

galaxison belüli terjedése során bekövetkező ütközésekre épített elméleti becslést (a 7. *ábra* folytonos görbéje). A modellek minden bizonytalansága ellenére egyértelmű, hogy a másodlagosan keltett pozitronoknak a töltött leptonokhoz viszonyított arányában az energia növekedésével csökkenést kellene tapasztalni. A mért többletfluxus valamiféle elsődleges forrás(ok) jelenlétét valószínűsíti.

Az elmúlt közel egy év asztrofizikai irodalma tele van a lehetséges elsődleges forrásokra vonatkozó javaslatokkal. Ezek a pontszerű (pulzár) forrásoktól egészen az úgynevezett kozmikus húrok bomlástermékeiig terjednek. Természetesen számos elemzés született a sötét anyag eredetére is, amelyet az anti-protonspektrumban nem észlelt extra komponens nagyon erős korlátok közé kényszerít.

A PAMELA misszió adatgyűjtése legalább 2009 végéig tart. Az adatsor továbbnövelése lehetővé teszi a spektrum 300 GeV-ig statisztikailag megbízható meghatározását. Az annihilációs mechanizmus az annihiláló részecskék tömegének közelében éles levágást követel. Ez a karakterisztika nagyon világos útmutatást adna a CERN LHC kísérleteiben az új (szuperszimmetrikus) részecskék kereséséhez. Ugyanakkor a környezetünk galaktikus röntgenforrásait minden korábbinál részletesebben feltérképező FGST (Fermi Gamma Ray Space Telescope) misszióval a pozitrontöbblet esetleg járulékot adó pulzárforrások megtalálásában is jelentős előrehaladás várható. Ugyanez a berendezés a galaxisunk centrumában lévő szupermasszív fekete lyuk környezetéből észlelt röntgenfotonokkal alkalmas a sötét anyag annihilációjából származó fotonok kimutatására, bár ezek leválasztása az egyéb forrásokról erősen modellfüggő.

A példák alapján világos lehet e cikk szándéka: a csillagászati és részecskefizikai szemléletű kutatási programok összehangolt megvalósítása előnyeinek hangsúlyozása. Remélhetőleg az egymás törekvéseit kölcsönösen kioltó ellenpropaganda-kampányok korszakát a világ szerkezetére vonatkozó tudásunkat kölcsönösen kiegészítő ismeretekkel gazdagító együttműködés korszaka váltja le.

Irodalom

1. S.D.M. White: Fundamental physics: why Dark Energy is bad for Astronomy. *Rept. Prog. Phys.* 70 (2007) 883–898.
2. E.W. Kolb: A Thousand Invisible Cords Binding Astronomy and High-Energy Physics. *Rept. Prog. Phys.* 70 (2007) 1583–1596.
3. Cleveland, B. et al.: Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. Journal* 496 (1998) 505.
4. J. N. Bahcall, A. Serenelli, S. Basu: New solar opacities, abundances, helioseismology, and neutrino fluxes. *Astrophys. Journal Letters* 621 (2005) L85.
5. Davis, R. et al., 1972 *Proc. of the Neutrino '72 Conference, Balatonfüred, Hungary.* (szerk. A. Frenkel, G. Marx) OMKDK-TECHNOINFORM, Budapest 1972, vol. 1, p. 3.
6. Forrás: <http://apod.nasa.gov/apod/ap980605.html>
7. K. Rajagopal, F. Wilczek: The Condensed Matter Physics of QCD. in *Handbook of QCD* (szerk. M. Shifman) World Scientific, 2001, vol. 3, pp. 2064–2138.
8. Ke Han et al.: Search for stable Strange Quark Matter in lunar soil. *Phys. Rev. Lett.* 103 (2009) 092302.
9. E. T. Herrin, D. C. Rosenbaum, V. L. Teplitz: Seismic search for strange quark nugget. *Phys. Rev. D* 73 (2006) 043511.
10. A. Tiengo, S. Mereghetti: XMM-NEWTON discovery of 7s pulsations in the isolated neutron star RX J1856.5-3754. *The Astrophysical Journal* 657 (2007) L101–L104.
11. Clowe, Douglas, et al.: A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter. *The Astrophysical Journal* 648 (2006) L109–L113.
12. O. Adriani et al.: New Measurement of the Antiproton-to-Proton Flux Ratio up to 100 GeV in the Cosmic Radiation. *Phys. Rev. Letters* 102 (2009) 051101; An anomalous positron abundance in cosmic rays with energies 1,5–100 GeV. *Nature* 458 (2009) 607–609.

A JÁNOSSY-KÍSÉRLETEK – III.

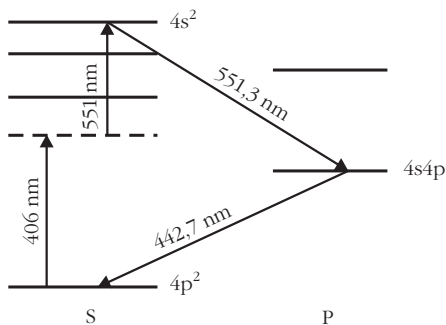
Varga Péter
Műszaki Fizikai és Anyagtudományi Kutatóintézet

Egyfotonos kísérletek

A Jánossy vezette kísérletek ismertetésénél rámutatunk, hogy ezeket szigorú értelemben véve nem egy fotonnal végezték el. Valójában a fénynyalábban a részben áteresztő tükör és a detektorok közötti (lásd I. rész a [11] koincidenciakísérlet) szakaszon, illetve a részben áteresztő tükör és a reflektáló tükrök (lásd I. rész a [13] interferenciakísérlet) közötti szakaszon a fény energiájának *várható értéke* nem haladta meg egyetlen foton $h\nu$ energiáját. A fényforrás a kiválasztott hullámhosszon minden irányban sugároz, a teljesítménye ugyan csak mikrowattokban mérhető, de a fotonok száma így is nagy. Mi csak egy szűk nyalábot választottunk ki, ezzel nem a fotonok számát csökkentettük, hanem annak a valószínűségét, hogy egy adott foton a nyalábon belül tartózkodik. Ez a megállapítás nemcsak Jánossy kísérleteire vonatkozik, ha-

nem a többi, eddig ismertetett kísérletre is. Ezért fordulhatott elő, hogy az előző részben tárgyalt kísérletekben (II. rész [5, 21]) legalább két foton esett be a két detektorra a feloldóképességnek megfelelő időtartam alatt.

Aspect [1] és társai állítottak elő olyan fényforrást, amely lehetővé tette, hogy kijelenthessük, hogy egy adott időintervallumon belül nagy valószínűséggel nincsen egynél több foton a térnek abban a tartományában, amelyet fent definiáltunk. A fényforrás kalciumgőzt tartalmazott, az atom termsémája az 1. *ábrán* látható. Legyen az atomok sűrűsége olyan kicsi, hogy a gerjesztett atom csupán sugárzással vesztheti el energiáját. Amennyiben egyedül a $4p^2$ nívó van gerjesztve, akkor csak a $4s5p$ és a $4s4p$ nívóra van sugárzásos átmenet. A $4s4p$ nívóra való átmenetnél a kisugárzott fény hullámhossza 422,7 nm, a kaszkád második lépésőjében kilépő pedig 551,3 nm. A közbülső $4s4p$



1. ábra. A Ca termsémájának felhasznált része

nívó élettartama $\tau = 4,7 \cdot 10^{-9}$ s. A $4p^2$ állapot gerjesztését választjuk olyan kicsire, hogy ezen idő alatt nagy valószínűséggel ne gerjedjen még egy atom, így biztosak lehetünk abban hogy a 551,3 nm hullámhosszon kisugárzott foton detektálása esetén a τ idővel összemérhető intervallumon belül nagy valószínűséggel egy és csak egy foton tartózkodik a térben.

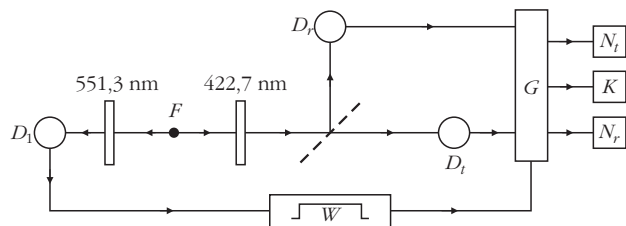
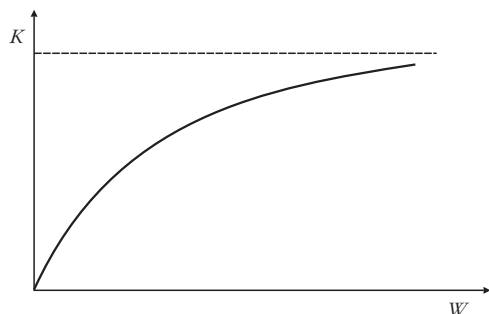
Ügyelni kell arra, hogy csakis a kiinduló $4p^2$ állapotot gerjesszük. Ez nem lehetséges a $4s^2-4p^2$ átmenetnek megfelelő hullámhosszú fényvel, mert a főkvantumszám nem változik, az átmenet tiltott. Ezért a szerzők a kéthullámhosszú (kétfotonos) gerjesztést alkalmazták, egyidejűleg 406 nm és a 551 nm hullámhosszon működő lézerral világították meg a gázt. Az ilyen gerjesztés határfoka kicsi, de a lézerek nagy teljesítménye miatt a gerjesztés valószínűsége nagy.

Ezzel elértük azt, hogy van olyan fényforrásunk, amely rövid időn belül két és csak két meghatározott hullámhosszhoz (frekvenciához) hozzárendelhető fotonot emittál.

Grangier és társai [2] két kísérletet végeztek. Az egyik megfelel a koincidenziakísérletnek (2. ábra), de a berendezés csak akkor kerül mérésre kész állapotba, amikor az 551,3 nm hullámhosszra érzékeny D_1 detektor fotonot detektál. Természetesen a D_1 detektor sem számlál meg minden fotonot, de ha megszólal, akkor jelen van a térben a kaskád másik átmenetében emittált foton is. Ezt a fotonot is lehet detektálni egy másik színszűrő-detektor kombinációval, de ne siessük el, előbb bocsássuk a 422,7 nm hullámhosszú sugárzást részben áteresztő tükörrre, utána pedig a D_1 és D_2 detektorra.

A D_1 detektor egy adott w időtartamú kapujelet indít el, ez engedélyezi a másik két detektor jeleinek és azok koincidenziáinak számlálását. Mivel a másik

3. ábra. A koincidenziajelek száma a w kapujelet hosszának függvényében



2. ábra. Grangier és társai [2] koincidenziamérése. F a fényforrás, D_1 a monitor detektor, D_2 és D_3 az áteresztett és a visszavert fény detektorai, W kapujelet formáló áramkör, G kapu, K , N_1 és N_2 számlálók.

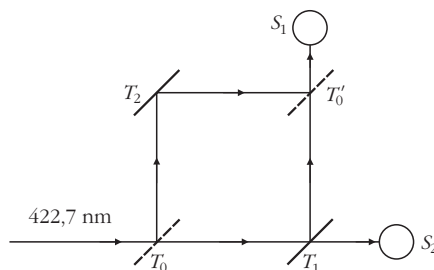
foton rövid időn belül követi az elsőt, a kapujelet is rövidre választjuk és figyeljük, vajon megszólal-e mindkét detektor, a D_1 és a D_2 . A kvantumelmélet értelmében viszont csak a D_1 vagy a D_2 detektor szólalhat meg, tehát nem lép fel koincidenzia. Hosszú w kapuidő esetén a berendezés már azokat a fotonokat is megszámlálja, amelyek az engedélyező jeltől függetlenek, mert ezek egy későbbi atomi átmenetből származnak. Ez felel meg a véletlen koincidenziáknak. A mért görbe alakja a kapujelet függvényében a 3. ábrán látható. Rövid kapujeleknél nem volt koincidenzia, tehát a 422,7 nm hullámhosszhoz rendelhető foton csak az egyik detektort szólaltatta meg. Ez volt az igazi koincidenziamérés.

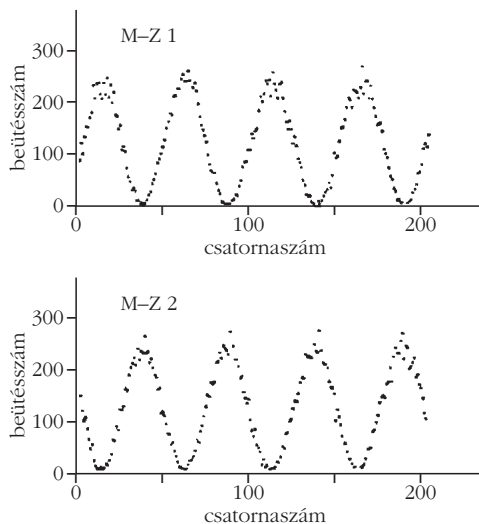
Valóban hullámként terjedt a sugárzás? Ezt ugyanabban a [2] cikkben közölt kísérletben igazolták. Mach-Zehnder-interferométert használtak (4. ábra); ez nem más, mint egy széthajtogatott Michelson-interferométer, de két detektorral is lehet mérni, a T_0' tükör két oldalán. Úthosszkülönbséget a T_0 vagy a T_0' részben áteresztő tükörnek a normálisa irányában végzett mozgásával lehet létrehozni. Az elektromágneses hullámok elmélete szerint a két csíkrendszer egymáshoz képest π fázissal el van tolva (lásd Appendix), ha egy tükörállásnál az egyik oldalon interferencia-maximumot találunk, a másik oldalon minimum lép fel.

A detektorok jelét csak akkor számlálták meg, ha az 551,3 nm hullámhosszú sugárzást regisztráló detektor ezt engedélyezte. Az 5. ábrán a két detektor által mért impulzusszámot ábrázolták, a T_0' részben áteresztő tükör helyzetének függvényében. Egy-egy pont $\lambda/50$ eltolásnak felel meg. Tisztán látható hogy a két detektor ellenfázisban volt. Ez volt az igazi kismintázású interferenciámérés.

Grangier és társai megvalósították, hogy valóban egyetlen foton legyen csak a berendezésben, és meggyőztek arról, hogy a bevezetésben felvetett ellent-

4. ábra. Mach-Zehnder-interferométer. T_0 és T_0' részben áteresztő tükrök, T_1 és T_2 tükrök.





5. ábra. Intenzitáseloszlás A Mach–Zehnder-interferométer két kimenetén [2]

mondás szeparált fotonok estén is fellép. Grangier eredménye még magyarázható lenne a foton kollapszusával, amit Jánossy vezetett be (lásd I. rész).

Többször hivatkoztunk a kvantum-elektrodinamikára, talán ez kiküszöböli a kollapszust? Nem, csak olyan szabályrendszert alkotott, amelyik automatikusan megalkotja a fotont, mint a fényelektromos jelenség okozóját.

Kell a kvantumelektrodinamika!

Mielőtt fejezetünk címében szereplő tárgyra térnénk, egy újabb fogalommal kell megismerkednünk: a paraméteres sugárzással.

Már az előző fejezetben is olyan fényforrással találkoztunk, amely közel egyidejűleg két fotonot emittált. Most is ilyenre lesz szükségünk, de az előzőekben még nem számított a hullámok fázisa, most olyan fényforrást választunk, amelynél ezt is figyelembe lehet venni. Egy nemlineáris optikai jelenséget, a paraméteres sugárzást használjuk fel. Ismert, hogy egy nagy intenzitású, ω_0 frekvenciájú lézer – megfelelően megválasztott anyag esetén – $2\omega_0$ frekvenciájú hullámot, felharmonikust kelt. Ahhoz, hogy az alaphullám terjedése során folytonosan generálja a saját felharmonikusát az kell, hogy az alaphullám és a felharmonikus mindvégig fázisban legyenek, vagyis a két hullám egyenlő sebességgel terjedjen. Ehhez teljesülnie kellene az

$$\omega_0 t - \mathbf{k}_{\omega_0} \mathbf{r} + \varphi_{\omega_0} = 2 \omega_0 t - \mathbf{k}_{2\omega_0} \mathbf{r} + \varphi_{2\omega_0}$$

egyenlőségnek, ez viszont nemcsak a frekvenciára, hanem a hullámszámra és a fázisra is kikötést ad. (A vektorokat félkövérrel jelöljük, utalva arra, hogy a két hullám különböző irányba terjed.) A hullámszámot a törésmutató is meghatározza, $k = n\omega/c$, ezért a törésmutatónak az alaphullám és a felharmonikuson is meg kellene egyeznie. Ez a diszperzió miatt izotróp közegben nem teljesül, anizotróp közegben is csak meghatározott terjedési irány és meghatározott polarizáció mellett.

Az is elérhető, hogy két, ω_1 és ω_2 körfrekvenciájú hullám egyetlen, $\omega_1 + \omega_2$ körfrekvenciájú hullámot keltsen. A fordított esetre is van lehetőség, hogy egyetlen beeső, ω_0 frekvenciájú hullám két, ω_1 és ω_2 frekvenciájú hullámot gerjesszen, az

$$\omega_0 t - \mathbf{k}_0 \mathbf{r} + \varphi_0 = (\omega_s t - \mathbf{k}_s \mathbf{r} + \varphi_s) + (\omega_i t - \mathbf{k}_i \mathbf{r} + \varphi_i)$$

egyenlőség teljesülése esetén. Ezt a sugárzást paraméteres sugárzásnak nevezik. Mivel az egyenletnek minden időben és minden pontban teljesülnie kell, ezért szükséges, hogy külön-külön az

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_i, \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i, \quad \varphi_0 = \varphi_s + \varphi_i$$

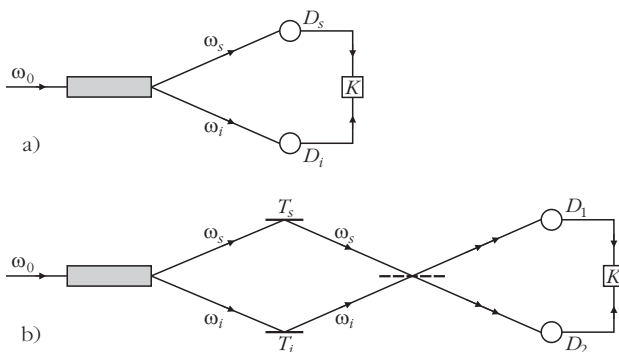
egyenlőségek is fennálljanak. Itt az indexek az angol terminológia alapján a *signal* és az *idle* kifejezéseknek felelnek meg, az előbbi frekvenciája a magasabb, de a frekvenciák különbsége kicsi. A hullámvektorokra kirótt egyenlőség azt tükrözi, hogy a kristályból kilépő két hullám egymással szöget zár be (amely a gyakorlatban kicsi). Az látszik, hogy a fázisok összege sem lehet független a belépő hullám fázisától, de *különbsége* tetszőleges lehet, sőt

$$\langle \exp[i(\varphi_s - \varphi_i)] \rangle = \langle \exp[-i(\varphi_s - \varphi_i)] \rangle = 0 \quad (1)$$

is igaz, ha a fázis egyenletes eloszlású a $(0, 2\pi)$ intervallumban.

Két kísérletet mutatunk be. Az első [3] eredményének interpretálásához még nincsen szükség kvantumelektrodinamikára. Argon ion lézer 351,1 nm hullámhosszú ultraibolya fénye esett be egy 8 cm hosszú kálium-dihidro-foszfát kristályra (6.a ábra). A kristály optikai tengelye $50,35^\circ$ szöget zárt be a belépő felület normálisával, ekkor teljesült az a feltétel, hogy a két kilépő 680 nm és 725 nm hullámhosszú sugárzás együtt haladjon a belépő hullámmal. A különböző irányú hullámok színszűrő után egy-egy gyors detektorra estek, amelyek felbontása 10^{-10} s volt. A két detektor jelét olyan berendezésbe vitték, amely regisztrálta a két impulzus beérkezése között eltelt időt. Az időkülönbség függvényében olyan görbét kaptak, amelynek félszélessége $2 \cdot 10^{-10}$ s volt. Összevetve a

6. ábra. Koincidenciamérés a) a szeparált [3], b) az egyesített [4] paraméteres nyálábokkal



kristályon való áthaladás idejével látjuk, hogy a két foton egy időben, vagy legalább közel egy időben keletkezett.¹ Látható, hogy most is, mint az előző fejezetben tárgyalt kísérletben egyidejűleg két foton jelenik meg.

A második kísérlet alkalmas arra, hogy megmutassuk, hogy csak a szigorúan alkalmazott kvantumelmélet ad a tapasztalattal egybehangzó eredményt. A kísérletet [4] egyszerűsített formában mutatjuk be, de a lényegén nem változtatunk. A paraméteres sugárzásban keltett hullámok a kristály kis méretei miatt nem monokromatikusak, sáv szélességük jóval nagyobb, mint az őket létrehozó lézéré. Mi most a két hullámot monokromatikusként kezeljük.

Megint koincidenциákat mérünk, de gondoskodunk arról, hogy a elektronsokszorozók mindegyikére beessen mind a *signal*, mind az *idle* hullám. Az erre szolgáló berendezés sémája a 6.b ábrán látható. A két hullámot egy-egy T_s , illetve T_i tükör segítségével félig áteresztő T_0 tükörre vetítjük, innen jutnak el a detektorokra. Bár a két hullám veleszületett fázisának különbsége ugyan tetszőleges, de ezt a különbséget szabályozni lehet, ha a T_0 tükröt a saját normálisa irányában elmozdítjuk. Ha felfelé mozdul el, akkor az *idle* hullám fázisa változatlan marad, de a *signal* hullám úthossza megrövidül, így fázisa is változik. A tükör lefelé mozgatásával az *idle* úthosszát változtatjuk. Kérdés, befolyásolja-e és hogyan befolyásolja az így létrehozott útkülönbség a mért koincidenциák számát.

Áttekintjük a kvantumelektronika általunk felhasznált szabályait. Az elektromágneses teret leírhatjuk fotonállapotok szuperpozíciójaként, ezeket az állapotokat $|0\rangle$, $|1\rangle$, $|2\rangle$, ... (ket) vektorokkal jelöljük, ezekhez rendeljük hozzá a $\langle 0|$, $\langle 1|$, $\langle 2|$, ... (bra) vektorokat. Az ortogonalitás fennáll, tehát két vektor skalárszorzata $\langle n|m\rangle = 0$, ha $n \neq m$ és $\langle n|n\rangle = 1$. A fizikai mennyiségeket (általában) nem felcserélhető operátorok írják le. Különös szerepe van az \hat{a} megszüntetési és az \hat{a}^+ keltési operátoroknak, ezekre fennáll

$$\begin{aligned}\hat{a}|1\rangle &= |0\rangle, \\ \hat{a}|0\rangle &= |0\rangle, \\ \hat{a}^+|0\rangle &= |1\rangle.\end{aligned}\quad (2)$$

(Nem az általános szabályokat adtuk meg, csak azt, amit felhasználunk.) Szükségünk lesz azokra az esetekre, ha a fenti operátorokat egymás után kétszer alkalmazzuk,

$$\begin{aligned}\langle 1|\hat{a}^+\hat{a}|1\rangle &= 1, \\ \langle 1|\hat{a}\hat{a}|1\rangle &= 0.\end{aligned}\quad (3)$$

Ezek a szabályok már a fenti (2) egyenletekből következnek.

¹ Vegyük észre, milyen sokat fejlődött a technika, a fizika haladása következtében; az első (az első részben [11] alatt idézett) kísérletben a felbontóképesség négy nagyságrenddel rosszabb volt!

Koherens síkhullámokkal fogunk operálni, és ezt csupán a $\langle 0|$ és a $|0\rangle$, illetve az $\langle 1|$ és a $|1\rangle$ állapotok szuperpozíciójával fogjuk leírni. Ez a közelítés, csak abban az esetben igaz, ha a fotonok várható száma nagyon kicsi, de ezt feltettük már előző megfontolásainkban is.

A síkhullám térerősség-vektorának operátora két tagból áll:

$$\hat{E} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{E}^{(+)} + \hat{E}^{(-)}),$$

ahol

$$\hat{E}^{(+)} = A \hat{a} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi)],$$

$$\hat{E}^{(-)} = A \hat{a}^+ \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi)].$$

A térerősség kifejezésének ez a formája hasonlít a klasszikus alakhoz, ha az utóbbit komplex formában írjuk fel

$$E = \frac{1}{\sqrt{2}} (E + E^*),$$

ahol

$$E = A \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi)],$$

$$E^* = A \exp[i(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi)].$$

Ha a kvantumos formába a keltési és megsemmisítési operátorok helyére 1-et, továbbá $\hat{E}^{(+)}$ helyett E -t, $\hat{E}^{(-)}$ helyett E^* -ot írunk, akkor a klasszikus alakot kapjuk vissza. Erre a szabályra helyettesítési szabályként fogunk hivatkozni.

Az intenzitás operátoraként az

$$\hat{I} = \hat{E}^{(-)} \hat{E}^{(+)}$$

szorzatot fogjuk felhasználni, ami megint csak hasonlít a klasszikus

$$I = EE^*$$

kifejezéshez. Klasszikusan $EE^* = A^2$.

A paraméteres fényben egyidejűleg két foton van jelen, ezt az $\langle 1_i|1_s\rangle$, illetve az $|1_i\rangle|1_s\rangle$ vektorpárral fogjuk jelölni, mert a két fotonállapot megkülönböztethető, hiszen a két hullám más irányból érkezik és frekvenciája is különbözik. Az állapotokra ható operátorokat az s és az i indexszel különböztetjük meg. Ezek az operátorok felcserélhetők.

A következő elemi, de hosszadalmas számítás szükséges ahhoz, hogy a látszólag hasonló kvantumos és klasszikus számítás eredményeit összehasonlíthassuk. Felhasználni az operátorokra felírt (2) egyenleteket, valamint a két hullám fáziskülönbségére vonatkozó (1) egyenletet fogjuk. A 6.a–b ábrán látható berendezésben a koincidenциák száma – éppen úgy, mint az előző fejezetekben – arányos az intenzitások szorzatával, csak most ezek operátorok.

Különböztessük meg a látható két detektor bemenetén megjelenő térerősséget és az intenzitást az 1, illetve a 2 indexszel. A koincidenciák várható száma K

$$K = p \langle \langle 1_i | \langle 1_s | \hat{I}_1 \hat{I}_2 | 1_s \rangle | 1_i \rangle \rangle = \\ = p \langle \langle 1_i | \langle 1_s | \hat{E}_1^{(-)} \hat{E}_2^{(-)} \hat{E}_2^{(+)} \hat{E}_1^{(+)} | 1_s \rangle | 1_i \rangle \rangle, \quad (4)$$

ahol p arányossági tényező elsősorban a detektorok hatásfokától függ. A csúcsos külső zárójel megint csak a várható értékre utal, a két paraméteres hullám fáziskülönbségére tett (1) kikötés figyelembe vételére.

Vegyük észre, hogy nem kvantumos esetben a (4) kifejezés jobb oldalán egyszerűen az

$$I_1 I_2 = E_1^* E_2^* E_2 E_1 = E_1^* E_1 E_2^* E_2$$

mennyiség, az intenzitások szorzata állna, de az operátorok sorrendje nem tetszőleges.

Felírjuk a térerősségek négy operátorát. Amint már többször rámutattunk, a terjedő teret hullámként kell kezelnünk,

$$\hat{E}_1^{(-)} = \hat{E}_{s1}^{(-)} + \hat{E}_{i1}^{(-)} = \\ = \frac{A}{\sqrt{2}} \left\{ i \hat{a}_s^+ \exp \left[i(\omega_s t + \psi_{s1} + \varphi_s - k_s \Delta l) \right] + \right. \\ \left. + \hat{a}_i^+ \exp \left[i(\omega_i t + \psi_{i1} + \varphi_i) \right] \right\},$$

$$\hat{E}_2^{(-)} = \hat{E}_{s2}^{(-)} + \hat{E}_{i2}^{(-)} = \\ = \frac{A}{\sqrt{2}} \left\{ \hat{a}_s^+ \exp \left[i(\omega_s t + \psi_{s2} + \varphi_s) \right] + \right. \\ \left. + i \hat{a}_i^+ \exp \left[i(\omega_i t + \psi_{i2} + \varphi_i + k_i \Delta l) \right] \right\},$$

$$\hat{E}_2^{(+)} = \hat{E}_{s2}^{(+)} + \hat{E}_{i2}^{(+)} = \\ = \frac{A}{\sqrt{2}} \left\{ \hat{a}_s \exp \left[-i(\omega_s t + \psi_{s2} + \varphi_s) \right] + \right. \\ \left. + i \hat{a}_i \exp \left[-i(\omega_i t + \psi_{i2} + \varphi_i + k_i \Delta l) \right] \right\},$$

$$\hat{E}_1^{(+)} = \hat{E}_{s1}^{(+)} + \hat{E}_{i1}^{(+)} = \\ = \frac{A}{\sqrt{2}} \left\{ i \hat{a}_s \exp \left[-i(\omega_s t + \psi_{s1} + \varphi_s - k_s \Delta l) \right] + \right. \\ \left. + \hat{a}_i \exp \left[-i(\omega_i t + \psi_{i1} + \varphi_i) \right] \right\}.$$

Itt ω_s , ω_i , k_s , k_i a két hullám frekvenciája, illetve hullámszáma. ψ -vel jelöltük azt a fázist, amellyel az s , illetve az i hullám eljut a kristálytól a D_1 , illetve a D_2 detektorra, amikor a T_0 félig áteresztő tükör a kiinduló állapotban van, Δl pedig a tükör elmozdítása. Ha Δl

pozitív, akkor az s hullámot siettetjük a D_1 detektorhoz vezető útjában, a másik i hullám úthossza változatlan maradt, negatív Δl eltolás mellett ugyanez fordítva. A két hullám veleszületett fázisa φ_s és φ_i . Végül az i az imaginárius egység, mint szorzó, a részben áteresztő tükrön való reflexiónál fellépő fázisugrás miatt jelenik meg (lásd *Appendix*).

A térerősségeknek fenti kifejezéseit kell behelyettesíteni a (4) egyenletbe, ezzel egy 16 tagból álló összeghez jutunk. Szerencsére 10 tagban szerepel az

$$\exp \left[i(\varphi_s - \varphi_i) \right]$$

kifejezés, vagy ennek komplex konjugáltja, ezért a 10 tag várható értéke nulla, és csupán hat tag marad meg:

$$K = p \frac{A^4}{2} \langle 1_i | \langle 1_s | \left\{ \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^- \hat{a}_i \hat{a}_i + \hat{a}_i^+ \hat{a}_i^- \hat{a}_s \hat{a}_s + \right. \\ \left. + \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \hat{a}_s + \hat{a}_i^+ \hat{a}_s^+ \hat{a}_s \hat{a}_i + \right. \\ \left. + \hat{a}_s^+ \hat{a}_i^+ \hat{a}_s \hat{a}_i \exp \left[i \left[(k_i - k_s) \Delta l - \Delta \psi \right] \right] + \right. \\ \left. + \hat{a}_i^+ \hat{a}_s^+ \hat{a}_s \hat{a}_i \exp \left[-i \left[(k_i - k_s) \Delta l - \Delta \psi \right] \right] \right\} | 1_s \rangle | 1_i \rangle, \quad (5)$$

ahol

$$\Delta \psi = (\psi_{s1} - \psi_{i1}) - (\psi_{s2} - \psi_{i2})$$

a hullámok fáziskülönbségének az a különbsége, amely a kristálytól a detektorokig vetető úthosszak különbségéből ered, irreleváns mennyiség.

Áttekintjük az egyes operátorkombinációk hatását a fotonállapotokra. Emlékeztetünk arra, hogy az s és az i állapotokra vonatkozó operátorok egymással kommutálnak. Felhasználjuk a (2) és a (3) összefüggéseket. Az első operátorkombinációt kiválasztva:

$$\langle 1_i | \langle 1_s | \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^- \hat{a}_i \hat{a}_i | 1_s \rangle | 1_i \rangle = \langle 1_i | \hat{a}_i \hat{a}_i | 1_i \rangle \langle 1_s | \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^- | 1_s \rangle = \\ = 0 \times \langle 1_s | \hat{a}_s^+ \hat{a}_s^- | 1_s \rangle = 0,$$

mivel bármely vektormennyiség nullával szorozva eltűnik. Ugyanez áll az (5) egyenletben álló második operátorkombinációra is. A további kombinációkban mind az s mind az i állapotokra vonatkozó keltési és megsemmisítési operátor szerepel, mégpedig helyes sorrendben, a kreációs operátorok mindenütt megelőzik az annihilációsokat. Ezért a további négy kombináció azonos alakra hozható,

$$\langle 1_i | \langle 1_s | \hat{a}_s^- \hat{a}_i^+ \hat{a}_i \hat{a}_s | 1_s \rangle | 1_i \rangle = \langle 1_i | \hat{a}_i^+ \hat{a}_i | 1_i \rangle \langle 1_s | \hat{a}_s^- \hat{a}_s | 1_s \rangle = \\ = 1 \times 1 = 1.$$

Tehát kvantumos esetben a koincidenciák száma

$$K = p A^4 \left\{ 1 + \cos \left[(k_i - k_s) \Delta l - \Delta \psi \right] \right\}. \quad kv$$

A klasszikus számítás más eredményt ad. Elegendő, ha az eltűnési és kreációs operátorok helyébe az (5)

kifejezésbe csupa 1-et írunk, és az állapotvektorokat elhagyjuk. Ekkor viszont az első két vektorkombináció eredménye sem tűnik el, ezért

$$K = p A^4 \left\{ 2 + \cos \left[(k_i - k_s) \Delta l - \Delta \Psi \right] \right\}. \quad \text{kl}$$

Kvantumos számítás esetén a zárójelben lévő kifejezés 0 és 4 között változik, míg klasszikus számítás esetén a függvény csak 1 és 3 között. Mivel minden mért mennyiség hibával van terhelve, azt mondjuk, hogy nem-kvantumos számítás esetén a függvény a saját átlagának fele és másfélszerese között változik. A 7. ábra a mért ko incidenciák számát mutatja a T_0 tükör helyzetének függvényében. Mivel a mérést véges sáv szélességű paraméteres hullámokkal végezték, nem ideális szinuszgörbét kaptak, hanem mindkét oldalon lecsengő függvényt. Míg az átlagos ko incidenciaszám körülbelül 210/100 s volt, látható, hogy helyenként ez a mennyiség 105/100 s alá esik.

Megmutattuk tehát, hogy a szigorú kvantumelmélet vezetett jó eredményre. Az olvasó joggal felróhatja, hogy miért nem tárgyaltuk már magát a paraméteres sugárzást is a kvantumelmélet nyelvén, hiszen ez is rendelkezésünkre állt [5]. A parametrikus fény kvantum és nem-kvantumos tárgyalásának az a része, amit ebből kihasználtunk nem ad más eredményt. Az utak éppen ennél a kísérletnél válnak széjjel és azt szeretjük volna, hogy ezt lássa tisztán az olvasó.

Megjegyezzük, hogy a két hullám frekvenciájának különbsége

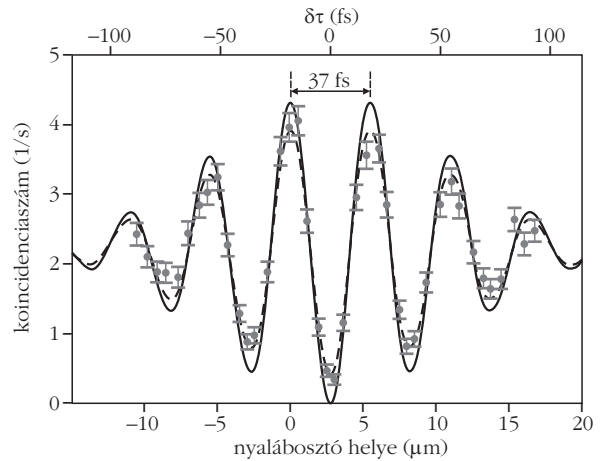
$$\frac{c}{\lambda_s} - \frac{c}{\lambda_i} = \frac{10^{15}}{37} \frac{1}{\text{s}}$$

volt, ez megfelel annak a távolságnak, amellyel két maximum között a T_0 tükröt elmozdították. Nem furcsa, hogy egy ko incidenciaberendezés interferenciát (lebegést) mért?

Személyes tanulság

Elindultam egy problémából, amelyet nemcsak Jánossy exponált, hanem előtte sokan mások. Az újdonság nem a probléma felvetése volt, hanem az, hogy a kísérleteket ugyanabban a laboratóriumban, lehetőleg ugyanolyan eszközökkel akarta Jánossy elvégezni. A elvégzett munka akkor is jelentős volt, ha a ko incidenciakísérlet idézettsége nem érte el a *Hanbury-Brown* és *Twiss* munkájának idézettségét. Az első részben idézett [11] munka csak azt mutatta meg, hogy a foton nem válik ketté, amit fontos volt megmutatni. A kortársak tudtak róla, de eredménye megfelelt a várakozásoknak, míg az utóbbi – a második részben idézett [5] – eredménye meglepetésként hatott és a későbbi kutatás számára fontos is volt, mert felhívta a figyelmet a koherens állapotok jelentőségére [6, 7].

Elárulom, hogy jómagam milyen tanulságot *nem* vontam le a II. fejezetben leírt kísérletekből. Azért teszem, nehogy az olvasó hasonló meggyőződésre



7. ábra. A mért ko incidenciák száma a T_0 tükör helyzetének a függvényében [4]

jusson. *Ellentmondást* láttam a két kísérleti eredmény között, amire nem találtam *raciónális* magyarázatot. Az ellentmondás-mentesség viszont logikai kategória, a gondolkodásunktól megkövetelhetjük, de a természettől nem. A tudomány feladata a jelenségek megismerése, az azok közötti összefüggések feltárása, a jelenségek adekvát *leírása*. Ne követeljük meg, hogy mindez megfeleljen az *a priori* elképzeléseinknek.

Sokáig úgy tűnt, hogy a jelenségeket a klasszikus elmélettel is le lehet írni, ha megfejlük a detektálásnál fellépő kollapszus hipotézisével, meg azzal, hogy a fotoelektron hirtelen kilépésének valószínűsége arányos az intenzitással. Ez használható az egyfotonos kísérleteket tárgyaló fejezetig, de azután csődöt mondott.

A *Fizikai Szemle* még keveset foglalkozott azokkal a kísérletekkel, amelyek a kauzalitás csődjét bizonyították. Ideje lenne a legfontosabbakat összefoglalni. Jánossy nem sokkal betegsége előtt már mondta, hogy talán mégis baj van a kauzalitással, de az ezt bizonyító kétségbevonhatatlan tapasztalati igazolást már nem érte meg.

Appendix

Az energiamegmaradás elvét sértené, ha nem vennénk tekintetbe azt a fázisváltozást, amely a Michelson-interferométer részben áteresztő tükrén megy végbe, amikor a belépő nyaláb visszaverődik, illetve áthalad rajta. Ha a tükör nagyon vékony fémréteg (manapság már nem az) akkor felteszik, hogy a beeső hullám csak elhanyagolhatóan kis fázisváltozással megy át rajta. Tegyük fel, hogy az interferométer karjainak hossza egyenlő és egész számú többszöröse a fél hullámhossznak, tehát az interferencia teljesen konstruktív.

Legyen a belépő fény intenzitása I , visszavert és az áteresztett fény intenzitása $t^2 I$, illetve $r^2 I$, ahol t^2 a transzmisszió-, és r^2 a reflexióképesség, a megfelelő térerősségek pedig $E_t = tI^{1/2}$ és $E_r = rI^{1/2}$. Tekintsük először az M megfigyelési pont irányába haladó hullámot (lásd első rész 1. ábráját). A T_1 tükrön visszavert hullám újra visszaverődik a részben áteresztő tükrön,

míg a T_2 tükrön visszavert hullám áthalad azon. Ezért a két térerősség összege

$$E_M = 2 r t \sqrt{I},$$

és az intenzitás

$$I_M = 4 r^2 t^2 I.$$

A T_1 tükrön visszavert hullám viszont át is halad a részben áteresztő tükrön és a fényforrás felé halad tovább, a T_2 tükrön visszavert hullám pedig még egyszer visszaverődik, ezért a hullám

$$E_F = (r^2 + t^2) \sqrt{I}$$

térerősséggel halad a forrás felé. Ennek e hullámnak az intenzitása

$$I_F = (r^2 + t^2) I.$$

Ha a részben áteresztő tükrő ideális, és $r^2 = t^2 = 1/2$, akkor mind a két irányban I intenzitású fény halad tovább, tehát a belépő teljesítmény megkétszereződött. Ha nem egészen ideális, akkor is nyertünk.

Alkalmazzuk most következetesen az elektrodinamika szabályait, ezek a Maxwell-egyenleteken kívül a folytatási szabályok, amelyek megmondják, miként változnak az egyes térkomponensek a közeghatárokon. Az elektromos térerősség vektornak a felülettel párhuzamos komponense a közeghatáron folytonos. Legyen ez a komponens párhuzamos a részben áteresztő tükrő síkjával, vagyis az első rész *1. ábráján* merőleges a papír síkjára. (A beesési síkban fekvő komponensre a számolás hosszabb lenne, de ugyanazt, az eredményt kapnánk.) A rövidség kedvéért komplex írásmódot használunk, tehát a beeső hullám térerősségét

$$E = A \exp[-i(\omega t - k z)]$$

alakban, az intenzitást pedig

$$I = E E^*$$

alakban állítjuk elő.

Legyen a reflektált hullám a részben áteresztő tükrő síkjában rE , tehát a teljes térerősség a tükrő beeső oldalán $E + rE$, a másik oldalon pedig tE . A folytonossági feltétel miatt $E + rE = tE$, vagyis

$$E = tE - rE.$$

A komplex konjugáltakra áll, hogy

$$E^* = t^* E^* - r^* E^*.$$

Szorozzuk meg egymással a két egyenletet és vegyük figyelembe az intenzitás kifejezését,

$$I = |t^2| I + |r^*| |I - (r t^* + r^* t) I.$$

Ha a részben áteresztő tükrő veszteségmentes, tehát $|t^2| + |r^2| = 1$, akkor fenn kell állnia a

$$r t^* = -r^* t$$

egyenlőségnek, tehát $r t^*$ imaginárius. Ha t valós, akkor

$$r = a i = a \exp\left(i \frac{\pi}{2}\right),$$

a hullám a reflexiónál 90° fázisugrást szenved. Az M megfigyelési pont irányába haladó hullámok egyszer visszaverődnek, egyszer áthaladnak a T_0 tükrön, tehát fáziskülönbségük nem változik. A forrás felé haladó hullámok közül az, amelyik a T_1 tükrőről verődik vissza nem szenved fázisugrást, amelyik a T_2 tükrőről verődik vissza, kétszer is, tehát éppen ellenkező fázisban van az előzővel. Ha a megfigyelési pont felé haladó hullámnak maximuma van, akkor a forrás felé haladónak minimuma, és fordítva. Az energia megmarad.

A végtelen vékony tükrő persze idealizálás. A részben áteresztő tükrők több dielektrikum-rétegből állnak, de a folytonossági feltétel minden felületen teljesül, csak a számolás bonyolultabb.

Irodalom

1. A. Aspect, P. Grangier, G. Roger: Experimental tests of realistic local theories via Bell's theorem. *Phys. Rev. Lett.* **47** (1981) 460.
2. P. Grangier, G. Roger, A. Aspect: Experimental evidence for photon anticorrelation effects on a beam splitter: A new light on single-photon interferences, *Europhys. Lett.* **1** (1986) 173.
3. S. Friberg, C. K. Hong, L. Mandel: Measurement of time delays in the parametric production of photon pairs. *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 2011.
4. Z. Y. Ou, L. Mandel: Observation of spatial quantum beating with separated photodetectors. *Phys. Rev. Letters* **61** (1988) 64.
5. C. K. Hong, L. Mandel: Theory of parametric down conversion of light. *Phys. Rev. A* **31** (1985) 2409.
6. R. J. Glauber: The quantum theory of optical coherence. *Phys. Rev.* **130** (1963) 2539.
7. R. J. Glauber: Coherent and incoherent states of the radiation field. *Phys. Rev.* **131** (1963) 2766.

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-postacímje: 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 egyszámlán.

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

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