Kis intenzitású kvantumradír kísérlet

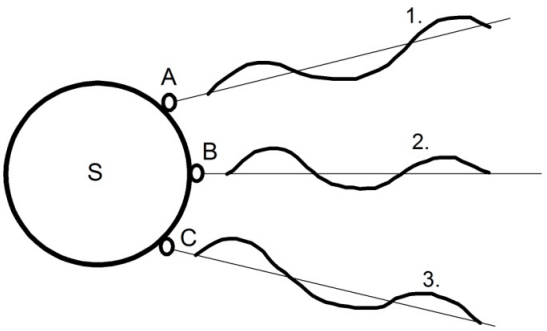
Hallgatói mérés

I. Bevezetés

Történeti előzmények

1.1 Tűsugárzás elmélet

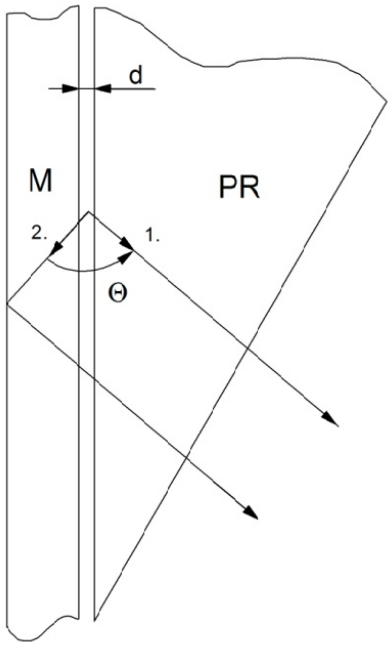
A XX. század elejére elegendő kísérleti tapasztalat gyűlt össze a fény hullám (interferencia) és részecske (fotoeffektus) tulajdonságának igazolására [1]. Az egymásnak látszólag ellentmondó hullám- és foton-elmélet összeegyeztetésére született meg az Einstein féle "tűsugárzás" elmélet. Ezen ötlet szerint az atomok a kvantált energiájú fotonokat kis térszögben, véges hosszúságú hullámcsomagok formájában sugározzák ki. A hullámcsomag segítségével egyszerre lehetett a fotont részecske és hullámként is kezelni. A modell szerint az *1. ábrán* látható módon, az *S* fényforrás *A, B, C,...* atomjai az *1, 2, 3,...* fotonokat (hullámcsomagokat) bocsátják ki. Ezen fotonok igen kis térszögbe koncentrálódnak, de statisztikailag egyenletes eloszolva gömbhullámot alkotnak a térben. Az elmélet szerint egy foton nyalábosztó segítségével ketté is választható és olyan, mintha a tapasztalt interferenciát két "fél foton" (hullámcsomag) újra egyesítése hozná létre.



1. ábra

Az Einstein-féle tűsugárzás elmélet

Kísérletileg Selényi Pál nagyszögű interferenciakísérlete cáfolta meg az Einstein-féle ”tűsugárzás” elméletet. A kísérleti összeállítás modellje a *2. ábrán* látható.



2. ábra

A Selényi-féle nagyszögű interferencia kísérlet vázlatos rajza

Az elrendezésben található prizma (*PR*) és a plánparalel lemez (*M*) közé egy igen vékony ($d \ll \lambda/2$) zselatin réteget helyezett el. A zselatinban fluoreszcens molekulák voltak kis koncentrációban egyenletesen elosztva. Az ezek által kibocsátott fotonok interferencia képet hoztak létre. Az interferencia hullámoptikai magyarázata alapján, a fluoreszcens molekula által emittált fotonok egymással interferálnak, melynek oka a koherencia-hossznál kisebb optikai úthossz különbség.

A zselében lévő molekulák koncentrációja igen alacsony, így azok egymástól távol helyezkednek el, közöttük kölcsönhatás gyakorlatilag nincs. Ennek okán a fluoreszcens molekulák önálló fényforrásnak tekinthetők, melyek mindegyike egyidejűleg csak **egy foton**t emittál. A kísérlet felépítésének köszönhetően, egy fluoreszkáló molekula által kibocsátott fénynek még az egymással jelentős, $\Theta > 90°$ szöget bezáró ”sugarai” is képesek egymással interferálni (*2. ábra*: *1.* és *2.*). Ezért is nevezik az elrendezést nagyszögű interferencia kísérletnek. Ezen nagyszögű sugarak viszont ugyanazon ”gömbhullám” részei. A tűsugárzás elmélet alapján azonban ezen két egymással nagy szöget bezáró sugár nem emittálódhat ugyanazon molekulából, mint az az *1.ábrán* az *1.* és *2.* sugár esetén látható. Két független fényforrásból származó, véletlen fázisú hullámok viszont elmosnák az interferenciát, így ez a magyarázat is cáfolható.

1.2 Melyik úton megy a foton?

Az előbbi alfejezetben leírtak alapján tehát fluoreszcens fényforrás nem emittálhat fotont a tűsugárzás formájában. Az interferenciához – általában – viszont legalább két különböző irányban (különböző fényutakon) haladó fénysugár szükséges. A fluoreszcens molekulák megvilágítás hatására fotonokat emittálnak. Ezen fotonok viszont egymástól függetlenül, egymáshoz képest véletlen fázissal emittálódnak, így tehát két foton egymással nem interferál. Az interferenciát egyedi fotonok hozzák létre, vagyis olyan mintha ”saját magukkal interferálnának”. Azonban az interferenciához két fényút szükséges. A gerjesztés lehet olyan gyenge, hogy a molekula egyszerre csak egy fotont emittál. Minthogy ”fél foton”-ok nincsenek, melyek befutnák külön-külön a két fényutat, így felvetődik a kérdés, hogy melyik úton is megy az az egyetlen foton?

A kérdés megválaszolására születtek meg az úgynevezett ”útvonal választós” (”which way”) kísérletek, melyek általában az interferencia jelenségén alapulnak [2]. Ezen eszközök működéséhez olyan fényforrást célszerű alkalmazni, mely biztosítja, hogy a kísérleti elrendezésben egyidejűleg lehetőleg csak egyetlen foton tartózkodjon. A majdnem egyfotonos fényforrás legegyszerűbb megvalósítási lehetősége az, ha a fényforrás (lézer) nyalábjának kilépő intenzitásértékét jelentősen lecsökkentjük. Természetesen ekkor nem kapunk tényleges egyfoton forrást, mivel a források jellemzően Poisson-eloszlással engedik ki a fotonokat, így véges valószínűséggel tartózkodhat az elrendezésben két vagy több foton is. A teljesítmény csökkentésével ennek a valószínűségét igen kicsire lehet csökkenteni, így közelítőleg egyfoton forráshoz juthatunk.

Hiába próbáljuk meg a klasszikus fizikai szemlélet segítségével megválaszolni kérdésünket, arra kielégítő választ nem lehet adni. Az egyfoton forrásra gondolva joggal mondhatjuk, hogy szakítanunk kell a klasszikus fizikai képpel, hiszen a foton létezése csakis a kvantummechanika eszköztárával írható le. Az útvonalválasztós kísérletek kielégítő elméleti magyarázatát valóban a kvantumelmélet szolgáltatja. Ezekből azonban hamar kiderül, hogy nem igazán helyes az a kérdés, hogy ”…melyik úton is megy a foton?”. Sokkal jobb, ha azt kérdezzük, hogy milyen bizonyossággal szeretnénk tudni, hogy melyik úton ment a foton, illetve, hogy ezen információ hatással van-e magára a mért értékekre.

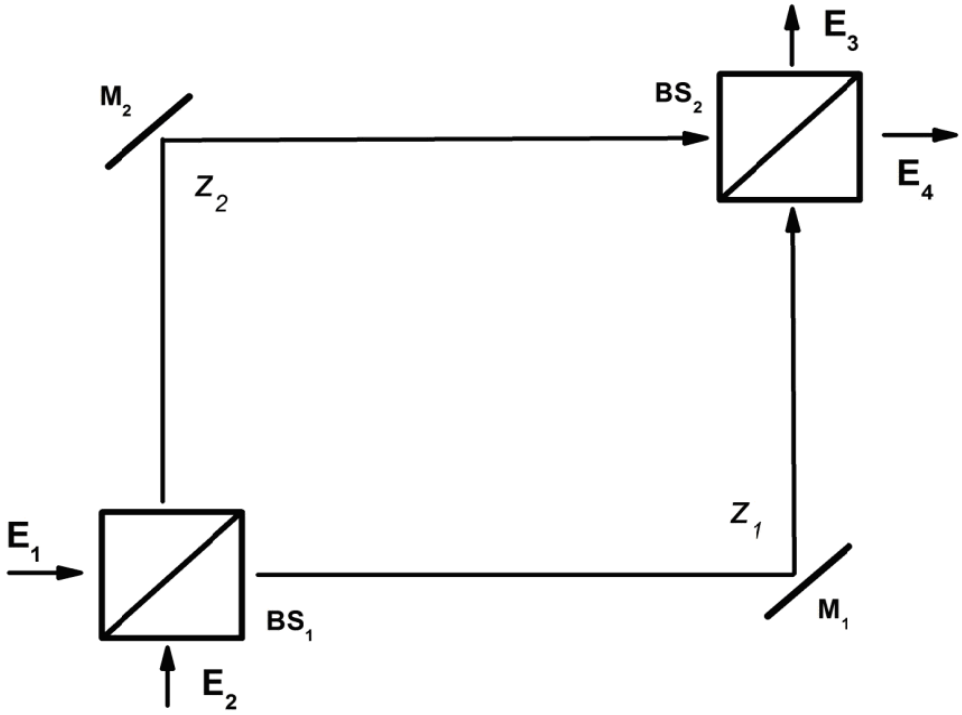
A feltett kérdésekre a legalaposabb választ az úgynevezett kvantumradír kísérletek (quantum eraser) nyújtják [3], [4]. Bár szemléletes, gyors választ nyújt a Young-féle

kvantumradír kísérlet [2], mi mégis most a mélyebb megértésre törekszünk. Ezért egy ”egyfotonos”, kis intenzitású kvantumradír kísérlet segítségével szeretnénk megválaszolni a fentebb feltett kérdéseket.

II. Egy klasszikus kvantumradír elrendezés

2.1 A Mach- Zehnder interferométer felépítése

Az alkalmazandó egyfotonos kvantumradír kísérlet elrendezését egy Mach-Zehnder típusú interferométer szolgáltatja, melynek sematikus rajza a *3. ábrán* látható. Az interferométer alapját két nyalábosztó (***BS_1 és BS_2***), illetve két tükör (***M_1 és M_2***) alkotja.



3. ábra

Az egyfotonos kvantumradír kísérlethez használt Mach-Zehnder interferométer vázlatos rajza. (BS: beam splitter, M: mirror)

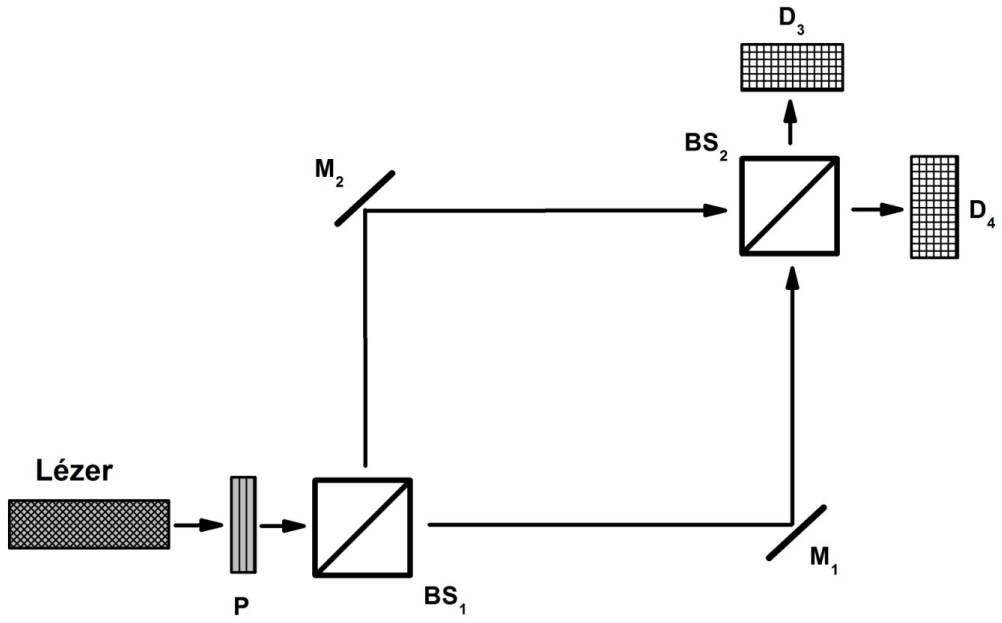
A nyalábosztók féligáteresztő tükrök, melyek a rájuk eső intenzitás 50%-át áteresztik, 50%-át pedig visszaverik. A reflektált nyaláb a transzmittálthoz képest ideális esetben $\pi/2$ fázistolást szenved. (Természetesen az ideálistól eltérően, csekély abszorpció is fellép a nyalábosztókon belül. Az ebből eredő veszteség a teljes belépő intenzitás 3-4%-a az általunk is használt He-Ne lézer 632.8 nm hullámhossza esetében.)

A használt M_1 és M_2 tükrök reflexiója csaknem 100%. A tükörre érkező nyaláb π fázistolást szenved a reflexió miatt. Ezzel azonban a továbbiakban nem törődünk, hiszen az interferométer mindkét ágában található egy-egy totálreflexiós tükör, így a két ágban haladó nyaláb mindegyike elszenvedi a π fázistolást. (A gyakorlatban az egyszerűbb totálreflexiós tükrök esetében is fellép minimális abszorpció, mely a belépő intenzitásnak körülbelül 1%-a a 632.8 nm hullámhosszon.)

Az interferométer két bemenetét és a két kimeneti irányt az ***1***, ***2***, valamint a ***3*** és ***4*** indexekkel jelöltük.

2.2 A ”jelöletlen” nyalábok interferenciája

A Mach-Zehnder interferométer köré építhetünk egy kísérletet, melynek vázlatos képét az *4. ábrán* láthatjuk.



4. ábra

A jelöletlen nyalábok méréséhez használt elrendezés (P: polarizátor, D: detektor)

A lézer által kibocsátott fény polarizációjának az irányát ”P” -vel jelöltük. Nevezzük ezt pl. a függőleges iránynak! Az elektrodinamikából megtanultak alapján a *4. ábrán* látható elrendezés ***3*** és ***4*** kimenetein mérhető térerősségek, majd ebből az intenzitások meghatározhatók. Ha a belépő (E_1) lézerfény intenzítása I_o , akkor veszteségmentes (ideális) esetben a (***D₃*** és ***D₄***) detektoroknál mérhető értékekre azt kapjuk, hogy:

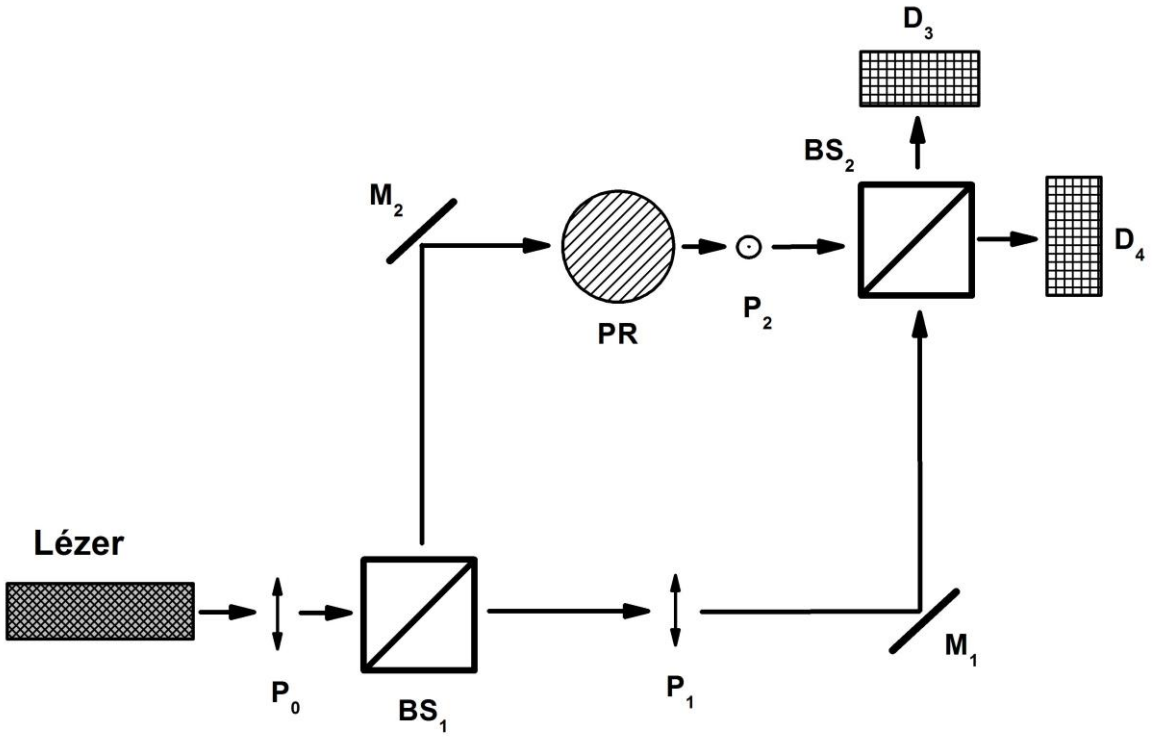
$$I_3 = 0 \text{ és } I_4 = I_0 \qquad (1)$$

Egyértelműen látszik, hogy a teljes belépő intenzitás a D_4 detektorra jut, míg a D_3 detektornál nem mérhető a rendszerből kilépő fény. Ennek a hullámoptikai magyarázata egyszerű. A második nyalábosztóba belépő, a felső ágon haladó hullám transzmittált része konstruktívan interferál az alsó ágon érkező hullám reflektált részével (***D₄***). Ugyanakkor a felső ágon jövő hullám reflektált része destruktív interferenciát (kioltást) hoz létre az alsó ágról belépő hullám transzmittált részével (***D₃***).

A felső és az alsó ág fizikai paraméterei megegyeznek. Tehát, ha (szemléletesen szólva) ”követnénk” az interferométerben haladó síkhullámokat akkor nem tudnánk megmondani, hogy melyik ágon haladunk. Hiszel mindkét ágon ”csak” a homogén vákuumot érzékelnénk. Tehát optikai szempontból a két optikai ágban a fizikai viszonyok ugyanolyanok, ezért azok nem hagynak a hullámon semmiféle nyomot. Azaz ”jelöletlenek” maradnak. Bár a két ágat tekintve a rendszerünk tökéletesen szimmetrikus, a reflexiónál fellépő fázistolás miatt mégis aszimmetriát mutat a detektoroknál mérhető intenzitásviszony.

2.4 A ”jelölt” nyalábok interferenciája

Érdemes megvizsgálni, hogy mi történik, ha valami módon megjelöljük az egyik fény-nyalábot. A ”jelölés” legkönnyebben kivitelezhető módja az, ha az interferométer egyik ágában a belépő függőleges polarizációs síkot valamekkora szöggel elforgatjuk. Ezen forgatást egy polarizáció forgató (λ/2-es lemez) segítségével (**PR**) tehetjük meg, melyet a felső ágba építünk be, amint azt az 5. *ábra* mutatja. Az elforgatás szögét jelöljük β-val.



5. ábra

A jelölt nyalábok méréséhez használt elrendezés a polarizáció forgatóval (PR: polarization rotator). Az ágakban a sraffozási irány az eltérő polarizációs állapotot szimbolizálja.

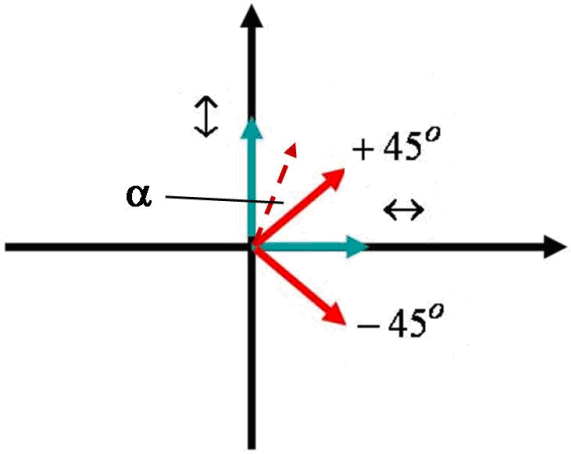
Ismeretes, hogy a hullámoptikában bármilyen polarizációjú síkhullám mindig előállítható két, egymásra merőleges polarizációjú hullám szuperpozíciójaként. (Malus törvény) Az interferométer két ágában haladó elektromágneses hullámokat a vízszintes és a függőleges polarizációra külön-külön számolva, valamint a tükrökön fellépő fázistolásokat is figyelembe véve a detektoroknál mérhető intenzitásokra azt kapjuk, hogy:

$$I_3 = \frac{I_o}{2}(1-\cos\beta) \quad \text{és} \quad I_4 = \frac{I_o}{2}(1+\cos\beta) \tag{2}$$

A kilépő intenzitás értékeket látva azt a fontos következtetést vonhatjuk le, hogy a detektoraink által mérhető intenzitások nem függetlenek az interferométer ágainak polarizációs irányától. Ha tehát a felső ág polarizációs síkját elforgatjuk $\beta = \pi/2$ –vel, akkor a detektorok által mért intenzitások kiegyenlítődnek. Ezáltal az előzőleg tapasztalt interferencia megszüntethető. A $\beta = 0$ beállítása esetén viszont visszakapjuk a jelöletlen nyalábokra vonatkozó intenzitásarányokat.

2.5 Az nyalábok ”megjelölésének” kiradírozása

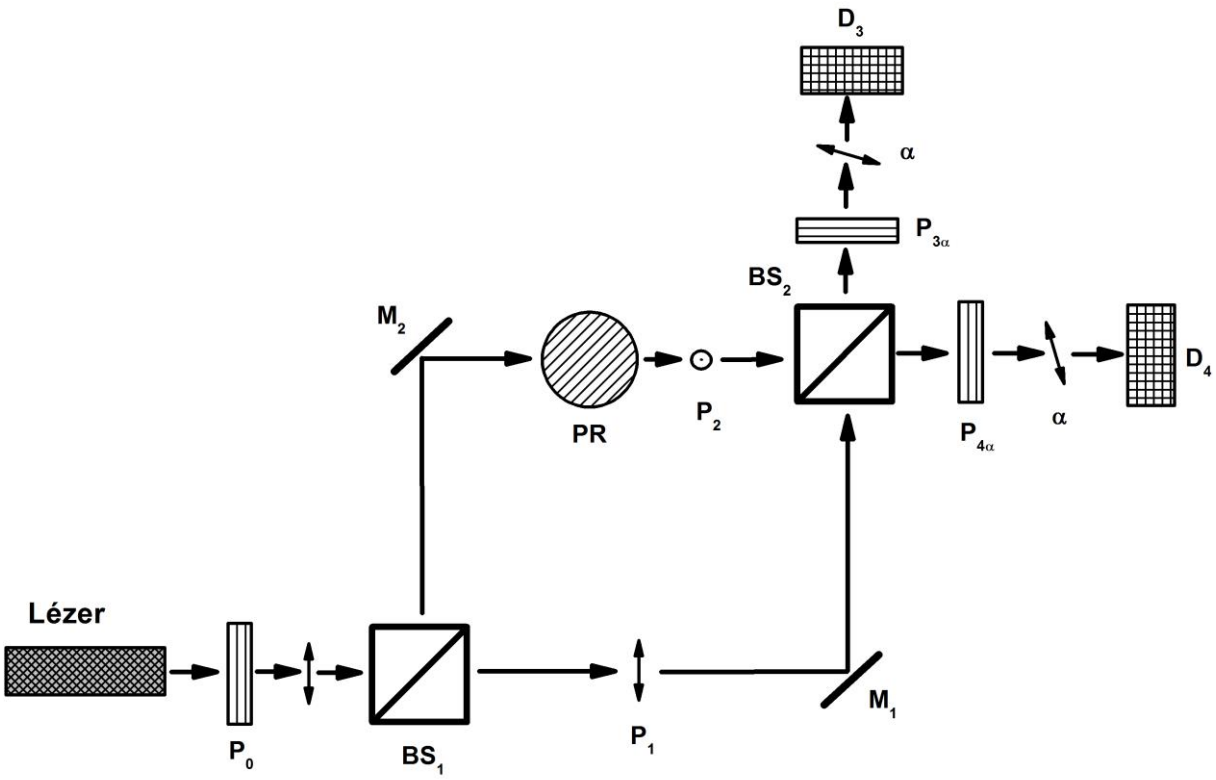
A polarizátorok **(**az ábrákon ennek a jele: **P)** – mint az ismeretes – az általuk meghatározott irányban polarizált (ez az ún. ”polarizációs irány”) bejövő fényt teljes egészében átengedik, azonban az ezen irányra merőleges komponenseket elnyelik. Jelöljük a polarizátor által meghatározott polarizációs irányt az α szöggel, melyet a vízszintes tengellyel **+45°** -ot bezáró egyenestől pozitív forgásirányba mérünk, mint az a 6. *ábrán* is látható.



6. ábra

A polarizátor α szögű beállítása

Helyezzünk most a detektorok elé egy-egy tetszőleges irányba beállítható (**P**) polarizátort! Az összeállítás sematikus rajza a *7. ábrán* látható.



7. ábra

A ”radírozott” nyalábok méréséhez használt elrendezés. A detektorok elé helyezett polarizátorok sraffozási iránya a forgathatóságot jelenti, indexelésük a kilépő térerősségekből adódik.

A P_3 és P_4 azonos beállítású (α) polarizátor esetében a detektoroknál mérhető intenzitás értékek a $\beta = \pi/2$ polarizációs sík forgatás hatására (vagyis a felső ágban a nyaláb polarizációja vízszintes, míg az alsó ágban függőleges):

$$I_3 = \frac{I_0}{2}\sin^2\alpha \quad \text{és} \quad I_4 = \frac{I_0}{2}\cos^2\alpha \tag{3}$$

Fontos eredmény, hogy a detektornál mérhető intenzitások csupán a polarizátorok állásától függnek. Az $\alpha = 0$ esetén a D_3 detektornál semmilyen intenzitás nem mérhető, míg a D_4-nél mérhető intenzitás a maximumát éri el. Ez igen hasonló ahhoz, mint amit a jelöletlen nyalábok (2.2 fejezet) esetén tapasztaltunk. A (D_3 , D_4) detektorok elé helyezett (P_3, P_4) polarizátorok utólagosan kiradírozták azt a többlet információt, amit a polarizáció-forgató **(PR)** az útvonal megjelölésével belevitt.

III. A kisintenzitású, ”egyfotonos” kvantumradír elrendezés

Ezután végezzük el ugyanezt a kísérletet kis intenzitású lézernyalábbal is! A kis intenzitás jelentése a következő:

- Az interferométerbe a detektorok felülete által meghatározott térszögben a detektor felbontási ideje alatt átlagosan mindössze egy, vagy egynél kevesebb foton érkezik.
- A detektor felbontása kb. 40 ns. Ez azt jelenti, hogy az ezen időtartam alatt becsapódó második fotont a detektor már nem jelzi. A detektor felbontását jellemző időintervallum több mint egy nagyságrenddel nagyobb, mint amennyi idő alatt a foton az optikai elrendezésen áthalad.

A foton polarizációs állapotát a $|\updownarrow\rangle$ és a $|\leftrightarrow\rangle$ ún. ”ket állapot vektorokkal” jelöljük. Az interferométer felső ágában tartózkodó foton (térbeli, pálya) állapota legyen $|\varphi_A\rangle$, míg az alsó ágban áthaladó foton (pálya) állapotát jelölje $|\varphi_B\rangle$. A kvantumelmélet szerint egy foton (térbeli) állapotát megadhatja a felső és az alsó ág által meghatározott $|\varphi_A\rangle$ és $|\varphi_B\rangle$ állapotok lineáris szuperpozíciója. Erre szoktuk (nagyon pongyolán ugyan, de ”szemléletesen”) azt mondani, hogy a foton az interferométer ”mindkét ágát befutja”. Ez mindaddig igaz állítás, míg egy méréssel (fotondetektálással) rá nem kérdezünk arra, hogy melyik ágban is található a foton. Amennyiben az interferométer ágaiban ”mérünk rá” a fotonra, akkor vagy az egyik, vagy a másik detektor fog megszólalni. Ezt a következőképpen lehetne interpretálni: a foton nem válik szét a nyalábosztón (***BS₁***), hanem 50%-os valószínűséggel reflektálódik, vagy transzmittálódik, azaz 50%-50% az esélye annak, hogy a foton a felső vagy az alsó ágat ”választja”. Ezek után úgy tűnhet, joggal vetődik fel a kérdés, hogy akkor a foton befutja-e a teljes interferométert, vagy véletlenszerűen az elrendezés egyik vagy másik ágán halad át. A két állítás között csak látszólagos az ellentmondás, hiszen két különböző mérésről beszélünk, mert mindkét kérdés más-más mérési elrendezést jelent. (A kvantumos világnak ez a részecske-hullám dualizmusa nem ellentmondás, hanem a természet sajátja.)

Ezután próbáljuk meg elemezni a 4. ábrán látható mérési elrendezés működését egyfotonos forrást feltételezve! A foton terjedését, a nyalábosztókon és tükrökön elszenvedett fázistolását a hullámoptikában megismert szorzó tényezőkkel, míg a foton állapotát a megfelelő ket

vektorokkal írjuk le. A második nyalábosztó előtti térben a foton (térbeli és polarizációs) állapota tehát a következőképpen adható meg:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\left|\varphi_A\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle e^{i\pi/2} + \left|\varphi_B\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle\right)$$

Ekkor a nyalábosztó ”3”-as kimenetén a foton $\left|\Psi_3\right\rangle$ állapota (a reflexió által létrehozott π/2 fázistolás miatt):

$$\left|\Psi_3\right\rangle = \frac{1}{2}\left(\left|\varphi_A\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle e^{i\pi} + \left|\varphi_B\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle\right) = 0$$

(Természetesen ezért, a $\boldsymbol{D_3}$ detektorral mért $\left\langle\Psi_3\middle|\Psi_3\right\rangle$ foton intenzitás is zérus lesz.).

Ez az eredmény azt mutatja, hogy a $\boldsymbol{D_3}$ detektor nem fog megszólalni, hiszen a második nyalábosztó után már nem lehet megkülönböztetni a $\left|\varphi_A\right\rangle$ és a $\left|\varphi_B\right\rangle$ állapotokat (az *A* és *B* indexeket akár el is hagyhatnánk), így a két tag kiejti egymást.

Az interferométer másik, ”4”-es kimenetén, a $\boldsymbol{D_4}$ detektornál viszont teljes valószínűséggel megjelenik a foton, hiszen ha a foton állapotát a detektor előtt $\left|\Psi_4\right\rangle$ adja meg, amikor is:

$$\left|\Psi_4\right\rangle = \frac{1}{2}\left(\left|\varphi_A\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle e^{i\pi/2} + \left|\varphi_B\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle e^{i\pi/2}\right),$$

akkor a foton megtalálási valószínűsége (mint az egyszerű számolással belátható):

$$\left\langle\Psi_4\middle|\Psi_4\right\rangle = 1$$

Levezetésünk azt adta, amit amúgy is vártunk, vagyis hogy csak a $\boldsymbol{D_4}$ detektor jelez foton-becsapódásokat, a $\boldsymbol{D_3}$ nem. Ez az eredmény teljes összhangban van az intenzív lézernyalábbal végzett kísérlet mérési eredményével.

Második lépésben jelöljük meg az interferométer két ágát, azaz változtassuk meg a felső ág polarizációs állapotát vízszintesre (5. ábra). Most már a felső és az alsó ág állapota

megkülönböztethető! Ekkor a ”3”-as kimeneten (amelyhez a $\boldsymbol{D_3}$ detektor csatlakozik) a foton állapota a következőképpen adható meg:

$$\left|\Psi_3{}'\right\rangle = \frac{1}{2}\left(\left|\varphi_A\right\rangle \otimes \left|\leftrightarrow\right\rangle e^{i\pi} + \left|\varphi_B\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle\right),$$

míg az inerferométer másik kimenetén ($\boldsymbol{D_4}$ detektor):

$$\left|\Psi_4{}'\right\rangle = \frac{1}{2}\left(\left|\varphi_A\right\rangle \otimes \left|\leftrightarrow\right\rangle e^{i\pi/2} + \left|\varphi_B\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle e^{i\pi/2}\right)$$

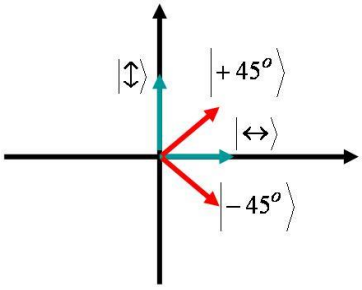
Annak a valószínűsége tehát, hogy az ”3”-as kimeneten megjelenik a foton:

$$\left\langle\Psi_3{}'\middle|\Psi_3{}'\right\rangle = \frac{1}{2}\left(\left\langle\varphi_A\right| \otimes \left\langle\leftrightarrow\right| e^{-i\pi} + \left\langle\varphi_B\right| \otimes \left\langle\updownarrow\right|\right)\cdot\frac{1}{2}\left(\left|\varphi_A\right\rangle \otimes \left|\leftrightarrow\right\rangle e^{i\pi} + \left|\varphi_B\right\rangle \otimes \left|\updownarrow\right\rangle\right) =$$
$$= \frac{1}{4}\left[\left\langle\varphi_A\middle|\varphi_A\right\rangle\left\langle\leftrightarrow\middle|\leftrightarrow\right\rangle + \left\langle\varphi_B\middle|\varphi_B\right\rangle\left\langle\updownarrow\middle|\updownarrow\right\rangle + \left\langle\varphi_A\middle|\varphi_B\right\rangle\left\langle\leftrightarrow\middle|\updownarrow\right\rangle e^{-i\pi} + \left\langle\varphi_B\middle|\varphi_A\right\rangle\left\langle\updownarrow\middle|\leftrightarrow\right\rangle e^{i\pi}\right] = \frac{1}{2}$$

(Ehhez felhasználtuk az ortogonalitási relációkat: $\left\langle\varphi_A\middle|\varphi_A\right\rangle = \left\langle\varphi_B\middle|\varphi_B\right\rangle = \left\langle\leftrightarrow\middle|\leftrightarrow\right\rangle = \left\langle\updownarrow\middle|\updownarrow\right\rangle = 1$ és $\left\langle\updownarrow\middle|\leftrightarrow\right\rangle = \left\langle\leftrightarrow\middle|\updownarrow\right\rangle = 0$.)

Hasonló számítással megmutatható, hogy a másik kimeneten is a foton megjelenésének a valószínűsége: $\left\langle\Psi_4{}'\middle|\Psi_4{}'\right\rangle$=½. Ez tehát azt jelenti, hogy véletlenszerűen szólal meg 50%-50%-os valószínűséggel a $\boldsymbol{D_3}$ és a $\boldsymbol{D_4}$ detektor. Eredményünket a következőképpen interpretálhatjuk: annak a következménye, hogy az interferométer két ágát megjelöltük, az lett, hogy a második nyalábosztó után a felső vagy az alsó ágban haladó foton állapota még mindig megkülönböztethető, ezzel az interferenciát elmostuk. Vagyis most nem lehet az *A* és *B* indexeket ”elfelejteni”, és az állapotok összegét venni (majd ebből kiszámítani a $\left\langle\Psi\middle|\Psi\right\rangle$ megtalálási valószínűséget), hanem a valószínűség meghatározásánál $\left\langle\varphi_A\middle|\varphi_A\right\rangle$-t és a $\left\langle\varphi_B\middle|\varphi_B\right\rangle$-t kell összegezni, mint ahogy azt fentebb láttuk. Ez az oka az interferencia eltűnésének.

Vizsgáljuk meg, hogy mi történik, ha a D_3 és a D_4 detektorok elé beteszünk egy-egy 45°-os szögben elfordított $\boldsymbol{P_3}$ és $\boldsymbol{P_4}$ polárszűrőt (7. ábra). A 45°-os szögben elfordított polarizátor természetesen egy új bázist jelöl ki. Az új polarizációs bázisállapotokat a $|\updownarrow\rangle$ és a $|\leftrightarrow\rangle$ mintájára $|\pm 45^0\rangle$-okkal jelöljük. Az elmondottakat szemlélteti az alábbi ábra.



8. ábra

A vízszintes és a függőleges polarizációs állapotok egyszerűen megadhatók ebben a bázisban:

$$|\leftrightarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+45^o\rangle + |-45^o\rangle\right) \quad \text{és}$$

$$|\updownarrow\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|+45^o\rangle - |-45^o\rangle\right)$$

Ezt felhasználva az interferométer ”3”-as kimenetén, de még a polarizátor előtt megjelenő foton állapota egyszerűen megadható ebben az új bázisban az alábbi, nyilvánvaló módon:

$$|\Psi_3{}'\rangle = \frac{1}{2}\left(|\varphi_A\rangle \otimes |\leftrightarrow\rangle e^{i\pi} + |\varphi_B\rangle \otimes |\updownarrow\rangle\right) =$$
$$= \frac{1}{2}\left[|\varphi_A\rangle \otimes \left(|+45^o\rangle + |-45^o\rangle\right)\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\pi} + |\varphi_B\rangle \otimes \left(|+45^o\rangle - |-45^o\rangle\right)\frac{1}{\sqrt{2}}\right]$$

Mármost ki tudjuk számítani annak a valószínűségét, hogy a +45° -os , P_3 polarizátor után (a $\boldsymbol{D_3}$ detektornál) mekkora valószínűséggel jelenik meg egy foton. Mint azt tudjuk, ez a kvantummechanika axiómái szerint

$$\left|\langle +45^o | \Psi_3{}'\rangle\right|^2$$

Ennek kiszámításakor vegyük figyelembe a bázisvektorok ortogonalitását:

$$\left\langle +45^{o} \middle| +45^{o} \right\rangle = \left\langle -45^{o} \middle| -45^{o} \right\rangle = 1 \text{ és } \left\langle +45^{o} \middle| -45^{o} \right\rangle = \left\langle -45^{o} \middle| +45^{o} \right\rangle = 0$$

Felhasználva a $\left|\Psi_3{}'\right\rangle$ állapotnak az új $\left|\pm 45^0\right\rangle$ bázisban felírt (fenti) alakját azt kapjuk, hogy:

$$\left\langle +45^o \middle| \Psi_3{}' \right\rangle = \left\langle +45^o \middle| \frac{1}{2}\left[|\varphi_A\rangle \otimes \left(\left|+45^o\right\rangle + \left|-45^o\right\rangle \right) e^{i\pi} \frac{1}{\sqrt{2}} + |\varphi_B\rangle \otimes \left(\left|+45^o\right\rangle - \left|-45^o\right\rangle \right) \frac{1}{\sqrt{2}} \right] =$$

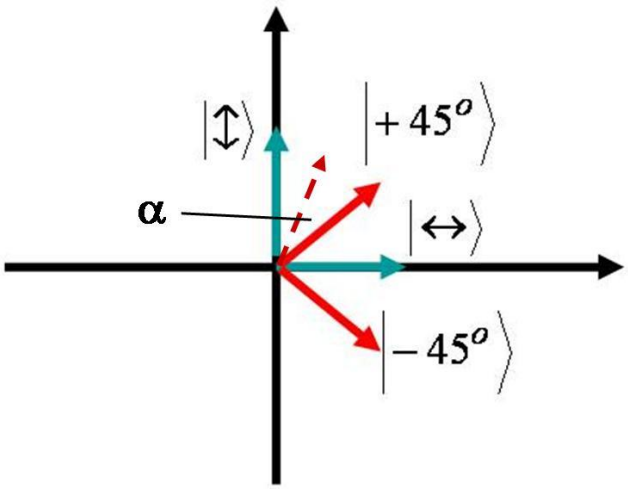
$$\frac{1}{2\sqrt{2}}\left[|\varphi_A\rangle \otimes \left(\left\langle +45^o \middle| +45^o \right\rangle + \left\langle +45^o \middle| -45^o \right\rangle \right) e^{i\pi} + |\varphi_B\rangle \otimes \left(\left\langle +45^o \middle| +45^o \right\rangle - \left\langle +45^o \middle| -45^o \right\rangle \right) \right] =$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}}\left[-|\varphi_A\rangle + |\varphi_B\rangle \right] = 0$$

A polarizátor mögé elhelyezett ***D₃*** detektorba tehát nem jut foton! Értelmezzük most ezt az eredményt! A ***D₃*** detektorba nem jut foton, mert a polarizátor eltörölte a felcímkézést, azaz *kiradírozta az útmegjelölést*, így a felső és az alsó ágból érkező fotonállapotok a polarizátor után már megkülönböztethetetlenek, ezért újra fellép az interferencia. Csakhogy most egyidejűleg mindössze egy foton volt jelen az interferométerben! Az itt bemutatott kvantumradír kísérlet jól demonstrálja egyidejűleg a foton hullám és részecske természetét. Ez a kettősség, mint azt láttuk, abban mutatkozik meg, hogy mindaddig, amíg a fotont nem detektáljuk az inerferométer alsó vagy/és felső ágában, mint egy hullám ”befutja” az elrendezés mindkét ágát, viszont detektálásnál a foton egésze nyelődik el. Könnyű belátni, hogy a foton nem úgy terjed át az interferométeren, hogy annak felső vagy alsó ágán halad, hiszen akkor nem lehetne kioltást mérni a ***D₃*** detektornál (a 45°-os polárszűrővel). A kvantumradír effektus tehát csak abban az esetben működik (és működik!), ha a foton állapota a $|\varphi_A\rangle$ és $|\varphi_B\rangle$ állapotok lineáris szuperpozíciójaként adható meg. Ez azt jelenti, hogy a foton az egész interferométert befutja, vagyis mindkét ágból összeszedi a megfelelő fázis és polarizáció információt.

Hasonló számítással megmutatható, hogy a $\left|-45^o\right\rangle$ polarizátor beállítás mellett annak a valószínűsége, hogy a foton ***D₄*** detektorba érkezik: ½.

A $\boldsymbol{D_3}$ detektor elé elhelyezett polarizátort természetesen nem csak 45°-os szögben lehet elfordítani a vízszinteshez képest. A polárszűrő tetszőleges, α szögű beállítását a $\left|-45^o\right\rangle$, $\left|+45^o\right\rangle$ bázisban adjuk meg, ahogyan az a következő ábrán látható.



9. ábra

Ekkor a polarizátor (P_α) által meghatározott polarizációs állapot a következőképpen adható meg:

$$|\alpha\rangle = \cos\alpha \cdot \left|+45^o\right\rangle - \sin\alpha \cdot \left|-45^o\right\rangle$$

Mint azt az előbb már láthattuk, a $\boldsymbol{BS_2}$ nyalábosztó ”3”-as kimenetét jellemző állapot a következő alakban adható meg:

$$\left|\Psi_3{}'\right\rangle = \frac{1}{2}\left(|\varphi_A\rangle \otimes |\leftrightarrow\rangle e^{i\pi} + |\varphi_B\rangle \otimes |\updownarrow\rangle\right) =$$
$$= \frac{1}{2}\left[|\varphi_A\rangle \otimes \left(\left|+45^o\right\rangle + \left|-45^o\right\rangle\right)\frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\pi} + |\varphi_B\rangle \otimes \left(\left|+45^o\right\rangle - \left|-45^o\right\rangle\right)\frac{1}{\sqrt{2}}\right]$$

A P_α polarizátor hatását is figyelembe véve megadhatjuk a foton állapotát a detektor előtt:

$$\left|\Psi_{3\alpha}\right\rangle = \left|\alpha\right\rangle\left\langle\alpha\right\|\Psi_3'\rangle = \left(\cos\cdot\alpha\cdot\left|+45^{o}\right\rangle - \sin\alpha\cdot\left|-45^{o}\right\rangle\right)^{*}\left|\Psi_3'\right\rangle =$$

$$= \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\left[\cos\alpha\cdot\left\langle+45^{o}\middle|+45^{o}\right\rangle\left(-\left|\varphi_A\right\rangle+\left|\varphi_B\right\rangle\right) - \sin\alpha\cdot\left\langle-45^{o}\middle|-45^{o}\right\rangle\left(-\left|\varphi_A\right\rangle-\left|\varphi_B\right\rangle\right)\right]\otimes\left|\alpha\right\rangle =$$

$$= \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{2}}\sin\alpha\cdot\left(\left|\varphi_A\right\rangle+\left|\varphi_B\right\rangle\right)\otimes\left|\alpha\right\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\sin\alpha\cdot\left|\varphi\right\rangle\otimes\left|\alpha\right\rangle$$

A P_α után a detektálás valószínűségére (ekkor már nem számít a nyaláb polarizációs állapota) tehát azt kapjuk, hogy:

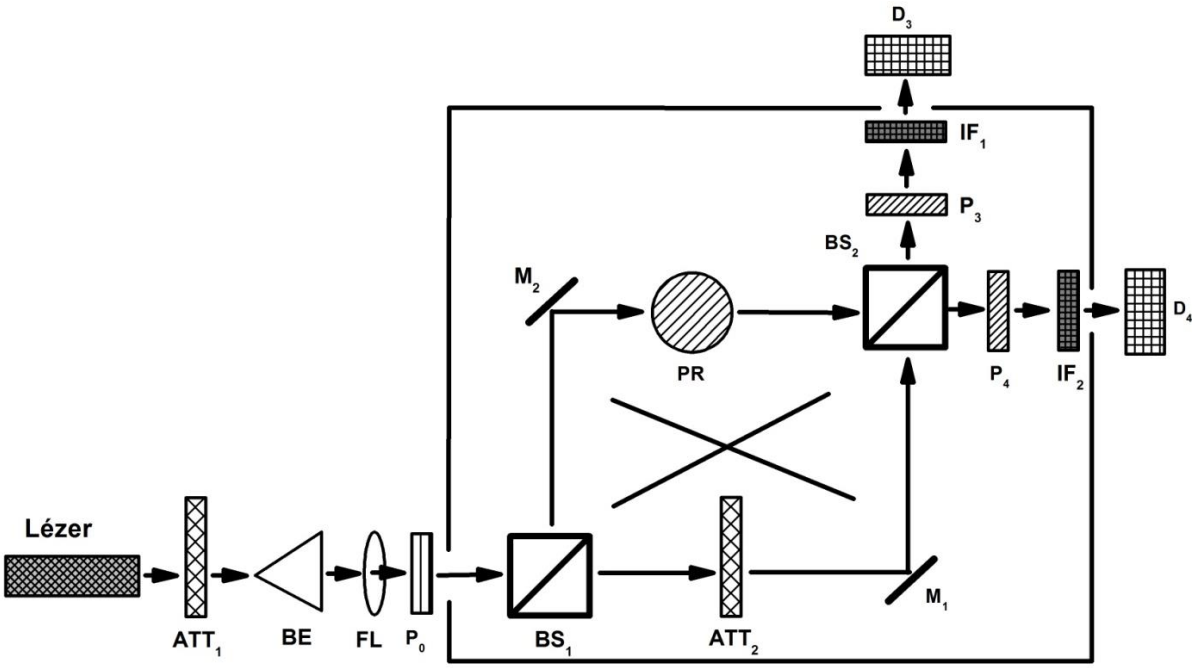
$$\left|\left\langle\alpha\middle|\Psi_3{}'\right\rangle\right|^2 = \frac{1}{2}\sin^2(\alpha)$$

A számítás során figyelembe vettük, hogy P_α polarizátor kiradírozza az útmegjelölést, azaz a $\left|\varphi_A\right\rangle$ és $\left|\varphi_B\right\rangle$ állapotok már nem különböztethetők meg. A detektoron megjelenő foton valószínűsége tehát ***sin²α***-al arányos. Hasonlóképpen belátható, hogy a másik kimeneten, a ***D₄*** detektornál megjelenő foton becsapódási valószínűsége ***cos²α***-el arányos.

Az elmélet szemléletesebb leírása az V.2. függelékben található.

IV. Mérési feladatok

1. Ellenőrizze a *10. ábrán* látható mérési elrendezést, figyelje meg a berendezésben található optikai elemeket és azonosítsa őket!



10. ábra
A kísérleti elrendezés sematikus ábrája az árnyékoló doboz elhelyezésével.
(ATT: attenuátor, IF: interferencia szűrő, BE: mikr. objektív, FL: lencse)

2. Helyezzen a detektorok elé fehér ernyőket! Nagy intenzitású (~mW) lézerfény segítségével, tanulmányozza az interferenciaképet, és azok változását az ernyőkön. Mit tapasztal a polarizátorok és polarizáció-forgató szögének változtatásával?

3. Távolítsa el az elrendezésből az ernyőket. Csatlakoztassa a fotonszámláló detektort az oszciloszkóphoz, és indítsa el a számítógépet. A mérés megkezdése előtt a polarizációforgatót állítsa be úgy, hogy a polarizációs sík forgatása $\beta = \pi/2$ legyen. Csökkentse az ATT_1 segítségével a rendszerbe belépő intenzitást úgy, hogy az a minimális legyen. Mit tapasztal az oszcilloszkópon? Milyen a detektorból származó jel, melyek a főbb paraméterei?

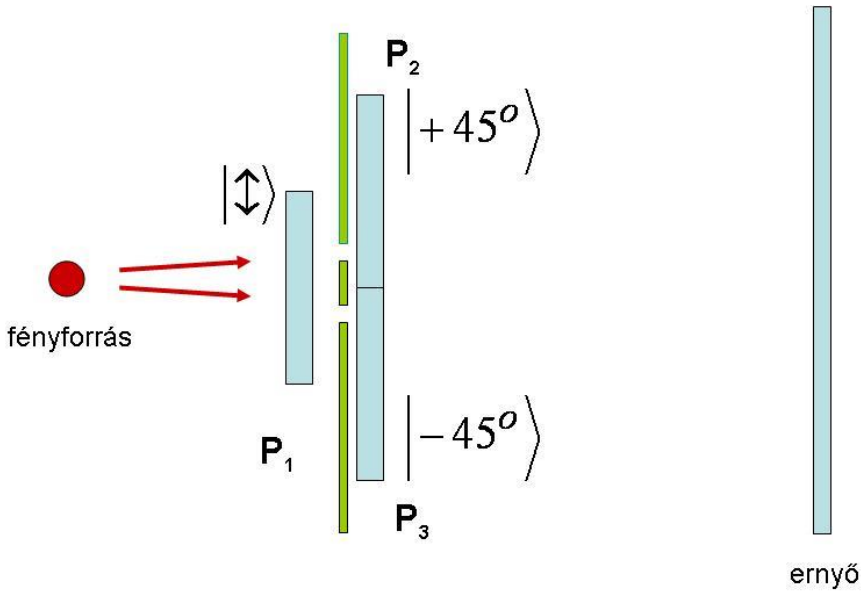
4; A detektor segítségével végezzen mérést, mely során a detektorok által érzékelhető fotonszámot vizsgálja a detektorok előtti polarizátor(ok) szögének függvényében. Állítsa be kellő mintavételezésre és méréstartományra az oszcilloszkópot. Az oszcilloszkópról kimentett

(a számítógépen rögzített) adatokat dolgozza fel, ábrázolja a beérkezett fotonszámot a polarizátor szögének függvényében, majd vesse össze az elméleti bevezetőben tapasztaltakkal. Milyen következtetéseket von le belőle?

V. Függelék

V.1. Kvantumradír effektus Young-féle interferométerrel

A kvantumradír effektus kimutatására használható legegyszerűbb elrendezés a Young-féle interferométer (*11. ábra*). A kísérlet lényege ugyanaz, mint a M-Z interferométer esetében. A nyílások elé helyezett P_1 , valamint a nyílások mögé állított P_2 és P_3 polarizátorokkal elérhető, hogy az interferencia megszűnjön, ami természetesen újra megjelenik, amint a P_2 és P_3 polarizátorokat eltávolítjuk.



11. ábra

Az interferencia a P_2 és P_3 eltávolítása nélkül is újra ”visszavarázsolható”, amint az ernyő elé helyezünk egy $|\updownarrow\rangle$ állapotú újabb polárszűrőt, kiradírozva azt az információt, hogy melyik nyíláson haladt át a foton.

V.2. A ”kvantumradír” kísérlet elméleti alapjai

1.) Bevezetés

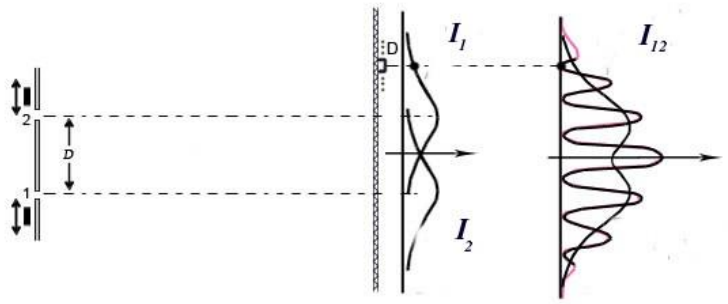
A Kvantummechanika már a megszületésekor értelmezési gondokkal küzdött. Ennek oka abban van, hogy a kvantumvilág jelenségei minőségében mások, mint azok, amelyeket a makroszkopikus (klasszikus fizikai) skálán tapasztalunk. Ezért a makroszkopikus világ fogalmai nem alkalmasak ezeknek a leírására és értelmezésére. Ez csak a matematika segítségével lehetséges. A cél az így kapott absztrakt matematikai modell lehető leghűbb átültetése a megszokott fogalmainkra.

Mára már sok minden tisztázódott.

Ma már tudjuk például, hogy a ”hullám-részecske kettősség” esetén szó sincsen semmiféle kettős természetről. Az elektronok és a fotonok ezen ”furcsa” viselkedését inkább a ”hullám és részecske egységének” kellene nevezni. Hiszen mindig pontszerű részecskéket detektálunk, és ugyanakkor ki tudjuk számítani a tér megadott helyén a detektálás valószínűségét. Az elektronok esetén ez a Schrödinger egyenlet, fotonok esetén pedig a Maxwell egyenletekből adódó hullámegyenlet megoldását jelenti. Az utóbbi esetben felmerül a kérdés, hogy az elektromágneses hullám tulajdonságai miként feletethetők meg a foton (mint ”részecske”) mérhető fizikai tulajdonságainak.

2.) A kétréses kísérlet

Az elmondottak legegyszerűbb, ugyanakkor a lényeget tökéletesen visszaadó szemléltetése a közismert **Young-féle kétréses kísérlet.**



A kétréses kísérlet

Két, elegendően közel lévő, vékony rést megvilágítunk. A réseken átmenő **fényhullámok** koherensek, hiszen a beeső fénynek egyazon pillanatnyi hullámfrontja gerjeszti őket.

A közvetlenül mérhető mennyiség a fény intenzitása. Az (1) résből induló elektromágneses hullám térbeli intenzitás-eloszlása legyen $I_1(\vec{r})$ és a (2) résből indulóé $I_2(\vec{r})$. Ha mind a két rés nyitva van, akkor a térben megjelenő $I_{12}(\vec{r})$ intenzitása az elektromágneses hullámok (interferencia) tulajdonságainak az ismeretében kiszámítható. A fizikai optika szerint a fény $I(\vec{r})$ intenzitását az elektromágneses energiasűrűség adja meg. Tehát

$$I(\vec{r}) = w_{EM} = \varepsilon_0 \left|\vec{E}\right|^2$$

Pontosabban: $I(\vec{r}) = cw_{EM} = c\varepsilon_0 \left|\vec{E}\right|^2$, de a c fénysebesség állandó, így a továbbiakban nem írjuk ki. Ha most a két résből érkező elektromágneses hullám interferál egymással, akkor az eredő fényhullámot alkotó elektromos térerősségek összeadódnak, azaz

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_1(\vec{r}) + \vec{E}_2(\vec{r}).$$

Így a fény intenzitására azt kapjuk, hogy:

$$I_{12} = \varepsilon_0 \vec{E}^2 = \varepsilon_0 \cdot \left(\vec{E}_1^2 + \vec{E}_2^2 + 2\vec{E}_1\vec{E}_2\right) = I_1 + I_2 + 2\varepsilon_0 \vec{E}_1\vec{E}_2 .$$

Ha két független fényforrásunk lenne (pl. a két rést felváltva nyitogatnánk és zárnánk), akkor nem lépne fel interferencia. Ekkor a tapasztalat szerint az intenzitások összeadódnak, azaz

$$I_{12} = I_1 + I_2$$

Az interferenciáért tehát az $I_{INT} = 2\varepsilon_0 \vec{E}_1\vec{E}_2$ tag a felelős. Látható, hogy most a mérési eredmény megértése nem jelent gondot, hiszen az $\vec{E}(\vec{r})$ elektromos térerősségről határozott fizikai elképzelésünk van.

De mi van a **fotonok esetében!?**

A fényelektromos jelenségnél a fémből kilépő elektronok száma a beeső fény intenzitásával arányos. A Compton-effektus azt mutatta, hogy fémben csak ”egy foton – egy elektron” kölcsönhatások lépnek fel. A fény tehát ”hν” energiájú, (független) fotonok sokaságából áll. Legyen a térfogati fotonszám-sűrűség ”n_F”. Ekkor az elektromágneses tér energiasűrűségét a fotonok energiája adja, azaz:

$$w_{EM} = n_F \cdot h\nu$$

Mivel tudjuk, hogy $w_{EM} = \varepsilon_0 \left|\vec{E}\right|^2$ ezért írható, hogy:

$$n_F = \frac{\varepsilon_0}{h\nu} \cdot \left|\vec{E}\right|^2$$

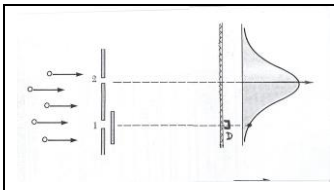
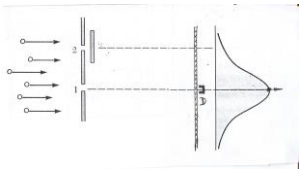
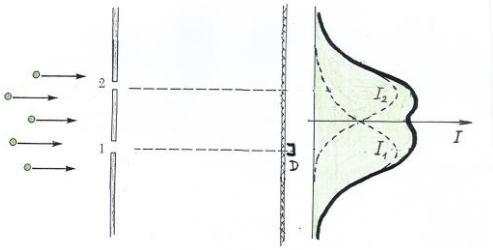
Az n_F foton-sűrűség megadja, hogy az adott helyen, adott idő alatt hány (független) fotont detektálhatunk. A detektált fotonok száma tehát a fény intenzitásával arányos.

Végezzük el a fenti ”kétréses kísérletet” egy megfelelően kicsiny intenzitású foton nyalábbal. A résekkel szemben elhelyezett ”felfogó ernyő” olyan, hogy az alkalmas az ernyőre becsapódó fotonok ”egyenkénti” detektálására (szcintillációs ernyő, CCD kamera, foton detektor, stb…).

A ”kísérlet” maga azt jelenti, hogy a rések különböző (zárt vagy nyitott) állapotai mellett megszámláljuk az ernyőre (adott idő alatt) becsapódó fotonokat. Illetve ezek helyszerinti eloszlását.

Ha a fotonok **klasszikus tömegpontok volnának,** akkor azt a triviális eredményt kapnánk, hogy

$$I_{12} = I_1 + I_2$$

 Az ernyőn mért intenzitás eloszlás I_2 ha csak a (2)-es rés van nyitva	 Az ernyőn mért intenzitás eloszlás I_1 ha csak a (1)-es rés van nyitva	 Az ernyőn mért intenzitás $I_{12}=I_1+I_2$ abban az esetben, ha mind a két rés nyitva van

De, mint azt tudjuk, a mérés eredménye az interferencia miatt a következő:

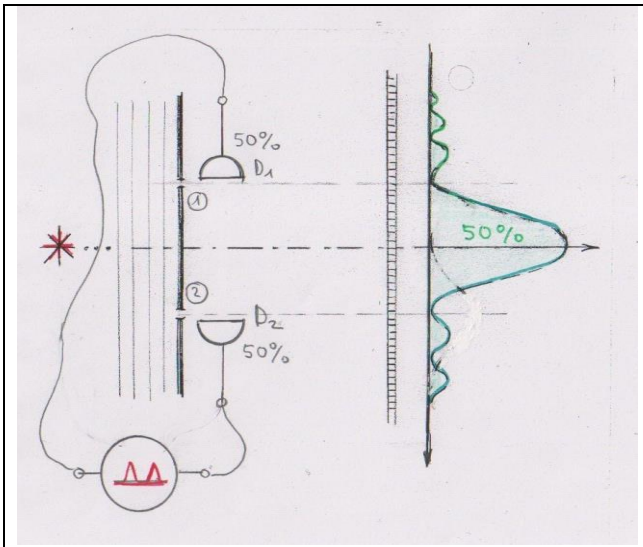
$$I_{12} = I_1 + I_2 + I_{INT}$$

Ez a klasszikus, részecske szemléletünk számára azért ”furcsa”, mert megjelent az ”I_{INT}” tag. A kognitív zavart az okozza, hogy a megszokott ”klasszikus részecske” képben gondolkodva nem tudjuk elképzelni azt, hogy:

amikor a pontszerűnek gondolt foton átmegy az egyik résen, miként ”*érzékeli*” azt, hogy a másik rés nyitva van-e avagy zárva? Márpedig ezt valamiképpen ”tudnia kell”. Látható ugyanis, hogy a képernyőn a fotonok eloszlása teljesen más akkor, amikor

mind a két rés nyitva van ($I_1 + I_2 + I_{INT}$), mint akkor, amikor felváltva hol az egyik, hol a másik ($I_1 + I_2$).

Gondolhatnánk esetleg arra, hogy a foton valami módon ”szétfolyik” és így egyszerre mind a két résen átmegy. Igaz ugyan, hogy ez meglehetősen vad ötletnek tűnik, de nem vethető el teljesen. Kísérletileg kell ellenőriznünk, hogy ez megtörténik-e vagy sem.



Ezen kísérlet értelmezésénél ”egyszerre” kell használni a hullám és a részecske szemlélet.

Ennek megfelelően tegyünk egy-egy ”foton detektort” közvetlenül a rések után. Legyen ezeknek az ”érzékenysége” 50%-os. Ez azt jelenti, hogy az ilyen detektor kb. minden második fotont képes csak ”észrevenni”. A detektor akkor fog jelezni, ha a foton átmegy az adott résen. Ekkor a fotont a detektor elnyeli, így az már nem megy tovább. Ha történetesen a foton ”egyszerre menne át mind a két résen”, akkor a két detektor ”egyszerre jelezne”. Bocsássunk ismét egy gyenge fénynyalábot a résekre! Azt tapasztaljuk, hogy **vagy az egyik, vagy a másik detektor jelez (de a kettő egyszerre sohasem) és a nem detektált fotonok kialakítják a szemközti ernyőn a jól ismert interferencia képet!**

Ezt ”szemléletesen” csak úgy tudjuk értelmezni, hogy a foton egyszerre csak az egyik résen megy át. **Ennek fényében különösen ”érthetetlen” az interferencia kép megjelenése**.

3.) A Mach-Zehnder interferométer

A kétréses kísérlet tovább egyszerűsíthető és laboratóriumi mérésre alkalmasabb elrendezés valósítható meg. Ennek kulcsa az ún. **Mach-Zehnder interferométer.**

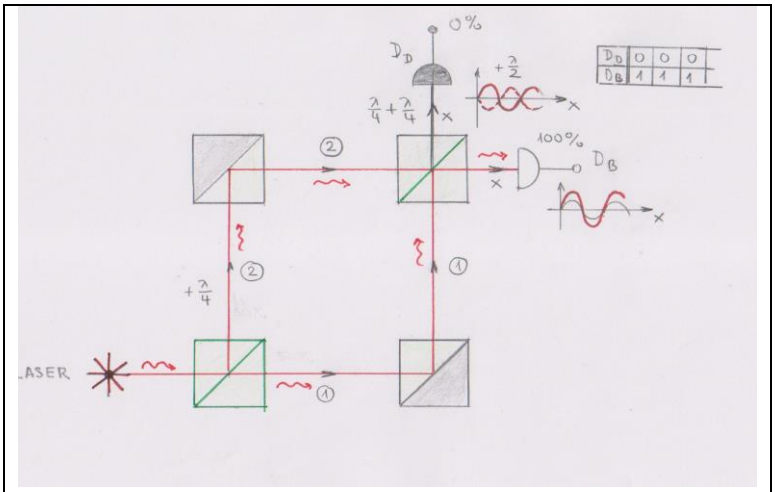
Az elkövetkezőkben ennek a kísérleti elrendezésnek az elvi vázlatát mutatjuk be. A rajzokban használt betűjelek (rövidítések) az angol elnevezésre utalnak. Ezek a következők

a.) Egyszerű visszaverő ”Tükör” (**”Mirror”**, jele: **”M”**)

b.) ”Nyalábosztó” (”**B**eam **S**plitter” , jele: **”BS”**)

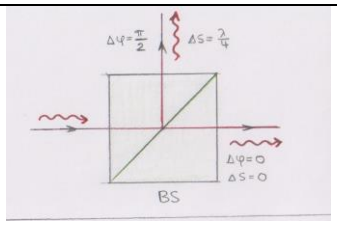
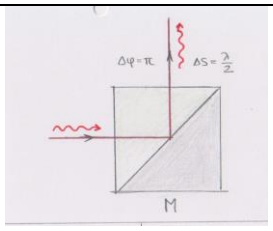
Maga az interferométer 2db **BS** és 2db **M** alkatrészből áll, a mellékelt ábrán bemutatott elrendezésben. Ha a használt LASER fény intenzitása elegendően nagy, akkor mindvégig a klasszikus elektromágneses hullámmodellel dolgozhatunk. A fény kvantumos tulajdonságát a nagy intenzitás miatt (ami nagy foton-sűrűséget jelent) nem érzékelhetjük. Ekkor a fény intenzitásának a mérésére egyszerű fényérzékelő fotocellákat (D_D és D_B) használhatunk.

Az interferométer működése ebben az esetben könnyen megérthető. A bejövő lézerfény két koherens nyalábra bomlik és ezek újra egyesülésekor létrejön az interferencia.



Mach-Zehnder interferométer felépítése

A két tükör (**M_1 és M_2**) a ráeső fényhullámot a tükrözési törvénynek megfelelően egyszerűen visszaveri. Az esetleges ”fázisváltozásokat” nem kell figyelembe venni, mert ez mindkét ágban bekövetkezik. Így a relatív fázisváltozás zérus lesz.

	
”**BS**” nyalábosztó fázisviszonyai	”**M**” visszaverő tükör fázisviszonya

A Nyalábosztó (**BS_1** és **BS_2**) két összeragasztott prizmából áll. A ragasztási felület olyan, hogy a ráeső fényhullám 50%-át átereszti és 50%-át visszaveri. Az áteresztett nyalábot **”t”** –vel (transmitted), a visszavertet **”r”**-el (reflected) jelöljük. Az interferométer működésében igen fontos szerepe van annak, hogy a visszavert ”r” fényhullám **”π/2”** fázisugrást szenved. Ez az optikai útban **”λ/4”**-es többletet jelent. Az áteresztett ”t” fényhullám fázisváltozás nélkül halad tovább.

A lézerből érkező fénynyaláb BS_1-nél kettéválik és a BS_2 –nél újra egyesül és interferál. A nyalábosztó két kimeneténél található D_D és D_B fényérzékelő detektorok jelzik a rájuk eső fény intenzitását. Az ”D” és az ”B” indexek jelenése nemsokára érthető lesz.

A fénysugarak által megtett fényutak a következők:

$S_1 = BS_1\text{-}M_1\text{-}BS_2$

$S_2 = BS_1\text{-}M_2\text{-}BS_2$

Tételezzük fel, hogy a két út (geometriailag) egyforma hosszú. Tehát az optikai útkülönbségek csak a nyalábosztókon fellépő **”π/2”** fázisváltozásokból (azaz **”λ/4”** optikai úthossz változásokból) adódhat.

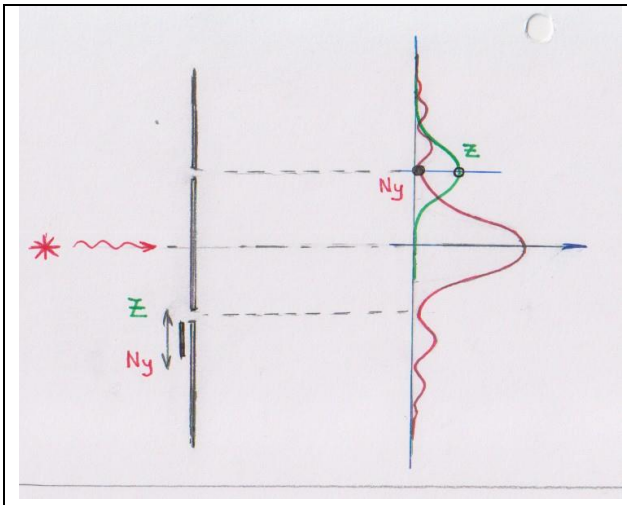
Az alábbi táblázat azt tartalmazza, hogy a különböző fényutakon a fényhullámok mely elemekkel (BS, M) lépnek kapcsolatban és ennek során milyen jellegű fázisváltozást (t,r) szenvednek, valamint hogy ennek következtében milyen a BS_2-ben egyesülő fényhullámok fáziskülönbsége és ez milyen fajta interferenciát jelent. A táblázatból az is kiolvasható, hogy milyen hatást gyakorol a két kilépő nyaláb a két detektorra.

	BS_1	M_1	M_2	BS_2	D_D	D_B
S_1+D_D	r	0	-	r	r r	
S_2+D_D	t	-	0	t	t t	
S_1+D_B	r	0	-	t		r t
S_2+D_B	t	-	0	r		t r
Optikai útkülönbség					**λ/2**	**0**

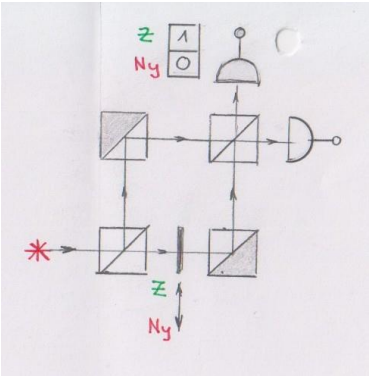
Látható, hogy a D_D detektorba érkező két fénynyaláb a **λ/2** útkülönbség miatt kioltja egymást. Ezért ez a fénydetektor soha nem jelez, azaz ”sötét” marad (innen a ”D” = ”Dark” index).
A D_B-be érkező két fényhullám között nincsen fáziseltérés, azaz ezek erősítik egymást. Így ez a D_B detektor mindig fényt jelez. Innen a ”B”-= ”Bright” (világos, fényes) index.

Tegyünk az egyik ágba (pl. az ”S_2”-be) egy fényelnyelő ”takarást”. Ekkor a fény csak az ”S_1” úton haladhat. A BS_2 -höz érve a beeső fény fele a D_D-be a másik fele a D_B -be esik. Tehát **mindkét fényérzékelő detektor jelezni** fog.

A következő ábrán annak magyarázata látható, hogy az **MZ** interferométer miért tekinthető a kétréses kísérlet egyszerűsített változatának.



Young-féle kétréses kísérlet

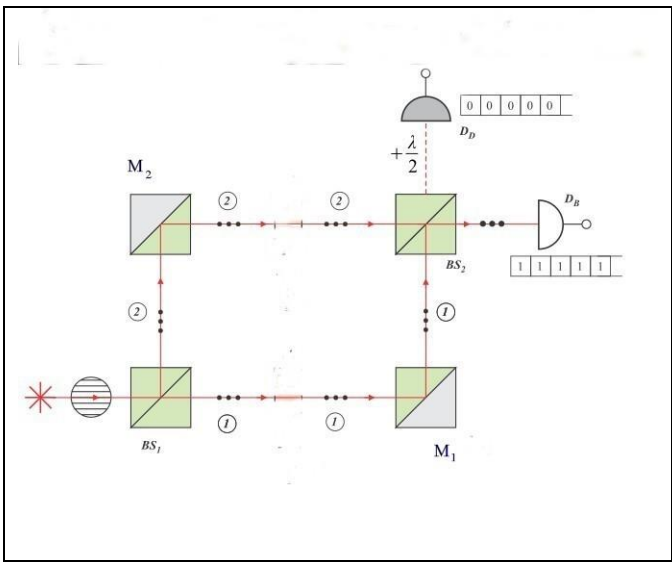


és az **MZ** interferométer kapcsolata

Tekintsünk a kétréses kísérlet képernyőjén egy olyan pontot, ahova nem érkezik fény (azaz sötét marad) ha mindkét rés nyitva van, de sok fényt kap (világos lesz) ha csak az egyik rés van nyitva. Ha ide tennénk egy fénydetektort, akkor az vagy jelez, vagy sem, attól függően hogy a rések zárva vannak-e vagy nyitva. Tehát ez a detektor pontosan úgy fog viselkedni, mint az M-Z interferométer detektorai.

Vizsgáljuk meg az **MZ** interferométer működését igen kicsiny fényintenzitás estén, azaz **kvantumoptikai üzemmódban!**

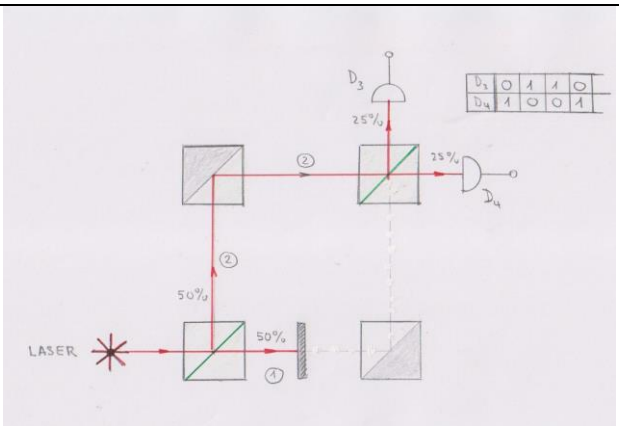
Ekkor a D_D és D_B detektorok mindegyike egy-egy **”foton detektor”** (”photomultiplier”, PMP), amely már (elvben) egyetlen foton becsapódását is jelzi. Az interferométerbe belépő fény intenzitása annyira lecsökkenthető, hogy bármelyik detektor egymást követő jelei jól elkülönülve jelennek meg. Joggal mondhatjuk ekkor, hogy az interferométerben **”egy időben egyszerre csak egy foton tartózkodik”.**



MZ interferométer az **egyfotonos** kísérletben.

Ha mindkét optikai út szabad.

Miután a foton elhagyta a BS_2 nyalábosztót, valamelyik detektor jelezni fog.
Ami a detektorok jelzéseit illeti, az eredmény nyilvánvalóan ugyanaz lesz, mint amit a hullámoptikai üzemmódban tapasztaltunk. Ott az eredmény érthető volt számunkra, mert a hullámok viselkedéséről vannak közvetlen tapasztalati élményeink. De ha ugyanezt a mérési eredményt a ”részecskének képzelt” fotonokkal akarjuk elmagyarázni, akkor bizony az már zavarba ejthet minket.

	**MZ** interferométer **egyfotonos** kísérletben. Csak az egyik optikai út szabad

Mint fentebb láttuk, ha mindkét optikai út szabad, akkor csak a D_B detektor jelez, a D_D sohasem. Ha az S_2 utat egy takarással lezárjuk, akkor vagy a D_D vagy a D_B szólal meg, de a két detektor egyszerre soha sem. A jelek jól elkülönülve érkeznek utalva arra, hogy a rendszerben egyszerre csak egyetlen foton van. Amit nem tudunk elképzelni az az, hogyha foton az $\mathbf{S_1}$ ágban halad, akkor miképpen érzékeli azt, hogy az $\mathbf{S_2}$-ben van-e kitakarás vagy sem. Márpedig valahogyan ezt teszi, hiszen egészen másképpen jeleznek a detektorok a két esetben.

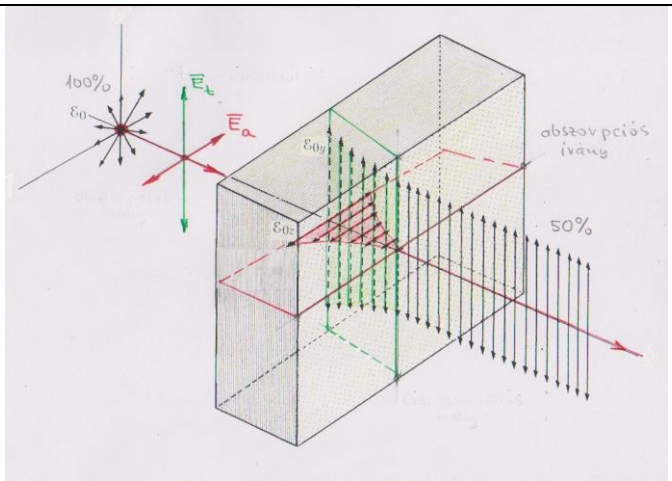
4.) Az fény polarizációja

Az elektromágneses hullámot a benne ”rezgő” $\vec{E}(\vec{r},t)$ elektromos-térerősség vektor jellemzi. Mint láttuk, a fény intenzitását megmérve meghatározhatjuk ennek a vektornak a nagyságát. Ez egyben megadja a fotonok számának a sűrűségét a térben. Az elektrodinamikában az $\vec{E}$ vektor irányát a fény polarizációjának nevezzük. Ha a fény haladása során az $\vec{E}$ vektor iránya állandó marad, akkor azt lineárisan polarizált fénynek nevezzük. Ha az egymás után érkező, véges hosszúságú hullámok polarizációs síkja mindig más és más irányú akkor polarizálatlan fényről beszélünk.

Vajon van-e egyetlen fotonnak olyan fizikai tulajdonsága, amelyik a fény polarizációjával függ össze?!

Hogy erre a kérdésre válaszolhassunk, először azt kell tisztáznunk, hogy miként mérnénk meg egy elektromágneses hullám polarizációját. Ehhez keresnünk kell egy olyan kölcsönhatást, amelyben a polarizációé a meghatározó szerep. Az egyik ilyen az ún.

polárszűrő. Ha egy polarizátorra polarizálatlan fény esik, akkor azt tapasztaljuk, hogy a polarizátor után a fény lineárisan polarizált lesz. A fény polarizációs iránya megegyezik a polarizátor ún. transzmissziós (vagy optikai) irányával. Intenzitása a beeső fény intenzitásának éppen a fele. A jelenséget úgy magyarázzuk, hogy a polarizátor anyagában van egy kitüntetett (optikai) irány. Hogyha a beeső fény polarizációs iránya ezzel megegyezik, akkor a fény változatlan intenzitással halad tovább. Ha viszont a polarizációs irány erre merőleges, akkor a fény teljes egészében elnyelődik. Ennek az iránynak a neve ”abszorpciós irány”.

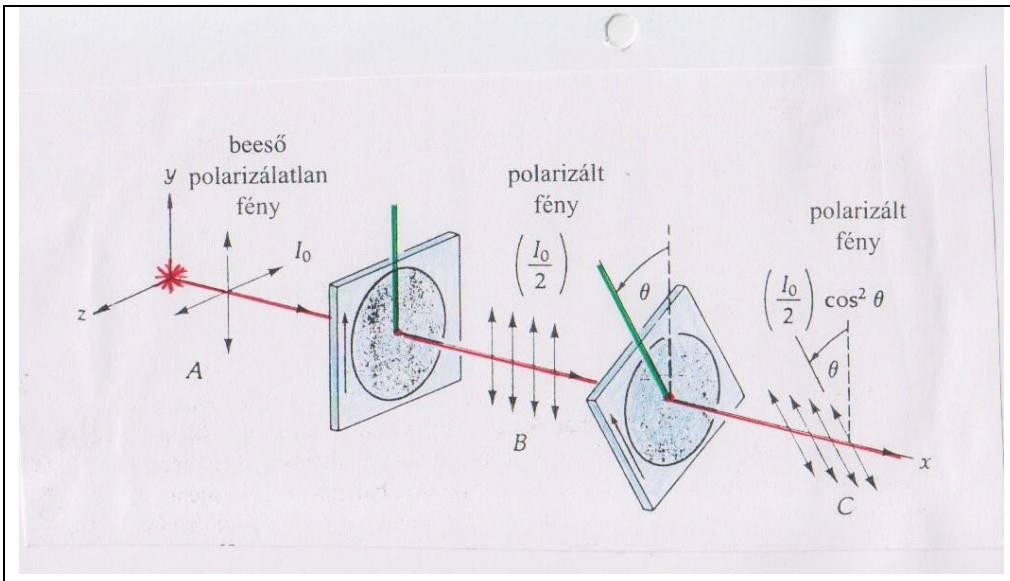


A polarizátor (polárszűrő) és
az elektromágneses hullám

A polarizátor túloldalán a fény intenzitása a beesőnek csak a fele lesz. A polarizátorral tehát adott polarizációjú fényhullám állítható elő. Ezért ezt ”polárszűrőnek” is szoktuk nevezni.

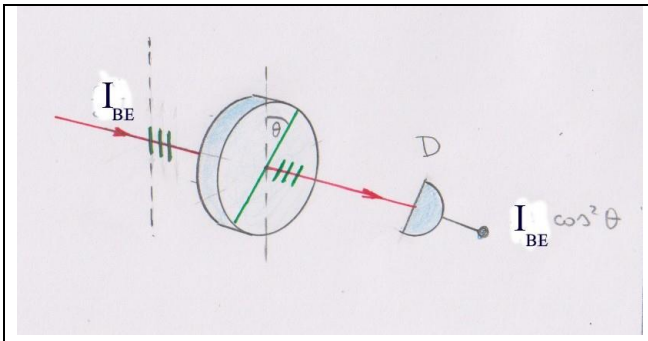
Helyezzünk el a polarizátorunk után egy másodikat is, amelynek az optikai tengelye ”θ” szöggel eltér az elsőtől. Ez azt jelenti, hogy a második polarizátor transzmissziós tengelye ”θ” szöget zár be a reá beeső fény polarizációs irányával. Az első polarizátorból távozó, I_B intenzitású fény tehát a másodikon is áthalad. A tapasztalat szerint a második polarizátort elhagyó fény intenzitása:

$$I = I_B \cos^2 \theta$$

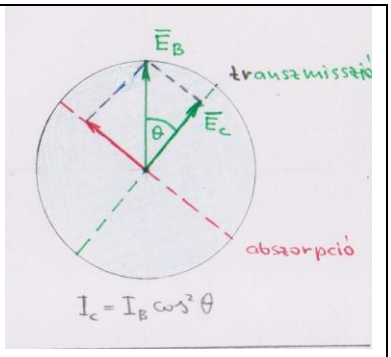


A fény polarizációjának a meghatározása

Látszik tehát, hogyha egy polarizátor transzmissziós iránya azonos beeső fény polarizációjával (θ=0), akkor a fény 100%-ban átmegy a polarizátoron. Ha a transzmissziós irány merőleges a fény polarizációjára (θ=π/2), akkor a polarizátoron nem megy át a fény. Az ismertetett jelenséget jól írja le az ún. Malus-törvény.



A polarizátor működési vázlata



A MALUS törvény hullámoptikai magyarázata

A Maxwell egyenletek fogalomrendszerével a Malus-törvény magyarázata igen egyszerű. Legyen a polarizátor optikai (transzmissziós) tengelye és a beeső fény polarizációs

iránya ($\vec{E}_B$) közötti szög ”θ”. Mivel az $\vec{E}_B$ vektor mennyiség, ezért tetszőleges módon vektorok összegére bontható és minden összetevőnek önálló fizikai tartalma van.

Bontsuk fel a beeső fény $\vec{E}_B$ vektorát egy - a polarizátor által meghatározott - optikai tengely irányú $\vec{E}_{TR}$ és egy arra merőleges $\vec{E}_{AB}$ komponensre, azaz:

$$\vec{E}_B = \vec{E}_{TR} \cdot + \vec{E}_{AB} \cdot$$

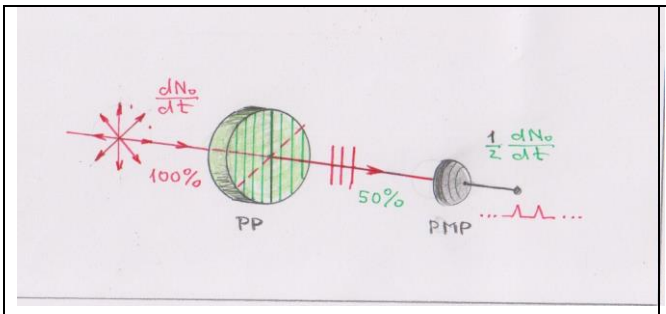
A fent elmondottak szerint, a transzmissziós irányú polarizált fény átmegy a polarizátoron, a rá merőleges polarizációjú elnyelődik. Az átment hullám intenzitása tehát:

$$\mathrm{I}_{\mathrm{TR}} = \varepsilon_0^2 \cdot \left|\mathrm{E}_{\mathrm{TR}}\right|^2 = \varepsilon_0^2 \cdot \left|E_B \cdot \cos\theta\right|^2 = \varepsilon_0^2 \cdot E_B^2 \cdot \left|\cos\theta\right|^2 = I_B \cdot \cos^2\theta$$

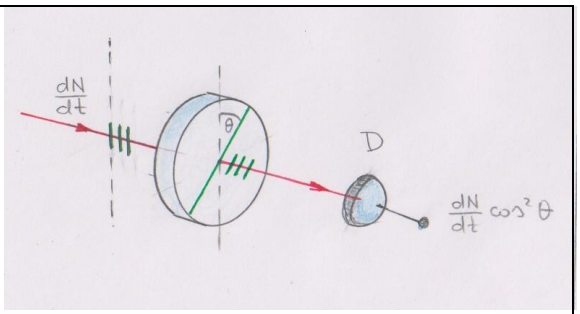
Ez éppen a Malus-törvény.

Nézzük meg mindezt a fotonok szemszögéből!

Elöljáróban fontos megjegyezni, hogy a ”θ” szög két fizikai anyaghoz (ez a polarizátorok anyaga) rendelhető geometriai egyenes közötti szöget jelent. Ez egyszerű ”szögméréssel” meghatározható. Ebben az értelemben lényegtelen, hogy van-e fény a rendszerben vagy sem. Az elvi nehézség éppen abban van, hogy ez a **geometriai szög** miként jelenik majd a **fotonok** tulajdonságában, amelyek egyáltalán **nem geometriai objektumok**!



A polarizátor (polárszűrő) és a fotonok



A Malus-törvény és a fotonok

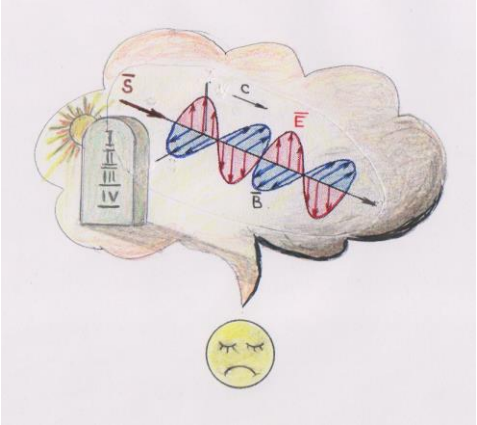
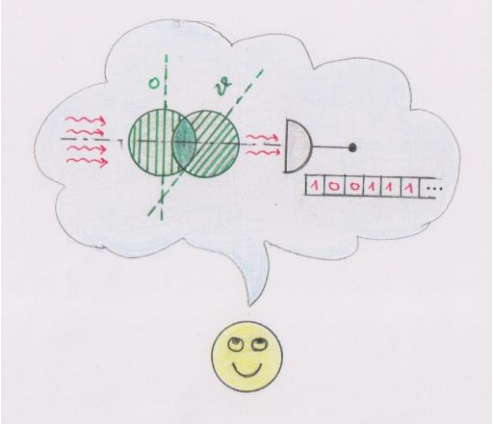
Egy polárszűrőre polarizálatlan fény esik. Ha a polárszűrő mögé egy fotondetektort helyezünk, akkor a kilépő fényintenzitásnak megfelelően beeső fotonoknak csak felét fogja detektálni. A fotonok másik felét ugyanis a polarizátor elnyelte. Ha a polárszűrőn egy lineárisan polarizált fényhalad át, akkor a Malus törvény teljesül. A polarizátor mögött lévő

detektor által jelzett fotonok dN száma a polarizátorra beeső dN_{BE} fotonszámmal a következő kapcsolatban van:

$$dN = \cos^2\theta \cdot dN_{BE}$$

Összegezve az elmondottakat kijelenthetjük, hogy az elektromágneses hullámokban fellépő $\vec{E}$ térerősség vektort közvetlenül nem tudjuk megfigyelni. A fény intenzitásának a mérésekor elvész az az információ, amelyik a $\vec{E}$ térerősség vektor irányát (azaz **fényhullám** polarizációját) adta meg. A fény polarizációját egy polarizátor segítségével határozhatjuk meg. Mindez igaz akkor is, ha fény intenzitása olyan kicsi, hogy a "$h\nu$" energiájú fotonok egyenként érkeznek a polarizátorra és a detektorba. Láthatóan a foton detektálása és a fény polarizációs tulajdonsága elválik egymástól. Mivel a fény fotonokból áll, ezért a fotonnak is kell rendelkeznie egy olyan fizikai tulajdonsággal, amelyik a fény polarizációjának felel meg. Az elmondottakból az is következik, hogy ennek a "polarizációs tulajdonságnak" függetlennek kell lennie a fény intenzitásától, azaz a foton megtalálási valószínűségétől.

Nevezzük el ezt a tulajdonságot a foton "polarizációs állapotának". Ehhez most semmi megszokott szemléletes képet nem tudunk kötni. Csak annyit mondhatunk, hogy a foton polarizációs állapota a fotonnak az a "belső" tulajdonsága, amelyik meghatározza azt, hogy a foton miként hat kölcsön a polarizátor anyagával. Mivel az anyag atomokból áll, lényegében a fotonnak ez a tulajdonsága atomi szinten nyilvánul meg (bármit is jelentsen ez!). Jelöljük ezeket a polarizációs állapotokat a $|\bullet\rangle$ szimbólummal. A polarizációs effektusokban tapasztaltak szerint ezek közül kettő játszik fontos szerepet, amelyeket $|\mathrm{H}\rangle$-val és a $|\mathrm{V}\rangle$-vel jelölünk. Ezeket az állapotokat egy polárszűrővel való kölcsönhatásuk definiálja. Így mondhatjuk azt, hogy pl. a polarizátor a $|\mathrm{V}\rangle$ állapotú fotonokat biztosan átengedi és a $|\mathrm{H}\rangle$ állapotokat biztosan elnyeli. Mivel ezek a mérések egyértelmű eredménnyel zárulnak (átmegy a foton vagy nem megy át) nyugodtan tekinthetjük ezt a $|\mathrm{V}\rangle$ és a $|\mathrm{H}\rangle$ állapotok definíciójának. Egy polárszűrő tehát arra szolgál, hogy adott $|\mathrm{V}\rangle$ állapotú fotonokat előállítson elő.

Ezt képzeljük el!	**Ezt tudjuk mérni!**
	
A Klasszikus Hullámoptika alapja a Maxwell egyenletek (axiomatikus) rendszere. Alapfogalma az $\vec{E}(\vec{r},t)$ és a $\vec{B}(\vec{r},t)$	**A Kvantumoptika** alapfogalma a foton-detektor által érzékelt foton ($h\nu$) és a polárszűrő által generált polarizált foton-állapot.

Megkívánjuk, hogy a Kvantumfizika törvényei általánosak legyenek. Azaz egyaránt érvényesnek kell lenniük mind az elektronokra, mind pedig a fotonokra. Ezért egységes ”elméletet” kell kitalálnunk.

Adja meg egy elektron térbeli állapotát (az egyszerűség végett most egydimenziós) $\psi(x)$ függvény. Ekkor az állapotfüggvények Born-féle valószínűségi értelmezése szerint a $|\psi(x)|^2 dx$ az elektron megtalálási valószínűségét adja. Ezért teljesülnie kell a következőnek:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = 1$$

Ezt a matematikai kifejezést szimbolikus formába is önthetjük:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(x)|^2 dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \psi^*(x)\psi(x) dx \equiv \langle \psi | \psi \rangle = 1$$

Az utolsó kifejezés már nagyon absztrakt forma. Itt már nem lényeges az, hogy a ψ állapotot valójában milyen konkrét matematikai objektummal adtuk meg. Csak az a lényeg, hogy valamiféle négyzetes kifejezésről van szó.

A $\langle\psi|\psi\rangle$ triviális általánosítása a következő:

$$\langle\varphi|\psi\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi^*(x)\cdot\psi(x)dx$$

Ez nyilván egy komplex szám lesz. Láthatóan igaz az is, hogy

$$\langle\varphi|\psi\rangle^* = \langle\psi|\varphi\rangle$$

Mindez legyen **mindenfajta kvantummechanikai állapotra** igaz!

Látható, hogy a $\langle\varphi|\psi\rangle$ lényegében egy olyan típusú kifejezés, mint az Euklideszi geometria vektorainál használt **skalár szorzat**. Ezen felbuzdulva a kvantumállapotokkal kapcsolatos műveleteket az Euklideszi vektortér mintájára fogjuk legyártani. Ez lesz a keresett általános matematikai modellünk.

A kvantumállapot matematikai képén egy ”absztrakt” vektort kell érteni. Ezt az ”absztraktságot” már a $|\bullet\rangle$ jelöléssel is hangsúlyozzuk, nehogy valaki valamilyen ismert, konkrét matematikai formára gondoljon.

A Malus-törvény fotonokkal történt kísérleti vizsgálata eredményeként arra a fontos következtetésre jutottunk, hogy a polarizációs állapotokra (is) érvényes a szuperpozíció elve. Azaz a fotonnak egy tetszőleges $|\bullet\rangle$ polarizációs állapot előállítható $|H\rangle$, $|V\rangle$ állapotok lineáris kombinációjával.

Tehát a kísérletek alapján már definiált $|H\rangle, |V\rangle$ és $|\bullet\rangle$ (polarizációs) állapotok olyan ”**absztrakt vektorokat**” jelölnek, amelyek között értelmezett matematikai műveletek az Euklideszi vektorterekhez hasonlóak. A különbség csak abban áll, hogy a skalárok itt komplex számok (és nem csak valósak, mint az Euklideszi esetben). Megkülönböztetésül ennek az **absztrakt** térnek új nevet adunk: **Hilbert tér**.

	Euklideszi tér **3D vaktorok**	**Hilbert tér** **Kvantumállapotok**
Vektorok	$\vec{a}$, $\vec{b}$, $\vec{c}$	$\lvert A\rangle, \lvert B\rangle, \lvert C\rangle$
Skalárok	a, c, c_1, c_2 valós számok	a, c, c_1, c_2 komplex számok

Szorzás skalárral	$\vec{c} = c \cdot \vec{a}$	$\lvert C\rangle = c \cdot \lvert A\rangle$
Skalár szorzás	$\vec{a} \cdot \vec{b} = \vec{b} \cdot \vec{a}$ valós szám	$\langle A\lvert B\rangle = \langle B\lvert A\rangle^*$ komplex szám
Normálás	$\vec{a} \cdot \vec{a} = 1$	$\langle A\lvert A\rangle = 1$
Hosszúság négyzet	$\vec{c} \cdot \vec{c} = c^2$	$\langle C\lvert C\rangle = \lvert c\rvert^2$
Ortogonalitás	$\vec{a} \cdot \vec{b} = 0$	$\langle A\lvert B\rangle = 0$
Lineáris kombináció	$\vec{c} = c_1 \cdot \vec{a} + c_2 \cdot \vec{b}$	$\lvert C\rangle = c_1\lvert A\rangle + c_2\lvert B\rangle$

A ”foton–polarizátor” kölcsönhatások eredményei azt mutatják, hogy a $\{\lvert H\rangle, \lvert V\rangle\}$ állapotpár a polarizációs állapottér egy bázisának tekinthető. Ezt a matematikai modellválasztást a kísérleti eredmények igazolták.

Ezért ezt fogjuk nevezni a Kvantumoptika újabb alaptörvényének. Azaz:

A foton polarizációs állapotainak a rendszerét a kétdimenziós Hilbert térrel modellezzük.

A következőkben ennek az alaptörvénynek a heurisztikus igazolását fogjuk megtenni.

Láttuk, hogyha egy polarizátorra beeső I_B erősségű fény polarizációs iránya ”θ” szöget zár be a polarizátor optikai tengelyével, akkor a továbbhaladó fény intenzitása $I = I_B \cos^2\theta$ (Malus) lesz. Valamint a távozó fényhullám polarizációs iránya a polarizátor optikai tengelyének az irányával megegyező lesz. A fotonok nyelvén ez azt jelenti, hogy a beeső foton polarizációs állapotát (jelölje ezt $\lvert V_B\rangle$) a polarizátor átvitte egy másik $\lvert V\rangle$ állapotba. Mivel a fény intenzitása fotonszámot jelent, ezért az I/I_B hányados a távozó és a beeső fotonok számarányát is jelenti. Ez pedig egy fotonra nézve a foton áthaladásának a valószínűségét adja. De ez egyben megadja annak a valószínűségét is, hogy a foton kezdeti $\lvert V_B\rangle$ polarizációs állapota $\lvert V\rangle$-re változott. Ez tehát foton-állapotok közötti $P(\lvert V_B\rangle \to \lvert V\rangle)$ átmeneti valószínűség számszerű értékét adja. Nevezetesen:

$$P(\lvert V_B\rangle \to \lvert V\rangle) = \cos^2\theta$$

$$P(\lvert V_B\rangle \to \lvert H\rangle) = \sin^2(\theta)$$

A Hilbert tér nyelvén ez azt jelenti, hogy $|V_B\rangle$ állapot a $|\mathrm{V}\rangle$ és a $|\mathrm{H}\rangle$ állapotokból épül fel.

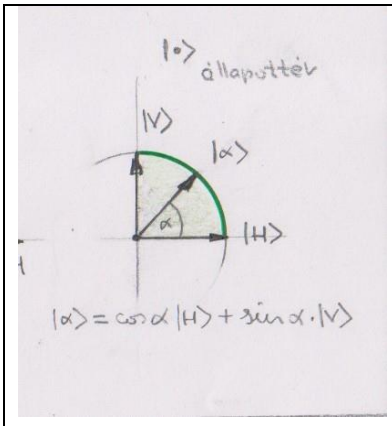
Azaz $|V_B\rangle = a_H \cdot |H\rangle + a_V \cdot |V\rangle$

Mármost kapcsolatot kell teremteni az ”a_H”, ”a_V” együtthatók és az átmeneti valószínűségek között.

$$P(|V_B\rangle \to |V\rangle) \leftarrow ? \to a_V$$

$$P(|V_B\rangle \to |H\rangle) \leftarrow ? \to a_H$$

Tudjuk azt is, hogy a $|\mathrm{V}\rangle$ és a $|\mathrm{H}\rangle$ állapotok egymást kizáró tulajdonságokat fogalmaznak meg. Erre utal a Malus-törvény is.

	$\|\mathrm{V}\rangle$ és a $\|\mathrm{H}\rangle$ állapotok képi ábrázolása

Ugyanis ha az egyik polarizátor transzmissziós tengelye egybeesik a másik polarizátor abszorpciós tengelyével, akkor a polarizátorok után egyetlen egy fotont sem detektálunk. De ekkor a transzmissziós tengelyek közötti θ szög éppen 90°, tehát:

$$\mathrm{P}(|\mathrm{V}\rangle \to |\mathrm{H}\rangle) = \cos^2 90^o = 0$$

Próbálkozzunk azzal, hogy ezt a tényt az **állapotok ortogonalitásával** fejezzük ki. Azaz legyen

$$\langle \mathrm{V}|\mathrm{H}\rangle = 0$$

Majd később (az alkalmazások során) ki fog derülni, hogy ez a választás helyes volt!

Mivel a foton (polarizációs) kvantumállapotainak a matematikai modelljét az elektron állapotok mintájára gyártjuk le, ezért meg kell tartanunk az állapotok normáltságát (bármi legyen is annak a fizikai tartalma).

Azaz legyen igaz, hogy:

$$\langle \mathrm{V}|\mathrm{V}\rangle = \langle \mathrm{H}|\mathrm{H}\rangle = 1$$

Sőt, bármilyen legyen is egy foton állapot, (pl.: $|\bullet\rangle$) annak normáltnak kell lenni, tehát:

$$\langle\bullet|\bullet\rangle = 1$$

Ezért aztán írható, hogy:

$$\langle V_B|V_B\rangle = 1,$$

így tehát

$$\left(\langle \mathrm{H}|\cdot \mathrm{a_H} + \langle \mathrm{V}|\cdot \mathrm{a_V}\right)\left(\mathrm{a_H}\cdot|\mathrm{H}\rangle + \mathrm{a_V}\cdot|\mathrm{V}\rangle\right) = \mathrm{a_H^2}\langle \mathrm{H}|\mathrm{H}\rangle + \mathrm{a_V^2}\langle \mathrm{V}|\mathrm{V}\rangle = \mathrm{a_H^2} + \mathrm{a_V^2} = 1$$

Ugyanakkor a foton mérések szerint az átmeneti valószínűségek a következők

$$P\left(|V_B\rangle \to |V\rangle\right) = \cos^2\theta$$

$$P\left(|V_B\rangle \to |H\rangle\right) = \sin^2(\theta)$$

és tudjuk, hogy

$$\cos^2\theta + \sin^2(\theta) = 1$$

Önként adódik **a feltételezés**, hogy legyen

$$\mathrm{a_V} \equiv \cos\theta$$

$$\mathrm{a_H} \equiv \sin\theta$$

Azaz kaptuk, hogy:

$$|V_B\rangle = \cos\theta\cdot|V\rangle + \sin\theta\cdot|H\rangle$$

A $\langle \mathrm{H}|\mathrm{V}\rangle = 0$ ortogonalitási tétel miatt adódik a következő:

$$\langle V|V_B\rangle = \langle \mathrm{V}|\cdot\left(\cos\theta\cdot|\mathrm{V}\rangle + \sin\theta\cdot|\mathrm{H}\rangle\right) = \cos\theta\cdot\langle \mathrm{V}|\mathrm{V}\rangle + \sin\theta\cdot\langle \mathrm{V}|\mathrm{H}\rangle = \cos\theta$$

$$\langle H|V_B\rangle = \langle \mathrm{H}|\cdot\left(\cos\theta\cdot|\mathrm{V}\rangle + \sin\theta\cdot|\mathrm{H}\rangle\right) = \cos\theta\cdot\langle \mathrm{H}|\mathrm{V}\rangle + \sin\theta\cdot\langle \mathrm{H}|\mathrm{H}\rangle = \sin\theta$$

Ezért aztán az átmeneti valószínűségre azt kapjuk, hogy:

$$P\left(|V_B\rangle \to |V\rangle\right) = \left|\langle V|V_B\rangle\right|^2 = \cos^2\theta$$

$$P\left(|V_B\rangle \to |H\rangle\right) = \left|\langle H|V_B\rangle\right|^2 = \sin^2\theta,$$

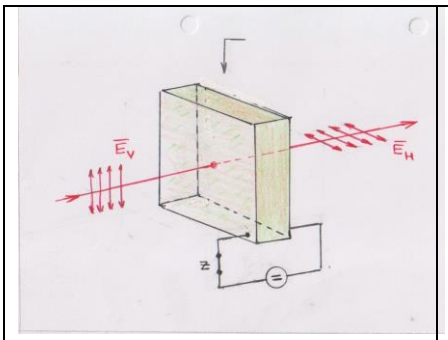
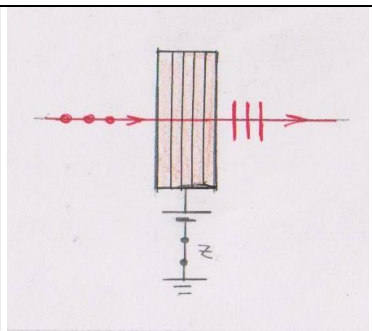
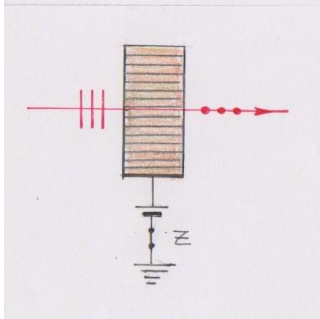
Ebben az egyszerű példában az ”a_H”, ”a_V” együtthatók valósak voltak. Megmutatható, hogy komplex számok is lehetnek. Ezért jogos a Hilbert tér használata.

5. A kvantumradír

Láttuk, hogyha egy lineárisan polarizált fény egy (**P**) polarizátorra esik, akkor az átjutó fény polarizációs síkja a bejövőhöz képest elfordul. Ugyanakkor a fény intenzitása a Malus-törvénynek megfelelően lecsökken. Tehát a fotonok egy részét a polarizátor elnyeli.

Léteznek olyan effektusok (és eszközök) is, amelyek során szintén elfordul a fény polarizációs síkja, **de fény nem nyelődik el.** Az egyik ilyen az ún ”Pockels-effektus”. Az eszköz neve: ”Pockels-cella”.

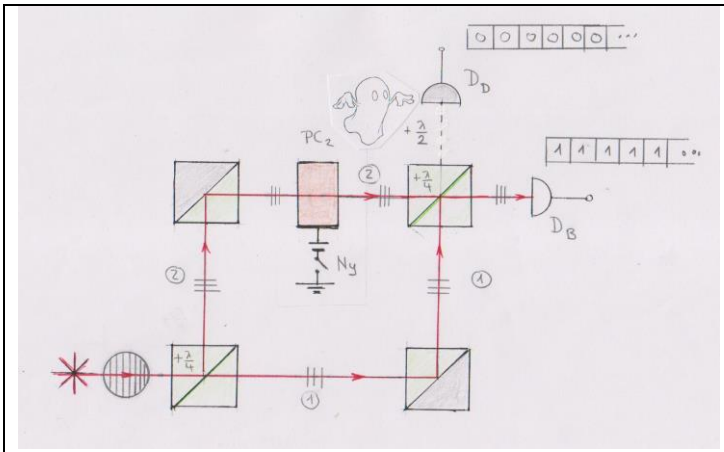
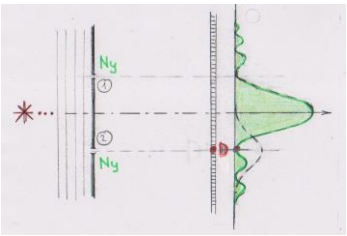
FONTOS MEGJEGYZÉS: A megvalósult ”hallgatói mérésben” (pénzügyi) technikai okok miatt nem használjuk ezt az eszközt, de a mérés lényegének a magyarázata szempontjából ez könnyítést jelent. A valódi mérési elrendezésben ezt egy λ/2-es lemez, azaz egy polarizáció-forgató helyettesíti (a λ/2-es lemez a rá merőlegesen beeső lineárisan polarizált fény polarizációs síkját kétszer akkora szöggel forgatja el, mint amekkora szöget a beeső nyaláb polarizációs síkja és a kristály optikai tengelye bezár). De ez a mérési elrendezés megértésében már nem jelenthet semmiféle gondot.

	 
A Pockels cella működési elve	A Pockels cella szimbolikus ábrázolása

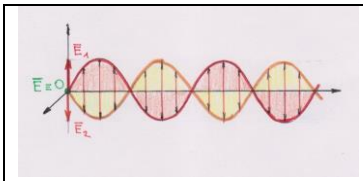
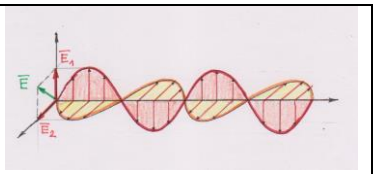
Ha Pockels cella (**PC**) ”kikapcsolt” állapotban van, akkor a reá beeső (pl.) ”**V**” vertikálisan polarizált fényt változatlanul továbbengedi. Ha a cella ”bekapcsolt állapotban” van, akkor a kimenő fény (változtalan intenzitású) ”**H**” horizontálisan polarizált lesz (**V→H**). És ugyanez fordítva is lehet (**H→V**). Tehát a Pockels cella **(PC**) a lineárisan polarizált fény polarizációs síkját 90^0-al elforgatja (meghatározott feszültséget alkalmazva).

A ”kvanturadír” effektust az egyszerűség végett PC cella alkalmazásával magyarázzuk el.

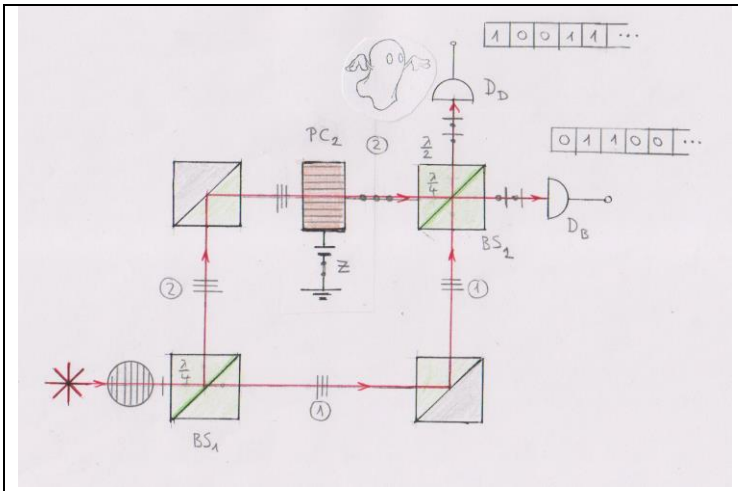
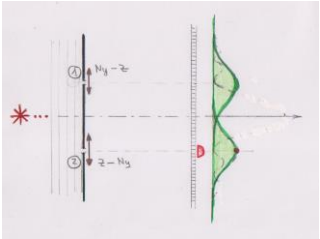
Tekintsük a szokásos MZ interferométert. Helyezzünk el a ”**2**”-es fényútba egy **PC_2** Pockels cellát! Az optikai rendszerbe továbbra is horizontálisan polarizált fényt vezetünk. Ha a **PC_2** kikapcsolt állapotban van, akkor olyan, mintha ott sem lenne. Ekkor a már jól ismert helyzet áll elő. Az interferencia következtében a **D_D** detektor mindig sötét marad. Minden foton a **D_B** detektorba jut. Ez megfelel a ”mindkét rés nyitva” állapotnak.

	
MZ interferométer polarizált fénnyel ”**Nem tudjuk**, hogy a foton melyik úton haladt”	Kétréses kísérlet

Ha a **PC_2** cellát bekapcsoljuk, akkor a **D_D** is jelezni fog. A klasszikus EMH modellben ennek a magyarázata igen szemléletes. Ugyanis a **BS_2**-n átmenő **V** (vertikális) és **H** (horizontális) EM hullámok nem interferálnak egymással. Ezért aztán hiába a $\lambda/2$-es útkülönbség a hullámok nem oltják ki egymást.

	
V + **V** = 0	**V** + **H** $\neq$ 0

Mint ahogyan már megszokhattuk, a kvantumoptikai magyarázat már nem ilyen ”szemléletes”. A foton a **BS$_1$** nyalábosztónál ”választ” a két ág között. A **BS$_2$**-nél lévő hipotetikus ”megfigyelő” könnyen megállapíthatja azt, hogy a foton melyik úton jött. Ugyanis a foton polarizációs állapota, mint egy ”névtábla” jelzi ezt.

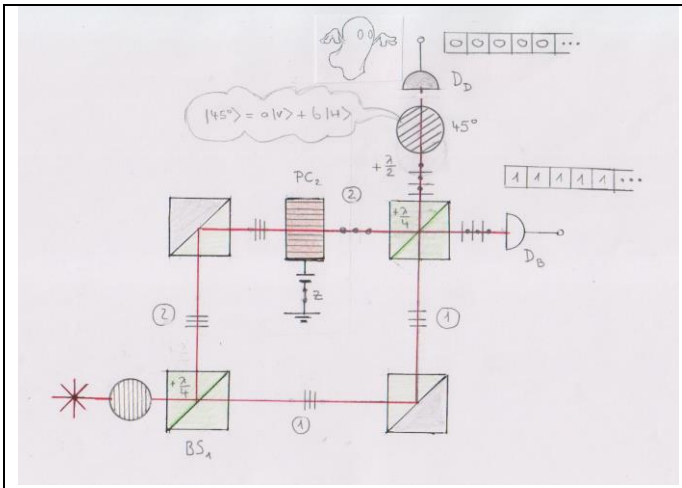
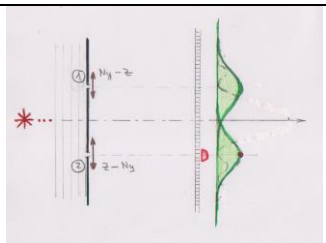
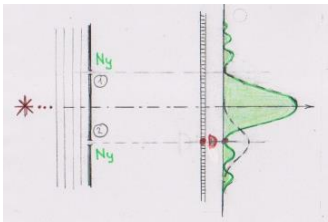
	
MZ interferométer polarizált fénnyel ”**Tudjuk**, hogy a foton melyik úton haladt”	Kétréses kísérlet

A **V**-állapot az ”**1**”-es utat a **H**-állapot a ”**2**”-es utat jelenti. A kétréses kísérletben ez annak felel meg, mint amikor a réseket felváltva nyitogatjuk. Ekkor mindig tudjuk, hogy a foton melyik résen ment át. Ezért interferenciát nem tapasztalunk. A foton becsapódások a klasszikus tömegpontként értelmezhetők.

A szakirodalom ezt **”which way”** effektusnak nevezi. Ennek mély fizikai tartalma van, amelyet a következőképpen fogalmazhatunk meg:

”Interferencia csak akkor lép fel, ha semmiféle fizikai lehetőség nincsen arra, hogy információt szerezzünk arról, hogy melyik állapot valósult meg.”

A következő kísérlet a **”kvantumradír” (”quantum eraser”) nevet kapta.** Egészítsük ki az MZ interferométerünket egy **P** polarizátorral. Helyezzük ezt a **BS_2** és a **D_D** detektor közé. Legyen a polarizátor szögállása $\theta = 45^o$.

	 	**P** nincs „□” **P van**
Kvantumradír (**P** → θ= 45°)	**Kvantumradír**	

A szokásos méréseket és azok eredményét az alábbi táblázatban foglaltuk össze. A táblázatban szereplő ”□” szimbólum azt jelenti, hogy a **P** polarizátor nincsen bent a mérési elrendezésben.

PC_2	**KI**	**BE**	**KI**	**BE**
P	□	□	**45^0**	**45^0**
D_D	●	☼	●	●
D_B	☼	☼	☼	☼

Legyen a **PC_2** kikapcsolt állapotban. Ekkor a hullám-modell szerint a két ágban haladó hullámok koherensek maradnak, a polarizációjuk megegyezik (**H**), ezért az interferencia létrejön. A **(BS_2→D_D)** útszakaszon már kioltás történik, így a **P**-re nem esik fény. A **D_D** detektor sötét (●) marad, a **D_B** pedig mindig jelezni (☼) fog. Mint tudjuk, ez megfelel a kétréses kísérlet ”mindkét rés nyitva” esetének.

Ha bekapcsoljuk a **PC_2**-t, akkor a mérés eredménye más lesz. A **BS_2**-nél találkozó hullámok polarizációs irányai egymásra merőlegesek (**H** és **V**) ezért nem interferálnak. A **($BS_2 \rightarrow D_D$)** úton nem történik kioltás. Tudjuk, hogy a **P** polarizátoron mind a **V**, mind pedig a **H** polarizációjú EMH-nak csak a $\theta=45^o$ irányú komponense haladhat át. De ezek már (azonos polarizációs irányaik miatt) interferálnak egymással. A kioltás megtörténik. Az EMH a **P**-n nem halad át. A **D_D** sötét (●) lesz.

Ha nem volna itt a **P** polarizátor (□) akkor a **D_D** is jelezne (☼). Ez felelne meg a ”megjelölt út” (”which way”) esetének.

A kvantumoptika szerint a **P** ($\theta=45^o$) után lévő hipotetikus megfigyelő nem tudja eldönteni, hogy a **D_D** detektorhoz érkező foton az (1)-es vagy a (2)-es úton jött. Ugyanis a **P** polarizátort elhagyó $\left|45^0\right\rangle$ állapotú foton a $\left|V\right\rangle$ és $\left|H\right\rangle$ állapotok szuperpozíciója. A már ismertetett elvek szerint írhatjuk, hogy:

$$\left|45^0\right\rangle = \sin 45^0 \cdot \left|V\right\rangle + \cos 45^0 \cdot \left|H\right\rangle$$

A fotonok szempontjából azt kell mondanunk, hogy a **P** polarizátor mintegy kitörli azt az információt a rendszerből, hogy a foton melyik ágon érkezett. Emiatt nevezzük a jelenséget ”kvantumradírnak”.

Irodalom:

[1] Budó-Mátrai, Kisérleti fizika III. - *Budapest, Tankönyvkiadó (1977)*

[2] David Ellerman, A Common Fallacy in Quantum Mechanics- *University of California at Riverside (2012)*
http://jamesowenweatherall.com/SCPPRG/EllermanDavid2012Man_QuantumEraser2.pdf

[3] Rodney Loudon, The Quantum Theory of Light- *Oxford University Press (2000)*

[4] Geszti Tamás, Kvantummechanika -*Typotex (2014)*