

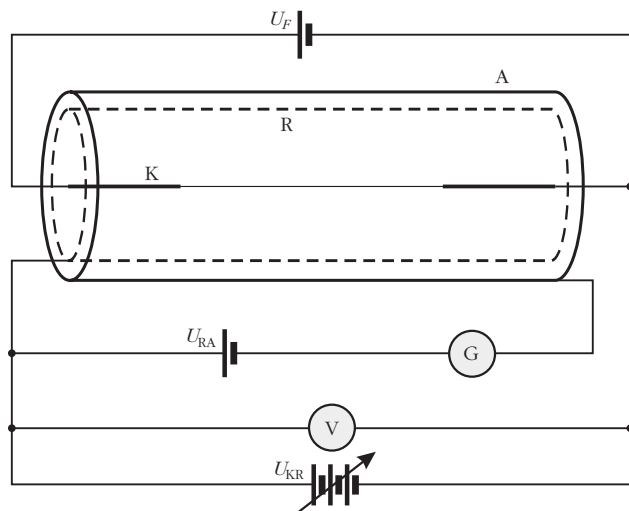
FRANCK–HERTZ-KÍSÉRLET 100 ÉVE ÉS MA

Donkó Zoltán, Korolov Ihor
MTA Wigner FK SZFI Komplex Folyadékok Osztály
Magyar Péter
ELTE Fizikus Szak

A Franck–Hertz-kísérlet anno

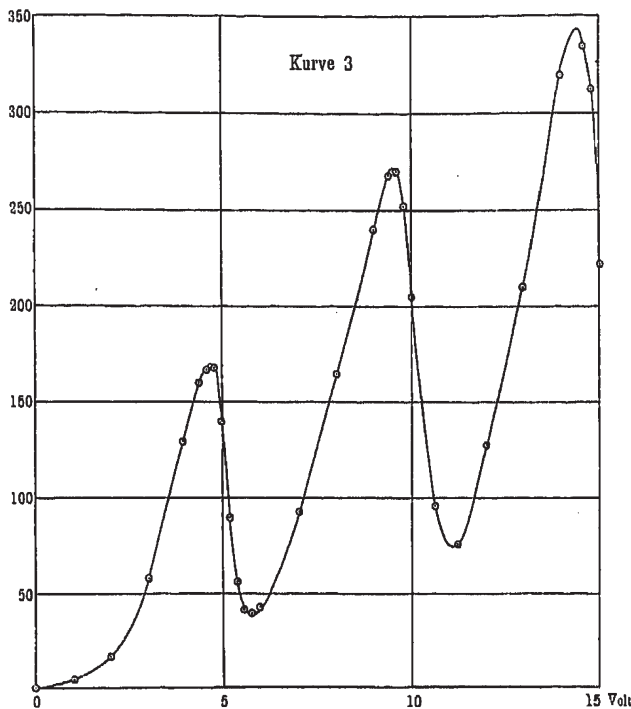
James Franck és Gustav Ludwig Hertz 1914-ben publikálták cikküket [1], amiben a később nevükkel jelzett, az elektronok és atomok kölcsönhatását tanulmányozó kísérletüket és annak értelmezését ismertették. Eredményeik fontos bizonyítékot szolgáltatottak a kvantált atomi energiaszintek létezésére – munkájukat 1925-ben fizikai Nobel-díjjal jutalmazták [2]. Mérési

1. ábra. A Franck–Hertz-kísérlet elvi vázlata [1]. Az elektronokat a K jelű, U_F feszültséggel izzított szál bocsátja ki és az U_{KR} feszültség gyorsítja. Az elegendően nagy energiájú, U_{RA} lassítófeszültséget leküzdő elektronok eljuthatnak az A jelű anódra, áramukat a G galvanométer méri.



elrendezésük elvi vázlata az 1. ábrán látható. Kísérleti eszközük hengersizmetrikus elrendezésű volt, egy üveggöpenyben foglalt helyet a három, platinából készült elektróda. Az elektronok mozgását és ütközési folyamatait Hg-gőzben vizsgálták, amelynek nyomását a cellát körülvevő parafinfürdő hőmérsékletével állították be. A cső tengelyén kifizített, katódként szolgáló, U_F feszültséggel izzított vékony szál (K) bocsátotta ki az elektronokat, amelyeket egy henger alakú rácstra (R) kapcsolt U_{KR} feszültséggel gyorsítottak. A rác és az anód közé egy ellenteret (U_{RA} „lassítófeszültséget”) kapcsoltak. Az ezt leküzdni képes elektronokat a platinafóliából készült hengeres anód gyűjtötte össze, amelyhez érzékeny galvanométert (G) kapcsoltak.

A kísérletek során Franck és Hertz az anódáramot mérték a gyorsítófeszültség függvényében, állandó értéken tartott lassítófeszültség mellett. Az 1914-es cikkükből [1] átvett 2. ábrán jól látható az anódáram periodikus váltakozása a gyorsítófeszültség függvényében. Kis gyorsítófeszültségek mellett az elektronok csak rugalmasan ütköztek a Hg-atomokkal – ezen ütközések során az energiavesztés igen kicsi, az elektronok és a Hg-atomok tömegarányának nagyságrendjébe esik –, így elegendő energiájuk maradt a lassító tér leküzdésére és el tudták érni az anódot. Az $U_{KR} = 4,9$ V gyorsítófeszültségnél megfigyelhető hirtelen csökkenést a rugalmatlan elektron – Hg-atom ütközések megjelenése, a Hg-atomok gerjesztése okozza. Az ezzel egyidejűleg megjelenő, 4,9 eV energiához tartozó, 253,6 nm hullámhosszú



2. ábra. Franck és Hertz eredeti méréséből és 1914-ben megjelent cikkéből származó karakterisztika [1]: a vízszintes tengelyen a gyorsítófeszültség látható (0 ... 15 V tartományban), a függőleges tengelyen az anódiáram, relatív egységekben.

(rezonáns) fénysugárzást Franck és Hertz a kísérletben ténylegesen megfigyelték.

Az elmúlt évtizedek alatt a Franck–Hertz-kísérlet az egyetemi hallgatói gyakorlatok részévé vált. Az irodalomban, valamint a világhálón fellelhető mérések Hg-gőz mellett más gázokra is. Többen felismerték, hogy a kísérlet pontos elemzéséhez az elektronok mozgásának kinetikus elmélet szerinti leírására van szükség [3, 4], ugyanis a tipikus elrendezésekben az elektrontranszport *nem-egyensúlyi* jellegű [5]. A következőkben ez utóbbi állítást értelmezzük.

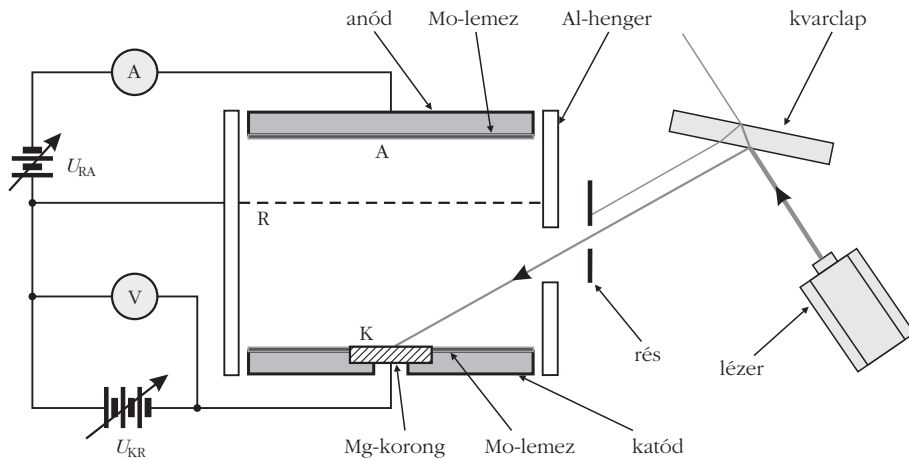
Periodikus struktúrák a kinetikus elmélet alapján

A kinetikus elmélet központi mennyisége a részecskék $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ *sebességeloszlás-függvénye*. A sebességeloszlás-függvény ismeretében meghatározhatók a sokaság makroszkopikus jellemzői (például sűrűség, fluxus) és a részecskék transzportjellemzői (például mozgékonyosság, diffúziós együttható, átlagenergia). Az egyszerűség kedvéért tekintsünk el az időfüggéstől és vizsgáljuk az elektronok mozgását homogén elektromos térben, távol mindenféle határoló felülettől. Ez esetben az elektronok sebességeloszlás-függvényének *alakját* (adott gáz esetén) egyértelműen meghatározza az úgynevezett *redukált elektromos térerősség*, amit az elektromos térerősség és a gáz sűrűségének aránya (E/n) definiál. Mivel $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ sebességtérbeli integrálja az n_e elektronsűrűséget adja, így f helyfüggő lehet a sűrűségváltozás miatt, de $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})/n_e$ és a

transzportjellemzők változatlanok maradnak, a részecsketranszport egyensúlyi jellegű: az elektromos tértől felvett energia és az ütközések során leadott energia – a részecskék sokaságára átlagolva – kiegyenlítik egymást.

Következő lépésként tekintsük a kevésbé ideális, véges térrész esetét! Tegyük fel, hogy egy adott E/n értékkel jellemzett térrészben $\mathbf{r} = 0$ helyen elektronokat keltünk, valamely $f_i(\mathbf{v})$ kezdeti sebességeloszlással. Az elektronok az elektromos tér hatására gyorsulnak és ütköznek a háttérgáz atomjaival. Sodródó mozgásuk során a sebességeloszlásuk a hely függvényében változik és egy L_R relaxációs hossz befutása után az egyensúlyi eloszlásfüggvényhez konvergál. A relaxációs hossz függ a gáz típusától és E/n értékétől. Az említett konvergencia lehet monoton vagy oszcilláló jellegű. Korábbi vizsgálatok megmutatták, hogy E/n értékeire létezik egy „ablak”, ahol az $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ függvény kiterjedt térrészben periodikus struktúrát mutat [6]. Ez a viselkedés a következőkkel magyarázható: A gyorsító E/n tér nagyon kis értékei mellett a rugalmas ütközések (energiacsökkentő) hatása dominál, az elektronok energiája nem éri el a gerjesztési küszöböt. Nagy E/n értékekre számos gerjesztési, illetve az ionizációs szint is elérhetővé válik az elektronok számára, ami gyors relaxációhoz vezet. Közepes E/n értékek mellett viszont az elektronok lassan érik el a gáz első gerjesztési szintjének megfelelő energiát és nagy valószínűséggel ezt az állapotot gerjesztik. Ekkor jelentős energiát veszítenek és az „energiagyűjtési” folyamat elől kezdődik. Ilyen körülmények között a relaxációs hossz igen nagy (a gerjesztésre vonatkozó szabad úthossz sokszorosa) lehet. Egy adott kísérleti berendezésben periodikus struktúrák megfigyelésének lehetősége tehát a geometriai méretek és a relaxációs hossz arányától függ. A relaxációs térrészben a tértől felvett energia és az ütközésekben leadott energia aránya és így $f(\mathbf{r}, \mathbf{v})/n_e$ is helyfüggő: *a részecsketranszport nem-egyensúlyi jellegű*.

Gondolatmenetünk alapján belátható, hogy a Franck–Hertz-kísérlet [1] esetében az elektronok eloszlásfüggvényének relaxációs hossza nagyobb a cella méreténél. Emiatt a vizsgált térrészben a részecskék transzportja *nem-egyensúlyi* jellegű, és ezért szükséges a kinetikus elméletnek megfelelő leírás. Ez utóbbi két alapvető módszere a *Boltzmann-egyenlet* megoldása, illetve a *részecskeszimulációs* megközelítés. Az „eredeti” Franck–Hertz-kísérlet eddigi legpontosabb leírását egy Boltzmann-egyenletre alapuló számítás adta meg [4], de ez a munka is számos egyszerűsítő feltevést tartalmaz. Ezek közül a leglényegesebb az, hogy a számolás homogén gázsűrűséget feltételez, míg a kísérletben – az izzó katód miatt – nyilvánvalóan egy hőmérséklet-gradiens, illetve ennek következtében inhomogén gázsűrűség-eloszlás jelent meg, helyfüggővé téve többek között az elektronok ütközések közötti szabad úthosszát. Ugyancsak egyszerűsítés az, hogy a számolás a rács jelenlétét egy veszteségi frekvenciával vette figyelembe.



3. ábra. A kísérleti összeállítás vázlatja.

A kis mérendő áramok (\sim nA) miatt a mérőrendszert körültekintően kellett földelni, a gyorsító- és lassítófeszültségeket – az elektromos hálózattól függetlenül – elemek biztosították. Az anód áramát egy Keithley 427 erősítőre vezettük, ami egy USB-6251 típusú LabView adatgyűjtő kártyához csatlakozott. A mérést vezérlő LabView program [8] ugyancsak ezen a kártyán keresztül állította be a gyorsítófeszültséget.

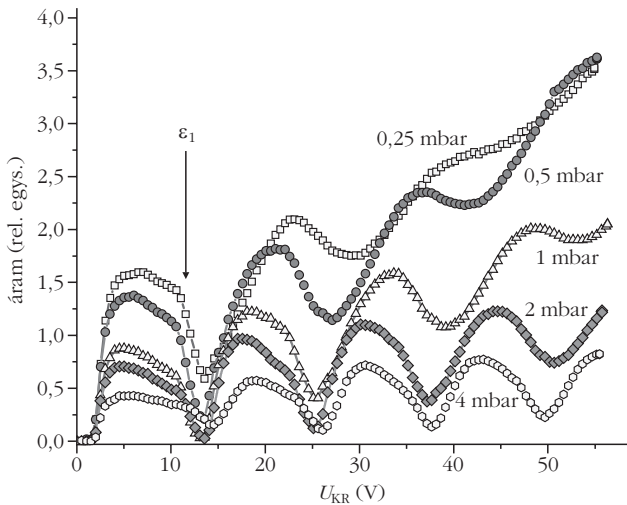
A rács egy Precision Eforming LLC gyártmányú, \sim 3 vonal/mm sűrűségű, négyzetes, $17 \mu\text{m}$ széles „drótokból” álló $7 \mu\text{m}$ vastagságú nikkelláló volt, $T = 90\%$ geometriai transzmisszióval. A rács kiválasztásával kapcsolatban két dolgot kell megjegyeznünk: (1) A „sűrű” rács használata azért szükséges, mert a rács egyik oldalán létrehozott elektromos tér valamilyen mértékig annak másik oldalán is megjelenik a rács közelében, így egy „ritka” rács esetén a rács síkjában az elektromos potenciál jelentősen változhat a hely függvényében (a rácsvonalak közötti közép-pont potenciálja jelentősen eltérhet a rácsvonalak potenciáljától). Egy ilyen potenciálmoduláció a cella elektromos karakterisztikáján elkenheti a struktúrákat. Az általunk választott rács ezt az effektust minimális mértékűvé teszi. (2) Az elektronok mozgásának szimulációiból ismert (például [9]), hogy az alkalmazott kis elektromos tereknél a sebességeloszlás-függvényük közel izotróp és az átlagos energiájuknak megfelelő véletlenszerű sebességük sokkal nagyobb a sodródási sebességüknél. Ennek következtében várható, hogy az elektronok sokszor áthaladnak a rácson, mielőtt elnyelődnének, vagy annak környezetét elhagynák.

Franck–Hertz-kísérlet ma

A fentiekből látszik, hogy egy modern Franck–Hertz-kísérlet felépítése és kinetikus szintű analízise elősegítheti a jelenségek pontosabb megértését. Ezen cél mellett munkánkkal tisztelettel emlékezni kívánunk James Franck és Gustav Ludwig Hertz professzorokra, fontos eredményeik publikálásának centenáriumára kapcsán.

Az általunk összeállított mérési elrendezés sémáját a 3. ábra mutatja [7]: a cella hengersizmetrikus elrendezésű, a rács két 61 mm átmérőjű, korong alakú elektróda között helyezkedik el a katódtól $x_{KR} = 14,9 \text{ mm}$ távolságra; a rács és az anód távolsága 7 mm . Esetünkben az elektromos tér axiális irányú (legalábbis távol a cella falától, amely rácspotenciálon van), ellentétben Franck és Hertz összeállításával, amiben az elektromos tér radiális irányú volt. A rendszer tervezésénél fontos szempont volt, hogy a kísérletet modellezni is kívánjuk. Az eredeti Franck–Hertz-kísérletben alkalmazott izzókatód alternatívájaként ezért fotoelektromos effektuson alapuló elektronforrást használtunk a gázfűtés elkerülésére. Ez nagyban segíti a rendszer numerikus leírását, ugyanis feltételezhetjük, hogy a gázsűrűség homogén marad. A fotoelektronok keltéséhez egy MPL-F-266 nm-3 mW típusú frekvencianégyszerezett Nd:YAG lézert használtunk. Ennek 266 nm hullámhosszú, 6 ns hosszú, $1,5 \mu\text{J}$ energiájú, 2 kHz ismétlődési frekvenciájú impulzusait a cella katódjába süllyesztett, 15 mm átmérőjű Mg-korongra irányítottuk. Az anyag választását a nagy fotoelektromos hatásfok indokolta. A katód felületének többi részét és az anód felületét alacsony fotoelektromos hatásfokú Mo-lemezzel borítottuk be, az ezen felületekből (a katódról szóródó fény hatására) kilépő, nemkívánatos fotoáram minimalizálására. A cella egy rozsdamentes acél vákuumkamrában helyezkedett el. A mérések előtt a kamrát egy turbomolekuláris szivattyú segítségével $p < 10^{-7} \text{ mbar}$ nyomáson $100 \text{ }^\circ\text{C}$ hőmérsékleten fűtöttük ki. A mérések alatt lassú, szabályozott gázáramot használtunk, a 6.0 tisztaságú Ar-gázt a vákuumkamrába lépés előtt egy folyékony nitrogént tartalmazó csapdán vezettük át.

A cella karakterisztikáit öt különböző nyomáson vettük fel a $p = 0,25\text{--}4 \text{ mbar}$ tartományban. Az U_{KR} gyorsítófeszültséget 0 és 55 V között változtattuk $0,5 \text{ V}$ -os lépésekkel, állandó értéken tartott $U_{RA} = -3,05 \text{ V}$ lassítófeszültség mellett. Minden mérési ponthoz $80\,000$ lézerimpulzust használtunk. A mért $I_A(U_{KR})$ karakterisztikák a 4. ábrán láthatók. A legnagyobb nyomáson az anódáram jelentős modulációt mutat a gyorsítófeszültség függvényében. Ez azzal magyarázható, hogy a gerjesztések az Ar-atomok néhány alacsonyabb szintjére történnek, és következésképpen az elektronok energiaspektruma lassan szélesedik ki. Kisebb nyomások felé haladva a modulációs mélység csökken, ezen paraméterek mellett feltételezhetjük, hogy az energiaeloszlás gyorsabban szélesedik. A legkisebb nyomáson a moduláció tovább csökken és a karakterisztika jelentős pozitív meredekséget mutat, amit az ionizációs ütközések előtérbe kerülése magyaráz. A megfigyelt karakterisztikák természetesen csak egy olyan rendszerben állhatnak elő, ahol a ru-



4. ábra. A fotoelektromos Franck–Hertz-cella mért elektromos karakterisztikái Ar-gázban, különböző nyomások esetén. ϵ_1 az Ar-atomok első gerjesztett állapotának energiája, 11,55 eV.

galmatlan energiavesztés kvantált – mint ezt az eredeti Franck–Hertz-kísérlet már egyértelműen bizonyította.

A fenti magyarázatokat egzakt módon az elektronok mozgásának és ütközési folyamatainak szimulációjával erősíthetjük meg.

A fotoelektromos Franck–Hertz-kísérlet kinetikus szimulációja

Mint azt már korábban említettük, a karakterisztikákban a periodikus jelleg azért jelenik meg, mert (i) az elektronok kezdeti – katódból történő kilépés utáni – sebességeloszlás-függvénye nem egyezik meg az adott redukált elektromos térerősséghez tartozó egyensúlyi sebességeloszlás-függvénnyel és (ii) az eloszlásfüggvény relaxációs hossza nagyobb a cella méreteinél. Az elektronok mozgásának leírására a Monte-Carlo-típusú részecskeszimulációs megközelítést alkalmazzuk. A módszer lényege, hogy az elektronok trajektóriáit két ütközés között a klasszikus mozgásegyenlet (Δt időlépésű) numerikus integrálásával követjük a hengerszimmetrikusnak tekinthető $U(x, r)$ elektrosztatikus potenciál jelenlétében, ahol x a katódtól mért távolság és r a sugárirányú koordináta. Az elektronokat 3-dimenziós valós térben és 3-dimenziós sebességtérben követjük. A pálya integrálása során minden időlépésben meghatározzuk az adott elektron pillanatnyi energiájától (sebességétől) függő ütközési valószínűséget (például [9]):

$$P_{\text{ütk.}} = 1 - \exp[-n \sigma_r(\epsilon) \Delta s].$$

Itt $\sigma_r(\epsilon)$ az összes ütközési folyamatot figyelembe vevő teljes hatáskeresztmetszet, Δs a Δt időlépés alatt megtett út, n a háttérgáz sűrűsége. A szimuláció során csak az elektronok és az alapállapotú Ar-atomok kölcsönhatását (ütközéseit) vesszük figyelembe: ezek a rugalmas szórás, gerjesztés 25 különböző állapotba,

illetve az ionizáció (összesen 27 lehetséges folyamat), a [10] szerinti hatáskeresztmetszetekkel. Az ütközés bekövetkeztéről egy véletlenszám és a fent megadott ütközési valószínűség összehasonlításával döntünk: ehhez egy, a számítógép által előállított R_{01} véletlenszámot használunk, ami a $[0,1)$ intervallumon egyenletes eloszlással rendelkezik. Ütközés $R_{01} < P_{\text{ütk.}}$ esetén következik be.

Amennyiben egy időlépés után bekövetkezik egy ütközés, egy további véletlenszám segítségével választjuk ki a ténylegesen lejátszódó ütközés típusát. Ehhez a $[0,1)$ intervallumot $\sigma_k(\epsilon)/\sigma_r(\epsilon)$ szélességű szeletekre osztjuk ($k = 1 \dots 27$, az egyes különböző ütközési folyamatoknak felel meg, továbbá ϵ az elektron energiája az ütközés időpontjában). A ténylegesen bekövetkező ütközés típusát az adja meg, hogy egy újonnan generált R_{01} véletlenszám melyik szeletbe esik. Ez az algoritmus azt valószínűsíti meg, hogy a hatáskeresztmetszetek relatív értékének megfelelő valószínűséggel következnek be a lehetséges folyamatok.

Ezután, az ütközés „lejátszásánál” meg kell változtatni az elektron energiáját és haladási irányát. A rugalmatlan ütközési folyamatokban az elektron energiája az adott szinthez tartozó gerjesztési, illetve ionizációs energiával csökken. Az ütközésre jellemző (0 és π közötti) χ szórási és (0 és 2π közötti) φ azimut szögeket, amelyekkel az elektron trajektóriája eltérül, az alábbi módon határozzuk meg: A szórási szög kiszámítása az adott ütközési folyamat $\sigma(\epsilon, \chi)$ differenciális hatáskeresztmetszetéből történik, az alábbi egyenlet χ -re történő megoldásával (egy újabb R_{01} véletlenszám mellett):

$$\frac{2\pi}{\sigma(\epsilon)} \int_0^\chi \sigma(\epsilon, \chi) \sin \chi \, d\chi = R_{01},$$

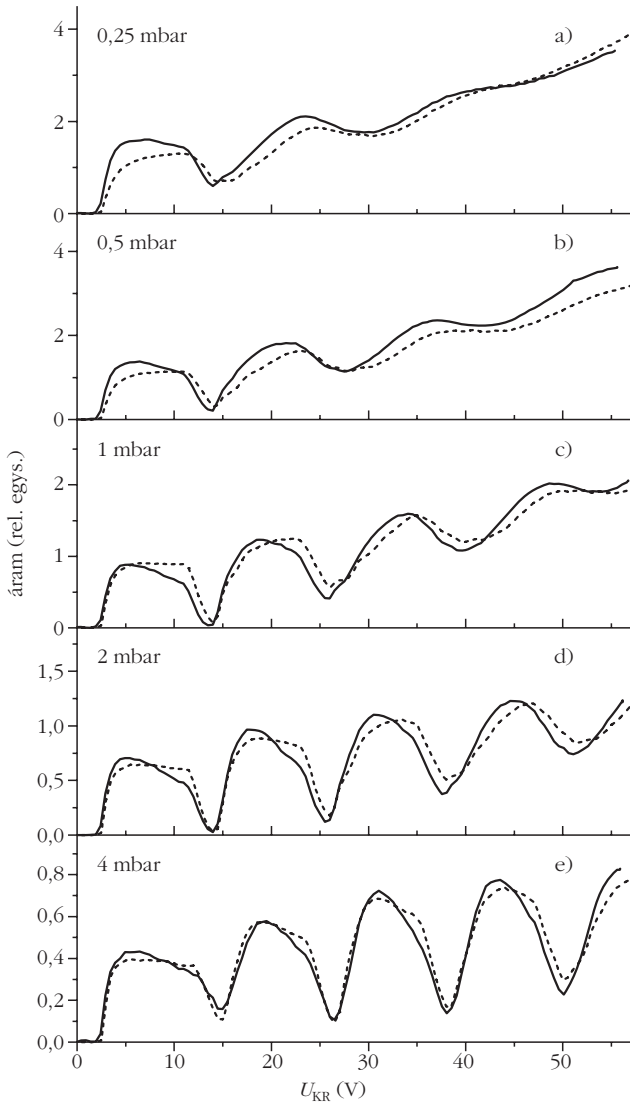
$$\text{ahol } \sigma(\epsilon) = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\epsilon, \chi) \sin \chi \, d\chi.$$

A φ azimutszög megválasztása a szimmetria miatt (egy további R_{01} véletlenszám segítségével):

$$\varphi = 2\pi R_{01}.$$

A szimuláció során a katódból kilépő elektronokat addig követjük, amíg el nem érik valamelyik felületet (amely lehet a katód, a rács, a cella fala és az anód). A felületeken az elektronok még visszaverődhetnek, ilyenkor követésük tovább folytatódik. A rács esetében a geometriai transzmisszióknak megfelelő valószínűséggel jutnak át az elektronok a „túlsó” oldalra. A rács síkját ekvipotenciális felületnek tekintjük (azaz nem oldjuk fel a rács finom struktúráját). Az ionizációs ütközések során keletkező újabb elektronok pályáját hasonlóan követjük.

A szimulációt minden nyomásérték mellett 10^5 fotoelektronra futtattuk le, a gyorsítófeszültség $U_{\text{KR}} = 0 \dots 55$ V tartományára, 0,5 V lépésekkel. A lassítófeszültség értékére, a kísérletnek megfelelően, $U_{\text{RA}} = -3,05$ V-ot vettünk. Az anóddáramot az anódot elért elektro-



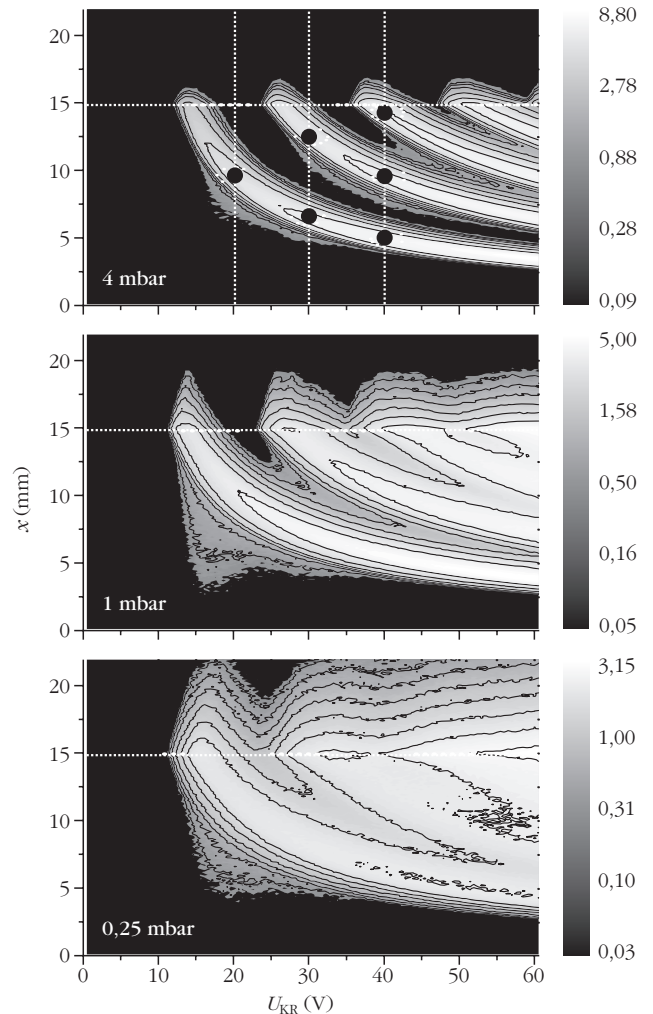
5. ábra. A mért és számolt elektromos karakterisztikák összehasonlítása a különböző nyomásokra. A folytonos vonalak a mért adatok, a szaggatott vonalak a szimulációs eredmények.

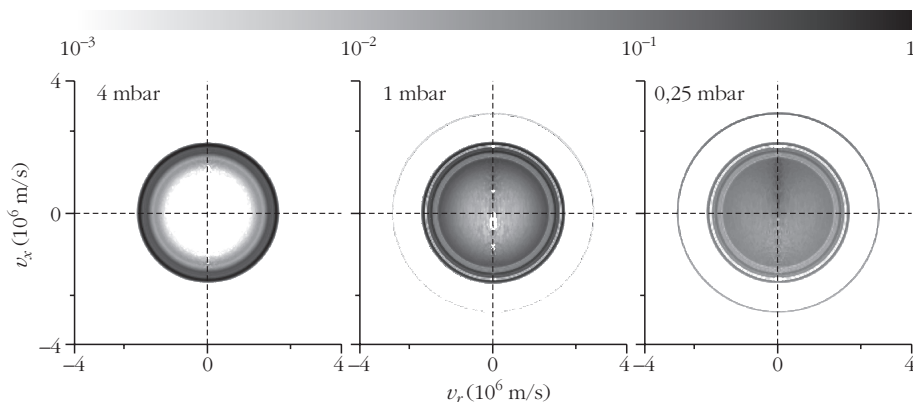
nok számával mérjük, relatív egységekben. Mivel a mérés is relatív egységekben adta meg az anódaáramot, ezért a számolt és mért áramokat egy skálázási faktossal kellett módosítani az összehasonlíthatóság érdekében. Fontos megjegyezni, hogy az összes különböző nyomás esetén ugyanazt a skálázási tényezőt használtuk. A mérési és számolási eredmények 5. ábrán látható összehasonlítása igen jó egyezést mutat, ami bizonyítja, hogy modellünk tartalmazza a jelenségek fontos részleteit.

A mért és számolt elektromos karakterisztikák jó egyezése alapján a szimulációk többi (közvetlenül nem mérhető) eredményét is hitelesnek feltételezzük, a továbbiakban ezek közül mutatunk be néhányat. Elsőként a gerjesztési folyamatok $S(U_{KR}, x)$ előfordulási gyakoriságának térbeli eloszlását szemléltetjük a 6. ábrán a gyorsítófeszültség függvényében, különböző nyomások mellett (x a katódtól mért távolság). A legnagyobb nyomáson, $p = 4$ mbar esetén, a gerjesztések pozíciói hiperbolákat rajzolnak ki, ugyanis például az

első gerjesztés helyére $x_1 = U_1/E$, ahol U_1 az Ar-atomok első gerjesztett állapotának megfelelő potenciálérték, $E = U_{KR}/x_R$, vagyis $U_{KR}x_1 = U_1x_R = \text{állandó}$. Az ábrán körök jelölik azon pozíciókat, ahol az $U_{KR} = 20$ V, 30 V és 40 V-hoz tartozó gerjesztés maximális. A nyomás csökkenésével $S(U_{KR}, x)$ struktúrája egyre inkább elmosódik, a már korábban (akkor még csak feltételezőként) említett effektus, az egyre szélesedő elektronenergia-spektrum miatt. Az elektronok $f(v)$ sebességeloszlás-függvényeinek analízise közvetlen bizonyítékot ad erre a viselkedésre. Az $f(v)$ függvényeket a 7. ábrán mutatjuk be $U_{KR} = 40$ V és $x = 8,2$ mm értékekre, $p = 4$ mbar és 0,25 mbar nyomásokra. Az ábra függőleges tengelyén a v_x tengelyirányú (a cellában függőleges) sebesség szerepel, a vízszintes tengelyen pedig a v_r radiális sebesség. (A cella véges radiális kiterjedése miatt a sebességeloszlás-függvényekhez az adatokat csak a belső, $r \leq 7$ mm tartományából gyűjtöttük.) $p = 4$ mbar esetén az ábrán egy gyűrűt látunk, ami a sebességterben egy véges vastagságú gömbhéjnak felel meg.

6. ábra. A gerjesztési folyamatok térbeli eloszlása a gyorsítófeszültség függvényében. A 4 mbar nyomáshoz tartozó ábrán (fekete körrel jelölve) feltüntettük az $U_{KR} = 20$ V, 30 V és 40 V esetén azon pozíciókat, ahol a gerjesztés maximális. A vízszintes pontozott vonal a rác $x_{KR} = 14,9$ mm pozícióját jelöli. A szürkességi skála a gerjesztési folyamatok relatív gyakoriságát fejezi ki.





7. ábra. Az elektronok $f(v)$ sebességeloszlás-függvényei $U_{kr} = 40$ V és $x = 8,2$ mm mellett, $p = 4$ mbar, 1 mbar és 0,25 mbar nyomásokra. A szürke skála $f(v)$ értékét relatív egységekben adja meg.

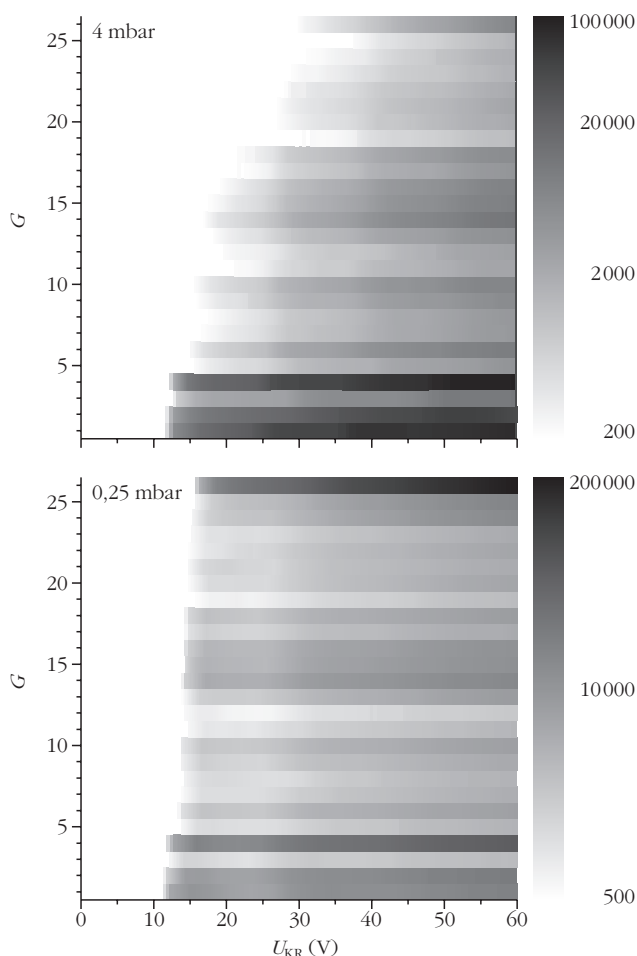
energia-spektrum (sebességeloszlás-függvény) meredeken emelkedő elektromos karakterisztikához és elmosódó modulációhoz vezet. Az elektronok mozgása kinetikus elméletnek megfelelő, részecskealapú szimulációjával jó egyezést kaptunk a mért elektromos karakterisztikákkal, és követni, illetve magyarázni tudtuk a közvetlenül nem mérhető jellemzők jellegzetes változásait a nyomás függvényében. A nagyobb nyomások esetén kapott karakterisztikák

Ez a struktúra egy viszonylag keskeny sebességeloszlást jelez. Látható, hogy kisebb nyomások felé haladva a sebességeloszlás-függvény egyre inkább betöltött gömb alakját veszi fel. Érdekes megfigyelni ugyanakkor egy nagyon vékony gömbhéj megjelenését is, amely azon leggyorsabb elektronoknak felel meg, amelyek az adott pozícióig rugalmatlan ütközés nélkül jutottak el. Ennek lehetősége a kisebb gázsűrűségek esetén – a nagyobb ütközési szabad úthossz miatt – nagyobb, ezért $p = 0,25$ mbar esetén a legszembevetőbb a sebességeloszlás-függvény ezen része. A nyomás mindhárom értékére igaz, hogy az eloszlások közel *izotropok*, csak kis mértékben tolódnak el a pozitív v_x sebesség irányába, ami az elektronok sodródási sebességének felel meg. Ez utóbbi láthatóan sokkal kisebb, mint a véletlen irányú átlagsebesség.

A 8. ábra az egyes rugalmatlan ütközési folyamatok gyakoriságát szemlélteti az U_{kr} gyorsítófeszültség függvényében. Mint említettük, a szimulációban az Ar-atomok 25 különböző energiaszintjére történhetnek gerjesztések, ezeket a $G = 1 \dots 25$ értékek azonosítják. $G = 26$ az ionizációs folyamatnak felel meg, $p = 4$ mbar nyomáson a rugalmatlan ütközések többsége a $G \leq 4$ szintekre történő gerjesztés, az ionizáció valószínűségű. $p = 0,25$ mbar mellett számos energiaszintre gerjesztődnek az Ar-atomok és az ionizáció válik domináns folyamatá. Ezek az adatok bizonyítják korábbi feltételezéseinket, miszerint az elektromos karakterisztikák periodikus jellege a kisebb nyomások irányába azért csökken, mert az elektronok sebességeloszlás-függvénye fokozatosan kiszélesedik.

– a gázok különbözősége ellenére – a működési tartomány és a gerjesztési mechanizmusok hasonlóságának köszönhetően kvalitatíven jól egyeztek a Franck és Hertz méréseiben kapottakkal: az első gerjesztett állapot energiájával szorosan összefüggő, periodikus modulációt mutatott a cella árama.

8. ábra. Az egyes rugalmatlan ütközési folyamatok relatív gyakorisága az U_{kr} gyorsítófeszültség függvényében, 4 mbar és 0,25 mbar esetén. $G = 1 \dots 25$ az Ar-atomok egyes (energia szerint növekvő) energiaszintjeire történő gerjesztésnek felel meg, $G = 26$ az ionizációs ütközést azonosítja. A szürke skála relatív egységekben adott.



Összefoglalás

A felépített modern, fotoemisszióra alapuló kísérleti berendezéssel széles nyomástartományban meghatároztuk az elektromos Franck–Hertz-karakterisztikákat Ar-gázra. A kísérleti beállítások az erős periodicitású karakterisztikák tartományától, ahol a rugalmatlan ütközésekben az elektronok nagy többsége az Ar-atomok első néhány, alacsonyan fekvő szintjét gerjeszti, az ionizáció által dominált tartományig terjedtek, ahol a hely függvényében gyorsan kiszélesedő elektron-

Köszönetnyilvánítás

A kísérleti berendezés kialakításához adott ötleteikért köszönet illeti csoportunk (Gázkisülésfizikai Kutatócsoport) tagjait, valamint *Hartmann Pétert* a szimulációs program fejlesztéséhez nyújtott segítségért és *Derzsi Arankát* a kézirat gondos áttanulmányozásáért.

Irodalom

1. Franck J., Hertz G. L.: Über Zusammenstöße zwischen Elektronen und Molekülen des Quecksilberdampfes und die Ionisierungsspannung desselben. *Verhandlungen der Deutschen physikalischen Gesellschaft* 16 (1914) 457–467.
2. http://www.nobelprize.org/nobel_prize/physics/laureates/1925
3. Robson R. E., Li B., White R. D.: Spatially periodic structures in electrons swarms and the Franck–Hertz experiment. *J. of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics* 33 (2000) 507–520.
4. Sigenefer F., Winkler R., Robson R. E.: What really happens with the electron gas in the famous Franck–Hertz experiment? *Contribution to Plasma Physics* 43 (2003) 178–197.
5. Pitchford L. C., Boeuf J.-P., Segur P., Marode E.: Non-equilibrium electron transport: a brief overview. In *Non-equilibrium effects in ion and electron transport*. Edited by Gallagher J. W., Hudson D. F., Kunhardt E. E., Van Brunst R. J., Plenum Press, New York and London, 1990.
6. Nicoletopoulos P., Robson R. E.: Periodic electron structures in gases: A fluid model of the „Window” phenomenon. *Physical Review Letters* 100 (2008) 124502.
7. Magyar P., Korolov I., Donkó Z.: Photoelectric Franck–Hertz experiment and its kinetic analysis by Monte Carlo simulation. *Physical Review E* 85 (2012) 024001.
8. <http://sine.ni.com/np/app/main/p/docid/nav-104/lang/hu>
9. Donkó Z.: Particle simulation methods for studies of low-pressure plasma sources. *Plasma Sources Science and Technology* 20 (2011) 024001.
10. Hayashi M.: Recommended values of transport cross sections for elastic collision and total collision cross section for electrons in atomic and molecular gases. *Report of the Institute of Plasma Physics, Nagoya University Report IPPJ-AM-19* (1981) 67.