

Csak önmagával interferál a foton?

Kísérletek alapján megmutatjuk, hogy Diracnak a cikksorozat első részben idézett kijelentése, miszerint a foton csak önmagával interferál, nem volt helyes. Cáfolatunk nem mond ellent a kvantum-elektrodinamikának – éppen Dirac elektromágneses sugárzásról alkotott kvantumelméletének – mert a szigorú elmélet ezt a hipotézist nem használja fel. A kategorikus kijelentést talán befolyásolta az a tény, hogy az elmélet megalkotásának korában – az 1920-as évek második felében – a fény interferenciáját csak interferométerekkel lehetett létrehozni. Ezen eszközök egy része úgy működik, hogy megkettőzi a fényforrást, ilyen a klasszikus Fresnel-féle kettős tükrök, de a Michelson-interferométer is. Más részük két mintát vesz egyazon fényforrás teréből, ilyen a klasszikus Young-féle interferométer. Ezért az *interferáló hullámok, mivel ugyanabból a forrásból származtak, nem voltak egymástól függetlenek*. Ugyanakkor az elektrodinamika szerint a tér egy pontjában fellépő, több forrásból származó térerősségvektorokat mindig össze kell adni, mert a töltésre a teljes térerősség hat, akár függetlenek a térerősség forrásai, akár nem.

Megmutatjuk, hogy az akusztikából ismert lebegés és az optikából ismert interferencia ugyanazon jelenség két oldala. Az interferáló nyalábok egyelőre maradjanak koherensek, nem függetlenek. Vizsgáljuk az interferenciát Michelson-interferométerrel (lásd az I. rész 1. ábráját), úgy, hogy az egyik tükröt a tükrök normálisa irányában egyenletesen mozgattuk és az M pontban álló detektorral mérjük az intenzitást. A térerősséget a két karból bejövő tér összege szolgáltatja,

$$E = A \cos(\omega t - 2ks_1 + \varphi) + A \cos(\omega t - 2ks_2 + \varphi) =$$

$$= 2A \cos[k(s_1 - s_2)] \cos[\omega t - k(s_1 + s_2) + \varphi],$$

ahol a hullámszám $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ (λ a hullámhossz és c a fénysebesség), s_1 és s_2 a tükrök távolsága a részben áteresztő tükröktől. Az intenzitás pedig a térerősség négyzetének egy periódusra vett átlaga,

$$I = A^2 \{1 + \cos[2k(s_1 - s_2)]\}.$$

Ha a T_1 tükrök v sebességgel mozog, az intenzitást, mint az idő függvényét így is írhatjuk

$$I = A^2 [1 + \cos(2kvt)].$$

(Itt feltettük, hogy a $t = 0$ időpontban a két kar egyenlő hosszú volt.) Álló detektorunk periodikusan változó intenzitást jelez.

A jelenséget viszont úgy is interpretálhatjuk, mint a fény visszaverődését mozgó tükrőről. Az álló tükrőre a fény $\omega = kc$ frekvenciával esik be, de a mozgó tükrök

ről a visszavert hullám frekvenciája a Doppler-effektus miatt megváltozik és

$$\omega \left(1 - \frac{2v}{c}\right)$$

lesz. (A relativisztikus korrekció a lényegen nem változtat.) Az M pontban álló megfigyelő a két nyaláb egyesítése után két különböző frekvenciájú hullám lebegését észleli. Az eredő térerősség

$$E = A \cos(\omega t) + A \cos\left[\omega \left(1 - \frac{2v}{c}\right)t\right] =$$

$$= A \cos\left(\frac{\omega tv}{c}\right) \cos\left[\omega \left(1 - \frac{v}{c}\right)t\right]$$

valóban egy alacsony $\omega v/c$ frekvenciával modulált rezgés. Detektorunk, ha nem túl lassú, csak a gyors rezgés négyzetét átlagolja. Az intenzitás

$$I = \frac{A^2}{2} \left[1 + \cos\left(2\omega \frac{v}{c}t\right)\right] = \frac{A^2}{2} [1 + \cos(2kvt)]$$

akárcsak az előbb. Mindkét esetben ugyanazt tettük: összeadtuk a két kar közvetítésével bejövő hullám térerősségét és meghatároztuk az intenzitást. Esetünkben a két hullám azonban nem volt *független* egymástól, ugyanabból a forrásból származott. Függetlenségről akkor beszélhetnénk, ha két különálló fényforrásunk lett volna.

A két *külön* forrásból származó lebegés ismertetése során először arról számolok be, amikor az elektromágneses sugárzás forrásai mesterségesen előállított eszközök voltak. A mérnökök már a 20. század harmincas éveiben felhasználták az elektromágneses rezgések lebegését, de nem vették észre ennek elvi jelentőségét. Ebben az időben terjedt el a rádióvevőkben használatos szuperheterodin vétel használata. Az adó által kibocsátott és az antennával felfogott $A(t) \cos(\omega t)$ alakú modulált rádiójelet elektroncső segítségével összeszorozták egy lokális, a vevőkészülékben levő, $A_r \cos(\omega_r t)$ alakú jelet kibocsátó oszcillátor rezgésével. Mivel

$$A(t) \cos(\omega t) A_r \cos(\omega_r t) =$$

$$= \frac{1}{2} A(t) A_r \{ \cos[(\omega - \omega_r)t] + \cos[(\omega + \omega_r)t] \},$$

megjelent a két frekvencia összege és különbsége, de csak a különbségi $\omega_a - \omega_r$ frekvenciájú jelet erősítették tovább. Hasonlítsuk mindezt össze két azonos, ω frekvenciájú, de két különböző \mathbf{k}_1 , illetve \mathbf{k}_2 irányban terjedő síkhullám interferenciájával. Adjuk össze a két síkhullámot és számítsuk ki az intenzitást (a térerősség négyzetének átlagát),

$$\int_0^{2\pi/\omega} [\mathbf{A}_1 \cos(\omega t + \mathbf{k}_1 \mathbf{r}) + \mathbf{A}_2 \cos(\omega t + \mathbf{k}_2 \mathbf{r})]^2 dt =$$

$$= \frac{1}{2} \{ \mathbf{A}_1^2 + \mathbf{A}_2^2 + 2\mathbf{A}_1 \mathbf{A}_2 \cos[(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \mathbf{r}] \}.$$

Az interferenciát itt is a két térerősség *szorzata* reprezentálja. A rádióvevő esetében közvetlenül a két elektromágneses jel szorzatát detektáljuk, az optikai tartományba eső sugárzás esetében az intenzitás meghatározásánál jelenik meg a szorzat.

Igaz, a rádióban sem független egymástól a két forrás, mert a lokális oszcillátor frekvenciáját éppen az adó frekvenciájához hangoljuk, de a két rezgés fázisának különbsége már tetszőleges lehet. Mivel az elektromágnes sugárzás egész frekvenciatartományában érvényes a foton-kép, akkor itt a távoli adó és a lokális adó, vagyis két forrás fotonjai interferálnak.

A lebegés, mint frekvencia összehasonlító módszer később fontos mérési eljárássá vált. Az atomórák frekvenciájának stabilitását csak két atomóra jelének lebegtetésével lehetett ellenőrizni, mert ennél pontosabb óra nem volt. Itt 10^{10} Hz-es rezgések összevetéséről volt szó, az órák már független források voltak. De a magasabb frekvenciatartományban is felhasználták a lebegést. *Brillet és Hall* [1] a Michelson-kísérlet ismételték meg modern eszközökkel. Felhasználták, hogy a fénysebesség $c = \lambda\nu$. Ha a λ hullámhosszt fixen tartjuk és a c fénysebesség megváltozik, akkor a ν frekvenciának is változni kell. Ezért összehasonlították két lézer frekvenciáját. Az egyik a Föld keringési irányára merőlegesen állt, ennek frekvenciáját stabilizálták. A másikat forgatható asztalra helyezték, ennek rezonátorhosszát, ezáltal hullámhosszát stabilizálták. Az asztalt függőleges tengely körül forgatták, ezért az utóbbi lézer hol párhuzamos volt a Földhöz rögzítettel, hol arra merőleges. A lézerfény frekvenciája körülbelül 10^{14} Hz volt ($3,39 \mu\text{m}$ hullámhossz). A két lézer hullámát közös detektorra bocsátották, a két hullám összelebeggett. Természetesen itt már intenzitást kellett mérni, a jelek összege négyzetének átlagát. A detektor a különbségi frekvenciát már követni tudta. A két lézer frekvenciája nem volt egyenlő, hiszen különbözött a stabilizálás alapja, de azt találták, hogy a frekvenciák különbsége nem változott, tehát a fény sebessége nem függött a Föld mozgásától. Pontosabban: a frekvenciakülönbség ugyan fluktuált, de keveset. Ebből meg lehetett állapítani a mérés hibáját. Kiderült, hogy a fénysebesség értéke legfeljebb a 13. decimális jegyben függhet a mozgás irányától. A két lézer ugyanakkor független volt egymástól, mert az egyik frekvenciáját atomi tulajdonságok, a másikat még mechanikai szerkezet szabta meg.

Mivel eddig csak lebegés fellépéséről volt szó, még mindig merülhet fel kétely, hogy az időben megjelenő lebegés és a térben megjelenő interferencia valóban ugyanazon jelenség két oldala-e? *G. Magyar és L. Mandel* két független forrás interferenciaképet regisztráltak [2]. A források vörös fényt kibocsátó rubinlézerek voltak. Ez a lézer az úgynevezett szabad ge-

neráló üzemmódban néhány ms alatt 30–40 darab körülbelül $0,5 \mu\text{s}$ hosszúságú fényimpulzust bocsát ki időben teljesen rendezetlenül. A fény frekvenciája sem állandó, mert ez a rubinrúd pillanatnyi hőmérsékletétől függ. Ha két rubinlézer fényét ugyanarra a helyre vetítjük, szabad szemmel nem látunk interferenciát. A kísérletezők viszont gyors kamerával regisztrálták a fényt, de csak akkor kapcsolták be, amikor egy segédberendezés jelezte két impulzus véletlen egybeesését. Egy felvétel 40 ns ideig tartott. Ha ezen idő alatt a két lézer hullámhossza véletlenül megegyezett, akkor a kamera interferenciaképet talált. Ez a kísérlet világosan mutatja, hogy két független foton is képes interferenciára. (A fotonok akkor is interferálnak, ha a hullámhosszuk különbözik, csak akkor az interferencia-kép elmosódik.)

A felsorolt kísérletek kapcsán még mindig azt az ellenvetést lehet tenni, hogy egyidejűleg túl sok foton volt jelen a berendezésben, ellentétben a Jánossy-kísérletekkel. Mandel és társa [3] megismételte a két független lézeres mérést, most már kis intenzitásoknál. A forrás itt két folytonos, de ugyancsak vörösben sugárzó lézer volt, amelyek fényét abszorbensekkel gyengítették. Csak akkor regisztrálták az interferenciaképet, amikor egy külön berendezés jelezte, hogy a véletlenül változó különbségi frekvencia 50 kHz alá esett, ekkor $20 \mu\text{s}$ időtartamra bekapcsolták az interferenciamérőt. Ennyi idő alatt átlagosan 10 fotont regisztráltak, a kis intenzitás követelménye teljesült.

További ellenvetés lehet, hogy a kísérletekben az elektromágneses sugárzás forrásai makroszkopikus eszközök voltak. Fellép-e lebegés a független atomok által emittált fényben? *Forrester* és társai [4] mérése a legtöbb mérést megelőzte a fent felsoroltak közül.¹

Az elektromágneses hullámok forrása klasszikus, higganyal töltött gázkisülési cső volt, tehát nem oszcillátor vagy lézer. A kisülési csövet mágneses térbe helyezték, ezért a energianívók felhasadtak (Zeeman-effektus). Egy ilyen közel eső állapotpár sugárzásának frekvenciakülönbségét mérték. Kiszűrték az $546,1 \text{ nm}$ hullámhosszú ($6 \cdot 10^{14}$ Hz frekvenciájú) vonalat, ezt detektálták egy üregrezonátorral egybeépített fényelektromos cellával. A fotokatód, mint négyzetes detektor követte a különbségi frekvenciát, ez az egyik vonalpár esetében körülbelül 10^{10} Hz volt, ami éppen a centiméteres hullámok viszonylag jól kezelhető tartományába esik, ezt észlelték is. A kísérlet részleteit nem ismertetjük, de hadd álljon itt egy idézet, ami arra utal, hogy a kísérleti fizikus élete sem könnyű: „A great deal of patience is required to obtain data under these conditions and pains have to be taken to see that effects of amplifier drift do not give spurious sig-

¹ Felvetődik a kérdés, hogy miért nem történelmi sorrendben idéztük az egyes kísérleteket. Ha az atomot elektronokkal gerjesztjük, akkor a szigorú elmélet szerint az atom nem egy definit állapotba kerül, hanem az összes lehetséges állapotba, persze különböző valószínűségekkel. Mivel a felhasadt energiaállapotok közel esnek egymáshoz, nem lehet kizárni, hogy ugyanazon az atomon belül legyen közöttük kölcsönhatás. Ezért a mérés nem volt annyira tiszta, mint az előbb felsoroltak.

nals.” („Sok türelemre volt szükség, hogy adatokhoz jussunk ilyen feltételek mellett, és sok fáradtságba került annak belátása, hogy az erősítés változásának hatására nem jelennek meg hamis jelek.”)

Megállapíthatjuk, hogy az elektromágneses sugárzásra érvényes a szuperpozíció elve. Több forrás esetében az egyes források által kisugárzott tér is összeadódik és a detektálásnál az együttes hatás érvényesül. Arra viszont már most felhívjuk a figyelmet – bár triviálisnak tűnik –, hogy a detektálás mindig a szuperponálás után ment végbe.

Kijelenthetjük, hogy *Jánossy* és társai kísérletét úgy interpretálhatjuk, hogy a foton önmagával interferál, de láttuk, hogy nemcsak önmagával. Ennek következményei lettek.

Mégsem volt jó a koincidenciamérés?

Két évvel a koincidenciakísérletek befejezése után *R. Hanbury-Brown* és *R. Q. Twiss* tollából a *Nature*-ben cikk jelent meg [5], amelyben meglepő eredményről számoltak be. A koincidenciaberendezéshez hasonló elrendezést használtak, amelyben az egyik elektron-sokszorozót el lehetett mozdítani. A sokszorozók jeleit 27 MHz sávzélességű erősítőkkel erősítették, majd a két jelet analóg áramkörrel összeszorozták. Mivel egy detektor az *intenzitást* érzékeli, ezért két detektor jelének szorzata a belépő *intenzitás négyzetével* arányos. Mi is így jártunk el, amikor a lehetséges koincidenciák számát a *fotonszám négyzetével* arányosnak vettük. Az egyik esetben a szorzás digitális, a másikban analóg művelet, elvi különbség nem volt. A detektor eltolása megfelelt a véletlen koincidenciák két külön fényforrással végzett mérésének.

Hanbury-Brown és Twiss ugyan más kérdésfeltevésből indultak ki, mint *Jánossy*, de ugyanazt a kísérletet végezték el, mint ő, mégis lényegesen különböző eredményre jutottak. A két angol szerző a rádiócsillagok szögátmérője mérésének céljára készített eszközt [6], azonban rájöttek, hogy ilyen eszközt az elektromágneses hullámok látható tartományában is lehet használni. Arról is beszámoltak, hogy arra hivatkozva akarták őket lebeszélni a mérésről, hogy *Jánossy* már bebizonyította, hogy koincidenciák nincsenek.

Cikkük nem maradt válasz nélkül. *Brannen* és *Ferguson* [7] éppen a mi mérésünkre hivatkozva ismételték meg Hanbury-Brown és Twiss kísérletét, és negatív eredményt kaptak. Ők is digitális szorzó (koincidencia) áramkört használtak, a felbontóképesség $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$ s volt, sokkal jobb, mint a hazai kísérletben. Mérésük abban is különbözött Hanbury-Brown és Twissétől, és ez jelentősnek bizonyult, hogy fényforrásuk egy *nagynyomású* Hg-lámpa volt, míg Hanbury-Brown és Twiss spektrállámpát használtak. Válaszaikban [8, 9] Hanbury-Brown és Twiss újabb kísérletekkel erősítették meg előző eredményüket. Ezután újabb szerzők [10] munkája is pozitív eredményt adott, sőt, az előzőleg negatív eredményre jutó kutatók [11] is igazolták Hanbury-Brown és Twiss kísérle-

tét, mivel most már *kisnyomású* lámpát használtak. (Az okokról később.) Megállapíthatjuk, hogy a koherens nyalábokban az intenzitások valóban nem függetlenek egymástól, *az intenzitások között létezik korreláció, ez pedig ellentmond Jánossy és társai eredményének.*

Purcell mutatott rá, hogy „a Hanbury-Brown–Twiss effektus az elemi elvek tanulságos ábrázolása, és távol áll attól, hogy a kvantummechanikának ellentmondjon” [12]. A sarkalatos kijelentés igazát a következőkben indokoljuk.

Feltesszük, hogy a detektor megszólalásának valószínűsége az intenzitással arányos. Itt még szó sincs fotonról.

A fényforrás atomjai nem végtelen hullámot bocsátanak ki, hiszen a sugárzás következtében elvesztik gerjesztett állapotukat. A hullámvonulat alakja például

$$E = A \exp[-\gamma(t-t_i)] \cos[\omega(t-t_i)], \quad \text{ha } t \geq t_i,$$

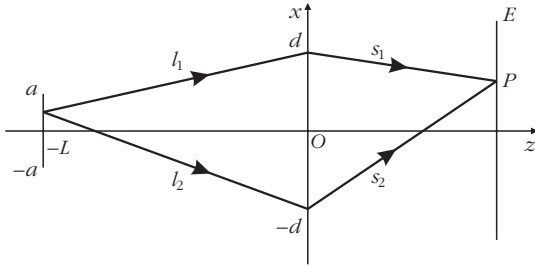
$$E = 0 \quad \text{máskor.}$$

Itt E az elektromos térerősség, A az amplitúdó, γ a csillapítási tényező, t az idő, t_i a hullámvonulat kezdetének időpontja (pl. az atom emissziójának kezdete), ω a körfrekvencia. A γ csillapítási tényező jóval kisebb, mint az ω frekvencia, a hullámvonulat lassan lecsengő hullám. (Az egyszerűség kedvéért skalárhullámokkal, tehát polarizált fényvel foglalkozunk.)

Ha több atom emittál, akkor a hullámvonulatok által létrehozott teret össze kell adni, fizikai hatást a teljes térerősség gyakorol. A hullámvonulatokat atomok bocsátják ki, egymástól teljesen függetlenül, ez abban nyilvánul meg, hogy a t_i kezdeti időpont tetszőleges, tehát a hullámvonulatok fázisa is az. Ha két hullámvonulat fáziskülönbség nélkül találkozik, akkor a térerősség nagyobb lesz, ha a fáziskülönbség 180° , akkor kisebb, esetleg nulla. Mivel a vonulatok fázisa tetszőleges, ezért a fáziskülönbség is az, de a $(-\pi/2, +\pi/2)$ intervallumba eső fáziskülönbség esetében a térerősség nagyobb, mint akármelyik hullámvonulatnál. Ezért a térerősség négyzete, az intenzitás nagyobb lesz, mint egyetlen hullámvonulatnál. Viszont a $(-\pi/2, -\pi)$ és a $(\pi/2, \pi)$ intervallumba eső fáziskülönbségnél destruktív interferencia alakul ki, az intenzitás kisebb, mint egyetlen hullámvonulatnál. Konstruktív és destruktív interferencia ugyanakkora valószínűséggel lép fel. Koincidencia fellépésének valószínűsége az intenzitás négyzetével arányos, tehát a négyzetes detektálás kiemeli a $(-\pi/2, +\pi/2)$ intervallumot, a két detektor egyidejű megszólalásának valószínűsége megnövekszik.

Arra a kérdésre, hogy miért nem találtuk meg mi ezt a jelenséget, visszatérünk.

Purcell magyarázata is ellentmond Dirac idézett kijelentésének, amely szerint a foton csakis önmagával interferál. Természetesen megkérdendhető, vajon a hullámvonulat azonosítható-e a fotonnal, de *Purcell* állítása, miszerint a jelenség nem mond ellent a kvantummechanikának, igaz. Ugyanis a fizikai folyamato-



1. ábra. Young-interferométer kiterjedt fényforrással. (z, x) a koordináta tengelyek, $(-L, a)$, $(-L, -a)$ a fényforrás végpontjai a (z, x) síkban, $(0, d)$, $(0, -d)$ a pontoszerű rések helye, E ernyő.

kat operátorokkal írjuk le, amely operátorok nem mindig cserélhetők fel. Akár az előző részben közölt 1., 2., vagy az itt szereplő 1. ábrát tekintjük, először mindig egy belépő hullámot találunk, ez felel meg a kezdő állapotnak. A hullám terjed, a terjedést a Maxwell-egyenletek (ezek is operátorok) írják le. Ezután a félig áteresztő tükrön, mint hullám válik ketté, majd a két hullám terjed tovább – ugyancsak az elektrodinamika törvényei szerint –, és csak a detektor katódján alkalmazhatjuk a fotonszám operátorát.

Hanbury–Twiss felfedezéséhez egy fontos mérés-technikai probléma megoldása vezetett: a rádiócsillagok szögátmérőjének megmérése. A csillagok képét a távcsövek nem bontják fel, a látszólagos átmérőjét – a diffrakció miatt – a távcsövek felbontóképessége szabja meg, akár látható, akár rádiócsillagról van szó. Michelson jóval a rádiócsillagok felfedezése előtt már javasolt egy módszert, amellyel – úgy látszott – a probléma megoldható. Ez azon alapult, hogy az interferométerekben az interferenciakép láthatósága függ a fényforrás méretétől: minél nagyobb a fényforrás, annál kisebb az intenzitás a maximumokban, és nagyobb az intenzitás a minimumokban. Nagyméretű fényforrással interferenciát nem is lehet létrehozni. Michelson zseniális ötlete abban állt, hogy megmutatta, hogyan lehet egy hiányosságot úgy felhasználni, hogy abból fizikai következtetésekre jussunk. Egyszerűsített képen mutatjuk be a módszert.

Tekintsünk egy Young-interferométert (1. ábra). Két keskeny rés helyezkedjen el egymástól $2d$ távolságra, szimmetrikusan a z tengelyre. Az egész berendezés egy n törésmutatójú közegben van. Figyeljük meg az interferenciát a P pontban. A fényforrás legyen egy véges, $2a$ szélességű szalag, amelynek minden pontja monokromatikus, de inkoherens fényt bocsát ki. Az inkoherencia az jelenti, hogy ha a fényforrást két U és V pont környezetének kivételével letakarjuk, nem látunk interferenciát még akkor sem, ha a két forrásból kisugárzott fény azonos (közel azonos) frekvenciájú, mert fázisuk egymástól függetlenül változik.

Feküdjön a szalag a $z = -L$ síkban. Legyen a fény síkban polarizált. A fényforrás egy $(x, -L)$ koordinátájú pontjából a két résen keresztül a megfigyelési pontba jutó hullámot a következőképp írjuk le:

$$u_1 = A \cos[\omega t - nk(s'_1 + s_1)],$$

$$u_2 = A \cos[\omega t - nk(s'_2 + s_2)],$$

ahol $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, a hullámszám, n törésmutató, A az amplitúdó, a többi jelölést lásd az ábrán. A P pontból kisugárzott hullámok intenzitására a szokásos eljárással kapjuk:²

$$i(x) = \overline{(u_1 + u_2)^2} = A \left\{ 1 + \cos[nk(s'_1 - s'_2) + nk(s_1 - s_2)] \right\}.$$

A koszinusz függvény argumentumában a második tag nem függ a forrás helyétől, a szokásos úthosszkülönbséget kapnánk, ha az első tag nem lenne. Az első tag, az *extra úthosszkülönbség*

$$s'_1 - s'_2 = \sqrt{L^2 + (x - d)^2} - \sqrt{L^2 + (x + d)^2} \cong -\frac{2dx}{L}$$

függvénye. (Itt feltettük, hogy a fényforrás L távolsága jóval nagyobb mint a laterális méretek, pontosabban: az úgynevezett Rayleigh-hossz $\sqrt{L\lambda} \gg \sqrt{dx}$.)

Mivel a különböző pontokból kisugárzott fény inkoherens, a részintenzitásokat összegeznünk kell. Az ernyő P pontjában az intenzitás

$$I(P) = \int_{-a}^a i(x) dx = 2aB \left\{ 1 + \frac{\sin\left(\frac{2nkad}{L}\right)}{\frac{2nkad}{L}} \cos[nk(s_1 - s_2)] \right\}. \quad (1)$$

Mivel a $\sin x/x$ függvény legnagyobb értéke 1, ezért a fényforrás véges a szélessége az interferenciakép kontrasztjának csökkenését okozza. A minimumokban, ahol $\cos[nk(s_1 - s_2)] = -1$, az intenzitás nem nulla, a maximumokban, ahol $\cos[nk(s_1 - s_2)] = 1$, kisebb mint $4aB$. Ha viszont az intenzitás kontrasztját méréssel meghatározzuk, akkor információhoz jutunk a fényforrás a szélességéről, vagy nagy L távolságok esetén az a/L látószögéről. Ha fényforrásunk nem monokromatikus, akkor a láthatóság emiatt is csökken, de függetlenül tehetjük magunkat ettől a hibától, ha az interferenciaképet több d távolság mellett mérjük. Mivel a fényforrások aligha teljesítik a modellünkben kirótt feltételeket, kidolgozták a reális fényforrásoknál – például egyenletesen világító gömb – várható kontraszt-eloszlásokat [17].

A Young-interferométer variánsa a Michelson-féle stellár interferométer is [17], amely egy csillagászati távcsőre szerelt berendezés (2. ábra). Az interferométer két nyílását itt a T_1 és a T_2 tükrök helyettesítette, a fény útja az ábrán követhető. Mivel a módszer monokromatikus fényben használható, a mérőeszköz elé színszűrőt kellett iktatni. Megkönnyíti a mérést, hogy a két tükröt nem is kell mozgatni, elegendő, ha a megfigyelő berendezés mozog, ami a Föld forgásával magától is megvalósul. A módszer annál érzékenyebb, minél nagyobb a két belépő tükrök $2d$ távolsága.

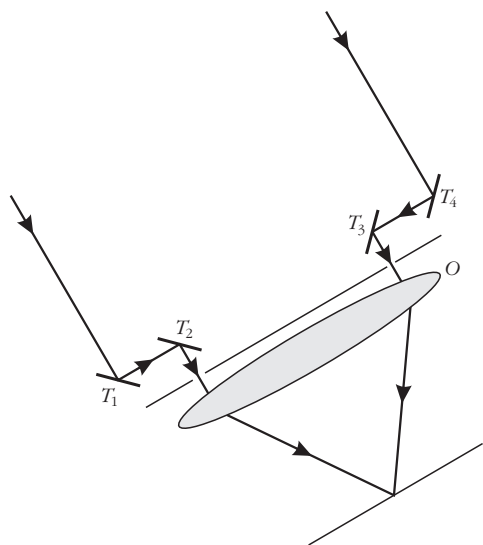
² Ebben a fejezetben felülvonással az időbeli átlagot, $\langle \rangle$ csúcsos zárójellel a sokaságátlagot jelöljük.

Bármilyen egyszerűnek látszik a mérés, a praxisban alig használható. A sikeres mérés feltétele, hogy az interferáló hullámok fázisát semmi se zavarja meg. A látható csillagok mérésénél használt eszköznél a legnagyobb tükrőtávolság $2d = 6$ m volt. A légköri sűrűségfluktuáció és az ezzel járó törésmutató-változás miatt a két távoli tükröre belépő sugárzás fázisa egymástól függetlenül is fluktuál, ehhez járul még, hogy a berendezésben magában is fellép légmozgás. (Lásd a Jánossy–Náray interferenciakísérletben megtett intézkedéseket.) Ilyen interferométerrel nagy nehézségek árán is csak néhány csillag szögátmérőjét lehetett megmérni. Rádiócsillagászatnál a távolságok a hullámhosszal arányosan növekednek, a két tükröt helyettesítő parabolaantennák távolsága 50 km is lehet. (Itt kábelek vezetnek a hullámot a fáziskülönbség detektorába, a nagy távolság és a hosszú út miatt a problémák ugyanazok.)

Itt következett az angol csillagászok nagyszerű ötlete: a természetes elektromágneses sugárzás intenzitása nem állandó, nemcsak terjedése során szenvedhet változásokat, hanem *fluktuációi függenek a fényforrás tulajdonságaitól*. Megmutatjuk, hogy az interferometria módszerével mérhető mennyiségek és az intenzitások szorzásával mérhető mennyiségek között szoros összefüggés áll fenn. A bizonyítás hosszú, a levezetések tömörítése aligha vezet célhoz. A módszer felfedezői formális levezetést adtak [13–16], amely a koherenciaelmélet [17] eredményein alapszik. Először rádiócsillagokon próbálták ki a módszert, azután terjesztették ki az optikai tartományra.

Purcell kvalitatív megfontolása alapján Jánossy [18, 19] adott olyan leírást a jelenségről, amely atomok sugárzásának tulajdonságait (a hullám lecsengése, Doppler-kiszélesedés, tetszőleges számú hullámvonulat) is figyelembe veszi és amelyet az optika alapműve [17] is idéz, mert jelentősége nagyobb körre terjed ki, mint az adott partikuláris probléma megoldása. Nem törekszünk az elmélet reprodukálására,

2. ábra. Michelson féle Stellár-interferométer, $T_1 - T_4$ tükrök, O objektív.



hanem csak a kiinduló feltételeket közöljük és csupán illusztráljuk az elmélet eljárását.

Most következő modellünkben a fényforrás egymástól független atomokból áll, vonalas spektrumot bocsát ki, egy vonalat kiválasztunk. Mivel az atomok egymástól függetlenek, a fázisok tetszőlegesek. Eltekintünk a hullámvonulatok lecsengésétől, mert a csillapodási idő jóval hosszabb a periódus idejénél. Tekintetbe vesszük viszont azt, hogy az atomok nem pontosan azonos frekvenciájú sugárzást emittálnak, a Doppler-effektus hatása már nem hanyagolható el. Ez a hatás nagyobb befolyással bír a spektrumra, mint a lecsengés okozta vonalkiszélesedés.

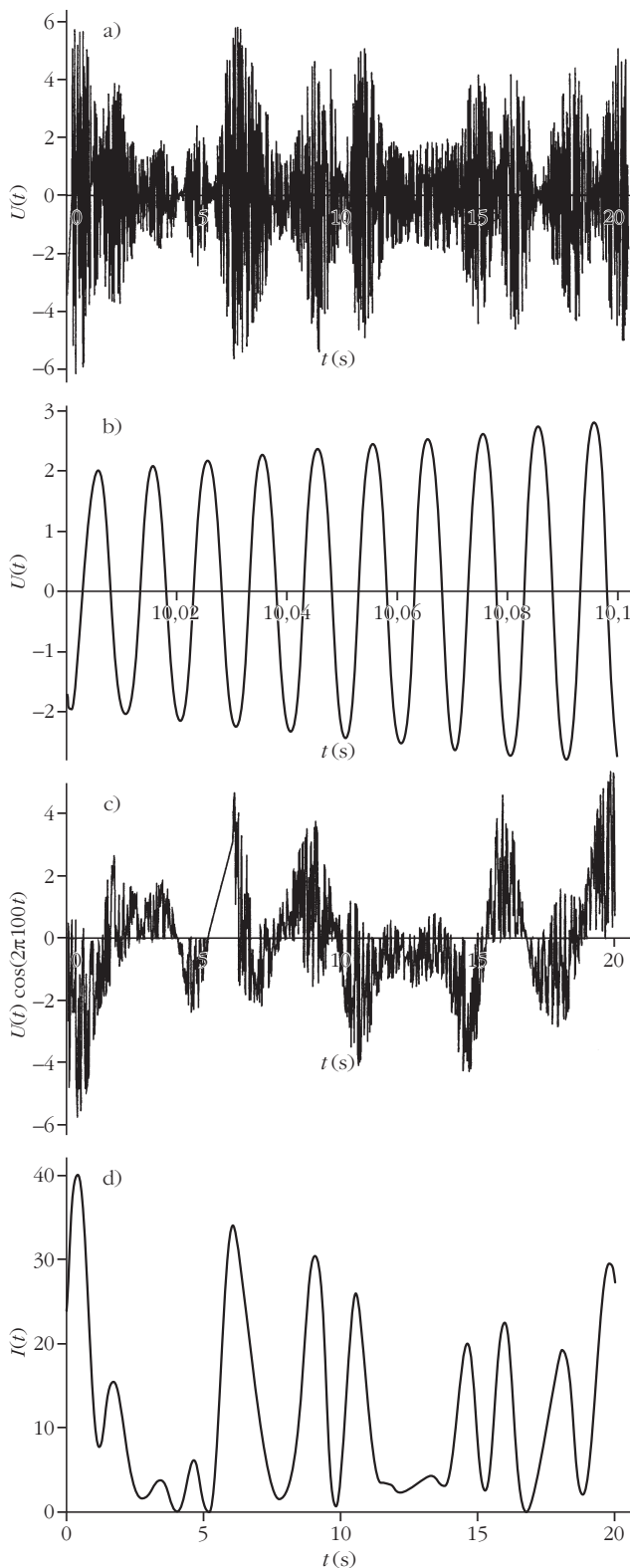
Az egymástól kissé különböző frekvenciájú hullámok szuperpozíciója következményeit mutatjuk be az alábbi modellen: $10 \text{ db } \cos[2\pi(\nu_i t + \varphi_i)]$ alakú hullámvonulatot adunk össze, ahol a ν_i frekvenciák a $(99,5 - 100,5) \text{ s}^{-1}$ intervallumba, és a φ_i fázisok a $(0-1)$ intervallumba eső véletlen számok, az átlagos frekvencia $\langle \nu \rangle \approx 100 \text{ s}^{-1}$. Az

$$U(t) = \sum_{i=1}^{10} \cos[2\pi(\nu_i t + \varphi_i)]$$

függvényt ábrázoljuk a 3.a ábrán $t = 0$ és $t = 20$ s között. Erre a szakaszra 2000 periódus esik, ezért a 3.a ábrán a sűrű vonalak összeszorulnak. Ha rövidebb, 0,1 s hosszú szakaszt veszünk, akkor a 3.b ábrán látszik, hogy az $U(t)$ függvény közel szinuszos. Ezt kapjuk bármely rövid időszak kiválasztásánál. Az amplitúdó rövid ideig közel állandó, hosszabb időtartamon belül viszont tetemesen fluktuál, de még ekkor is viszonylag lassan. A konstruktív és a destruktív interferencia hatása viszont pregnánsan jelentkezik. Ha nem 10, hanem több hullámot adtunk volna össze ugyanekkora, 1 s^{-1} hosszú frekvencia-intervallum mellett, akkor is ugyanezt a képet kaptuk volna. A fázis sem állandó, ez már nem észrevehető a 3.b ábrán, ezért a $U(t) \cos(2\pi 100 t)$ függvényt ábrázoltuk a következő, 3.c ábrán. Közel állandó fázis mellett a szorzat lassan változik.

A periódusidőhöz képest lassan változó frekvenciájú és fázisú hullámot *kvázimonokromatikus* hullámnak nevezik. Az amplitúdó és a fázis viszonylag lassú változása megengedi, hogy a fény intenzitását ugyanúgy számítsuk ki, mint a monokromatikus sugárzás esetében: az intenzitás az amplitúdó négyzete. Az eredeti $(0-20) \text{ s}$ intervallumban vizsgálva az intenzitást, az már nem lesz állandó, mint a 3.d ábrán látható is, olykor nullára csökken.³

³ A fázisok véletlenszerű összeadódásának következményeit magunk is tapasztalhatjuk, ha nem is időben, de térben. Ha a lézer fénye egy matt felületen (pl. papírlapon) szóródik, akkor a papírlapról szórt fény egy másik ernyőn majdnem rendezetlen megvilágítás formájában jelenik meg (speckle). A „majdnem” azt jelenti, hogy az egyes szemcsék kiterjedése véges, minél keskenyebb a lézer nyálábja, annál nagyobb a szemcsék mérete. A kép azért látszik állni, mert a lézer frekvenciája majdnem állandó. Ugyanez jelenne meg spektrállámpa estében egy fotolemezen is – igen rövid idejű expozíció esetén.



3. ábra. Véletlen frekvenciájú és fázisú hullámok szuperpozíciója és következményei. a) a tér szuperpozíciója 0–20 s intervallumban, b) ugyanaz 10–10,1 s intervallumban, c) $\cos(2\pi 100 t)$ -vel szorozva láthatóvá válik, hogy a fázis sem állandó, d) az intenzitás olykor nullára csökken. A fázis- és az intenzitásváltozás szinkronban van egymással.

Meggondoljuk, mit tesznek interferométereink (a lézerek kora előtt vagyunk): tekintsük a Michelson-interferométert (előző rész 1. ábrája). A részben át-

eresztő tükrön a hullám ketté válik, amplitúdója kisebb lesz, de ettől eltekintve a két hullám azonos. Az a kvázimonokromatikus hullám, amelyik a T_1 tükrőről verődik vissza és a visszaúton eljut az M megfigyelési pontba, leírható

$$E_1(t) = A_1(t) \cos[\omega t + \varphi(t)]$$

alakban, ahol az $A_1(t)$ amplitúdó és a $\varphi_1(t)$ fázis alig változik a $T = 2\pi/\omega$ periódusidő alatt. Ha a T_2 tükrő távolabb van a félig áteresztő tükrőtől, akkor ugyanez a hullám késve érkezik a megfigyelési pontba

$$E_2(t) = A_2(t-\tau) \cos[\omega(t-\tau) + \varphi(t-\tau)],$$

ahol a késési idő $\tau = (s_2 - s_1)/c$, itt $s_2 - s_1$ az úthosszak különbsége (akárcsak a Young-interferométernél), c pedig a fénysebesség.

Interferométerünk egy időpontban két mintát vesz a hullámból, az eredő térerősség a megfigyelés helyén

$$E(t) = E_1(t) + E_2(t),$$

az intenzitás pedig a térerősség négyzetének egy periódusra vett átlagértéke

$$\begin{aligned} I(t) &= \overline{E^2(t)} = \overline{E_1^2(t)} + \overline{E_2^2(t)} + 2 \overline{E_1(t) E_2(t)} = \\ &= I_1(t) + I_2(t) + \\ &\quad + 2 \overline{A_1(t) A_2(t-\tau) \cos[\omega t + \varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau)]}. \end{aligned}$$

Ez így is írható

$$\begin{aligned} I(t) &= I_1(t) + I_2(t) + \\ &\quad + 2 \overline{A_1(t) A_2(t-\tau) \cos[\varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau)] \cos(\omega\tau)} - \\ &\quad - 2 \overline{A_1(t) A_2(t-\tau) \sin[\varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau)] \sin(\omega\tau)}. \end{aligned}$$

Ha az adott τ késleltetés mellett hosszú ideig (mondjuk egy másodpercig) mérünk, akkor az intenzitás várható értékét kapjuk, ami már nem függ a t időtől. Jelöljük a várható értéket a $\langle \rangle$ jellel.

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= \langle I_1(t) \rangle + \langle I_2(t) \rangle + \\ &\quad + 2 \langle A_1(t) A_2(t-\tau) \cos[\varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau)] \cos(\omega\tau) \rangle - \\ &\quad - 2 \langle A_1(t) A_2(t-\tau) \sin[\varphi_1(t) - \varphi_2(t+\tau)] \sin(\omega\tau) \rangle. \end{aligned}$$

Ha fényforrásunkban a spektrumot döntő módon az atomok hőmozgása (Doppler-effektus) szabja meg, akkor az ω frekvencia eloszlását egy ω_0 átlagos frekvencia körüli Gauss-görbe írja le. Tehát az előző képletben a $\sin(\omega\tau)$ függvényt tartalmazó tag kiesik. Továbbá a várható érték nem függ az időtől, ezért a mért intenzitás így írható le:

$$\langle I \rangle = \langle I_1 \rangle + \langle I_2 \rangle + \sqrt{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} C_{12}(\tau) \cos(\omega\tau).$$

A $C_{12}(\tau)$ mennyiség a az interferenciakép modulációjának mélységét szabja meg, és egyrészt a fényforrás

külső tulajdonságaitól (méret, a sugárzás lokális fényesség), valamint a belső tulajdonságoktól, mint a fényforrás anyaga, a hőmérséklet eloszlása és nem utolsósorban az idő-, illetve az úthosszkülönbségtől függ. Meghatározható az egyik tükör mozgásával nyert intenzitáseloszlásból. Ha a fényforrás homogén, akkor C_{12} szétválasztható [20]

$$C_{12} = G_c \gamma_{12}(\tau),$$

ahol a G_c a fényforrás külső tulajdonságaitól függ, a Young-interferométerre adott példánk alapján a forrás méretétől igen, de nem függ az interferométer által meghatározott $(s_1 - s_2)$ úthosszkülönbségtől. Fordítva, γ_{12} éppen az úthosszkülönbség, vagy másképp az időkülönbség függvénye, amely a fényforrás spektrumától függ.

Az a tény, hogy interferenciát tapasztalunk, azt tükrözi, hogy az atomok által kisugárzott elektromágneses tér két különböző időpontban felvett értékei nem függetlenek egymástól akkor sem, ha az atomok egymástól függetlenül sugároznak. Számunkra most ez a legfontosabb tanulsága az interferenciakísérletnek. Természetesen ez az időkülönbség nem tetszőlegesen nagy, a $\gamma(\tau)$ függvény lecseng.

Most meggondoljuk, mit mér a koincidenziaberendezés.

Tapasztalat szerint annak a valószínűsége, hogy egy sokszorozó jelet adjon arányos a ráeső intenzitással, tehát mindkét sokszorozó egyidejű megszólalásának valószínűsége arányos az intenzitás négyzetével.

A koincidenziaberendezés felbontóképesége véges, akkor is jelez, ha a két sokszorozó csak közel egyidejűleg szólal meg. Ez nem is baj, hiszen a *3.d ábrából* látható, hogy az intenzitás a periódusidőhöz képest hosszú ideig csak keveset változik, az interferenciakísérlet alapján az időben közel eső jelenségek pedig nem függetlenek. A koincidenziaberendezést egy olyan $\kappa(t)$ függvénnyel jellemezzük, amely megadja, hogy készülékünk hányad részét regisztrálja azoknak a jeleknek, amelyek τ időkülönbséggel érkeznek. Felbontóképeségnek a

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \kappa(\tau) d\tau$$

mennyiséget nevezzük, ahol $\kappa(0) = 1$. Annak a valószínűsége, hogy a 1 jelű sokszorozó megszólalása esetén koincidenziát kapunk

$$w(t) dt = r^2 \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) I_2(t+\tau) \kappa(\tau) d\tau.$$

Itt r arányossági tényező. rI annak valószínűsége, hogy a sokszorozó I intenzitás hatására jelet adjon. Az egységnyi idő alatt fellépő koincidenziák számának várható értéke pedig

$$K = r^2 \left\langle \int_{-\infty}^{\infty} I_1(t) I_2(t+\tau) \kappa(\tau) d\tau \right\rangle.$$

Mivel a várható érték nem függ az időtől

$$K = r^2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_1(0) I_2(\tau) \rangle \kappa(\tau) d\tau.$$

Vegyük észre, hogy az interferenciát az

$$E_1(t) E_2(t+\tau)$$

szorzat, a koincidenziákat az

$$I_1(t) I_2(t+\tau)$$

szorzat reprezentálta. Mindkettő szoros kapcsolatban áll a valószínűségi számításból ismert *korreláció* fogalmával. Megadjuk az összefüggést az interferencia- és a koincidenziamérés eredményei között. Már a *3.c* és a *3.d ábra* összehasonlítása is mutatja, hogy a kvázimonokromatikus hullám fázisváltozásai és intenzitásváltozásai szinkronban vannak. Valóban a számítások [18, 19] alapján összefüggést találunk a koincidenziamérésekben és az interferenciámérésekben kísérletileg meghatározható (lásd (2)) mennyiségek között

$$\langle I_1(0) I_2(\tau) \rangle = \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle C_{12}^2(\tau),$$

tehát

$$K = r^2 \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle \left[\int_{-\infty}^{\infty} \kappa(\tau) d\tau + \int_{-\infty}^{\infty} C_{12}^2(\tau) \kappa(\tau) d\tau \right]. \quad (2)$$

Ha a τ időkülönbség nagy, akkor az utóbbi egyenletben az utolsó mennyiség eltűnik. Mivel egy-egy sokszorozó impulzusainak száma az egységnyi idő alatt $N_1 = r\langle I_1 \rangle$, $N_2 = r\langle I_2 \rangle$, a (2) összefüggés első tagja

$$r^2 \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle \kappa(\tau) d\tau = 2N_1 N_2 \theta \equiv K_v$$

a véletlen koincidenziák száma, tehát az intenzitások közötti kapcsolatot a (2) egyenlet második tagja valószínűsíti meg. A (2) egyenletben szereplő $C_{12}^2(\tau)$ mennyiség még $\tau = 0$ időkülönbség mellett is legfeljebb egységnyi nagyságú, továbbá a mérések tanúsága szerint még a speciálisan interferometriai célokra készített fényforrások esetében is 30 cm úthosszkülönbségnél már lecseng az interferencia. 30 cm pedig $\theta = 10^{-9}$ s időkülönbségnek felel meg. Azért nem kaptunk a (első rész [11]) koincidenziakísérletben mérhető, szisztematikus koincidenziákat, mert az ott használt $\theta = 2 \cdot 10^{-6}$ s felbontóképeség mellett a véletlen koincidenziák száma nagyon magas volt, a szisztematikusok száma jóval a mérési hibán belül esett. (Jánosyt idézve: „Ha tudtunk volna arról a jelenségről, ami fent ismertett effektust okozta, szándékosan választottunk volna »nagy« felbontóképeséget, hogy az effektus okozta koincidenziákat elkerüljük. Előreszaldunk: az ideális lézer fénye nem fluktuál, ott ilyen jelenség nem léphet fel. Ha a kísérletünk idején már létezett volna lézer, azzal dolgoztunk volna.”)

Brannen és Ferguson [7] azon mérésénél, ahol még cáfolni vélték Hanbury-Brown és Twiss mérését, a felbontóképesség ugyan $1,5 \cdot 10^{-9}$ s volt, viszont azért nem találták meg első mérésükben a jelenséget, mert a nagynyomású lámpa fényének koherenciahossza még az 1 cm-t sem érte el. Ebben a mérésben a (2) egyenlet második tagja megint túl kicsi lett az elsőhöz képest.

Elvégeztük a megfelelő mérést [21]. Fényforrásunk egy interferenciamérésekhez készített, egyenáramú gerjesztésű Kr kislési cső volt, a lámpa 557 nm hullámhosszú vonalát használtuk. Ez a vonal másodlagos hullámhossz standard. A hullámhosszat monokromátor választotta ki. Hasonló felépítésű optikai rendszert használtunk, mint az előző kísérletben. Mivel az interferencia fontos szerepet játszik az elméletben, folytonosan ellenőriztük a berendezés interferometrikus pontosságú stabilitását: A sokszorozók elé egy-egy kifűrt T_1 és T_2 tükröt helyeztünk (4. ábra), a furat képezte a diafragmát, amely a sokszorozóra eső fénynyalábot meghatározta, a diafragma szélén levő tükröző felület viszont a Michelson-interferométer tükröként működött. Így egyszerre tudtunk koincidienciát mérni és a TS teleszkóp segítségével az interferenciát megfigyelni. Véletlen koincidienciák mérésénél az egyik tükröt a monokromátor megkerülésével és a fényút 5 méteres meghosszabbításával értük el, ez $17 \cdot 10^{-9}$ s időkülönbségnek felel meg. A koincidenziaberendezés felbontóképessége $1,2 \cdot 10^{-9}$ s volt.

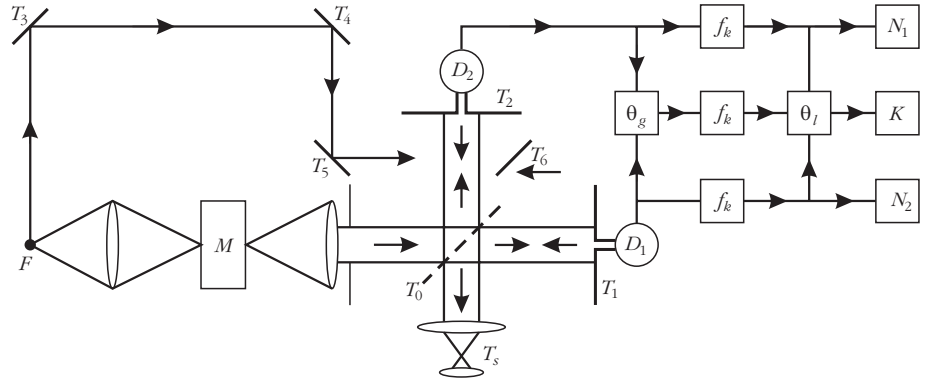
Megmértük a koherenciaképességet az úthossz-(idő-)különbség függvényében, és számítással meghatároztuk a fényforrás véges méretének hatását. A mért koherenciaképesség az 1,2 ns feloldóképességnél jóval rövidebb idő alatt lecsengett, ezért a $\kappa(0) = 1$ miatt

$$\int_{-\infty}^{\infty} C_{12}^2(\tau) \kappa(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} C_{12}^2(\tau) d\tau \equiv \beta \theta,$$

a mérésekből és a számításból $\beta = 0,045$ adódott. Tehát az egységnyi időre eső koincidienciák száma

$$k = 2 r^2 \langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle \theta (1 + \beta).$$

A szisztematikus koincidienciák száma még ilyen nagy felbontóképesség mellett is alig múlja felül a véletlenekét. Ezért ugyanúgy, mint az előző esetben, felváltva végeztük a koherens és inkoherens megvilágítással a mérést 200 másodpercenkénti váltással. Az első méréssorozatban 1760 méréspárt végezve β -ra a koincidenziamérésből $(4,5 \pm 0,25)\%$, interferenciamérésből $(4,6 \pm 0,17)\%$ adódott. A második sorozat 2538 méréspárja rendre $(4,4 \pm 0,33)\%$, illetve $(4,0 \pm 0,17)\%$ értéket eredményezett,



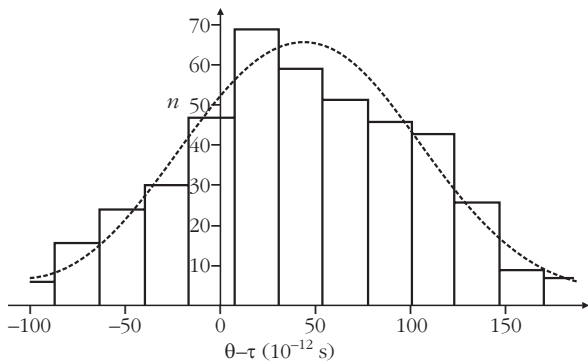
4. ábra. Az intenzitások korrelációját mérő berendezés. F fényforrás, M monokromátor, T_0 részben áteresztő tükör, T_1 és T_2 kifűrt tükrök, D_1 és D_2 , detektorok, T_3 teleszkóp az interferencia megfigyelésére, $T_3 - T_0$ a fényút meghosszabbítására szolgáló tükrök, a T_6 tükröt a mérő nyalábjába be lehet billenteni. θ_g 1,25 ns felbontású, θ_l 1 μ s felbontású koincidenziá-áramkör, f_k impulzusformáló áramkörök, K , N_1 és N_2 számláló berendezések. Az interferenciában résztvevő nyalábot szélesnek rajzoltuk, a meghosszabbított fényút nyalábját csak jelöltük.

jó egyezéssel. (A két méréssorozat közben átépítettük a berendezést, a lámpa is öregedett, ez okozhatta az interferenciamérésnél tapasztalt eltérést.)

Nagy számok kis különbségét kimutatni mindig izgalmas feladat. Egyrészt ügyelni kell arra, hogy a berendezés valamely tökéletlensége ne okozzon hibát,⁴ különösen akkor, ha a műhiba a várt effektus nagyságrendjébe esik. Ezért minden négy koherens-inkoherens méréspárt két ellenőrző mérés követett. Ha ezek nem utaltak a mérőberendezés hibájára, akkor még a statisztikai ingadozások okoztak izgalmat. Az adott esetben egy-egy 200 másodperces leolvasás alkalmával mintegy 900 darab koincidienciát számoltunk meg. Az ilyen események ritkák és egymástól függetlenek ezért a koincidenziaszám Poisson-eloszlást követ. A szórás várható értéke 30, összemérhető a várható különbséggel, $0,045 \cdot 900 = 40$. Ezért gyakran előfordult, hogy a koherens megvilágításnál kevesebb koincidenziát kaptunk, mint az azt követő inkoherensnél. Megesett, hogy tapasztalt kollégák is berendezéshibára gyanakodtak. A jelen munka szerzője bár nem kételkedett a valószínűségi számításban, maga sem örült a fordított előjelű effektusnak, viszont boldog volt, ha koherens megvilágításnál jóval nagyobb, mondjuk 50–60 értékkel nagyobb koincidenziaszámot mért az egyébként automatizált berendezés, mint inkoherens esetben. A statisztika törvényeinek ennyire alávetett mérés érdekesebb a szerencsejátéknál, amiben végeredményben mindig a bank, az adott esetben a tudomány törvényei nyernek. Az egyes leolvasáspárokból számolt koincidenziaszám különbségének eloszlását a 5. ábrán szemléltetjük. Látható, hogy akadt, amikor a különbség negatív volt, de az átlag azért pozitív lett.

Természetesen a fenti kísérletet elvégezték a koincidenziamérés felfedezői [23] még mielőttünk, éppúgy periodikusan váltogatva a koherens és inkoherens megvilágítást, mint az első (első rész [11]) koincidenziakísérletben, és az egymás után következő leol-

⁴ Előfordult ilyen. A disszertációmiban [22] nemcsak az eredményekről, hanem a bakikról is írtam.



5. ábra. A koherens és inkoherens nyalábokkal mért koincidenánciák száma normált különbségének hisztogramja és az illesztett Gauss-görbe.

vasások különbségét értékelték. Ők is összehasonlították a mért koincidenánciaszámot az interferenciámérésekből adódó mennyiséggel. A két eredmény jól egyezett. A méréssel kapcsolatos szépséghiát egy apró megjegyzés okozta: az egyik méréssorozatban megállapították a 10–10 leolvasásból származó koincidenánciaszámok empirikus szórását. Mivel a szórás kisebbnek bizonyult, mint a standard hiba, arra a következtetésre jutottak, hogy a berendezés paraméterei a mérés folyamán nem változtak. Ez azért téves állítás, mert a koincidenánciaszámok Poisson-eloszlást *kell* követnie, (lévén a koincidenánciak egymástól függetlenek és ritkák) a mért szórásnak csak a statisztika által elfogadott hibán belül szabad eltérnie az elméleti értéktől. Ha szignifikánsan nagy az eltérés, akkor keresni kell a hibát. Mi volt az eltérés oka, nem tudni, de a fenti kijelentésért a Jánossy-iskolában sarokba állítás járt.

A fény intenzitásának a rövid idejű megnövekedése fontos jelenség, az irodalomban a *photon bunching* (csomósodás) elnevezést kapta, felfedezése a két angol csillagász érdeme. A jelenség tisztán a foton kép, a Bose–Einstein-statisztika alapján is értelmezhető, ezt tette Györgyi Géza a jelen folyóirat hasábjain [24].

Megállapíthatjuk, hogy a jelen részben ismertetett mérések nem adtak választ a cikksorozat első részében felvetett problémára – arra, hogy képes-e egy foton egyidejűleg két detektorra megszólaltatni. Koincidenánciak létrejöttéhez két foton kellett.

A jelenség vizsgálata egy praktikus, mérés-technikai problémából indult ki, és azt fel is használták. Az ausztráliai Narrabiban épült fel egy intenzitás-interferométer [25], amelynek tükröi 188 m távolságra távolíthatók el egymástól. A paraboloid tükrök mérete 6,5 m (a Young-interferométer két diafragmája!). Ezeket irányítják a mérendő csillagokra. Egy tükör nem is egyetlen darabból áll, hanem 252 darab hatszögű sík-tükrökből, hiszen intenzitásmérésnél nem szükséges a

fázisinformációt megőrizni. Az idézett mű 32 megmért csillagot sorol fel $6,1 \pm 0,7$ és $0,41 \pm 0,03$ millimásodperc szögátmérő között. Kimutatták a Szűz alfája iker-csillag voltát, ez tekinthetjük a berendezés hitelesítésének is, hiszen egy másik, független spektroszkópiai, mérés már kimutatta a forgást.

Irodalom

1. A. Brillet, J. L. Hall: Improved laser test of the isotropy of space. *Phys. Rev. Lett.* **42** (1979) 564.
2. G. Magyar, L. Mandel: Interference fringes produced by superposition of independent maser light beams. *Nature* **198** (1963) 255.
3. R. L. Pfligor, L. Mandel: Interference of independent photon beams. *Phys. Rev.* **159** (1967) 1084.
4. A. T. Forrester, R. A. Gudmundsen, P. O. Johson: Photoelectric mixing of incoherent Light. *Phys. Rev.* **99** (1955) 1691.
5. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: Correlation between Photons in Two coherent beams of light. *Nature* **177** (1956) 27.
6. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: A New Type Interferometer for Use in Radio Astronomy. *Pbil. Mag.* **45** (1956) 663.
7. E. Brannen, H. I. S. Ferguson: The Question of Correlation between Photons in Coherent Light Beams. *Nature* **178** (1956) 481.
8. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: The question of correlation between photons in coherent light rays. *Nature* **178** (1956) 1447.
9. R. Q. Twiss, R. Hanbury-Brown: The Question of Correlation between Photons in Coherent beams of Light. *Nature* **179** (1957) 1128.
10. G. Rebka, R. V. Pound: Time Correlated Photons. *Nature* **180** (1957) 1035.
11. E. Brannen, H. I. S. Ferguson, Wehlau: Photon Correlation in Coherent Light Beams. *Canad. J. Phys.* **36** (1958) 871.
12. E. M. Purcell címnélküli megjegyzése a [7] cikkhez. *Nature* **178** (1956) 1449
13. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: Interferometry of the intensity fluctuations in light I. Basic theory: the correlation between photons in coherent light beams. *Proc. Roy. Soc.* **242** (1957) 300.
14. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: Interferometry of the intensity fluctuations in light II. An experimental test of the theory for partially coherent light. *Proc. Roy. Soc.* **243** (1958) 291.
15. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: Interferometry of the intensity fluctuations in light III. Application to astronomy. *Proc. Roy. Soc.* **243b** (1958) 199.
16. R. Hanbury-Brown, R. Q. Twiss: Interferometry of the intensity fluctuations in light IV. A test of the intensity interferometer on Sirius A. *Proc. Roy. Soc.* **248** (1958) 222.
17. M. Born, E. Wolf: *Principles of optics*. Cambridge University Press, 7-th ed. 1999.
18. L. Jánossy: On the classical fluctuations of a beam of light. *Il Nuovo Cimento* **6** (1957) 111.
19. L. Jánossy: The fluctuations of intensity of an extended light Source. *Il Nuovo Cimento* **12** (1959) 369.
20. L. Mandel: Concept of cross-spectral purity in coherence theory. *J. Opt. Soc. Am.* **51** (1961) 1342.
21. Gy. Farkas, L. Jánossy, Zs. Náray, P. Varga: Intensity Correlation of Coherent Light Beams. *Acta Phys. Hung.* **18** (1965) 199.
22. Varga P.: *Koherens fénynyalábok fluktuációinak vizsgálata*. kandidátusi értekezés, Budapest, 1962.
23. R. Q. Twiss, A. G. Little: The detection of the time-correlated photons by a coincidence counter. *Australian J. Phys.* **12** (1959) 77.
24. Györgyi Géza: Sugárnyalábok ingadozásai és korrelációja a részecske-kép alapján. *Fizikai Szemle* **12** (1962) 147.
25. R. Hanbury-Brown: *The Intensity Interferometer*. Taylor & Francis, London, 1974.

Szerkesztőség: 1027 Budapest, II. Fő utca 68. Eötvös Loránd Fizikai Társulat. Telefon/fax: (1) 201-8682

A Társulat Internet honlapja <http://www.elft.hu>, e-postacíme: mail.elft@mtesz.hu

Kiadja az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, felelős: Szatmáry Zoltán főszerkesztő.

Kéziratokat nem őrzünk meg és nem küldünk vissza. A szerzőknek tiszteletpéldányt küldünk.

Nyomdai előkészítés: Kármán Tamás, nyomdai munkálatok: OOK-PRESS Kft., felelős vezető: Szatmáry Attila ügyvezető igazgató.

Terjeszti az Eötvös Loránd Fizikai Társulat, előfizethető a Társulatnál vagy postautalványon a 10200830-32310274-00000000 számú egyzámlán.

Megjelenik havonta, egyes szám ára: 780.- Ft + postaköltség.

HU ISSN 0015–3257 (nyomtatott) és **HU ISSN 1588–0540** (online)