

Bucskó Zoltán, V. éves Informatikus- fizikus

Diplomamunka

Fizikai mérések automatizálása LabView – val

Témavezető:

Dr. Sudár Sándor

Debreceni Egyetem Kísérleti Fizikai Tanszék

2009

Tartalom

Bevezetés	3
1. Automatizálás a mérés technikában[1].....	3
1.1. Az automatikus mérés alapelve:	3
1.2. Mérőrendszerek:	5
1.3. Információátvitel:	8
1.4. Az automatikus mérőrendszerek csoportosítása:.....	9
2. NI LabView, NI ELVIS, Mérőkártya.....	12
2.1. LabView[8].....	12
2.2 NI ELVIS leírás	19
2.3 Mérőkártya:[9]	22
3. A Franck-Hertz kísérlet és elméleti alapjai[3].....	22
3.1 Bohr-féle atommodell posztulátumai:	23
3.2. Elektronok kilépése fémekből	24
3.2.1. Termikus és a tér emisszió[2]	25
3.2.2 A tértöltés hatása:	31
3.3 Elektronok ütközése atomokkal	36
3.4 A Franck-Hertz kísérlet:[3].....	38
3.4.1 Az első gerjesztett állapot meghatározása.	38
3.4.2 A Bohr-féle frekvencia-feltétel igazolása.....	42
3.4.3 Magasabb gerjesztési állapotok	42
3.4.4 Az ionizációs energia mérése.	43
4. A Franck- Hertz kísérlet megvalósítása:	45
4.1 A mérőkártya beállítási:	46
4.2 A LabView program mérő részének előállítása	47
4.3. Fizikai elemek összekapcsolása	53
4.4 Mérési eredmények elemzése.	56
Irodalomjegyzék	64

Bevezetés

Az atommagban jelenlévő energiaszintek létezésének bizonyítékául szolgáló kísérletet, James Franck és Gustav Hertz német fizikusok végezték el 1914-ben a berlini egyetemen, ami Franck-Hertz kísérlet néven került bejegyzésre.

Ezen kiemelkedő és nagy jelentőséggel bíró munkájukat 1925-ben Nobel-díjjal jutalmazták.

A diplomamunka témája, ennek a kísérletnek a mai eszközökkel és szoftverekkel történő megvalósítása, automatizálása és a mérés optimalizálása. Továbbá leírást nyújt a kísérlet elméleti alapjául szolgáló ismeretekről, valamint méréstechnikai alapfogalmakról.

1. Automatizálás a mérés technikában [1]

1.1. Az automatikus mérés alapelve:

A metrológiában¹ használatos megfogalmazás szerint, a mérés az a tevékenység, melynek során valamely fizikai mennyiség mérőszámát mértékegységével való közvetett vagy közvetlen összehasonlítással meghatározzuk.

A mérendő fizikai mennyiségek jellegük szerint lehetnek analóg vagy diszkrét, az időre vonatkozva folytonos vagy szakaszos, ill. időben állandó vagy változó mennyiségek. Azokat a fizikai eszközöket, amelyek bemenetére a mérendő jelet adjuk és kimenetén, ezen mennyiség számszerű értékét kapjuk, mérőműszernek nevezzük.

A mérőműszereket különböző szempontok szerint osztályozhatjuk:

1. Közvetlen vagy közvetett mérő módszer:

- A közvetlen összehasonlítás módszerével olyan fizikai mennyiségek mérhetők, melyeknek irányított hatásával közvetlenül létrehozható a műszer szerint neki megfelelő mutatókitérés, ill. egyéb kijelzés.
- A közvetett módszerrel mérhető fizikai mennyiségek alatt értjük azokat a mennyiségeket, amelyeknek nincs irányított hatásuk és mérésük során – még a közvetlen összehasonlítás előtt – átalakításra van szükség.

2. Analóg vagy digitális elven működő mérőműszer:

Az analóg műszerek a mérendő mennyiséget vele arányos másik mennyiséggé, általában mutatókitéréssé alakítják. A mutató kitérése egy hozzárendelt skála segítségével alakítható számértékké. Ez az ún. mérőszám adja meg, hogy ez a mért mennyiség hányszorosa az egységül választott értéknek. Az analóg mérés értékkészlete elméletileg végtelen mivel a mutatókitérés a mérendő mennyiség analóg függvénye, a gyakorlatban azonban a műszerskála véges felbontása miatt az analóg mérőműszerek pontossága lényegesen kisebb, mint a digitális műszereké.

A digitális mérőműszerek legfőbb jellemzője a kvantálás, amelynek során az analóg folytonosan változó, analóg mennyiséget diszkrét, véges értékkészletű mennyiséggé alakítják át. Ennek megfelelően a digitális mérőműszerek pontossága elméletileg is korlátozott, értékét a kvantálási hiba szabja meg.

A gyakorlatban a digitális mérőműszerek felbontása lényegesen jobb, mint az analóg műszereké, a mérési eredmény leolvasása gyorsabb és szubjektív hibáktól mentes.

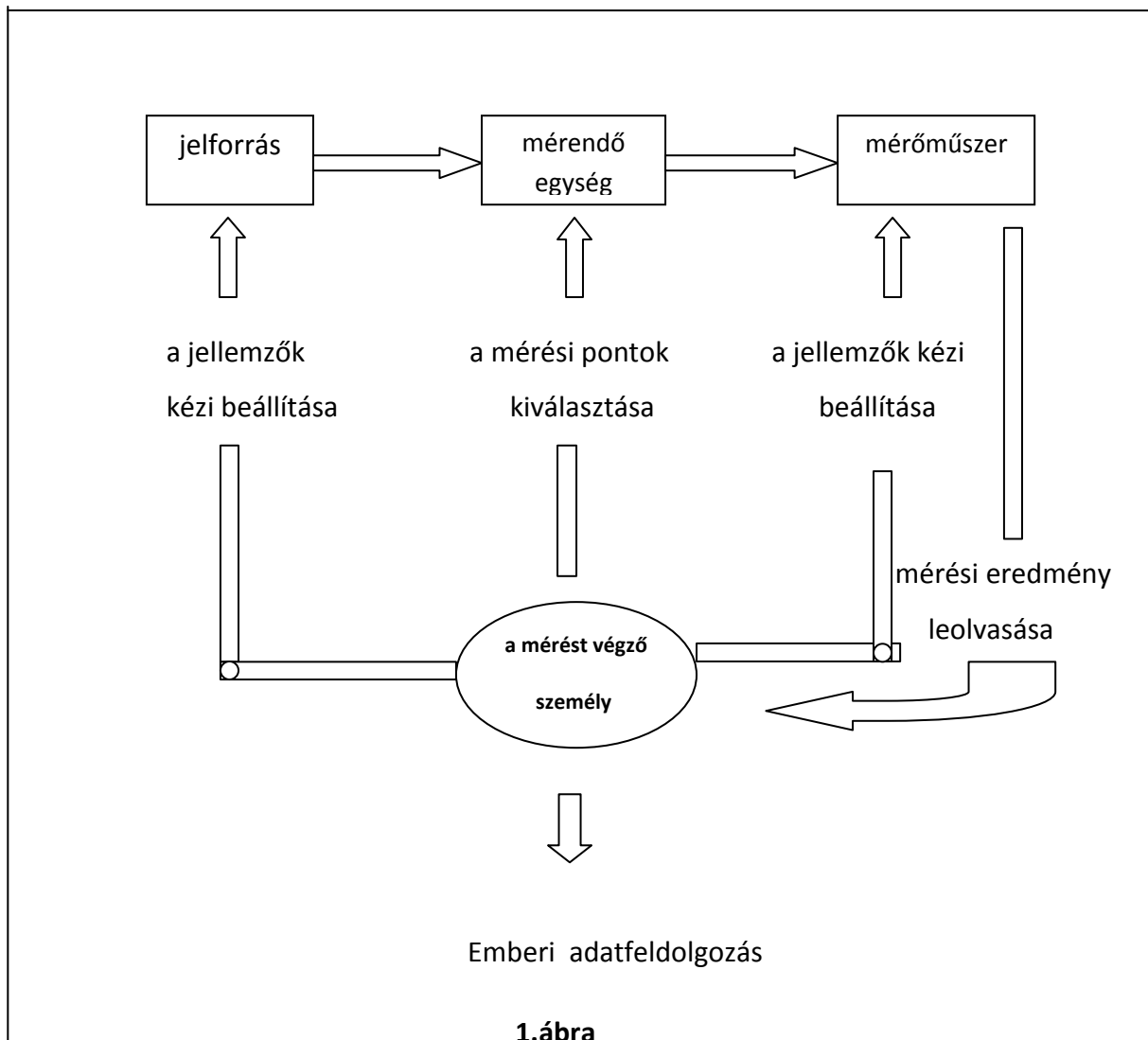
További előnyös tulajdonságuk még, hogy lehetővé teszik az összetett mérési feladatok elvégzésére használható automatikus mérőrendszerek kialakítását.

1.2. Mérőrendszerek:

Adott mérési feladat elvégzésére létrehozott, több műszerből és kiegészítő egységből álló összeállítást mérőrendszernek nevezzük.

Az általános felépítésű rendszer egységei:

- a jelforrás (pl. generátor), amely a méréshez szükséges bemenő jeleket szolgáltatja
- a mérőműszer (pl.: feszültségmérő), amely a kimenő jeleket érzékeli
- mérendő egység, amelyhez az előző két egység közvetlenül csatlakozik



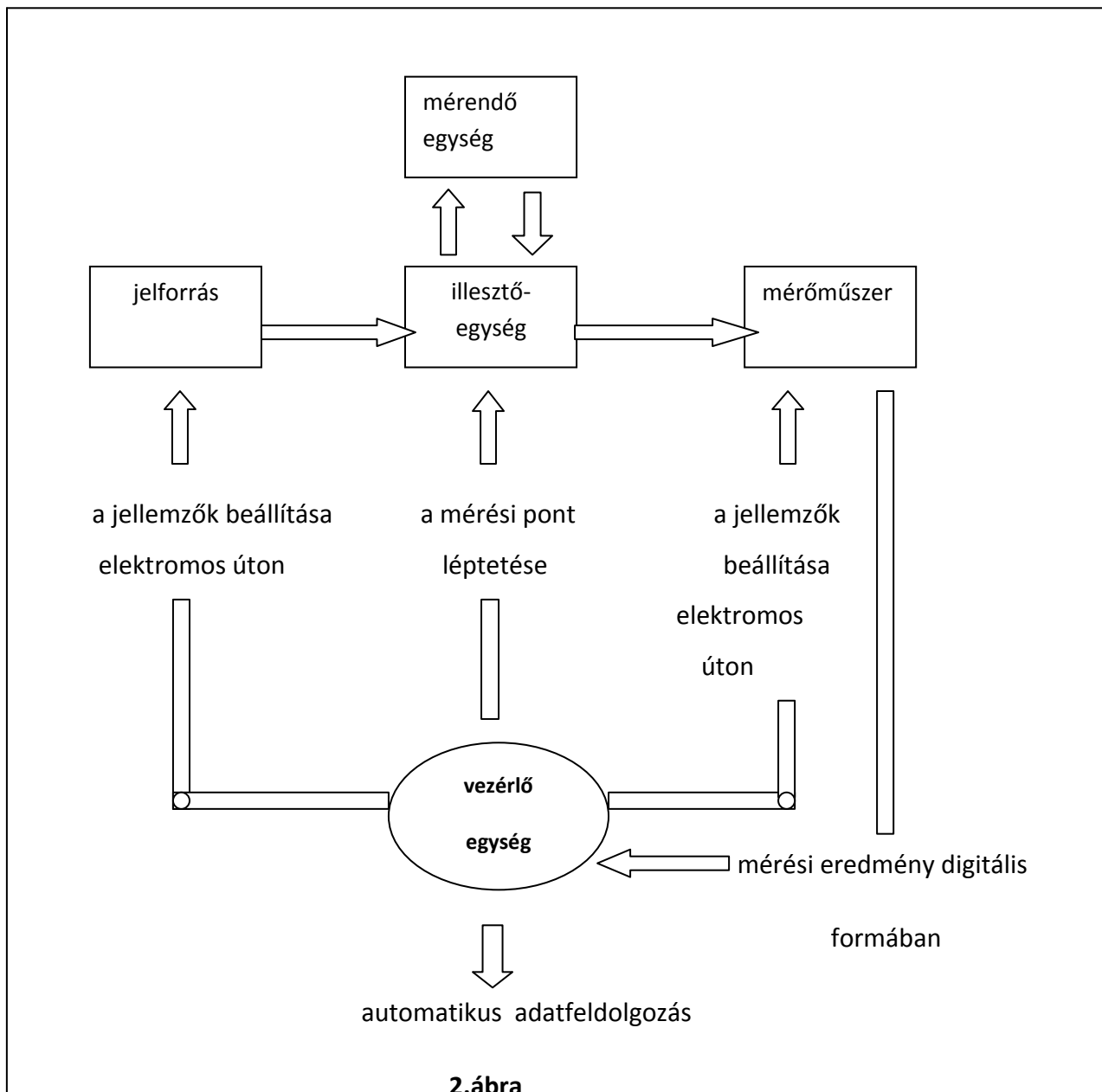
A hagyományos kézi vezérlésű rendszereknél továbbá jelen van a mérést végző személy (1. ábra), akinek feladatai:

- a jelforrás kimeneti jellemzőinek beállítása
- a mérőműszer bemeneti jellemzőinek beállítása
- a mérendő mennyiség előkészítése a méréshez (pl. tápfeszültség hozzávezetés, mérési-pont kiválasztás)
- a mérési eredmények leolvasása,
- a mérési eredmények kiértékelése

Az automatikus mérőrendszerekben a mérést végző személy szerepét a vezérlőegység veszi át. Ennek feladatai:

- a jelforrás és a mérőműszer vezérlése
- a méréssorozat lépéseinek meghatározása
- a mérési eredmények tárolása és kiértékelése

Az automatikus mérőrendszerek építőelemeit jelvezetékek kötik össze ezeken keresztül történik az információ csere, ezeken keresztül történik a működéshez szükséges információcsere az egyes egységek között.



Az automatikus mérőrendszerek fontos jellemzője, hogy jelforrásaik és mérőműszereik digitális jelekkel vezérelhetők, és a mérési eredményeket is digitális formában adják. További különbség, hogy a jelforrások és a mérőműszerek illesztőegységen keresztül kapcsolódnak a mérendő egységhez.

1.3. Információátvitel:

Alapvető feltétele az automatikus mérőrendszerek működésének, hogy építőelemeik között biztosítani kell az információátvitelt. Az elemek közötti információáramlás két különböző célt szolgálhat:

- I. vezérlés
- II. adatátvitel

A mérési folyamat alapvető része, a műszerek jellemzőit a mérendő mennyiségeknek megfelelően állítsuk át :

- adó (stimulus) jellegű műszer(pl.: függvénygenerátor) a kimenő jelalak kiválasztása(fűrészel, szinusz jel stb.), a jel jellemzőinek beállítása (frekvencia, amplitúdó stb.);
- vevő (measuring) jellegű műszer (pl.: multiméter) esetén az üzemmód kiválasztása (feszültség-, áram – vagy ellenállásmérés) és a méréshatárok beállítása.

A hagyományos (kézi) műszerek esetén ezen beállításokat az „előlapon” lévő kezelőszervek segítségével tudjuk elvégezni. A programozható műszerek esetén ez digitális jelekkel, meghatározott logikai kombinációk előállításával történik. Az automatikus mérőrendszerekben hasonlóan a vezérlőjelekhez a mérési eredmények (adatok) is digitális jelként kerülnek átvitelre. Sokszor elég a mért érték egyszerű összehasonlítása egy előre beállított határértékkel, vagy feladat lehet a mért adatok regisztrálása vagy tárolóba töltése további digitális feldolgozás céljából. Bonyolultabb vezérlésű rendszerekben, megvalósíthatók olyan mérési folyamatok melyek eredménye módosíthatja a műszerek további mérésekben játszott vezérlési szerepét, ill. változtathatja a mérési folyamat lépéseinek sorrendjét.

Az automatikus mérőrendszerek fontos jellemzője az egyes rendszerelemek közötti információközlés módja. Valamennyi módszernek vannak előnyös és hátrányos tulajdonságai.

A digitális alakú információ átvitelének alapvető módjai:

- a. szósoros átvitel valamennyi jel átvitele egy időben történik (szimultán módon). Az egyetlen előnye ennek a módszernek a gyorsaság.
- b. karaktorsoros átvitel (byte-soros) esetén az információ 8 bitből álló byte-okra osztva egymás után kerülnek átvitelre. Ez a módszer kompromisszumot jelent a tiszta soros és tiszta párhuzamos átvitel között gyorsaságra és költségre nézve.
- c. bitsoros átvitel alkalmazásánál egyetlen vezetékre van szükség, az információ átvitele bitenként egymás után történik. Megvalósítása egyszerű, de ritkán alkalmazzák a gyakorlatban lassúsága miatt.

1.4. Az automatikus mérőrendszerek csoportosítása:

Az automatikus mérőrendszerek többféleképpen osztályozhatóak.

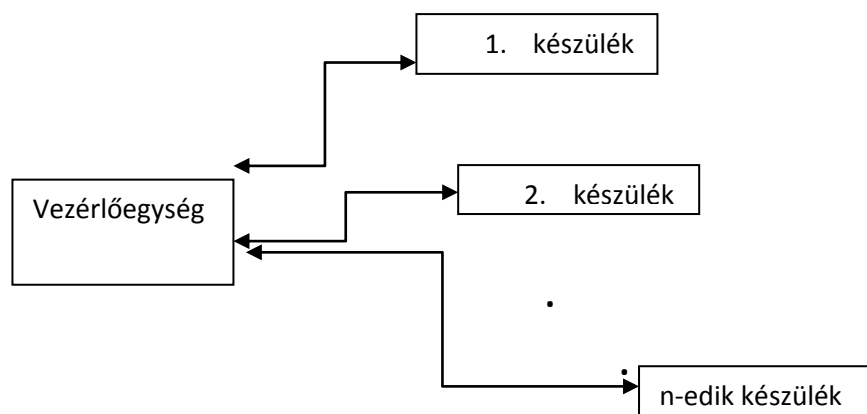
A., Az egyik lehetséges csoportosítás a rendszerrel elvégezendő mérések jellege szerint történhet:

- az általános célú mérőrendszereket általában a kutatás-fejlesztés különböző területein használják. Ezen rendszerek építőelemei nem szükségképpen ugyanazon cég gyártmányai, és a rendszerből kiemelve önállóan is használhatóak.
- az egyedi célra készült mérő- és vizsgálóberendezések elemeit általában ugyanazon cég készíti (persze ez alól kivételt jelenthetnek a rendszert vezérlő számítógépek). Az ilyen rendszer elemei önállóan nem használhatóak, sőt még lehet, hogy maga a rendszer sem változtatható. Ezeket a rendszereket elsősorban az ipari termelésben használják, így előfordulhat, hogy a velük szemben támasztott követelmény nem is a pontosság, hanem a gyors és megbízható működés.

B.) Az automatikus mérőrendszerek csoportosíthatók a rendszer elemeinek egymáshoz való csatlakozása szerint:

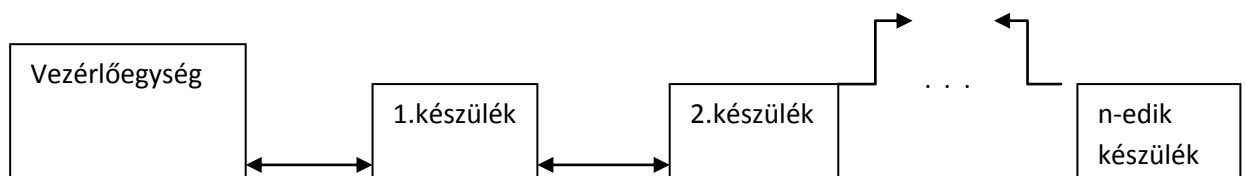
- a csillag vagy más néven radiális rendszer (star system, radial system) (3.ábra) valamennyi készüléke külön jelvezeték rendszeren keresztül csatlakozik a vezérlőegységhez. Előnye ennek a rendszernek, hogy egyszerű a megvalósítása, hátránya viszont, hogy az elkészült rendszer egyáltalán nem vagy csak rendkívüli nehézségek árán (pl.: a vezérlőegység teljes áttervezésével) változtatható vagy bővíthető.

További hátrány az egységek közötti kétirányú adatforgalom hatalmas vezetékkötege, amely csökkenti a megbízhatóságot és nehezíti a kezelést.



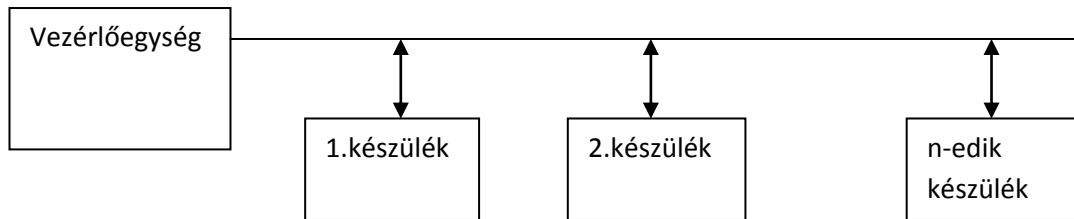
2. ábra.

- az egyes készülékeket pontról pontra összekötő rendszerben (point to point system, daisy-chain system)(4. ábra) egyszerű sorba kapcsolással biztosítható, az ún. hardver prioritás.



3. ábra

- a legegyszerűbb csatlakozási mód a sínvezérlés (bus-line system, part-line system) amelyben egyetlen jelvezeték-rendszer, a közös sín köti össze a rendszer elemeit. A sínsszervezés előnye, hogy minimális az összekötő vezetékek száma és a rendszer tetszés szerint bővíthető vagy változtatható a felhasználó igényei szerint.



4. ábra

D., Az automatikus mérőrendszerek csoportosíthatók a vezérlés megvalósítása szerint is :

- a **külső programozású** mérőrendszerek valamilyen külső perifériával programozhatók vagy fix programozású, sorrendi(szekvenciális) vezérlőegységet tartalmaznak. Közös jellemzőjük ezeknek a rendszereknek, hogy a vezérlő programozási nyelve kötött, nem változtatható. Ezek a rendszerek olcsók, és kialakításukhoz ill. üzemeltetésükhöz nincs szükség szoftverismeretekkel rendelkező szakemberekre. Hátrányuk, hogy általában kevésbé univerzálisak és általában lassabb működésűek, mint a belső programozású rendszerek.
- a **belső programozású**, számítógép-vezérlésű mérőrendszerek programnyelve(amit a compiler vagy interpreter határoz meg) változtatható. Ezért ezek a rendszerek rugalmasabban használhatóak. A gyors működésű számítógép a lassú perifériákkal és egyéb rendszerelemekkel időosztásos (time-sharing) üzemmódban is együtt működhet.

2. NI LabView, NI ELVIS, Mérőkártya

2.1. LabView[8]

A **LabVIEW**(**L**aboratory **V**irtual **I**nstrumentation **E**ngineering **W**orkbench) a **N**ational **I**struments grafikus

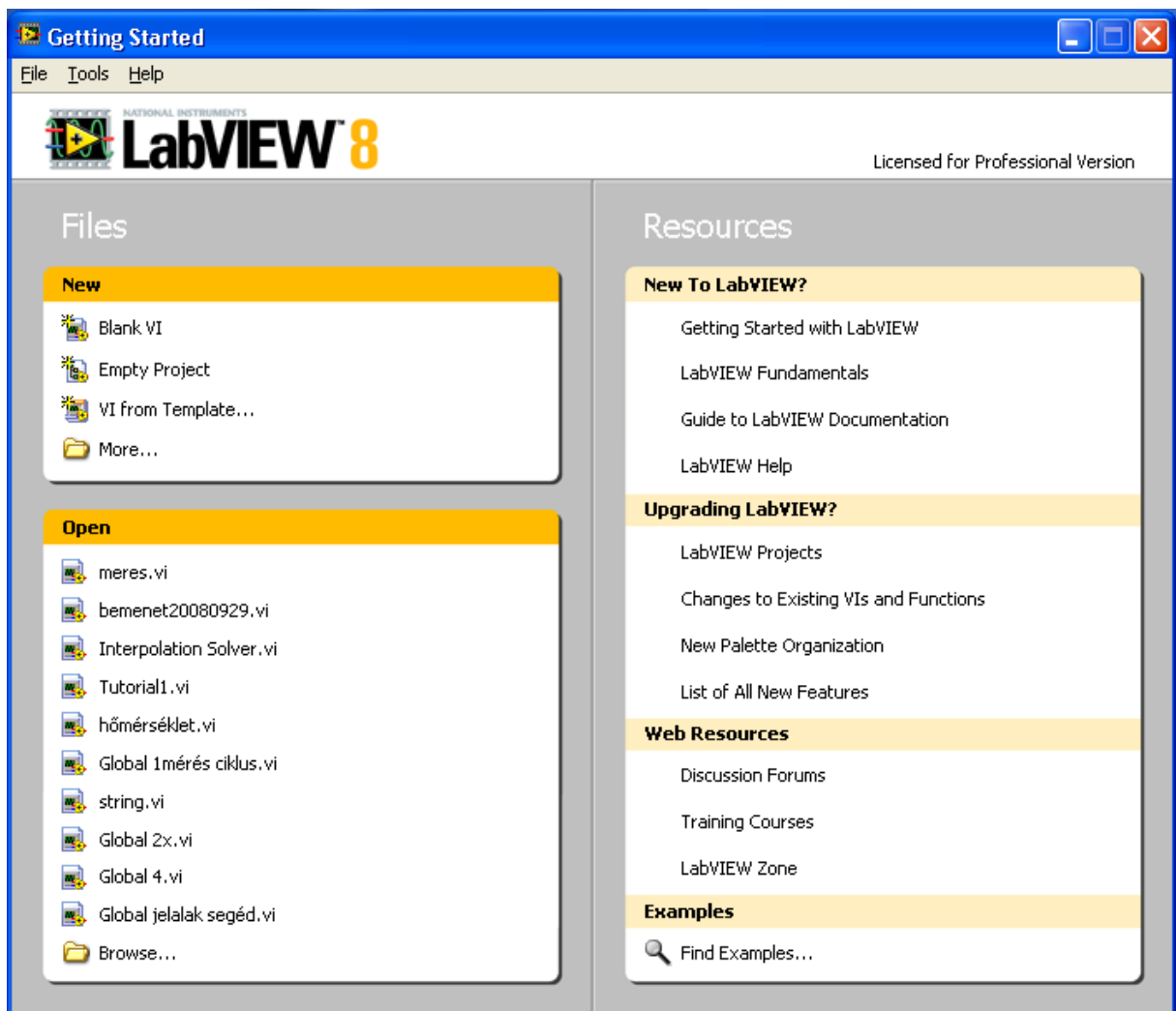
programozási nyelvének platformja ill. fejlesztői környezete. A grafikus nyelvet 'G'-nek nevezik. Eredetileg Apple Macintosh - ra készült 1986-ban, azóta elterjedt más rendszereken is (Microsoft Windows, Unix, Linux..) .A LabVIEW jelenlegi legújabb verziója a 8.6 -os.

A Labview különlegessége, hogy nem kell megírni soronként a programunk változóit, ciklusait és különböző utasításait, hanem ezeket objektumként kell létrehozni a kezelői felületen. Minden programozási egységhez tartozik valamilyen neki megfelelő grafikus objektum. Ezáltal gyorsabban tudunk programokat írni, jobban át tudjuk őket látni és könnyebben követni lehet a program végrehajtási folyamatát. Ezen eszközök segítségével úgynevezett VI- okat(**V**isual **I**nstrument) tudunk előállítani .

A diplomamunka készítése során a LabView 8.0 –ás verzióját használtuk.

A Labview használata:

A program indítása után a 'Getting Started' ablak fogad bennünket, ahol lehetőségünk van új VI létrehozására(Blank VI), Projekt készítésére(Empty Project),előre elkészített VI sablonok betöltésére(VI from Template..) , és természetesen tallózhatunk a már elkészített VI-aink között.



5. ábra

Továbbá az ablak jobb oldalán lévő tartományban nagy mennyiségű angol szöveg elérése segítheti ismerkedésünket a programmal, valamint hasznos a később felmerülő problémák megoldásában.

Lehetőség van webes fórumok elérésére, online tréningen való részvételre, valamint példaprogramok futtatására, kiegészítésére.

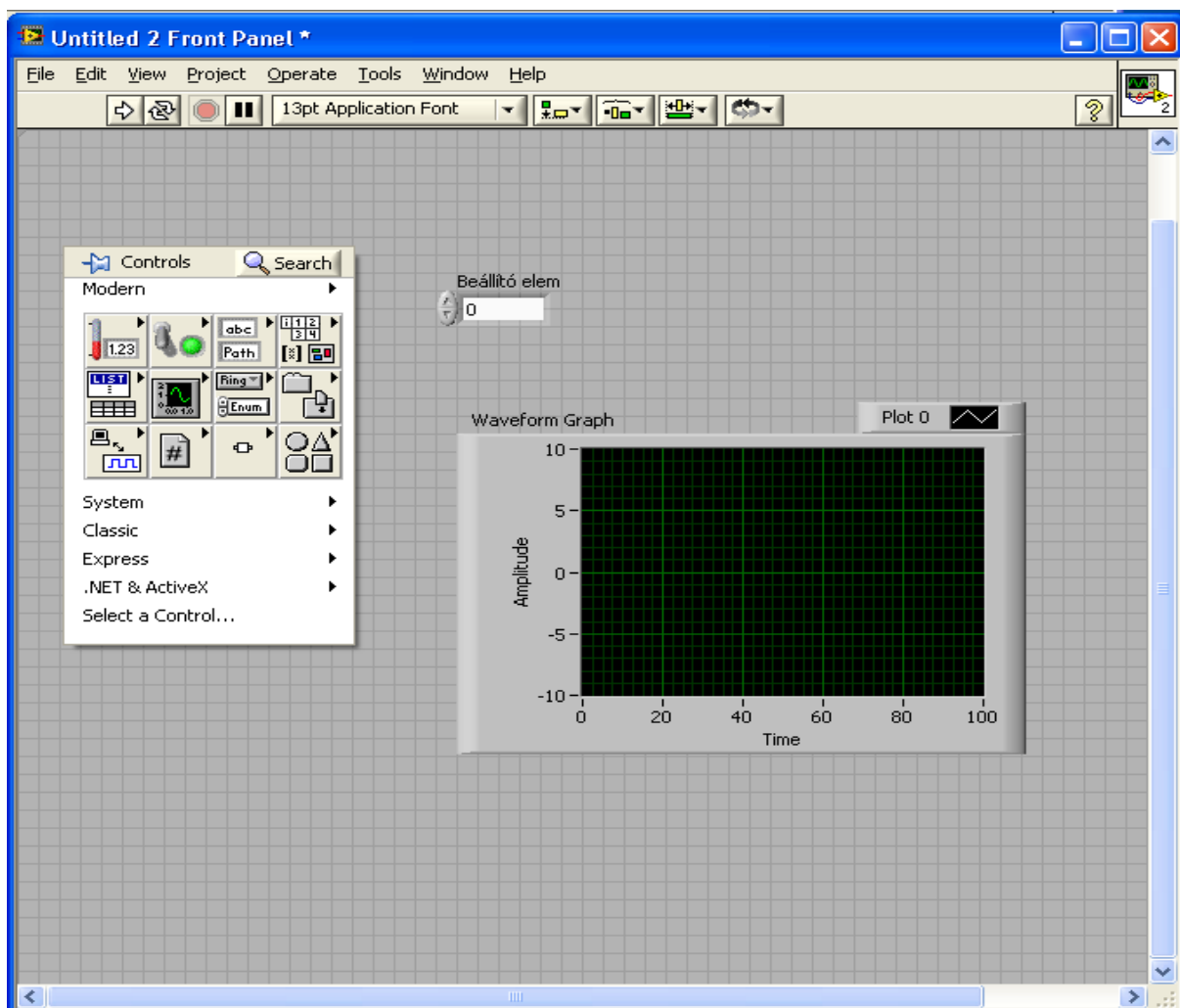
A VI alkotórészei:

A Blank VI -ra kattintva egy új, üres virtuális eszköz elkészítését kezdhethetjük meg. Két ablak jelenik meg előttünk. Az egyik az Előlap (Front panel) a másik a Blokk diagram (Block diagram). Úgy is felfoghatjuk, hogy az első a virtuális eszközünk külső része, ahol bemenő

értékek és kapcsolók beállítása valamint különböző eredmények és információk kijelzése történik, a másik panelen pedig a belső egységeket rakhatjuk össze, amely meghatározza, hogy milyen műveletek történjenek a bemenő értékekkel. A Front Panel elemei itt is megjelennek mivel azok is a folyamat részei.

Az előlap (Front Panel):

Az ide helyezhető elemeknek két nagy csoportja van: Kontrollok és indikátorok.



7.ábra

A kontrollok a beállító elemeket jelentik, melyeknek csak kimenetük van, míg az indikátorok a kijelző elemek, ezeknek pedig csak bemenetük.

Könnyen elérhetjük őket az egér jobb gombjával kattintva a munkafelületen. Innen különféle – a számunkra szükséges- elemeket választhatunk ki és helyezhetünk el az Front Panelen.

Ezek lehetnek numerikusak, logikai kapcsolók, sztringek és még sok más elem. Használatukat az adott feladat megoldása indokolja meg.

Ez azonban így még nem „indítható” el, jelzi ezt a fenti szürke törött nyíl, mivel még csak a külső részt építettük fel.

A blokk diagram(Block Diagram):

Ebben az ablakban is megjelentek az előbb definiált objektumok. Itt tudjuk meghatározni, hogy mi is történjen a bemenő értékekkel, és mi jelenjen meg a kijelző elemen (a Grafikonon). Ebben segítségünkre lehet az eszköz paletta (Tool Palette), amelyet elérhetünk a View menüből. (Ez a panel mindkét diagramon használható). Javarészt az egérrel kell, dolgozunk, ezért ez megkönnyíti a dolgunkat, mivel az egérkurzor funkciói közötti váltásra szolgál.



8.ábra

Az eszközök neve balról-jobbra és lefelé haladva: automatikus eszközváltás (ki/be), működő eszköz, pozícionáló, címkéző, huzalozó, gyorsmenü eszköz, görgető eszköz, megszakítási pont, próbapont, színező.

Automatikus eszközváltás módban a helynek megfelelően változik a kurzor funkciója.

Mondhatjuk, hogy amit a blokk diagramon találunk az a forráskód (egyben a gépünk belső része), azonban itt a programozónak nem kódot kell írnia, hanem ún. csomópontokat kell összekötnie. A csomópontoknak több fajtája lehet: függvények, struktúrák, SubVI-ok (a VI-ba helyezett VI). Ezeket a függvény palettán érhetjük el jobb gombbal kattintva. Huzalok kötik össze melyek az adatáramlást szolgálják. A csomópontok kimeneti és bemeneti pontjait

termináloknak nevezzük. Egy csomópont akkor és csakis akkor hajtódik végre, ha minden bemenő termináljához megérkezett az adat.

Az adatok típusát a színük és vastagságuk jelzi..

A csomópontok egyik fontos csoportja a **struktúrák**, amelyeket a függvény panelről érhetünk el a Structures gomb alatt. Ezek a G nyelv vezérlőszerkezetei. Ezek a programozási nyelv ciklusai , elágaztató utasításait ,feltételes utasításait helyettesítik, sőt még sokkal többet is . Például szerepel itt olyan csomópont, amely be programszöveget írhatunk , van bemenő és kimenő adata(függvény) .

1. Első csoportjuk a szekvenciát valósítják meg. Jellemzően egy vagy több keretből állnak amelyekben elhelyezkedő programrészek egymás után hajtódnak végre. Ilyenek a Stacked Sequence Structure ,amelyben egymás alatt vannak a keretek ,és a Flat Sequence ,amelyben egymás mellett.
2. A második csoportba tartozik a :

Diagram Disable Structure, Conditional Disable Structure és a Case structure.A Case Structure valamilyen bemenő adat szerint hajt végre egy keretet, a másik kettőa blokk diagram egy részének letiltására való.

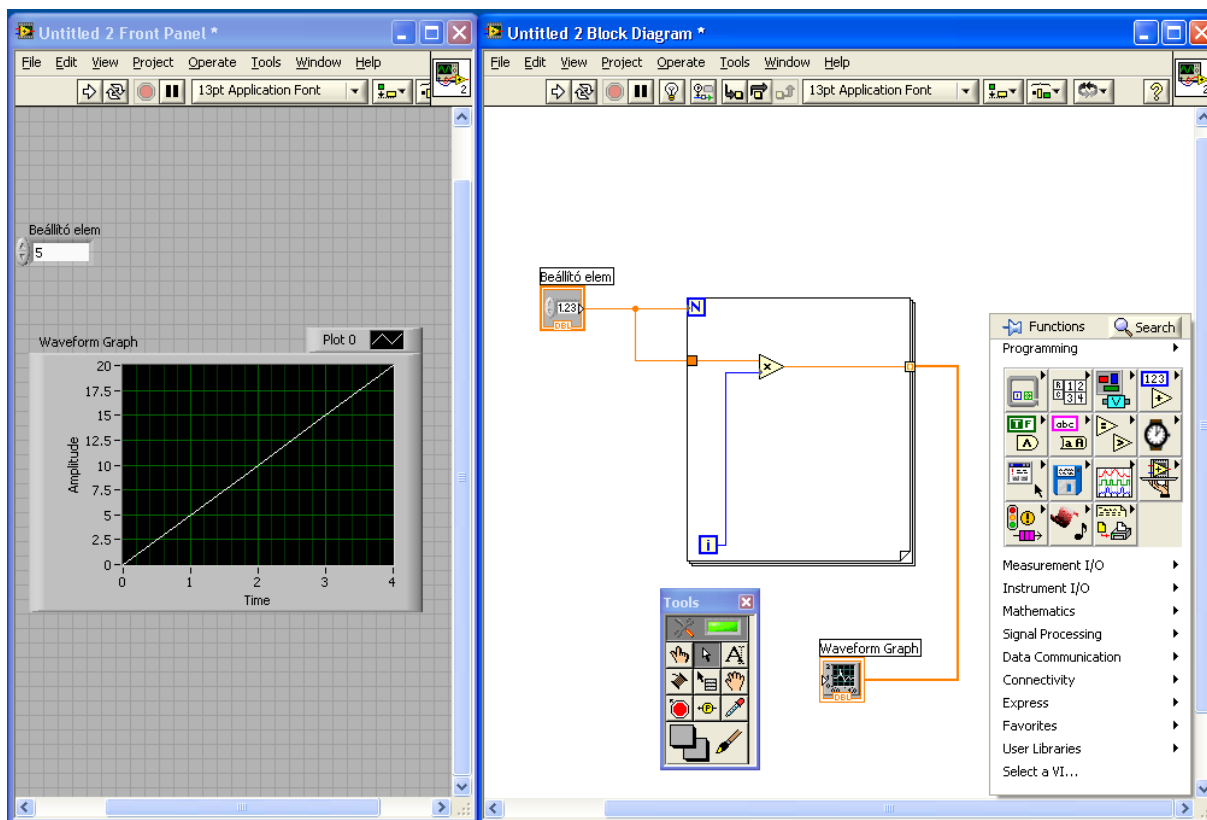
3. A harmadik csoportja az iterációt valósítja meg. Egyetlen keretből állnak melyben elhelyezkedő szubdiagram a ciklusmag. Az előírt lépésszám ciklusnak felel meg a For Loop . A bemeneti termináljára kell egy „számot” huzalozni ez adja meg a ciklusok számát . A i - vel jelölt iterációs terminálja ciklusszámlálóként szolgál. A while loop a feltételes ciklusnak felel meg. Ennek is két terminálja van egy iterációs és egy logikai , amely egy hamis értéket kapva befejezteti a ciklust. a time loop pedig az egyes iterációs lépéseket meghatározott időközönként hajtja végre. Sokszor lehet szükség a ciklusokban az előző ciklushoz tartozó változók értékére. Ennek érdekében két eszköz áll rendelkezésünkre a shift regiszter és a vissza csatolópont . Shift regisztert a ciklus objektum szélére jobb egérgombbal kattintva az elbukkanó menüben hozhatunk létre.

4. A negyedik csoport az Event Structure tartozik, amely segítségével eseményvezérelt programozást lehet létrehozni
5. Végül Formula node és a Math script node. Az első segítségével a C programozási nyelv szintaxisához hasonló matematikai kifejezéseket tudunk kiértékelni, míg a második a MATLAB szintaxiszerű matematikai szkriptek kiértékelésére szolgál.

Tömb műveletek:

Segítségükkel a programozás során használt, ill. előállt tömböket módosíthatunk és tudhatunk meg róluk információkat. Ezek közé tartozik a: tömb méret lekérdezés, a tömb egy megadott indexű elemének lekérdezése, tömb egy részének kinyerése vagy áthelyezése, beszúrás, törlés, inicializálás, felépítés, elemekből, maximum és minimum elem megkeresése, újraformálása, rendezése, keresés benne, tükrözése, forgatása, transzponálása stb.

Ha a csomópontok típusnak megfelelően vannak összekötve (nem feltétlen az összesnek, de a kijelző elemeknek igen, előfordulhat egyéb hiba is bonyolultabb esetben), jobban fogalmazva, ha nem tartalmaz szintaktikai hibát, akkor futtatható a VI.



9. ábra

Ha ezt a VI-t fel akarnánk használni egy másik VI-ban mint csomópontot(SubVI-t) akkor kivezetéseket kell hozzá készítenünk. Ezt megtehetjük ha a front panelen a jobb felső sarokban látható kis ikonra jobb egér gombbal kattintva és kiválasztva a Show Connectors-t.

Ekkor az ikont egy kis ábra váltja fel ami a VI kimeneteket és a bemeneteket ábrázolja a bal ill. a jobb oldalán vonalakkal elválasztva. Ezekhez a 'terminálokhoz' kapcsolhatunk kontrollokat és indikátorokat, ha befejeztük és mentjük, már használhatjuk is subVI ként a másik VI-ban a függvény palettáról kiválasztva. A subVI - ok használata hasznos lehet bonyolultabb programoknál és akkor, ha egy valamit többször több helyen kell elvégeznünk és jobban átláthatóvá akarjuk tenni programunkat. Léteznek beépített subVI ok is. Tehát a LabView - val egyszerűbbé tehetjük a programozást mivel grafikus, de egy alapvető programozási tudás szükséges hozzá és meg kell tanulni használni. A LabView a belső fordítója a C programokhoz hasonló natív kódot állít elő. A blokkdiagram fejlesztése alatt a LabView „állandóan” ellenőrzi a grafikus nyelv szintaxisát. Mentéskor vagy futtatáskor a végrehajtó gépi kód generálása történik, továbbá az első esetben még a lefordított kód

mellett a forráskód is tárolásra kerül. A futtatható fájl a LabView run-time engine segítségével kerül végrehajtásra. Ennek előnye, hogy csökkenti a forráskód fordítási idejét és a platformfüggetlenséget segíti elő, azaz könnyíti az átjárást a különböző operációs rendszerek között.(hordozható kódot tudunk generálni)

2.2 NI ELVIS leírás

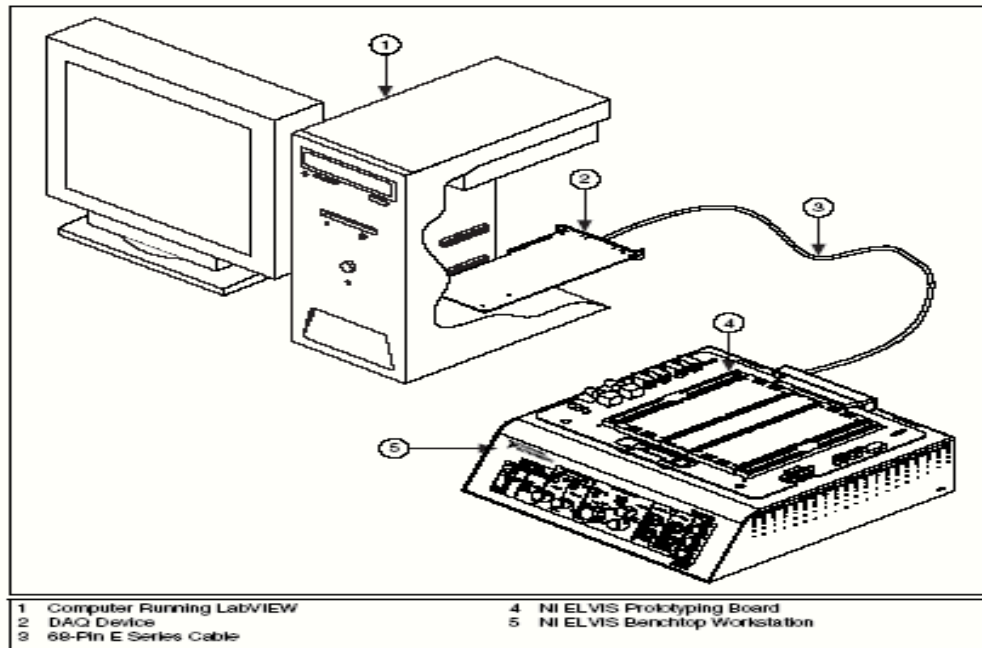
Az NI ELVIS egy oktatási célra kifejlesztett eszköz és a hozzá tartozó labview alkalmazás. Ellentétben a LabView virtuális eszközeivel ez a rendszer valós műszereket is tartalmaz a rendszeren valós jelek is mérhetőek, vizsgálhatóak.

Az ELVIS rendszer elemei:

1. A számítógép (PC) ami futtatja a LabView programot
2. Mérésadatgyűjtő kártya
3. Összekötő kábelek
4. ELVIS próbapanel (ELVIS Prototyping Board; megfelelő vezetékek és alkatrészek segítségével áramkörök állíthatóak össze rajta, továbbá megfelelő kimenetei mérőműszerekhez csatlakoztathatóak)
5. ELVIS munkaállomás (tartalmaz egy kettős tápegységet, egy függvénygenerátort, stb.- ezek szoftveresen érhetőek el-, kapcsolatot tart fenn a mérésadatgyűjtő kártyán keresztül a PC-vel és a LabView programrendszerrel)

Az ELVIS próbapanel részei:

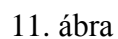
1. Analóg bemenetek, oszcilloszkóp bemenetek
2. Digitális bemenetek, kimenetek
2. LED- sor



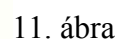
10. ábra

4. D csatlakozó
5. Counter/Timer jelek csatlakozói
6. Digitális multiméter jelbemenetek
7. A tápfeszültség bekapcsolt állapotát jelző LED-ek.
8. BNC csatlakozások
9. Banánhüvely csatlakozások

A munkaállomás kezelőszervei



- A panelen lyuksorokat találunk amelyek az ábra szerint összekötött részei azonos potenciálon vannak.



Ezek segítségével áramköröket rakhatunk össze, kisebb vezetékek felhasználásával.

Az ELVIS felhasználói szoftvere tartalmaz: digitális multimétert, függvénygenerátort, oszcilloszkópot, dynamic signal analyzer-t, digital bus drivert, digital bus readert stb.

Ezeket a mérések során nem használtuk!

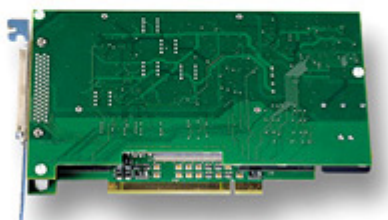
2.3 Mérőkártya:[9]



NI PCI-MIO-16XE-50

20 kS/s, 16-Bit, 16 Analog Input Multifunction DAQ

- Two 12-bit analog outputs, 8 digital I/O lines, two 24-bit counters
- NIST-traceable calibration certificate and more than 70 signal conditioning options
- LabVIEW, LabWindows/CVI, and Measurement Studio for Visual Basic and Visual Studio .NET integration
- FREE award-winning global services and support at ni.com/support
- Included NI-DAQmx driver software and additional measurement services
- **Consider M Series for 18-bit resolution, 625 kS/s, and lower costs with the PCI-6281.**



12. ábra

3. A Franck-Hertz kísérlet és elméleti alapjai[3]

A Rutherford-féle atommodell szerint az elektronok, a nagy tömegű atommag körül keringenek, hasonlóan, mint a Naprendszer bolygói a Nap körül. Ez azonban nem egyeztethető össze az atomoknak a tapasztalat szerinti stabilitásával és vonalas színekével, ha a klasszikus elektrodinamika törvényeit az atomi dimenziókban is érvényesnek tekintjük. Bohr a harmonikus oszcillátorra vonatkozó kvantumfeltételt és az Einstein-féle foton hipotézist továbbfejlesztve és a Rutherford-féle atommodellt kiegészítve, javasolt egy olyan

atommodell, melynek segítségével számos atomfizikai mennyiség meghatározható, de teljes és következetes atommodell csak a kvantummechanikai leírás ad.

3.1 Bohr-féle atommodell posztulátumai:

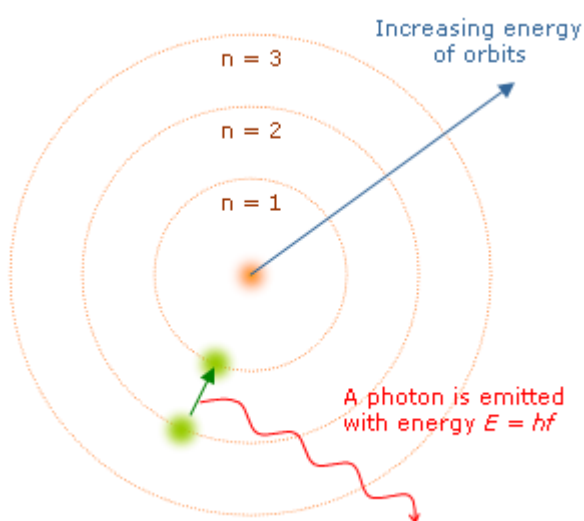
- az elektron az atommag körül „kering” a klasszikus mechanika szerint
- az atom csak stacionárius kvantumállapotokban létezhet, amelyekben meghatározott $E_1, E_2 \dots$ energiákkal rendelkezhet, tehát nem sugároz.

A klasszikus elmélet szerint az elektron az atommag körül a körmozgása következtében energiát- fényt- kellene kisugározni és spirálpályán „zuhanna” az atommagba, de az atom önmagában nem bocsájt ki fényt így energiája változatlan.

A stacionárius állapotok, és a diszkrét sorozatot képző konstans energiák meghatározása csak bizonyos kvantumfeltételek kikötése alapján lehetséges.

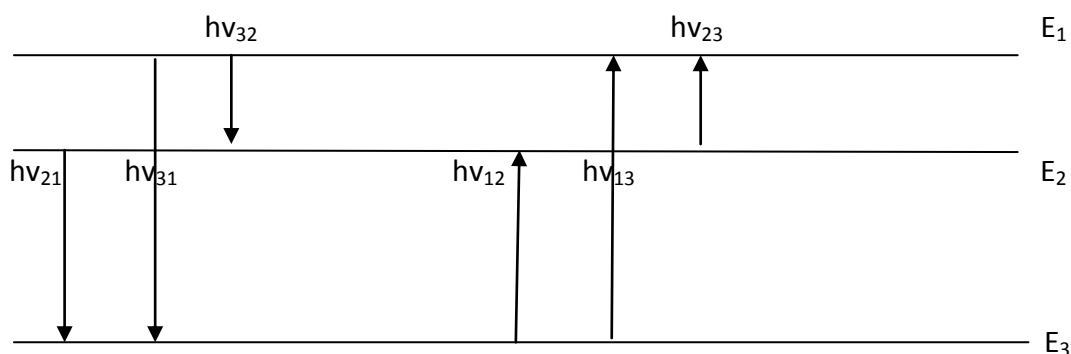
- az atom foton emissziója, illetve abszorpciója csak a két stacionárius állapot közötti átmenetkor jöhet létre, amikor a kibocsájtott vagy elnyelt sugárzás frekvenciáját a két stacionárius állapot közötti energiakülönbség szabja meg ($E_k - E_m > 0$)
- az energiaszinten csak diszkrét impulzusmomentum (L) értékeket vehetnek fel:

$$L = n \cdot \frac{h}{2\pi} = n \cdot \hbar$$



13. ábra

(a Bohr-féle posztulátumok az „elektronpályákra” és az „elektronugrásokra” támaszkodó leírása, a kvantummechanika kialakulása óta túlhaladottnak tekinthető, azonban a stacionárius állapotokra és a frekvencia feltételre vonatkozó posztulátumok ma is függetlenek mindenféle modellszerű elképzeléstől)



14. ábra

3.2. Elektronok kilépése fémekből

Ahhoz, hogy elektront szakítsunk ki a fém kristályszerkezetéből, valamilyen meghatározott energiát kell közölnünk vele. Egy egyszerű elképzelés szerint az bizonyos elektronok a fém belsejében szabadon mozoghatnak (Vezetési sáv), de egy „potenciálfal” megakadályozza őket a fémből való kijutásban. Tehát valami külső tényező kell, hogy az elektront átsegítse ezen a falon.

Az egyik lehetőség, ha a fémet magas hőmérsékletre hevítjük, az így megnövekedett hő mozgású (megnövekedett kinetikus energiájú) elektronok energiája elegendő lehet a fémből való kijutásra.

A külső tér is segítheti az elektronnak fém elhagyását, akár azzal, hogy csökkenti a potenciálfal vastagságát, akár a kvantummechanikai alagúteffektus segítségével. Ezt nevezzük tér emissziónak vagy hideg emissziónak.

A fém felületére lőtt elektronok a fém elektronjaival ütközve azoknak energiát átadva szekunder emisszió is létrejöhet: ez a szekunder emisszió. Vagy akár a fotonok hatására: ez a fotoemisszió vagy felületi fényelektromos jelenség.

Ezek az elektron emissziós jelenségek és az ezzel kapcsolatos tértöltés hatásai képezik a vákuumcsövek alapjelenségeit, a dióda, trióda, és az összes rácscső működését valamint a gázkisülésen alapuló csövek működésének megértéséhez is szükségesek az itt szereplő törvényszerűségek.

3.2.1. Termikus és a tér emisszió[2]

3.2.1.1. A Richardson - Dushman – formula :

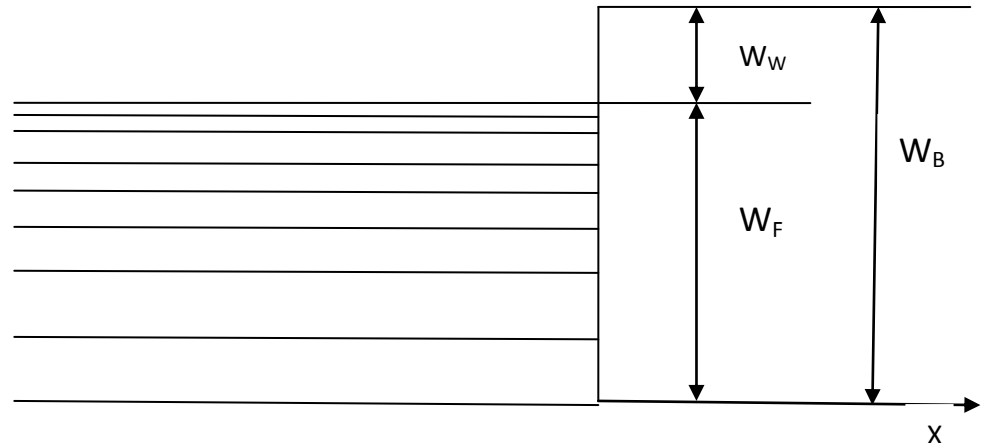
Vizsgáljuk, hogy igen magas, állandó hőmérsékleten tartott fémből hány a hőmozgástól megelégnült elektron tud kijutni adott időegység alatt adott felületen. Azaz mekkora a termikus emissziót jellemző áramsűrűség, ezt adja meg a Richardson - Dushman – formula.

Jellemezzük a fémünk belső energiaviszonyait egy W_B potenciálgödörrel, amelyben az elektronok az adott T hőmérsékletnek megfelelő Fermi-eloszlást követik.

Ahhoz, hogy az elektron a fémből kiléphessen, energiájának nagyobbak kell lennie ennek a falnak a magasságánál. Még az is szükséges, hogy ezzel az energiával a falra, vagyis a fém felületére merőlegesen haladjon.

A kilépés feltétele a következő: $\frac{1}{2}mv_x^2 \geq W_B$

$v_{xB} = \sqrt{\frac{2W_B}{m}}$, ahol v_{xB} : az elektron x (a fém felületére merőleges) sebessége, m : az elektron tömege.



15. ábra

Válasszunk egy egységnyi felületet a fém határfelületén. Ezt az összes v_x sebességkomponensekkel rendelkező elektronok közül csak azok érik el $1s$ amelyek, egy v_x hosszúságú hasáb belsejében vannak melynek alapja a fém a kiválasztott felület.

Egységnyi térfogatban az elektronok száma :

$$dN = \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z$$

Így a v_x hasábban:

$$dN = v_x \frac{2m^3}{h^3} \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z$$

Mivel a v_{xB} sebességnél nagyobb v_x sebességgel rendelkező elektron juthatnak csak ki $1s$ alatt ezen a felületen függetlenül a v_y, v_z ezért :

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_x=v_{xB}}^{\infty} \cdot \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \cdot \int_{v_z=-\infty}^{\infty} \frac{1}{e^{\frac{W-W_F}{kT}} + 1} dv_x dv_y dv_z$$

$T=3000-4000\text{ K}$ –en $W_F=W_{F0}$,

3000K hőmérsékletű Wolframra, $W_B-W_{F0}=4,52\text{ eV}$ és $kT=0,259\text{ eV}$

Így a nevezőben az exponenciális taghoz képest 1 elhanyagolható:

$$N = \frac{2m^3}{h^3} \int_{v_x=v_{xB}}^{\infty} \cdot \int_{v_y=-\infty}^{\infty} \cdot \int_{v_z=-\infty}^{\infty} v_x e^{-\frac{W_{F0}}{kT}} e^{-\frac{W}{kT}} dv_x dv_y dv_z$$

A W energiát sebesség összetevőkre kifejezve:

$$N = \frac{2m^3}{h^3} v_x e^{-\frac{W_{F0}}{kT}} \int_{v_{xB}}^{\infty} v_x e^{-\frac{mv_x^2}{2kT}} dv_x \int_{-\infty}^{\infty} v_y e^{-\frac{mv_y^2}{2kT}} dv_y \int_{-\infty}^{\infty} v_z e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}} dv_z$$

Az utolsó két tag integrálja egyenként:

$$\sqrt{2\pi kT/m}$$

Az elsőé pedig:

$$\frac{kT}{m} e^{-\frac{W_B}{kT}}$$

Tehát az 1s alatt egységnyi felületen kilépő elektronok száma :

$$N = \frac{4\pi k^2 m}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_B-W_{F0}}{kT}}$$

Ebből az áramsűrűség: $J_t = Ne$

$$\text{Jelöljük } A_0 = \frac{4\pi k^2 m}{h^3} e, W_B-W_{F0}=W_w, b_0 = \frac{W_w}{k}$$

A W_w neve kilépési munka.

Akkor kapjuk a Richardson - Dushman – formula végső alakját:

$$J_t = A_0 T^2 e^{-\frac{b_0}{T}} \text{ a } T \text{ hőmérsékletű fémből kilépő elektronok áramsűrűsége.}$$

2.2.1.1 A katódból kijutott elektronok tulajdonságai

Határozzuk meg a katódot elhagyó elektronok közepes kinetikus energiáját. Ehhez először, meg kell vizsgálni a fémbe a közepes kinetikus energiát, ahol ismerjük az eloszlásfüggvényt és a középérték meghatározását elvégezhetjük, ha az összes elektronokat szorozzuk a hozzájuk tartozó kinetikus energiákkal és összegezzük ezt minden elektronra, majd elosztjuk az összes számba jövő elektronok számával.

$$\begin{aligned} < W_{kin} > \\ &= \frac{\frac{2m^3}{h^3} e^{-\frac{W_{F0}}{kT}} \int_{v_{xB}}^{\infty} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2} m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) v_x e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z}{\frac{2m^3}{h^3} e^{-\frac{W_{F0}}{kT}} \int_{v_{xB}}^{\infty} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} v_x e^{-\frac{m}{2kT}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)} dv_x dv_y dv_z} \end{aligned}$$

$$\text{figyelembe véve, hogy } e^{\frac{W-W_F}{kT}} \gg 1$$

Az integrálást elvégezve és a beszorzást elvégezve a $<W_{kin}>$ értékét három tag adja.

$$W_x = W_B + kT ; W_y = \frac{1}{2} kT, W_z = \frac{1}{2} kT.$$

$$< W_{kin,b} > = W_B + 2kT$$

A fémből való kilépés után ezért:

$$< W_{kin,k} > = W_B + 2kT - W_B$$

A katódból kilépő elektronok energia eloszlása Maxwell-Boltzmann eloszlást követi.

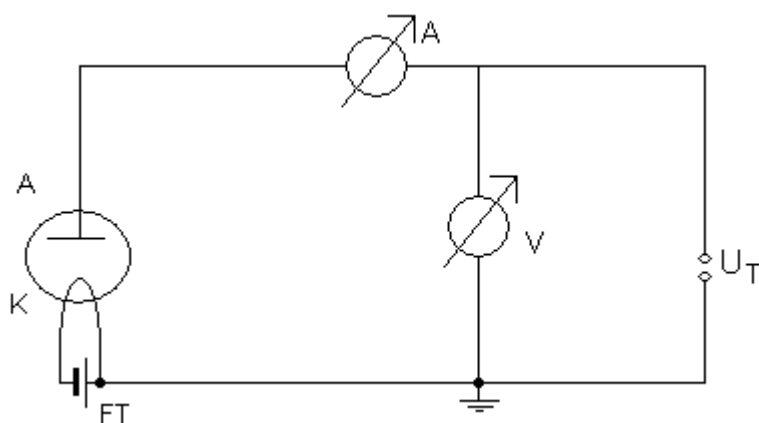
Végeredményként a

$$dN_{u_x} = \frac{4\pi k^2 m}{h^3} T^2 e^{\frac{W_B - W_F}{kT}} \frac{m}{kT} e^{-\frac{mu_x^2}{2kT}} du_x \text{ függvény,}$$

$$A \quad \frac{mv_x^2}{2} = \frac{mu_x^2}{2} + W_B, \quad v_x dv = u_x du_x \text{ összefüggések mellett.}$$

3.2.1.2 A tér retardáló hatása

A kilépő termikus áram nagyságát a legegyszerűbben a következő módon vizsgálhatjuk.



16. ábra

Egy üvegburában az ábra szerint az anód a FT fűtőteleppel izzított katódhoz képest U_T feszültségen van. Az anódra eljutott elektronok hatására keletkező áramot az A árammérővel mérjük. Legyen $U_T = U_r$ (r: retardáló) negatív ($U_r < 0$). Ekkor az elektronoknak nemcsak a korábban tárgyalt W_B , hanem a $W_B + W_r$ ($W_r = q_e U_r$) magasságú potenciálfalat

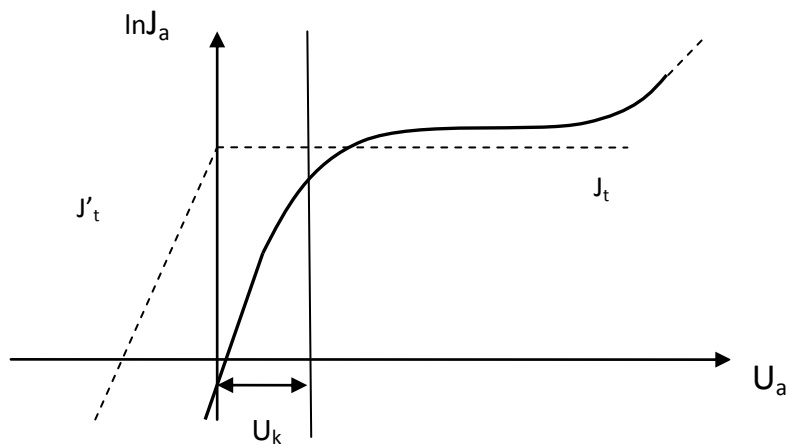
is le kell küzdeniük, hogy eljuthassanak a katódig.

Ezzel a fallal számolva a Dushmann-formula:

$$J'_t = e \frac{4\pi k^2 m}{h^3} T^2 e^{-\frac{W_B + W_r - W_{F0}}{kT}}$$

$$J'_t = J_t e^{-\frac{W_r}{kT}}$$

Ha $U_r > 0$, akkor elméletileg független lenne az anódfeszültségtől. Azonban a gyakorlatban ettől eltérést tapasztalunk.



17. ábra

1. Az valódi görbe eltolódik U_k értékkel. Ez az anód és a katód között fellépő kontaktpotenciálból adódik.

A **kontaktpotenciál** abból adódik –leegyszerűsítve–, hogyha különböző fémek felületét összeerősítjük közöttük potenciálkülönbség alakul ki. Ennek az oka, hogy különböző Fermi-szintekkel rendelkeznek, és az összeérintéskor elektronok áramlása indul meg a stacionárius állapot beálltáig. Ekkor a Fermi energiaszintek kiegyenlítődnek.

Ekkor a köztük kialakuló potenciál meghatározható. A sebesség eloszlás függvényeket a két fémbe egyenlővé téve a következőket kapjuk.

$W_{F1} - W_{F2} = W_{w1} - W_{w2} = W_{12}$, ahol W_{w1} , W_{w2} : a fémekhez tartozó kilépési munkák. W_{F1} , W_{F2} : pedig a megfelelő Fermi energiák leküzdésére vonatkozó munkavégzések az egyes fémekben.

Ebből:

$$U_{12} = \frac{W_{12}}{q_e}, \text{ ahol } q_e \text{ az elektron töltése.}$$

Ez a telep feszültségéhez megfelelő előjellel, esetenként, hozzáadandó.

2. Az áram értéke a könyökpont után is nő. Amiatt, hogy termikus emisszió külső tér hatására megnő (Schottky-hatás).

3. A görbének nincs törése a könyöknél. Ezt a legörbítést a tértöltés okozza.

3.2.2 A tértöltés hatása:

A katód és anód közötti térben a potenciál eloszlást és a térerősséget az elektródák közé kapcsolt feszültség és a kontaktpotenciál mellett, a térben mozgó elektronok is befolyásolják a jelenségeket.

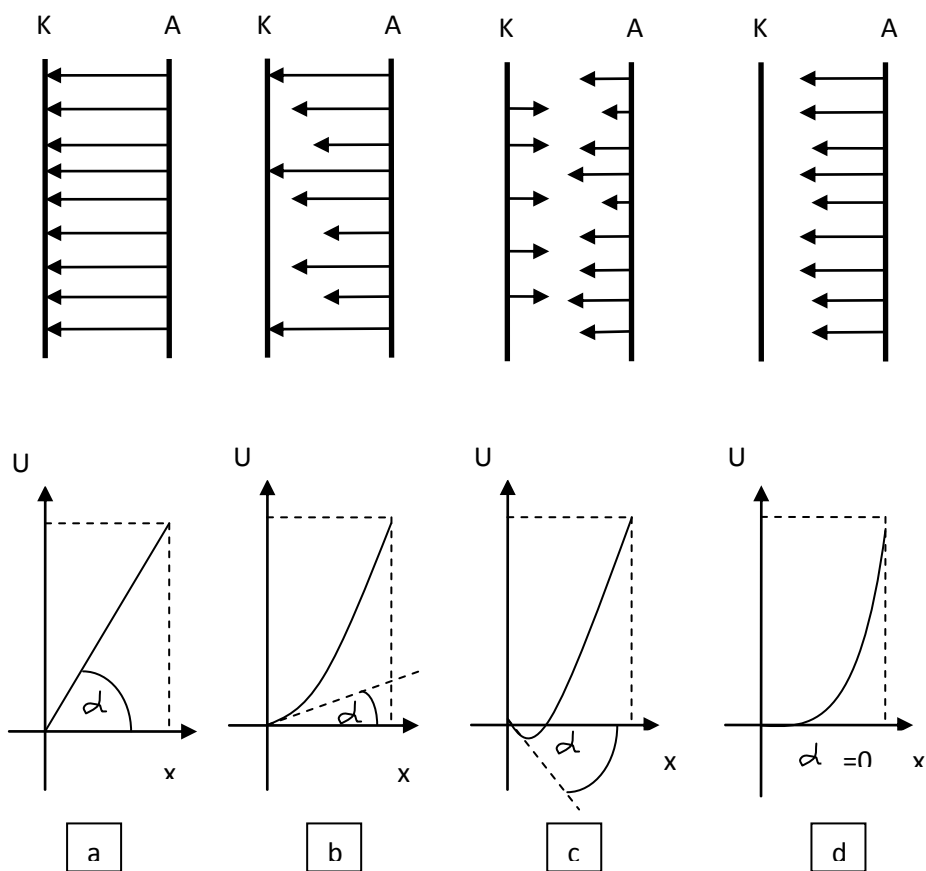
A lenti ábrán,

- a. mutatja a fűtetlen erővonal képet. Az erővonalak az anódból indulnak és a katódban végződnek.

Az anódból elektronok lépnek ki fűtés hatására. Ezek tértöltést alkotnak az anód és a katód között, és maguk körül negatív töltésük lévén lenyomják a potenciálteret maguk körül. Azaz a katódon az elektronok árnyékoló hatására a térerősség lecsökken. (Úgyis felfoghatjuk, hogy itt a elektromos tér két tér eredője.)

Ha a b. ábrán látható módon az anód hatása nagyobb akkor az elektronokra az anód felé húzó erő hat.

Ha a c. ábrán látható módon a tértöltés által okozott erőter nagyobb, akkor a töltést képző elektronokra ható a katód felé irányul.



18. ábra

Hogy a potenciál menetét meghatározhassuk, akkor csak az x -től függő

$$\Delta U = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} ; \quad \frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\varepsilon_0} , \text{ Laplace-Poisson - egyenletet kell megoldani a}$$

következő peremfeltételek mellett:

Az $x = 0$ helyen vagyis a katódon

$$U(0) = 0 ; \quad \left. \frac{dU}{dx} \right|_{x=0} = 0$$

$$U(x_a) = U_a$$

Mivel leginkább a J áramsűrűség és az U_a anódfeszültség közötti összefüggésre kell keresni a választ, ezért ki meg kell próbálnunk kifejezni a $\rho(x)$ értékét $U(x)$ és az x -től nem függő J áramsűrűség értékével kifejezni melyre stacionárius esetben igaz, hogy $\text{div}(J)=0$.

Legyen n a térfogategységben lévő elektronok száma.

Így a töltéssűrűségre és az áramsűrűségre:

$$\rho = -ne; J = nev, \quad \Rightarrow \rho = -\frac{J}{v}$$

v viszont kifejezhető U -val:

$$v = \sqrt{(2e/m)U}$$

Így, $\rho = -J \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{1}{\sqrt{U}}$, ezt a Laplace-Poisson egyenletbe helyettesítve:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{J}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} U^{-\frac{1}{2}}$$

Ezt integrálva kapjuk a

$$U = \left[\frac{9}{4} \frac{J}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}} x^2 \right]^{\frac{2}{3}} = c x^{\frac{4}{3}} \quad (**)$$

függvényt, amely kielégíti a differenciálegyenletet és a határfeltételeket.

Ahol a cső működését a tértöltés döntően befolyásolja tértöltési tartománynak nevezzük. Itt a kilépő elektronok száma elég nagy ahhoz, hogy tértöltés okozzon, de nem annyi, hogy telítés következzen be.

Az anódra feszültséget és az anód x koordinátáját helyettesítve az előzőfüggvénybe és J-re rendezve.

$$J = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U_a^{\frac{3}{2}}}{x_a^2} \quad (**)$$

Ezt a síkelektrodák esetén érvényes Child-Langmuir egyenletnek nevezzük.

Látjuk, hogy az áram az anódfeszültség 2/3-ik hatványára nő.

$J = \alpha U^{\frac{3}{2}}$, ez a töltéstartományban dolgozó elektroncsőre érvényes.

Összevetve a (*) és (**) egyenleteket, kapjuk a

$$\left(\frac{U}{U_a}\right)^{\frac{3}{2}} = \left(\frac{x}{x_a}\right)^{\frac{4}{3}}, \text{ összefüggést.}$$

Ennek az egyenletnek a kétszeri deriválásából,

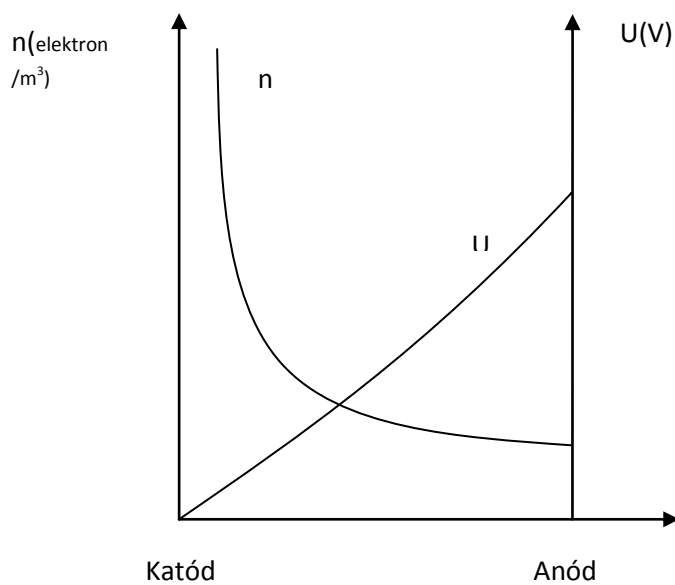
$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{4}{9} \frac{U_a}{x_a^{4/3}} x^{-2/3}$$

és az eredeti egyenletből, $\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{-\rho(x)}{\varepsilon_0}$

$$\rho = -\frac{4\varepsilon_0}{9} \frac{U_a}{x_a^{4/3}} x^{-2/3}, \text{ eredményt kapjuk.}$$

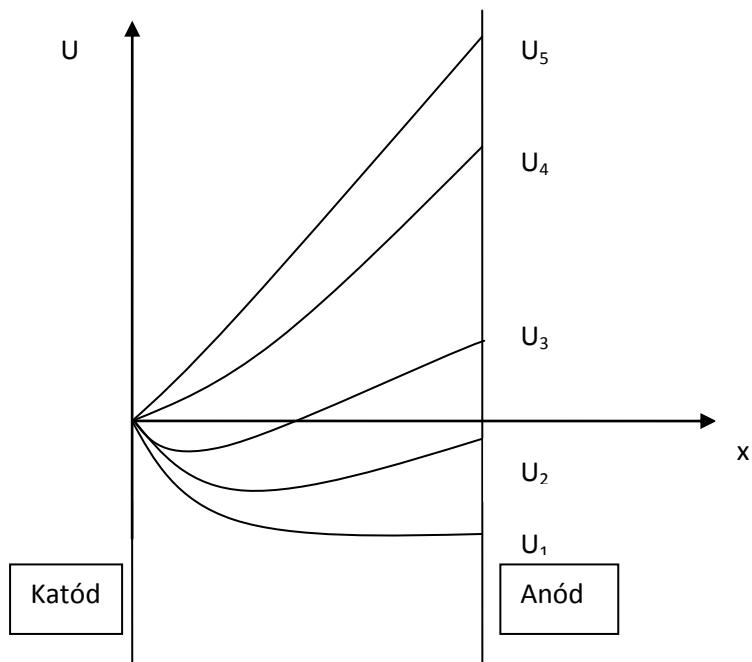
Ebből az egységnyi térfogatban lévő elektronok száma:

$$n = -\frac{\rho}{e}$$



19. ábra. A potenciál és az egységnyi térfogatban lévő elektronok számának változása a katód és anód között

Tehát a katódból kilépő elektronok kezdősebességük révén eljutnak az anódra annak negatív töltést adva. Ez a folyamat addig tart, amíg az anód annyira, negatívra nem töltődik, hogy nem éri el elektron. Legyen ez a feszültség U_1 .



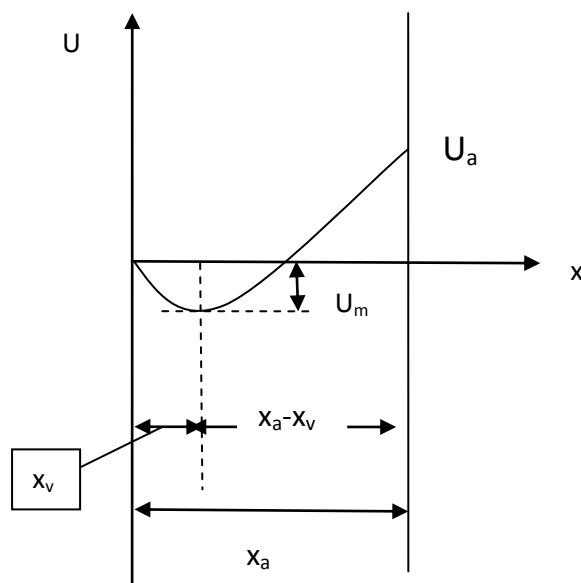
20. ábra

A katód a kilépések miatt pozitív töltésű lesz az anódhoz képest. A tértöltés a katód közelében lesz a legnagyobb, mivel a kilépő elektronok legnagyobb része rövid út megtétele után visszatér a katódba. Most ha egy U_2 pozitív feszültségű telepen keresztül kössük össze az anódot és a katódot. Most már a nagyobb sebességű elektronok eljutnak az anódra (U_2 görbe a rajzon). Így í térben egy potenciálminimum úgynevezett virtuális katód alakult ki.

Tovább kis pozitív U_3 feszültségre, ez a potenciál minimum csökken, és a katód felé tolódik, de még megmarad. U_4 esetén eltűnik a virtuális katód. U_5 -nél már csak a Schottky-hatás miatt nő tovább az áram (kis mértékben).

A virtuális katód jelenléte esetén a Child-Langmuir- törvényben a

$x_a \rightarrow x_a - x_v$ és a $U_a \rightarrow U_a - U_m$ helyettesítéseket kell elvégezni az (ábra alapján).



21. ábra

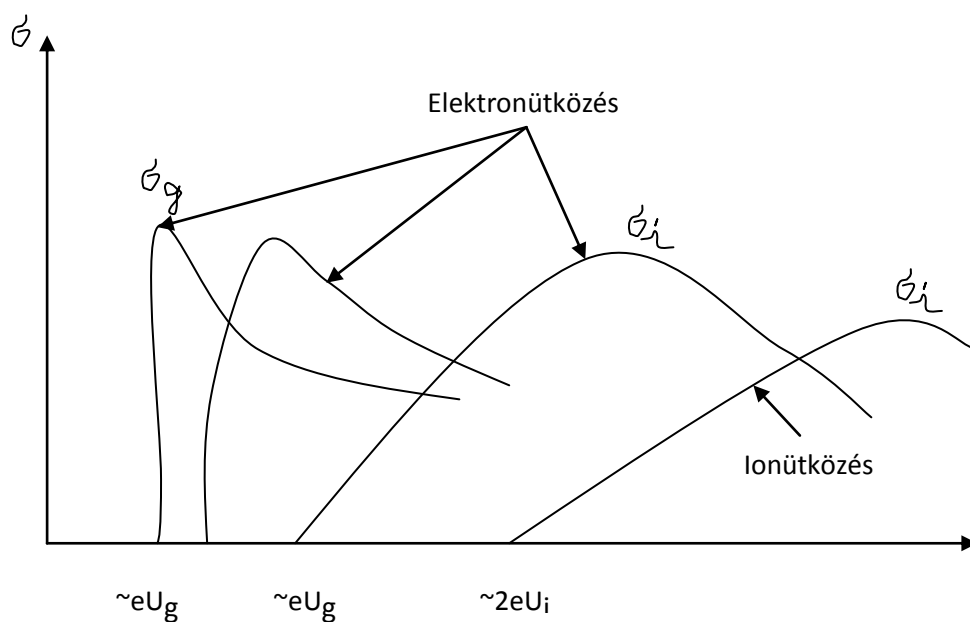
3.3 Elektronok ütközése atomokkal

Az atomok gerjesztett állapotba hozásához, ill. ionizálásához az energiaszintjeinek megfelelő energiát kell közölnünk vele. Vizsgálni kell, hogy milyen kinetikus energiával

kell rendelkeznie a részecskének, hogy azt valóban át is tudja adni. Ugyanis az impulzus – és az energia megmaradás törvényei szerint, a megfelelő körülményekkel kell rendelkezni ahhoz, hogy a kinetikus energia teljes egészében belső energiává alakuljon át.

Ha a mozgó részecske tömege kicsi az álló részecske tömegéhez képest, akkor a teljes primer energiagerjesztésre fordítódhat. Ez mondható el a gyorsított elektronok és a hozzájuk képest nyugalomban lévő atomok ütközéséről is.

Nyilvánvaló az elektronok esetében, ha nem érik el az atom a gerjesztési szintjét, akkor csak rugalmas ütközés mehet végbe. A gerjesztési vagy ionizációs energia elérése után a folyamat valószínűsége meredeken nő, majd ismét csökken. A csökkenés abból adódik, hogy a növekvő energiájú elektronok sebessége is nő, így a kölcsönhatás ideje egyre csökken.



22. ábra

Az ütközési valószínűséget a hatáskeresztmetszettel hozhatjuk közvetlen kapcsolatba.

Ha minden egyes atomhoz σ_i hatáskeresztmetszet tartozik, amelyet eltalál egy pontszerűnek mondható elektron, akkor ionizáció következik be. Ha n_A az atomok sűrűsége, akkor $n_A \sigma_i$ a teljes ionizációs hatáskeresztmetszet. Ebből a szabad úthossz.

$$n_A \sigma_i = \frac{1}{\lambda_i}$$

Ha az elektron összes lehetséges kölcsönhatását figyelembe vesszük – a rugalmas ütközést és a szórást is figyelembe véve jutunk el a az elektron teljes hatáskeresztmetszetéig.

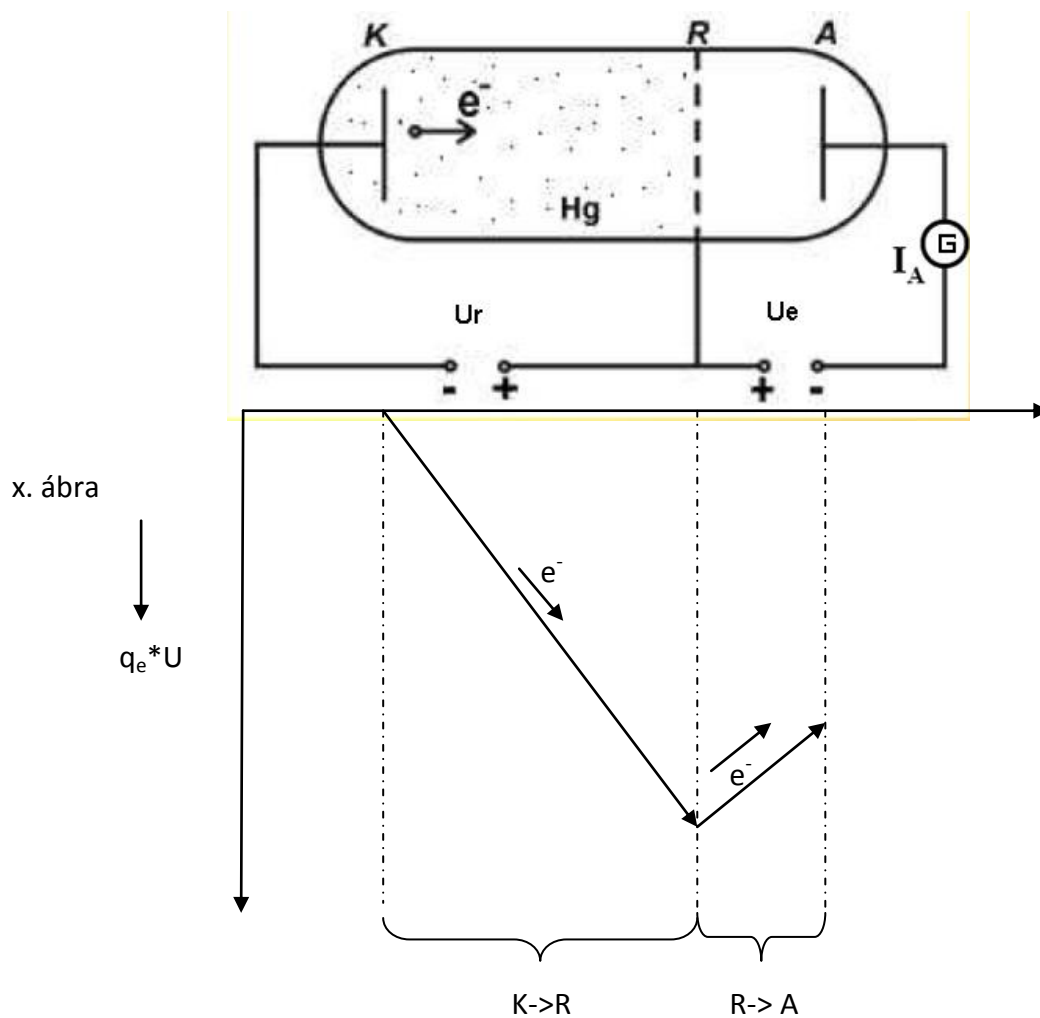
3.4 A Franck-Hertz kísérlet:[3]

A Bohr elméletének legfőbb bizonyítéka a James Franck és Gustav Hertz német fizikusok által 1914-ben a berlini egyetemen elvégzett Franck-Hertz kísérlet, amelyet Bohr-tól függetlenül végeztek el állításainak kimondásával egy időben.

Kísérleteik során adott megadott sebességre felgyorsított elektronokat ütköztettek gázok atomjaival ill. molekuláival, és az elektronok sebességeloszlásának megváltozásából következtettek az ütközések rugalmas vagy rugalmatlan voltára. Rugalmas kölcsönhatáskor az elektronok nem veszítenek és az atomok nem nyernek energiát, ellenben a rugalmas ütközéskor az elektronok átadják energiájukat az atomoknak.

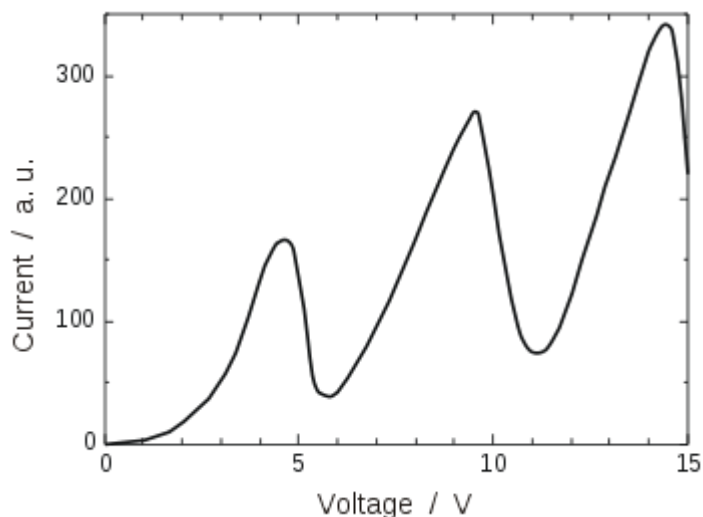
3.4.1 Az első gerjesztett állapot meghatározása.

A kísérletben szereplő berendezések fő része egy kis nyomású higanygőzzel töltött vákuumtriódához hasonló cső.



23. ábra

A K katódból fűtőáram hatására elektronok lépnek ki, amelyeket U_r rácsfeszültség gyorsít az R rácsig. A rácson való áthaladás után az R és az A anód közé kapcsolt kis negatív feszültség hatására ($U_e = -1,5V$) ebben a térben az elektronok gyenge ellentérben mozognak. Az anódon folyó I_A áramot a klasszikus elmélet szerint úgy képzelhetnénk el, hogy a feszültséggel folyamatosan nő, majd elér egy telítési áramot. Ezzel ellentétben az ábrán látható eredményt kapták.



24. ábra

A jelenség magyarázata:

Az U_r feszültséget kb. 0.5 V –ról fokozatosan növelve, az I_A áram kezdetben nő. Az elektronok a Hg atomokkal ütköznek, de mégis legyőzik az R-A ellenteret és eljutnak az anódig. Ebből arra következtethetünk, hogy energia veszteség nélkül, azaz rugalmas ütközések útján jutnak keresztül a negatív töltött részecskék a Hg gázon.

Egy bizonyos feszültség átlépésekor ($U_r = 4.9\text{V}$), azonban az áram csökkenni. Ezek alapján ebben a tartományban kevesebb elektron jut el az anódig mivel. Ezt pedig csak azzal magyarázhatjuk, hogy rugalmatlanul ütköznek gázatomokkal. Tovább növelve a feszültséget egy ponton megint nőni kezd az anódra eljutó elektronok száma. Ez amiatt van, hogy negatív töltésű elektronok még a rács elérése előtt elérik a 4.9 eV energiát, de mivel Hg atomokkal ütköznek elvesztik ezt, azonban van még idejük felgyorsulni ismét mielőtt elérnék az R rácsot. Tehát itt nőhet az áram. Túllépve az $U_r=9.8\text{V}$ feszültséget ismét olyan lesz a veszteség, hogy nem jutnak el az anódig, az áram ismét csökken. Ugyanezt az eredményt kapjuk.

Megjegyzések:

- Látszik, hogy a $I(U_r)$ függvény maximumaihoz egyre nagyobb áramértékek adódnak, mivel töltési szakaszban végezve a méréseket ütközések nélkül a dióda karakterisztika szerint alakul.
- Látható az is, hogy az áram esése nem meredek, inkább fokozatos. Ezt azzal magyarázhatjuk, hogy az katódból kilépő elektronok az előbbiekben tárgyalt sebességeloszlással rendelkeznek és, emiatt a szórás miatt ugyanolyan potenciálkülönbség befutása után kinetikus energiájuk kissé el fog térni. Tehát egy részük kisebb másik részük nagyobb gyorsító feszültség-érték mellett ütközik. Például a nulla kezdősebességgel induló elektron veszíti el energiáját a legnagyobb feszültségkülönbség befutása után. Tehát az első gerjesztési potenciál a minimumhelyhez esik.
- Az I_A áram értéke az kezdő állapotot kivéve nem esik nullára, ugyanis az elektronok nem pont a rács közelében vesztik el energiájukat, hanem előtte és a tér hatására felgyorsulva jutnak keresztül a félvezető téren. továbbá a rugalmas ütközés is csak bizonyos valószínűséggel jön létre, és egyes elektronok rugalmas ütközéstől függetlenül is átjuthatnak. A maradék áram kétszerese az első minimumnál megmaradó áramnak, mivel a kétszeri ütközés valószínűsége fele az egyszeri ütközésnek.

A higanygőzön kívül sok más gázra is elvégezték a kísérletet és a Franck-Hertz kísérletek azt mutatták, hogy az atomok az elektronoktól csak diszkrét meghatározott energiaadagokat vehetnek át a Hg atomok nevezetesen 4.9 eV energiát.

Továbbá bebizonyították, hogy a higany atomok a 4.9 eV –on kívül 6.7 eV, 7.5 eV és még több energiaadagot is fel tudnak venni, 10.4 eV -nál pedig a Hg atom elveszíti az egyik elektronját és ionizálódik.

Ezek alapján a Hg atom 4.9 eV felvétele kerül az „első” gerjesztési állapotába a fent említett energiák hatására pedig a többi gerjesztési állapotok valamelyikébe jut, és 10.4 eV ionizációs energia hatására Hg^+ ionra és egy elektronra hasad szét.

A gerjesztési energiáknak megfelelő feszültségeket gerjesztési vagy kritikus feszültségeknek nevezzük, az ionizációs energiának megfelelő feszültséget pedig ionizációs feszültségnek.

Tehát az alapállapota és a gerjesztett állapotai az atomnak nem mások, mint a Bohr-féle első posztulátumban szereplő stacionárius állapotok, diszkrét energianívók.

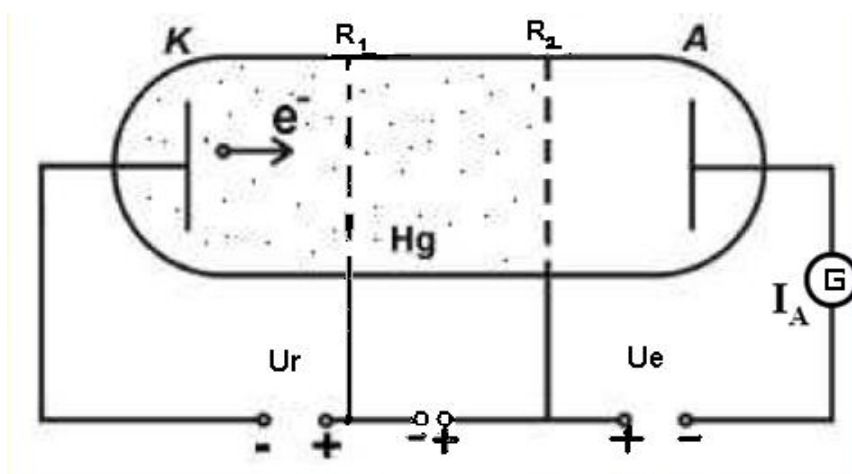
3.4.2 A Bohr-féle frekvencia-feltétel igazolása.

A Franck és Hertz igazolták a második posztulátumot is. 4.9 V gyorsító rácsfeszültség esetén a higanygőz $\nu = 1.183 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$ frekvenciájú ultraibolya fényt bocsájtott ki. Ez a frekvencia pedig egyenlő azzal a foton frekvenciával, amit a Hg atom kibocsájt, amikor az első gerjesztett állapotából visszakérül az alapállapotba.

$$\nu = \frac{E_2 - E_1}{h} = \frac{4,9 \cdot 1,16 \cdot 10^{-19} \text{ J}}{6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}} = 1,18 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$$

3.4.3 Magasabb gerjesztési állapotok.

Az előzőekben leírt kísérleti berendezéssel csak az első gerjesztett állapotot lehetett meghatározni, a spektroszkópia szerint létező felsőbb energiaszinteket nem. Hiába növeljük a rácsfeszültséget, az elektronok áthaladnak a gerjesztésnek megfelelő tartományon és a legtöbb rugalmatlanul ütközik és ismét nulláról gyorsul. Ezután ismét csak az első gerjesztési energiájukat érhetik el, mivel a következő ütközéskor azt ismét elveszítik. Franck és Hertz a lenti képen látható berendezés segítségével tanulmányozták a gerjesztési állapotokat.



25. ábra

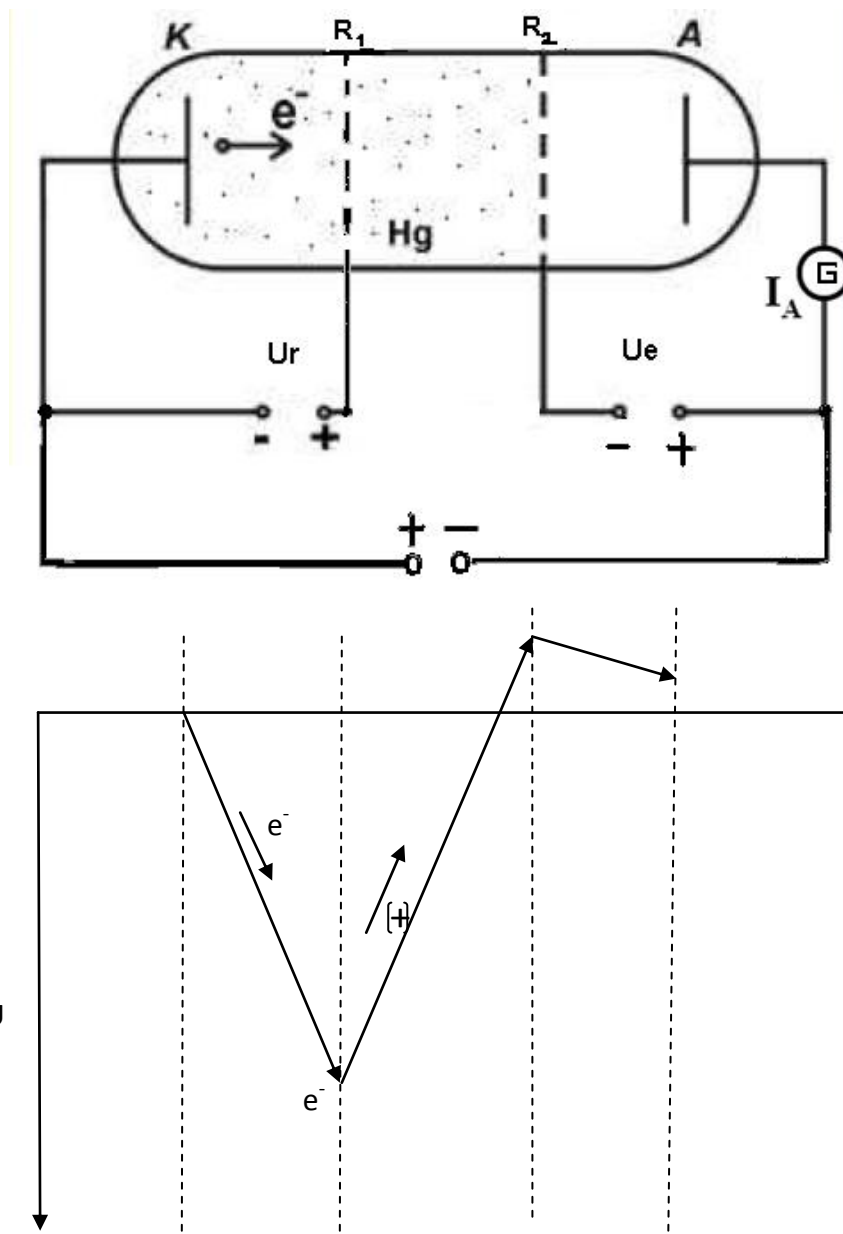
Az elektronok az katódhoz közel lévő rács felé gyorsulnak ezen a rövid szakaszon igen ritkák a rugalmatlan ütközések. Nagy részük U_r energiával jut az R_1 R_2 tér részbe ami gyakorlatilag erőmentes(kb. 0.1V), az R_2 és A között kis ellentér van. A $I(U_r)$ görbén jól látható törések és feszültségesések vannak, pl. az $U_r = 4.7V$, 4.9V, 5.3V, 5.8V 6,7 V jelezve azt, hogy a azon elektronok amelyek energiája 4.7eV és 6.7 eV közé esik energiát vesztek a Hg atomok gerjesztésének javára. Léteznek ún. metastabilis állapotok (pl.: 4.7eV és 5.8 eV) amelyekből az atom fénykibocsátással nem vagy csak nagyon ki valószínűséggel térhetnek vissza az alapállapotba, mert a megfelelő emissziós és abszorpciós átmenetek a kiválasztási szabályok értelmében tiltottak. Az egymástól néhány tized távolságra lévő maximumokat szét lehet választani, és ki lehet mutatni gyenge maximumokat is.

3.4.4 Az ionizációs energia mérése.

Az ütközési módszereket csak a stacionárius pályák közötti különbségek meghatározására használhatjuk, az E_1 , E_2 , E_3 ... E_n energianívók meghatározására nem. Ehhez tudnunk kell, hogy mekkora energia szükséges, egy meghatározott nívón lévő elektron atomból történő teljes eltávolításához. Azaz az E_1 , E_2 , E_3 ... E_n meghatározása egybeesik a különböző ionizációs potenciálok meghatározásával.

Az egyik módszer az ionizációs energia mérésére az ha az egy rácsos berendezésben az U_e -t mindig nagyobbra választjuk, mint a U_r -t így az elektronoknak kicsi az esélyük eljutni az anódra. A feszültséget növelve lesz, egy szint ahol hirtelen áram indul meg, mivel az elektronok ionizálni kezdenek, és az ionok eljutnak az anódra.

A másik lehetőség, ha a kétrácsos berendezést alkalmazzuk és az Anódot a Katódhoz képest negatívvá tesszük, hogy az elektron egyáltalán ne juthasson rá.



26. ábra

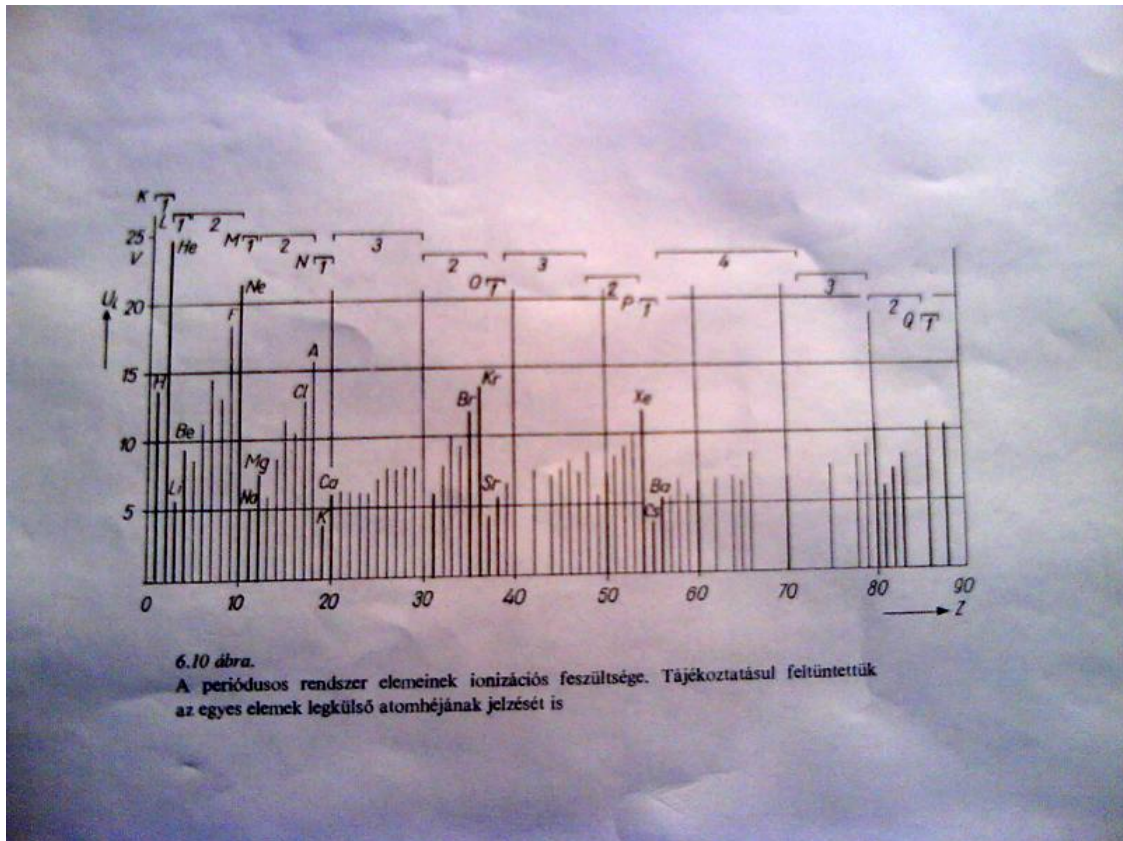
Az anódáram csak akkor tud megindulni, ha az elektronok már ionizálni tudják a gázt.

Természetesen az elektronok az ionizációs feszültség alatt is gerjesztik az atomokat, majd ezek alapállapotba kerülnek fényt kibocsátva, és ezek a fotonok elektronokat szakíthatnak le az anódról, melyek a rácsra kerülhetnek. Ezt az anódból kilépő elektronáramot, az anódba belépő pozitív ionáramtól nem tudja megkülönböztetni ez, tehát meghamisítja a mérést.

Ezen elektronok visszatérítésére negatív feszültségű rácsot helyezünk az anód elé.

A hirtelen meginduló áram estén az aktuális gyorsító feszültség jelenti az ionizációs feszültséget.

Az így megmért különböző anyagokra vonatkozó ionizációs feszültségeket a következő ábra mutatja.



27. ábra

4. A Franck- Hertz kísérlet megvalósítása:

Kezdeti lépések: A méréshez szükséges eszközök előkészítése.

PC, mérőkártya, NI ELVIS , áram stabilizátor, 1.5 V telep , az NI ELVIS paneljén összerakásra kerülő áramköri elemek(ellenállás, dióda, kondenzátor), a Franck - Hertz kísérlet céljára

készített higanygőzzel töltött cső, áram->feszültség átalakító, toroid transzformátor, az egységek összekapcsolásához szükséges vezetékek.

4.1 A mérőkártya beállításai:

A mérőkártya PC alaplapjába való csatlakoztatása, és a szükséges szoftverek telepítése után, be kell állítanunk, hogy a mérőkártya fizikai csatornáin milyen típusú jeleket akarunk mérni.

A mérés során az katód és a rács közötti feszültség, a higany(cső) hőmérsékletének mérését, valamint az anódon megjelenő áram nagyságát kell mérnünk.

Ezt megtehetjük a már feltelepített szoftverünk a Measurement and Automation Explorer segítségével.

A megnyitás után. My System-> Data Neighborhood -> NI-DAQmx Task . Az utolsón az egér jobb gombbal kattintva új task-ot hozhatunk létre. Több fajta jel közül választhatunk, több paramétert megadhatunk.

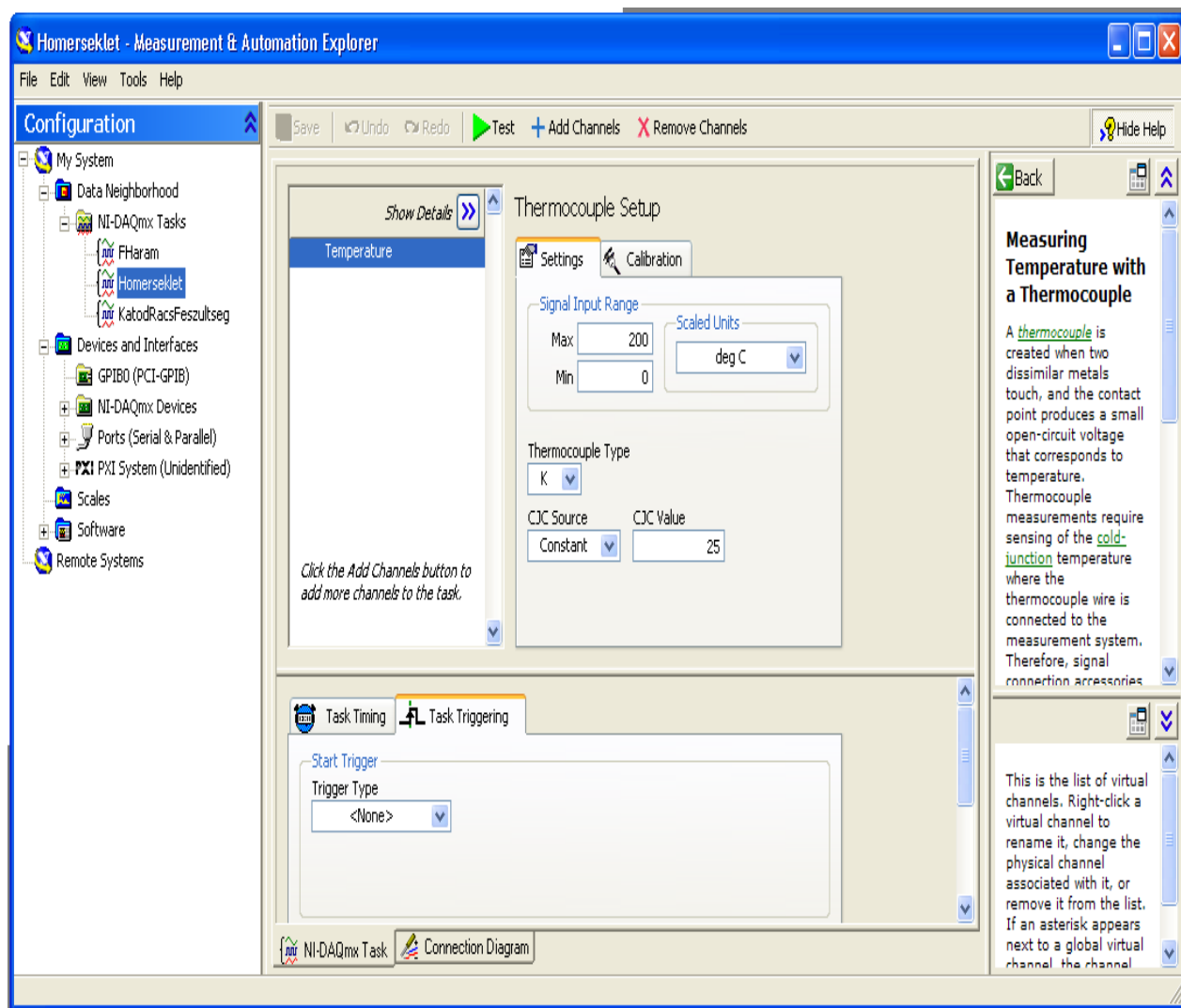
Nekünk két feszültség és egy hőmérséklet komponensre lesz szükségünk ennek megfelelően kell ezeket létrehoznunk.

Létrehozáskor beállíthatjuk a mérendő mennyiség típusát, a mérés tartományát, a mintavételezés típusát, milyen csatornán stb.

Létrehoztunk egy FHaram mérő task-ot, ami feszültséget fog mérni a 0 – 10 V tartományban. Fizikai csatorna : Dev2/ai0.

Egy Hómerseklet task-ot , 0 – 200 Celsius fok között(feszültséget mér, egy K típusú termoelem segítségével)Fizikai csatorna :Dev2/ai1

Végül egy KatodRacsFeszultseg task-ot ami az anód és a rács közötti feszültséget méri. Fizikai csatorna: Dev2/ai2. (a: az analógot , i: pedig az inputot jelöli)



28. ábra

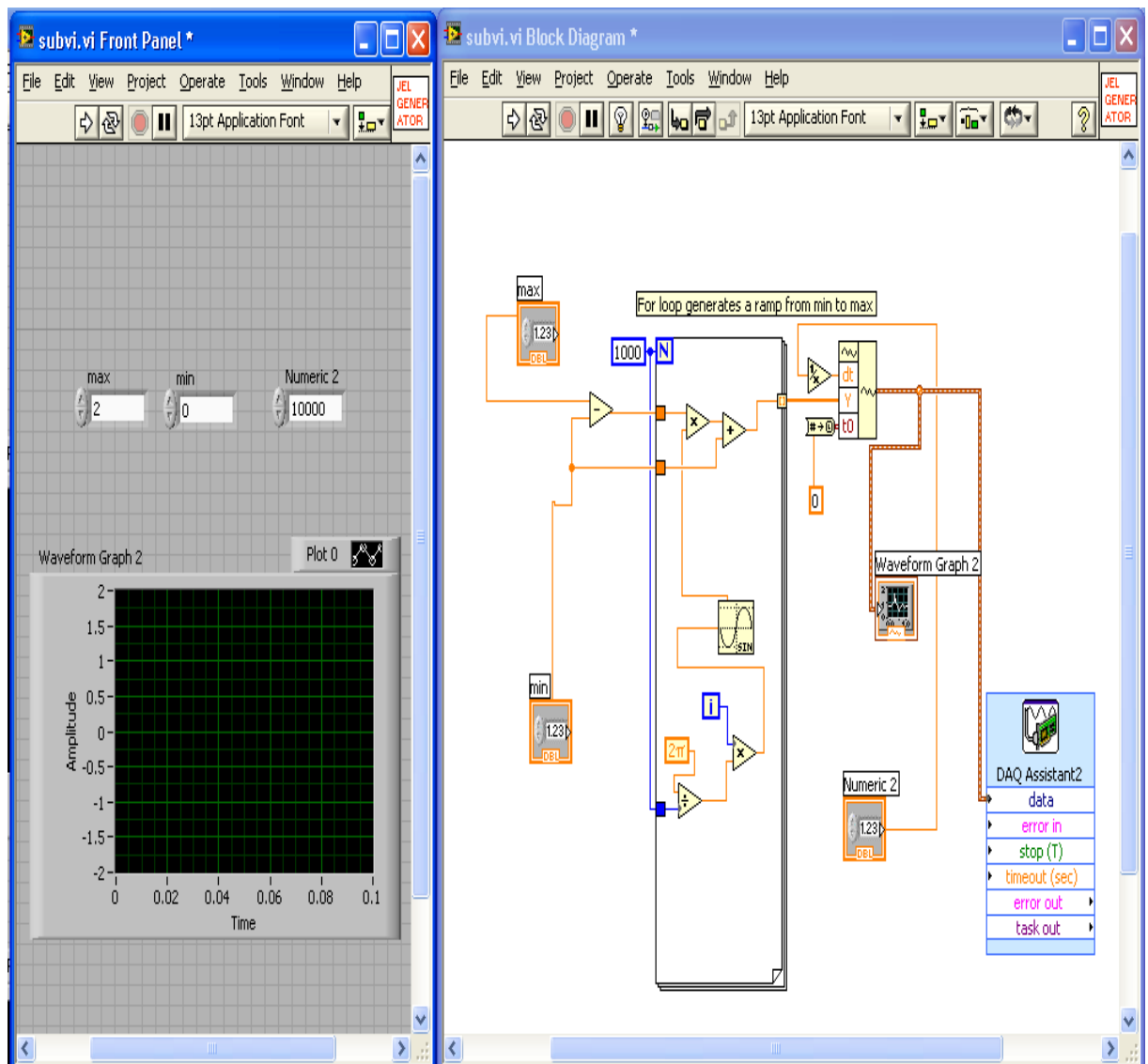
4.2 A LabView program mérő részének előállítása.

A következő lépésben el lehet kezdeni a Labview 8 használatát.

A fő VI- unknak két fő része lesz. Az egyik a mérést végzi, egy while ciklusban .

A másik pedig szintén egy while ciklusban a VI előlapján beállítható amplitúdójú szinusz jelet generál(mindkettőt egy logikai kapcsoló állítja le). Ezt a jelet a Labview által beállított paraméterek alapján, a mérőkártya állítja elő az általunk beállított fizikai csatornán(Dev2/ao0). Ezt egy subVI végzi el.

Erre azért van szükség mivel a mérőkártyánk és az NI ELVIS nem tud a méréshez elegendő feszültséget előállítani, ezért majd ezt a feszültséget az ELVIS paneljén egy feszültségszorzó áramkörrel növeljük.



29. ábra

A mérést végző while ciklus-ban szerepel egy case struktúra, melynek egy egy logikai kapcsoló szerint futnak le a logikai true vagy logikai false hoz tartozó parancsok .

A False ágban a különböző mérendő mennyiségeket mérhetjük, egy adott a mi általunk egy kontrollerral beállított értéken. Itt szerepel egy Stacked Sequence Strucure, melynek három különböző értékhez tartozó parancsai (0,1,2) egymás után futnak le. Ezekben történik az adatok kiolvasása.

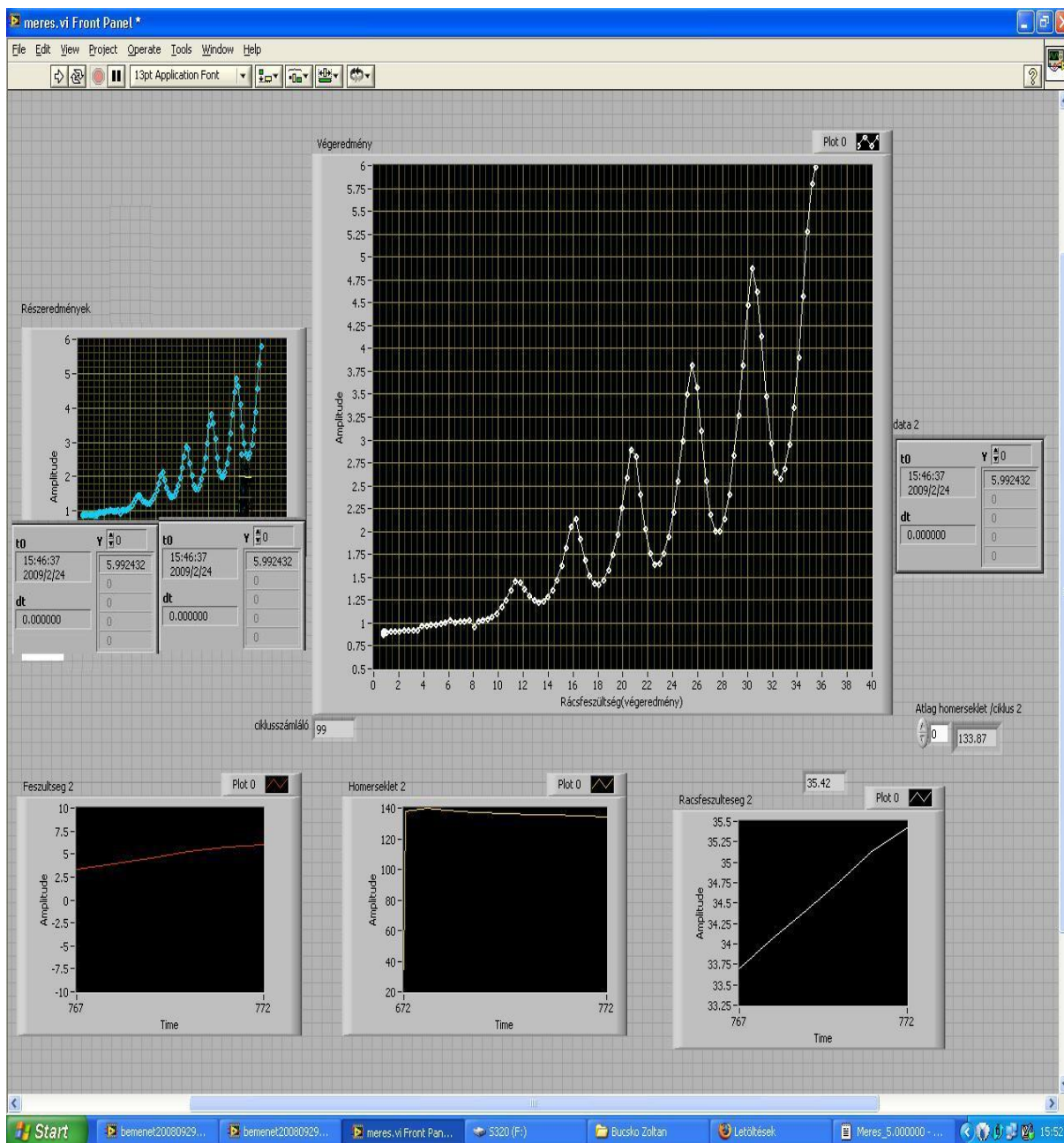
[illegible]

A mérés szempontjából számunkra a logikai változó True értéke érdekes mivel ekkor a teljes mérendő rácsfeszültség tartományra fut le a mérés. Ehhez ismét egy subVI-t használunk, hogy egyszerűsítsük a programunkat.

49

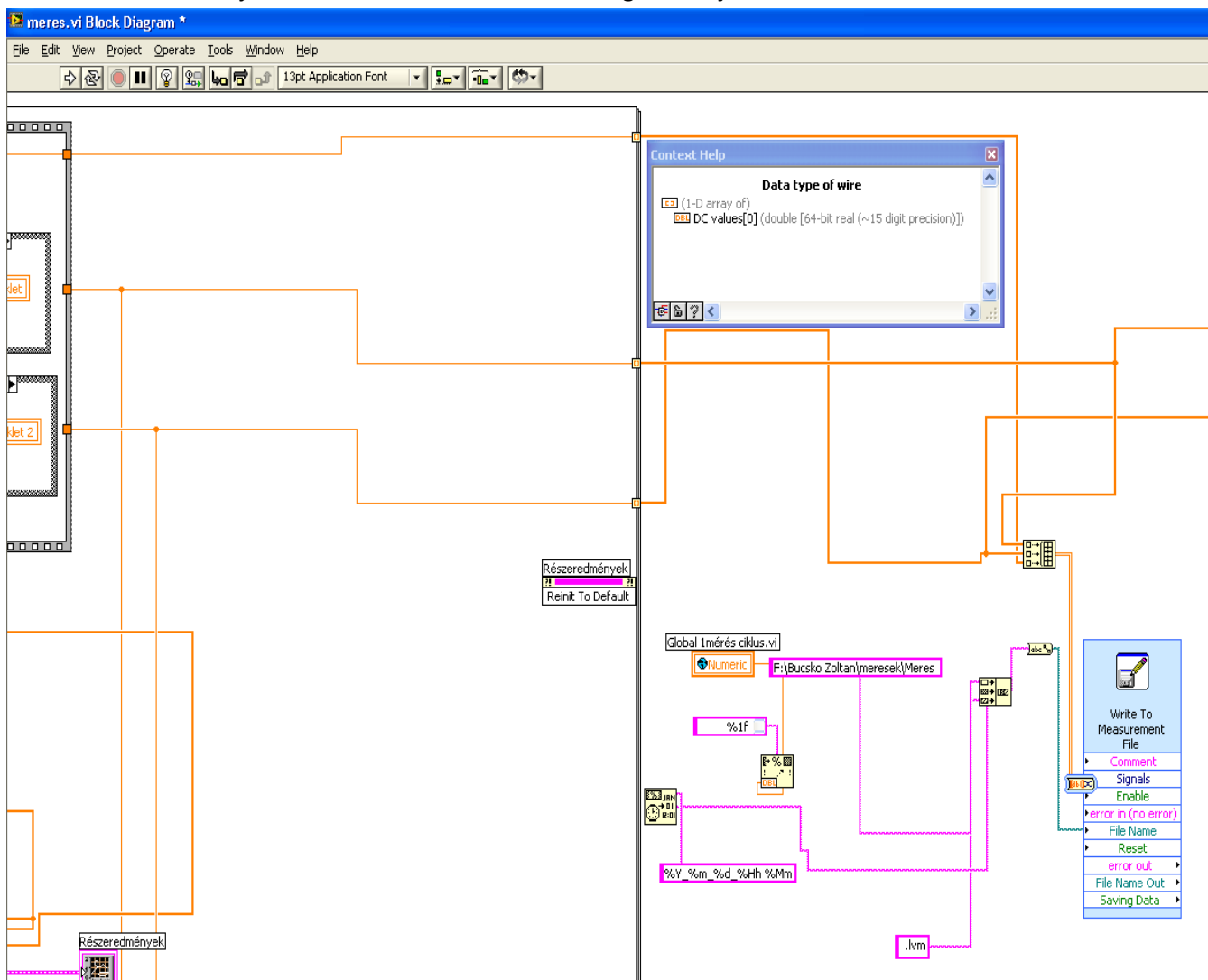
A for ciklus utolsó lépését követően, három kivezetés szolgálja a mérési adatok elérését a teljes spektrumra. Ezek 1 dimenziós tömb típusúak, mivel a lépések során az adatokat egymás után fűzi a for ciklus indexelve a lépésszámnak megfelelően.

A mérés során a front panelen részeredményeket kapunk a mérés menetéről egy több grafikonon. majd a végeredményt is megtekinthetjük. Közben figyelhetjük a különböző környezeti értékek változását különböző kijelzőkön.



31.ábra

Ezeket az értékeket fájlban kell tárolnunk a későbbi feldolgozás céljából.

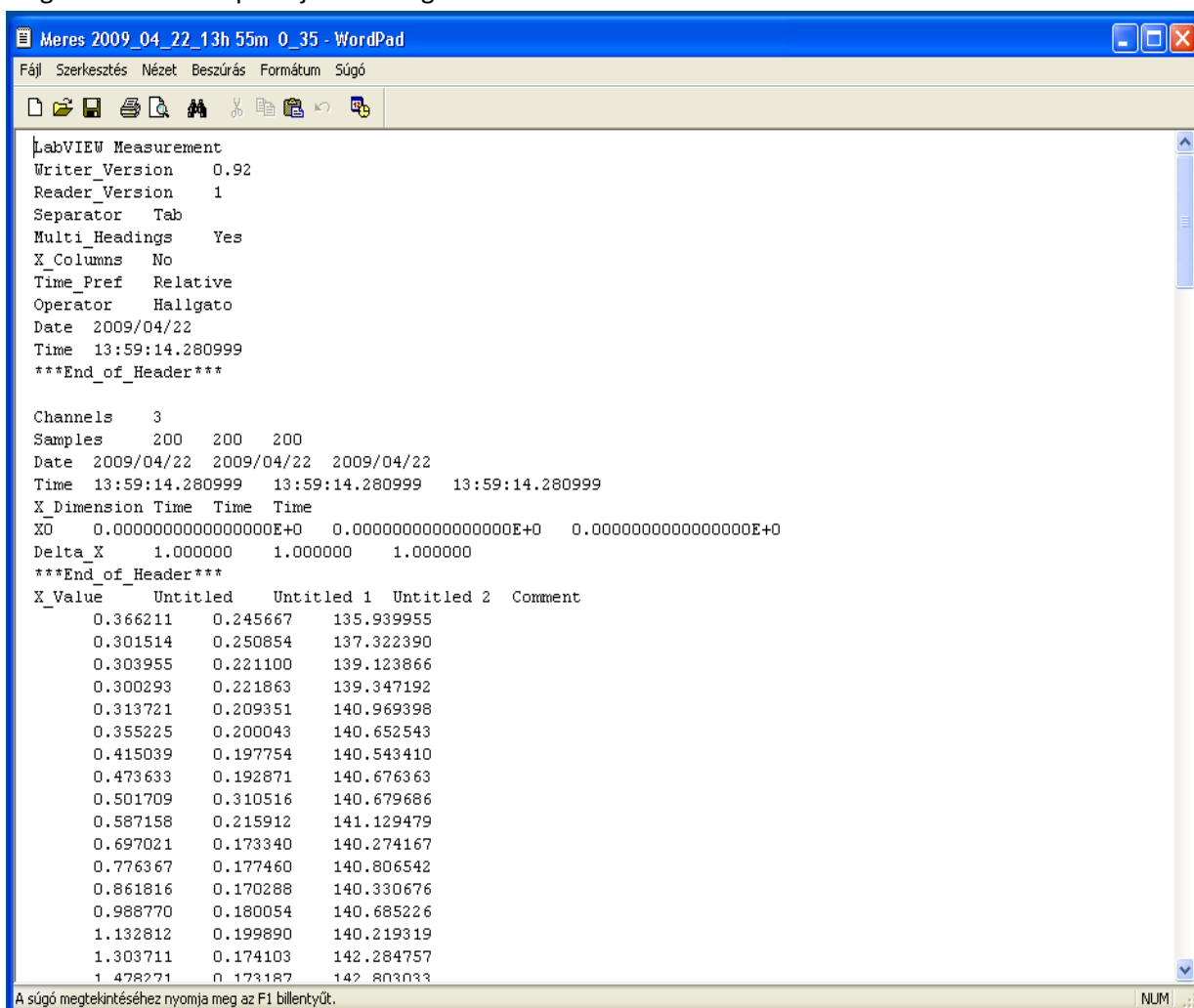


32.ábra

A 40. ábrán látható módon fájlba mentjük a Write to Measurement File segítségével melynek a tárolandó értékeket és a fájl nevet adtuk meg.

A fájlba írás előtt a tömböket a Build Array segítségével kapcsoljuk össze egy tömbbe, ami miatt a szöveges fájlban a mért értékek ciklusoknak megfelelően egy sorban, és az adat típusának

megfelelően 3 oszlopban jelenik meg.



```
LabVIEW Measurement
Writer_Version    0.92
Reader_Version    1
Separator         Tab
Multi_Headings    Yes
X_Columns         No
Time_Pref         Relative
Operator          Hallgato
Date              2009/04/22
Time              13:59:14.280999
***End_of_Header***

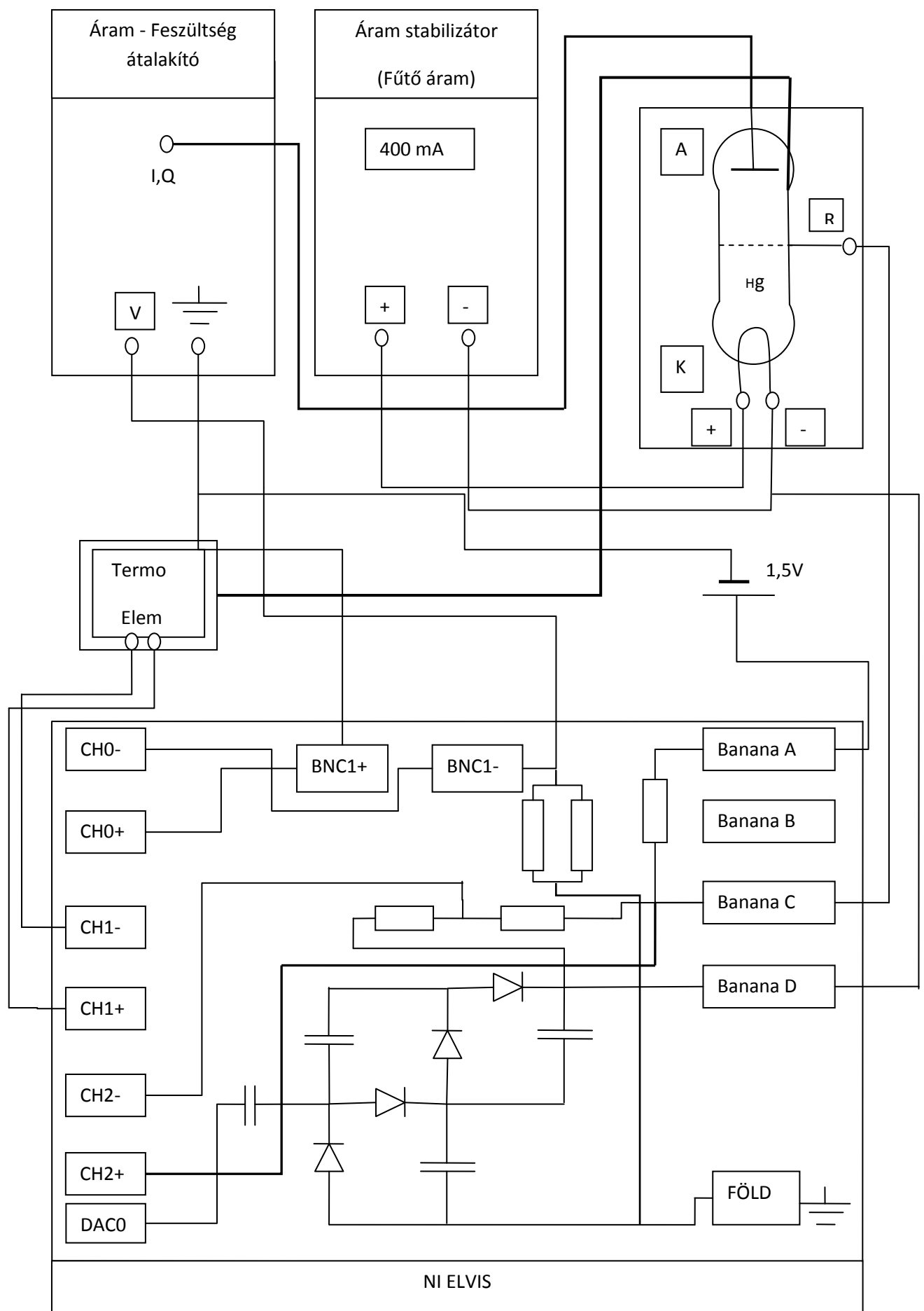
Channels          3
Samples           200    200    200
Date              2009/04/22    2009/04/22    2009/04/22
Time              13:59:14.280999    13:59:14.280999    13:59:14.280999
X Dimension Time  Time    Time
X0                0.0000000000000000E+0    0.0000000000000000E+0    0.0000000000000000E+0
Delta_X           1.000000    1.000000    1.000000
***End_of_Header***
X_Value           Untitled    Untitled 1    Untitled 2    Comment
0.366211          0.245667    135.939955
0.301514          0.250854    137.322390
0.303955          0.221100    139.123866
0.300293          0.221863    139.347192
0.313721          0.209351    140.969398
0.355225          0.200043    140.652543
0.415039          0.197754    140.543410
0.473633          0.192871    140.676363
0.501709          0.310516    140.679686
0.587158          0.215912    141.129479
0.697021          0.173340    140.274167
0.776367          0.177460    140.806542
0.861816          0.170288    140.330676
0.988770          0.180054    140.685226
1.132812          0.199890    140.219319
1.303711          0.174103    142.284757
1.478271          0.173187    142.803033
```

A súgó megtekintéséhez nyomja meg az F1 billentyűt.

33. ábra

A False „ágban” a fájlból, való beolvasás folyik. Erre a Read From Measure File eszközt használjuk.

Beállítható, hogy a felhasználót kérdezze meg a beolvasandó fájl helyéről, és így a beolvasáskor kiválaszthatjuk, hogy melyik korábbi mérésünket akarjuk elemezni. A beolvasás után az elemzéshez szét kell választanunk a fájlba íráskor összekapcsolt tömböket erre az ábrán látható Split Signal-t használjuk (33. ábra).



Az NI ELVIS egy adatkábelrel van kapcsolatban a mérőkártyával, és az CH0, CH1, CH2 csatornákról kapja a mérendő jeleket. A CH0 a Dev1/ai0 -nak felel meg, és értelemszerűen a párosíthatjuk a többi is. A Banana Kivezetések banándugó kimeneteket jelölnek a könnyebb huzalozás érdekében. A BNC1 egy BNC csatlakozót. Az áramkör ELVIS-re rajzolt része pedig a panelen lett összerakva.

Az NI ELVIS paneljére, a mérőkártyától a DAC0 a csatlakozón kapjuk a Labview -ban előállított jelet, aminek amplitúdóját a teljes frekvenciatartományra végzett mérés esetén az említett ciklusváltozó módosít.

Mivel a mérőkártyánk maximum [-10,+10] tartományban tud előállítani feszültséget. A mérésünkhöz azonban nagyobb feszültség szükséges. 0- 35V között. Ezért a DAC0 –án érkező jelet közvetlenül egy feszültség többszörözővel , erősítjük fel. Ez a feszültség lesz a katód és a rács között.

Az áram stabilizátor a katód fűtőáramát biztosítja kezdő értéke 400mA. Az teleppel előállított 1.5V pedig a rács és az anód közötti ellentér. A CH0 csatlakozó keresztül mérjük az „anódáramot”(amit feszültséggé alakítottunk mérőerősítővel,0-10 V tartományban erősít .A bemeneti méréshatárt $10^{-11} A - 10^{-6} A$ ig lehet változtatni .)

Az áramkörbe kapcsolt elemek és földelések segítenek a megfelelő feszültségek beállításában a mérés pontosságának növelésében és a zaj csökkentésében.

A CH1 a termoelem segítségével szolgáltat a hőmérséklettel arányos feszültséget.

A CH2 –n pedig a rácsfeszültséget mérjük.

Ezen elemek rajz szerinti összekapcsolása és a VI ok eddig tárgyalt részének elkészítése után elvégezhetjük a mérést.

A Franck-Hertz –kísérlethez készített csövet, a toroid transzformátoron keresztül fűtjük a hálózati feszültséggel. A méréseket 120-160 Celsius között végeztünk méréseket.

A katódot 300, 350, 400mA es állásnál fűtöttük.

A katód- rácsfeszültség 0-35V tartományban változott. A rács potenciálja nullán volt, a katód potenciálját toltuk el negatív irányba. Közvetlenül mértük a katód rácsfeszültséget egy feszültségosztó segítségével. Ezzel transzformáltuk le a feszültséget a kártya mérési tartományába.

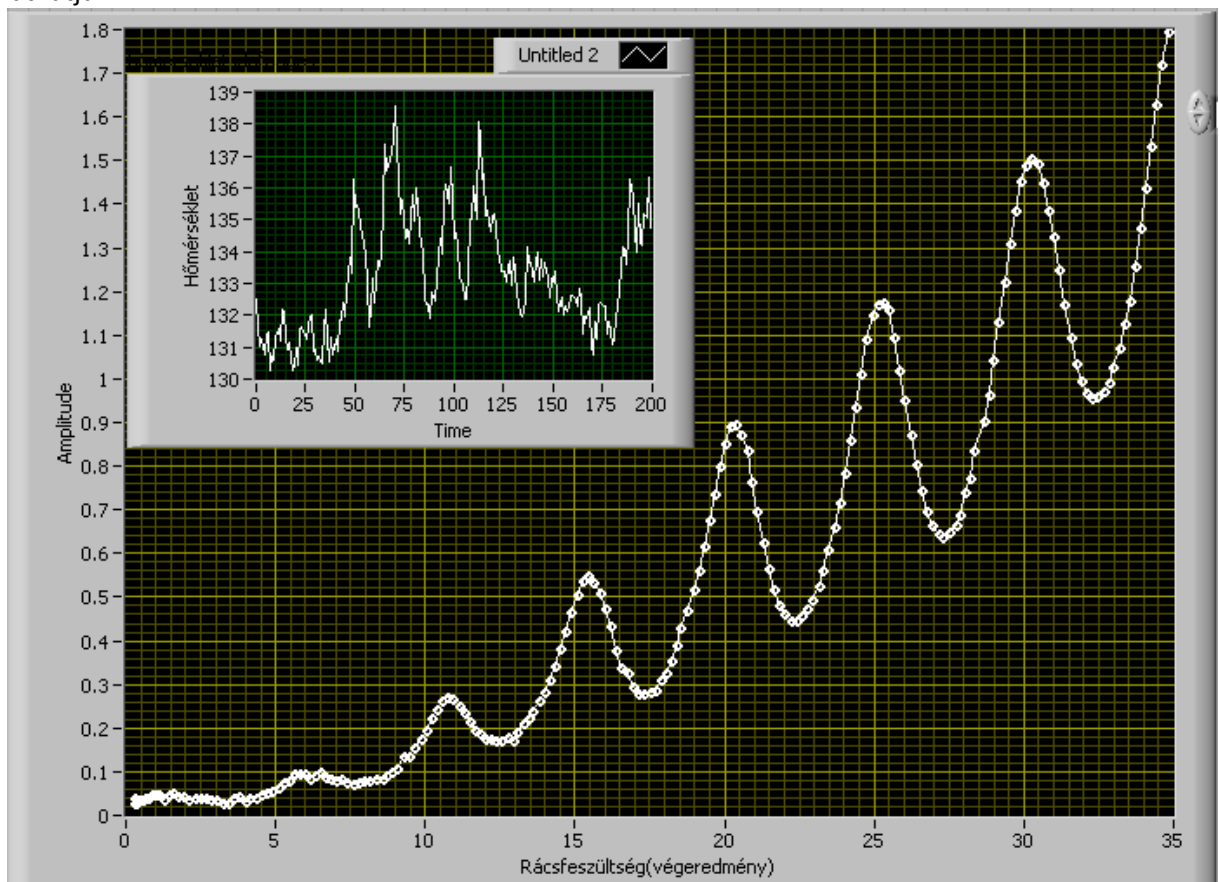
A mérés hőmérsékletre való nagyfokú érzékenysége miatt folyamatosan kellett változtatnunk a mérési határt.

A méréshez szükséges optimális környezetet, 130 – 160 Celsius fok, 300-400mA között tapasztaltuk.

4.4 Mérési eredmények elemzése.

Térjünk vissza a Labview programunkhoz és olvassunk vissza egyet a befejezett, mérések eredményei közül.

A kiválasztott mérés 134 Celsius fok átlaghőmérsékleten történt. A kapott eredményt a lenti képen láthatjuk.



36. ábra

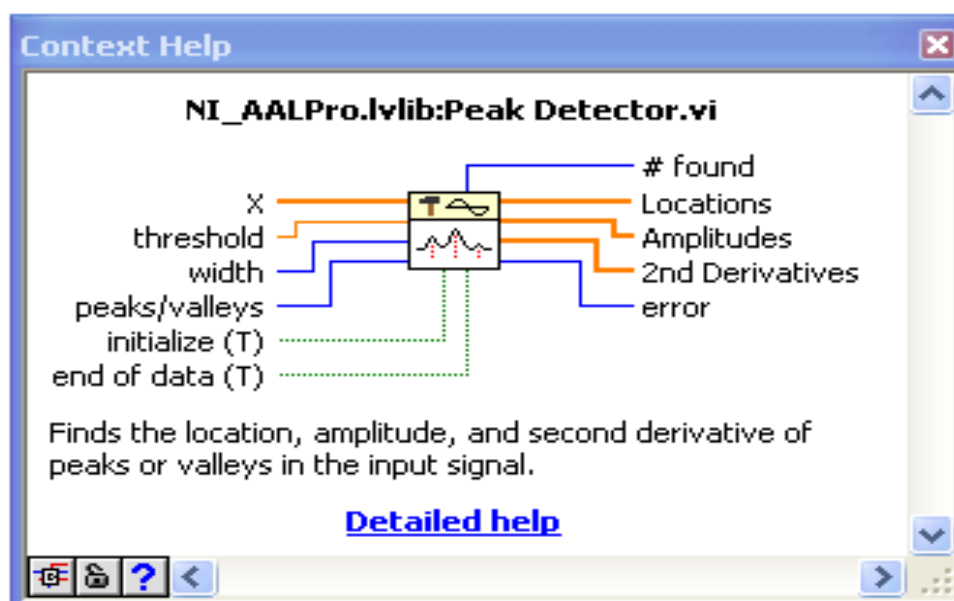
Ez a görbe mutatja az elméleti részben tárgyalt jelenségeket. Rugalmatlan ütközések nélkül egy dióda karakterisztikára számíthatnák.

Mivel, a rugalmatlan ütközéseket szeretnénk, vizsgálni ezért szét kell, választanunk a dióda karakterisztikáját az ütközések karakterisztikájától.

Hogy megkapjuk, a dióda karakterisztikáját lineárisan interpolálnunk kell az első csúcsig majd a csúcsok között. Az eredmény a dióda karakterisztikáját adja. Ebből kell levonnunk a ez eredeti görbét, hogy megkapjuk a rugalmatlan ütközésekhez tartozó görbét.

Ehhez szükségünk van az eredményen szereplő csúcshelyek, koordinátáira.

Segítségül vesszük a Peak Detektor.vi -t amelynek egyik bemenő termináljára az amplitúdó tömböt kapcsoljuk. A másik bemeneten egy konstanssal kiválaszthatjuk, hogy a „csúcsokat” vagy a völgyeket keressük. Továbbá beállíthatjuk, hogy milyen legyen a minimális érték, amit keressen és, és e konstans bemenet szolgál arra, hogy beállítsa, hogy rendű numerikus deriváltakkal számolja az a VI értékeket.

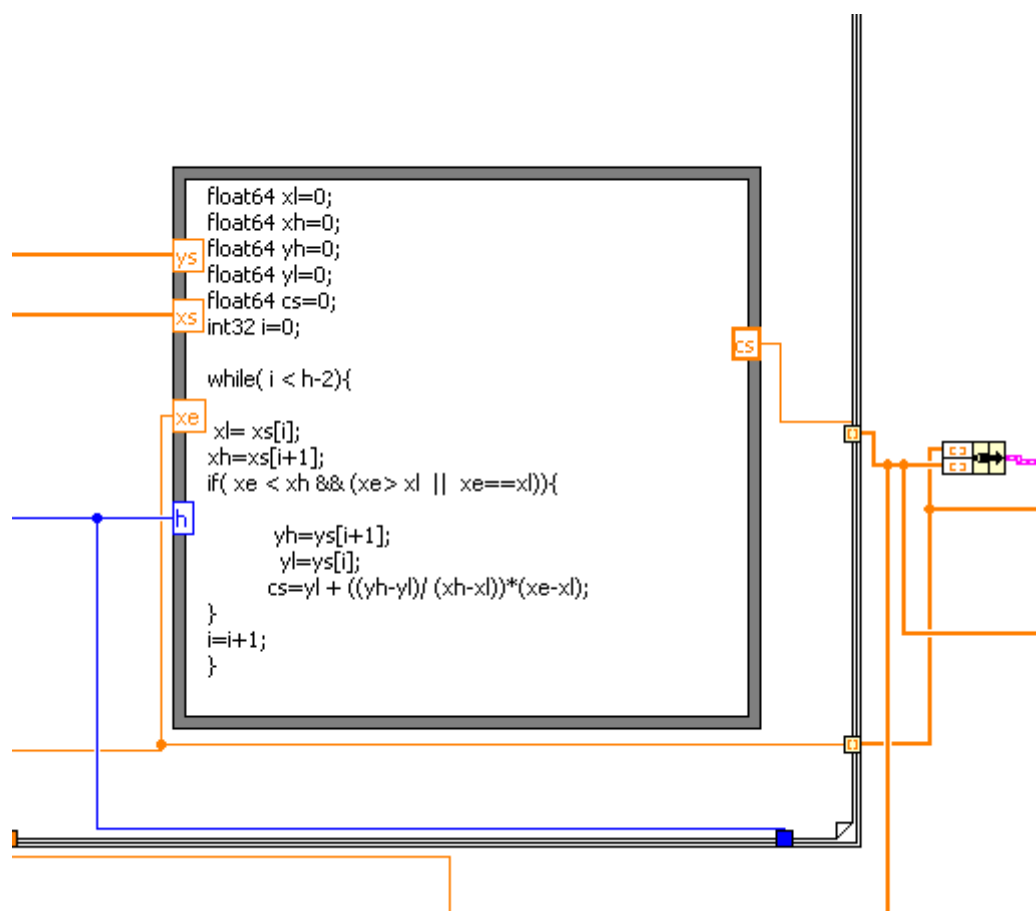


37.ábra

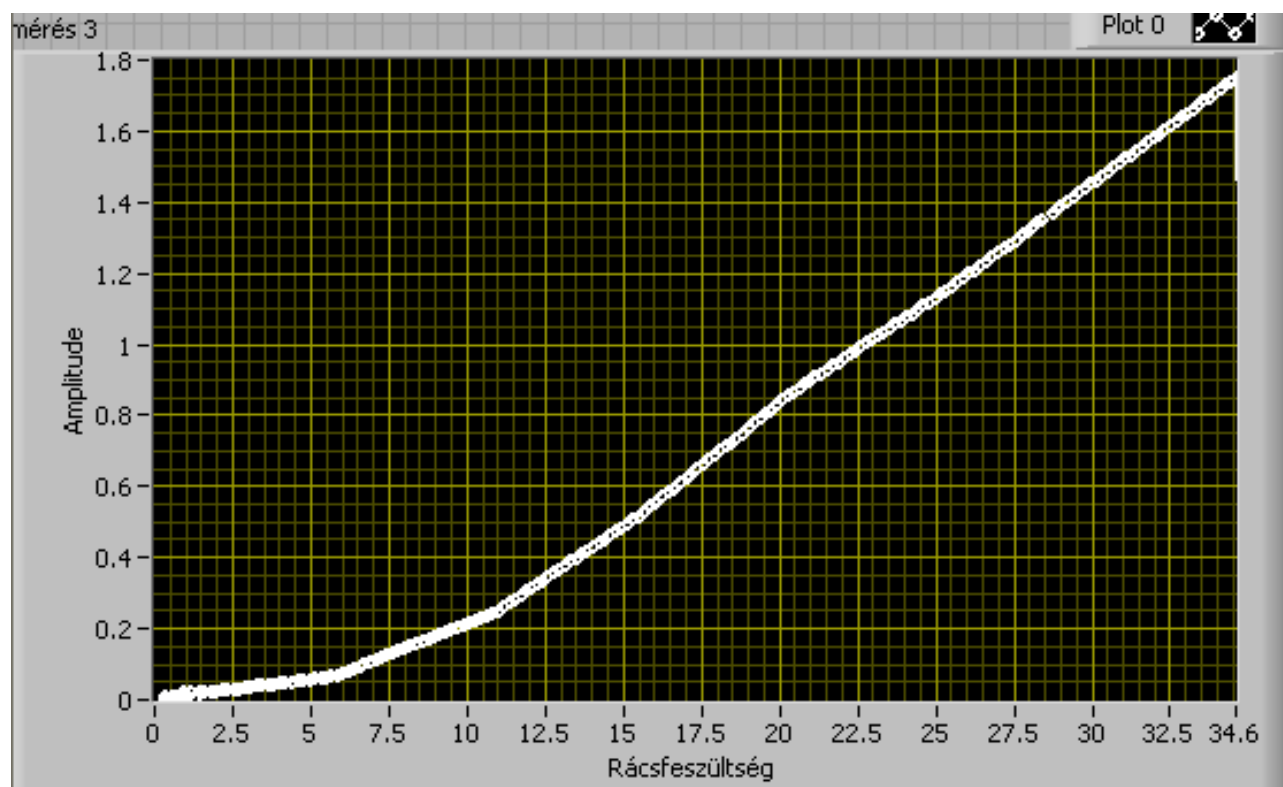
Ha kinyertük ezeket az értékeket, akkor kapunk egy értéktömböt, és egy olyan tömböt, amiben szerepelnek ezekhez az eredeti tömbből vett helyindexeik.

Ez alapján megkereshetjük a hozzájuk tartozó rácsfeszültségértékeket, mivel a kettő indexelése ugyan olyan volt. Ezután előállítunk egy olyan tömböt, amiben az első csúcsig szerepel az összes elem ezután pedig csak a csúcsok, és ugyanezt a hozzájuk tartozó rácsfeszültségekre.

Ezután a 38. ábrán látható módon (Formula Node –ban) az teljes rácsfeszültség tartományra lineárisan interpoláljuk ezeket. Az eredményt a 39. ábrán láthatjuk.

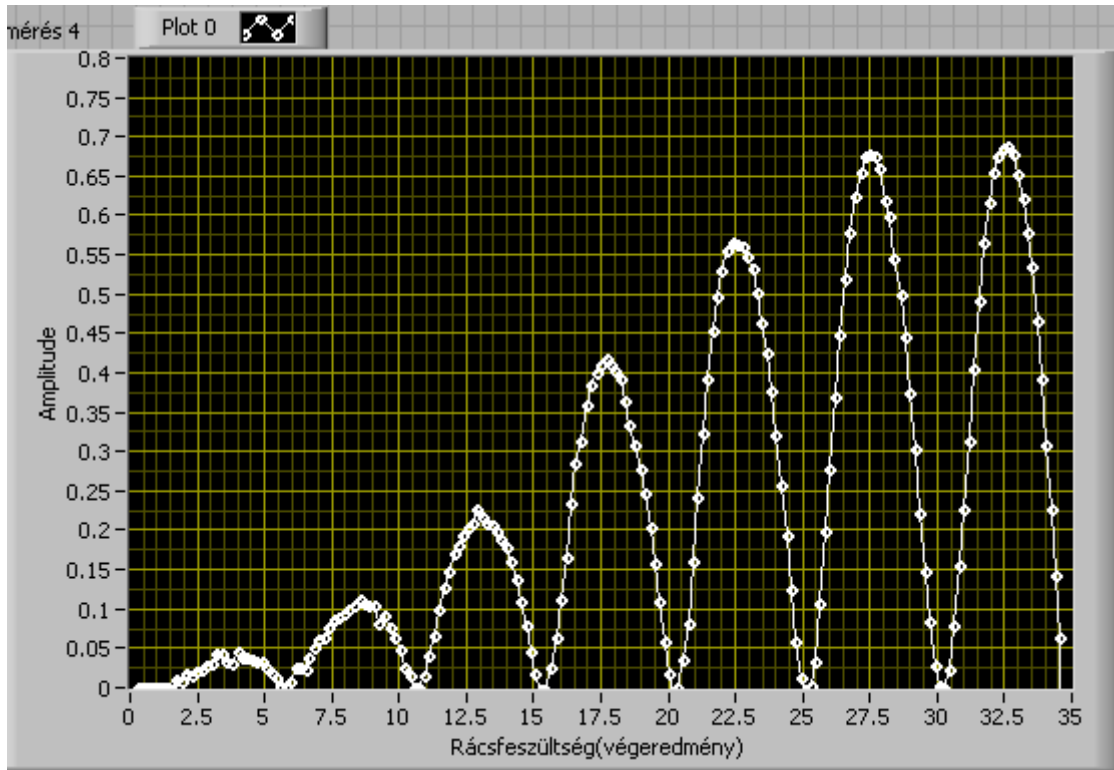


38. ábra



39. ábra

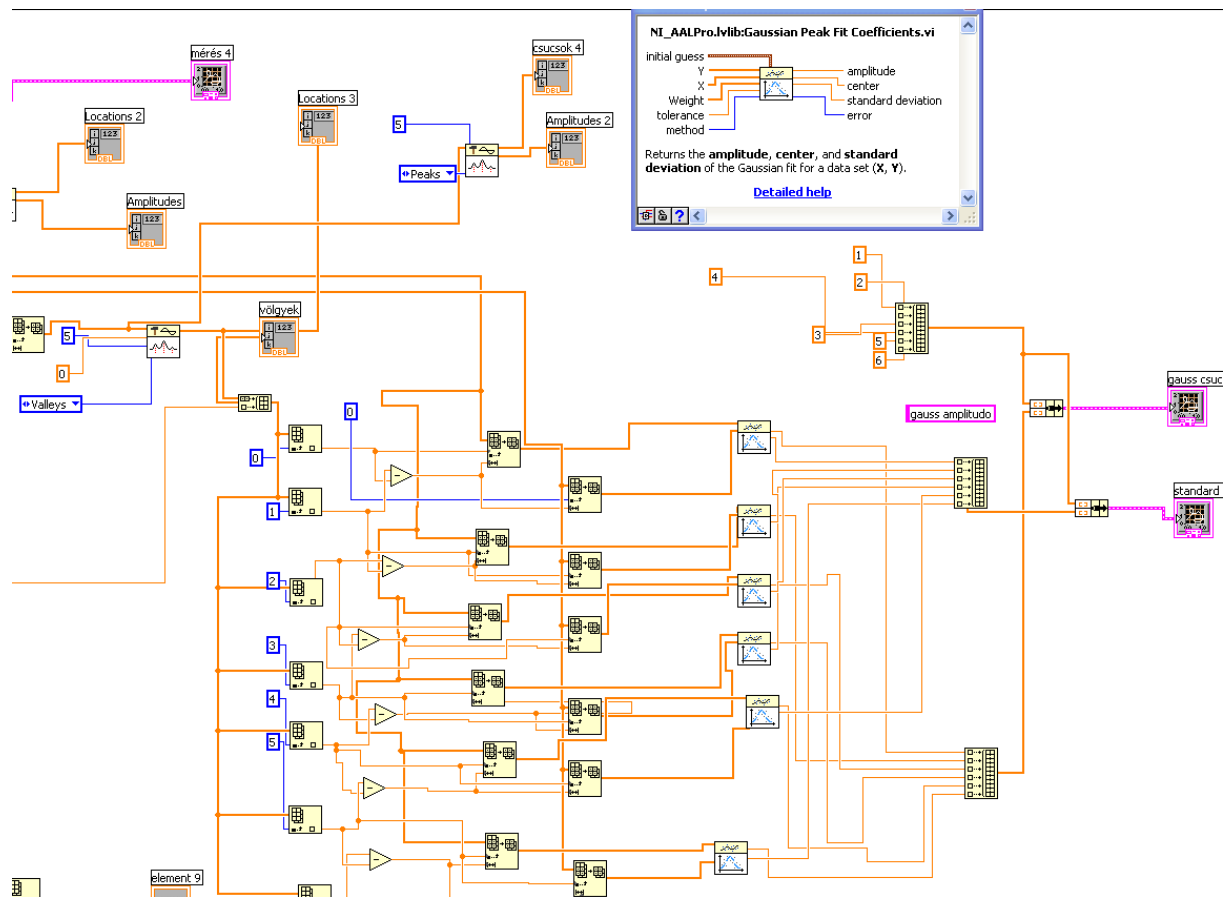
Majd ebből a függvényből kell levonnunk a z eredeti függvényt, hogy csak a rugalmas ütközések hatását mutató függvény alakját kapjuk.



40. ábra

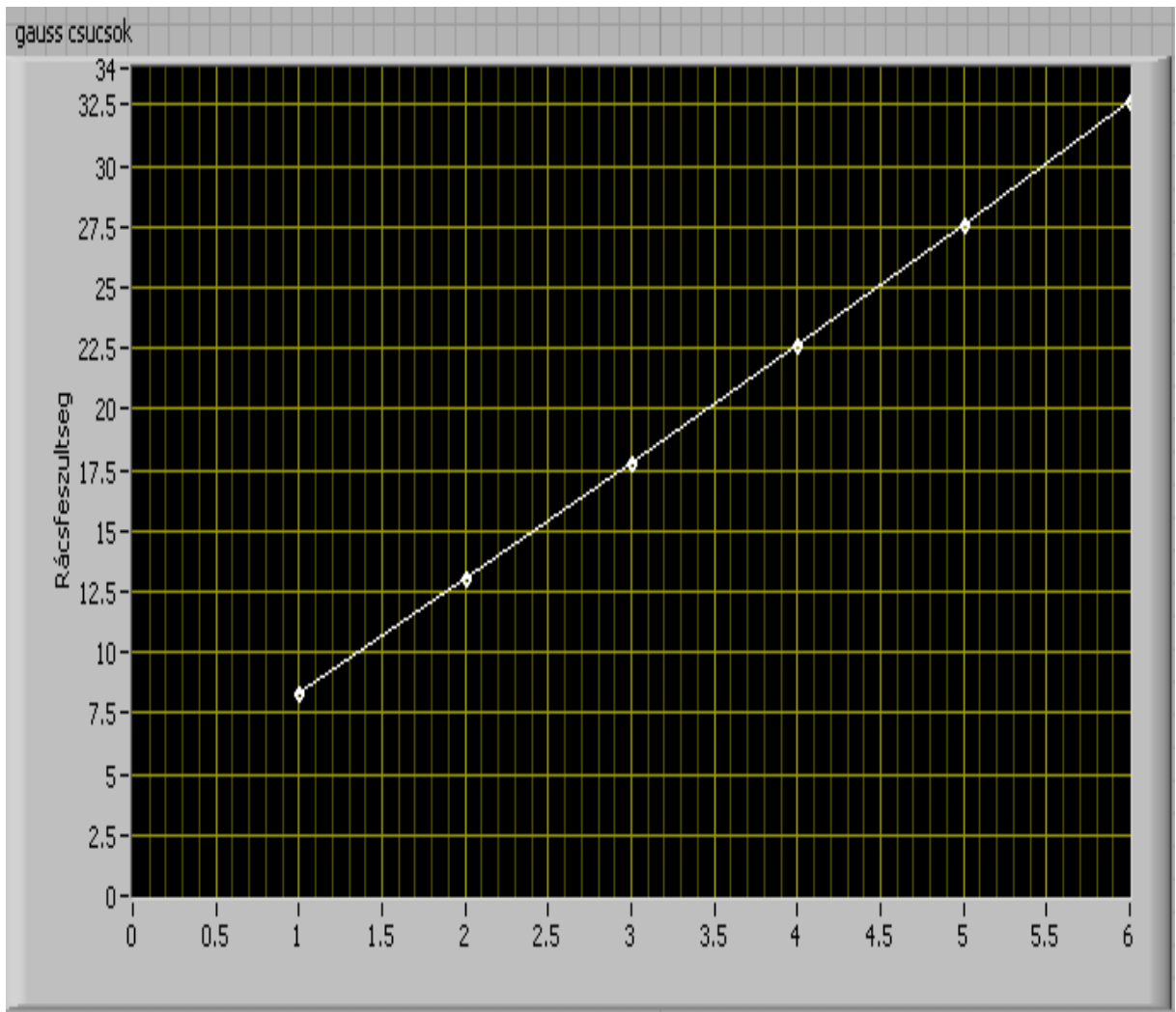
Egyértelműen látható, hogy a rugalmatlan ütközés, ha tása a rácsfeszültség növelésével arányosan nő.

Erről, hogy ténylegesen megbizonyosodjunk, keressük meg a 40. ábrán látható görbe minimumait és az ezek közötti görbékre illesszünk Gauss- függvényeket. Ebben felhasználtuk a Gauss Peak Fit Coeffitients.vi-t (41. ábra). A kimeneti értékei közül számunkra az amplitúdó és a center a fontos.



41.ábra

Az így kapott rácfszültség értékeket ábrázolva az egész számok függvényében.



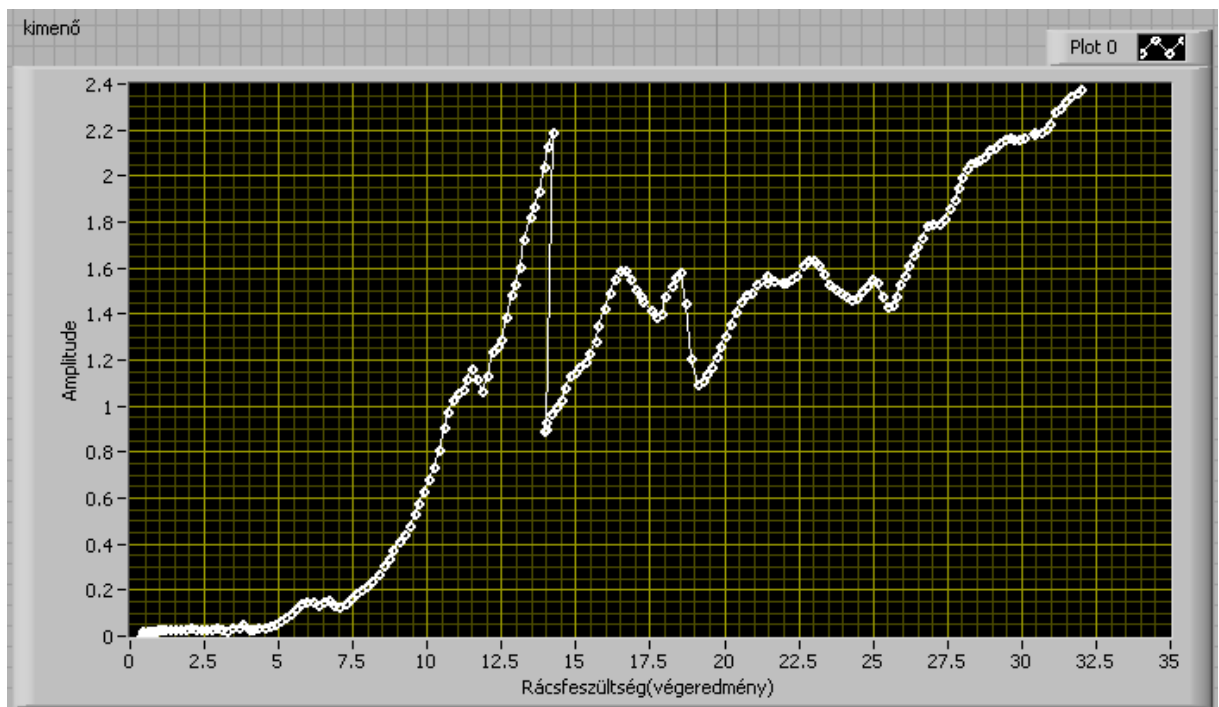
42.ábra

Az egyenes meredeksége 4.855, tengellyel való metszéspontja 3.3472V.

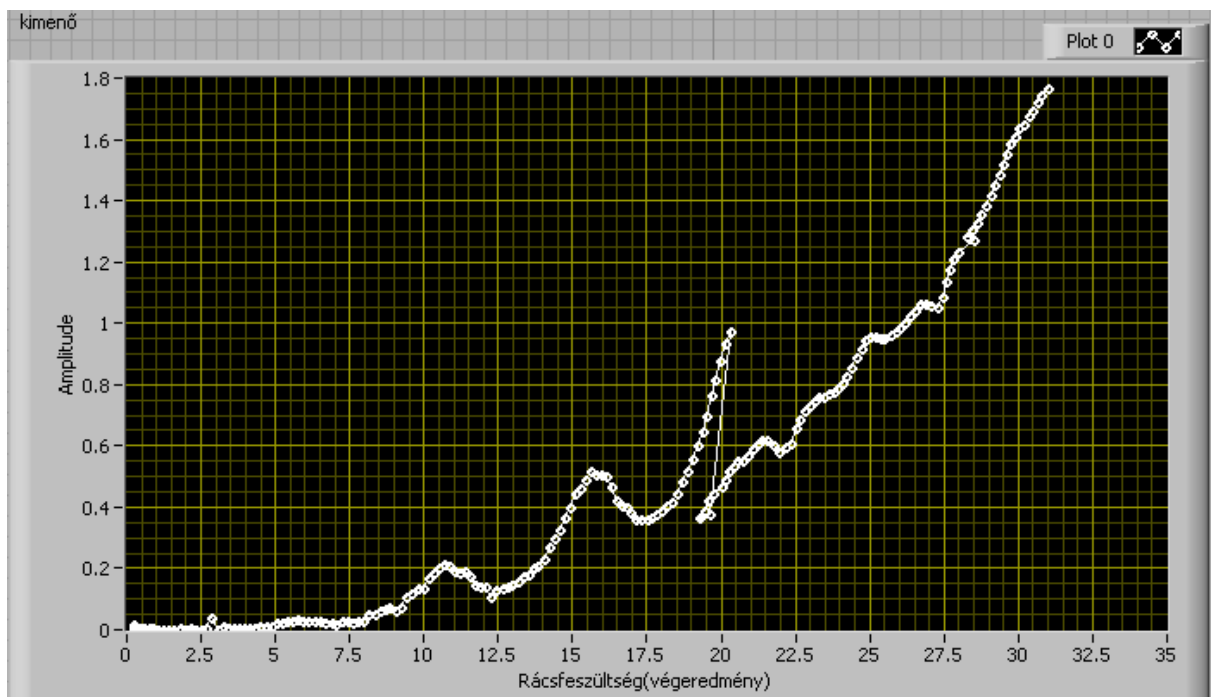
Ennek oka az elméleti részben tárgyalt kontaktpotenciál. Ha nulla az általunk létrehozott feszültség, a kontaktpotenciál miatt ez akkor is jelen van.

A csúcsok közötti átlagérték 4.85, ami a Higanyszívek első gerjesztési energiáját adja (4.85eV~4.9eV).

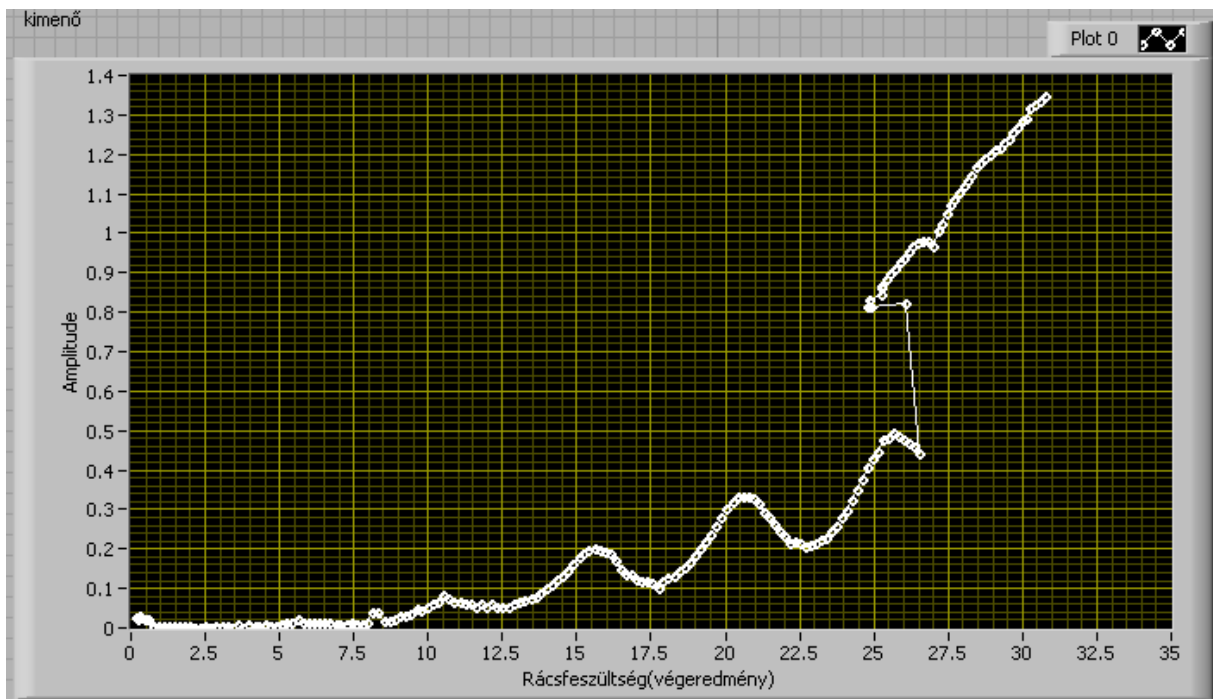
Mérések más hőmérsékleteken:



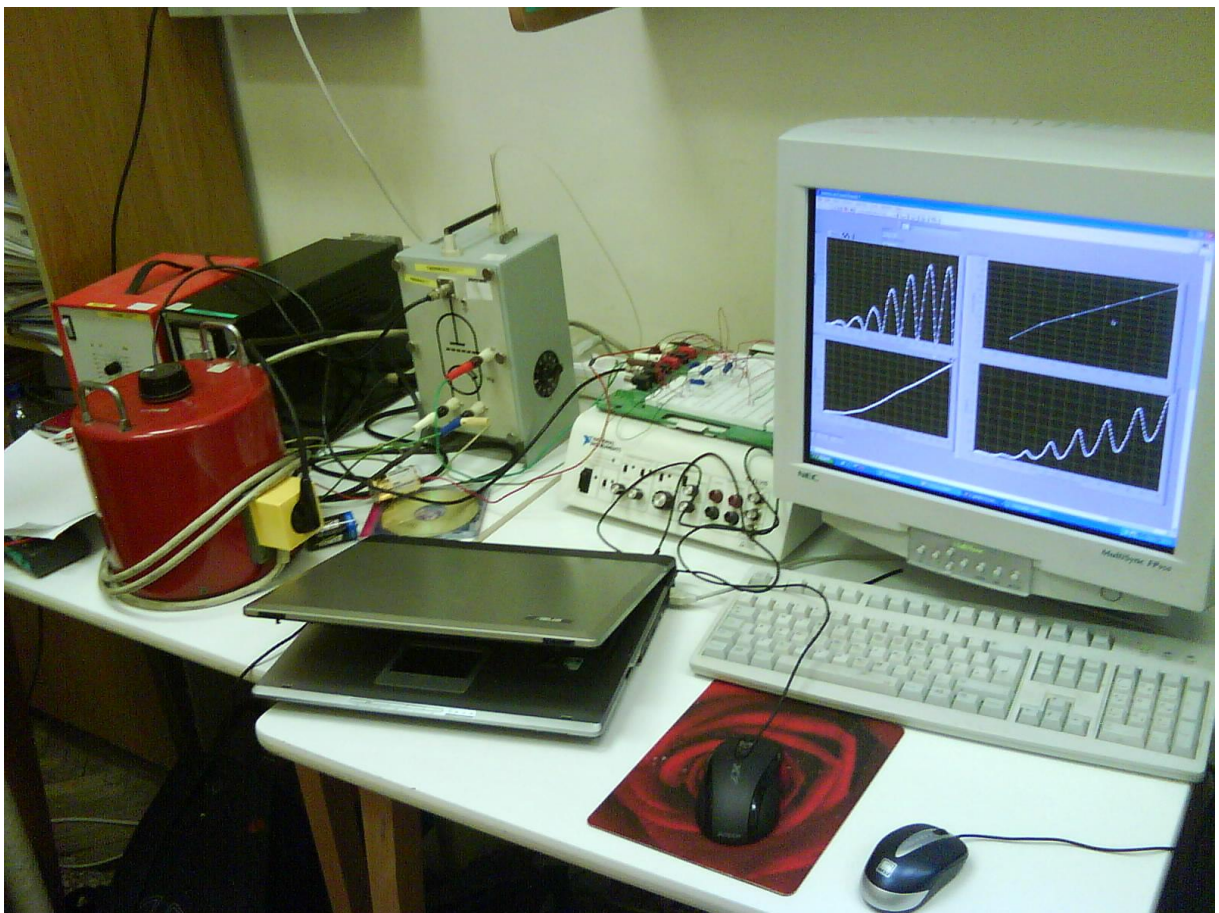
43. ábra (100 Celsius fok)



44. ábra (115 Celsius fok)



45. ábra(123 Celsius fok)



Irodalomjegyzék

- [1] Radnai Rudolf: Automatikus Mérőműszerek és mérőrendszerek
- [2] Simonyi Károly: Elektronfizika
- [3] Hevesi Imre – Szatmári Sándor: Bevezetés az atomfizikába
- [4] <http://www.physnet.uni-hamburg.de/ilp/sengstock/projects/FrankHertz/index.html> New Aspects of the Famous Franck-Hertz Experiment - *Gerald Rapior, Valery Baev, Klaus Sengstock*
University of Hamburg
- [5] Dr. Ajtonyi István- Dr. Gyuricza Gyula – Programozható irányítóberendezések, hálózatok és rendszerek
- [6] Erényi István Dr. Vajda Ferenc: Mikroprocesszoros rendszerek fejlesztése
- [7] http://en.wikipedia.org/wiki/Franck_Hertz_experiment
- [8] Dr. Sudár Sándor: Mérés és folyamatirányítás számítógéppel
- [9] www.ni.com
- [10] <http://digital.ni.com/worldwide/hungary.nsf/main?readform>