

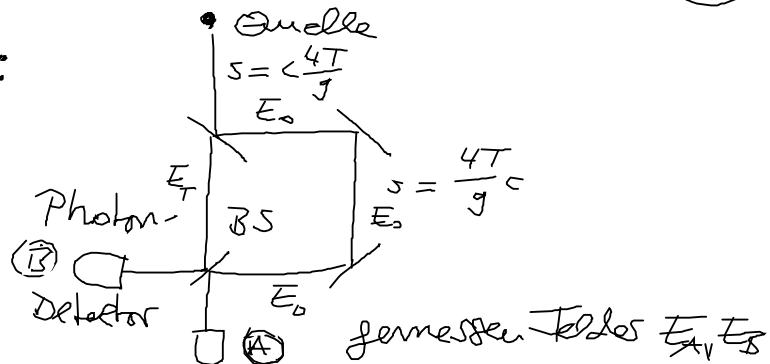
Hong-Ou-Mandel Effekt : (PRL 59, 2044 (1987))

d.h. unterscheidbare Photonen werden experimentell nachgewiesen

Pulssequenz



Messaufbau:



d.h. die beiden Photonen, die durch die Anregung des Emitters erzeugt werden, überlagern sich „kohärent“ am letzten Strahlteiler

$E_0 \hat{=}$ Photonwellenpaket ab $t=0$

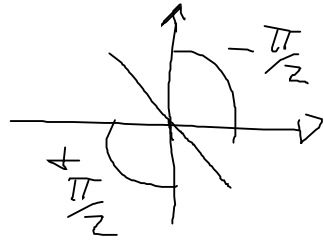
$E_T \hat{=}$ Photonwellenpaket ab $t=T$

Strahlteiler:

$$E_A^{(\pm)} = \sqrt{T} E_T^{(\pm)} + \sqrt{R} E_0^{(\pm)}$$

$$E_B^{(\pm)} = \sqrt{T} E_0^{(\pm)} - \sqrt{R} E_T^{(\pm)}$$

$T \hat{=}$ Transmissionskoeffizient
 $R \hat{=}$ Reflexionskoeffizient



$$T + R = 1$$

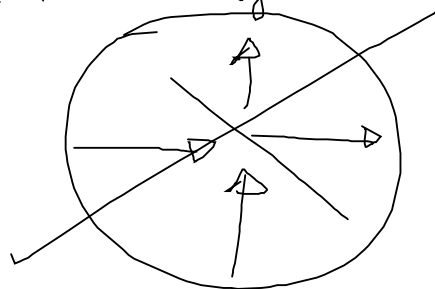
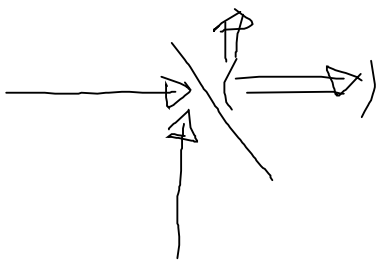
✓ was passiert, wenn $E_0^{(\pm)} = E_T^{(\pm)}$
 und $T = R = \frac{1}{2}$

$$E_A^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_T^{(\pm)} + E_0^{(\pm)}) = \sqrt{2} E_{D/T}^{(\pm)} > 0$$

$$E_B^{(\pm)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_0^{(\pm)} - E_T^{(\pm)}) = 0$$

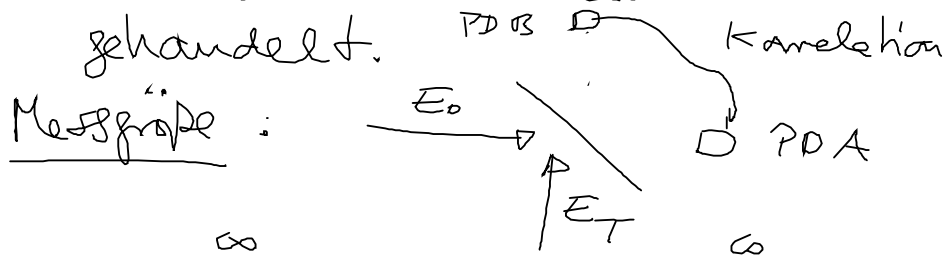
⇒ falls die E-Felder identisch sind,
 dann verschwindet das eine Feld
 hinter dem Strahlteiler

⇒ d. h. sie heben aus verschiedenen
 Richtungen auf den Strahl-
 teiler, verlassen ihn aber in
 derselben Richtung



Argument umdrehen:

wenn ich nur in einem Strahlengang ein Signal am Photodetektor bekomme, obwohl sich die E -Felder mischen, hat es sich um ununterscheidbare Photonen gehandelt.



$$\int_0^{\infty} dt G^{(2)}(t) = 0 = \int_0^{\infty} dt \langle \hat{E}_A^{(-)} \hat{E}_B^{(-)} \hat{E}_B^{(+)} \hat{E}_A^{(+)} \rangle$$

jetzt haben wir die observable $[G^{(2)}(t)]$ für das HOM Experiment, also können wir Theorie betreiben ($t_1 = 1$)

$$H = \omega_g \sigma_{ee} + \Omega(t) [\sigma_{eg} + \sigma_{ge}] + \int d\omega \omega \hat{c}_\omega^\dagger \hat{c}_\omega + \int d\omega g_\omega [\hat{c}_\omega^\dagger \sigma_{ge} + h.c.]$$

$$|\psi(t)\rangle = c_e(t) |e\rangle + c_g(t) |g\rangle + \int d\omega \{ c_\omega^g(t) |g, 1\omega\rangle + c_\omega^e(t) |e, 1\omega\rangle \} + \int d\omega \int d\omega' c_{\omega\omega'}^g |g, 1\omega, 1\omega'\rangle$$

wobei $|1\omega\rangle$ bedeutet $|n_{\omega_1} n_{\omega_2} \dots n_{\omega_j}\rangle$

$n_{\omega_i} = 1$, der Rest ist null

$$n_{\omega_j} = 0 \quad (j \neq i)$$

Wir wollen annehmen, dass $\Omega(t)$ ein Impuls ist, der das ZKS so schnell übersteigt, dass das Photonenreservoir nicht reagieren

$$|g\rangle \xrightarrow[\Omega \neq 0]{\Delta t} |e\rangle \quad \text{so, dass} \\ \Delta t g_{\omega} \ll 1$$

$$|g\rangle \xrightarrow{\Omega(t)} |e\rangle \xrightarrow{g_{\omega}} \int d\omega |g, 1\omega\rangle$$

$$\int d\omega |g, 1\omega\rangle \xrightarrow{\Omega(t)} \int d\omega |e, 1\omega\rangle \longrightarrow \int d\omega \int d\omega' |1\omega, 1\omega'\rangle$$

d.h. der Puls muss viel schneller sein als die Kopplung zum Reservoir,

und dass das ZKS komplett seine Anregung ans Reservoir abgeben hat

$$(I) \quad c_g(0) = 1 \longrightarrow c_e(0) = 1 \quad (\text{sehr schnelle Anregung})$$

$$\text{jetzt } \Omega = 0$$

$$\dot{c}_e = -i g \int d\omega e^{-i(\omega - \omega_e)t} c_{\omega}^{\dagger} \quad (g_{\omega} = g)$$

$$\dot{c}_{\omega}^{\dagger} = -i g e^{i(\omega - \omega_e)t} c_e \quad [i\hbar \partial_t \psi = H(\psi)]$$

$$c_{\omega}^{\dagger}(t) - c_{\omega}^{\dagger}(0) = -ig \int_0^t dt' e^{i(\omega - \omega_{eg})t'} c_e(t')$$

$$c_e(t) = -g^2 \int_0^t dt' e^{i\omega_{eg}(t-t')} c_e(t') \int d\omega e^{-i\omega(t-t')} = \pi \delta(t-t')$$

Näherungen ex. beim, da

$g\omega \neq g$ nur ich bin
+ eindimensional gelassen

$$c_e^{\dagger} = -g^2 \pi \int_0^t dt' \delta(t-t') e^{i\omega_{eg}(t-t')} c_e(t')$$

$$= -g^2 \frac{\pi}{2} c_e(t) = -\Gamma c_e(t)$$

$$c_e(t) = \underbrace{c_e(0)}_{=1} e^{-\Gamma t} \quad (\text{Wigner-Klasskopf-Fall})$$

$$c_g^{\omega}(t) = -ig \int_0^t dt' e^{i(\omega - \omega_{eg})t'} c_e(t')$$

vollständig
bekannt

$$\langle \psi(t) \rangle = c_e(t) |e\rangle + \int d\omega c_g^{\omega}(t) |g, 1\omega\rangle$$

warten wir bis $t=T$ geeignet so,
dass $c_e(T) = 0$

$$\text{und } \langle \psi(T) | \psi(T) \rangle = 1$$

$$= |c_e|^2 + \int d\omega \int d\omega' c_{\omega}^{\dagger}(T) c_{\omega'}(T) \underbrace{\langle g, 1\omega' | g, 1\omega \rangle}_{= \delta(\omega - \omega')}$$

$$= |c_e(t)|^2 + \int d\omega |c_{\omega}^{\dagger}(t)|^2$$

$$= -ig \int_0^t dt' g e^{i(\omega - \omega_{eg})t'} c_e(t')$$

$$\begin{aligned}
&= |c_e(t)|^2 + \underbrace{\int d\omega g^2 \int_0^+ dt' \int_0^+ dt'' e^{i\omega(t'-t'') - i\omega_g(t-t')} c_e(t') c_e(t'')}_{2\pi\delta(t'-t'')} \\
&= |c_e(t)|^2 + 2\pi g^2 \int_0^+ dt' |c_e(t')|^2 \\
&= e^{-2\Gamma t} + \frac{2\pi g^2}{2\Gamma} \int_0^+ dt' e^{-2\Gamma t'} \\
&= e^{-2\Gamma t} + \cancel{2\Gamma} \left(-\frac{1}{2\Gamma}\right) [e^{-2\Gamma t} - 1] = 1
\end{aligned}$$

$$\left[\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_0^+ dt' \delta_{\epsilon}(t-t') f(t') = \frac{1}{2} f(t) \right]$$

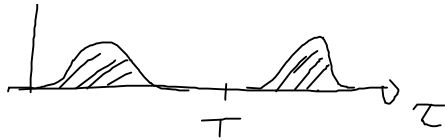
$c_e(T) = 0$, $c_e^g(t) \xrightarrow{\Gamma T} c_e(T)$
 sehr schnell

$$\begin{aligned}
t \gg T: | \psi(t) \rangle &= \int_T^+ dt_2 e^{-\Gamma t_2 - i\omega_g t_2} \int_0^{\infty} d\omega_2 e^{i\omega_2 t_2} c_{\omega_2} \\
&\quad \underbrace{\int_0^+ dt_1 e^{-\Gamma t_1 - i\omega_g t_1} \int_0^{\infty} d\omega_1 e^{i\omega_1 t_1} c_{\omega_1}}_{= E_0^{(-)}} |g_{11} v(t)\rangle
\end{aligned}$$

Vollständige Zwei-Photon-Wellenfkt.

[Bylander, Euv. Phys. J D 22, 295 (2003)]

$$|c_{\omega}^g|^2 \uparrow$$



Wir wollen die $G^{(2)}$ -Funktion ausrechnen
 $\langle \mathcal{N} | E_A^{(-)}(t_0) E_B^{(-)}(t_0 + \tau) E_B^{(+)}(t_0 + \tau) E_A^{(+)}(t_0) | \mathcal{N} \rangle$

$$E_A^{(-)} = \sqrt{T} E_T^{(-)} + \sqrt{R} E_0^{(-)}$$

$$E_B^{(-)} = \sqrt{T} E_0^{(-)} - \sqrt{R} E_T^{(-)}$$

$$\dots G^{(2)}(t_0, \tau) = g^4 \pi^4 e^{-2r(2t_0 + \tau)} \left[T^2 + R^2 - 2RT \right]$$

unter der Annahme, dass E_0 und E_T
 nur ein Photon beinhalten

dann gilt, falls der Beam splitter
 perfekt ist, sowieso wegen $T = R = \frac{1}{2}$

$$G^{(2)}(t_0, \tau) = g^4 \pi^4 e^{-2r(2t_0 + \tau)} \left[\frac{1}{4} + \frac{1}{4} - \frac{1}{2} \right] \\ = 0$$

es gibt also keine Möglichkeit die
 „joint“ Photondetektion erfolgreich zu
 messen

→ perfekte Ununterscheidbarkeit
 und dies unabhängig von t_0, τ
 und r , solange $r \neq 0$

$$H = \omega_{eg} \sigma_{ee} + \dots \\ + \underline{\underline{\Delta(t)}} \sigma_{ee}$$

$$G^{(2)}(t_0, \tau) = g^4 \pi^4 e^{-2r(2t_0 + \tau)} \left[T^2 + R^2 - 2RT e^{-\delta\tau} \right]$$

$\delta = \langle\langle \Delta(t) \rangle\rangle$
 Coloured noise
 Phasefluktuation
 (oder pure dephasing)

$$\int_0^\infty dt_0 \int_0^\infty d\tau G^{(2)}(t_0, \tau)$$

$$= \frac{g^4 \pi^4}{4r} \left\{ \frac{1}{2r} (T^2 + R^2) - \frac{1}{2(r+\delta)} 2RT \right\}$$

$$r = g^2 \pi$$

$$= \frac{g^4 \pi^4}{8r^2} \left\{ T^2 + R^2 - \frac{2r}{2r+\delta} 2RT \right\}$$

$$(T+R)^2 = T^2 + 2RT + R^2 = 1$$

$$T^2 + R^2 = 1 - 2RT$$

$$= \frac{\pi^2}{8} \left\{ 1 - 2RT - 2RT + \frac{\delta}{2r+\delta} 2RT \right\}$$

$$= \frac{\pi^2}{8} \left\{ 1 - 4RT + \frac{\delta}{2r+\delta} 2RT \right\} \stackrel{T=R}{=} \frac{\pi^2}{16} \frac{\delta}{2r+\delta}$$

d.h. für $\delta \gg r$ sind die
 Photonen unterscheidbar
 wegen Frequenzfluktuation
 (stochastische Variable)