszünk). [6]

Folyadékkristályok szerkezete

A dielektromos vizsgálatokról eddig elmondottak izotróp dielektrikumokra érvényesek. A szigetelők jó része azonban anizotróp viselkedést mutat, pl. a kristályok fizikai tulajdonságai a különböző kristálytani irányokban eltérőek. Az anizotrópia következtében szükségszerűvé váló kiegészítéseket és módosításokat az utóbbi évtizedekben egyre nagyobb gyakorlati jelentőségre szertevő anyagcsaládon, a folyadékkristályokon mutatjuk be.

A folyadékkristályok erősen anizotróp molekulákból álló szerves anyagok, a molekulák vagy nagyon elnyújtottak, rúd alakúak, vagy erősen összenyomottak, korong alakúak. [3,4] Mi a továbbiakban csak a rúd alakú molekulákból álló folyadékkristályokkal foglalkozunk. Ezen anyagok szerkezetének vizsgálatakor a tömegközéppontok elrendeződése mellett a molekulák hossztengelelyeinek irányát is figyelembe kell venni. A folyadékkristályok az izotróp folyadék (tömegközéppont és irány egyaránt rendezetlen) és a kristályos (tömegközéppont és irány egyaránt rendezett) állapot között az anyagra jellemző hőmérséklettartományban egy vagy több átmeneti fázissal rendelkeznek. E mezofázisok közös jellemzője az irányrendezettség (a molekulák hossztengelelyei egy kitüntetett iránnyal, a direktorral (\underline{d}) párhuzamosan állnak be), míg a közöttük lévő különbség az eltérő (de sohasem teljes) tömegközépponti rendezettségéből adódik. Nematikus (N) folyadékkristályokban a tömegközéppontok teljesen rendezetlenek, a szmektikus (S) fázisok esetében réteges szerkezet alakul ki. A legfontosabb folyadékkristály szerkezetek főbb jellemzőit a 2. ábrán foglaltuk össze, növekvő rendezettség (csökkenő hőmérséklet) sorrendjében.

A folyadékkristályok optikai tulajdonságai irányfüggést mutatnak. Az optikai tengelyük iránya általában a direktorral esik egybe. Az anizotrópia következtében fellépő kettőtörés lehetővé teszi, hogy a folyadékkristályok szerkezetét polarizációs mikroszkóp segítségével vizsgáljuk. Ha két üveglap közé folyadék-

Hőmérséklet ↑	Fázis	Direktorral párhuzamos metszet	Direktorra merőleges metszet	Megjegyzés
	N			3D folyadék, egytengelyű
	S _A			2D folyadék, merőleges, egytengelyű
	S _C			2D folyadék, dőlt, kéttengelyű
	S _B			hexagonális, merőleges, egytengelyű
	S _I			hexagonális, dőlt, kéttengelyű
	S _E			2D kristály halszátkás, merőleges, egytengelyű
S _G			pszeudo, halszátkás, dőlt, kéttengelyű	

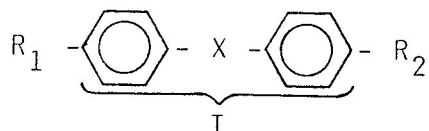
2. ábra Különböző folyadékkristály szerkezetek és főbb jellemzőik.

kristályt folytatunk be, néhány μm vastag réteg alakul ki. Ezen makroszkópikus mennyiségű anyagban a direktor és ezáltal a kettőtörés mértéke helyről helyre változhat. Keresztezett polarizátorok között fehér fényű megvilágítás esetén a kettőtörés

változása az átmenő fény színének (vékonyabb réteg) vagy intenzitásának (vastagabb réteg) megváltozását vonja maga után. Az így észlelhető mintázatok, az u.n. texturák, általában jellemzők a folyadékkristály szerkezetre. [10] A polarizációs mikroszkóppal így sok esetben lehetővé válik az egyes fázisok azonosítása, a fázisátmeneti hőmérsékletek meghatározása.

Ha a direktor helyről helyre változik, vagyis az anyag makroszkópiusan rendezetlen, az irányfüggés részben vagy teljesen kiátlagolódhat. Az anizotróp fizikai tulajdonságok vizsgálatához ezért makroszkópiusan rendezett, folyadékkristály "egykristály" mintákra van szükség, amit elektromos vagy mágneses tér, vagy felületi kölcsönhatások segítségével lehet létrehozni. [3,4]

A folyadékkristályok dielektromos tulajdonságaiban fontos szerepet játszik a kémiai összetétel, hiszen ez határozza meg a molekula permanens dipólmomentumának nagyságát és irányát. Egy tipikus molekula felépítése pl.



lehet, ahol a T-vel jelölt középső rész alkotja a molekula merev törzsét. Az aromás gyűrűket összekötő egyenes jelöli ki közelítőleg a molekula hossz tengelyének irányát. Az R_1 és R_2 végcsoportok általában flexibilis szénhidrogén láncokat jelölnek. Mivel a benzolgyűrű szimmetrikus, apoláros elem, a molekula dipólmomentumát az R_1, R_2 és X csoportok határozzák meg. E csoportok megfelelő megválasztásával előre meghatározott dielektromos tulajdonságokkal rendelkező molekulák tervezhetők, melyek természetesen csak akkor használhatók, ha egyúttal a vizsgálni kívánt folyadékkristály fázissal (fázisokkal) is rendelkeznek. Néhány gyakran előforduló csoportot és dipólmomentumaikat az 1. Táblázatban gyűjtöttünk össze. A 2. Táblázatban néhány jellegzetes folyadékkristály molekula szerkezeti képletét és fázisátmeneti hőmérsékletét adjuk meg.

X, R_1, R_2	képlet	$\mu \cdot 10^{30}$ (Cm)	β	Megjegyzés
X hídcsoportok	-N=N-	0		apoláros
	-C≡C-	0		
	-(bifenil)	0		
	-N=N- O	5,66	65°	poláros feniltengellyel szöget bezáró momentum
-C-O- O	6,33	62°		
-C=N- H	5,33	74°		
R_1, R_2 végláncok	$C_n H_{2n+1}^-$ (n=egész szám)	~ 0		apoláros
	$C_n H_{2n+1} O^-$	4,33	72°	poláros, feniltengellyel szöget zár be
	$N \equiv C-$ NO_2^-	14,7 14,9	0 0	erősen poláros, tengellyel párhuzamos momentum

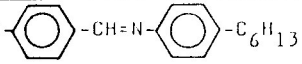
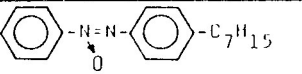
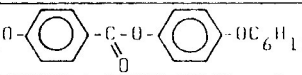
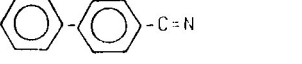
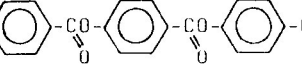
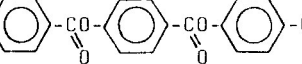
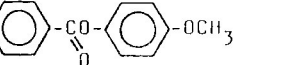
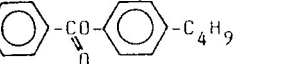
1. Táblázat Folyadékkristályokban gyakran előforduló csoportok és dipólmomentumaik. β a dipólmomentumnak a feniltengellyel bezárt szöge.

Folyadékkristályok sztatikus permittivitása

Az anizotrópia egyik következménye, hogy a szuszceptibilitás, a permittivitás vagy a molekula polarizálhatósága már nem jellemezhető skalár mennyiségekkel, hiszen a polarizáció és a tér iránya nem esik szükségszerűen egybe. A permittivitás ilyenkor szimmetrikus tenzor alakjában adható meg. Alkalmos koordináta-rendszerben ez a tenzor csak diagonál elemeket tartalmaz.

$$\underline{\underline{\xi}}(0) = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{pmatrix} \quad (14)$$

Hengerszimmetrikus (egytengelyű) rendszerekben (pl. N , S_A és S_B

Molekulaszerkezet	Fázisok és átmeneti hőmérsékletek $^{\circ}\text{C}$ -ban
$\text{C}_5\text{H}_{11}\text{O}$ -  - C_6H_{13}	K-35-S _B -40-S _I -45-S _B -51-S _C -53-S _A -62-N-73-I
C_7H_{15} -  - C_7H_{15}	K-35-S _A -53-N-72-I
$\text{C}_{10}\text{H}_{21}\text{O}$ -  - OC_6H_{13}	K-35-S _B -44-S _C -77-S _A B3-N-B2-I
C_8H_{17} -  - $\text{C}\equiv\text{N}$	K-20-S _A -32-N-41-I
C_4H_9 -  - C_4H_9 25s%	K - -45 - N - 100 - I
CH_3O -  - C_4H_9 25s%	
C_4H_9 -  - OCH_3 15s%	
CH_3O -  - C_4H_9 35s%	

2. Táblázat Néhány jellegzetes folyadékkristály szerkezeti képlete és fázisátmeneti hőmérsékletei.

folyadékkristályok (2. ábra) a szimmetriatengelyre (direktorra) merőleges két irány ekvivalens, így $\epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_{\perp}$, míg a direktorral párhuzamosan mért $\epsilon_1 = \epsilon_{\parallel}$ permittivitás az előzőektől eltérő. Kéttengelyű rendszerekben (pl. S_C, S_I és S_G folyadékkristályok (2. ábra)) mindhárom elem különböző és a teljes leíráshoz a fő-tengelyeknek a szerkezeti irányokkal (direktor, rétegnormális) bezárt szögét is meg kell adni.

A folyadékkristályban az egyedi molekulák hossztengelei a hőmozgás következtében fluktuálnak a direktor körül. Az irány-beállítás mértékének jellemzésére az orientációs rendparamétert használjuk, amit az

$$S_{\theta} = \langle P_2(\cos\theta) \rangle = \left\langle \frac{3\cos^2\theta - 1}{2} \right\rangle \quad (15)$$

kifejezés ad meg. Itt θ az egyedi molekula hossztengeleének a direktorral (átlagos, legvalószínűbb molekulatengellyel) bezárt

szöge, P_2 a Legendre-polinom, $\langle \rangle$ a statisztikai átlagot jelöli. E rendparaméter izotróp fázisban nulla, a folyadékkristály fázisban a hőmérséklet csökkenésével növekszik.

A csak irányrendezettséggel rendelkező, azaz nematikus folyadékkristályokra Maier és Meier [11] terjesztette ki Onsager és Debye elméletét. Figyelembe véve, hogy a molekula polarizálhatósága és permanens dipólmomentuma más a molekula hossz tengelye (α_t, μ_t) és a rá merőleges (α_m, μ_m) irányban, a direktorral párhuzamos ($\epsilon_{\parallel}(0)$) és a rá merőleges ($\epsilon_{\perp}(0)$) irányban mért permittivitásra a következő adódik:

$$\epsilon_{\lambda}(0) = 1 + \frac{Nhf}{\epsilon_0} \left\{ \langle \alpha_{\lambda} \rangle + \frac{F}{3kT} \langle \mu_{\lambda}^2 \rangle \right\} \quad \lambda = \parallel \text{ vagy } \perp \quad (16)$$

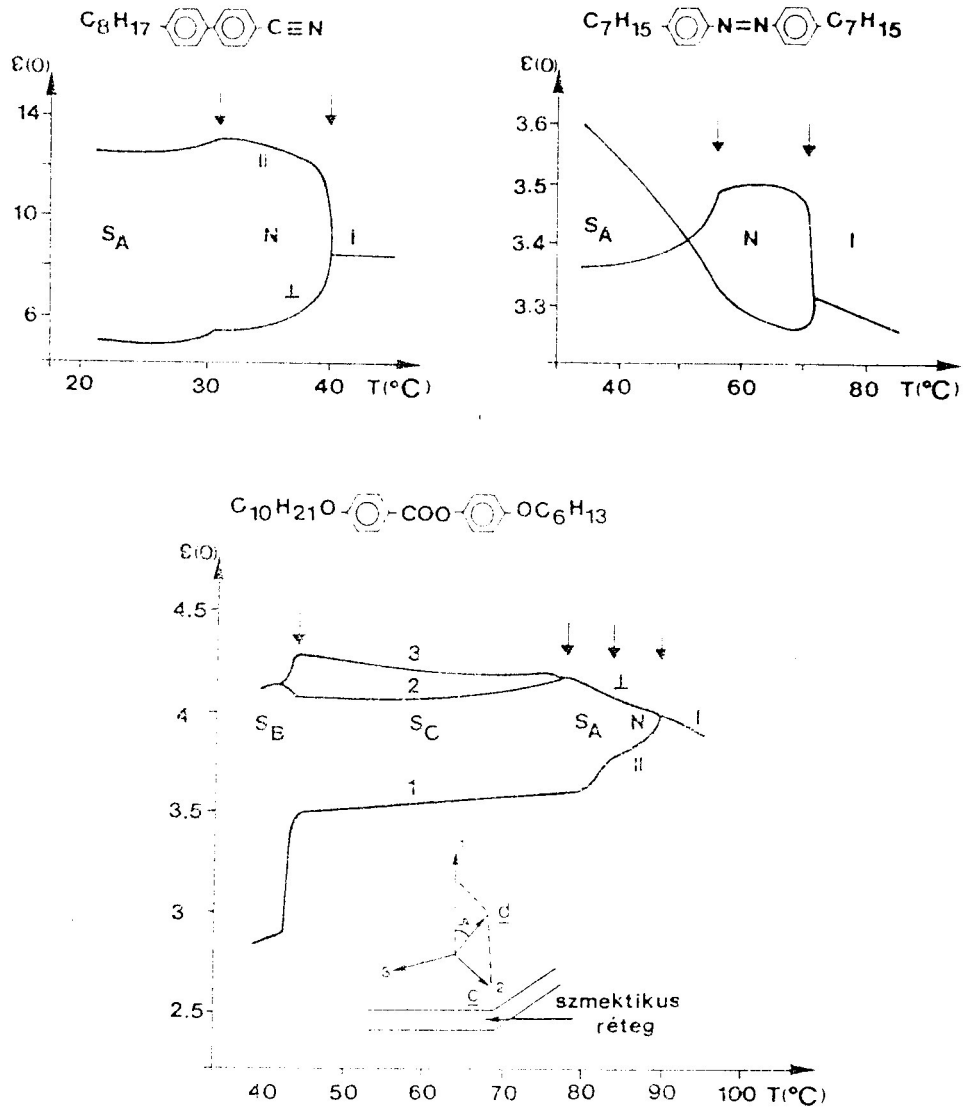
ahol

$$\langle \alpha_{\lambda} \rangle = \begin{cases} \bar{\alpha} + \frac{2}{3} \alpha_a S_{\theta} & \lambda = \parallel \\ \bar{\alpha} - \frac{1}{3} \alpha_a S_{\theta} & \lambda = \perp \end{cases} \quad (17)$$

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{3}(\alpha_t + 2\alpha_m) \quad ; \quad \alpha_a = \alpha_t - \alpha_m \quad (18)$$

$$\langle \mu_{\lambda}^2 \rangle = \begin{cases} \mu_t^2(1+2S_{\theta}) + \mu_m^2(1-S_{\theta}) & \lambda = \parallel \\ \mu_t^2(1-S_{\theta}) + \mu_m^2(1+\frac{1}{2}S_{\theta}) & \lambda = \perp \end{cases} \quad (19)$$

h és F alakja azonos az izotróp esetre (7)-ben megadottal, de ϵ helyét $\bar{\epsilon} = (\epsilon_{\parallel} + 2\epsilon_{\perp})/3$, míg α helyét $\bar{\alpha}$ veszi át. [6] A fenti formula, akár csak maga a Debye-elmélet, számos közelítést tartalmaz és így csak első közelítésben állja meg a helyét. Egyik fő hiányossága, hogy nem számol a molekulák közötti rövidtávú kölcsönhatásokkal, pl. a poláros rendszerekben fellépő dipól-dipól korrelációval. Ennek ellenére a nematikus anyagok jó részében a fenti formulával a sztatikus dielektromos permittivitás hőmérsékletfüggése kvalitatíve értelmezhetővé válik.



3. ábra Néhány folyadékkristály sztatikus permittivitásának hőmérsékletfüggése. A nyilak a fázisátmeneti hőmérsékleteket jelölik.

A 3. ábrán bemutatjuk néhány anyag dielektromos állandójának hőmérsékletfüggését.

A nematikus folyadékkristályok gyakorlati alkalmazhatósága szempontjából igen fontos szerepet játszik a dielektromos anizotrópia, amit az

$$\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp} \quad (20)$$

összefüggés definiál. Maier és Meier (16)-(19) kifejezéseinek felhasználásával

$$\varepsilon_a = \frac{NhF}{\varepsilon_0} \left\{ \alpha_a S_{\Theta} + \frac{F}{3kT} (\mu_t^2 3S_{\Theta} - \mu_m^2 \frac{3}{2} S_{\Theta}) \right\} \quad (21)$$

adódik. Látható, hogy ε_a nagyságát és előjelét a molekula dipólmomentumának nagysága, a molekulatengellyel bezárt szöge, valamint a folyadékkristály irányrendezettségének foka nagymértékben befolyásolja. Ez utóbbi indokolja az anizotrópia hőmérsékletfüggését, ami a 3. ábrán is látszik.

A (21) formula alapján a dielektromos anizotrópiából a rendparaméter meghatározható. A rendparamétert törésmutató méréssel is megkaphatjuk, mert a törésmutató anizotrópiája $n_a = n_e - n_o$ szintén arányos S_{Θ} -val (n_e az extraordinárius, n_o az ordinárius törésmutató). A tapasztalatok azt mutatják, hogy míg a törésmutató anizotrópiájának hőmérsékletfüggéséből meghatározott rendparaméter jól egyezik a más módszerekkel kapott értékkel, ugyanez nem mondható el a dielektromos anizotrópiából számított rendparaméterre. Mindez arra utal, hogy a permittivitások számolására használt elméletek, modellek még nem kielégítőek.

ε_a előjelétől függ, hogy az elektromos tér és az indukált dipólmomentum kölcsönhatásának eredményeképpen hogyan áll be a direktor a térhez képest.

Pozitív anizotrópia ($\varepsilon_a > 0$) esetén a direktor a térrel párhuzamos, míg negatív anizotrópia ($\varepsilon_a < 0$) esetén a térre merőleges irányba fordul. Mivel a direktor egyben a nematikus anyagok optikai tengelye, a direktor elektromos térrel kiváltott átorientálása az optikai tulajdonságok (kettőtörés, szín, fényáteresztő képesség) megváltozását vonja maga után. Alkalmos cellakonstrukció és hozzá helyesen megválasztott anizotrópia esetében a fenti elektrooptikai effektusok folyadékkristály kijelzők készítését teszik lehetővé. [4,12] E kis teljesítmény igényű kijelzők első sorban a hordozható eszközökben (órák, kalkulátorok, kis tv képernyők) nyernek alkalmazást, de ma már számítógépek képernyője-

ként, gépkocsik műszerfalaként vagy akár ablakra szerelt "sötétítő függönyként" is előfordulnak. Kísérleteznek azzal is, hogy a gépkocsik vagy repülőgépek vezetéséhez legszükségesebb információkat a szélvédő üvegbe beépített kijelzőkön jelenítsék meg.

Dielektromos relaxáció folyadékkristályokban

Folyadékkristályokban a frekvenciafüggő komplex permittivitást a (13) izotróp eset analógiájára az

$$\epsilon_{\lambda}(\omega) - \epsilon_{\lambda}(\infty) = - \frac{A_{\lambda}}{\epsilon_0 kT} \int_0^{\infty} \frac{dF_{\lambda}(t)}{dt} e^{-i\omega t} dt \quad \lambda = \parallel \text{ vagy } \perp \quad (22)$$

összefüggéssel fejezhető ki. [6] Az eltérés valójában csak a λ index alkalmazását jelenti, mert meg kell különböztetnünk a direktorral párhuzamos (\parallel) és a rá merőleges (\perp) irányokban mért permittivitásokat.

A dielektromos relaxáció vizsgálata lehetővé teszi, hogy a folyadékkristályokban az irányrendezettséggel összefüggő legsajátosabb mozgásokat, a molekula rövid vagy hosszú tengelye körüli átfordulásokat tanulmányozzuk. A rövid tengely körüli elfordulás például a molekulák irányrendezettségét meghatározó u.n. nematikus potenciál ellenében történhet. E folyamat karakterisztikus ideje elég hosszú, $\tau \approx 10^{-3} - 10^{-8}$ s. Ilyen esetekben a dipólmomentum korrelációs függvénye

$$F(t) = e^{-t/\tau'} \quad (23)$$

alakban adható meg, amiből az

$$\frac{\epsilon_{\lambda}(\omega) - \epsilon_{\lambda}(\infty)}{\epsilon_{\lambda}(0) - \epsilon_{\lambda}(\infty)} = \frac{1}{1+i\omega\tau_{\lambda}} \quad ; \quad \tau_{\lambda} = A_{\lambda}\tau' \quad ; \quad A_{\lambda} = \frac{\epsilon_{\lambda}(0)+2}{\epsilon_{\lambda}(\infty)+2} \quad (24)$$

kifejezést kapjuk. A permittivitás valós és képzetes részére így

$$\varepsilon'_\lambda(\omega) = \varepsilon_\lambda(\infty) + \frac{\varepsilon_\lambda(0) - \varepsilon_\lambda(\infty)}{1 + \omega^2 \tau_\lambda^2} ; \quad \varepsilon''_\lambda(\omega) = [\varepsilon_\lambda(0) - \varepsilon_\lambda(\infty)] \frac{\omega \tau_\lambda}{1 + \omega^2 \tau_\lambda^2} \quad (25)$$

kifejezések adódnak, ami az ε' , ε'' koordinátarendszerben (Cole-Cole ábrázolás) egy $\varepsilon_\lambda(0) - \varepsilon_\lambda(\infty)$ sugarú és $\{ [\varepsilon_\lambda(0) - \varepsilon_\lambda(\infty)] / 2, 0 \}$ középpontú félkör pontjait írja le. Ez Debye-típusú relaxációnak felel meg. [5]

A 4-5. ábrákon példákat mutatunk a dielektromos permittivitás valós és képzetes részének mért frekvenciafüggésére. Amint az látható, a valóságban általában nem kizárólag egy relaxációs folyamat jellemző a folyadékkristályokra. Két, egymástól eléggé különböző relaxációs idejű folyamat esetében a Cole-Cole görbék

$$\frac{\varepsilon'(\omega) - \varepsilon(\infty)}{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)} = \frac{c_1}{1 + (\omega \tau_1)^2} + \frac{c_2}{1 + (\omega \tau_2)^2} \quad (26)$$

$$\frac{\varepsilon''(\omega)}{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)} = \frac{c_1 \omega \tau_1}{1 + (\omega \tau_1)^2} + \frac{c_2 \omega \tau_2}{1 + (\omega \tau_2)^2}$$

alakban szétválaszthatók, a c_1 és c_2 együtthatókat a rendszerben előforduló két független dipólmomentum (μ_1 és μ_2) határozza meg.

$$\frac{c_1}{c_2} = \frac{\mu_1^2}{\mu_2^2} \quad (27)$$

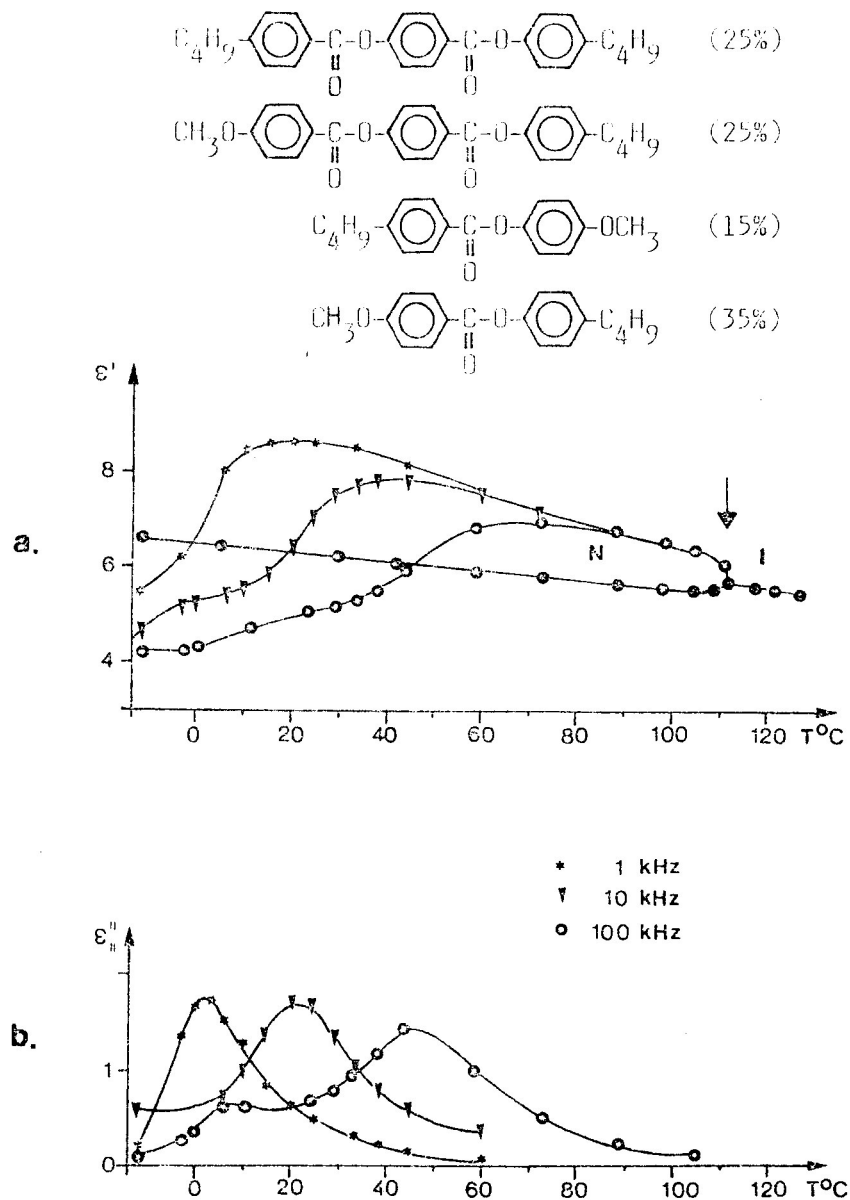
Sok esetben a molekuláris mozgások következtében a relaxációs jelenségek folytonosan átfedik egymást. Ilyenkor az

$$\frac{\varepsilon(\omega) - \varepsilon(\infty)}{\varepsilon(0) - \varepsilon(\infty)} = \int_0^\infty \frac{f(\tau)}{1 + i\omega\tau} d\tau \quad (28)$$

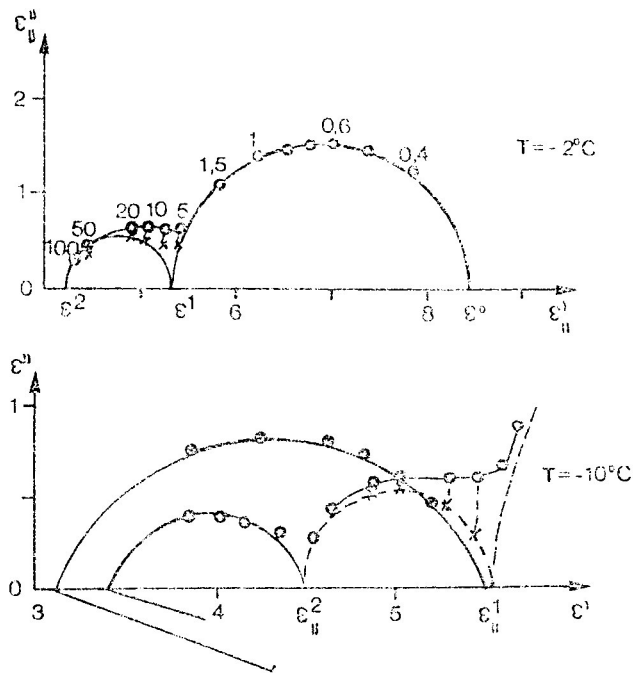
általános összefüggést szokás használni, ahol $f(\tau)$ a relaxációs idők eloszlásfüggvénye. Ha ez az eloszlásfüggvény szimmetrikus és

$$f(\tau) = \frac{1}{2\pi\tau} \frac{\sin(h\pi)}{\text{ch}[(1-h)\ln(\tau/\tau_p)] - \cos(h\pi)} \quad (29)$$

alakban adható meg, ahol τ_p a legvalószínűbb relaxációs idő, h



4. ábra Széles hőmérséklettartományban nematikus folyadékkristály keverék komplex permittivitásának hőmérséklet- és frekvenciafüggése. A nyíl a fázisátmeneti hőmérsékletet jelöli. A merőleges komponens (pontok) nem mutat frekvenciafüggést.



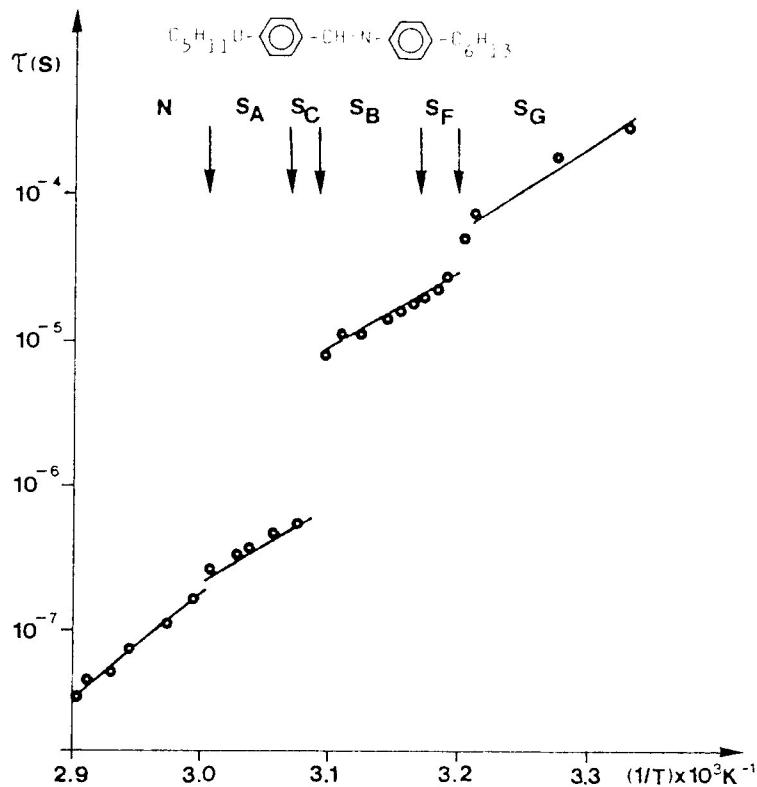
5. ábra Az előbbi folyadékkristály keverék komplex permittivitása Cole-Cole ábrázolásban. Körökkel ϵ'' , pontokkal ϵ' mért értékeit jelöltük. A görbe melletti számok a mérőfrekvenciát adják kHz-ben. A kereszttek a relaxációs folyamatok szétválasztásából adódó számított értékek.

pedig az eloszlásfüggvény szélességére jellemző állandó akkor a permittivitást az

$$\frac{\epsilon(\omega) - \epsilon(\infty)}{\epsilon(0) - \epsilon(\infty)} = \frac{1}{1 + (i\omega\tau_p)^{1-h}} \quad 0 < h < 1 \quad (30)$$

összefüggés adja meg, ami a Cole-Cole ábrázolásban szintén egy félkört ír le, csak e kör középpontja most az ϵ' tengely alatt, az $\left\{ \left[\frac{\epsilon(0) + \epsilon(\infty)}{2} \right], - \left[\frac{\epsilon(0) - \epsilon(\infty)}{2} \right] \operatorname{tg}(h/2) \right\}$ pontban fekszik. [5] Ilyen jellegű viselkedés tapasztalható például izotróp folyadékokban $10^{10} - 10^{12}$ Hz frekvenciáknál.

A folyadékkristályokban fellépő dielektromos diszperziós jelenségeket az alábbiakban foglalhatjuk össze.



6. ábra $\epsilon_{||}$ diszperziójához tartozó relaxációs idők hőmérsékletfüggése különböző fázisokban.

Az egyfajta molekulákból álló folyadékkristályokban a molekulák hossztengelyének a rövid tengely körüli átbillenése egy relaxációs idővel leírható (Debye-típusú) relaxációt eredményez. Ez a diszperzió csak a permittivitás párhuzamos komponensében ($\epsilon_{||}(\omega)$) észlelhető, a folyadékkristályokra jellemző jelenség. A hőmérsékletfüggés tanulmányozásával képet kaphatunk arról, hogyan változik a relaxációs idő az egyes folyadékkristály fázisokban. A 6. ábrán bemutatjuk egy több folyadékkristály fázissal rendelkező anyag relaxációs idejének hőmérsékletfüggését. Az egyes fázisátmeneteknél látható ugrások a rendszerben fellépő új jelenségekkel (rétegszerkezet kialakulása, két-dimenziós rendeződés, kollektív mozgások, stb.) magyarázhatók. Az egyes fázisokon belüli hőmérsékletfüggés a folyamatok termikus aktivációjára utal. Megjegyezzük, hogy a N-S_A fázisátmenetnél ugrás helyett többnyire csak tö-

rés figyelhető meg.

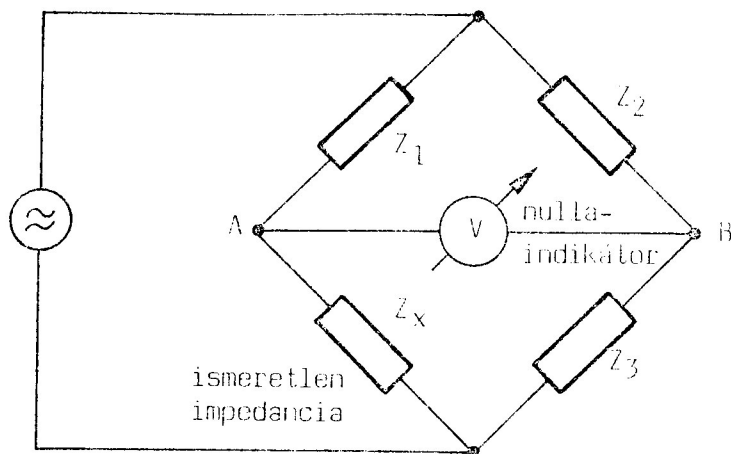
Magasabb frekvencián újabb diszperzió lép fel, amely már $\xi_{\parallel}(\omega)$ -ban és $\xi_{\perp}(\omega)$ -ban egyaránt mérhető. Ez a folyamat a molekula hossz tengelye körüli forgásnak felel meg és nem csak a folyadék-kristály fázisra jellemző. Ez a relaxáció nem Debye-típusú és a (30) összefüggéssel írható le. Megjegyezzük, hogy a molekulák tengely körüli forgása közönséges folyadékokban is hatással van a dielektromos jelenségekre, de ott a molekulák rövid és hosszú tengelyei nem különböztethetők meg egymástól és így csak egy diszperziós tartomány figyelhető meg.

Méréstechnika

Ha teljes képet akarunk kapni a folyadékkristályok dielektromos sajátosságairól, követnünk kell a permittivitás változását lehetőleg egyentértől a látható fény tartományáig. E feladat nehézségét az adja, hogy ilyen széles frekvenciatartományban nem hogy egy berendezéssel, de azonos módszerrel sem lehet mérni.

Alacsony frekvencián a (sztatikus) permittivitás mérése a (2) összefüggés alapján lehetséges, egy síkkondenzátornak a lemezei közé töltött folyadékkristály hatására bekövetkező kapacitásnövekedését kell meghatározni. Figyelembe kell veyük azonban, hogy még a sztatikus esetben sem tekinthető egy folyadékkristály cella ideális kondenzátornak, hiszen az anyagban óhatatlanul jelen levő töltött (ionos) szennyezések következtében a cellán bár csekély, de nem elhanyagolható nagyságú vezetési áram is átfolyik. A feladat így a folyadékkristály cella komplex impedanciájának meghatározására módosul. E módszerrel viszont már a relaxációs jelenségek is vizsgálhatók, hiszen a komplex permittivitás szintén komplex impedanciát von maga után, ξ' a cella kapacitáshoz (impedancia képzetes része), míg ξ'' a cella ellenállásához (impedancia valós része) ad járulékot.

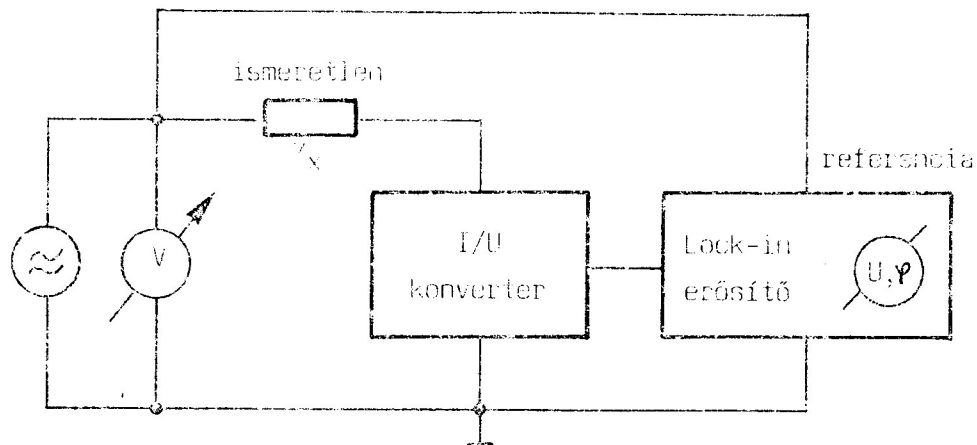
Az impedancia meghatározására lényegében két módszert szokás használni, a hídkapcsolást és az árammérést. [12,13] A hídkapcsolás elvét a 7. ábra szemlélteti. Az ismert frekvenciájú szinuszos feszültséget szolgáltatató generátor táplálja a Z_v ismeretlen, va-



7. ábra Impedanciamérés hídkapcsolással.

lamint a Z_1 , Z_2 és Z_3 ismert impedanciákból álló hidat. A nulla-indikátor az A és B pontok közötti feszültséget méri. A Z_1 , Z_2 , Z_3 impedanciák valamelyike változtatható, így alkalmas megválasztásával a híd kiegyenlíthető, azaz A és B pontok közötti feszültség nulla lesz. Ekkor az A ill. B pontokon mérhető feszültség amplitudója és fázisa is megegyezik, az ismeretlen impedancia pedig a $Z_x = Z_1 Z_3 / Z_2$ összefüggésből számítható. A híd elemeiként nagy pontosságú, sorosan vagy párhuzamosan kapcsolt ellenállásokat és kondenzátorokat használnak. Az érzékenység növelése és a zajcsökkentés érdekében nullaindikátorként a generátor frekvenciájára hangolt szelektív erősítőre van szükség.

Az impedancia meghatározásának másik, látszólag legegyszerűbb módszere, ha megmérjük a cellán eső feszültséget és a rajta átfolyó áramot, majd képezzük a kettő hányadosát. Komplex impedanciák esetében azonban a feszültség és áram nincsenek egymással fázisban, így az amplitudók mellett a fázisviszonyokat is meg kell mérni. A mérési összeállítás vázolata a 8. ábrán látható. Az ismert frekvenciájú és amplitudójú szinuszos feszültséget adó generátor hatására az ismeretlen Z_x impedancián átfolyó áramot a Z_x mellett elhanyagolható impedanciájú áram-feszültség konverterrel feszültséggé alakítjuk. E feszültség kerül a lock-in erősítő bemenetére, ami megadja a referenciafeszültséggel (generátor) meg-



8. ábra Impedanciamérés áramméréssel

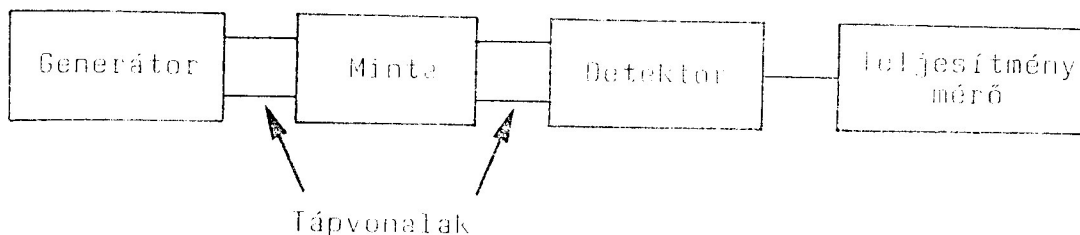
egyező frekvenciájú komponens amplitudóját és a referenciajelhez viszonyított fázisát.

A fent vázolt két módszer lényegében azonos frekvenciatartományban (kb. 200-300 MHz alatt) használható. Általában a híd-módszerrel precízebb mérések végezhetők lassabban, míg az áramméréses módszer könnyebben automatizálható, gyorsabb, de kevésbé pontos.

A 200 MHz feletti frekvenciatartományban (URH, mikrohullámú sáv) a szokásos mérőcellák méreteivel összemérhetővé, vagy akár kisebbé válik a gerjesztő elektromágneses tér hullámhossza, ami a mintában inhomogén téreloszláshoz vezet. A fenti módszerek így alkalmazhatatlanná válnak. A mikrohullámú tartományban az anyagon áthaladó elektromágneses hullám teljesítménycsökkenését mérhetjük és ebből számíthatjuk a permittivitást. [6] A mérési összeállítás vázlata a 9. ábrán látható. A folyadékkristály anyagot hullámvezető tápvonal belsejében helyezük el. E cella komplex átviteli jellemzője $\gamma(\omega) = \alpha(\omega) + i\beta(\omega)$, ahol $\alpha(\omega)$ a csillapítási együttható, $\beta(\omega)$ pedig a fáziskoefficiens. Ebből a permittivitást a

$$\gamma(\omega) = \frac{i\omega}{c} \sqrt{\epsilon(\omega)} \quad (31)$$

összefüggéssel kaphatjuk meg, itt c a fénysebességet jelöli. A



9. ábra Mikrohullámú mérési elrendezés

csillapítást a bemenő és az átvitt teljesítmény arányának logaritmusából kapjuk meg. A fázis meghatározásához a generátor által kibocsátott mikrohullámot szét kell csatolni a mintát tartalmazó tápvonal és a vele azonos méretű, de üres referencia tápvonal felé és a két ág közötti fáziskülönbséget kell detektálni a frekvencia függvényében. A mérésekhez híradástechnikai célokra gyártott hálózatanalizátort kell a célnak megfelelően átalakítani.

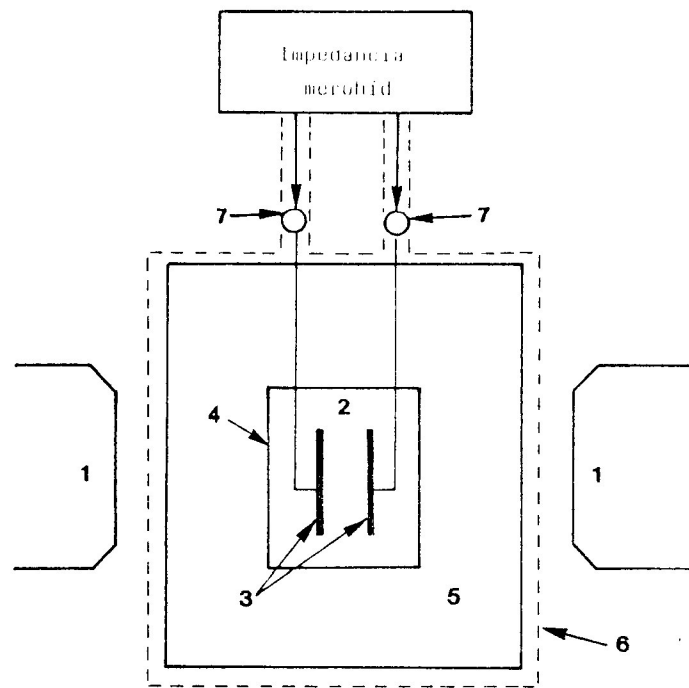
Kisfrekvenciás mérések ($f < 10$ MHz) folyadékkristályokban

Folyadékkristályok permittivitásának vizsgálatához speciális mérőcellára van szükség, amely az alábbi követelményeknek kell megfeleljen:

- biztosítsa a minta orientálhatóságát,
- minimális legyen az anyagszükséglete,
- tegye lehetővé a hőmérséklet változtatását,
- megoldható legyen a minta cseréje és a cella tisztítása.

A hídmódszerrel végrehajtott mérés összeállítási vázlata a 10. ábrán látható. [6] A folyadékkristályt zárható üvegtartályban helyezük el, melybe két párhuzamos wolframlemez-elektroda kerül. A lemezek 1 cm^2 felületűek és egymástól 1 mm távolságban vannak, a tartály megtöltéséhez kb. $0,6 \text{ g}$ anyagra van szükség. A minta hőmérsékletét folyadékos termosztát által $0,1 \text{ }^\circ\text{C}$ pontossággal stabilizált olaj- vagy vízfürdő biztosítja.

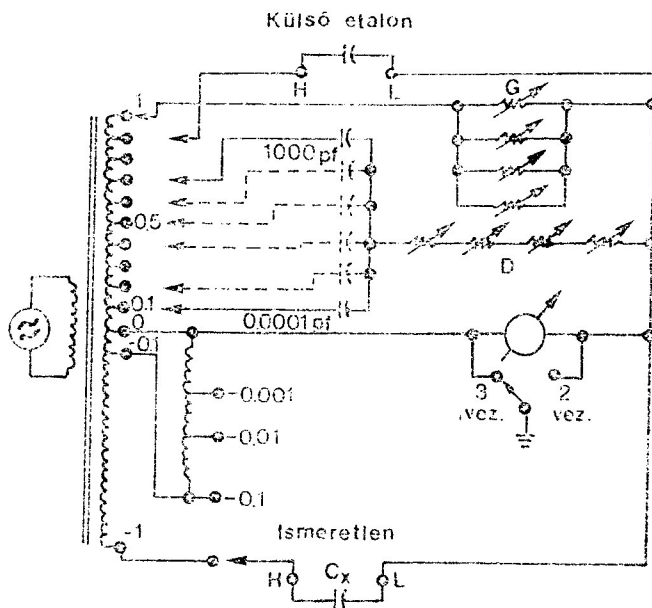
A folyadékkristály molekulák hossz tengelye (azaz a direktor) mágneses térben a térrel párhuzamos irányba áll be. A dielektro-



10. ábra Folyadékkristályok impedanciájának mérésére alkalmas összeállítás. 1 - elektromágnes, 2 - folyadékkristály, 3 - elektródák, 4 - üvegtartály, 5 - termosztát, 6 - árnyékolás, 7 - koaxiális csatlakozó.

mos állandó anizotrópiájának vizsgálata érdekében a mintatartót az elektromágnes pofái között függőleges tengely körül el lehet forgatni, így az elektromos tér iránya (elektródákra merőleges) a direktorral (mágneses tér) párhuzamos vagy arra merőleges is lehet.

A mintatartót elektrosztatikus árnyékolás veszi körül, melyen át az elektródákat koaxiális (BNC) csatlakozóval vezetjük ki. E csatlakozókat a General Radio 1615A típusú impedanciamérőhíddal koaxiális kábelek kötik össze. A mérőhíd az 50 Hz-100 kHz frekvenciatartományban használható, az u.n. transzformátorhíd elvén [13,14] működik. Egyszerűsített felépítése a 11. ábrán látható. Összehasonlítva a 7. ábrán bemutatott általános hídkapcsolással látható, hogy a Z_2 és Z_3 impedanciákból álló feszültség-



11. ábra A General Radio 1615A impedanciamérőhíd egyszerűsített felépítése.

osztó szerepét itt a megcsapolásokkal ellátott transzformátor veszi át. Ez a konstrukció teszi lehetővé, hogy kevés etalon kondenzátor felhasználásával széles impedanciatartományban precíziós méréseket lehessen végezni. A mérőhíd a rákapcsolt impedanciát vagy párhuzamos (12a. ábra) vagy soros (12b. ábra) RC-tagként értelmezi. Az előbbi esetben az ekvivalens párhuzamos kapacitást (C_p) és vezetést (G_p), az utóbbi esetben az ekvivalens soros kapacitást (C_s) és a veszteségi tényezőt (D) mérhetjük. A paraméterek egymásba könnyen átszámíthatók:

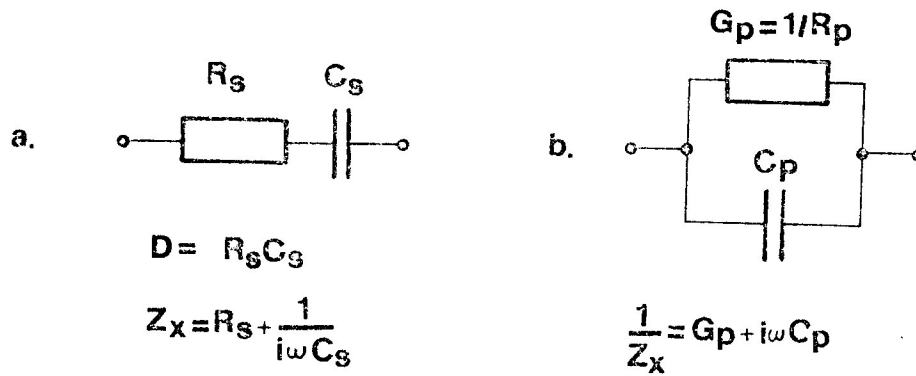
$$D = \omega R_s C_s = G_p / \omega C_p$$

$$C_s = C_p (1 + D^2)$$

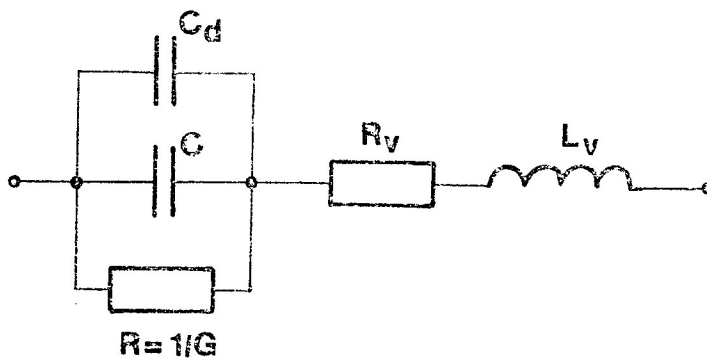
$$G_p = 1/R_p = \omega C_s D / (1 + D^2) \approx \omega C_s D$$

$$R_s = G_p / [(\omega C_p)^2 (1 + D^2)] \approx G_p / (\omega C_p)^2$$

(32)



12. ábra a; Soros b; Párhuzamos RC helyettesítő kapcsolás.



13. ábra Mérőcella helyettesítő áramköre.

A valóságos mérőcella, mely a síkkondenzátoron kívül kivezetéseket, csatlakozókat és kábeleket is tartalmaz, sajnos nem tekinthető ideális RC-körnek. A parazita elemek hatása általában nem küszöbölhető ki, de hatásuk alkalmas korrekcióval csökkenthető. A mérőcellát így a 13. ábrán szereplő helyettesítő áramkörrel próbáljuk jellemezni. C és R az anyaggal töltött cella kapacitása és ellenállása, C_d a kábelek, stb. járulékos kapacitása, R_v és L_v a vezetékek és a lemezek ohmos ellenállása és induktivitása. A híddal mért C_p -vel és G_p -vel kifejezve

$$C = \frac{A}{B^2 + \omega^2 A^2} - C_d \quad ; \quad G = \frac{B}{B^2 + \omega^2 A^2} \quad (33)$$

ahol

$$A = \frac{C_p}{G_p^2 + \omega^2 C_p^2} + L_v \quad ; \quad B = \frac{G_p}{G_p^2 + \omega^2 C_p^2} - R_v \quad (34)$$

A mérőcella C_0 geometriai (üres) kapacitásának ismeretében a dielektromos permittivitás valós és képzetes részére így

$$\varepsilon'(\omega) = \frac{C(\omega)}{C_0} \quad \text{és} \quad \varepsilon''(\omega) = \frac{G(\omega)}{\omega C_0} \quad (35)$$

adódik. A C_0, C_d, R_v és L_v paraméterek a mérőcella jellemzői, melyeket az üres cellán, valamint a cellába töltött nagy tisztaságú, és táblázatokban megadott dielektromos állandójú folyadékokon elvégzett mérésekkel határozhatjuk meg.

Mivel a mérőcella geometriai kapacitása $C_0 \approx 1$ pF, különös figyelmet kell fordítani a kábelek járulékos kapacitásának (C_d) hatására. A 11. ábrán látható, hogy a mérőhíd egyaránt alkalmas 2-vezetékes és 3-vezetékes kapacitásmérésre. 2-vezetékes mérésnél az ismeretlen impedancia egyik kivezetése a mérőhidban földpotenciálra van, és így a híd által észlelt kapacitás a tényleges cellakapacitás, a cella és a föld közötti szórt kapacitás valamint az összekötő kábelek és a föld (árnyékolás) közötti kapacitások összege lesz. Mivel 1 m hosszú koaxiális (árnyékolt) kábel kapacitása néhányszor 10 pF, a parazita kapacitások a mérési eredményeket teljesen meghamisítanák. Kis kapacitások mérésére ezért mindig a 3-vezetékes módszert kell használni, ekkor a minta a földelt árnyékoláshoz képest lebeg, a zavaró kábelkapacitások pedig legfeljebb csak a detektort söntölik, a mérendő impedanciához nem adnak járulékot.

A cella impedanciájának mérésekor az alábbi sorrendet kell követni:

1. Generátor frekvenciáját és a mérőfeszültség amplitudóját beállítani a kívánt értékre.
2. A nullaindikátor szelektív erősítőjét a generátor frekvenci-

ájára hangolni.

3. Beállítani a kívánt méréshatárt. Kapacitásban 10 pF-1 μ F végkitérés állítható be dekádonkénti váltással, 6 jegyű digitális kijelzéssel. A vezetés ill. a veszteségi tényező 4 ill. 3 méréstartományban 4 jegy pontosan mérhető, az egyes méréstartományokban a végkitérés a kapacitás méréstartományától ill. a mérőfrekvenciától függ.
4. A hídát kiegyenlíteni fokozatos közelítésekkel. A nullaindikátoron minimumot keresünk először a kapacitás, majd a vezetés ill. veszteségi tényező beállításával. A nullaindikátor érzékenysége közben szükség szerint növelhető. Mivel a kapacitás és a vezetés állítása hatással van egymásra, e lépéseket addig kell ismételni, amíg az abszolút minimumot meg nem találjuk.
5. A kiegyenlített hídhoz tartozó kapacitás és vezetés ill. veszteségi tényező értékeket leolvasni, a méréstartománynak megfelelő korrekciókat figyelembe venni.

A folyadékkristályok dielektromos tulajdonságainak mérésénél tehát az alábbiak szerint kell eljárunk:

- i. Mérőcella tisztítása és kalibrálása (C_o, C_d, R_v, L_v mérése).
- ii. Folyadékkristály anyag betöltése a cellába. Ezt az anyag izotróp folyadék állapotában, a folyadékkristály - izotróp folyadék fázisátmenet feletti hőmérsékleten tehetjük meg.
- iii. Folyadékkristály rendezése mágneses térrel. A mérőcellát elektromágnes pofái közé tesszük. $\epsilon_{||}$ méréséhez a mágneses és elektromos tér iránya meg kell egyezzen (elektródák a pofákkal párhuzamosak). ϵ_{\perp} mérésénél az elektromos és mágneses terek egymásra merőlegesek (elektródák a pofákra merőlegesen állnak). A mintát felfűtjük izotróp állapotba, majd bekapcsolt mágneses tér (0,5 - 1,5 T) mellett lassan hűtjük vissza a folyadékkristály fázisba.
- iv. A cella impedanciájának mérése. A méréseket általában hőmérséklet és frekvencia függvényében végezzük el. A diszperzió (frekvenciafüggés) vizsgálatához a mintát termosztálni kell az adott hőmérsékleten. A mágneses teret az egész mérés során fenn kell tartani, mert az orientáció a

tér kikapcsolásakor általában rövid idő alatt eltűnik. Az orientáció fenntartása érdekében a hőmérsékletfüggést mindig lassú hűtés során vizsgáljuk. A mérőfeszültség amplitúdóját lehetőség szerint kis értéken kell tartani, hisz a permittivitás az anyag kis terekre adott válaszára jellemző. Nagyobb feszültség (néhány V) esetén már nemlineáris jelenségek is felléphetnek, pl. az elektromos tér kifordíthatja a direktort a mágneses tér irányából.

- v. Az impedancia adatokból a permittivitás valós és képzetes része (33)-(35) szerint számítható.

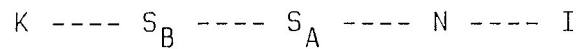
Irodalomjegyzék

- [1] Budó Ágoston, Kísérleti fizika II. Tankönyvkiadó. 1972.
- [2] Fizikai kézikönyv műszakiaknak I-II. Főszerk. Antal János, Műszaki Könyvkiadó. 1980.
- [3] Bata Lajos, Folyadékkristályok - új anyagok a kutatás és a gyakorlati alkalmazások számára. Szilárdtestkutatás újabb eredményei 7. Akadémiai Kiadó. 1980.
- [4] Bata Lajos, Folyadékkristályok. Műszaki Kiadó. 1986.
- [5] Bata Lajos, Magyar Fizikai Folyóirat, XXX, 187 (1982)
- [6] Buda Ágnes, Magyar Fizikai Folyóirat, XXXIV, 389 (1986)
- [7] Минкин В. И., Осипов О. А., Жданов Ю. А., Дипольные моменты в органической химии, Химия, 1968
- [8] Böttcher C.J.F., Theory of electric polarization I. Elsevier (1973)
- [9] Kubo R., J.Phys.Soc.Jpn. 6, 570 (1957)
- [10] Demus D., Richter L., Textures of liquid crystals, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, 1980
- [11] Maier W., Meier G., Z.Naturforschung, 16a, 262 (1961)
- [12] Véghely Tamás, Seyfried Éva, Faragó István, Folyadékkristályos kijelzők a gyakorlatban. Műszaki Könyvkiadó. 1984.
- [13] Jelek és rendszerek mérés technikája. Főszerk. Schnell László, Műszaki Könyvkiadó. 1985.

- [14] Elektronikai Kézikönyv 1-2, Főszerk. Fink D.G., Műszaki Könyvkiadó, 1981.

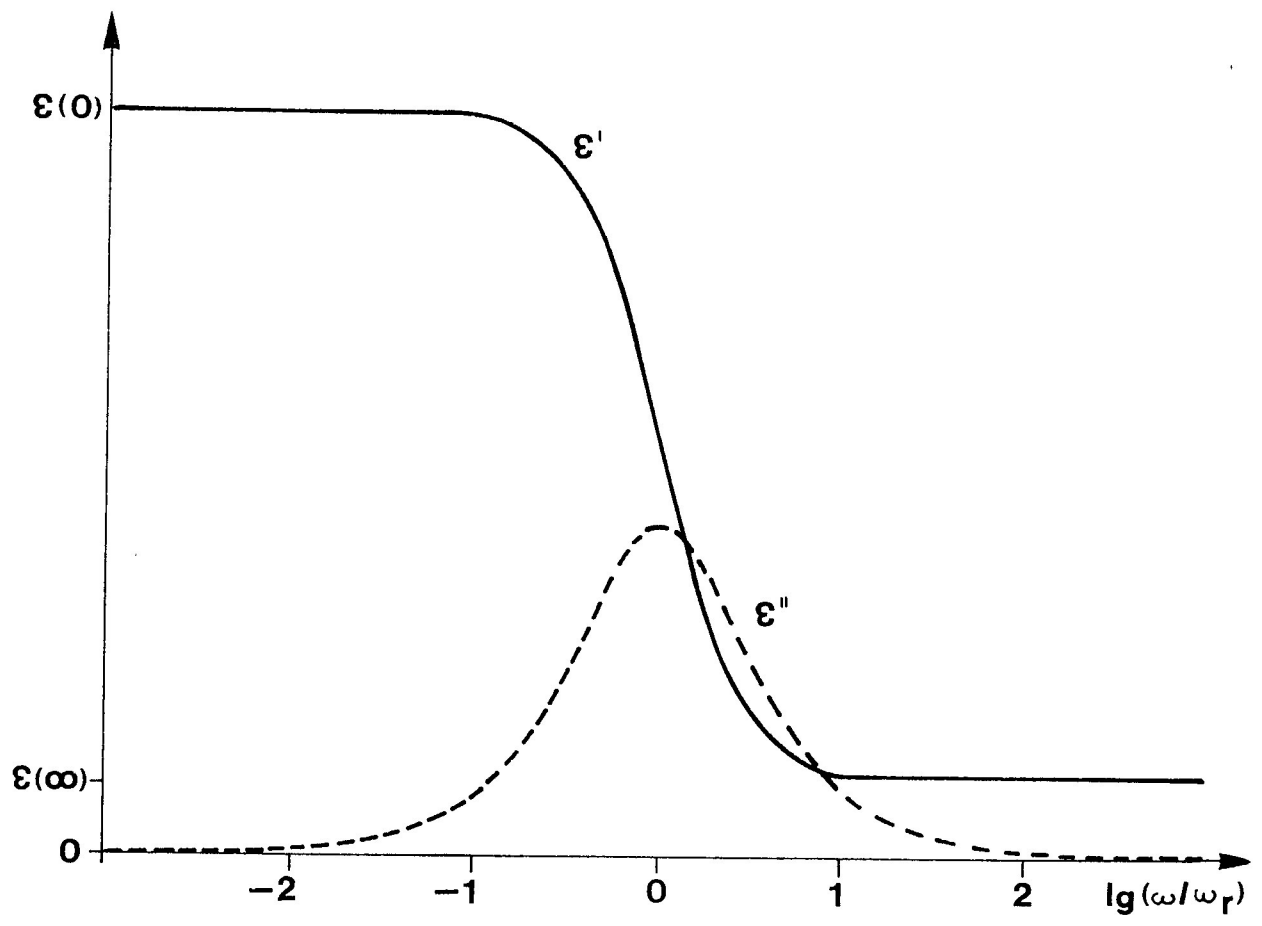
Mérési feladatok

1. Határozza meg a 4-n-hexiloxi-benzilidén-4'-n-hexilanilin (60B6A) folyadékkristály fázisátmeneti hőmérsékleteit fűthető tárgyasztallal ellátott polarizációs mikroszkóp segítségével. Az anyag fázisátmeneti sémája:



Milyen texturaváltozások figyelhetők meg a fázisátmeneteknél?

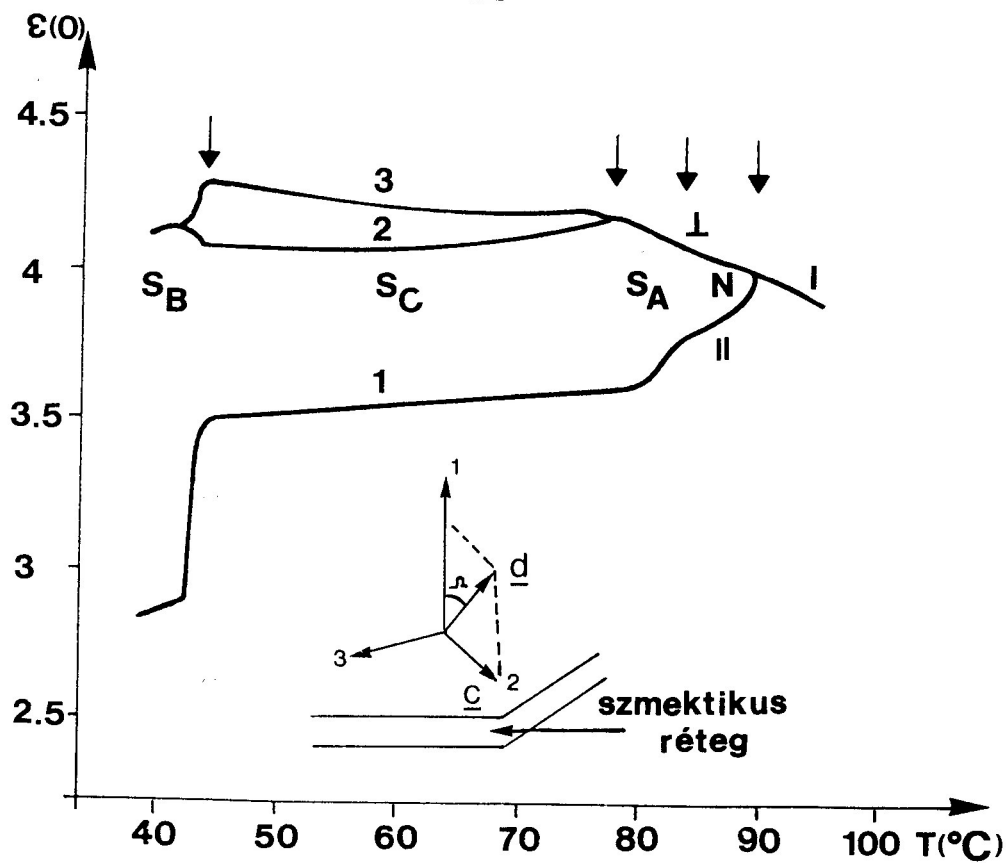
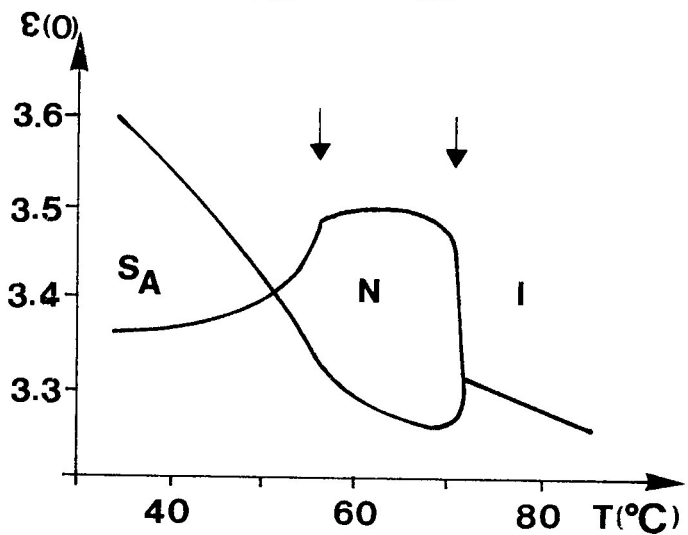
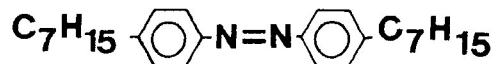
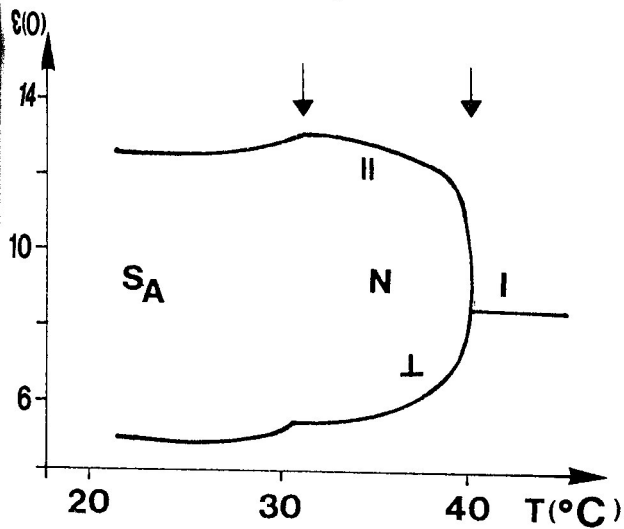
2. Mérje ki a 60B6A folyadékkristály permittivitásának frekvencia- és hőmérsékletfüggését a General Radio 1615A mérőhíddal a 100 Hz - 100 kHz frekvenciatartományban. Hogyan változik a sztatikus permittivitás a fázisátmeneteknél? Milyen a dielektromos anizotrópia hőmérsékletfüggése? Mely fázisokban figyelhető meg dielektromos relaxáció? Milyen a relaxációs idő hőmérsékletfüggése?

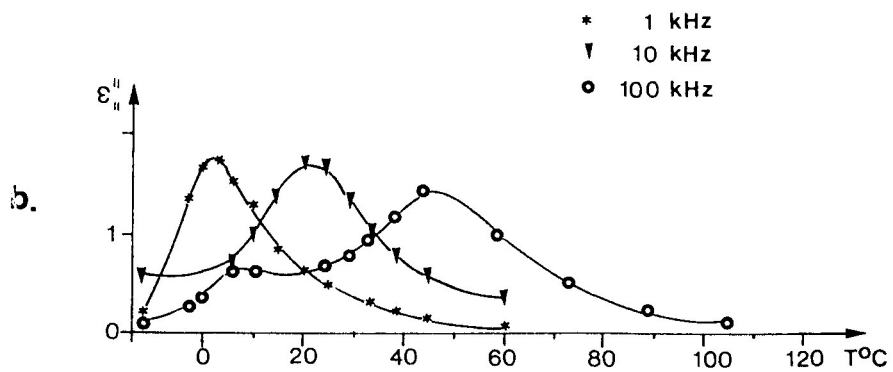
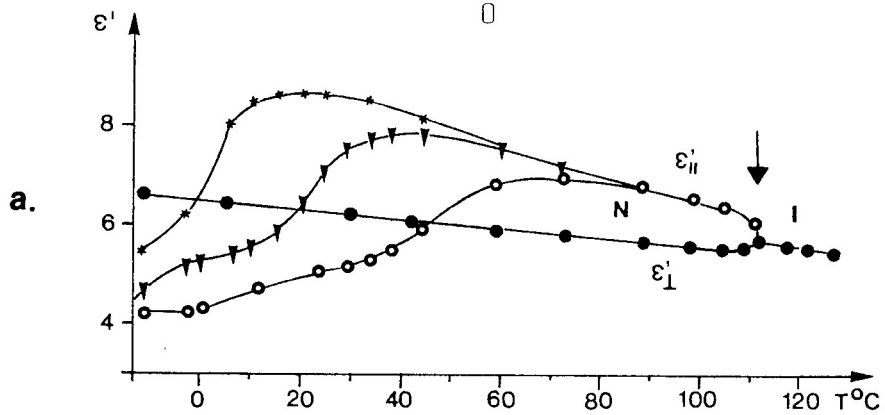
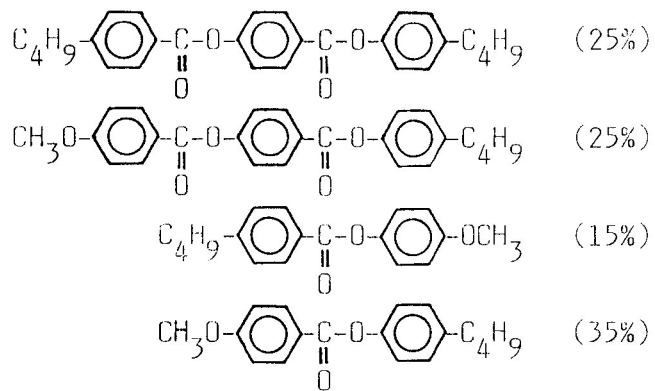


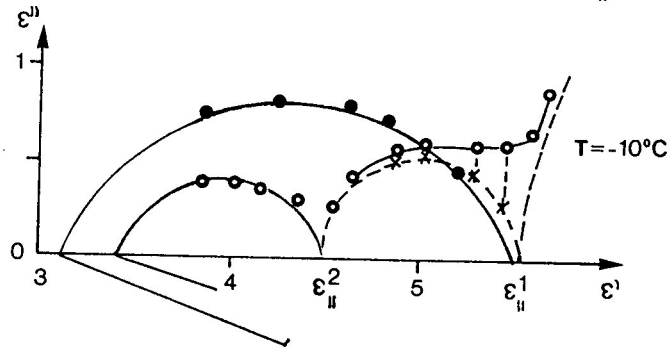
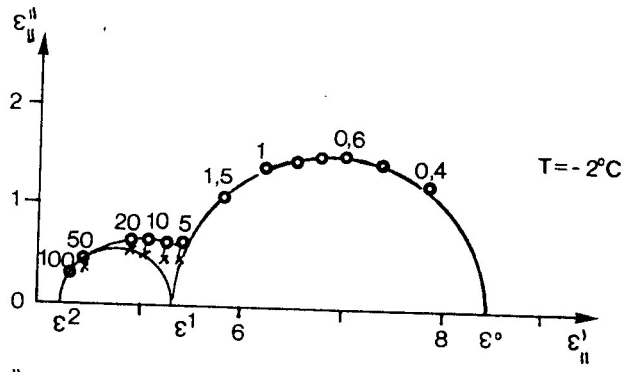
H ő m é r s é k l e t

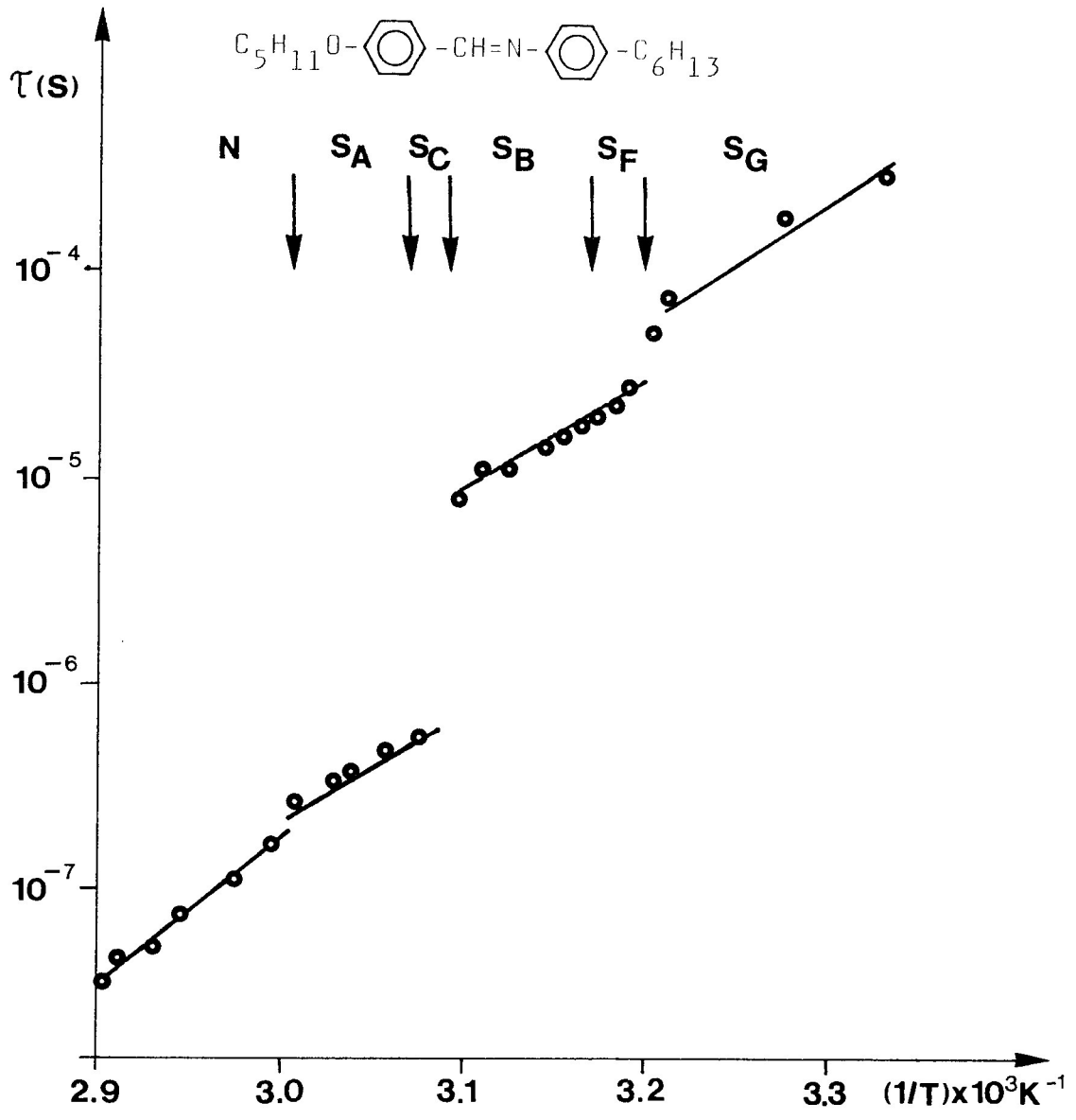


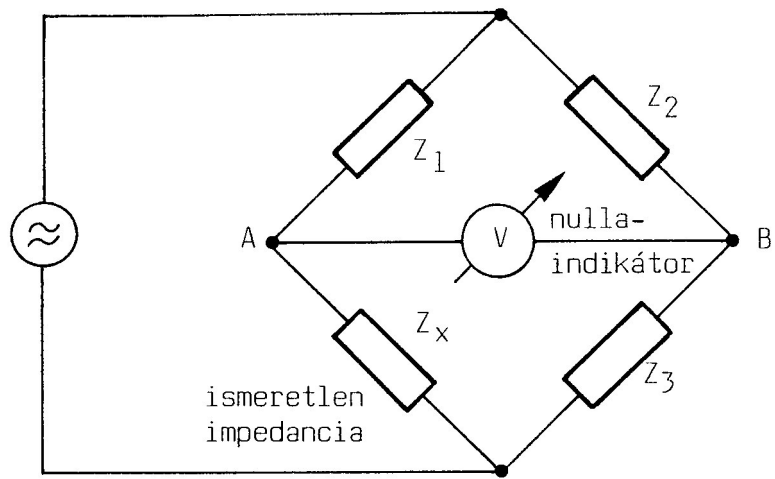
Fázis	Direktorral párhuzamos metszet	Direktorra merőleges metszet	Megjegyzés
N			3D folyadék, egytengelyű
S _A			2D folyadék, merőleges, egytengelyű
S _C			2D folyadék, dőlt, kéttengelyű
S _B			hexagonális, merőleges, egytengelyű
S _I			hexagonális, dőlt, kéttengelyű
S _E			2D kristály halszálkás, merőleges, egytengelyű
S _G			pszeudo, halszálkás, dőlt, kéttengelyű

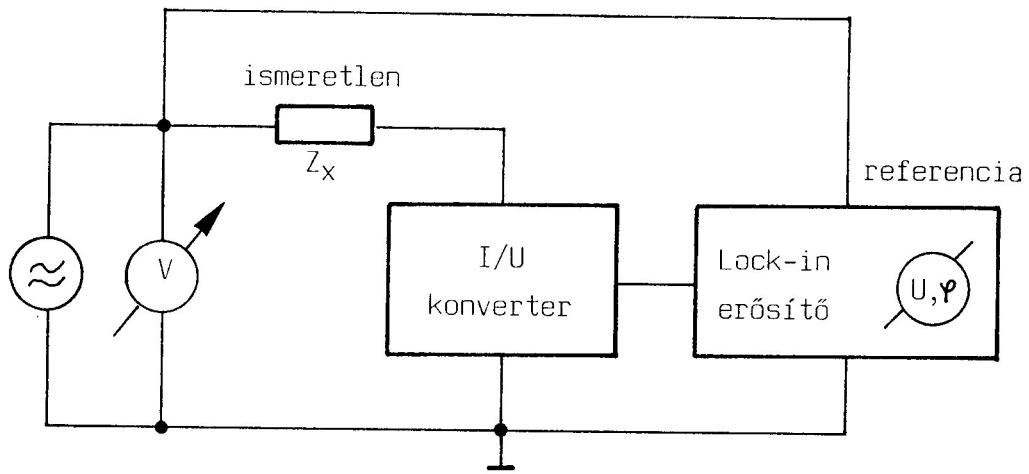


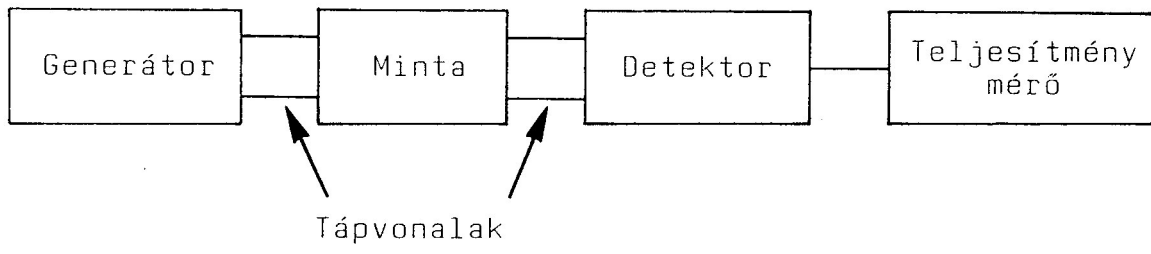


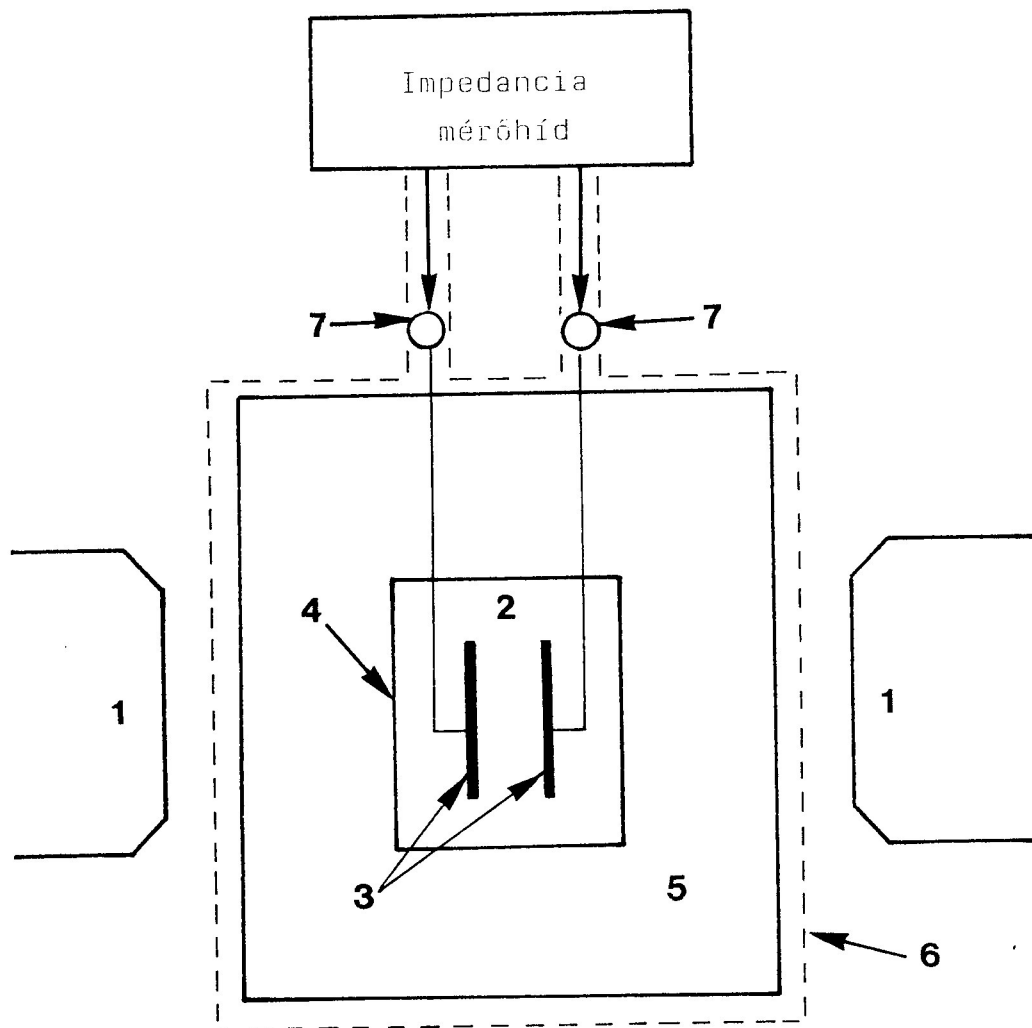


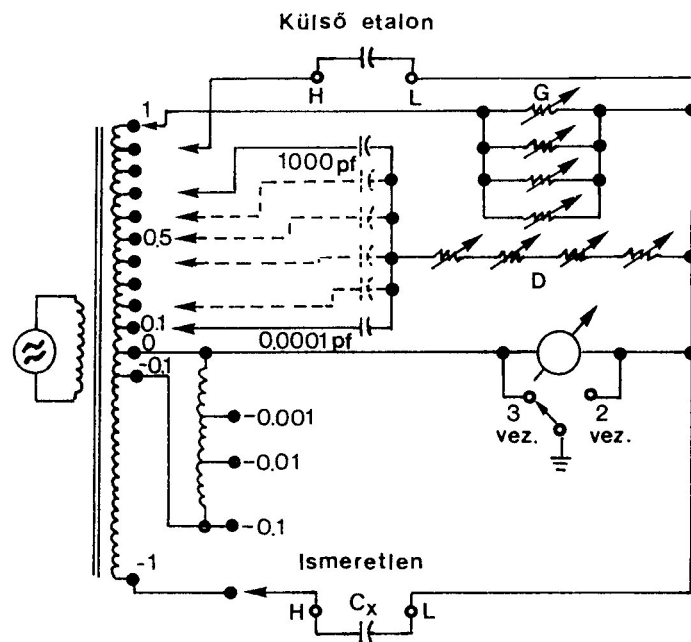


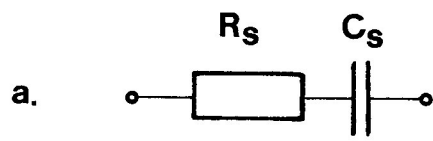






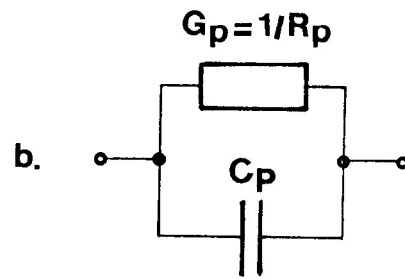




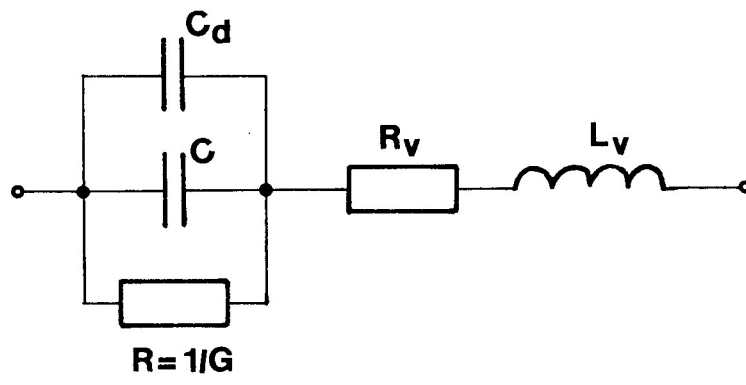


$$D = R_s C_s$$

$$Z_x = R_s + \frac{1}{i\omega C_s}$$




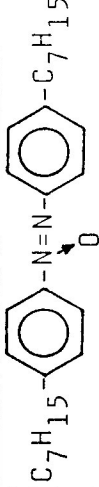
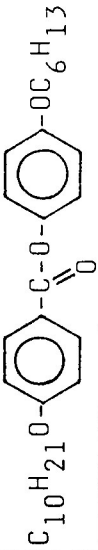
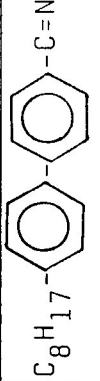
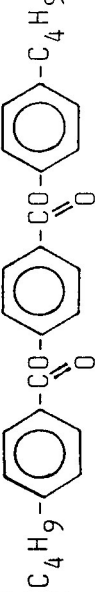
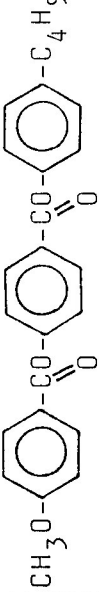
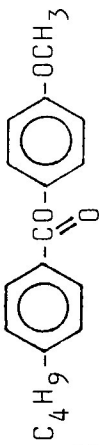
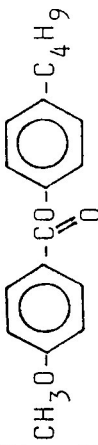
$$\frac{1}{Z_x} = G_p + i\omega C_p$$



X, R_1, R_2	képlet	$\mu \cdot 10^{30} (\text{Cm})$	β	Megjegyzés
X hídcsoportok	-N=N- -C≡C- -(bifenil)	0 0 0		apoláros
	$\begin{array}{c} \text{-N=N-} \\ \diagdown \\ \text{O} \end{array}$	5,66	65°	poláros feniltengellyel szöget bezáró momentum
	$\begin{array}{c} \text{-C-O-} \\ \parallel \\ \text{O} \end{array}$	6,33	62°	
$\begin{array}{c} \text{-C=N-} \\ \diagdown \\ \text{H} \end{array}$	5,33	74°		
R_1, R_2 végláncok	$\text{C}_n\text{H}_{2n+1}^-$ (n=egész szám)	~ 0		apoláros
	$\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{O}^-$	4,33	72°	poláros, feniltengellyel szöget zár be
	$\text{N}\equiv\text{C}-$ NO_2^-	14,7 14,9	0 0	erősen poláros, tengellyel párhuzamos momentum

Molekulaszerkezet

Fázisok és átmeneti hőmérsékletek °C-ban

$C_5H_{11}O$ 	K-35-S _G -40-S _F -43-S _B -51-S _C -53-S _A -62-N-73-I
C_7H_{15} 	K-35-S _A -53-N-72-I
$C_{10}H_{21}O$ 	K-35-S _B -44-S _C -77-S _A -83-N-89-I
C_8H_{17} 	K-20-S _A -32-N-41-I
C_4H_9 	K - -43 - N - 100 - I
CH_3O 	
C_4H_9 	
CH_3O 	
	25s%
	25s%
	15s%
	35s%