

Fizikai Szemle

MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT

A Matematikai és Természettudományi Értesítőt az Akadémia 1882-ben indította
A Matematikai és Fizikai Lapokat Eötvös Loránd 1891-ben alapította

LIX. évfolyam

9. szám

2009. szeptember

A JÁNOSSY-KÍSÉRLETEK – I.

Emlékezés egy tudósra és egy problémakör fejlődéstörténete

Varga Péter

Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

Felvetik a kérdést: mi a fény, *hullám vagy részecske*? Nem ilyen gyakran, de az is felmerül, hogy mi az elektron, a proton stb. Az alábbiakban kísérletekről lesz szó, amelyekben ezt szerették volna tisztázni. A cikk végén arra a következtetésre jutok, hogy a fény *hullám és részecske*. Erről szeretném az Olvasót is meggyőzni.

A szerző részben résztvevője, részben közeli szemlélője volt annak a munkának, amelyet később Jánossy-kísérleteknek neveztek el. Innen elindulva ismertetem az ezeket követő, részben az eredeti kísérletek által inspirált további munkákat. Minden munka az interferencia jelensége, illetve annak általánosítása, a fényhullámok korrelációja kérdéséhez kapcsolódik. Eljutunk odáig, hogy kijelenthetjük, létezik olyan interferenciajelenség, amelyet a klasszikus fizika tévesen ír le, a kvantumelmélet azonban helyesen. Bár Jánossy a sugárzás kvantumelméletét nem tette magáévá, egy dologban feltétlenül igaza volt: az ortodox felfogást még három évtizeddel a kvantumelmélet felfedezése után is csak gyengén támasztották alá olyan kísérletek, amelyek kétségkívül bizonyították volna azoknak az „ellentmondásoknak” fennállását, amelyekhez az elmélet vezetett. (Az idézőjel használatát a cikk utolsó fejezetében szeretném indokolni.)

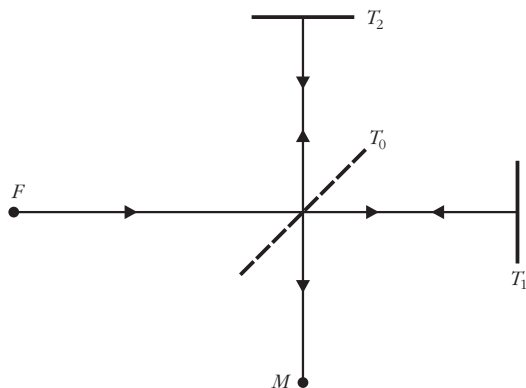
A részletes tárgyaláshoz szükséges matematikai apparátust nem ismertetem. Ahol ez hosszadalmas lenne, inkább csak a példákon keresztül mutatom be az eljárást, és csak utalok a matematikai háttérre. A kvantumelektrodinamika apparátusából éppen csak annyit használok fel, amennyi egy fontos kísérlet eredményének igazolásához kell.

Előzmények

Jánossy Lajos (1912–78) 1950-ben jött Magyarországra, mikorra már nevet szerzett a kozmikus sugárzás kutatásában. A harmincas évekre ez a diszciplína már túlnőtt a jelenség külső tulajdonságainak a megfigyelésén. Már megállapították, hogy honnan ered (a világrűrből), mi befolyásolja (a Nap és a Föld mágneses tere, a Föld atmoszférája stb.). A hősikor után a kozmikus sugárzás összetételét vizsgálták és felfedezték azt is, hogy az ismert elemi részecskéken kívül továbbiak is léteznek: a pozitron (ma már az orvosi gyakorlatban is használjuk) vagy a két középnehéz részecske, a μ - és a π -mezon (müon, pion). Jánossy továbbment, mérésekkel bizonyította, hogy van a kozmikus sugárzásnak egy nagy energiájú magaktív komponense is [1–3]. A későbbi kutatások során kiderült, hogy ebben a komponensben a pionnál nehezebb, de a nukleonoknál könnyebb részecskék vannak, sőt a nukleonoknál nehezebb hiperonok is. Ez az út vezetett a mai részecskefizikához, amelynek kísérleti eszközei immár a nagyenergiájú gyorsítók.

Jánossy nemcsak kísérleteivel szerzett nevet. Ő írta a kozmikus sugárzás első monográfiáját [4], ez a híres oxfordi Clarendon Press *International Series of Monographs on Physics* sorozatában jelent meg. A sorozat szerkesztői közé tartoztak Mott és Kapica, szerzői közé Dirac és Heitler.

Nem sokkal hazatérése után Jánossy nagy vitával követett előadást tartott az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban, amelyet publikált is [5]. Az előadásban és a cikkben fő célja a *kausalitás* megvédése volt, rá kívánt mutatni a kvantumelmélet ellentmondásosságát.

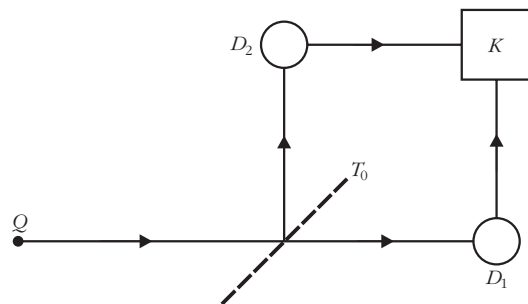


1. ábra. A Michelson-interferométer elvi elrendezése, F – fényforrás; T_0 – részben áteresztő tükör; T_1 , T_2 – tükrök; M – megfigyelési pont.

gára. Felvetette a fundamentális kérdést: „Számos kísérlet van, amely külön-külön a napnál világosabban bizonyítja az elektronoknak, a fotonoknak és a többi elemi részecskének *vagy* a hullám, *vagy* a részecske természetét. Nehézségek akkor keletkeznek, amikor egyszerre akarjuk ezeket az eredményeket magyarázni. Létezik olyan nézet, amely szerint, nem szabad egyszerre tekinteni ezeket a kísérleteket: – azt állítják, hogy a kétféle szemlélet összekeverése nem vezet ésszerű eredményhez. Véleményünk szerint igaz, hogy paradoxonokhoz jutunk, ha a hullám és a részecske természetet szimultán vesszük tekintetbe – de ezek a paradoxonok nem kerülhetők meg az által, ha kikötjük, hogy nem gondolkodhatunk felőlük.” [5]

Jánossy analízisét nem ismétljük meg, a részletek az idézett cikkben megtalálhatók. A kísérletek szempontjából felvetett kérdés a következő volt: mi történik, ha egymástól független fotonokkal végzünk kísérleteket? Essen be egy Michelson-interferométerbe (1. ábra) nagyon kis intenzitású fénynyaláb. „Jó okunk van feltételezni, hogy az (...) interferenciakép az egyedi és egymástól független fotonok kontribúciójával jön létre. Minden foton, bár egyetlen pontban nyelődik el, magával hordja – *mint tendenciát* – az egész interferenciaképet. Minden foton önmagával interferál és elsősorban ott nyelődik el, ahol az interferenciakép nagy intenzitást ad.” [5] A gondolat nem új, Dirac [6] még erősebben fogalmazott: „Each photon then interferes only with itself. Interference between two photons *never* occurs.” („Minden foton önmagával interferálódik. Két foton között *soha* nincs interferencia.” Kiemelés tőlem, V.P.)

Vizsgáljuk tovább a Michelson-interferométert. Az F fényforrásból (1. ábra) kilépő monokromatikus sugár (a monokromátort most nem jelöljük) a T_0 részben áteresztő tükrre, innen a T_1 , illetve a T_2 tükrökre, majd visszaverődve újra a T_0 tükör segítségével az M megfigyelési pontba jut. Interferenciát tapasztalunk, vagyis azt, hogy a megfigyelési pontban mérhető intenzitás függ a fénynek a T_0 és a T_1 , illetve a T_0 és a T_2 közötti utak hosszának különbségétől. Bármely tükör elmozdítása az intenzitás változását okozza, ebből arra következtetünk, hogy a fény *mindkét* tükrrel kölcsönhatásba lépett. Mindez a fény hullámtermészetét



2. ábra. A koincidenciamérő elvi elrendezése, Q – fényforrás; T_0 – részben áteresztő tükör; K – koincidenciamérő.

igazolja. A fény frekvenciája igen magas, 500 nm hullámhossz esetében a frekvencia $6 \cdot 10^{14}$ Hz, a periódusidő ennek reciproka. Az intenzitás egy perióduson belül még a fázistól is függ, tehát még kisebb az időkülönbség, másképpen: az egyidejűség legalább 10^{-17} másodperc pontossággal fennáll!

Vegyünk egy másik berendezést (2. ábra). A fényforrás és a részben áteresztő tükör maradjon meg, csak a két másik tükör helyére tegyünk két D_1 és D_2 eszközt, és mindkét eszköz külön-külön legyen alkalmas arra, hogy egy beeső foton hatására mérhető jelet bocsásson ki. Ha a fény az előző kísérletben mindkét tükrrel kölcsönhatásba lépett, akkor most egyidejűleg mindkét detektorral is ezt teszi, a két detektor egyidejű jelét a K koincidenciaberendezéssel regisztrálnunk kellene. Ha a kísérlet eredménye negatív, akkor a kauzalitás problémájába ütközünk. Ugyanis, ha a fény mindkét tükröt (1. ábra) eléri, akkor eléri a két elektronsokszorozót is (2. ábra). Ha az egyik jelez és a másik nem, akkor a jelező sokszorozónak befolyásolnia kell a nem-megszólalót. A fotoeffektus viszont gyors jelenség, a jelzésnek azonnal, a fény sebességénél nagyobb sebességgel kell elérni a passzív sokszorozót, tehát ellentmondásba kerülünk a kauzalitással.

A két kísérlet végeredményét a kvantumelmélet egyértelműen megjósolta: interferencia lép fel, koincidenciák nincsenek. Viszont az ilyen sarkalatos kijelentés kísérleti ellenőrzést kíván. Már a 20. század elején végeztek az interferenciára vonatkozó kísérleteket, de ezeket a technika haladásával ismételtelen el kell végezni még akkor is, ha megvagyunk győződve arról, hogy csupán a meglévő tapasztalatokat erősítjük meg. Erre vállalkoztak Jánossy és munkatársai a 20. század közepén, a kor színvonalának megfelelő eszközökkel. Majd mások, egyre korszerűbb eszközökkel, újra meg újra megtették.

Ha a Jánossy-kísérletek egyes résztvevői (és szemlélői) között fel is merült az a remény, hogy az eredmények talán majd ellentmondanak az elméletnek, egyben közös volt a vélemény: kísérletezni kell.

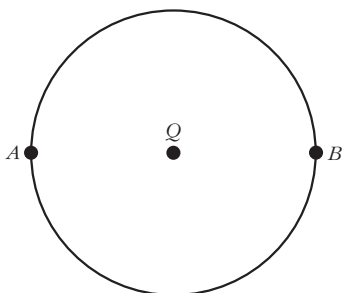
Nem tartozik közvetlenül a vizsgált témához, de Jánossy fizikusi tevékenységének része egy fontos epizód. Bár nem vette figyelembe a kvantum-elektrodinamika eredményeit, de – mint a kozmikus sugárzás kutatója – mégis hozzájárult azok igazolásához. Ugyanis a kozmikus sugárzás lágy komponensének (az 1–100 MeV energiájú elektronok, pozitronok, γ -fotonok) abszorpciója érdekes jelenséghez vezetett. Egyetlen ilyen energiájú részecske az atomháj elektronjaival való kölcsönhatása során egyszerre két részecskét kelt: a) a nagy energiájú elektron egy γ -fotont, plusz egy másik elektront, b) a nagy energiájú γ -részecske a Compton-effektus során egy má-

sik fotont és egy elektront, vagy egy elektron-pozitron párt. Ha a másodlagos részecskék energiája még mindig elég nagy, akkor ezek újabbakat keltenek, és így tovább, a részecskék zápora alakul ki, amit úgy észlelhetünk, ha figyeljük, mikor szólal meg *egyszerre* több Geiger–Müller-számlálócső. Ezek a számlálócsövek egy háromszög vagy ötszög csúcsaiban az alakzatra merőleges irányban helyezkednek el, ekkor legalább két, illetve három részecske kell a megszólaltatásukhoz. Minél több részecske vesz részt a záporban, annál nagyobb a valószínűsége, hogy egyszerre jeleznek a számlálócsövek. Foglaljanak helyet a számlálócsövek egy ólomabszorbens alatt és növeljük az abszorbens vastagságát 0 és 20 cm között. Azt találjuk, hogy a vastagságot növelve a záporok száma növekszik, hiszen egyre több részecske keletkezik, de egy vastagság elérése után a záporok száma csökkenni kezd, mert a részecskék energiája degradálódik, egyre kisebb valószínűséggel keltenek egymél több detektálható részecskét. A jelenség elméletileg is kezelhető, mert az elemi folyamatok hatáskeresztmetszete a kvantumelmélet segítségével kiszámítható, és a kaszkádok követhetők. Ha a záporok számát az abszorbens vastagsága függvényében ábrázoljuk, akkor az elmélet azt mutatja, hogy a görbének *egyetlen* maximuma van. Bizonyos kutatók viszont azt találták, hogy *még egy* maximum is fellép, sőt egyesek már harmadik maximumról is hírt adtak. Ha ez így van, akkor vagy a jelenséget leíró kvantumelmélet hibás, vagy a γ -foton mellett létezik még egy semleges részecske, amelynek kölcsönhatása az abszorbens anyagával ugyancsak elektromágneses természetet mutat. Jánossy cikkeiből kiderül [7–9], hogy az újabb maximumnak vélt értékek statisztikusan nem szignifikánsak. (Jellemző, hogy majdnem minden szerző más vastagságnál találta meg a saját második maximumát.) Ezen kívül megtalálta a hibát abban a kísérletben, amelyben a második maximum pregnáns volt, vagy a kísérletet gondosan megismételve nem talált további maximumot.

A kulcskérdés: megmarad-e a kauzalitás?

A speciális relativitáselmélet szerint minden mező legfeljebb vákuumbeli fénysebességgel terjedhet. Jánossy felhívja a figyelmet, hogy már a fotoeffektus létrejöttéhez – a kilépési munka legyőzéséhez is – a fény energiájának gyors kontrakciója szükséges. Ugyanis, ha az Q pontból (3. ábra) kilépő gömbhullám eléri azt az A pontot, ahol elnyelődik, akkor a hullám azon részének, amely az A ponttal ellentétes irányba, a B pontba jutott el, a fényénél nagyobb sebességgel kell elérnie az A pontot. Ez igaz akkor is, ha a laboratóriumi fényforrásról vagy egy távoli csillagról van szó. Ezt a vélt vagy valódi jelenséget a *foton kollapszusának* nevezték el. (Ez a probléma vezette oda Jánossyt, hogy az einsteini speciális relativitáselmélet helyett olyan elméletet írjon fel, ami egyezik a tapasztalattal, de nem követeli meg, hogy elvessük a fénysebességnél nagyobb sebesség létezését.) Azt, hogy a fotoeffektus valóban gyors jelenség, a *Mégsem volt jó a ko incidenciamérés?* című, majd a cikk második részében ismertetendő kísérletünk is igazolja.

3. ábra. A fotoelektromos jelenséghez, Q – fényforrás; A , B – megfigyelési pontok.



Két hazai kísérlet

A továbbiakban ismertetett két kísérlet az előzőekben felvetett két kérdésre kívánt választ adni:

1. Valóban csak az egyik sokszorozó szólal meg a kettéválasztott nyaláb után?

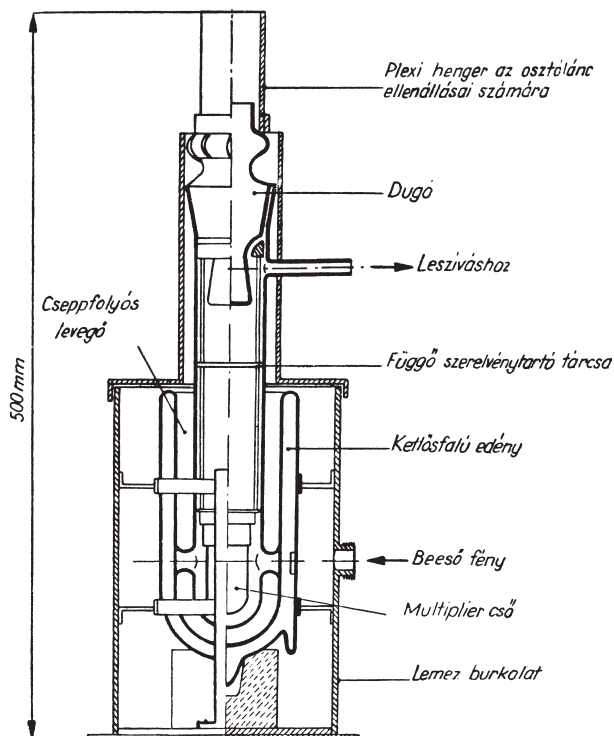
2. A kettéválasztott nyaláb újraegyesítése után valóban interferál-e a foton önmagával?

A kísérleteket a lehető legkisebb fényintenzitás mellett kell elvégezni, hogy kizárjuk azt a lehetőséget, hogy a jelenségek két vagy több foton egyidejű kölcsönhatása miatt jöttek létre.

A belga *Cosyns* professzor – Jánossynak tett szóbeli közlése alapján – elvégezte a koincidenckiakísérletet és negatív eredményre jutott, de nem publikálta [5]. A túsugárzásnak *J. J. Thomson* 1907-ben felvetett hipotézise (amelyet *Selényi Pál* 1911-ben már megcáfolt) kapcsán felmerült, hogy kis fotonszám esetén fellép-e interferencia. Ugyanis, ha a fotonok gömbszerű, lokalizált részecskék, akkor interferencia csak több foton egyidejű kölcsönhatása révén jöhet létre, ezért kis intenzitásnál csökken két vagy több foton találkozásának valószínűsége. Kis intenzitású interferencia megfigyelésével több kísérletet végeztek a 20. század elején, a detektor mindig fotografikus lemez volt.¹ *Taylor* 1909-ben azt vizsgálta, hogy fellép-e diffrakció kis intenzitásoknál. (A diffrakciós kép is hullámok interferenciájából áll elő.) A válasz pozitív volt. *Dempster* és *Batbo* 1927-ben 15 lépcsőből álló rácson, illetve vékony rétegen keletkező interferenciaképből állapította meg az intenzitásfüggetlenséget. A rácsos kísérletekben a legkisebb intenzitás 95 foton/s volt, az expozíció 24 óráig tartott. A kísérletek közös jellemzője, hogy az interferáló hullámok közötti úthosszkülönbség a rácsos kísérletben 0,1–0,2 mm volt, a diffrakciós kísérletekben pedig csak néhány hullámhossznyi.

Kíváncsú volt a kísérletet az intenzitáseloszlás fotoelektromos detektálásával elvégezni. Ha az interferométer után az M mérési pontban (1. ábra) elektron-sokszorozót helyezünk el, akkor ez minden egyes fotoelektrom hatására egy elektromos feszültségimpulzust ad, és módunk van ezeket az impulzusokat megszámlálni. Várhatóan több impulzust számlálunk meg ott, ahol az interferenciacsíkban maximális az intenzitás, kevesebbet, elvben egyet sem, ahol minimális, és így az interferenciakép intenzitáseloszlása letapogatható. Egyetlen mérésben a fény mindkét tulajdonsága megjelenik; a hullám az interferencia létrejöttével, a részecske pedig a fotonszámlálással.

¹ Tonomura és társai [10] elvégezték a fotografikus regisztrálás analóg kísérletét elektronokkal. Lassított filmfelvételt készítettek az interferenciakép kialakulásáról igen kis elektronáram mellett. Az elektronok lumineszcens ernyőre estek, az ernyőt kamerával figyelték és időközönként rögzítették a képet. Ahova egy elektron beesett, ott fény villant fel, ezt rögzítette a film. Amíg csak kevés volt a beeső elektronok száma, addig a az egyes lumineszcens felvillanások helye rendezetlennek tűnt, majd észrevehetően sűrűsödni kezdtek a felvillanások ott, ahol az intenzitás nagyobb volt, végül kirajzolódott a periodikus intenzitáseloszlás.



4. ábra. Az elektronsokszorozó hűtője [12].

A koincidenziakísérlet

Jánossy aspiránsát, *Ádám Andrást* bízta meg a kísérlet végrehajtásával. Előbb azt a berendezést kellett elkészítenie (D_1 és D_2 , lásd a 2. ábrát), amelyekkel fotonokat lehet számlálni. Az alap egy USA-beli fotoelektron-sokszorozó volt, ez egyetlen primér fotoelektronból körülbelül százezer elektront produkált, amitől az anódon mintegy 10^{-9} másodpercig tartó lavina jelent meg. Mivel ebben az időben még nem tudtunk ilyen rövid impulzusokat kezelni, a jelet megnyújtottuk, a kiinduló jel amplitúdója átlagosan 1,6 mV, hossza pedig 1 μ s volt. Ezt az impulzust erősítettük, majd megszámláltuk. (*Faragó Péter*, aki *Bay Zoltán* munkatársa volt az Egyesült Izzó kutatólaboratóriumában, a [11] publikációhoz csatolta megemlékezéseit. Bay már 1938-ban javasolta az elektronsokszorozót az elemi részecskék számlálására, de az eszköz befejezéséig a háború miatt nem jutottak el.)

A kis elektromos impulzusok megszámlálását nehezítette, hogy egy fizikai intézet maga is elektromos zavarok forrása, a szomszéd szobában megszólaló GM-cső jelzéseit a mi berendezésünk is regisztrálta. Ezért leköltöztünk a kozmikus sugárzás vizsgálatára épített föld alatti laboratóriumba, itt a távolság és a vastag földréteg megvédett a zajoktól és a mérőhelyiséget egyetlen kattintással el lehetett sötétíteni. A laboratórium harminc évre az optikai mérések színhelye lett, egy másik jó tulajdonságát, a rezgésmentességet a következő mérésekben ki is használtuk.

A külső zajforrások mellett egy másik, belső zajforrás is fellépett. Detektorunk fotokatódjának kilépési munkája éppen azért, hogy a látható fényt is detektálhassuk, alacsony volt. A fém fotokatód szabad elekt-

ronjai egy részének kinetikus energiája már szobahőmérsékleten is nagyobb volt, mint a kilépési munka, ezért a katód viszonylag sok elektront emittált (sötétáram). Detektorunk ezeket éppen úgy megsokszorozta, mint a fotoelektronokat. A sötétáram csökkentésére a detektort cseppfolyós levegővel kellett hűteni, de ekkor – a rácsapódó pára miatt – a sokszorozóra kapcsolt 1000 V feszültség átütött. Az irodalom alapján a sokszorozót vákuumba kellett helyezni, viszont ekkor nagyon lassan hűlt le, a hőt csak a Dewar-edény fala és a sokszorozó ezzel érintkező külső szerelvénye vezette el. Kolumbusz tojása: a sokszorozót tartalmazó csőből előbb eltávolítottuk a szoba levegőjét, majd az egészet száraz levegővel töltöttük fel, és hat óra helyett fél órára csökkent a lehűtés ideje. A detektor teljes szerelvénye a 4. ábrán látható. A sötétáram kicsi volt, 1-2 beütés/s, ezért az általunk használt intenzitás mellett (300 beütés/s) már nem kellett figyelembe venni. Ezzel készen álltunk fotonok számlálására [12].

Essen be a detektorra másodpercenként (időegységenként) n foton, legyen p annak valószínűsége, hogy a foton detektáljuk, akkor másodpercenként $N = pn$ impulzust regisztrálunk. Azoknak az eseményeknek a száma, amikor a két sokszorozó egyetlen foton hatására jelez egy másodperc alatt $\epsilon p^2 n$, itt ϵ a kettős megszólalás valószínűsége. A koincidenziák számának meghatározásánál azt is figyelembe kellett venni, hogy koincidenziaberendezésünk felbontóképessége véges. A berendezés akkor is jelez egyidejűséget, ha a két sokszorozó egymástól függetlenül, a felbontóképességnek nevezett θ_v időn belül szólal meg, ezen események, a véletlen koincidenziák száma időegység alatt

$$K_v = 2 N^2 \theta_v. \quad (1)$$

Minthogy egy t pillanatban regisztrált foton átlagban annyi véletlen koincidenziát ad, ahány foton regisztrálódik a $(t - \theta_v, t + \theta_v)$ intervallumban, ez a szám $2\theta_v N$ -nel egyenlő. Időegység alatt átlagban ennek N -szeresét kapjuk véletlen koincidenziaként. Így koherens megvilágítás mellett időegység alatt a koincidenziaszám

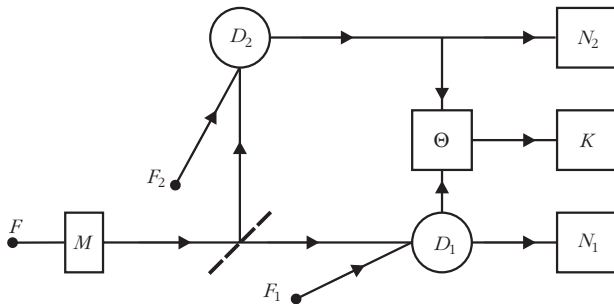
$$K_k = K_v + \epsilon p^2 n = 2 N^2 \theta_v + \epsilon p^2 n, \quad (2)$$

A mérés célja a kettős megszólalás valószínűségének, azaz ϵ értékének meghatározása volt. Ahhoz, hogy kijelenthessük, hogy igen nagy valószínűséggel léteznek szisztematikus koincidenziák, megköveteltük, hogy

$$\langle K_k \rangle > \langle K_v \rangle + 3 \Delta \langle K_v \rangle$$

egyenlőtlenség teljesüljön. Itt a csúcsos zárójelpárral a mérések átlagértékét jelöltük, és $\Delta \langle K_v \rangle$ a véletlen koincidenziák átlagának statisztikus hibája.

A véletlen koincidenziák számát úgy kívántuk meghatározni, hogy a két sokszorozót két független F_1 és



5. ábra. A koincidienciamérő, F – közös fényforrás; M – monokromátor; F_1, F_2 segédfényforrások; D_1, D_2 detektorok; Θ koincidiencia-áramkör; K, N_1, N_2 – számlálók.

F_2 fényforrással világítottuk meg. Mindkettő akkora impulzusszámot produkált, mint az egyetlen koherens F fényforrás mellett külön-külön a két sokszorozó. MÉRŐBERENDEZÉSÜNK SÉMÁJA AZ 5. ÁBRÁN LÁTHATÓ. MÉR-TÜK A KÉT SOKSZOZÓ (N_1 ÉS N_2) IMPULZUSAINAK ÉS A K Koincidienciák számát.

Világos volt, hogy a mérések a statisztikus adagyűjtés miatt hosszán eltartanak. Méréseink alapján a sokszorozó hatásfoka, tehát annak a valószínűsége, hogy egy foton hatására egy impulzust kapunk $p = 3 \cdot 10^{-3}$ volt. Egy sokszorozó másodpercenként körülbelül 400 impulzust adott, tehát a fotonok száma $n = 130\,000/s$ volt. Ilyen formán, ha annak valószínűsége, hogy mindkét sokszorozó egyszerre megszólal $\epsilon = 1\%$, akkor 1 percig tartó mérés alatt 0,72 „igazi” koincidienciára számíthatunk. Ugyanekkor, $\theta = 2,5 \cdot 10^{-6}$ s felbontóképeség mellett egy perc alatt $K_v = 48$ véletlen koincidienciát vártunk, két nagyságrenddel többet, mint az „igazi” koincidienciák száma.

A hosszú mérési idő miatt nem lehetett megkövetelni, hogy berendezésünk stabil maradjon, különösen kritikus volt a θ felbontóképeség állandó volta. Ez áramkörti paramétereiktől, és az elektroncsövek jellemzőinek öregedésétől függött. A fényforrások intenzitása sem volt állandó. Olyan eljárást kellett találni, amely a lassú változások hatását kiküszöböli. Ezért koherens (egy osztott fénynyaláb) és inkoherens (két független fényforrás) fényvel végzett méréseket sűrűn váltogatva végeztük, és ehhez illesztettük a kiértékelési eljárást is. A θ felbontóképeséget koincidienciamérésből nyert adatokból számítottuk ki, ennél pontosabban nem is lehetett. A felbontóképeség két egymás után következő mérés tartama alatt ugyan nem változott, de az (1) formula alapján kiszámított értéke az intenzitás aktuális értékétől függött

$$\theta_{v,m} = \frac{K_m^{(i)}}{2 N_{1,m}^{(i)} N_{2,m}^{(i)}},$$

itt a felső index az inkoherens (kétforrásos) megvilágításra, az alsó indexben a szám a sokszorozóra utal, m a leolvasás sorszáma. Koherens (egyforrásos) megvilágításnál bevezettünk egy fiktív $\theta_v^{(k)}$ feloldóképeséget a következő definíció alapján:

$$\theta_v^{(k)} = \frac{K^{(k)}}{2 N_1^{(k)} N_2^{(k)}},$$

ahol a k felső index a koherens megvilágításra utal. Itt is meghatároztuk a fiktív felbontóképeség aktuális értékét, épp úgy, mint a véletlen koincidienciák esetében. A (2) formula a következőképpen módosul

$$\theta_k - \theta_v = \frac{\epsilon p^2 n^{(k)}}{2 N_1^{(k)} N_2^{(k)}}.$$

A statisztikus kiértékelés tárgyának a $\theta_{k,m} - \theta_{v,m}$ mennyiségeket tekintettük, ebből számítottunk átlagot és hibát. Ha az átlag szignifi-

kánsan eltérne a nullától, akkor létezne valódi koincidenca. Mivel az egyes sokszorozók impulzusszáma a kiértékelésnek ebben a stádiumában állandónak vehető, a kettős megszólalás valószínűsége

$$\epsilon = \frac{\langle N \rangle}{P} (\langle \theta_k - \theta_v \rangle \pm \Delta (\theta_k - \theta_v)),$$

a csúcson zárójelpár most is az átlagértékre utal.

Három mérőszorozatot végeztünk, az elsőt kétperces, a másodikat és a harmadikat századmásodperces váltással. Az eredmény:

ϵ	$\Delta\epsilon$
0,0076	$\pm 0,0040$
-0,0029	$\pm 0,0030$
-0,0017	$\pm 0,0036$

Az egyes sorozatok súlyozott átlaga az

$$\epsilon \pm \Delta\epsilon = 5,3 \cdot 10^{-4} \pm 2 \cdot 10^{-3}$$

eredményt adta. Tehát annak a valószínűsége, hogy két sokszorozó egyszerre szólaljon meg legfeljebb $3 \cdot 2 \cdot 10^{-3} = 0,006$, hat ezrelék. Ha elfogadjuk, hogy a mérések eredményei Gauss-eloszlást követnek, annak a valószínűsége, hogy fenti állításunk hamis 0,000022.

Az interferenciakísérlet

Jánossy és Náray kísérletei [13–15] három dologban különböztek a 20. század elején végzettektől. Egyrészt a detektor elektronsokszorozó volt, a fotonokat *egyenként* számlálták meg. Másrészt az előző kísérletekben diffrakciós képet használtak, vagy 16 utas lépcsős rácsot, tehát több hullám interferált. Mindig előnyben részesítjük azokat a kísérleteket, amelyek egyszerűbben prezentálják az eredményt. A legfontosabb különbség az volt, hogy az interferáló hullámok jól szétváltak, és a szétválasztás után nagy utat tettek meg a Michelson-interferométerben a T_1 és a T_2 tükrőrig (1. ábra). Ez az út 1–10 cm, de egy sorozatban 14 m volt. Az előző kísérletekben ez az úthossz összemérhető volt a hullámhosszal.

Az első kérdés az volt, mit nevezünk alacsony foton-számnak. Kétféleképpen járhatunk el. Ha J. J. Thomson nyomán szigorúan pontosnak tételezzük fel a fotont, akkor meg kell követelnünk, hogy egyszerre legfeljebb egyetlen foton tartózkodjon az interferométerben. Ha szokványos interferométert tekintjük, a karhossz 10 cm körül van, tehát a foton-szám $n \ll c/10$ cm kell, hogy legyen (c a fénysebesség). Ha a fotonhoz hullámvonalatot rendelünk, akkor ennek hossza a kísérleti adatok alapján nem több, mint 1 m, tehát a $n \ll c/1$ m egyenlőtlenségnek kell teljesülnie. Ezért az $n = 10^6$ foton/s megfelelő választás. Ha össze kívánjuk hasonlítani a kis intenzitásnál kapott interferenciaképet a nagy intenzitású interferenciaképpel, akkor az utóbbira $n > 10^{10}$ foton/s/nyalábszélesség intenzitást kell választanunk.

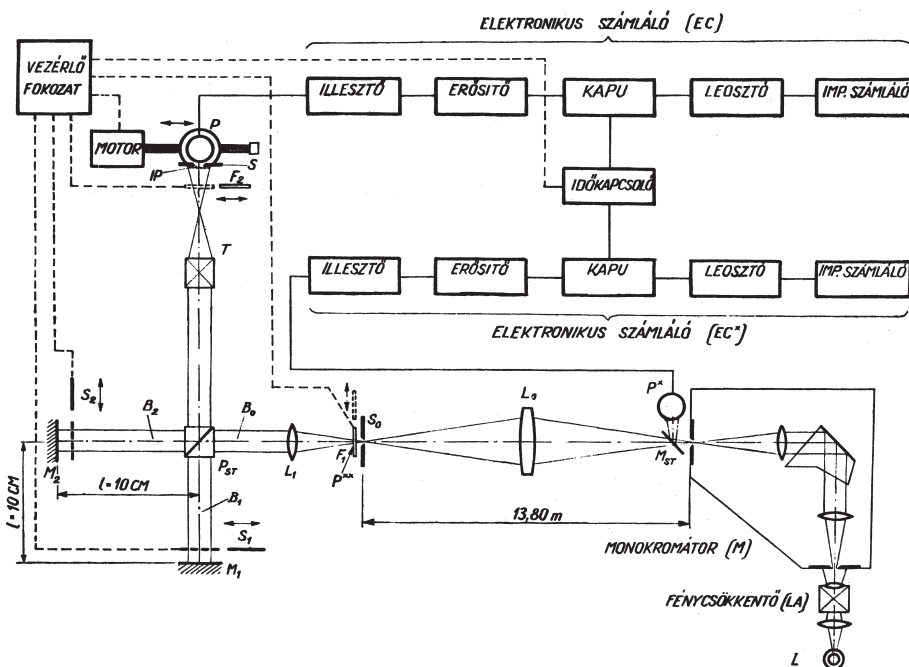
A kísérlet megint nehéz technikai feladat elé állította kivitelezőit. Míg a fotonkoincidencaik esetében az „igen vagy nem?” kérdésre kellett választ adni, itt görbét vettek fel. Interferenciamezőt pásztáztak végig foton-számláló elektronsokszorozóval, alacsony foton-szám mellett, tehát a megfelelő számú és pontosságú adat eléréséhez hosszú ideig tartó kísérletre kell számítani. Mivel – különösen nagy kártávolságok esetén

– az interferenciaképet (a csíkok helyzetét) a környezet rezgései és a hőmérséklet eloszlása is befolyásolják, a mérőberendezés mellett nemcsak nem mozoghatott, de nem is tartózkodhatott ember. (Ilyen volt Joos mérése is, amikor egy 20 m karhosszú interferométerrel megismételte Michelson kísérletét.)

Magát a mérőberendezést a *Fizikai Szemléből* [14] átvett 6. ábrán láthatjuk. Az interferométer: a párhuzamos B_0 nyalábot a P_{sr} rombusz alapú prizma átfogó síkjában levő vékonyréteg tükör osztja ketté B_1 és B_2 nyalábra. Az M_1 és az M_2 tükrökön visszavert fény újra az osztótükörön keresztül eljut a T teleszkópba, ez képezi le az interferenciacsíkokat a P elektronsokszorozó előtt elhelyezett S résre. A detektort motor mozgatta programozott pozíciókba. A P detektor impulzusait a megfelelő elektronikus berendezés számlálta, amely lényegében nem különbözött a koincidenciakísérletben használt elektronikától.

Az interferométert szemmel jól érzékelhető nagy fényintenzitás mellett állították úgy be, hogy az interferenciacsíkok függőlegesen legyenek, az S rés ezekkel volt párhuzamos. Az interferenciaképben 3-4 csík jelent meg. Mérték az interferenciamező periodikus csíkjain belül egy-egy pontban az aktuális intenzitást, egyszer kis, egyszer nagy beeső intenzitás mellett. Mivel a B_1 és a B_2 nyaláb keresztirányú intenzitása nem volt homogén, ezért ezek eloszlását külön-külön is meghatározták minden mérési pontban, végül a sötétáramot is. Mivel a hosszú mérési periódus alatt a fényforrás emissziója is változott, külön monitorozták ezt is. A fontos távolságok az ábrából láthatók.

A fényforrás Hg lámpa volt, amelynek 456,1 nm hullámhosszú vonalát monokromátor szűrte ki. A fény egy része a P^* elektronsokszorozóra esett, ez volt a fényintenzitás változásának monitora, jeleit szintén megszámlálták. A monokromátor kilépő részét az L_0 lencsével képezték le az interferométer belépő részére. A két rés közötti nagy távolságra azért volt szükség, hogy a lámpa okozta felmelegedést elkerüljék. Kis intenzitás mérése esetén az F_1 és az F_2 szűrő az ábrán folytonos vonallal jelölt helyzetben volt, tehát már az interferométer bemenetén kicsi volt az intenzitás. Amikor a két szűrő szerepet cserélt (szaggatott vonalak), az interferométer bemenetén nagy lett az intenzitás. Azért kellett az intenzitást az interferométer kimenetén csökkenteni, mert a számláló berendezés véges holtideje miatt nem tudta volna megszámlálni a négy nagyságrenddel megnőtt impulzus-



6. ábra. Az interferométer és az elektronikus rész [14], B_0 – a beeső, B_1 , B_2 – az osztás utáni nyalábok; P_{sr} – a részben áteresztő tükröt tartalmazó prizma; M_1 , M_2 – tükrök; T – nagyító teleszkóp; S , S_1 , S_2 – vezérelt fényzárak; IP – rés, F_1 , F_2 szürke szűrők; S , S' – detektorok.

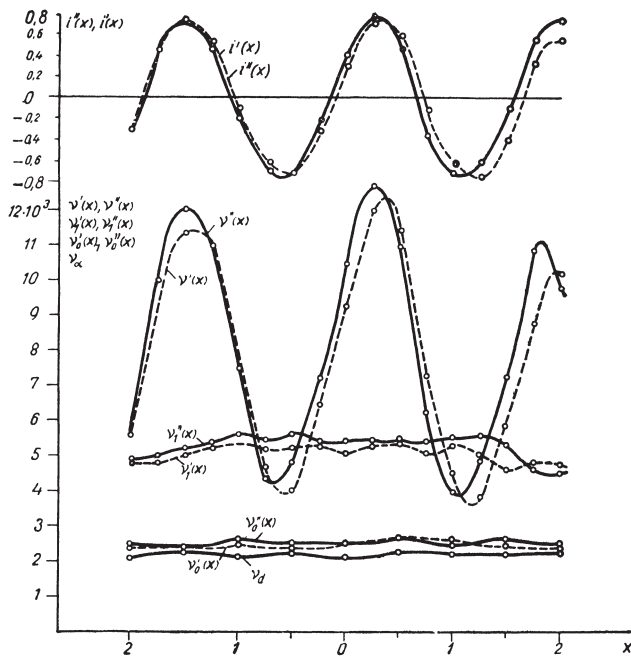
számot. Mindkét szűrő áteresztőképessége közel azonos volt. Az S_1 és az S_2 takarók a nyalábok intenzitásának mérésére szolgáltak. Mivel tapasztalták, hogy a két nyaláb lokális intenzitáseloszlása megegyezik, csak az egyik nyalábot mérték.

Az interferenciamező minden pontjában hat mérést végeztek. Kis és nagy beeső fényintenzitásnál megmérték az intenzitást az interferenciakép adott pontjában, ugyanezeket külön a B_1 nyalábban, végül a sötétáram-impulzusok számát. Egy tipikus mérést a 7. ábrán szemléltettünk. A mért impulzusszámot v jelöli. v' és v'' a kis, illetve a nagy belépő intenzitásnál az interferenciaképben a detektor helyének a függvényében mért impulzusszám, v_1 a B_1 karban, v_0 a sötétáram impulzusszámát ugyancsak, mint a hely függvénye. Az interferenciamezőt többször végigpásztázták, majd átlagolás után az

$$i(x) = \frac{N(x) - 2N_1(x) + N_0(x)}{2[N_1(x) - N_0(x)]}$$

mennyiséget határozták meg külön-külön nagy és kis intenzitásokra. Az indexek értelmezését lásd fent. A 7. ábrán látható az így kiszámított mennyiség. A kis és nagy belépő intenzitások között nincs különbség.

Több mérésorozatot végeztek különböző karhosszak esetén. Így 1–10 cm karhossz mellett végzett 15 mérés az eredmények analízise alapján nem adott szignifikáns különbséget. Ebben a sorozatban a fotonok száma $(1,6-2,2) \cdot 10^6/s$ volt. 10 cm karhossz mellett a foton $20 \text{ cm}/(3 \cdot 10^{10} \text{ cm/s})$ ideig tartózkodott az interferométer egy karjában. Annak a valószínűsége, hogy egyetlen foton van az interferométerben $1,5 \cdot 10^{-3}$ volt. Ha a kiterjedés nélküli foton helyett hullámvonulatra gondolunk, amelynek hossza maxi-



7. ábra. A mért intenzitások (alsó görbék), a normált intenzitások (felső görbék) az S detektor helyzetének függvényében [14]. A jelölések értelmezését lásd a szövegben.

mum 1 m, a valószínűség akkor is csak ötszörösére növekszik. (Megjegyezzük, hogy a kvantumelmélet szerint a koherens állapotban levő fotonok számát nem ilyen egyszerű meghatározni.)

Megismételték a mérést 14 m karhossz mellett is, 10^6 foton/s mellett is, ugyanezzel az eredménnyel.

A *koincidencia- és az interferenciakísérlet összevetése azt mutatja, hogy a bevezetésben említett elmentmondás valóban fennáll.* A fény hol részecskeként viselkedik, lokalizáltan, helyhez (a fotokatódhoz) kötötten hat, hol hullámként viselkedik, az egész interferométert, egy 14 méter hosszú alakzatot is betölt.

Tekintsük át, mit használtunk fel az elméletből. Az interferencia leírásához elegendő, ha az elektromágneses hullámok klasszikus elméletét használjuk fel – egészen a detektor katódjáig. Implicite azt is feltettük, hogy a detektálás valószínűsége az intenzitás várható értékével arányos. Ez a jelenség kváziklasszikus leírása. A fotoeffektus magyarázatával nem foglalkoztunk, nem volt rá szükségünk. Ez a pragmatikus álláspont – a probléma szőnyeg alá söprése a koincidenciakísérletnél bosszulja meg magát. Itt is elég a klasszikus elmélet egészen a fotokatódokig. Ekkor merül fel a kérdés, miért csak az egyik katódon lép fel az energia kontrakciója?

A kvantum-elektrodinamika szempontjából is kifogást lehet tenni a kísérletek interpretációja ellen. Legyen T az az idő, amennyi alatt a fény eljut a mérőberendezés elejétől a detektorig. Ha fényforrásunk gázkislés, akkor a teljes 4π térszögbe emittál T idő alatt. Ez mindig nagy szám. Viszont maga a mérőberendezés optikája csak igen kis térszöget lát, gyakorlatilag csak 10^{-2} szteradiánt, tehát egy, a fényforrás által emittált foton legfeljebb 10^{-3} valószínűséggel van a

mérőberendezésben. (Valójában, a veszteségek miatt kisebb, mint 10^{-3} .) Hiába kicsi az a szám, amelyet akkor kapunk, ha a mérőeszközbe belépő teljesítményt elosztjuk a $h\nu$ energiával, a fotonok száma nagy marad.

Az elvi kifogások dacára folytatása lett a két kísérletnek. Az a tény, hogy egy eredményt más oldalról is alátámasztanak, vagy cáfolni próbálnak az eredmény súlyát növeli, különösen, ha a technika fejlődésével jobban is el lehet végezni a mérést.

Helyes volt az interferenciamérés?

1967-ben, jóval a [14, 15] munkák megjelenése után *Doncov* és *Baz* tollából cikk jelent meg [16], amelyben cáfolták, hogy kis intenzitásoknál ugyanolyan a normált interferenciakép, mint nagyoknál. Mérőberendezésük lényegesen bonyolultabb volt, mint a kritika tárgyává tett Jánossy–Náray-kísérletben esetében, mert Michelson-interferométer helyett Fabry–Perot-interferométert használtak, tehát két interferáló hullám helyett sok, elvben végtelen sok hullám interferenciáját vizsgálták. Nem is fotonszámlálással detektálták az interferenciaképet, hanem fényerősítővel és fényképezéssel. A fényerősítő első része egy nagyméretű fotokatód, erre esik az interferenciakép. A fotokatódot ezután lumineszkáló ernyőre képezik le, most már elektrooptikai úton. A leképezéshez 10–20 kV feszültséget használnak, ezáltal az elektronok energiája megnő és a lumineszcens ernyőn minden egyes fotoelektron észlelhető felvillanást okoz. Ezeket a felvillanásokat fényképezték le. Nagy intenzitások vagy hosszú expozíciós idő mellett a felvillanásokból kirajzolódnának a Fabry–Perot-gyűrűk, a felvillanások olyan sűrűk lennének, hogy a felvillanások helyei összemosódnának. Kis intenzitásoknál, ha nem túl hosszú az expozíciós idő, az egyes pontok nem fedik egymást, és statisztikai módszerekkel kell megállapítani, vajon periodikusan változik-e a pontok átlagos sűrűsége.

Kis intenzitással végzett mérésnél a szerzők az interferométer elé helyeztek egy abszorbeáló szűrőt. Nagy intenzitás esetén ugyanezt a szűrőt a képerősítő elé helyezték át. Így mind a két esetben a képerősítőre már azonos átlagintenzitású fény esett be, a fényképeket össze lehetett hasonlítani. Amíg a Fabry–Perot-interferométerre nagy intenzitású fény esett be, ki lehetett mutatni az interferenciakép létezését, kis intenzitásoknál viszont nem.

A cikk nemcsak a Jánossy–Náray-mérésnek mondott ellent, de az elméleti várakozásnak is. A cikket közlő folyóirat egyik szerkesztőbizottsági tagjától értesültem arról, hogy a főszerkesztő P. L. Kapica is kétkelkedett a szerzők állításában, de véleménye – helyesen – az volt, hogy az ilyen kísérleti munkát közölni, megvitatni, megismételni, megcáfolni vagy elfogadni kell. Mivel a cikk megjelenésének évében több hónapig Moszkvában dolgoztam, megpróbáltam kapcsolatba lépni a szerzőkkel, de nem sikerült. További közle-

ményt a szerzők tollából nem találtam. Ezért *felteszem*, intézetükben (amelyet nem neveztek meg) találhattak hibát a mérésekben, ezért abbahagyták a kutatást. Ellenkező esetben – tekintettel a téma roppant jelentőségére – folytatták volna, természetesen a szerzők publikációinak özönével.

A jelenség más szerzők érdeklődését is felkeltette. Reynolds és társa [17] ugyanolyan berendezéssel mértek mint Doncov és Baz. Az utóbbi szerzők fényforrása nagy intenzitást bocsátott ki, ezért már közvetlenül a forrás után is csökkenteniük kellett az intenzitást. (Ez a szűrő az egész mérés alatt bent volt.) Reynoldsék a fényforrás kilépő intenzitását eleve kicsire választották. Ugyanis, ha sok az egyidejűleg gerjesztett atom a forrásban (a hullámhosszal összemérhető távolságban vannak az atomok), akkor ezek nem egymástól függetlenül sugároznak. Ők 30 foton/s/detektorfelület mellett, 8 perces expozíciós idő alatt is jól kivehető interferenciagyűrűket kaptak, a gyűrűk egy-egy fotoelektron kilépési helyének megfelelő pontokból állnak (8. ábra).

Grisajev és társai a sugárzó atomok függetlenségét illetően még óvatosabbak voltak [18]. Nem is atomok képezték a fény forrását, hanem egy gyorsító tárológyűrűjében keringő elektronok szinkrotronsugárzása. Mivel a sugárzás spektruma viszonylag széles volt, csak a nulladik rendű interferenciát figyelték meg kétutas (kéthullámos) Jamin-interferométer segítségével. A szerzők becslése szerint a szinkrociklotron tárológyűrűje egy-egy impulzusának lecsengése után az intenzitás olyan szintre csökkent, hogy a detektáló képerősítő katódjára mindössze csak 2500 foton esett be másodpercenként. Azt találták, hogy az interferencia ugyancsak független az intenzitástól. A szerzők a dolgozat végén a [16] cikk egyik szerzőjének mondanak köszönetet, aki éppen az intenzitás intenzitásfüggőségét hirdető cikket írta. Ez alátámasztja feltevésemet, hogy az ominózus kutatást az adott intézetben abbahagyták. Érdekes, hogy Doncov és Baz kísérleteire többször utalnak az irodalomban, mint az őket cáfoló szerzőkre.

8. ábra. Reynolds kis intenzitással végzett interferenciamérésének eredménye [17].



Francon és Potocki [19] mutatták meg újra egy kétutas interferométerben, hogy az interferencia intenzitásfüggetlen. A fényforrás egy 20 μm átmérőjű Ne atomsugár volt, amit egy, a sugárra merőleges elektronnyalábbal gerjesztettek. Ezzel kizárták az önfenntartó gázkiszülésekben mindig jelenlévő, a termikusnál nagyobb fluktuációkat. A paraméterek megválasztásával azt is kizárták, hogy a sugárzó atomok között kölcsönhatás legyen. A fényforrás a teljes 4π térszögbe $6,3 \cdot 10^5/\text{s}$ fotont sugárzott ki a használt 585,2 nm hullámhosszon, ezért átlagosan 1500 ns telt el két emisszió között. Ugyanekkor a Ne atom radiációs élettartama az adott átmenetnél 15 ns volt, századrésze az átlagos emissziós gyakoriságnak. Az interferométerben megtett út hossza 45 méter volt, míg az atomi élettartamnak megfelelő úthossz $15 \cdot 10^{-9} \text{ s} \times 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} = 4,5 \text{ m}$, tizedrésze az úthossznak.

Mindezek alapján Doncov és Baz [16] méréseit figyelmen kívül hagyhatjuk, és a Jánossy–Náray-méréseket [13–15] igazoltnak tekinthetjük.

Irodalom

1. L. Jánossy, P. Ingleby: Penetrating Cosmic Ray Showers. *Nature* 145 (1940) 511.
2. L. Jánossy: Penetrating Cosmic Ray Showers. *Nature* 147 (1941) 56.
3. Király Péter: A manchesteri kozmikus sugárzási iskola és a ritka részecskék felfedezése. *Fizikai Szemle* 52 (2002) 186.
4. L. Jánossy: *Cosmic Rays*. Clarendon Press, Oxford, 1950.
5. L. Jánossy: The Physical Aspects of the Wave-Particle Problem. *Acta Physica Hungarica* 1 (1952) 423.
6. P.A.M. Dirac: *The Principles of Quantum Electrodynamics*. Clarendon Press, Oxford, 3. kiadás (1956) 9.
7. B. Rossi, L. Jánossy: The Second Maximum of the Transition Curve for Showers. *Rev. Mod. Phys.* 11 (1939) 93.
8. E.P. George, L. Jánossy, M. McGaig: The "second maximum" of the shower transition curve of cosmic ray radiation. *Proc. Roy. Soc.* 180 (1942) 219.
9. L. Jánossy, L. Nagy: Der Verlauf der Rossi-Kurve bei großen Bleidicken. *Zeitschr. f. Naturforschung* 11a (1956) 312.
10. A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki: Demonstration of single-electron building up of interference pattern. *Am. J. Phys.* 57 (1989) 117.
11. Ádám A., Jánossy L., Varga P.: Koherens fénynyalábokban haladó fotonok incidenciái. *Magyar Fizikai Folyóirat* 2 (1954) 499, németül *Ann. d. Physik* 16 (1955) 408, oroszul *Acta Physica Hungarica* 4 (1955) 301.
12. Ádám A., Varga P.: Fotonok számlálása elektronsokszorozóval. *Magyar Fizikai Folyóirat* 3 (1955) 249.
13. Jánossy L., Náray Zs.: A fény kettős természetére vonatkozó vizsgálatok. *Fizikai Szemle* 8 (1958) 1.
14. L. Jánossy, Zs. Náray: The interference phenomena of light at very low light intensities. *Acta Physica Hungarica* 7 (1957) 403.
15. L. Jánossy, Zs. Náray: Investigations into interference phenomena at extremely low light intensities by means of a large Michelson interferometer. *Suppl. Nuovo Cimento* 9 (1958) 588.
16. Ju.P. Doncov, A.I. Baz: Interferencionnija opiti sz ispolzovanim sztatisticeszki nezeviszimih fotonov – *ZSETF* 52 (1967) 3.
17. G.T. Reynolds, K. Spartalian: Interference effects produced by single photons. *Il Nuovo Cimento* 61.B (1969) 355.
18. I.A. Grisajev, N.J. Naugolnij, L.P. Reprincev, A.S. Taraszenko, A.M. Senderovics: Interferencionnij opit I statistika fotonov szinchronnogo izlucsenija elektronov v nakopitele. *ZSETF* 59 (1970) 29.
19. J.D. Francon, K.A. Potocki: Single photon interference over large distances. *Phys. Rev.* 37 (1987) 2511.