
Mintázat kialakulása nematikus folyadékkristályban egyen- és váltófeszültség hatására

TDK DOLGOZAT

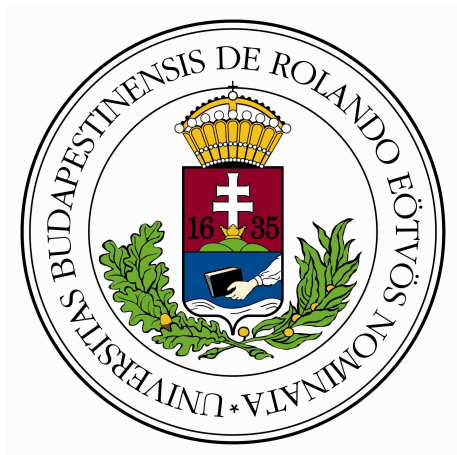
Szerző:

FEKETE Balázs András

Témavezető:

Dr. ÉBER Nándor

2013. november 4.



Eötvös Loránd
Tudományegyetem,
Természettudományi Kar,
Fizikus Szak



MTA, Wigner Fizikai
Kutatóközpont,
Szilárdtestfizikai és Optikai
Intézet, Komplex Folyadékok
Osztály

Tartalomjegyzék

1. Absztrakt	2
2. Folyadékkristályok, nematikus folyadékkristályok	3
2.1. Mintázatképződés nematikus folyadékkristályban	3
2.1.1. Elektrohidrodinamikai konvekció	4
2.1.2. Flexoelektromosság	6
3. A mérési beállítások	7
3.1. A folyadékkristály cella	7
3.2. A folyadékkristály minták	8
3.3. A mérési összeállítás	8
4. Mérések fázis 5 folyadékkristály-cellán	11
4.1. A frekvenciafüggés vizsgálata	11
4.2. Mérések különböző frekvenciákon	13
4.2.1. 20 Hz	13
4.2.2. 80 Hz	15
4.2.3. 100 Hz	19
4.2.4. 200 Hz	20
4.2.5. 400 Hz	22
4.3. A különböző frekvenciákon végzett mérések összevetése	25
5. Mérések 1008 folyadékkristály-cellán	28
5.1. A frekvenciafüggés vizsgálata	28
5.2. A nem-záródás problémája - 10 Hz	29
5.3. Záródás alacsony frekvencián - 5 Hz	30
5.4. Lehetőség további vizsgálódásokra: gyorskamerás mérési módszer	32
6. Konklúzió	32
7. Köszönetnyilvánítás	34

1. Absztrakt

A nematikus folyadékkristályok egy sajátossága, hogy már kisebb külső elektromos vagy mágneses tér hatására is polarizációs mikroszkóppal megfigyelhető, bonyolult struktúrával rendelkező mintázatok alakítanak ki. Ezen mintázatok megjelenése konkrét feszültségértékhez kötődik, mely érték függ a mintázat típusától valamint a folyadékkristály több anyagi paraméterétől.

A jelenséggel már sokan foglalkoztak, de többnyire csak egy, vagy több különböző frekvenciájú váltófeszültségű tér szuperpozíciója, esetleg zajjal terhelt váltófeszültségű tér jelenlétében vizsgálták a mintázatok megjelenését, ritkább esetekben egyenfeszültségű teret kapcsoltak a folyadékkristály-mintára - utóbbi ritkaságának az oka, hogy a folyadékkristályban lévő ionok, szabad töltéshordozók az egyenfeszültségű tér hatására a cella egyik oldalán kiválnak, ezzel megváltoztatva a minta vezetőképességét és kapacitását, valamint a hosszú ideig mintán hagyott tér rongálja a folyadékkristályt alkotó molekulákat is.

A kvantitatív reprodukálhatóság a folyadékkristályok érzékenysége miatt problémát jelent, ám egy nem túl nagy feszültség-intervallumon belül megmondható, hogy mekkora egyen- és mekkora váltófeszültség jelenlétében tapasztaljuk a mintázat megjelenését. Ha tehát felállítunk egy olyan koordináta-rendszert, melyben a vízszintes tengelyen a mintára adott V_{ac} váltófeszültség, a függőleges tengelyen pedig a V_{dc} egyenfeszültség szerepel, már fel tudunk venni két pontot, melyek a két tengelyen helyezkednek el. Vajon mi történik a két pont között?

Keressük tehát ebben a koordináta-rendszerben azokat a $V_{dc}(V_{ac})$ pontokat, az egyenfeszültség-értékeket a váltófeszültség függvényében, melyek egy mintázathoz jelentenek küszöbértéket. A tengelyeken felvett két pontból kiinduló görbeágak záródnak-e, és ha igen, hogyan? Milyen különböző struktúrájú mintázatok jelennek meg különböző feszültségértékeknél?

Egy rövid elméleti bevezetőben ismertetném a mintázatok kialakulását nematikus folyadékkristályokban. Majd a fent feltett kérdések megválaszolásához összeállított mérési berendezéssel foglalkoznék, külön kitérve a mérésekhez kiválasztott két nematikus folyadékkristályra. Első lépésként csak váltófeszültséget kapcsolok a folyadékkristályokra és a váltófeszültség frekvenciájának függvényében keresem meg a $V_{ac}(f)$ küszöbfeszültség-értékeket. Kiválasztok frekvencia-csoportokat, melyeken különböző mintázatképződési eseteket különböztetek meg. Ezeken a kiválasztott frekvenciákon pedig elvégzem a már korábban leírt küszöbgörbe keresést.

2. Folyadékkristályok, nematikus folyadékkristályok

A folyadékkristály az anyagnak egy speciális halmazállapota, mely a szilárd kristály és az izotróp folyadék között egy jól meghatározható hőmérséklet-intervallumon áll fenn, jelenléte leginkább a rúd vagy korong alakú molekulákkal rendelkező anyagokra jellemző. Ebben az állapotban az anyag mechanikai tulajdonságai inkább a folyadékokra emlékeztetnek, míg optikai, dielektromos és más tulajdonságaik a kristályokra jellemző irányfüggést mutatja [1].

A folyadékkristályoknak több csoportja is létezik. A fázisokat aszerint osztályozhatjuk, hogy milyen mértékben található bennük a tömegközépponti, vagy iránybeli rend. Ez az osztályozás alapjaiban még 1922-ből, G. Friedel-től származik, bár egyes folyadékkristályokat már a XIX. században is ismertek [2]. A különböző csoportok előfordulhatnak egy anyag esetén is különböző hőmérsékleteken, a több folyadékkristály-állapottal rendelkező anyagokat polimorf folyadékkristályoknak nevezzük - a hőmérséklet növelésével a következő sorrend alakul ki [3]:

szilárd $\rightarrow$ szmektikus B $\rightarrow$ szmektikus C $\rightarrow$ szmektikus A $\rightarrow$ nematikus/koleszterikus $\rightarrow$ izotróp

Azok az anyagok, melyek nem rendelkeznek a fent felsorolt csoportok mindegyikével, a sorrendet megtartva hagyják ki az állapotokat. Ezen felül a koleszterikus fázis csak a nematikus helyett léphet fel[3].

A dolgozatban a nematikus folyadékkristályok csoportjából választott anyagokat vizsgálók. Ezek a közönséges folyadékokhoz legközelebb álló folyadékkristályok. Ebben az állapotban a tömegközéppontok elrendeződése véletlenszerű, a molekulák csak irány szerint rendezettek [1]. A "nematikus" elnevezés onnan származik, hogy polarizációs mikroszkóppal fonalszerű alakzatok figyelhetők meg ($\nu\eta\mu\alpha$: gör. fonal), melyek az anyag optikai homogenitásának megszakadását jelzik [3].

A nematikus folyadékkristályok egytengelyű folyadékok, létezik egy kitüntetett irány, melyet egy $\vec{d}$ egységvektorral jellemzünk, melyet direktornak hívunk. A folyadékkristályban a direktor iránya befolyásolható a cella megfelelő kezelésével.

2.1. Mintázatképződés nematikus folyadékkristályban

Mintázatnak hívunk minden olyan térbeli alakzatot, amely az egyensúlytól eltávolított rendszer reakciójaként jön létre [1]. A folyadékkristályok különö-

sen hajlamosak arra, hogy már kicsi külső hatásra (elektromos tér, mágneses tér, hőmérséklet- vagy nyomásgradiens) is az egyensúlyi állapotukból kibillenve mintázatképződéssel reagáljanak, komplex struktúrákat hozzanak létre.

Elektromos tér képes a folyadékkristály tér nélküli direktor elrendeződését módosítani [1]. A direktortér változása az optikai tulajdonságok változásával, a törésmutató helyfüggővé válásával jár együtt, ami megfigyelhető mintázatok fellépését eredményezi.

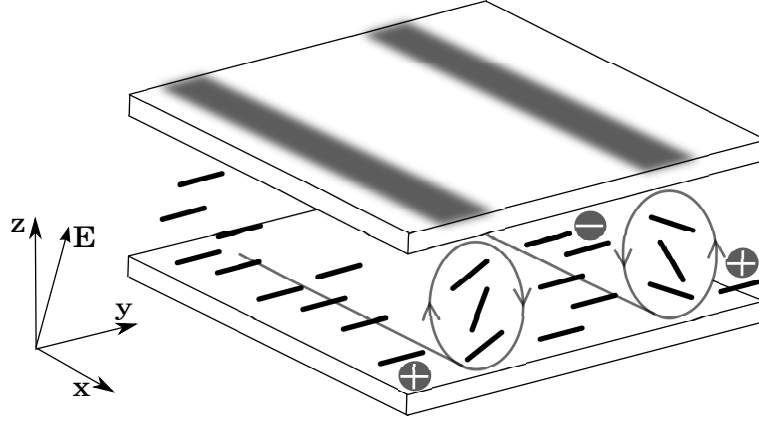
Az elektromos tér hatására megtörténő mintázatképződés alapvetően két-féleképpen indulhat meg: [4]

- A szabad energia minimalizására törekvés kényszeríti a direktor-mezőt periodikus elrendeződésbe, az így kialakult mintázat egyensúlyban van, nincs anyagáram a mintában.
- Elektrohidrodinamikai instabilitás következtében a direktortér modulációja, a felhalmozódó tértöltések és az anyagáramlás okozzák a mintázat képződését.

2.1.1. Elektrohidrodinamikai konvekció

A mintázat nélküli alapállapot bizonyos feszültségérték felett instabillá válik és jellegzetes hengerekből álló periodikus mintázat jelenik meg, melyet plovizációs mikroszkóppal tudunk megfigyelni. A direktortér a minta belsejében a planáristól periodikusan eltér. A kettőstörő anyag optikai tengelyének irányváltozása a törésmutató periodikus modulációjához vezet, ami áteresztett fényben egymással párhuzamos, váltakozó sötét és világos csíkok formájában lesz látható. Ez az optikai jelenség két hatás következtében alakul ki: egyrészt a mintán áthaladó fény iránya periodikusan változik, így módon a fénysugarak fókuszálása-defókuszálása által alkotott képet figyeljük (shadowgraph), másrészt a folyadékkristály réteg kettőstörése változik. Az előbbi effektus polarizálatlan fényben is észlelhető, míg az utóbbi megfigyeléséhez keresztezett polarizátorokra van szükség. [1]

Az elektrokonvekciós henger-mintázat keletkezésére a Carr-Helfrich-mechanizmus ad magyarázatot. Az elektromos vezetőképesség pozitív anizotrópiája ($\sigma_a = \Delta\sigma = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp} > 0$, itt $\sigma_{\parallel}$ a direktorhoz viszonyított párhuzamos, illetve $\sigma_{\perp}$ a merőleges irányban mért vezetőképesség) következtében a direktortér kis termikus fluktuációi azt okozzák, hogy a töltéshordozók áramának iránya nem esik egybe az alkalmazott külső tér irányával. Így módon a mintában tértöltés alakul ki, amelynek elektromos tere a külső térrel vektoriálisan összeadódik és csökkent a külső tér textúrát stabilizáló hatását. A tértöltésekre ható elektromos tér viszkózus áramlást indít el, mely az örvények belsejében a direktorteret destabilizáló hatást fejt ki. Eközben a direktorra ható rugalmas,



1. ábra. Elektrokonzekciós hengermintázat kialakulása

visszatérítő nyomaték a deformáció mértékét csökkenti. Az elektromos, viszkozus és rugalmas forgatónyomatékok eredője kis feszültségeknél visszatérítő nyomatékokat eredményez, így a fluktuációk elhalnak. A frekvenciától függő küszöbfeszültség-érték felett azonban az eredő nyomaték a kezdeti perturbációkra nézve destabilizáló, tehát azok növekedését okozza, így kialakulhat a mintázat. [1]

A váltófeszültséggel létrehozott elektrokonzekció tulajdonságai erősen függenek a frekvenciától. Az ún. átváltási frekvencia f_c alatt a keletkező tértöltések periodikusan követik az elektromos tér időbeli változását, azzal fázisban oszcillálnak, míg a direktortér modulációja és az áramlási sebesség időben állandó. Ezt a tartományt nevezzük vezetési tartománynak, az átváltási frekvencia feletti tartományt pedig dielektromos tartománynak nevezzük. Itt a mintában létrejövő tértöltés időben nem változik, viszont a direktor és az áramlási sebesség oszcillál a térrel. [1]

A vezetési tartományban a frekvenciától függően különböző mintázatok figyelhetők meg. Az f_L -vel jelölt Lifshitz-frekvencia felett kialakuló hengerek merőlegesen állnak a direktorra, angol elnevezése ennek a mintázatnak *normal roll*. Ennél alacsonyabb frekvenciánál ($f < f_L$) ferde hengerekből álló mintázat alakul ki (*oblique roll*), amelyben az egyes hengerek a kezdeti direktorhoz viszonyítva szimmetrikusan két irányba állnak be, cikk-cakk mintázatot alkotva. A merőleges hengerek tartományában, egy adott frekvenciánál megkezdődik a hengerek mozgása, amely a dielektromos tartomány kezdetéig figyelhető meg. A ferde $\rightarrow$ merőleges $\rightarrow$ mozgó hengerek által alkotott mintázat λ hullámhossza a d mintavastagság nagyságrendjébe esik és folyamatosan csökken a frekvencia növelésével. A vezetési tartományból a dielektromos tartományba jutva a mintázat hullámhossza jelentősen lecsök-

ken. Ám folyadékkristályon kialakuló mintázatok esetében általában nem a hullámhosszal szoktunk számolni, hanem az úgynevezett dimenziótlanított hullámszámmal (k), melyet a következőképpen adunk meg:

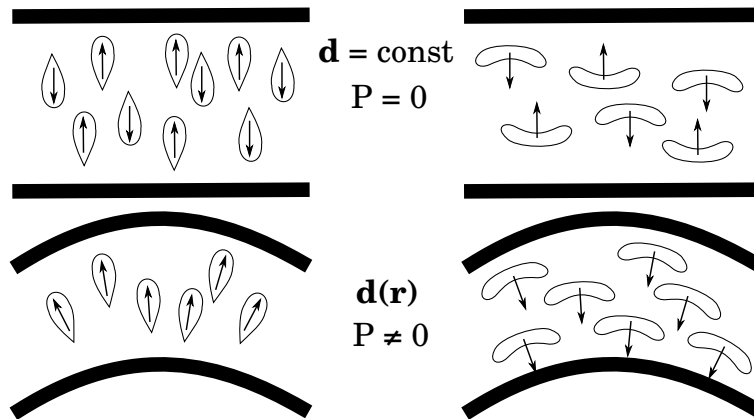
$$k = \frac{2d}{\lambda} \quad (1)$$

Tehát a vezetési tartomány henger-mintázatainak így számított hullámszáma közel 1 lesz, míg a dielektromos tartományban jóval nagyobb. [1]

A küszöbfeszültségtől számítva csak egy nagyon kis feszültség-intervallumban látunk hibátlan mintázatot, mindkét tartományban már kis távolságra is eltávolodva a küszöbtől a mintázatban hibahelyek jelennek meg. Tovább emelve a feszültséget a hibahelyek száma növekszik, majd mozogni kezdenek, majd a mozgási sebességük egyre nagyobb lesz, végül pedig elegendően nagy feszültségértéknél komplikált idő és térbeli mintázatok alakulnak ki, kaotikus viselkedéshez vezetve. [1]

2.1.2. Flexoelektromosság

Némely anyagban mechanikai feszültség is eredményezhet polarizációt. A mechanikai feszültség eredete általában egy külső nyomás, aminek következtében a jelenséget piezoelektromosságnak nevezzük. Folyadékkristályokban is létrejöhét hasonló jelenség, mely során a direktortér deformációja (feszítés vagy hajlítás), indukál polarizációt - mivel a nyomás nincs hatással a direktortérre, ezért elnevezése flexoelektromosság, ill. flexoelektromos polarizáció. [8]



2. ábra. Flexoelektromosság nematikus folyadékkristályokban

Ez a jelenség általában erős dipólmomentummal rendelkező, asszimmetrikus alakú molekulákkal rendelkező folyadékkristályokra jellemző. A (2.) ábrán két lehetőség látható a flexoelektromos jelenség (polarizáció) fellépésére: az egyik csepp alakú (hossztengellyel párhuzamos dipól), illetve egy másik hajlított, banán alakú (hossztengelyre merőleges dipól) molekulákból álló nematikus folyadékkristály esete. [1]

A deformációmentes alapállapotban a direktor a térben állandó, az egyes molekulák dipólmomentuma ugyanakkora valószínűséggel mutat felfelé vagy lefelé, ekkor a folyadékkristály nem poláros. Feszítés vagy hajlítás hatására azonban a folyadékkristály rétegben kialakítható direktorgradiens, az alapállapotban fenn állt szimmetria megsérül, a molekuláris dipóloknek részben egy irányba fordulása az alak-asszimmetria miatt jobb térkitöltést eredményez. [1]

A kis mértékű torzítással létrehozott polarizációt a következő összefüggéssel adhatjuk meg: [8]

$$\vec{P}_{fl} = e_1 \vec{d} \cdot \text{div}(\vec{d}) + e_3 (\text{rot}(\vec{d})) \times \vec{d} \quad (2)$$

Itt $\vec{d}$ a direktor iránya, e_1 és e_3 elektromos potenciál dimenziójú mennyiségek, melyeket (feszítési- és hajlítási-) flexoelektromos együttthatóknak hívunk. [1]

Elektromos tér jelenlétében az $\mathcal{F}_{fl}$ szabad energia a következőképpen néz ki:

$$\mathcal{F}_{fl} = -\vec{P}_{fl} \cdot \vec{E} \quad (3)$$

A rendszer teljes szabad energiájának minimalizására törekvése elektromos tér jelenlétében térben periodikus egyensúlyi direktoreloszláshoz vezethet. Ha a tér meghalad egy határozott küszöbfeszültséget, akkor ennek hatására egy polarizációs mikroszkóppal megfigyelhető, jellegzetes mintázat alakul ki, melyet flexodoméneknek (angoul: *flexodomains*) hívunk. Nagyon fontos jellemzője, hogy a "csíkok", a flexodomének iránya párhuzamos a direktor irányával. [1]

3. A mérési beállítások

3.1. A folyadékkristály cella

A folyadékkristályokat ún. szendvics-cellákba töltve vizsgáljuk. Az általunk használt cellák Lengyelországban készültek. Ezek két vékony üveglapból állnak, amik között a távtartókkal fenntartott néhány tíz mikrométernyi vastagságú résben foglal helyet maga a folyadékkristály. A méréshez használt

cellák planárisak, az üveglapon lévő vékony poliimid-réteg finom dörzsöléssel lett kezelve. A lapok közepén el van helyezve $5\text{ mm} \times 5\text{ mm}$ -es felületen egy vékony és átlátszó indium-ón-oxid (ITO) vezetőréteg. A cella szélére a vezetőréteghez ultrahangos forrasztóval rögzítettünk két teflon bevonatú vezeték, amikkel a kályhán belül áramkörbe köthető a cella. Egy ilyen cella (az **1008** jelzésű folyadékkristályt tartalmazó cella) fényképe a (4.) ábrán látható.

A folyadékkristály betöltése előtt fényspektroszkóppal lemértük (ellenőriztük) a cellák vastagságát.

3.2. A folyadékkristály minták

A mérésekhez használt folyadékkristályok közül szobahőmérsékleten a **fázis 5** nematikus folyadékkristály fázisú, az **1008** pedig szilárd kristály. A **fázis 5** betöltése ennek megfelelően egyszerűen a cellán található nyílásra, a rés szélére csöppentéssel történik, ahonnan a kapillaritás miatt a folyadékkristály beszívódik a cella belsejébe és kitölti a cellát. Az **1008** ezzel szemben szilárd fázisú, betöltése előtt a cellát a nyitott kályhában kell elhelyezni, ahol azt felfűtjük a folyadékkristály-izotróp átmenet hőmérséklete fölé, majd a nyílás szélén elhelyezzük a szilárd fázisú anyagot, ahol az megolvad és az olvadékot a kapilláris erők a cella belsejébe húzzák.

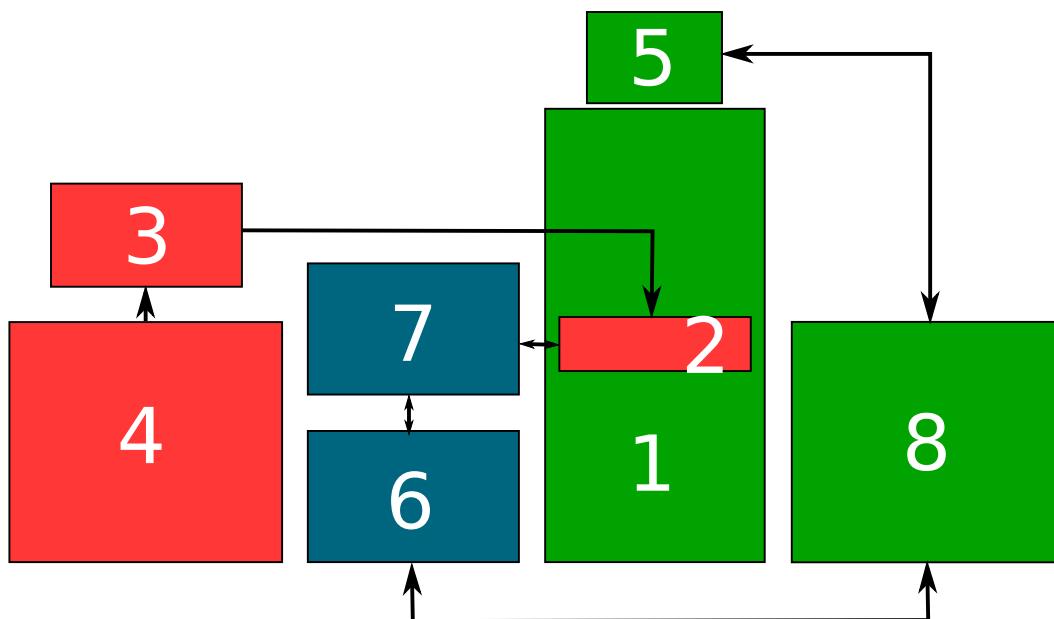
A mérésekhez a folyadékkristályokat úgy választottuk meg, hogy egyenfeszültségű tér hatására különbözőképpen viselkedjenek: az egyiken konduktív ferde hengereket, a másikon pedig flexoelektromos doméneket lássunk.

A **fázis 5** több folyadékkristályból álló elegy, amit a Merck & Co. Inc gyártott. A dielektromos anizotrópia $\epsilon_a < 0$, ahol $\epsilon_a = \Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$ és a vezetési anizotrópia $\sigma_a > 0$, ahol $\sigma_a = \Delta\sigma = \sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}$. A folyadékkristályt egy $10,8\text{ }\mu\text{m}$ vastagságú cellában helyeztük el, a méréseket 30°C -on végeztük. Ennél a mintánál fogunk látni elektrokonvekciós mintázatot küszöbérték feletti egyenfeszültségű tér jelenlétében.

3.3. A mérési összeállítás

A mérésekhez használt összeállítás rajza a (3.) ábrán látható. A rajzon a különböző színnel lettek kiemelve a mérésben különböző szerepet játszó eszközök. Így pirossal a hőmérséklet-szabályzás (számítógép, fűtőegység, kályha), kékkel az elektromos tér szabályzásához kapcsolódó eszközök ((számítógép), függvénygenerátor, oszcilloszkóp) és zölddel a megfigyeléshez kapcsolódó eszközök (számítógép, digitális kamera, mikroszkóp).

A mérés lelkét az ábrán (1.) számmal jelzett Zeiss gyártmányú polarizációs mikroszkóp adja. A mikroszkóphoz egy digitális kamera van kapcsolva,



3. ábra. Az I. számú mérési összeállítás

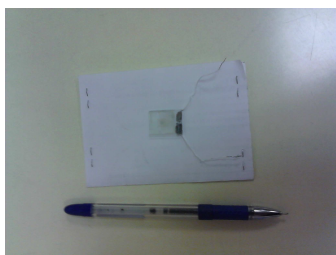
A Mérési berendezés számmal jelzett elemei: 1. Polarizációs mikroszkóp (shadowgraph) , 2. Mintatartó kályha , 3. Fűtőegység , 4. PC a fűtőegység vezérléséhez , 5. Digitális kamera , 6. Függvénygenerátor , 7. Oscilloszkóp , 8. PC a (5.), (6.) és (7.) vezérléséhez

így az okuláron keresztül történő megfigyelés mellett/helyett a személyi számítógépen tudjuk figyelemmel követni a folyadékkristály viselkedését.

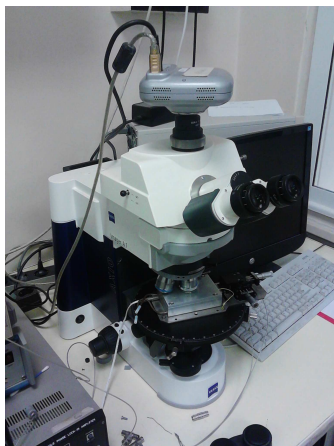
A folyadékkristály nematikus fázisban tartásához szükséges, hogy egy kályhában helyezzük el, melyen elhelyezett ablakok engedik a minta mikroszkóppal történő megfigyelését. A kályhát a személyi számítógéppel vezéreljük, melyen egy MS DOS alatt futó, erre a célra megírt programmal tudjuk a kályha hőmérsékletét beállítani. A program lehetőséget ad közel azonnali felfűtésre, illetve adott lépéshosszal történő hőmérséklet-emelésre, korlátozottan csökkentésre.

A mintára elektromos teret szeretnénk kapcsolni, így a kályhán belül forrasztással tudjuk áramkörbe kapcsolni a mintát. A függvénygenerátorral tudunk tetszőleges (a mérés során szinuszos), egyenfeszültség-komponenssel rendelkező váltófeszültségű jelet adni a mintára. Ezt a számítógépen futó *Labview* programon keresztül tudjuk megvalósítani, valamint ezzel vezérelhető a digitális kamera, illetve mérhető az oscilloszkópon érzékelt, a mintán mérhető feszültség. A program tehát lehetőséget ad a mérés vezérlésére, adatok megjelenítésére és elmentésére későbbi felhasználás céljából.

A mérési összeállítás egyes elemei a következő képeken láthatók:



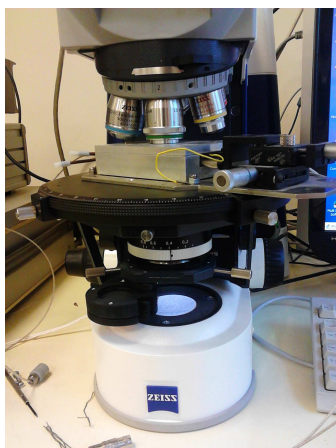
4. ábra. Folyadékkristály cella



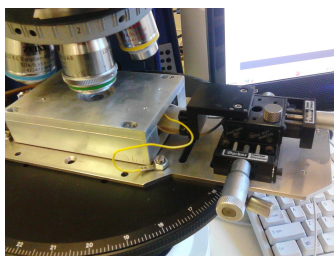
5. ábra. Zeiss polarizációs mikroszkóp



6. ábra. Digitális kamera és a mikroszkóp okulárja



7. ábra. A mintatartó kályha a mikroszkóp tárgyasztalán



8. ábra. A mintatartó kályha

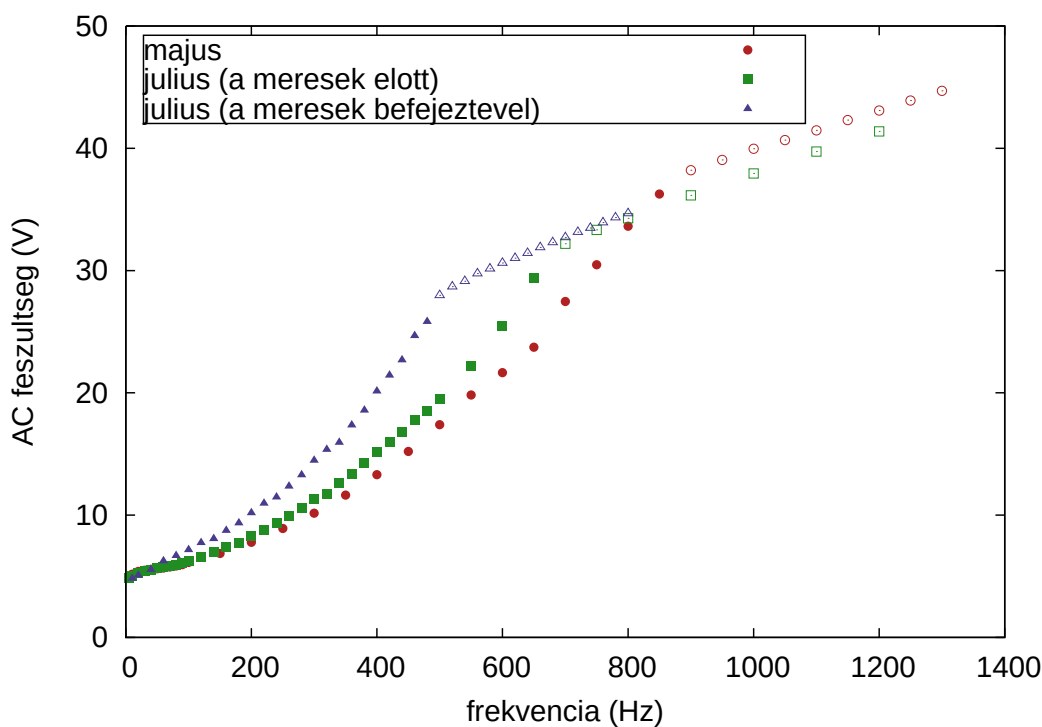


9. ábra. A mintatartó kályha nyitott állapotban

4. Mérések fázis 5 folyadékkristály-cellán

4.1. A frekvenciafüggés vizsgálata

A legelső mérés, amit a folyadékkristályon elvégeztünk a frekvenciafüggés vizsgálata. Ez a mérés gyakorlatilag úgy zajlik, hogy keressük azt a váltófeszültség-nagyságot, melynél egy adott frekvencián mintázat jelenik meg a folyadékkristályon - elindulunk egy alacsony frekvenciáról, majd addig ismétljük meg a küszöbpont megkeresését a frekvenciát növelve, míg számunkra értékes adatot kapunk - ez általában a átváltási frekvencia fölötti 40 – 50 Hz -es tartomány.



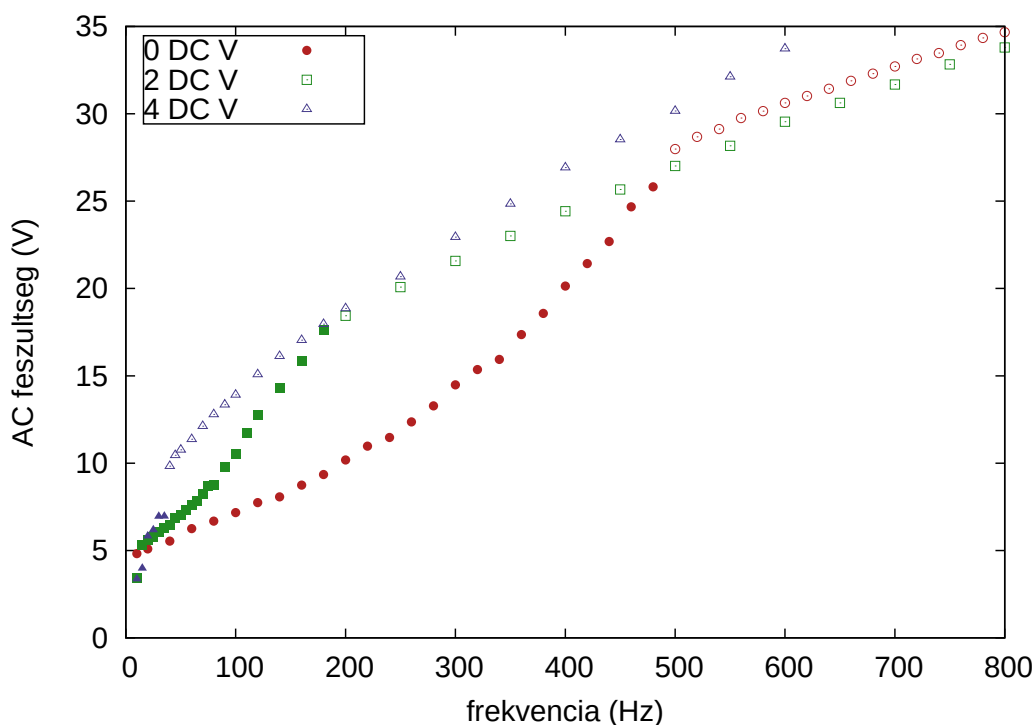
10. ábra. Frekvenciafüggés vizsgálata fázis 5-ön, különböző időpontokban elvégzett mérési sorozatok

A cellán a frekvenciafüggés három időpontban volt vizsgálva. Először május közepén végeztem el a méréssorozatot ez után a cella néhány hétig intenzív méréseknek volt kitéve, ekkor kapott jelentősebb egyen- és váltófeszültségű terhelést, majd két hónapig a minta nyugalomban volt. Július közepén végeztem el a második mérést, majd két hét intenzív használat után

az utolsó méréssorozat is rögzítésre került. A különböző időpontokban felvett küszöbgörbék az (10.) ábrán megtekinthetők.

Kisebb váltófeszültségek mellett konduktív mintázatot tapasztalunk, ennek küszöbe a frekvencia növelésével egyre meredekebben emelkedik, majd - attól a ponttól ahol a küszöbgörbén egy törést látunk (a átváltási frekvencia) - dielektromos mintázatot látunk.

Jól látható, hogy az idő elteltével a konduktív $\rightarrow$ dielektromos átmenet az egyre kisebb feszültség felé tolódik, a konduktív mintázat küszöbe pedig emelkedik. Fontos megjegyezni, hogy a májusban elvégzett méréssorozatban mért értékekhez nem tér vissza a hosszabb nyugalomban hagyás után a minta, bár a relaxáció jelenléte is nyilvánvaló, hiszen a mérések után felvett görbe távolabb van, jobban eltér a mérések előtt felvett görbétől, mint a két mérés előtt felvett görbe (májusi és júliusi) egymástól.



11. ábra. Frekvenciafüggés vizsgálata fázis 5-ön, különböző egyenfeszültségű komponens mellett elvégzett mérési sorozatok

A küszöbgörbék ilyen jellegű változását a folyadékkristály-cella vezetőképességének megváltozásával magyarázhatjuk.

Az utolsó alkalommal a frekvenciafüggést úgy is vizsgáltam, hogy egy

állandó egyenfeszültséget kapcsoltam a mintára, ennek eredménye a (11.) ábrán tekinthető meg.

A konduktív $\rightarrow$ dielektromos átmenet az egyenfeszültség nagyságának növelésével lejjebb mászik, és 5 V egyenfeszültség mellett már váltófeszültség nélkül is tapasztalunk mintázatot.

Ezen tapasztalatok alapján kiválaszthatunk három esetet: csak konduktív, konduktív és dielektromos, illetve csak dielektromos mintázatot látunk váltófeszültség hatására. Így kiválasztásra került először három frekvencia (80 Hz, 200 Hz, 400 Hz), majd ehhez még két frekvenciát választottunk (20 Hz, 100 Hz), amiken végrehajtottunk egy küszöbgörbe-letapogatást.

A mérések egy váltófeszültség-érték állandó értéken tartásával, az egyenfeszültség-érték változtatásával történt. A méréseket a frekvenciaértékek sorrendjében közlöm.

4.2. Mérések különböző frekvenciákon

4.2.1. 20 Hz

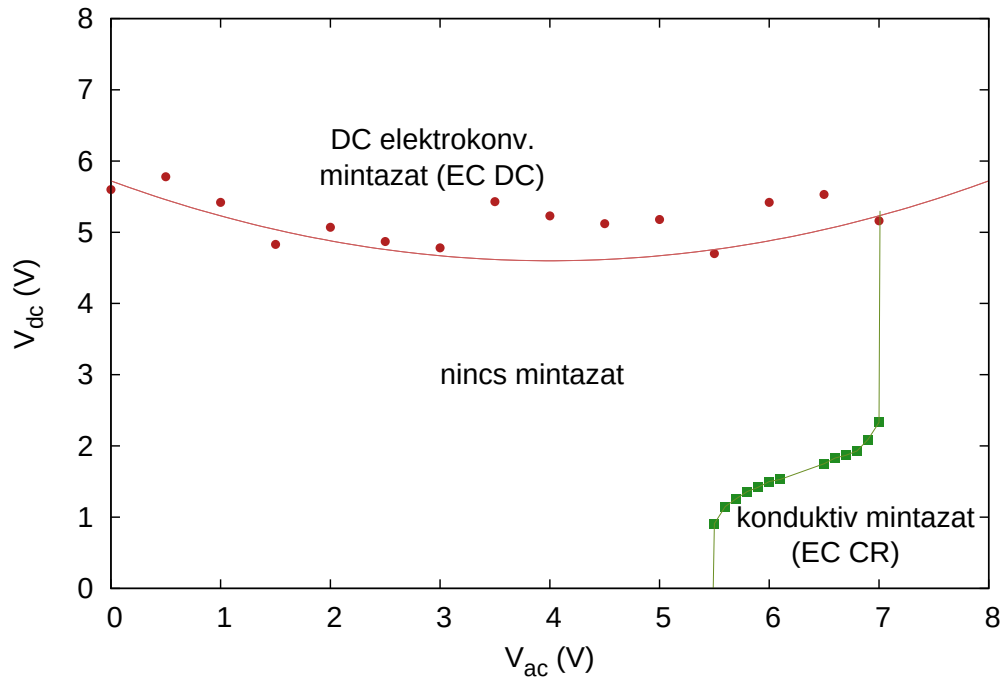
A küszöbgörbe keresését fix váltófeszültséggel végeztem, azaz elindultam 0 V váltófeszültségről és csak az egyenfeszültséget változtattam, itt megkerestem a küszöbszintet - ahol megjelenik a mintázat (felső ág), illetve eltűnik (alsó ág) - majd visszacsökkentettem az egyenfeszültséget nullára, növeltem a váltófeszültség értékét és ismételten megkerestem a küszöbszintet. Az AC lépéshossz az alsó ág megjelenéséig 1 V, onnantól 0.5 V és a gyorsabban változó helyeken pedig 0.1 V.

Az első mért frekvencia a 20 Hz, a mért adatokat *GNUplot* programmal ábrázoltam, ennek eredménye a (12.) ábrán látható.

Az egyenfeszültség hatására előlépő mintázat küszöbe nehezen meghatározható, mivel a mintázat egy nagyobb tartományon folytonosan jön elő a feszültség emelésével és általában nem azon a feszültségen tűnik el, mint amelyiken megjelenik - ennek következtében ezeken a pontokon nagy a szóráss. Ezzel szemben a váltófeszültség hatására megjelenő mintázat küszöbe éles, jól meghatározható.

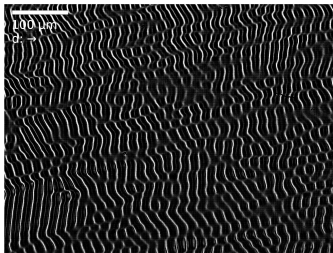
Alapvetően kétféle mintázatot láthatunk: az alsó ágon (váltófeszültség) megjelenő konduktív (EC CR) mintázat ((13.) ábra) ill. a felső ágon (egyenfeszültség) megjelenő elektrokonvekciós (EC DC) mintázat ((14.) ábra). Az alsó és a felső ág még a dielektromos mintázat megjelenése előtt záródik, így lényegében ott is EC CR ferde henger látható ((15.) ábra).

A jobb átláthatóság érdekében az ábrára elhelyeztem segédgörbéket, melyekkel a küszöbgörbék viselkedését kívántam érzékeltetni. A felső ág küszöbe a váltófeszültség csökkentésével egy darabig csökken, majd utána növekszik.

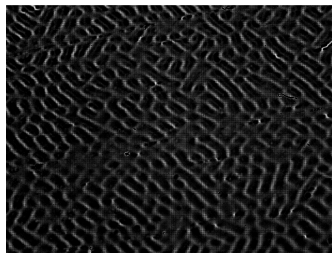


12. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 20 Hz-es frekvencián

Az alsó ág is valójában negatív meredekséggel indul, de ez manuálisan nem mérhető (a következő fejezetben egy automatizált mérésnél láthatóvá válik), így egy ugrást látunk, majd egy másfél voltnyi szakaszon változó meredekséggel emelkedik a váltófeszültség komponens növelésével, végül 7 V AC feszültségnél tapasztalunk egy hirtelen ugrást, amivel a küszöbgörbe záródik is.



13. ábra. Konduktív mintázat (EC CR) ($0 V_{dc}$, $5.86 V_{ac}$)

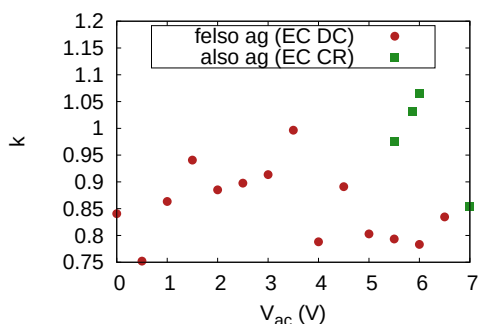


14. ábra. EC DC mintázat (EC DC) ($5.6 V_{dc}$, $0 V_{ac}$)

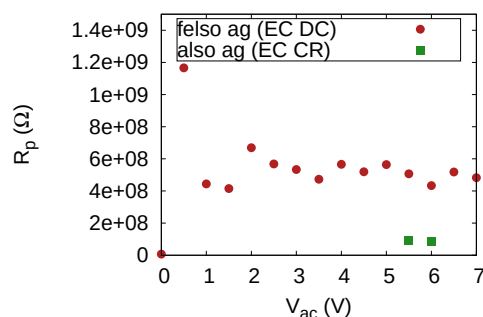


15. ábra. Kombinált mintázat (EC DC - EC CR) ($6.16 V_{dc}$, $7 V_{ac}$)

A felvételek a feszültség-scan elvégzése közben a küszöbtől nem nagy távolságban készültek. Észrevehető, hogy mintázatok rendezettsége különböző, de nagyjából ugyanarról a mintázatról, konduktív ferde hengerekről beszélhetünk. Ezeket összehasonlíthatjuk dimenziótlan hullámszámuk alapján, mely a (16.) ábrán tekinthető meg. Az ábráról az látható, hogy az egyes mérési pontoknak eléggé nagy a szórása, de a várt, azaz az 1-es érték nagyságrendjében vannak, azaz a mintázat hullámhossza közel a cella vastagságának kétszerese (1).



16. ábra. Mintázatok dimenziótlan hullámszáma a váltófeszültség függvényében 20 Hz-es frekvencián



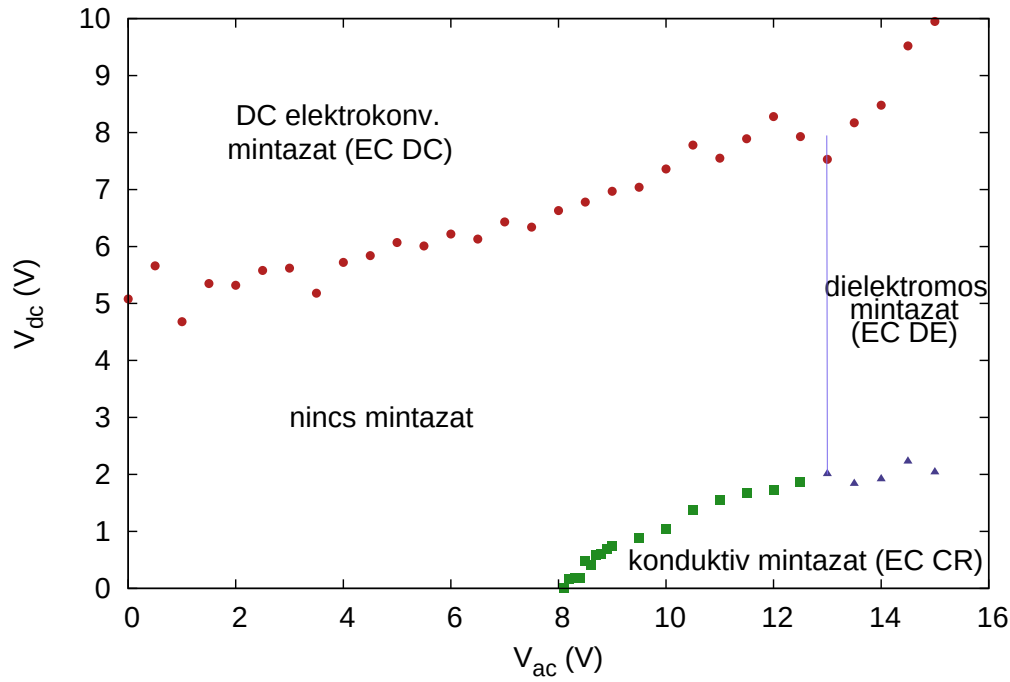
17. ábra. Ellenállás változása a váltófeszültség függvényében 20 Hz-es frekvencián

A küszöbgörbék letapogatásával párhuzamosan a programmal mértem a minta ellenállását és kapacitását, amikből a minta vezetőképességére lehet következtetni. A (17.) ábrán látható a minta ellenállásának változása a rákapcsolt váltófeszültség függvényében - láthatóan a mérési pontok két érték körül rendeződnek (külön az alsó és a felső ág ellenállás-értékei).

4.2.2. 80 Hz

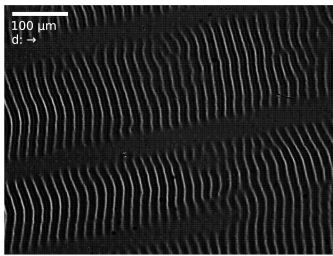
80 Hz-en végeztem manuális küszöbgörbe-letapogatást és a számítógéppel ugyanennek a mérési feladatnak egy automatizált változatát is elvégeztem. Először a manuális mérést tekintem át, a mérési adatok a (18.) ábrán tekinthetők meg.

A tapasztalat az, hogy az egyenfeszültséggel előjövő konduktív mintázatot nagyjából ugyanott találjuk mint a 20 Hz-en végzett kísérletben - erre a tartományra jellemző mintázat a (20.) ábrán látható. Az alsó ágon ezzel szemben nagyon rövid feszültség intervallumon konduktív ferde henger mintázat látható, majd ez álló henger mintázatba megy át - ((19.) ábra). Ezen a frekvencián a kettes számú eset valósul meg, azaz látunk dielektromos

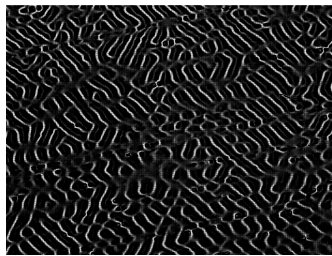


18. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 80 Hz-es frekvencián

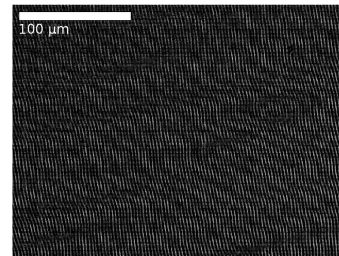
mintázatot. Ez $V_{ac} = 13 \text{ V}$ körül jön elő, és egy hirtelen ugrással zárja be az alsó és a felső ág küszöbgörbéit. Az itt látott jellemző mintázat a (21.) ábrán látható.



19. ábra. Konduktív mintázat (EC CR) ($0.39 V_{dc}$, $8.9 V_{ac}$)



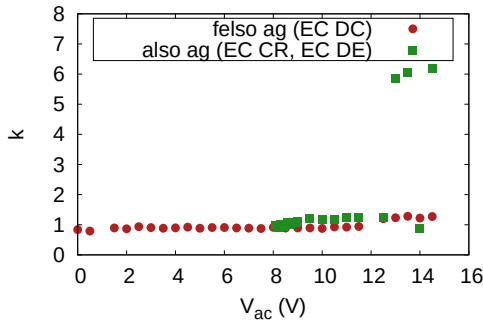
20. ábra. EC DC mintázat (EC DC) ($7.06 V_{dc}$, $0 V_{ac}$)



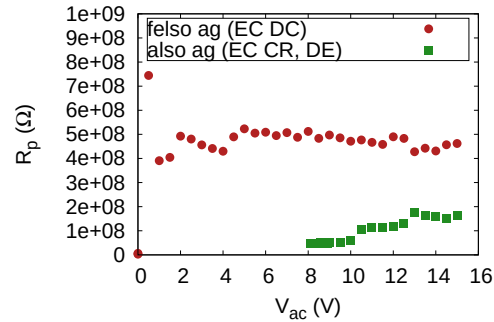
21. ábra. Dielektromos mintázat (EC DE) ($2.05 V_{dc}$, $13 V_{ac}$)

A mérés során rögzítésre került ellenállás-adatok a (23.) ábrán megtekinthetők. A grafikonról az látszik, hogy a két ág két különböző érték körül helyezkedik el. Az alsó ág (EC CR, EC DE) esetében nagyjából $2 - 2.5$

V -os váltófeszültség-intervallum után következik be egy ugrás az ellenállás értékében, és a későbbi ugrásig mért ellenállás-értékek e körül az érték körül helyezkedik el, míg a felső ág (EC DC) esetében az az érték, ami körül az ingadozások tapasztalhatóak, nagyjából változatlan, csupán szakaszosan jelentkezik csökkenő vagy növekvő viselkedés a mérési pontok értékeiben.



22. ábra. Mintázatok dimenziótlan hullámszáma a váltófeszültség függvényében 80 Hz-es frekvencián



23. ábra. Ellenállás változása a váltófeszültség függvényében 80 Hz-es frekvencián

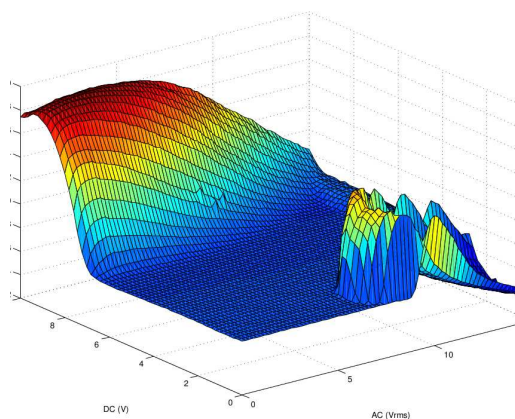
A készített felvételeken elvégzett hullámszám-mérés a (22) ábrán tekinthető meg. A dielektromos mintázat pontjai jól láthatóan nagyobb hullámszámúak (6 – 7) mint a konduktív ferde és az álló hengerek hullámszámai. Továbbá a két konduktív mintázat hullámszámai mind közel vannak az 1-es értékhez, bár a kettő között van egy nagyon kis különbség, ami a dielektromos bezáródás után eltűnik.

A mintán automatikus küszöbfeszültség-letapogatást is végeztem. Ez a mérési módszer tulajdonképpen a korábban leírt manuális mérés átültetése számítógépre: a megadott feszültség-tartományon (egyen- és váltófeszültség) adott lépésközzel a program végigmegy, s minden egyes pontban készít egy felvételt. Mind a váltó- mind az egyenfeszültséget 0.2 V-os lépéshosszal vizsgáltam végig $V_{ac} = 15 V$ illetve $V_{dc} = 10 V$ felső feszültség határig. *Matlab*bal kiértékelve minden egyes felvételt, mindegyikhez hozzárendelve a négyzetes eltérést (kontrasztot) a mérési eredményeket egy színkódos három dimenzós ábrával tettük jól megfigyelhetővé. Az egyes mérési pontokhoz tartozó négyzeten ha magas az itt készült felvétel kontrasztja (nagy a négyzetes eltérés a képen), akkor itt a közel egységes szürke-szintű háttérhez képest különbséget: mintázatot látunk. Minél nagyobb a kép kontrasztja, annál magasabban emelkedik ki a háttér síkjából, és annál "melegebb" színkódot rendelünk hozzá. Az így módon készült ábrák a (24.) és (25.) ábrán megtekinthetőek.

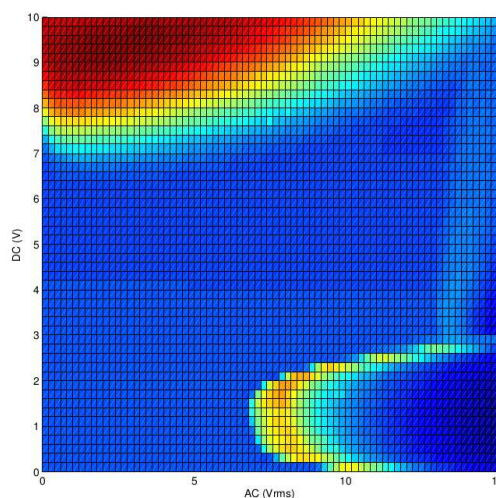
Összevetve ezeket a (18.) ábrán látható manuális mérés eredményével

kvalitatív egyezést látunk, habár jelentős különbségek is fellépnek.

- Az egyenfeszültséggel fellépő konduktív mintázat küszöbgörbéje követi a manuális mérésnél tapasztalt viselkedést.
- A váltófeszültséggel fellépő konduktív mintázat küszöbgörbéje ezzel szemben más viselkedést mutat: nem jelentkezik az ferde hengereknek tulajdonított "elő-küszöb" ehelyett a görbe negatív meredekséggel indul.
- A dielektromos mintázat görbéje - bár eléggé halványan látszik - közel ugyanazt a viselkedést, a merdek emelkedést mutatja.
- Viszont egyértelmű különbség, hogy az összes küszöbnél a nagyobb értékek felé történő eltolódás tapasztalható, ami magyarázható azzal a ténnyel, hogy az automatikus mérés esetében a mintán folyamatosan van feszültség, és a mérés is hosszabb ideig tart (körül-belül fél nap) mint a manuális mérés (6-7 óra) így a minta vezetőképessége jelentősen megváltozik.



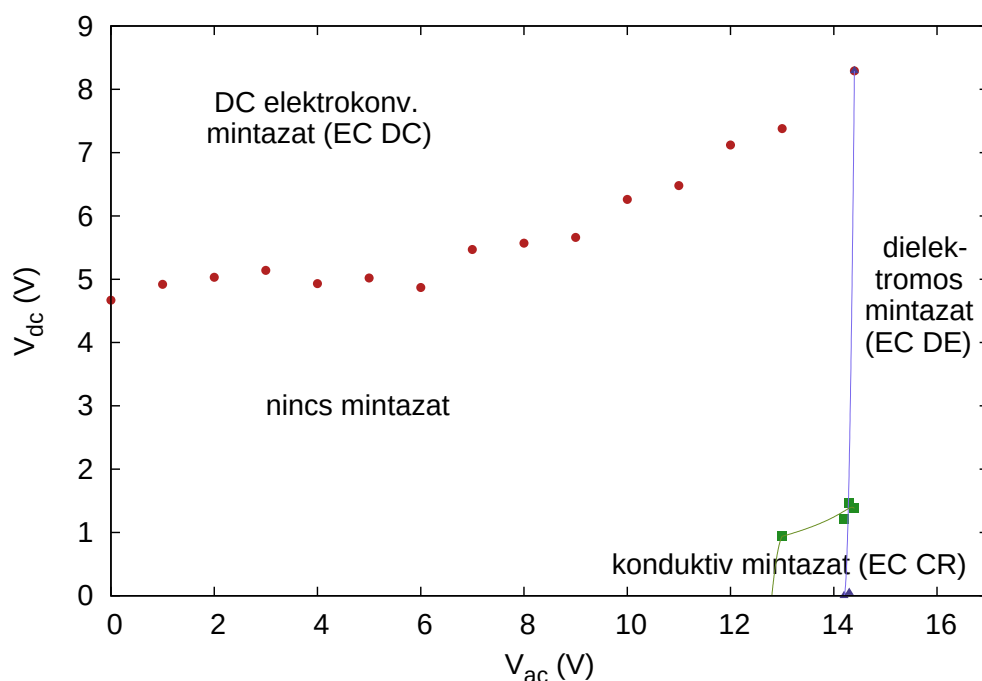
24. ábra. Automatikus küszöbgörbe-letapogatás 80 Hz-en, kontraszt a feszültségek függvényében



25. ábra. Automatikus küszöbgörbe-letapogatás 80 Hz-en, kontraszt a feszültségek függvényében

4.2.3. 100 Hz

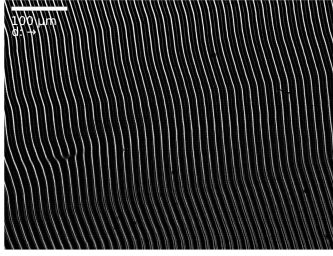
A manuális mérést 100 Hz -en megismételve nagyon hasonló eredményre jutunk. Az előzőhöz hasonló esetről beszélünk, a 80 Hz -es méréssorozattól a 100 Hz -es mindössze annyiban különbözik, hogy ezen a frekvencián a konduktív $\rightarrow$ dielektromos átmenet hamarabb jelentkezik, azaz kisebb váltófeszültség-intervallumon látunk az alsó ágon a konduktív tartományhoz tartozó mintázatot. A küszöbgörbe-letapogatás mérési adataiból készített plot a (26.) ábrán látható.



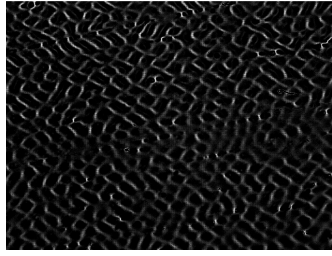
26. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 100 Hz -es frekvencián

Az adott tartományokon jellemző mintázatok a (27.), (28.) és (29.) ábrákon tekinthetők meg.

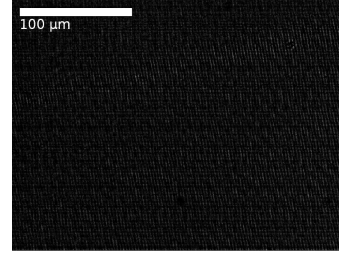
A minta ellenállásának változása a mérés alatt a (31.) ábrán megtekinthető. Túlnyomóan csak a felső ágból van adat, ugyanis itt volt több mérési pont - ezek az adatok a $3.7 \cdot 10^8 \Omega$ érték körül helyezkednek el. A mintázatok dimenziótlanított hullámszámai a váltófeszültség függvényében a (30.) grafikonon megtekinthetők.



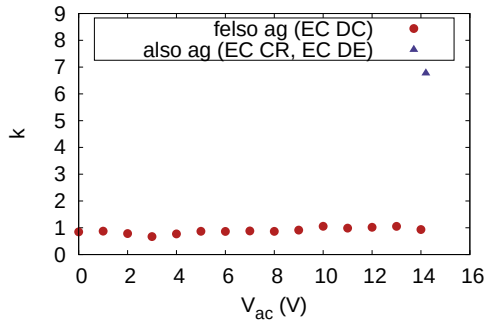
27. ábra. Konduktív mintázat (EC CR) ($0.1 V_{dc}$, $20 V_{ac}$)



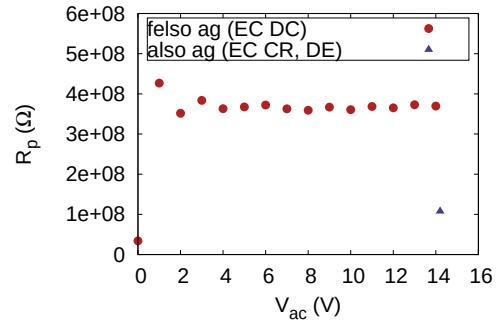
28. ábra. EC DC mintázat (EC DC) ($6.03 V_{dc}$, $2 V_{ac}$)



29. ábra. Dielektromos mintázat (EC DE) ($0 V_{dc}$, $14.2 V_{ac}$)



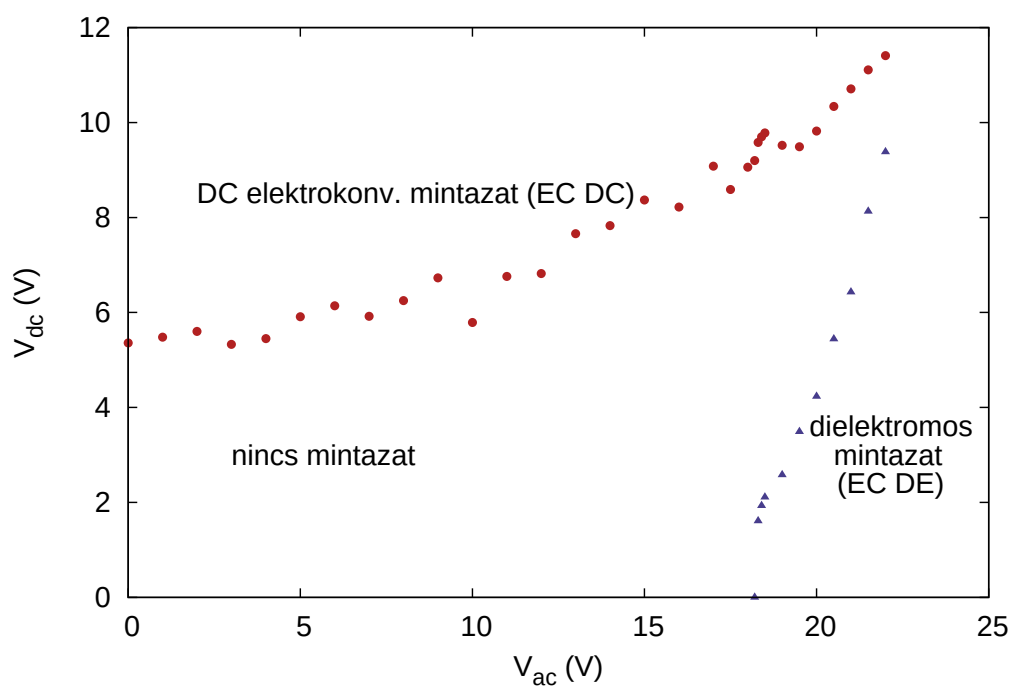
30. ábra. Mintázatok dimenziótlan



31. ábra. Ellenállás változása a váltófeszültség függvényében 100 Hz-es frekvencián

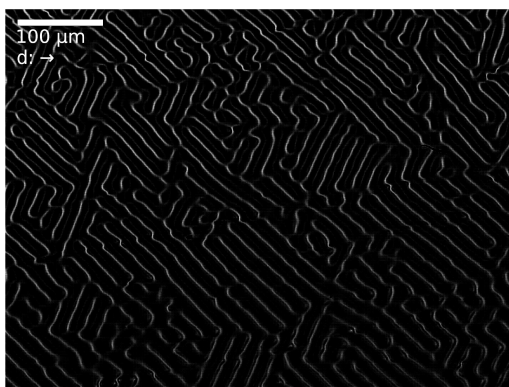
4.2.4. 200 Hz

A 200 Hz -en végzett mérés ismét egy új esethez tartozik: ebben az esetben már nem jelenik meg a konduktív tartomány mintázata, hanem az alsó ág egyből dielektromos mintázattal indul és ezzel is záródik. Az ugrás most nem olyan meredek, mint a kisebb frekvenciákon, s a dielektromos küszöb tulajdonképpen két részből összetevődőnek látszik: egy gyökös emelkedés után növekszik és $22.5 V$ környékén a két görbeág összezáródik. Ugyanakkor a frekvenciavizsgálat alapján nem ezt a viselkedést várnánk - korábbi várakozásaink szerint dielektromos mintázat tiszta váltófeszültség hatására csak $500 - 600 Hz$ körül kellene bekövetkeznie - ennek az eltérésnek a legvalószínűbb magyarázata, hogy a minta vezetőképessége a mérés alatt a rákapcsolt feszültségek következtében erősen megváltozott.

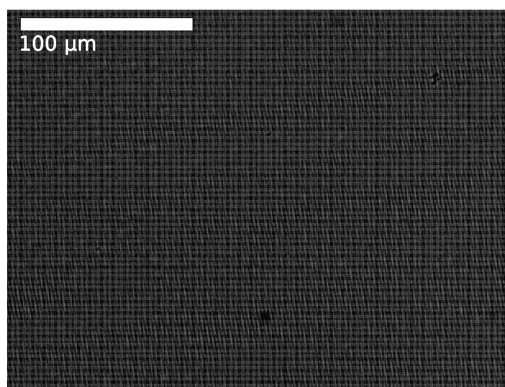


32. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 200 Hz-es frekvencián

A mért adatokat a (32.) ábrán lehet megtekinteni. A felső görbeág feletti egyenfeszültséggel előlépő konduktív ferde henger mintázat a (33.) ábrán, az alsó ág alatt látható dielektromos mintázatot pedig a (34.) ábrán lehet megtekinteni.



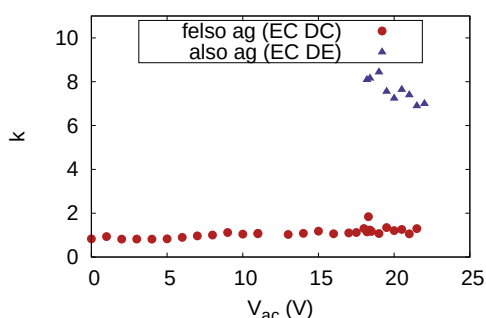
33. ábra. DC elektrokonvekciós mintázat (EC DC) ($6.48 V_{dc}$, $1 V_{ac}$)



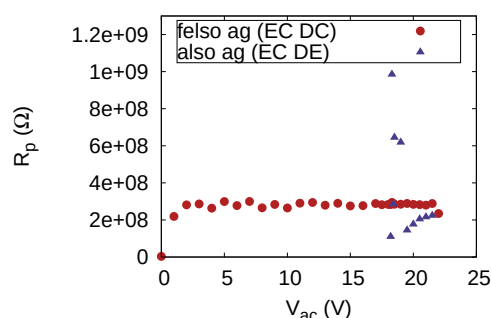
34. ábra. Dielektromos mintázat (EC DE) ($0 V_{dc}$, $18.3 V_{ac}$)

A mérés során rögzítésre került ellenállás-adatok a (36.) ábrán megtekinthetők. Érdekes összevetni a korábbi hasonló görbékkel: bár a kvalitatív egyezés kivehető, de az ellenállás-értékek ez alkalommal alacsonyabbak, mint korábban, tehát a minta vezetőképessége ténylegesen megváltozott a mérések alatt rákapcsolt feszültségek hatására.

A hullámszám-adatokon ((35.) ábra) kivehető, hogy a felső ág konduktív ferde henger mintázatához, egy körülbelül 1-es érték körüli ingadozás, az alsó ág dielektromos mintázatához pedig egy 9-es és 7-es érték közötti hullámszám adatok tartoznak, utóbbi a feszültség növelésével csökken.



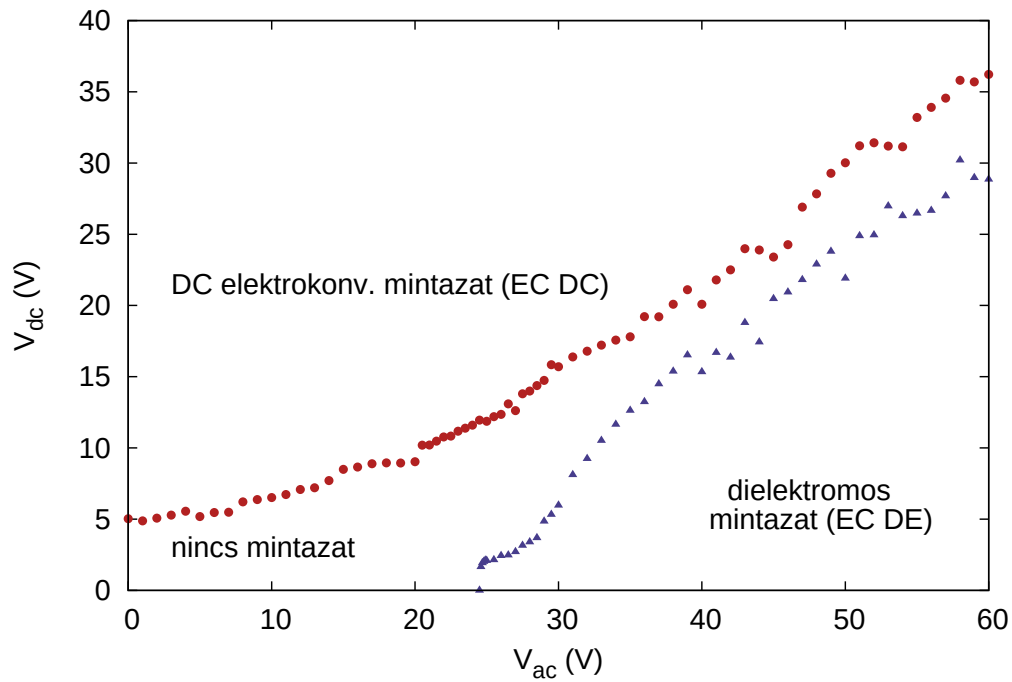
35. ábra. Mintázatok dimenziótlan hullámszáma a váltófeszültség függvényében 200 Hz-es frekvencián



36. ábra. Ellenállás változása a váltófeszültség függvényében 200 Hz-es frekvencián

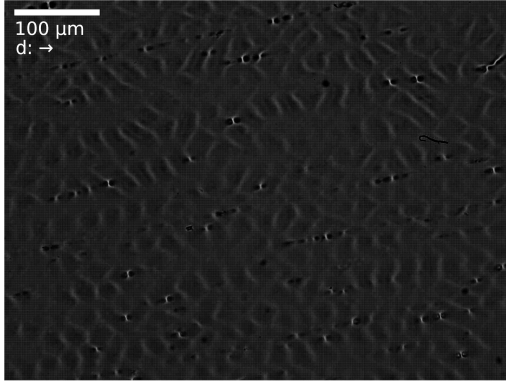
4.2.5. 400 Hz

400 Hz-en, bár az előzővel megegyező esetről van szó, újabb különbséget tapasztalunk: a két görbeág nem záródik a vizsgálható tartományon. A (37.) ábrán $V_{ac} = 60$ V-ig vettem fel a küszöbfeszültség-értékeket, de a mérésen kívül (rögzítés nélkül) a feszültséget tovább növeltem, és azt tapasztaltam, hogy még $V_{ac} = 90$ V érték mellett is létezik egy kis méretű egyenfeszültség-sáv melyen nem látható mintázat a két küszöbgörbe-ág között. Ennek ellenére nagyon valószínű, ha a minta el tudná viselni, akkor magasabb feszültség mellett a két görbeág záródna.

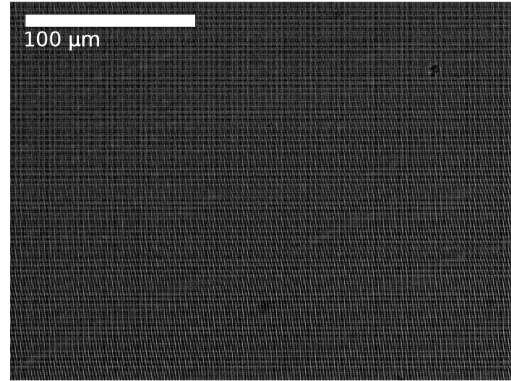


37. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 400 Hz-es frekvencián

A felső ágon konduktív ferde henger mintázatot látunk, melynek egy jellemző felvétele a (38.) ábrán látható. Erre az ágra továbbá még az jellemző, hogy a feszültség növelésével a küszöbgörbe eléggé elmosódik, a mintázatok megjelenésének pontos helyét (feszültség-értéket) nem lehet egyértelműen meghatározni, a mért adatokon nagy lesz a szórás. Időnként megjelenik egy rendezetlen mintázat, ami a magasabb egyenfeszültségnél teljesen megjelenő konduktív ferde hengerek szakaszaiból áll. Az alsó ágon végig dielektromos mintázatot ((39.) ábra) látunk.

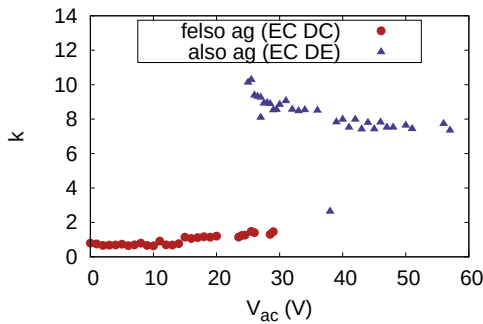


38. ábra. Kombinált mintázat (EC DC - EC CR) ($7.18 V_{dc}$, $5 V_{ac}$)

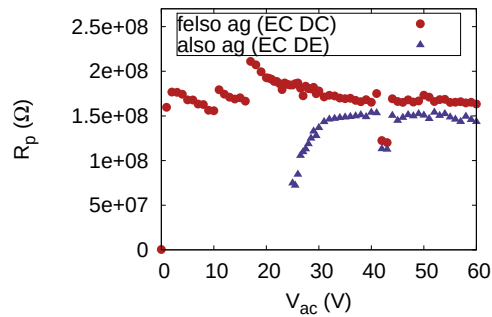


39. ábra. Dielektromos mintázat (EC DE) ($1.14 V_{dc}$, $25.5 V_{ac}$)

A mérés során rögzítésre került ellenállás-adatok a (41.) ábrán megtekinthetők - a mérési adatok értékeiben szakaszosan nagy ugrások tapasztalhatóak, de látható, hogy a két ág külön értékbe konvergál a váltófeszültség növelésével. A dimenziótlan hullámszámokról a két szakaszból csak külön készültek felvételek, de az nagyjából látható a (40.) ábrán, hogy a konduktív ferde henger mintázat hullámszáma 1 környékén van, a feszültség növelésével enyhén emelkedik - ezzel szemben a dielektromos mintázat dimenziótlan hullámszáma 10 környékéről indul, a feszültség növelésével az értéke erősen csökken, a mérési tartományon egészen a 7-es értékig.



40. ábra. Mintázatok dimenziótlan hullámszáma a váltófeszültség függvényében 400 Hz-es frekvencián



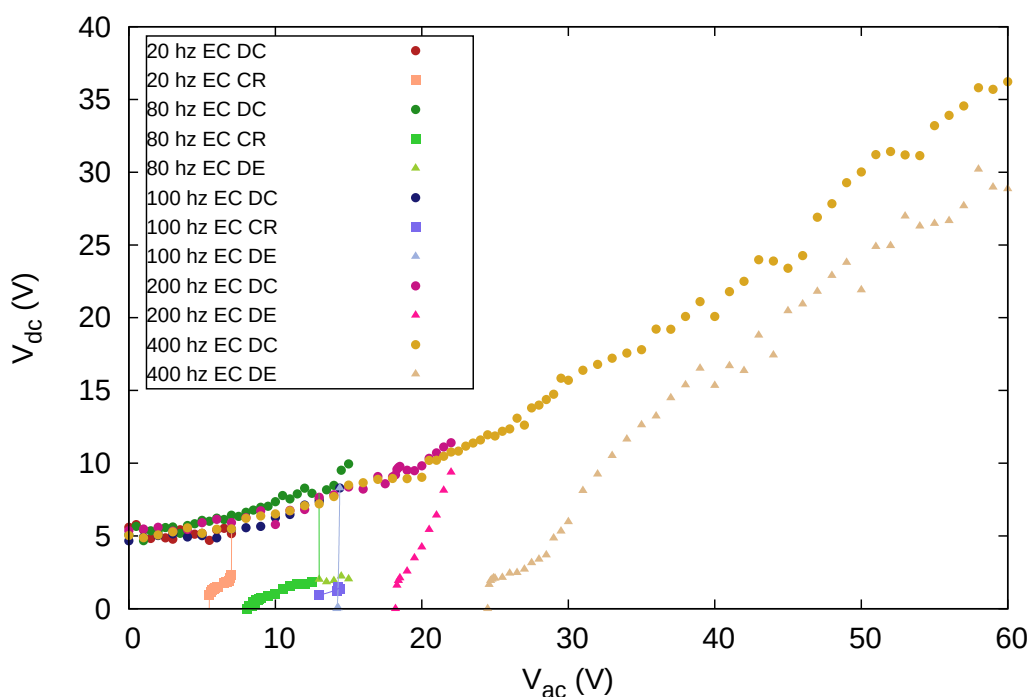
41. ábra. Ellenállás változása a váltófeszültség függvényében 400 Hz-es frekvencián

4.3. A különböző frekvenciákon végzett mérések összevetése

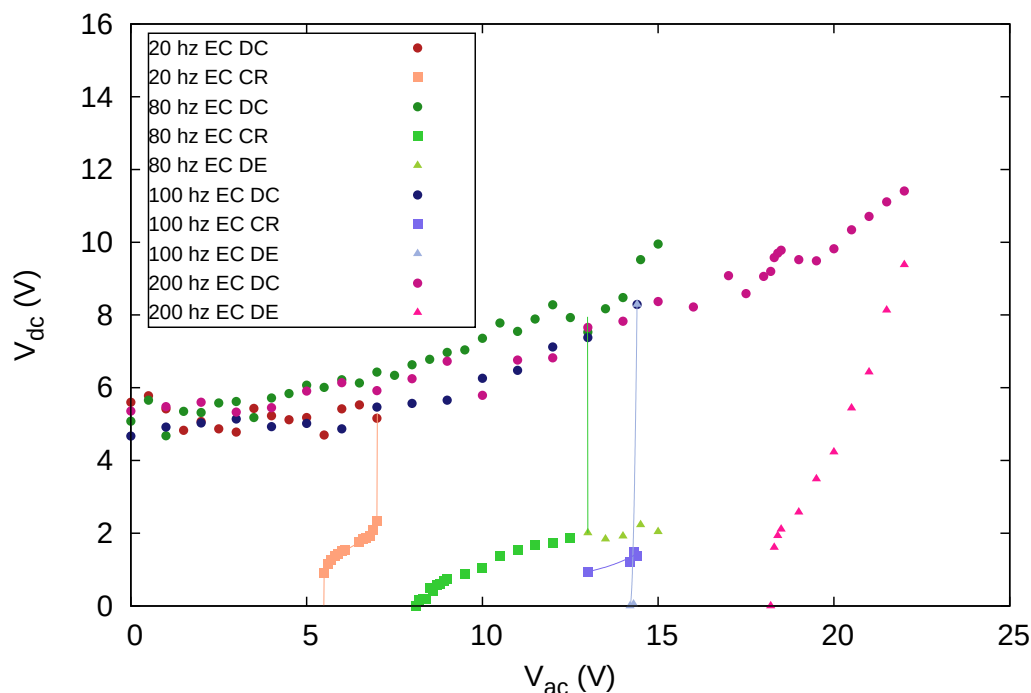
Miután mindegyik kiszemelt frekvencián végrehajtott mérés-sorozatokat szemügyre vettük, érdemes összefoglalni a látottakat. A különböző frekvenciákon végzett méréssorozatok küszöbgörbéit egy ábrára plotoltam, ezek az alábbi ábrákon megtekinthetők.

A (42.) ábrán az összes küszöbgörbe egy ábrán látható, a jobb áttekinthetőség kedvéért a (43.) ábrán a 400 Hz-es mérést adatait elhagyva figyelhetők meg a kis frekvenciákon végzett méréssorozatok küszöbgörbéi.

Megfigyelhető, hogy az egyenfeszültséggel előlépő konduktív mintázat (EC DC) küszöbgörbéje mindegyik esetben ugyanazt a viselkedést mutatja, azaz nem függ a hozzákapcsolt váltófeszültség frekvenciájától. Az itt tapasztalt különbségek inkább a vezetőképesség időbeli változásából illetve a mérés pontatlanságából adódnak. Az alsó ágon ezzel szemben jelentősebb különbségeket tapasztalunk a különböző frekvenciákon végzett mérésekkor. A mintázat megjelenése a nagyobb feszültségek felé tolódik - amit várunk is - valamint a dielektromos küszöb meredeksége folyamatosan csökken.



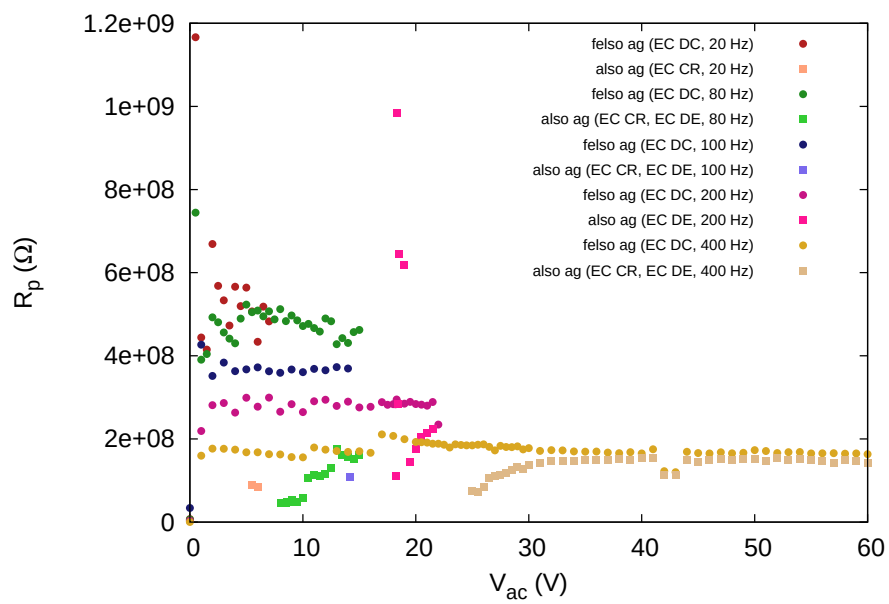
42. ábra. Fázis 5 küszöbgörbék 20 Hz, 80 Hz, 100 Hz, 200 Hz és 400 Hz



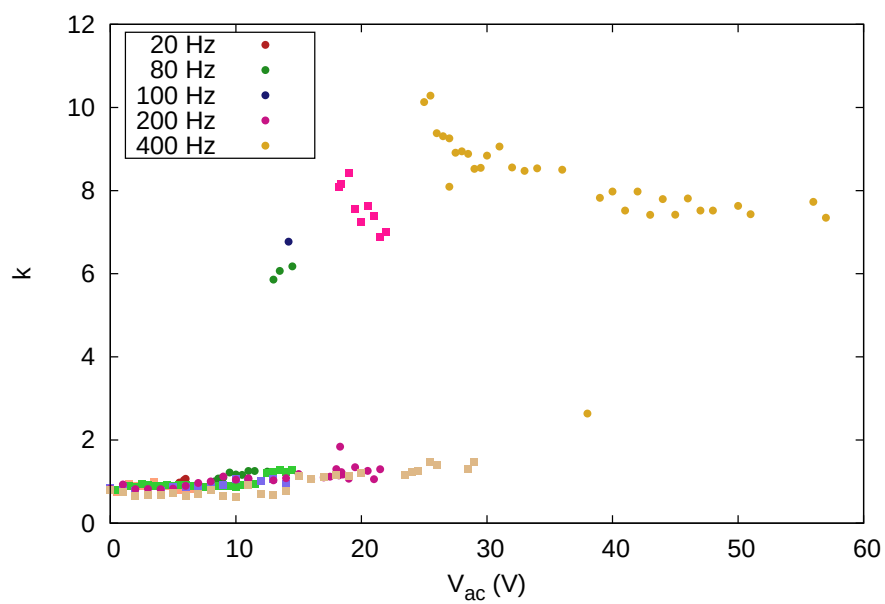
43. ábra. Fázis 5 küszöbgörbék 20 Hz, 80 Hz, 100 Hz és 200 Hz

Dielektromos mintázatot 80 Hz feletti frekvencián tapasztalunk először - itt még a konduktív mintázat is jelen van - majd tisztán, csak dielektromos mintázatot 200 Hz felett tapasztalunk. Az egyik legfontosabb tapasztalat, hogy 400 Hz -en a mintára viszonylag nagy feszültséget adva (35 V egyen- és 60 V váltófeszültség) sem tapasztaljuk a küszöbgörbék két ágának záródását.

Az összes mérési sorozat ellenállás-adatai a (44.) ábrán láthatók. A pontsorok viselkedése mindegyik esetben hasonló, de látható, hogy a magasabb frekvenciájú váltófeszültséggel végrehajtott méréseknél az ellenállások más, alacsonyabb értékhez konvergálnak be. A dimenziótlan hullámszámok esetében lényeges különbségeket nem tapasztalunk, a konduktív mintázatok közel 1 környékén, a dielektromos mintázatok pedig 10 és 7 közötti értékeket vesznek fel utóbbi a feszültség növelésének hatására csökken.



44. ábra. Ellenállás változása a váltófeszültség függvényében



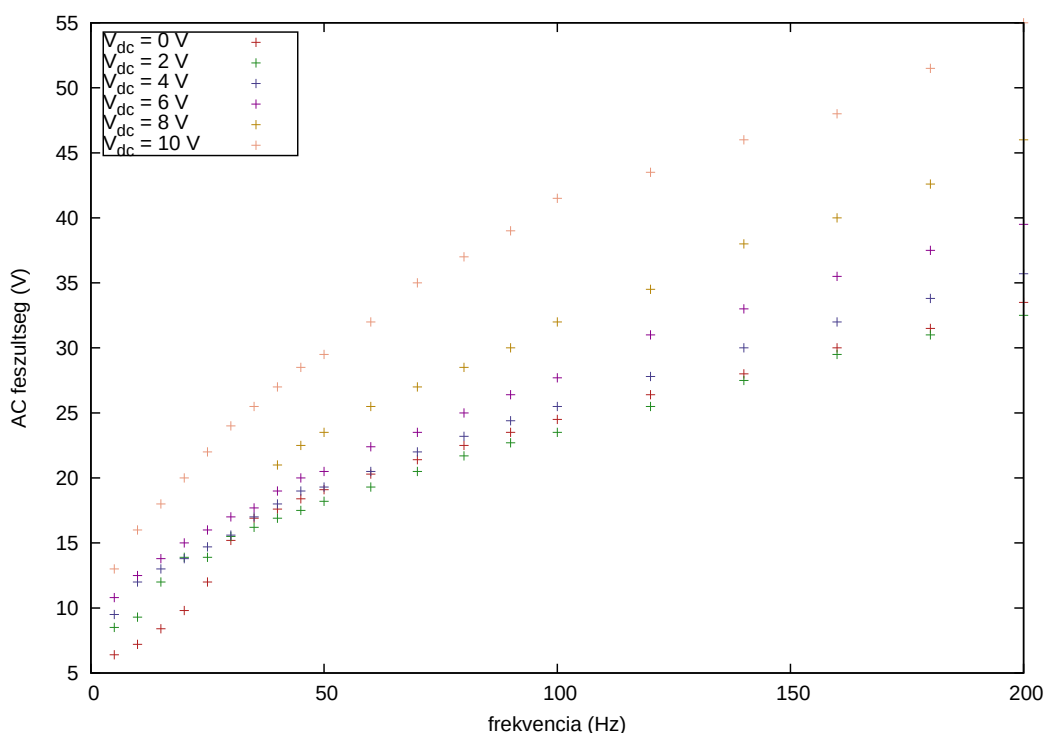
45. ábra. Mintázatok hullámhossza a váltófeszültség függvényében

5. Mérések 1008 folyadékkristály-cellán

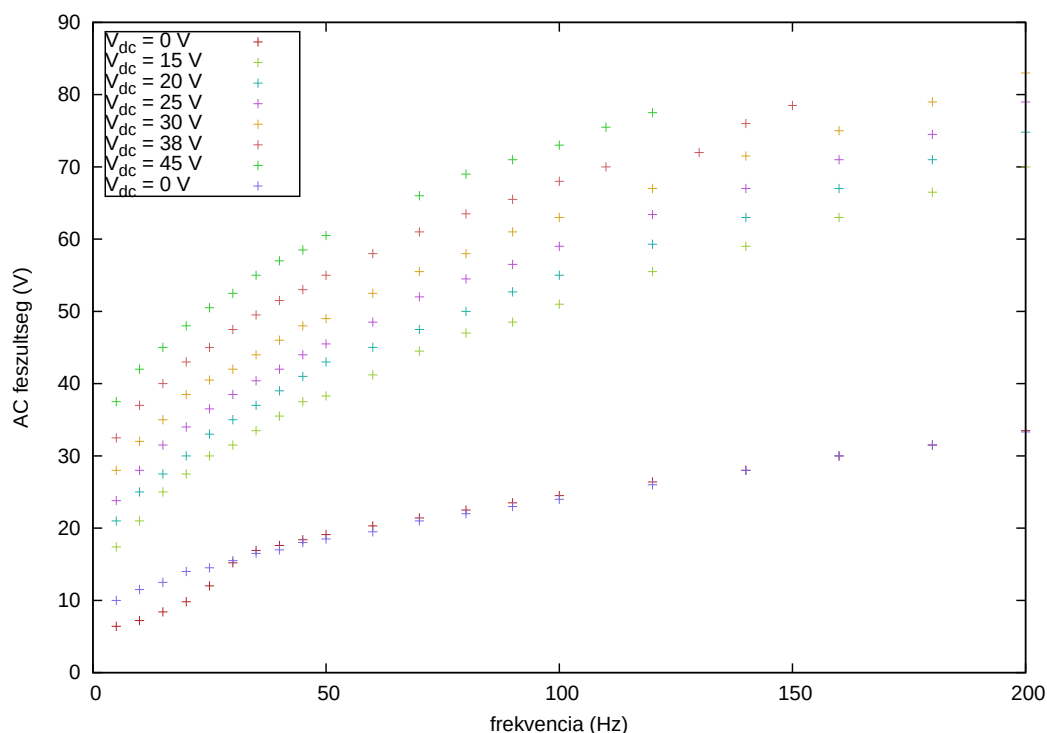
5.1. A frekvenciafüggés vizsgálata

Hasonlóképpen mint a **fázis 5**-ön, az **1008** esetében is először a mintázatok kialakulásának frekvenciafüggését vizsgálom.

A (46.) ábrán a tisztán váltófeszültség és néhány alacsonyabb egyenfeszültség mellett felvett méréssorozat látható. Minden esetben az első szakaszban konduktív hengereket láthatunk, ez a küszöb erősen emelkedik a frekvencia növelésével, amíg 30 Hz magasságában eléri az átváltási frekvenciát, ahol a küszöbgörbe meredeksége megváltozik, csökken és innentől dielektromos mintázatot figyelhetünk meg. Az ábrán látható, hogy az átváltási frekvencián történő "törés" a görbén csak nagyon alacsony egyenfeszültség mellett (0 V_{dc} , 2 V_{dc}) vehető ki jól.



46. ábra. Frekvenciafüggés vizsgálata 1008-on, különböző egyenfeszültségű komponens mellett elvégzett mérési sorozatok, alacsony egyenfeszültség



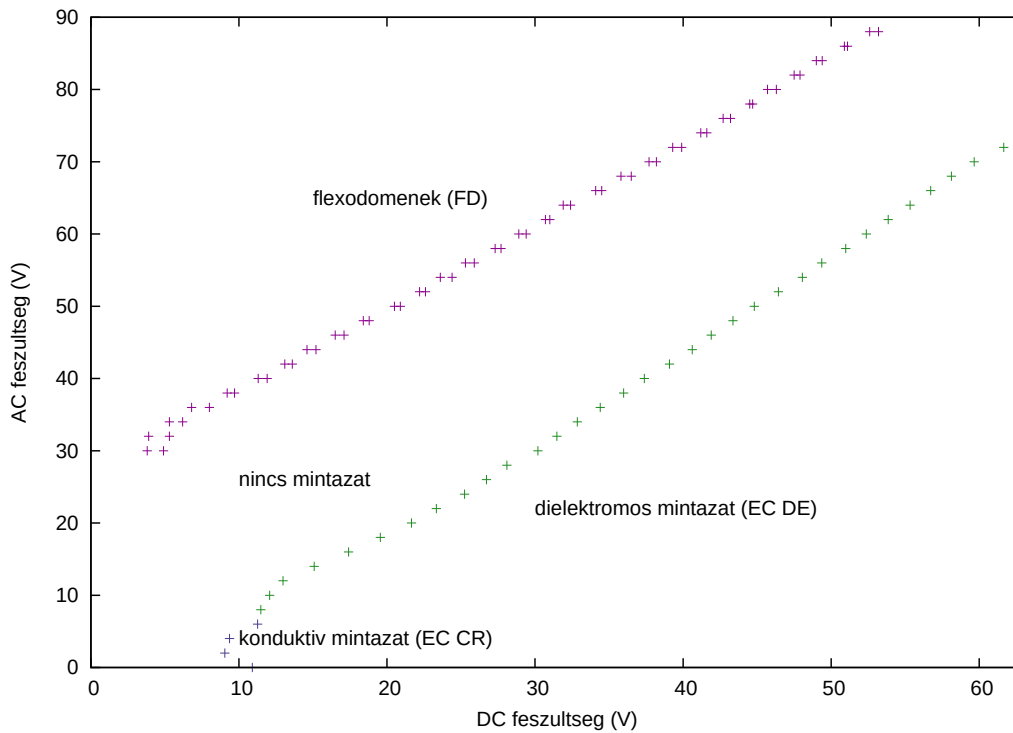
47. ábra. Frekvenciafüggés vizsgálata 1008-on, különböző egyenfeszültségű komponens mellett elvégzett mérési sorozatok, magas egyenfeszültség

A (47.) ábrán különböző, a méréssorozat során már magasabb állandó értéken tartott egyenfeszültségű komponenszt kapcsoltam a mintára, és a frekvenciafüggést így is megvizsgáltam a korábban már részletezett módon. Ami egyértelműen látható az ábráról, hogy az egyenfeszültség-komponens növelésével mind az EC CR és EC DE küszöbgörbék emelkednek. Az EC CR mintázat küszöbgörbéje az egyenfeszültség növelésével meredekebbé válik, majd eltűnik, és csupán dielektromos mintázatot láthatunk. Továbbá tapasztalható, hogy a magas egyenfeszültség-szint után DC nélkül elvégzett méréssorozatban a küszöbgörbe nem tér vissza korábbi állapotába, a mérések így kvantitatív nem reprodukálhatóak.

5.2. A nem-záródás problémája - 10 Hz

A reprodukálhatóságon kívül más problémákkal is szembesültünk az 1008 vizsgálata során: a küszöbgörbék csak nagyon kis frekvencián záródnak. A (48.) ábrán a 10 Hz-en végrehajtott mérési sorozat küszöbgörbéi láthatók. Jól látszódik, hogy ezen a frekvencián a küszöbgörbék két ága közel pár-

huzamosan halad és várhatóan csak jóval a vizsgált és a cella számára még elviselhető feszültségtartomány fölött fog záródni. Egyenfeszültséggel flexoelektromos mintázat jelenik meg, váltófeszültséggel pedig kis tartományon konduktív álló hengerek, majd pedig dielektromos mintázat látható.

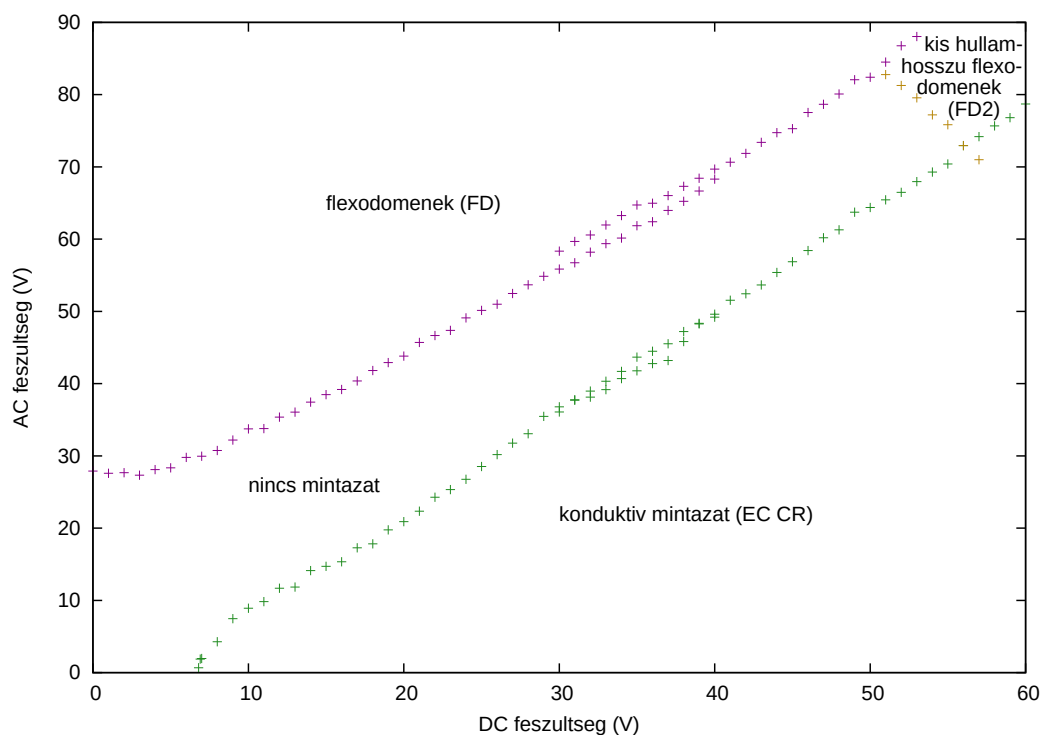


48. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 10 Hz-es frekvencián

5.3. Záródás alacsony frekvencián - 5 Hz

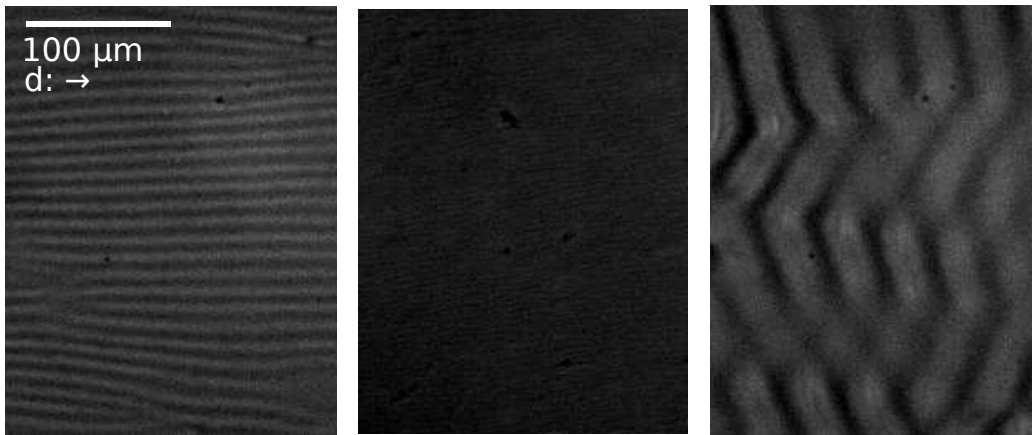
A (49.) ábrán az 5 Hz-es mérésorozat küszöbgörbéi láthatók. Ezen a frekvencián a két küszöbgörbeág egy viszonylag magas feszültségtartományon záródik, a két görbeág ugyanakkor a záródásig közel párhuzamosan halad.

Az alsó ág küszöbgörbéje alatt konduktív ferde hengereket látunk ((52). ábra), melyet a váltófeszültség alacsony frekvenciájú változása miatt hol nagy, hol pedig rendkívül alacsony kontraszttal megfigyelhetők. Bizonyos esetekben egyenfeszültség hatására is előjött elektrokonckciós mintázat, ami rendkívül gyorsan el is tűnt - ennek a mintázatnak a küszöbe alacsonyabban van mint a flexodoméneké, de nem reprodukálható, eltűnése valószínűleg a minta vezetőképességében történő változásokkal lehet összefüggésben. Az



49. ábra. Küszöbgörbe-letapogatás 5 Hz-es frekvencián

említett flexodomének viszont stabilak, ugyanakkor kettő féle almintázatot is tapasztalunk: egy nagyobb hullámhosszú és kontrasztosabb mintázatot, illetve egy kisebb hullámhosszú és kevésbé kontrasztos mintázatot, mely a bezáródáshoz közel jelenik meg. Mivel a kis hullámhosszú flexodomének küszöbgörbéje "elmetszi" az alsó és a felső ág küszöbgörbét, a kis hullámhosszú flexodomének így megjelennek a nagy hullámhosszú flexodomének és a konduktív hengerek között is, bár mivel ezeknek jóval nagyobb a kontrasztja, ezért az együttes mintázat nagyon nehezen figyelhető meg.



50. ábra. Flexodomének (FD) ($30 V_{dc}$, $1 V_{ac}$)

51. ábra. Kis hullámhosszú flexodomének (FD2) ($80 V_{dc}$, $55 V_{dc}$)

52. ábra. Konduktív ferde henger mintázat (EC CR) ($0 V_{dc}$, $7 V_{dc}$)

5.4. Lehetőség további vizsgálódásokra: gyorskamerás mérési módszer

Az **1008** esetében a küszöbgörbék bezáródása csak nagyon alacsony frekvencián történik meg, ahol a mintázatok kontrasztja oly mértékben függ az időtől, hogy a gerjesztő feszültség egy periódusán belül néha erős kontrasztal látjuk a konduktív mintázatot, és van amikor szinte semmilyen struktúra nem látható. Az eddig használt mérési berendezés nem alkalmas ezek vizsgálására és rögzítésére, ezen felül érdemes lenne azt is megvizsgálni hogy a mintázatok kontrasztja hogyan függ az időtől. Ehhez egy új mérési beállítást kell választanunk, melynek eleme egy gyorskamera, ami a feszültség frekvenciájával összehangolva működik. Ugyanakkor ezzel az új mérési összeállítással lehetőség is nyílik a folyadékkristályokon belüli mintázatképződés egy új oldalának megvizsgálására, mégpedig a mintázatok időfejlődésének vizsgálatára.

6. Konklúzió

Mindkét vizsgált folyadékkristály esetében tapasztalható volt a két küszöbgörbék záródása. Mind a váltófeszültség mellé kapcsolt egyenfeszültség és mind az egyenfeszültség mellé kapcsolt váltófeszültség esetében megnőtt a mintázatképződés küszöbe, ennek következtében a záródó küszöbgörbék "kicsúcsosodnak". Az automatikus mérés eredményéből (25. ábra) ugyanakkor látható, hogy a váltófeszültségű küszöb negatív meredekséggel indul, majd

magasabb egyenfeszültség esetén ($\sim 2 V_{dc}$) kezd el nőni a küszöbfeszültség. A manuális méréssorozatban ez nem volt jól látható, részben amiatt, hogy az alkalmazott feszültség-lépéshossz túl nagy volt, részben pedig amiatt, hogy míg az automatikus küszöbfeszültség-letapogatás állandó egyenfeszültség mellett történt, a manuális méréssorozatok a váltófeszültség állandó értéken tartása mellett, így mire a váltófeszültségű küszöböt elértem, a folyadékkristály már jelentős egyenfeszültségű terhelést kapott.

Fontos tehát megjegyezni, hogy a folyadékkristály vezetőképessége a mérések során (44. ábra) változik. Ez részben annak a következménye, hogy a folyadékkristály vezetőképességét a szennyező ionok adják, melyek egyenfeszültség hatására kiülhetnek a cella szélére. A relaxáció, a kiült töltéshordozók felszabadulása lassú folyamat, és nem teljesen megy végbe. Emellett a minta öregedik, így a reprodukálhatósággal problémák adódnak.

Nem várt eredmény, hogy magas frekvenciájú váltófeszültségű tér esetén (**Fázis 5** esetén 400 Hz , **1008** esetén pedig már 10 Hz) nagy feszültségek mellett is létezik egy "üres sáv", melyben nem figyelhető meg mintázat a mérhető feszültségtartományon.

Ugyanakkor kijelenthető, hogy mind a két mintázatképződési folyamat esetében a küszöbgörbék hasonló viselkedését látjuk. Mindkét mintázatképződési folyamat vizsgálható egy egyesített elméleti modellel, az elektrokonnekció flexoelektromossággal kiegészített modelljével. A méréseknek az elmélettel való összeegyeztetése viszont még a jövő feladata.

7. Köszönetnyilvánítás

A dolgozathoz a méréseket a Wigner FK Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet, Komplex Folyadékok Osztályán végeztem el. Megköszönöm témavezetőm, Dr. Éber Nándor segítségét a mérések kivitelezésében és a dolgozat megírásában. A mérésekhez felhasznált *Labview* és *Matlab* programokért Salamon Péternek tartozom köszönettel. Ezen felül köszönöm a Részben rendezett rendszerek kutatócsoport többi tagjainak (Dr. Buka Ágnes, a Szilárdtestfizikai és Optikai Intézet igazgatója, Tóth-Katona Tibor, Börzsönyi Tamás) is a közreműködésüket.

Az **1008** jelzésű folyadékkristály frekvenciafüggését egyenfeszültségű tér jelenlétében (47. ábra) közösen mértem Dr. Ridvan Karapinar (100. Yil Egyetem, Törökország) professzorral.

Hivatkozások

- [1] MTA Wigner FK, SZFI, Komplex Folyadékok Osztály: Folyadékkristályok vizsgálata
- [2] Sólyom Jenő: A modern szilárdtest-fizika alapjai I., ELTE Eötvös Kiadó, 2009
- [3] Bata Lajos: A szilárdtestkutatás újabb eredményei 7, Folyadékkristályok, Műszaki Könyvkiadó, 1986
- [4] L.E. Aguirre, E. Anardo, N. Éber and Á. Buka: Regular structures in 5CB liquid crystals under the joint action of ac and dc voltages. *Phys. Rev. E* 85, 041703/1-9 (2012)
- [5] Á. Buka, T. Tóth-Katona, N. Éber, A. Krekhov and W. Pesch, Chapter 4. The role of flexoelectricity in pattern formation. , In *Flexoelectricity in Liquid Crystals. Theory, Experiments and Applications*, Eds. Á. Buka and N. Éber, Imperial College Press, London, 2012. pp. 101-135
- [6] Éber Nándor, Salamon Péter, Fekete Balázs, Tóth-Katona Tibor, Ridvan Karapinar , Marla Sacks, Alexei Krekhov , Werner Pesch, Buka Ágnes: Patterns induced by superposed AC and DC electric voltages in nematic liquid crystals, poszter a European Conference on Liquid Crystals konferencián, Rodosz, 2013. szeptember 23-27
- [7] M. C. Cross and P. C. Hohenberg, *Rev. Mod. Phys.* 65, 851 (1993)

- [8] P. G. de Gennes: The Physics of Liquid Crystals, Oxford University Press, 1974