

**Nowe rozwiązanie paradoksu EPR (Einsteina-Podolsky'ego-Rosena)
i twierdzenia Bella za pomocą HPT oraz zmiennej ukrytej T.
HPT – Hoszowski Paul Theory.**

Autor: Paul K. Hoszowski

02-Cze-2017, e-mail: hoskins35@gmail.com

Streszczenie

Teoria HPT daje proste wytłumaczenie obserwowanych koincydencji w czasie prowadzenia doświadczeń z fotonami uzyskanymi za pomocą BBO (tzw. splątanych fotonów – ang. twin photons). HPT działa bez wprowadzania problematycznych oddziaływań pomiędzy tymi splątanymi fotonami już po akcie emisji.

W Teorii HPT wszystkie oddziaływania są lokalne. Wyniki pomiaru są określone przez właściwości obiektów obecnych w miejscu pomiaru. HPT opiera się na wprowadzeniu tzw. faktycznego kąta polaryzacji T. Wartość kąta T jest określana jednorazowo, w trakcie oddziaływania cząstek w momencie ich generacji, to znaczy tylko w momencie uzyskiwania stanu ich tzw. splątania.

Ten dodatkowy parametr fizyczny T - kąt faktycznej polaryzacji Hoszowskiego - jest związany lokalnie z każdą cząstką oddzielnie. Ta praca udowadnia, że jest to możliwe.

I. Wprowadzenie.

W tej pracy zakładam, że zwykle mierzona polaryzacja światła M jest średnią z funkcji rozkładu parametru T dla zbioru pojedynczych fotonów tego strumienia światła. T jest ściśle określona dla fotonu już przed pomiarem. W kolejnych paragrafach zwykle mierzona polaryzacja światła M będzie zwana MIERZALNĄ polaryzacją M.

Poza kątem tej mierzalnej polaryzacji światła - M oznacza także łatwy do zmierzenia kąt osi polaryzatora LA lub LB. W takim jednakże przypadku kąt oznaczany będzie A lub B.

Polaryzacja M jest więc dobrze zdefiniowana tylko dla dużych populacji fotonów, zaś kąt T polaryzacji faktycznej Hoszowskiego jest dobrze określony dla pojedynczego fotonu.

Wartość FAKTYCZNEJ polaryzacji fotonu T może zawierać się w granicach od $T_{(L_boundary)} = M - 45^\circ$ do $T_{(R_boundary)} = M + 45^\circ$.

Mechanika kwantowa przeciwstawia się wprowadzeniu kąta polaryzacji M dla pojedynczego fotonu przed pomiarem M. Dzieje się tak, ponieważ naprawdę dla fotonu istnieje kąt faktycznej polaryzacji T, którego wartość zawiera się w granicach $[M - 45^\circ, M + 45^\circ]$.

Wniosek o istnieniu polaryzacji fotonu można wysnuć na podstawie klasycznej falowej teorii światła. Aby być z nią w zgodzie najprościej przyjąć, że populacja fotonów ma ukierunkowaną mierzalną polaryzację $M=A$, zgodną z kierunkiem osi polaryzatora LA, na przykład po przejściu przez ten polaryzator LA.

Wiadomo, że 100% takich fotonów przejdzie przez drugi polaryzator LB, jeśli tylko oś polaryzatora LB jest równoległa do osi pierwszego polaryzatora LA, czyli jeśli kąt pomiędzy osiami obu polaryzatorów $B - A = 0^\circ$. W teorii HPT przedstawia się to jako **nałożenie się** zbioru kątów T od $T(L_bound) = A - 45^\circ$ do $T(R_bound) = A + 45^\circ$ z faktycznymi kątami przepuszczania polaryzatora LB (od $TB1 = B - 45^\circ$ do $TB2 = B + 45^\circ$).

Prawdopodobieństwo przejścia fotonu przez kolejny polaryzator LB jest proporcjonalne do części wspólnej pól pod krzywą $C1$ i pola pomiędzy liniami $x1 = TB1 = B - 45^\circ$ i $x2 = TB2 = B + 45^\circ$, gdzie B jest to kąt osi polaryzatora LB. Krzywa $C1$ jest to rozkład prawdopodobieństwa kąta T dla fotonów opuszczających polaryzator LA ustawiony z osią pod kątem A :

$$C1 = \cos(2x - 2A) \quad (1)$$

Czyli np. dla $A = 30^\circ$ kąt T fotonów opuszczających polaryzator LA najczęściej przybiera wartość 30° a funkcję rozkładu kąta $T(x)$ $[-15^\circ, +75^\circ]$ opisuje funkcja (1).

Miarą ilości fotonów jest pole pod krzywą $C1$ od $cx1 = T(L_boundary) = A - 45^\circ = -15^\circ$ do $cx2 = T(R_boundary) = A + 45^\circ = +75^\circ$, gdzie A jest „mierzalnym” kątem osi polaryzatora LA. Całe to pole ma oczywiście wartość 1.

Teraz określimy drugie pole, obrazujące zdolność do przechwytywania fotonów przez polaryzator LB:

$$x1 = TB1 = B - 45^\circ \quad (2a)$$

$$x2 = TB2 = B + 45^\circ \quad (2b)$$

Jest to pole od $x1 = TB1(L_boundary) = B - 45^\circ$ do $x2 = TB2(R_boundary) = B + 45^\circ$ zaś „ y ” jest zawarte pomiędzy 0 i 1. B jest „mierzalnym” kątem osi polaryzatora LB.

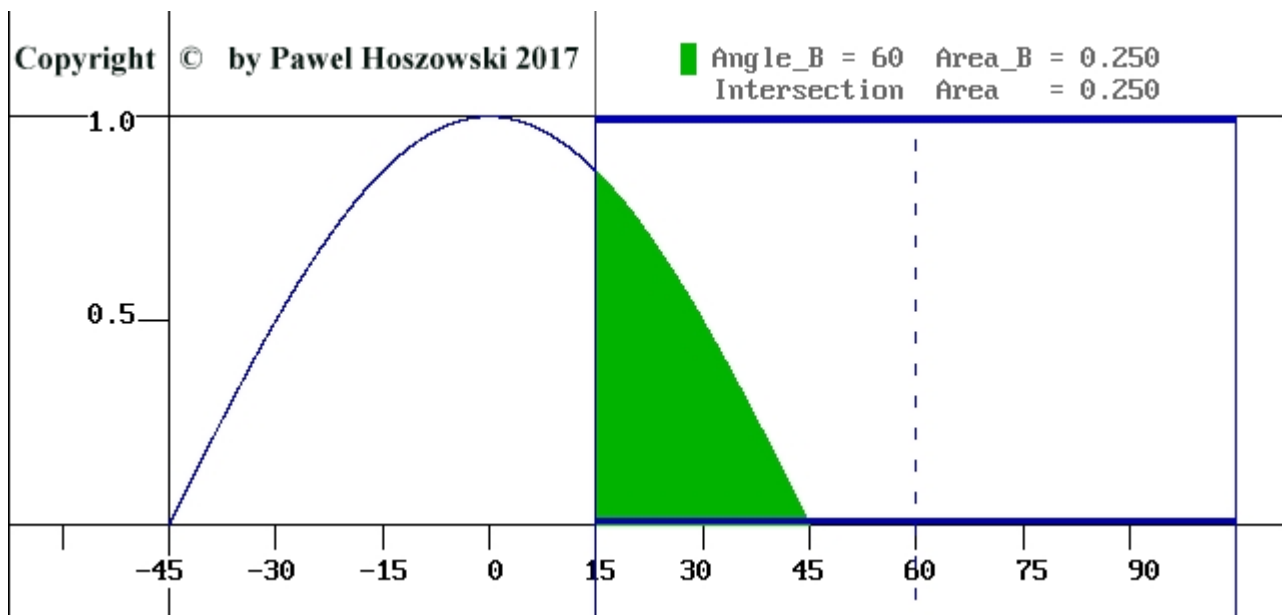
$TB1$ jest więc dolną granicą przechwytywania fotonów wysłanych przez LA, mających faktyczną polaryzację T przez polaryzator LB.

Sumarycznie, część wspólna obu pól rozciąga się pod krzywą $C1$ od $x=x1$ do $x=cx2$.

Przykładowo: obliczymy (używając HPT) ile fotonów przejdzie kolejno przez polaryzator LA oraz przez LB jeśli $A=0^\circ$ zaś $B=60^\circ$.

Pole dla polaryzatora LB dla $B=60^\circ$ byłoby pole od $x1 = T(L_boundary) = B - 45^\circ = +15^\circ$ to $x2 = T(R_boundary) = B + 45^\circ = 105^\circ$. Jednakże pole to musi być ograniczone przez krzywą $C1$ i górną granicę $cx2 = 45^\circ$. Praktycznie, rozpatrujemy więc pole od $+15^\circ$ do $+45^\circ$, tak jak pokazano na rysunku 1 poniżej.

Rysunek 1.



Część wspólna pola pod krzywą C1 oraz pola pomiędzy liniami $x_1=+15^\circ$, $x_2=+105^\circ$ jest równa (1/4) całego pola pod krzywą C1 i jest liczbowo równa wartości prawdopodobieństwa przejścia fotonu obliczonej z prawa Malusa dla kąta $(B-A)=+60^\circ$ (wzór 3). Ten wynik można porównać z uzyskanymi w pracach [6] [7], patrz także tabela 1.

Tabela 1.

Angle (B - A) °	Intersection of fields	$P = \cos^2 (B - A)$ (prawo Malusa)
0.0	1	1
20.7	~7/8	0.875055...
30.0	6/8	0.75
37.7	~5/8	0.626034...
45.0	4/8	0.5
52.2	~3/8	0.375655...
60.0	2/8	0.25
69.3	~1/8	0.124944...
90.0	0	0

Dla polaryzatorów o określonej polaryzacji A i B obowiązuje prawo Malusa:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 (B - A) \quad (3)$$

W tym wzorze $(B - A)$ jest kątem pomiędzy osiami polaryzatorów LB i LA.

I_0 - natężenie światła spolaryzowanego ($M_{\text{średnie}} = A$) przed polaryzatorem LB,

I - natężenie światła spolaryzowanego ($M_{\text{średnie}} = B$) za polaryzatorem LB.

Jeśli polaryzator jest oświetlony przez strumień światła niespolaryzowanego,

to natężenie przechodzącego światła spada o połowę. Zależność ta wynika z tego, że całka oznaczona z $y = \cos^2(x)$ w przedziale od 0 do 2π wynosi π , więc średnia wartość funkcji y jest równa $(\pi) / (2 \cdot \pi) = 1/2$.

Aby wyliczyć, jaki jest ilościowy podział fotonów na polaryzatorze czyli aby wyliczyć, jaki procent fotonów przechodzi przez polaryzator, fizyka kwantowa, tak jak i fizyka "kwantowa-półklasyczna" przyjmuje **błędnie** , że polaryzator jest "maszyną losującą". Dzieje się tak, ponieważ prawdopodobieństwo przejścia fotonu zwykle można wyrazić wzorem (4), analogicznym do prawa Malusa [7]:

$$P = \gamma \cdot \cos^2(B - A) \quad (4)$$

w którym $(B - A)$ jest kątem pomiędzy osiami polaryzatorów odpowiednio LB i LA, tak jak we wzorze (3).

Jednakże uproszczone, tylko probabilistyczne podejście powoduje szereg dalszych problemów. Na końcu dochodzi się do „upiornego oddziaływania na odległość” (wg terminologii Einsteina).

Między innymi pojawiają się trzy paradoksy:

1. Natychmiastowe, paradoksalne oddziaływanie na odległość pojawia się między „splątanymi fotonami”.
2. Eksperymenty pokazują, że prawdopodobieństwo przejścia pary tzw. „splątanych fotonów” wychodzi w doświadczeniach nieco większe niż iloczyn prawdopodobieństw jednoczesnych przejść dwóch fotonów nie-splątanych przez odpowiednie polaryzatory.
3. Mechanika kwantowa uzyskuje także nieracjonalne paradoksy w postaci niemożności określenia polaryzacji poszczególnych fotonów.

Teoria Hoszowskiego HPT nie posiada upiornych cech mechaniki kwantowej, tak jak i HVT opisana np. w [1] [5] [8]. Jednakże, HVT dawała nieco inne rezultaty niż uzyskane eksperymentalnie. Dlatego HPT uzyskuje następujący końcowy wzór na prawdopodobieństwo rejestracji dwóch splątanych fotonów: $P = \cos^2(M1-A)$ (A – większy kąt osi jednego z polaryzatorów, $M1$ -kąt polaryzacji fotonów wychodzących z BBO – objaśnienia w tekście). Ta formuła jest zgodna z doświadczeniem a także z przewidywaniami mechaniki kwantowej, ze względu jednak na silne fluktuacje T nawet przy stałym $M1$ trudno bezpośrednio to wykazać. W teorii HPT obserwowane paradoksy można wytłumaczyć klasyczną fizyką oraz prawdopodobieństwem warunkowym, bez uciekania się do teleportacji i przenoszenia sygnałów z prędkością większą od c .

Podobnie tak jak Einstein nie wnikał zbyt w probabilistykę. Założyłem, że zjawisko kopiowania zachowania się fotonu powinno być deterministycznie określone, czyli że istnieje dodatkowa mierzalna (lub przewidywalna) wielkość fizyczna, która wskaże:

- który foton przejdzie a który nie przejdzie przez polaryzator.

Tą wielkością okazał się być kąt T polaryzacji faktycznej fotonu, którego dwie granice dają się wyliczyć z polaryzacji mierzalnej M jako: $T(L_bound) = M - 45^\circ$ do $T(R_bound) = M + 45^\circ$.

Przykładowo, fotony opuszczające polaryzator LB mają rozkład położenia tego kąta T opisany funkcją $C2$ w podanych granicach:

$$C2 = \cos(2x - 2B) \quad (5) \quad - \text{ wzór podobny do (1)}$$

$$\text{od } x1 = TB1_{(L_boundary)} = B - 45^\circ \text{ do } x2 = TB2_{(R_boundary)} = B + 45^\circ,$$

gdzie B jest kątem osi polaryzatora LB.

II. Interpretacja HPT.

Kiedy generujemy jeden foton nadajemy mu parametr T .

To, czy generowane T będą jednakowe dla kolejnych fotonów zależy od metody generacji fotonów. Wartość T nie jest łatwa do bezpośredniego wyznaczenia. Z kolei M to tzw.

mierzalny kąt polaryzatora LA (równy A) i ten kąt jest łatwy do bezpośredniego wyznaczenia.

Dla danego urządzenia generującego fotony średnia arytmetyczna wszystkich uzyskanych kątów T (możliwych do wyliczenia za pomocą funkcji rozkładu jak $C1$ czy $C2$) daje właśnie niezmienną dla danego doświadczenia wartość kąta „mierzalnej” polaryzacji M .

To jest właśnie ten prosty powód, dla którego dla dwóch polaryzatorów przechodzi średnio liczba fotonów zgodna z wyrażeniem: $P = \cos^2(B-A)$, stosownie do wzoru (4). Lecz

Mechanika Kwantowa mówi, że nawet ten **średni i znany** kąt polaryzacji M zbioru fotonów ma nie mieć określonej wartości przed pomiarem! Z kolei kąt T , o ile mi wiadomo, nie ma nawet interpretacji w teorii Mechaniki Kwantowej, poza próbami wyjaśnienia za pomocą sfery Poincaré'go.

Gdy wytwarzamy parę splątanych fotonów, np. za pomocą BBO, to dwa tak otrzymane fotony mają (wg HPT) jednoznacznie określone swoje parametry T w postaci dwóch identycznych kątów polaryzacji faktycznej Hoshowskiego $T1=T2$. Kąty $T1$ i $T2$ mogą ewentualnie być przesunięte (obydwa naraz) o pewien dodatkowy, stały dla danego doświadczenia kąt.

Z drugiej strony, polaryzator określa jedynie identyczne kąty M **ale nie identyczne kąty T** dla dużego zbioru opuszczających go kolejno fotonów.

Kąt faktycznej polaryzacji Hoshowskiego T może zmieniać się od 0 do 360° , podobnie jak kąt „mierzalnej” polaryzacji M . Aby uprościć zagadnienie, zajmiemy się kątami mierzalnymi M

od 0 do 90° , co oznacza zakres kątów T [$M_L - 45^\circ$, $M_P + 45^\circ$] czyli od -45° do $+135^\circ$.

Z nowej interpretacji za pomocą HPT już przeprowadzonych doświadczeń (dostępnych w literaturze) wynika, że kąty T_1 i T_2 dla pary splątanych fotonów są tym bardziej zbliżone, im cieńszy jest kryształ BBO. Dla grubych kryształów BBO (np. 3 mm) kąty T_1 i T_2 zaczynają się różnić. Objawia się to w mniejszej ilości koincydencji par fotonów.

Autorzy pracy [2] uzyskali następujące wyniki: "(...) we obtained a coupling efficiency of $\sim 18\%$ with a crystal of 3 mm length. We achieved $\sim 29\%$ coupling efficiency using a 1 mm crystal and $\sim 30\%$ using a 0.5 mm crystal in the same experimental setup.", ale nie wytłumaczyli zjawiska aberracjami kąta T , gdyż kąt T wprowadza dopiero HPT.

III. Wytłumaczenie HPT.

Należy teraz wyjaśnić:

- Jak faktyczny kąt polaryzacji Horszowskiego T wpływa na prawdopodobieństwo przechodzenia fotonów przez kolejne polaryzatory.
- Dlaczego i jak cztery kąty: T , M , A , B decydują o prawdopodobieństwie P przejścia dwóch pojedynczych fotonów przez dwa polaryzatory LA i LB (i o rejestracji splątanych fotonów).
- Dlaczego prawdopodobieństwo P staje się większe w przypadku pary splątanych fotonów.

Załóżmy, że w płycie BBO (ale nie w polaryzatorze !) wytworzyliśmy fotony o jednakowej polaryzacji mierzalnej $M_1 = M_2 = D$ (poprzez „downconversion”).

W większości przypadków powinno zachodzić $T_1 = T_2$, ale nie $T_1 = D$, nie $T_1 = M_1$ i nie $T_1 = M_2$ (choć to mogłoby się przypadkowo zdarzyć).

Zauważmy, że BBO tym się różni od polaryzatora, że daje **dwa jednakowe kąty T** dla pary splątanych fotonów. Wiadomo, że wartość T może zawierać się w podanych poprzednio granicach od $M - 45^\circ$ do $M + 45^\circ$. Ale wartości $T_1 = T_2$ są teraz splątane i nie mogą być rozrzucone w stosunku do siebie.

Prawdopodobieństwo przejścia tak wygenerowanych fotonów przez polaryzatory LA lub LB odpowiednio, kiedy np. kąt $A = B$, jest proporcjonalne do części wspólnej pola pod krzywą C_1 (wzór 6 dla BBO) i do pola pomiędzy liniami $x_1 = B - 45^\circ$ i $x_2 = B + 45^\circ$, gdzie B jest „mierzalnym” kątem osi polaryzatora LB (lub osi polaryzatora LA).

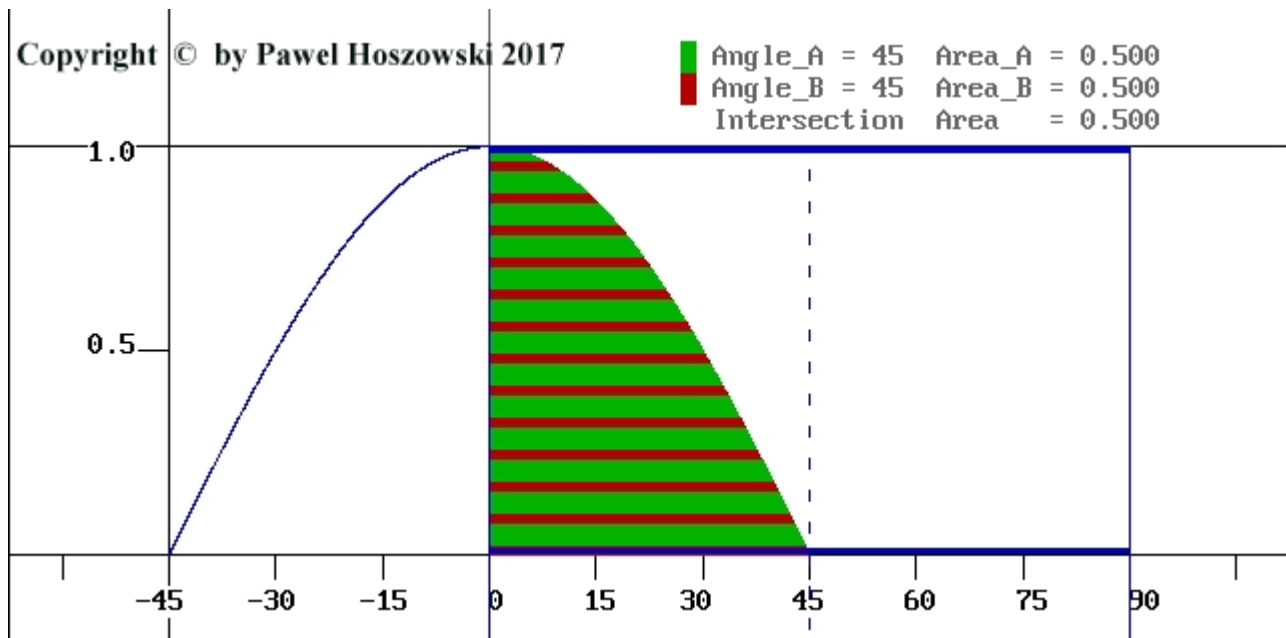
$$C_1 = \cos(2x - 2D) \quad (6)$$

- w którym D jest mierzalnym średnim kątem polaryzacji fotonów generowanych w BBO.

D określa rozkład kątów T dla fotonów od $T(\min) = D - 45^\circ$ do $T(\max) = D + 45^\circ$.

Przykładowy rysunek (2) gdy $A = B = 45^\circ$ i $D = 0^\circ$ jest przedstawiony poniżej.

Rysunek 2.



Jeśli wygenerowane $T = T_1 = T_2$ są zawarte w obszarze pomiędzy liniami $x_1 = 0^\circ$ i $x = 45^\circ$, obydwa fotony przejdą przez polaryzator LA lub LB (odpowiednio). Jeśli $T = T_1 = T_2 < 0^\circ$ to żaden z fotonów nie przejdzie przez polaryzator LA lub LB ($A = B$), chociaż te splątane fotony są również wytworzone w tym samym doświadczeniu w tym samym kryształku BBO !

Jeśli $T > 45^\circ$ i $T < 90^\circ$ to fotony mogłyby przejść przez polaryzatory, ale takie fotony nie są produkowane przez BBO, gdyż dla tego BBO $T(\min) = -45^\circ$ oraz $T(\max) = +45^\circ$.

Dlatego, prawdopodobieństwo rejestracji koincydencji **obu splątanych fotonów** jest proporcjonalne do części wspólnej pola faktycznego wychwytu kątów przez polaryzatory LA i LB oraz pola pod krzywą C1 dystrybucji kątów T przez BBO. Opisuje to podane poniżej prawo Hoszowskiego:

Jeśli faktyczny kąt polaryzacji T dwóch fotonów jest identyczny i jeśli jeden z tych fotonów – przykładowo foton_1 – przeszedł przez polaryzator LA (o kącie osi A), wtedy prawdopodobieństwo przejścia fotonu_2 przez identyczny polaryzator LB (z osią równoległą do LA, $B=A$) wynosi 1.

[**nie** $\cos(B-A)$, **nie** $\cos(T-A)$ i **nie** $\cos(M-A)$].

Szczegółowe wyprowadzenie tego wzoru będzie podane w innym artykule, omawiającym bardziej szczegółowo teorię HPT. Poniższe przykłady pokazują użyteczność tego prawa jak

również to, dlaczego prawdopodobieństwo przejścia dla splątanej pary jest większe niż dla pary niesplątanej, choć jednoczesnej.

IV. Przykłady.

Przykład 1.

Nie splątane fotony:

Polaryzator LA: $A=60^\circ$ czyli $M=60^\circ$

Polaryzator LB: $B=60^\circ$ czyli $M=60^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M1=0^\circ : T1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M2=0^\circ : T2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

Podane wyżej kąty faktycznej polaryzacji T zawierają się w granicach podanych przez HPT dla kątów polaryzacji mierzalnej $M = 0^\circ$.

$$P(A) = \cos^2 (M1-A) = 0.5^2 = 1/4$$

$$P(B) = \cos^2 (M2-B) = 0.5^2 = 1/4$$

$$P = P(A) \cdot P(B) = 0.0625 = 1/16$$

To oznacza, że co czwarty foton generowany pojedynczo przejdzie przez polaryzator LA i co czwarty foton generowany oddzielnie pojedynczo przejdzie przez polaryzator LB.

Prawdopodobieństwo jednoczesnej rejestracji dla jednoczesnych, ale niesplątanych fotonów w detektorach A oraz B wynosi $1/4 \cdot 1/4 = 1/16$.

Powtórzmy te same operacje dla splątanych fotonów:

Polaryzator LA: $A=60^\circ$ czyli $M=60^\circ$

Polaryzator LB: $B=60^\circ$ czyli $M=60^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M1=0^\circ : T1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M2=0^\circ : T2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$

$$P(A) = \cos^2 (M1-A) = 0.5^2 = 1/4$$

$P(B)$ jest teraz trudniejsze do wyliczenia, ponieważ foton_2 jest splątany z fotonem_1.

To oznacza, że kąt faktycznej polaryzacji T2 musi być IDENTYCZNY z kątem T1. Dlatego też zachowanie fotonu 2 musi być identyczne z zachowaniem fotonu 1, ponieważ w tym prostym przypadku kąty A oraz B są takie same. Popatrzmy raz jeszcze na rysunek 1.

Należy wprowadzić prawdopodobieństwo warunkowe, jest to poniżej wytłumaczone.

Jeśli foton_1 nie przeszedł, to kąt faktyczny T1 nie spełniał warunku przejścia. Dotyczy to 3/4 fotonów padających na polaryzator LA, co pokazaliśmy wyżej. Z kolei, jeśli foton_1 przeszedł, to na pewno jego kąt T1 spełniał warunek dla przejścia. Ponieważ kąt T2 musi być identyczny z T1, to NIE MOŻEMY WPROWADZAĆ T2 dla obliczenia prawdopodobieństwa $P(B)$.

Zgodnie z prawem Hoshowskiego (str.7), gdy $T_1=T_2$ możemy napisać, że:

$P'(B) = 1$, a dokładniej $P(B|A) = 1$ czyli $P(B)$ wynosi 1, jeśli tylko zaszło A.

Całkowite prawdopodobieństwo detekcji „splątanej” pary fotonów w obu detektorach wynosi:

$$P = P(A) \cdot P'(B) = 1/4 \cdot 1 = 0.25 = 1/4$$

To prawdopodobieństwo posiada następujące cechy:

- a) jest cztery razy wyższe niż prawdopodobieństwo zarejestrowania sygnału dla pary jednoczesnych, ale nie splątanych fotonów (wtedy prawdopodobieństwo wynosi 1/16),
- b) jest zgodne [$P=1/4$] z wartością uzyskaną z diagramu $y = \cos^2(M_1-A)$ tak jak wartości uzyskiwane doświadczalnie.

P we wszystkich przykładach oznacza liczbę zliczeń a nie współczynnik korelacji przejścia przez polaryzator dla fotonu_2, ten współczynnik korelacji wynosi bowiem $P'(B) = 1$.

Przykład 2.

Nie splątane fotony:

Polaryzator LA: $A=30^\circ$ czyli $M=30^\circ$

Polaryzator LB: $B=30^\circ$ czyli $M=30^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M_1=0^\circ : T_1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M_2=0^\circ : T_2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

$$P(A) = \cos^2 (M_1-A) = 0.86603^2 = 3/4$$

$$P(B) = \cos^2 (M_2-B) = 0.86603^2 = 3/4$$

$$P = P(A) \cdot P(B) = 0.5625 = 9/16$$

To oznacza, że trzy na cztery z fotonów generowanych pojedynczo przejdą przez polaryzator LA i trzy z czterech fotonów generowanych oddzielnie przejdą przez polaryzator LB.

Prawdopodobieństwo jednoczesnej rejestracji dla jednoczesnych, ale niesplątanych fotonów w detektorach A oraz B wynosi $3/4 \cdot 3/4 = 9/16$.

Powtórzmy te same operacje dla splątanych fotonów:

Polaryzator LA: $A=30^\circ$ czyli $M=30^\circ$

Polaryzator LB: $B=30^\circ$ czyli $M=30^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M_1=0^\circ : T_1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M_2=0^\circ : T_2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

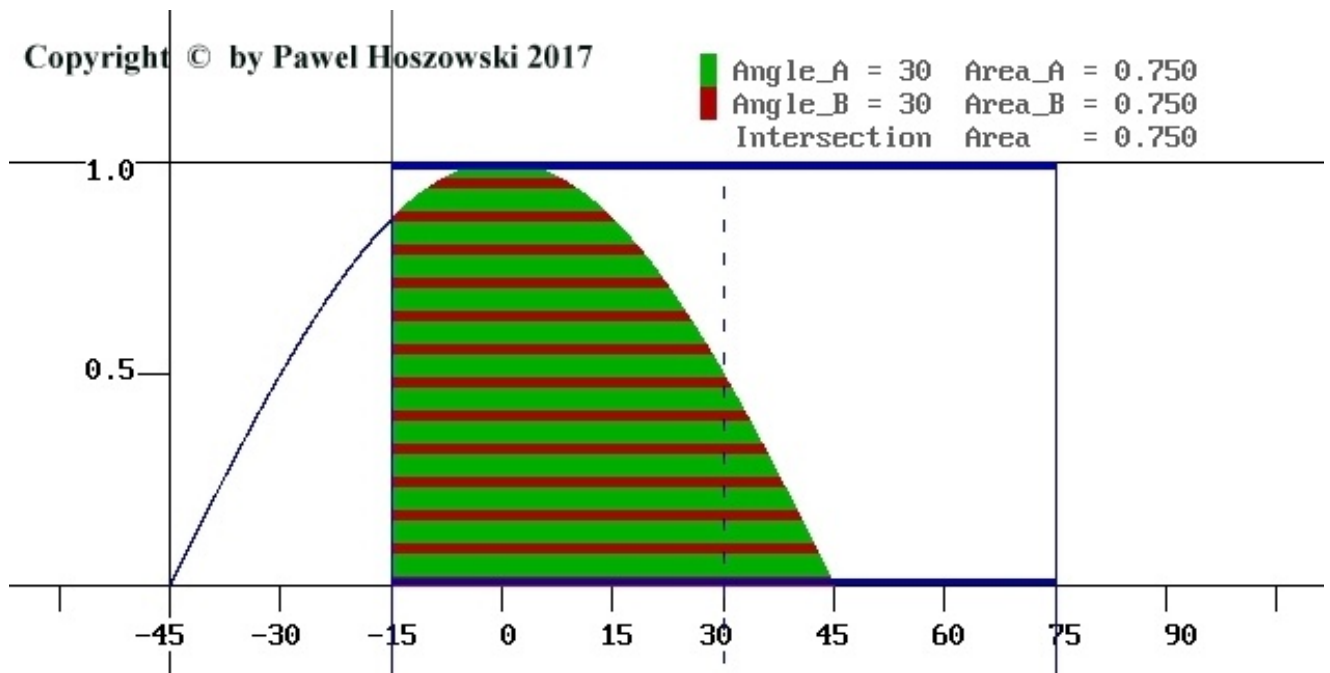
$$P(A) = \cos^2 (M_1-A) = 0.86603^2 = 3/4$$

$P(B)$ jest teraz trudniejsze do wyliczenia, ponieważ foton_2 jest splątany z fotonem_1.

To oznacza, że kąt faktycznej polaryzacji T_2 musi być IDENTYCZNY z kątem T_1 .

Zachowanie fotonu 2 będzie identyczne z zachowaniem fotonu 1, ponieważ w tym prostym przypadku kąty A oraz B są takie same. Popatrzmy na rysunek 3.

Rysunek 3.



Należy teraz wprowadzić prawdopodobieństwo warunkowe, jest to poniżej wytłumaczone.

Jeśli foton_1 nie przeszedł, to kąt faktyczny T1 nie spełniał warunku przejścia. Dotyczy to 1/4 fotonów padających na polaryzator LA, co pokazaliśmy wyżej. Z kolei, jeśli foton_1 przeszedł [$P(A)=3/4$], to na pewno jego kąt T1 spełniał warunek dla przejścia. Ponieważ kąt T2 musi być identyczny z T1, to NIE MOŻEMY WPROWADZAĆ T2 dla obliczenia prawdopodobieństwa $P(B)$.

Zgodnie z prawem Hozowskiego (str.7), gdy $T1=T2$ możemy napisać, że:

$P'(B) = 1$, a dokładniej $P(B|A) = 1$; czyli $P(B)$ wynosi 1, jeśli tylko zaszło A.

Całkowite prawdopodobieństwo detekcji „splątanej” pary fotonów w obu detektorach wynosi:

$$P = P(A) \cdot P'(B) = 3/4 \cdot 1 = 0.75 = 3/4$$

To prawdopodobieństwo posiada następujące cechy:

- jest o 33.33% wyższe niż prawdopodobieństwo zarejestrowania sygnału dla pary jednoczesnych, ale nie splątanych fotonów (wtedy prawdopodobieństwo wynosi 9/16),
- jest zgodne [$P=3/4$] z wartością uzyskaną z diagramu $y = \cos^2(M-A)$ tak jak wartości uzyskiwane doświadczalnie.

P we wszystkich przykładach oznacza liczbę zliczeń a nie współczynnik korelacji przejścia przez polaryzator dla fotonu_2, ten współczynnik wynosi bowiem $P'(B) = 1$.

Przykład 3.

Nie splątane fotony:

Polaryzator LA: $A = +60^\circ$ czyli $M = +60^\circ$

Polaryzator LB: $B = +30^\circ$ czyli $M = +30^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M1=0^\circ : T1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M2=0^\circ : T2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

$$P(A) = \cos^2 (M1-A) = 0.5^2 = 1/4$$

$$P(B) = \cos^2 (M2-B) = 0.86603^2 = 3/4$$

$$P = P(A) \cdot P(B) = 0.1875 = 3/16$$

To oznacza, że co czwarty z fotonów generowanych pojedynczo przejdzie przez polaryzator LA i trzy z czterech fotonów generowanych oddzielnie przejdą przez polaryzator LB.

Prawdopodobieństwo jednoczesnej rejestracji dla jednoczesnych, ale niesplątanych fotonów (czyli o różnych kątach T) w detektorach A oraz B wynosi $1/4 \cdot 3/4 = 3/16$.

Powtórzmy te same operacje dla splątanych fotonów:

Polaryzator LA: $A = +60^\circ$: $M = +60^\circ$

Polaryzator LB: $B = +30^\circ$: $M = +30^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M1=0^\circ : T1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M2=0^\circ : T2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

$$P(A) = \cos^2 (M1-A) = 0.5^2 = 0.25$$

P(B) jest trudniejsze do wyliczenia, ponieważ foton_2 jest splątany z fotonem_1.

To oznacza, że kąt faktycznej polaryzacji T2 musi być IDENTYCZNY z kątem T1.

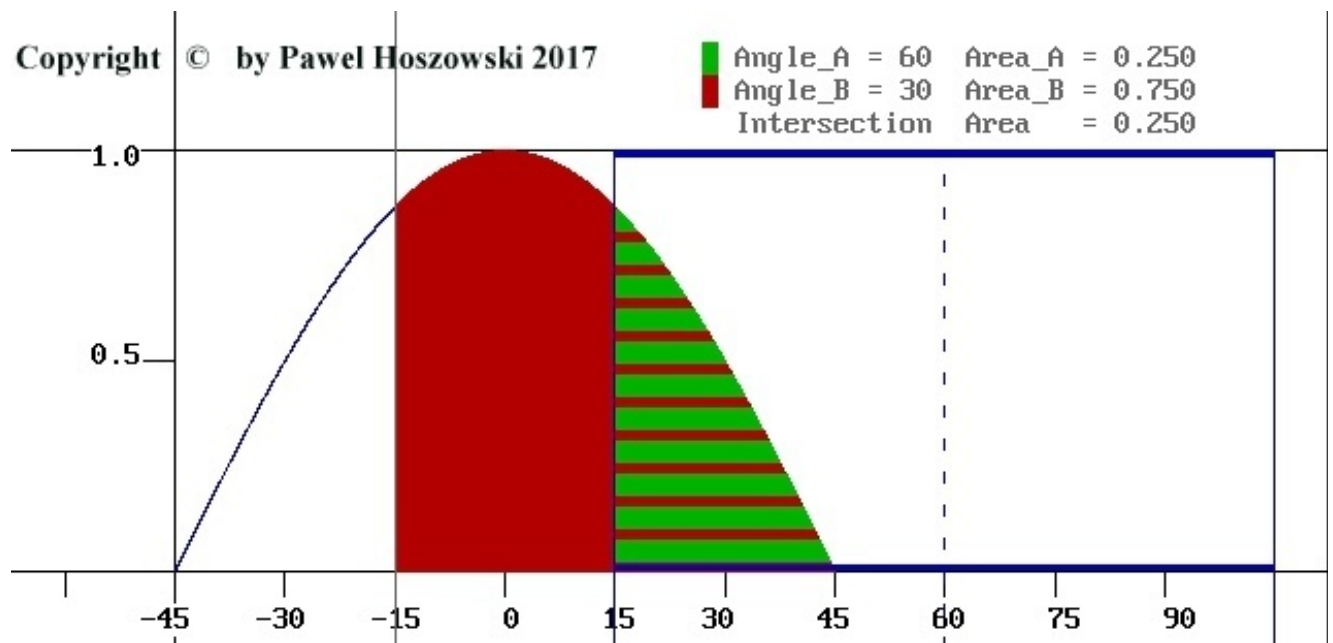
Zachowanie fotonu 2 musi być podobne, choć nie identyczne, do zachowania fotonu 1, ponieważ w tym przypadku pole FA pod krzywą $y = \cos(2x)$ od $+45^\circ$ do $+15^\circ$ **całkowicie zawiera się w polu FB pod krzywą $y = \cos(2x)$ od $+45^\circ$ do -15° .**

Pole FA = 0.25 obrazuje fotony przechodzące przez polaryzator LA ($A=60^\circ$, $P=1/4$,

$x_{(L_boundary)} = 60^\circ - 45^\circ = +15^\circ$, $x_{(R_boundary)} = +45^\circ$) podczas gdy większe pole FB = 0.75

odzwierciedla fotony przechodzące przez polaryzator LB ($B=30^\circ$, $P=3/4$, $x_{(L_boundary)} = 30^\circ - 45^\circ = -15^\circ$, $x_{(R_boundary)} = +45^\circ$). Zaznaczono to na rysunku 4 na następnej stronie.

Picture 4.



Należy teraz wprowadzić prawdopodobieństwo warunkowe.

Jeśli foton₁ nie przeszedł, to kąt faktyczny T1 nie spełniał warunku przejścia. Dotyczy to 3/4 fotonów padających na polaryzator LA, co pokazaliśmy wyżej. Z kolei, jeśli foton₁ przeszedł [$P(A)=1/4$], to na pewno jego kąt T1 spełniał warunek dla przejścia. Z rysunku 4 możemy wywnioskować, że kąt T1 musi zawierać się od $+15^\circ$ do $+45^\circ$ aby foton₁ mógł przejść przez polaryzator LA ($A=60^\circ$). Wtedy pole $FA = 1/4$. Analogicznie, kąt T2 musi zawierać się w granicach -15° do $+45^\circ$ aby foton₂ mógł przejść przez LB ($B=30^\circ$). Wtedy $FB = 3/4 = P(B)$.

Widzimy jednak dodatkowo, że wszystkie kąty T1 zawierają się w obszarze kątów T2.

Oznacza to, że dla tej części fotonów₁ które „przeszły” LA wszystkie kąty T1 spełniałyby warunek dla przejścia także przez polaryzator LB (bo całe pole FA mieści się w FB).

W takim razie, ponieważ wiemy dodatkowo, że w tym akurat przypadku $T1=T2$, to zgodnie z prawem Hoszowskiego (str.7) możemy napisać, że:

$P'(B) = 1$, a dokładniej $P(B|A) = 1$; czyli $P(B)$ wynosi 1, jeśli tylko zaszło A.

Całkowite prawdopodobieństwo detekcji „splątanej” pary fotonów w obu detektorach wynosi:

$$P = P(A) \cdot P'(B) = 1/4 \cdot 1 = 0.25 = 1/4$$

To prawdopodobieństwo posiada następujące cechy:

a) jest o 33.33% wyższe niż prawdopodobieństwo zarejestrowania sygnału dla pary jednoczesnych, ale nie splątanych fotonów (wtedy prawdopodobieństwo wynosi 3/16),

b) jest zgodne [$P=1/4$] z wartością uzyskaną z diagramu $y = \cos^2(M1-A)$ tak jak wartości uzyskiwane doświadczalnie.

P we wszystkich przykładach oznacza liczbę zliczeń a nie współczynnik korelacji przejścia przez polaryzator dla fotonu_2, ten współczynnik wynosi bowiem $P'(B) = 1$.

Odwrotne rozumowanie daje ten sam rezultat i dowodzi poprawności modelu HPT:

Jeśli foton_2 przeszedł przez LB, oznacza to, że posiadał odpowiedni kąt T2.

Prawdopodobieństwo przejścia przez polaryzator LA z kątem $A=60^\circ$ jest 3 razy mniejsze niż przez polaryzator LB z kątem $B=30^\circ$ ($0.25 / 0.75 = 1/3$). Tak więc, jeśli foton_2 przeszedł przez polaryzator LB ($B=30^\circ$) to oznacza to, że jest 3 razy mniej prawdopodobne, że foton_1 przejdzie przez polaryzator LA ($A=60^\circ$).

Wynika z tego, że prawdopodobieństwo warunkowe $P(A|B) = 1/3$.

Ponieważ fotony 1 i 2 są splątane i z teorii HPT wynika, że $T1=T2$, to aby obliczyć prawdopodobieństwo całkowite nie możemy po prostu pomnożyć $P(A)=0.25$ przez $P(B)=0.75$, bo mamy tu dodatkowe zmienne $T1=T2$. Musimy użyć wyrażenia:

$$P = P'(A) \cdot P(B) = P(A|B) \cdot P(B) = 1/3 \cdot 3/4 = 1/4$$

Jak widać, uzyskaliśmy ten sam rezultat co poprzednio przy odwrotnej kolejności fotonów.

Przykład 4.

Nie splątane, ale synchroniczne fotony:

Polaryzator LA: $A = +30^\circ$ czyli $M = +30^\circ$

Polaryzator LB: $B = +15^\circ$ czyli $M = +15^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M1=0^\circ : T1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M2=0^\circ : T2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

$$P(A) = \cos^2 (M1-A) = 0.86603^2 = 3/4$$

$$P(B) = \cos^2 (M2-B) = 0.96593^2 = 0.93301$$

$$P = P(A) \cdot P(B) = 0.75 \cdot 0.93301 = 0.6998$$

To oznacza, że prawdopodobieństwo jednoczesnej rejestracji dla jednoczesnych, ale niesplątanych fotonów (czyli o różnych kątach T) w detektorach A oraz B wynosi 0.6998.

Powtórzmy te same operacje dla splątanych fotonów:

Polaryzator LA: $A = +30^\circ : M = +30^\circ$

Polaryzator LB: $B = +15^\circ : M = +15^\circ$

Przykładowe parametry dwóch fotonów: $M1=0^\circ : T1 \in [-45^\circ, +45^\circ] : M2=0^\circ : T2 \in [-45^\circ, +45^\circ]$.

$$P(A) = \cos^2 (M1-A) = 0.86603^2 = 3/4$$

P(B) jest trudniejsze do wyliczenia, ponieważ foton_2 jest splątany z fotonem_1.

To oznacza, że kąt faktycznej polaryzacji T2 musi być IDENTYCZNY z kątem T1.

Zachowanie fotonu 2 musi być podobne do zachowania fotonu 1. W przykładzie 4 pole

FA = 0.75 pod krzywą $y = \cos(2x)$ od $+45^\circ$ do -15° **całkowicie zawiera się w polu FB = 0.93301 pod krzywą $y = \cos(2x)$ od $+45^\circ$ do -30° .**

Pole FA = 0.75 obrazuje fotony przechodzące przez polaryzator LA ($A=30^\circ$, $P=3/4$,

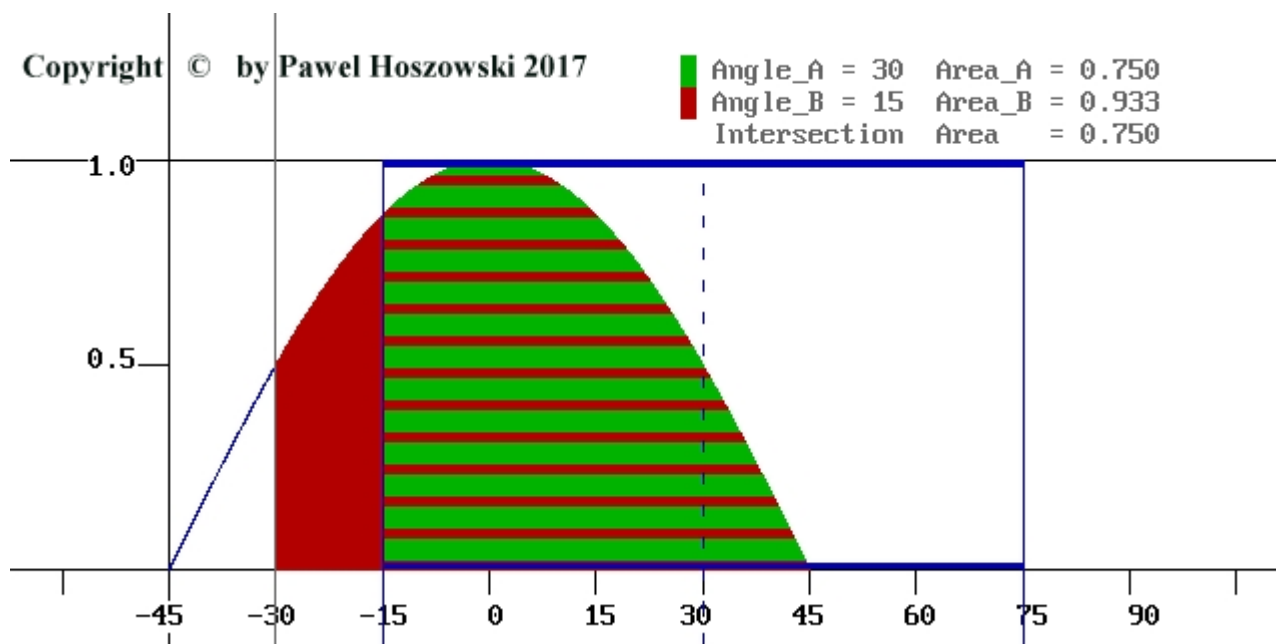
$x_{(L_boundary)} = 30^\circ - 45^\circ = -15^\circ$, $x_{(R_boundary)} = +45^\circ$) podczas gdy większe pole FB = 0.93301

odzwierciedla fotony przechodzące przez polaryzator LB ($B=15^\circ$, $P=0.93301$, $x_{(L_boundary)} =$

$15^\circ - 45^\circ = -30^\circ$, $x_{(R_boundary)} = +45^\circ$). Zaznaczono to na rysunku 5.

Stosownie do HPT, $x_1 = -30^\circ$ i $x_2 = +60^\circ$ są granicznymi kątami T jakie przepuszcza polaryzator LB ustawiony na kąt Mierzalne_B = B = $+15^\circ$. Nie jest to zaznaczone na rysunku 5.

Picture 5.



Teraz należy wprowadzić prawdopodobieństwo warunkowe.

Jeśli foton_1 nie przeszedł, to jego faktyczny kąt polaryzacji T1 nie spełniał warunku przejścia przez polaryzator LA czyli musiał leżeć w obszarze $T1 \in [-45^\circ, -15^\circ]$. Dotyczy to 1/4 fotonów padających na polaryzator LA ($A=30^\circ$). Jeśli jednakże foton_1 przeszedł LA - oznacza to, że kąt faktycznej polaryzacji T1 musiał spełniać warunek przejścia czyli musiał leżeć w obszarze $T1 \in [-15^\circ, +45^\circ]$, tak jak pokazano na rysunku 5. Dotyczy to 3/4 fotonów. Analogicznie, kąt T2 musi leżeć w granicach od -30° do $+45^\circ$ (rysunek 5).

Jak widzimy, wszystkie kąty T1 zawarte są w zbiorze kątów T2 (chodzi o fotony które „przeszły”). Dlatego nie można po prostu wprowadzić T2 i P(B) do obliczenia całkowitego prawdopodobieństwa P jednoczesnego zliczenia obu splątanych fotonów. Powinniśmy uzyskać większy wynik, gdyż już wiemy, że wszystkie fotony_2 mają taką samą polaryzację T jak fotony_1. Czynnikiem ograniczającym będzie tu tylko polaryzator LA. Możemy napisać: $P'(B) = 1$ albo, bardziej precyzyjnie, $P(B | A) = 1$. Oznacza to, że:

- wszystkie fotony_1 o takim T1 który umożliwia przejście przez polaryzator LA ($A=30^\circ$) a więc $T1 \in [-15^\circ, +45^\circ]$ przeszłyby na pewno przez polaryzator LB ($B=15^\circ$), co wynika z rysunku 5. Mamy tu do czynienia z bliźniaczymi fotonami, tak jak to opisuje HPT a stąd wynika, że fotony_2 zachowują się tak samo jak fotony_1. Stąd $P'(B) = P(B | A) = 1$.

Tak więc całkowite P detekcji splątanych fotonów w obu detektorach wyniesie:

$$P = P(A) \cdot P'(B) = 3/4 \cdot 1 = 0.75$$

To prawdopodobieństwo posiada następujące cechy:

- jest o 7.17 % wyższe niż prawdopodobieństwo zarejestrowania sygnału dla pary jednoczesnych, ale nie splątanych fotonów (wtedy prawdopodobieństwo wynosi 0.6998),
- jest zgodne [$P=3/4$] z wartością uzyskaną z diagramu $y = \cos^2(M1-A)$ tak jak wartości uzyskiwane doświadczalnie.

P we wszystkich przykładach oznacza liczbę zliczeń a nie współczynnik korelacji przejścia przez polaryzator dla fotonu_2, ten współczynnik wynosi bowiem $P'(B) = 1$.

Odwrotne rozumowanie daje ten sam rezultat i dowodzi poprawności modelu HPT:

Jeśli foton_2 przeszedł przez LB, oznacza to, że posiadał odpowiedni kąt T2.

Prawdopodobieństwo przejścia przez polaryzator LA z kątem $A=30^\circ$ jest 1.24402 razy mniejsze niż przez polaryzator LB z kątem $B=15^\circ$ ($0.93301 / 0.75 = 1.244$). Tak więc, jeśli foton_2 przeszedł przez polaryzator LB ($B=15^\circ$) to oznacza to, że jest 1.24402 razy mniej prawdopodobne, że foton_1 przejdzie przez polaryzator LA ($A=30^\circ$).

Wynika z tego, że prawdopodobieństwo warunkowe $P(A|B) = 1/1.24402 = 0.80385$.

Ponieważ fotony 1 i 2 są splątane i z teorii HPT wynika, że $T1=T2$, to aby obliczyć prawdopodobieństwo całkowite nie możemy po prostu pomnożyć $P(A)=0.75$ przez $P(B)=0.93301$, bo mamy tu dodatkowe zmienne $T1=T2$. Musimy użyć wyrażenia:

$$P = P'(A) \cdot P(B) = P(A|B) \cdot P(B) = 0.80385 \cdot 0.93301 = 0.75$$

Jak widać, uzyskaliśmy ten sam rezultat co poprzednio przy odwrotnej kolejności fotonów.

V. Wniosek.

Splątane fotony nie przekazują sobie żadnych informacji.

VI. Propozycje.

Błędy lub nieścisłości popełniane w doświadczeniach z badaniem korelacji pomiędzy splątanymi fotonami będą wyjaśnione w przyszłości w artykułach:

- zależność korelacji par splątanych fotonów od kąta (mierzalnej) polaryzacji światła padającego na kryształ BBO.
- Konstrukcje teorii HPT. Różnice pomiędzy HPT i HVT-EPR.

Co powinno zostać szczegółowo wyjaśnione:

1. W jaki sposób zmiana początkowych polaryzacji T (**albo mierzalnych polaryzacji M**) fotonów padających na BBO jak i opuszczających BBO decyduje o liczbie koincydencji, szczególnie przy identycznie ustawionych polaryzatorach LA i LB. Z teorii HPT wynika, że powinno się uzyskać wynik taki, jak dla jednego polaryzatora czyli zgodny z prawem Malusa (w idealnym przypadku). Np. dla $(M1-A) = 45^\circ$ powinna rejestrować się połowa fotonów generowanych przez BBO a współczynnik koincydencji dla tych fotonów, którym „udało się przejść” powinien wynosić 1.

Ponieważ jednak rozrzut kątów T fotonów opuszczających BBO jest duży (90°), mamy do czynienia z losowym rozkładem T na wejściu, stąd uzyskuje się mniejszy współczynnik koincydencji a wynik zależy zawsze od dwóch kątów polaryzatorów, A oraz B. Ze ścisłej teorii HPT wynika, że dla ustalonego T wynik powinien zależeć tylko od tego kąta polaryzatora który bardziej odbiega od T. W przyszłości powinno zostać to potwierdzone doświadczalnie !

2. W szczególnym przypadku polaryzacja światła padającego na kryształ BBO powinna być ściśle określona i różnić się od $+45^\circ$, trudno jednakże odnaleźć takie doświadczenia.

3. Czy zmiana odległości pomiędzy polaryzatorem i detektorem o wartość 0.1 – 1 długości fali zmienia rezultaty wyników pomiarów tak dla nie splątanych jak i dla splątanych fotonów ? Gdyby tak się działo, oznaczałoby to, że kąt faktycznej polaryzacji T fotonu dodatkowo rotuje podczas ruchu fotonu. Istnieją prace które pokazują, że zmiany długości dróg optycznych wpływają mocno na koincydencję splątanych fotonów, np. [3][4].

Bibliografia.

[1] Dietrich Dehlinger and M. W. Mitchell

Entangled photons, nonlocality, and Bell inequalities in the undergraduate

laboratory. Physics Department, Reed College, 3203 SE Woodstock Boulevard, Portland, Oregon 97202 (2002)

- [2] F.A. Bovino et al. / *Optics Communications* 227 (2003) 343–348
Effective fiber-coupling of entangled photons for quantum communication.
Fabio Antonio Bovino, Pietro Varisco, Anna Maria Colla,
Giuseppe Castagnoli, Giovanni Di Giuseppe, Alexander V. Sergienko
- [3] Z. Y. Ou, L. J. Wang and L. Mandel, *Phys. Rev. Lett.* 67, 318 (1991).
- [4] Z. Y. Ou, L. J. Wang, X. Y. Zou and L. Mandel, *Phys. Rev. A* 41, 566 (1990).
- [5] A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, “Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete?” *Phys. Rev.* 47, 777–780 (1935).
- [6] Vladimir K. Ignatovich "On EPR paradox, Bell's inequalities and experiments that prove nothing". Frank Laboratory of Neutron Physics Joint Institute for Nuclear Research 141980, Dubna Moscow region, Russia.
- [7] Miloš V. Lokajíček "Controversy between Einstein and Bohr and two erroneous arguments used in supporting Copenhagen quantum mechanics"
Institute of Physics, AVCR, 18221 Prague 8, Czech Republic.
- [8] Dietrich Dehlinger and M. W. Mitchell
Entangled photon apparatus for the undergraduate laboratory.
Physics Department, Reed College, 3203 SE Woodstock Boulevard, Portland,
Oregon 97202 - Received 3 December 2001; accepted 13 June 2002.