UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI MILANO
FACOLTÀ DI SCIENZE MATEMATICHE,
FISICHE E NATURALI

Fotoconteggio e funzione di correlazione dell'intensità (caso classico)

Simone Cialdi

Outline

Analisi delle prime misure

Fotoconteggio classico

- Teoria di Mandel

Generazione di radiazione "pseudo-termica"

- Corpo nero
- Metodo del disco di Arecchi

Funzione di correlazione dell'intensità classica

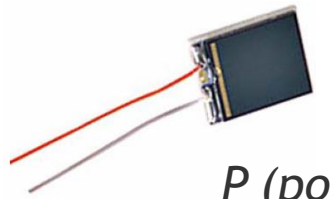
- Disuguaglianze valide nel caso classico

Esperimenti storici

- Hanbury & Twiss, Morgan & Mandel, Kimble

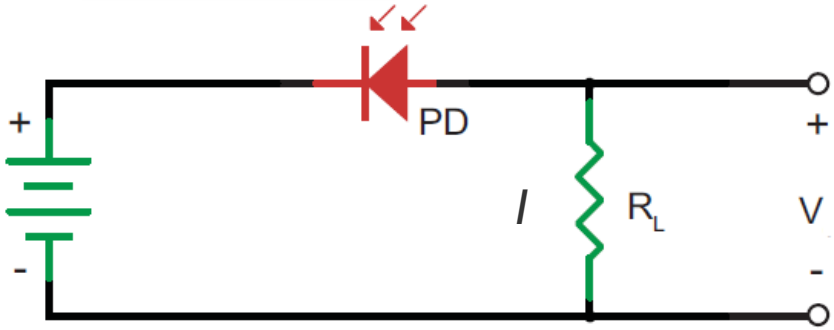
Analisi delle prime misure

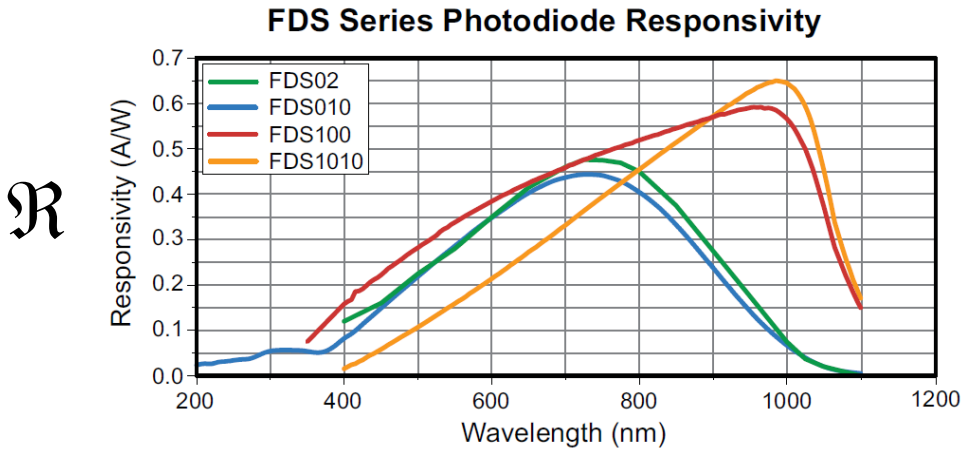
Il Power Meter



FDS1010

P (potenza della radiazione)





Posso considerare il fotodiodo come un generatore di corrente.

La corrente (elettroni che attraversano il conduttore nell'unità di tempo) è proporzionale alla potenza (numero di fotoni che arriva nell'unità di tempo)

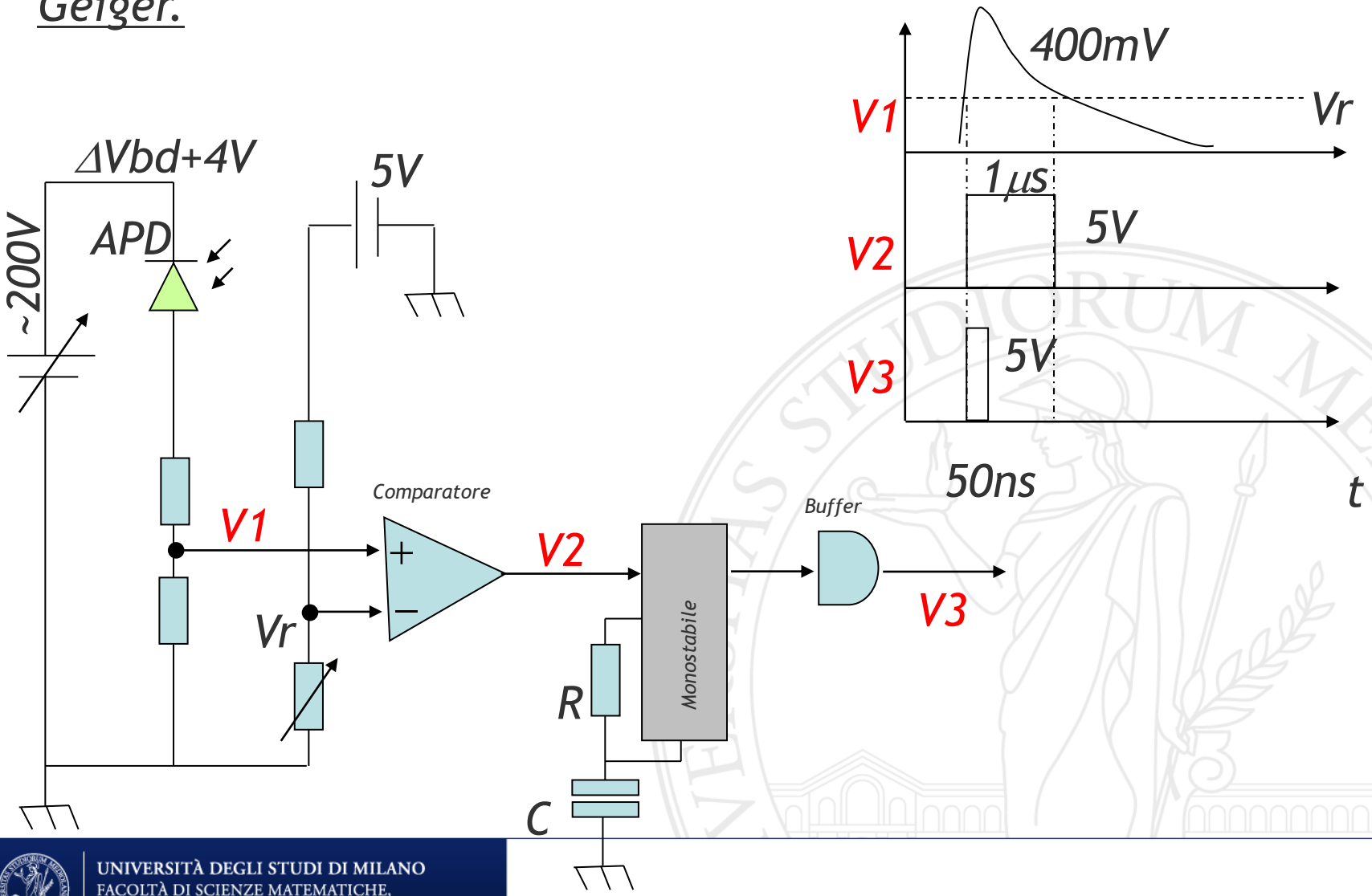
$$I = \Re P$$

Dunque per la legge di Ohm:

$$V = R_L I = (\Re R_L) P$$

Schema del rivelatore di singoli fotoni

Abbiamo usato un rivelatore basato su APD in configurazione Geiger.



Previsione sul numero dei conteggi

$$P = h\nu N_f$$

Numero di fotoni nell'unità di tempo

Quantum-Efficiency del rivelatore

$$N_c = QE\, N_f = QE \frac{P}{h\nu}$$

Numero di conteggi nell'unità di tempo

$$P = F\, P_{Leser}$$

Trasmittività filtri

Laser a gas He:Ne

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \qquad \lambda = 633nm$$

$$N_c >> N_{dark-counts} \approx 100-300 s^{-1}$$

$$N_c << N_{death-time} = \frac{1}{T_{death-time \approx 1\mu s}}$$

Abbiamo ricavato una QEtot del 15% @ 633nm per il rivelatore basato su APD C30921S

Effetto del tempo morto del rivelatore

τ=1.4μs tempo morto del rivelatore

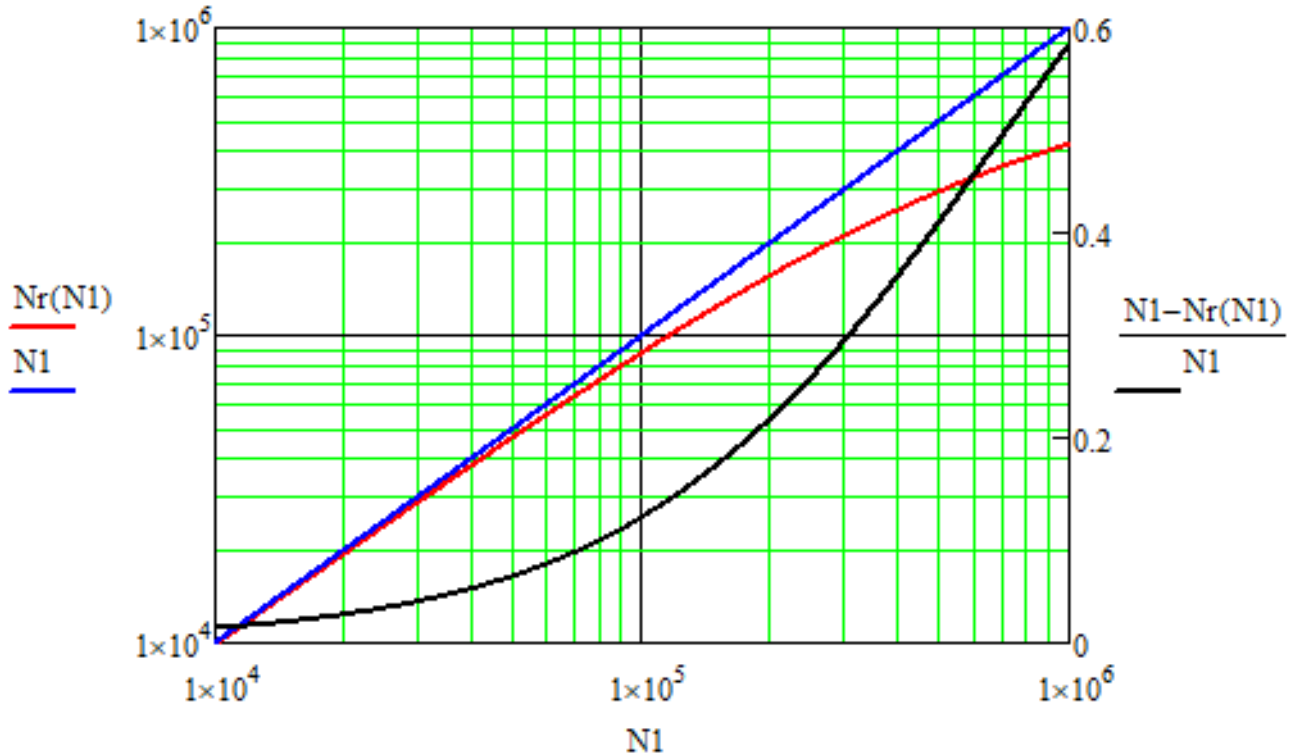
N conteggi che avrei rivelato sulla finestra ΔT con τ=0

Nr conteggi effettivamente rivelati sulla finestra ΔT

$$\Delta T_{eff} = \Delta T - \tau N_r \quad \Rightarrow \quad N_r = N\frac{\Delta T - \tau N_r}{\Delta T}$$

$$N_r = \frac{N}{1 + \frac{\tau}{\Delta T} N}$$

ΔT_{eff} è la lunghezza temporale effettiva della finestra di acquisizione



conteggi al secondo

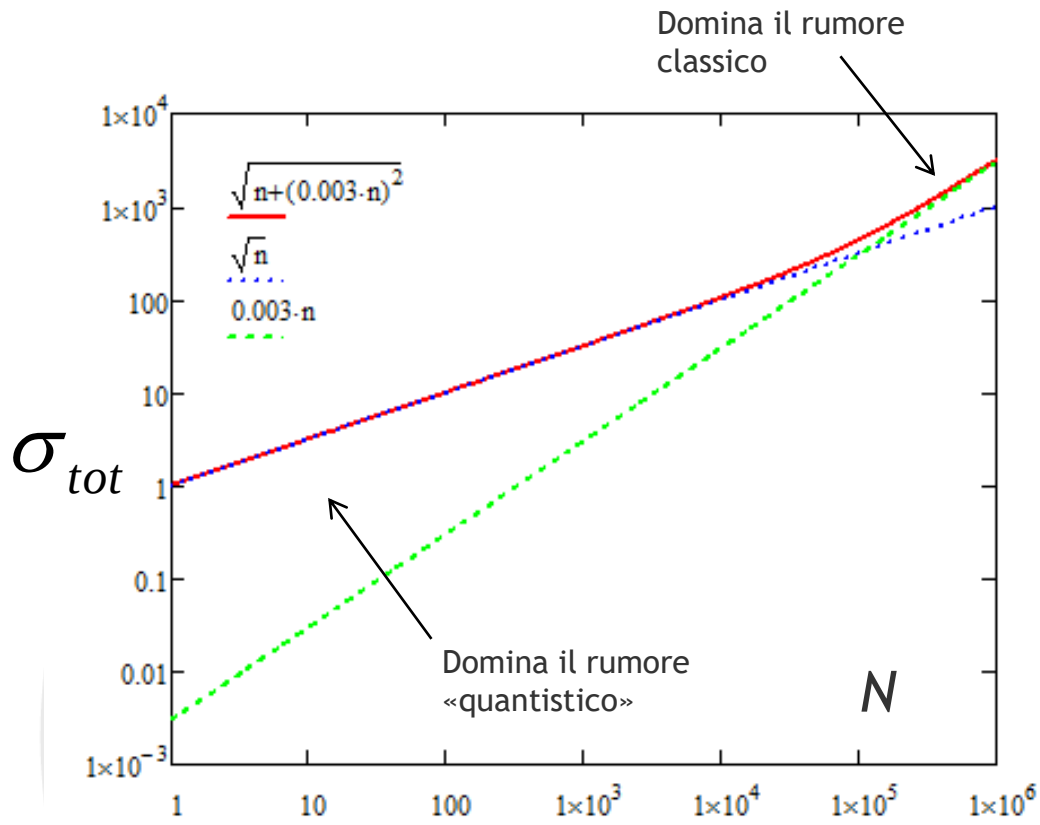
Rumore classico e rumore «quantistico» della sorgente

I due rumori sono scorrelati e quindi si sommano in quadratura. Dalla misura fatta con il power meter abbiamo ricavato che il rumore classico (dovuto al laser e all'accoppiamento in fibra) è circa il 3 per mille.

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_q^2 + \sigma_c^2} =$$

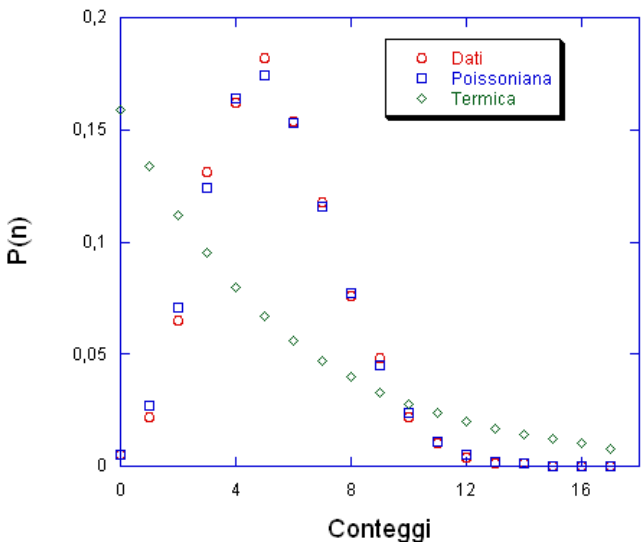
$$= \sqrt{N + (\alpha N)^2}$$

Rumore classico



Ricostruzione della funzione di distribuzione dei conteggi nel caso del laser attenuato

La potenza incidente sul rivelatore è costante nel tempo, quindi ci aspettiamo una distribuzione Poissoniana



$$P(n) = e^{-\bar{n}} \frac{\bar{n}^n}{n!}$$

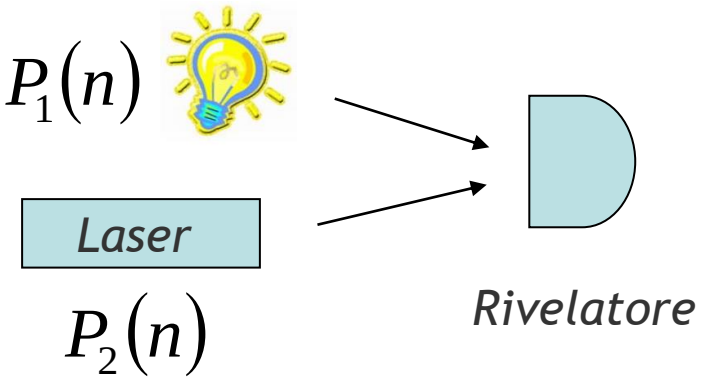
Per non perdere conteggi deve risultare:

$$\frac{\Delta T_p}{\Delta T} N_{oscilloscopio} \geq 2$$

$N_{oscilloscopio}$ *n punti per schermata dell'oscilloscopio*

ΔT_p *lunghezza dell'impulso del rivelatore*

Caso di due radiazioni che arrivano contemporaneamente sul rivelatore



Si ottiene facilmente:

$$P(n) = \sum_{i=0}^{n} P_1(i) P_2(n-i)$$

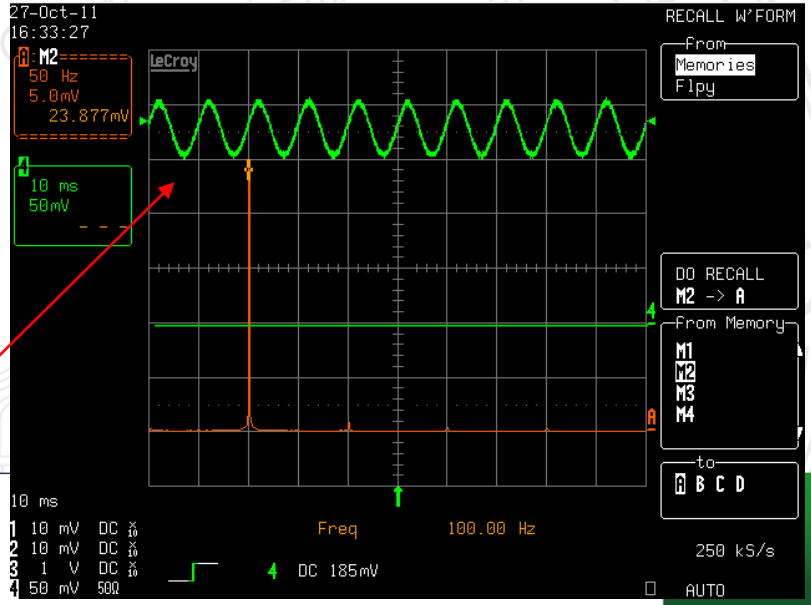
Ovvero, la funzione di distribuzione risultante è la convoluzione delle due

Per il rivelatore la radiazione proveniente dalla lampadina è quasi costante nel tempo quindi P_1 è una Poissoniana.

La convoluzione di due Poissoniane è una Poissoniana tale che:

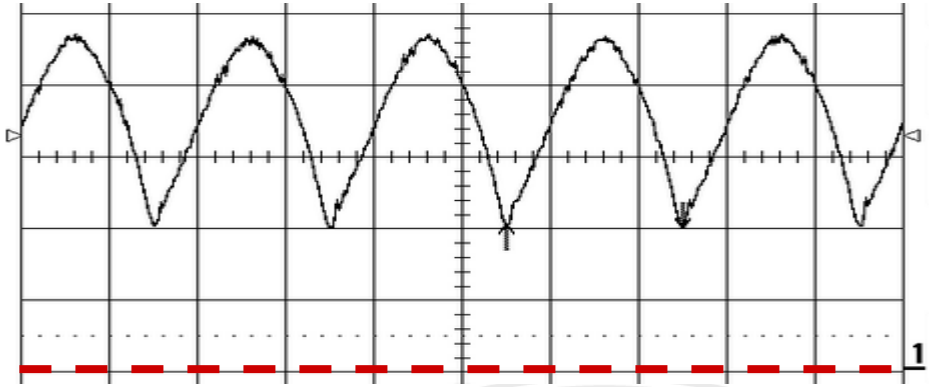
$$\bar{n} = \bar{n}_1 + \bar{n}_2$$

lampadina

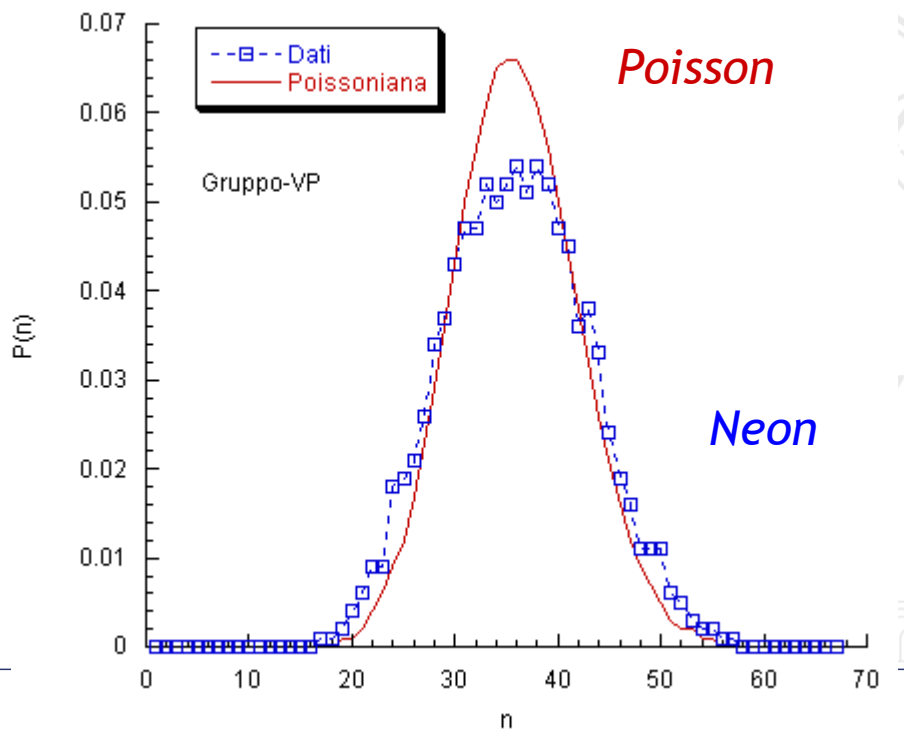


Caso di una sorgente con potenza non costante nel tempo

Lampada al «Neon» vista dal fotodiodo



In questo caso è evidente che la distribuzione non è Poissoniana



Fotoconteggio classico

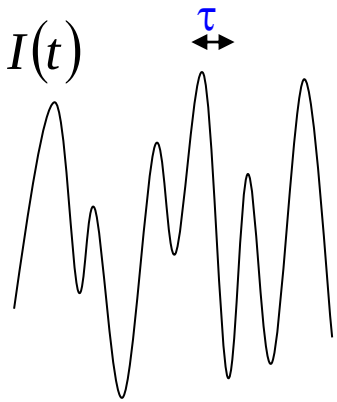
Fluctuations of Photon Beams and their Correlations

By L. MANDEL

Department of Physics, Instrument Technology, Imperial College, London

MS. received 3rd March 1958, and in revised form 28th April 1958

$I(t)$ Radiazione con un tempo caratteristico di variazione di intensità τ



Voglio ottenere la funzione di distribuzione dei conteggi presi su intervalli temporali ΔT molto più piccoli di τ. (ovvero, il rivelatore deve essere più veloce del segnale)

Dunque per ogni acquisizione la I(t) è costante durante l'intervallo di tempo ΔT

La sorgente luminosa è statisticamente all'equilibrio e attraversa tutti gli stati accessibili (sistema ergodico), dunque è possibile definire una funzione di distribuzione dei valori dell'intensità:

$$D(I)$$

Rispetto ad un dato valore dell'intensità la distribuzione dei conteggi è una Poissoniana:

$$P(n,I) = e^{-\alpha I \Delta T} \frac{(\alpha I \Delta T)^n}{n!}$$

Per ottenere la distribuzione dei conteggi nel caso generale dobbiamo mediare su tutti i valori dell'intensità per mezzo della distribuzione D(I):

$$\boxed{P(n) = \int dI\, D(I) P(n,I) = \int dI\, D(I) e^{-\alpha I \Delta T} \frac{(\alpha I \Delta T)^n}{n!}}$$

Vedi "Quantum Optics", D. F. Walls, G. J. Milburn cap. 3 pag. 48-52

Calcolo di n_{medio} e della varianza sui conteggi

$$\bar{n} = \sum_{n=0}^{\infty} nP(n) = \int dI\, D(I) e^{-\alpha I \Delta T} \sum_{n=0}^{\infty} n \frac{(\alpha I \Delta T)^n}{n!} = \boxed{\alpha \langle I \rangle \Delta T}$$

$$\langle I \rangle = \int dI\, I\, D(I)$$

Per la dimostrazione ricordare che:

$$e = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \qquad e^x = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{x^n}{n!} \qquad \frac{de^x}{dx} = e^x$$

$$\langle n^2 \rangle = \sum_{n=0}^{\infty} n^2 P(n) = \alpha^2 \langle I^2 \rangle \Delta T^2 + \alpha \langle I \rangle \Delta T$$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2 = \boxed{\alpha \langle I \rangle \Delta T} + \alpha^2 \langle \Delta I^2 \rangle \Delta T^2 \geq \bar{n}$$

Notare che il contributo classico dovuto alla fluttuazione dell'intensità è tanto più visibile quanto più è alta l'intensità

Contributo "particellare"

Contributo legato alla fluttuazione dell'intensità

Radiazione termica

Consideriamo una radiazione con la seguente distribuzione dell'intensità:

$$D(I) = \frac{1}{\bar{I}} e^{-\frac{I}{\bar{I}}}$$

Dalle precedenti otteniamo:

$$P(n) = \frac{\bar{n}^{n}}{(1+\bar{n})^{1+n}}$$

Distribuzione termica

$$\bar{n} = \alpha \langle I \rangle \Delta T = \alpha \bar{I} \Delta T$$

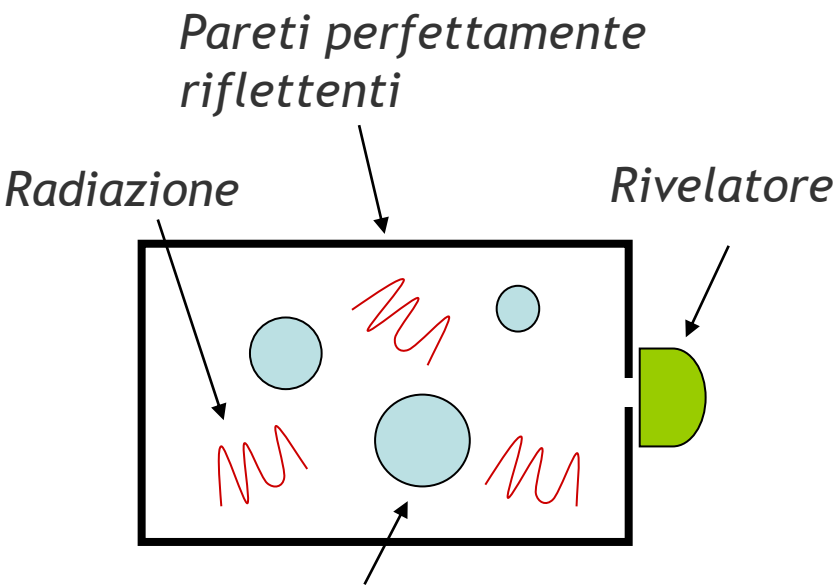
$$\langle \Delta n^2 \rangle = \bar{n}(1+\bar{n})$$

Rumore più grande rispetto al caso Poissoniano

Fattore di Fano: $f = \frac{\langle \Delta n^2 \rangle}{\bar{n}} = (1+\bar{n}) > 1$ *caso Super-Poissoniano*

Corpo nero

La distribuzione termica è quella che si ottiene nel caso di un corpo nero quando osserviamo il singolo modo della radiazione:



Radiazione e materia si trovano all'equilibrio termico (quindi il numero medio per modo è dato dalla distribuzione di Bose-Einstein).

$$\bar{n} = \frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}} - 1} \quad \Rightarrow \quad e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} = \frac{\bar{n}}{1+\bar{n}}$$

Vogliamo trovare la distribuzione dei conteggi relativi ad un intervallo temporale ΔT per un modo della radiazione.

Nota che il potenziale chimico è posto a 0 nella distribuzione di Bose-Einstein

Corpo nero (2)

Adesso scrivo la funzione di distribuzione del numero per modo della radiazione:

$$P(n)=\frac{e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}\left(n+\frac{1}{2}\right)}}{\sum_{m=0}^{\infty}e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}\left(m+\frac{1}{2}\right)}}=\frac{e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}n}}{\sum_{m=0}^{\infty}\left(e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}\right)^{m}}=$$

$$=\frac{e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}n}}{\frac{1}{1-e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}}}}=\boxed{\frac{\bar{n}^{n}}{\left(1+\bar{n}\right)^{1+n}}}$$

Ho usato: $\sum_{m=0}^{\infty}a^{m}=\frac{1}{1-a}$

Questa è la distribuzione <u>termica</u> relativa ai "fotoni" per celletta (modo) del piano delle fasi. Se considero più modi la distribuzine risultante sarà data dalla convoluzione delle distribuzioni relative ai singoli modi.

Disco di Arecchi

Generazione di radiazione pseudo-termica con grande tempo di coerenza

Nel caso di una normale lampadina il tempo di coerenza è piccolissimo perché la radiazione viene emessa su uno spettro molto ampio:

$$\tau = \frac{1}{\Delta\omega} \approx 10^{-15} s$$

Quindi agli occhi di un rivelatore la lampadina emette radiazione costante con una distribuzione che risulta Poissoniana

Allora ho bisogno di una sorgente con distribuzione di intensità:

$$D(I) = \frac{1}{\bar{I}} e^{-\frac{I}{\bar{I}}}$$

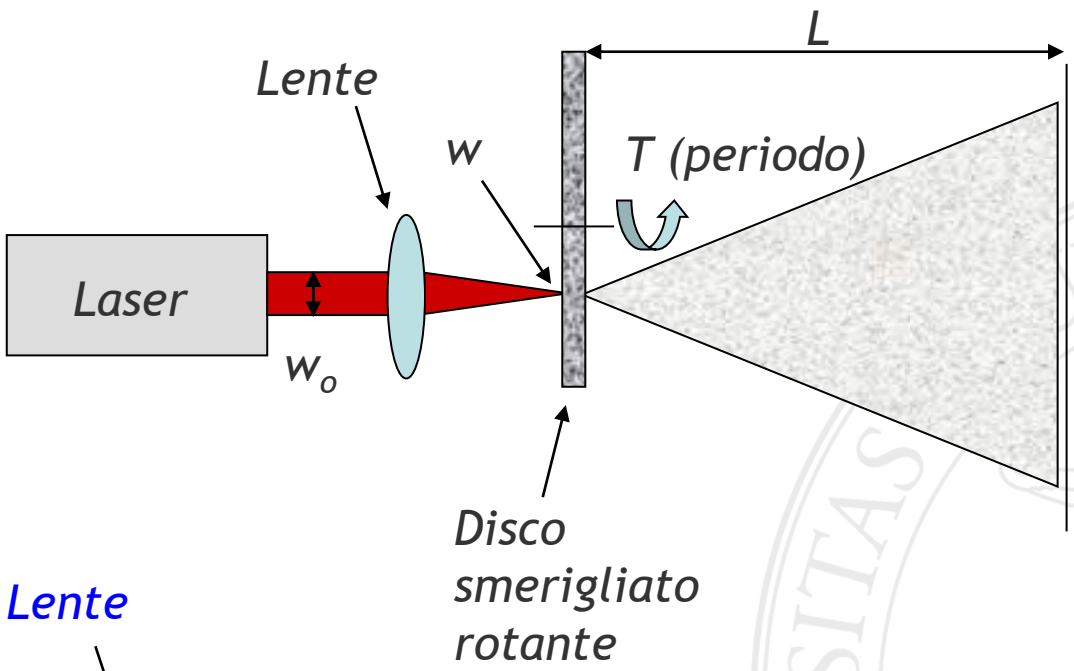
Con tempi di coerenza molto più lunghi rispetto a quelli di risposta del rivelatore

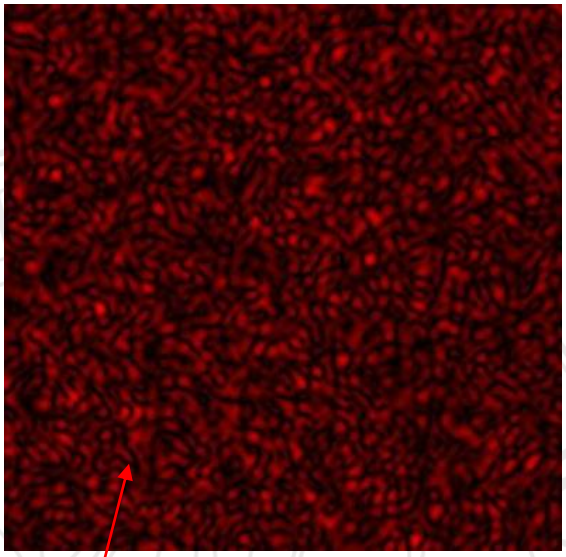
VOLUME 15, NUMBER 24 PHYSICAL REVIEW LETTERS 13 DECEMBER 1965

MEASUREMENT OF THE STATISTICAL DISTRIBUTION OF GAUSSIAN AND LASER SOURCES*

F. T. Arecchi

Laboratori Centro Informazioni Studi Esperienze, Milano, Italy,
and Istituto di Fisica dell'Università, Milano, Italy
(Received 18 November 1965)





Speckles (dimensione caratteristica D)

Lente

$$w = \frac{\lambda f}{\pi w_o} \qquad \tau_{coerenza} = \frac{w}{V} = \frac{wT}{2\pi r} \qquad D \approx \frac{\lambda L}{w}$$

Velocità del disco

Dimensione delle speckles

Teorema del limite centrale

(ci sarà utile per ricavare la funzione di distribuzione dell'intensità generata dal disco in un punto)

Considero n variabili x_i scorrelate con medie m_i e varianze σ_i

La variabile somma x ha distribuzione gaussiana tale che:

$$x = \sum_i x_i \qquad P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2}}$$

$$m = \sum_i m_i \qquad \sigma^2 = \sum_i \sigma_i^2$$

Il disco presenta in superficie delle irregolarità molto più piccole rispetto alla dimensione del fascio laser incidente. Ogni irregolarità è la sorgente di un'onda sferica con una fase casuale e scorrelata rispetto a quella delle altre sorgenti.

In un certo punto del piano su cui vediamo le speckles abbiamo un campo elettrico dato dal contributo di tutte le "zone" del disco colpite dal laser (ogni "zona" ha una dimensione confrontabile con quella delle irregolarità):

$$a(t) = \sum_i \alpha \cos(\phi_i(t))$$

La fase emessa dalla zona i-esima varia nel tempo perché il disco ruota. Il tempo di variazione caratteristico è il tempo di coerenza scritto nella pg. 16

Per ogni sorgente si ottiene:

$$m_i = 0 \qquad \sigma_i^2 = \frac{1}{2}\alpha^2$$

Per il teorema del limite contrale si ottiene subito:

$$m = 0 \qquad \sigma^2 = \frac{1}{2}\alpha^2 N \qquad P(a) = \frac{1}{2\pi\sigma} e^{-\frac{a^2}{2\sigma^2}}$$

Poiché l'intensità è proporzionale al quadrato del campo dalla P(a) ricavo subito la D(I):

$$D(I) = \frac{1}{\bar{I}} e^{-\frac{I}{\bar{I}}}$$

Ovvero la distribuzione di intensità che ci fornisce la distribuzione termica dei conteggi

Funzione di correlazione dell'intensità

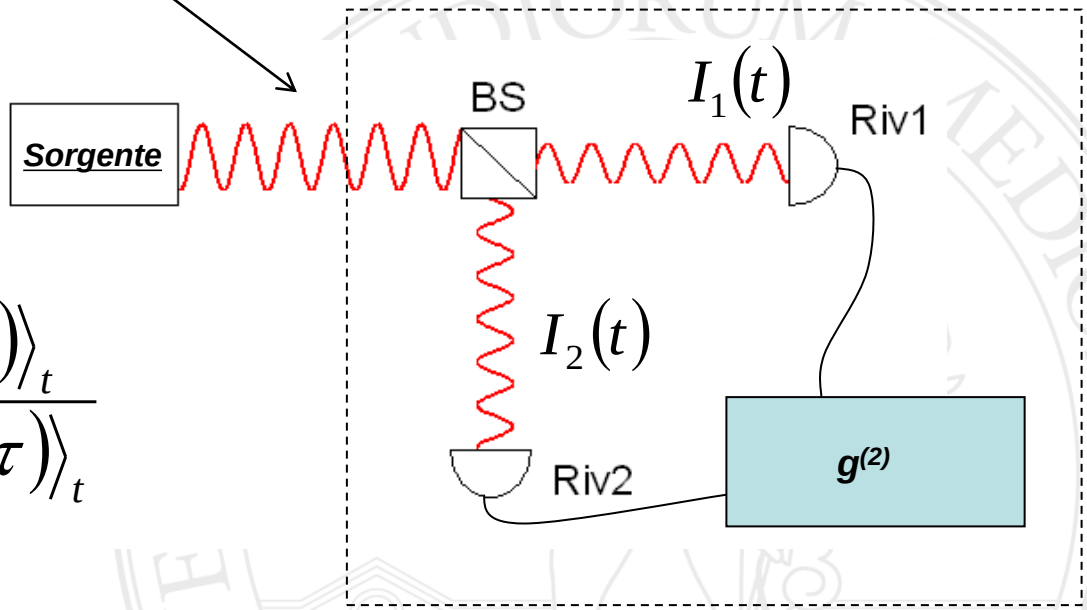
Caso classico

La funzione di correlazione dell'intensità ci permetterà di distinguere tra radiazione classica e radiazione quantistica.

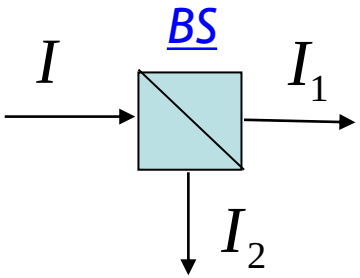
tipico apparato sperimentale per la determinazione della $g^{(2)}$

definizione

$$g^{(2)}(\tau) \overset{df}{=} \frac{\langle I_1(t) I_2(t+\tau) \rangle_t}{\langle I_1(t) \rangle_t \langle I_2(t+\tau) \rangle_t}$$



Disuguaglianze valide nel caso classico



$$\begin{cases} I_1(t) = T\, I(t) \\ I_2(t) = R\, I(t) \end{cases} \longrightarrow g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t) I(t+\tau) \rangle_t}{\langle I(t) \rangle_t \langle I(t+\tau) \rangle_t}$$

Suggerimento per la dimostrazione

$$\langle I^2(t) \rangle_t \geq \langle I(t) \rangle_t^2$$

$$g^{(2)}(0) \geq 1$$

$$\langle I(t) \rangle_t = \langle I(t+\tau) \rangle_t$$

$$\langle (I(t) - I(t+\tau))^2 \rangle_t \geq 0$$

$$g^{(2)}(\tau) \leq g^{(2)}(0)$$

Nel caso classico queste disuguaglianze vengono sempre verificate

Confronto tra sorgente laser e sorgente termica

La funzione di correlazione dell'intensità ci permette di distinguere tra questi due casi (classici)

$$g^{(2)}(0)=\frac{\langle I_1(t)I_2(t)\rangle_t}{\langle I_1(t)\rangle_t\langle I_2(t)\rangle_t}$$

Sistema ergodico

$$g^{(2)}(0)=\frac{\langle I_1 I_2\rangle}{\langle I_1\rangle\langle I_2\rangle}$$

$$\langle I\rangle=\int D(I)I\,dI$$

Laser:

$$D(I)=\delta(I-I_o)$$

$$g^{(2)}(\tau)=\frac{\langle I_0 I_0\rangle}{\langle I_0\rangle\langle I_0\rangle}=1$$

Sorgente termica:

$$D(I)=\frac{1}{I_o}e^{-\frac{I}{I_o}}$$

$$g^{(2)}(0)=2$$

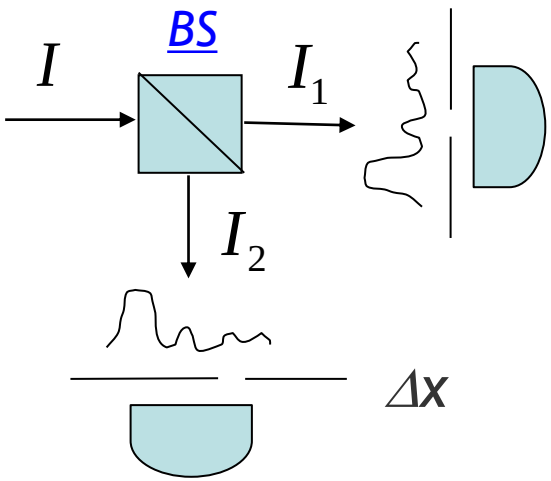
$$g^{(2)}(\tau>>\tau_c)=1$$

Dimostrazione

$$g^{(2)}_{termica}(0)=\frac{\langle I^2\rangle}{\langle I\rangle^2}=\frac{\int_0^\infty D(I)I^2dI}{\left(\int_0^\infty D(I)IdI\right)^2}=\frac{\int_0^\infty \frac{1}{I_o}e^{-\frac{I}{I_o}}I^2dI}{I_o^{\,2}}=2$$

$$g^{(2)}_{termica}(\tau >> \tau_c)=\frac{\langle I(t)I(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle^2}=\frac{\langle I(t)\rangle\langle I(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle^2}=1$$

Coerenza spaziale



In generale l'intensità I è anche una funzione della coordinata trasversa x. Quindi posso anche scrivere la funzione di correlazione dell'intensità in funzione dello shift spaziale Δx

$$g^{(2)}(\Delta x) = \frac{\langle I(t,0)\, I(t,\Delta x)\rangle_t}{\langle I(t,0)\rangle_t \langle I(t,\Delta x)\rangle_t}$$

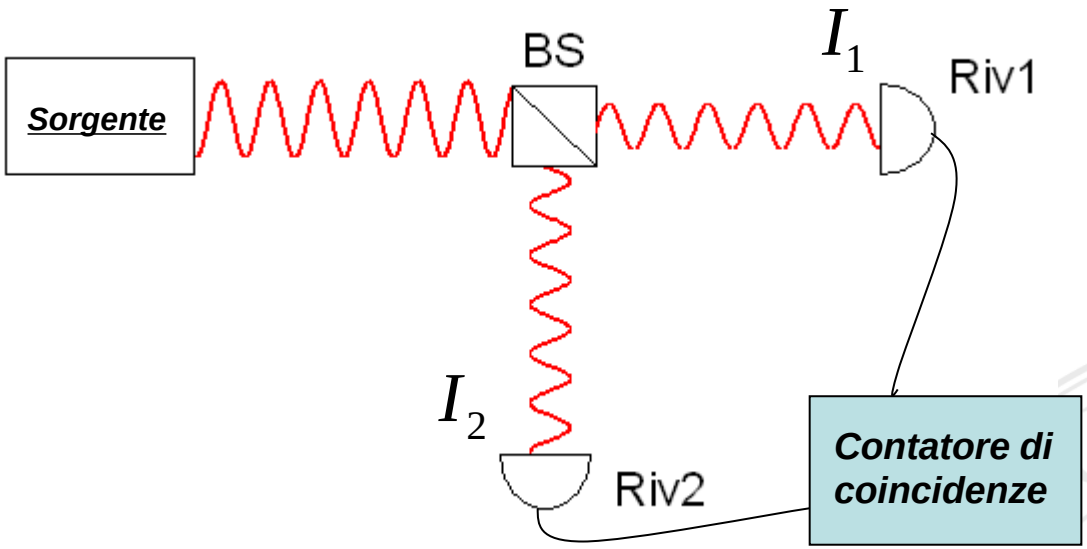
Si dimostra subito che :

$$g^{(2)}(0) \geq 0$$

$$g^{(2)}(\Delta x) \leq g^{(2)}(0)$$

In regime di fotoconteggio dobbiamo riscrivere $g^{(2)}$ in funzione dei conteggi

Conteggi diretti sui due rivelatori



Probabilità di conteggio nel tempo dt

$$dp_1 = \eta_1 I_1(t)dt$$

$$dp_2 = \eta_2 I_2(t)dt$$

$$\begin{cases} \Delta p_1 = \eta_1 \langle I_1(t) \rangle \Delta t \\ \Delta p_2 = \eta_2 \langle I_2(t) \rangle \Delta t \end{cases}$$

Probabilità che avvenga un conteggio nella finestra temporale Δt

$$\Delta p = \eta \int_0^{\Delta t} I(t)dt = \eta \frac{\int_0^{\Delta t} I(t)dt}{\Delta t} \Delta t = \eta \langle I(t) \rangle \Delta t$$

Conteggi in contemporanea

$$dp_1 = \eta_1 I_1(t)dt$$
$$dp_2 = \eta_2 I_2(t)dt$$

$$\Rightarrow \quad dp_c = dp_1 dp_2 = \eta_1\eta_2 I_1(t) I_2(t) dt dt$$

$$\Downarrow$$

$$\Delta p_c = \eta_1\eta_2 \int_0^{\Delta t} dt \int_0^{\Delta t} dt I_1(t) I_2(t)$$

$$\boxed{\Delta p_c = \eta_1\eta_2 \langle I_1(t) I_2(t) \rangle \Delta t \Delta t}$$

E' la probabilità congiunta di avere un conteggio sul rivelatore 1 entro la finestra Δt e un conteggio sul rivelatore 2 entro la finestra temporale Δt

$$\boxed{\Delta p_c(\tau) = \eta_1\eta_2 \langle I_1(t) I_2(t+\tau) \rangle \Delta t \Delta t}$$

E' la probabilità congiunta di avere un conteggio sul rivelatore 1 entro la finestra Δt e dopo un tempo τ un conteggio sul rivelatore 2 entro la finestra temporale Δt

Ridefinizione di g(2) con le probabilità di conteggio:

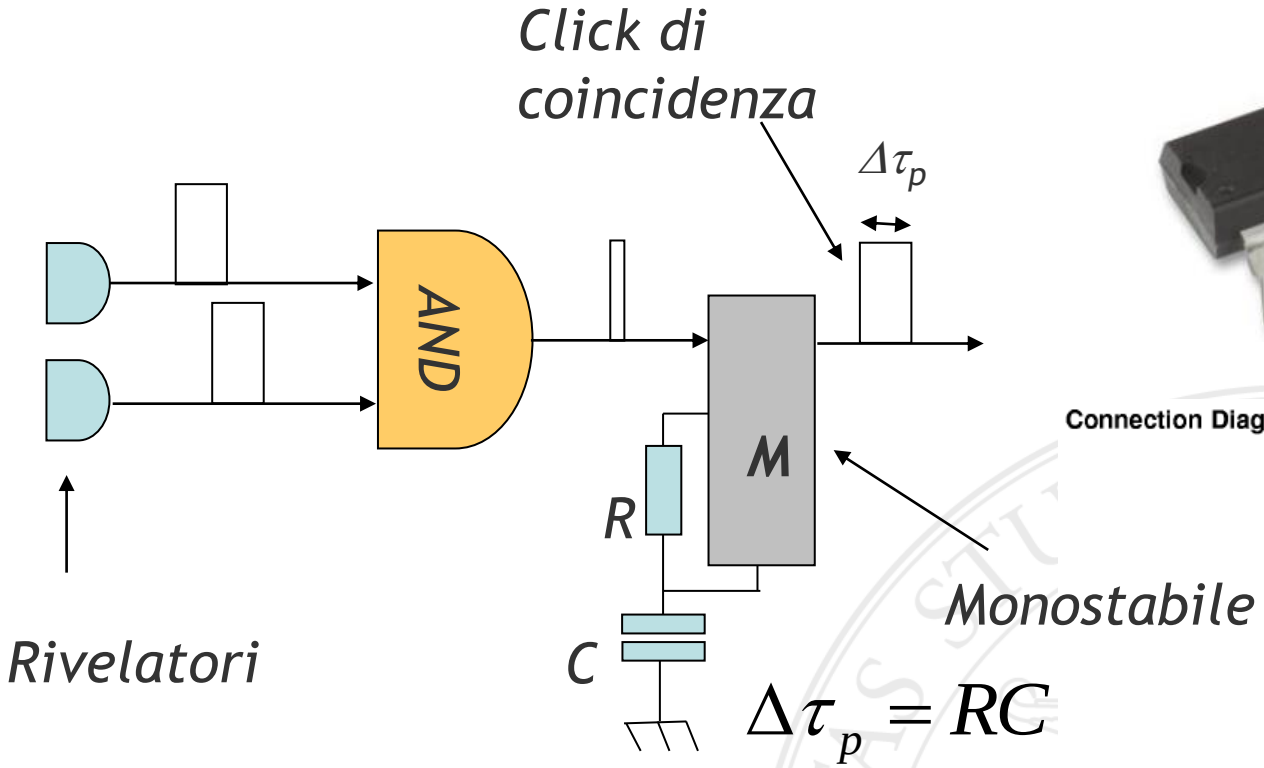
$$\begin{cases} \Delta p_1 = \eta_1 \langle I_1(t) \rangle \Delta t \\ \Delta p_2 = \eta_2 \langle I_2(t) \rangle \Delta t \\ \Delta p_c(\tau) = \eta_1 \eta_2 \langle I_1(t) I_2(t+\tau) \rangle \Delta t \Delta t \end{cases} \Rightarrow \quad g^{(2)}(\tau) = \frac{\Delta p_c(\tau)}{\Delta p_1 \Delta p_2}$$

Adesso riscrivo la $g^{(2)}$ in funzione dei conteggi misurati nella finestra temporale Δt

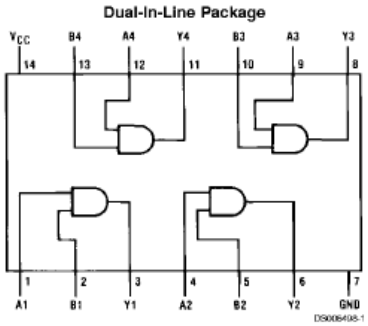
$$\begin{cases} N_i = \dfrac{\Delta p_i}{\Delta t} \\ N_{12} \overset{\text{df}}{=} \dfrac{\Delta p_c(\tau)}{\Delta t} \end{cases} \Rightarrow \quad g^{(2)}(\tau) = \frac{N_{12}}{\Delta t \, N_1 N_2}$$

Il problema è collegare i conteggi N_{12} a qualcosa di misurabile (dal momento che si tratta di una probabilità congiunta sospettiamo che N_{12} dipenda dai conteggi in contemporanea)

Tecnica usata per la rivelazione dei conteggi in contemporanea (porta AND)



Connection Diagram



Function Table

Y = AB

Inputs		Output
A	B	Y
L	L	L
L	H	L
H	L	L
H	H	H

H = High Logic Level
L = Low Logic Level

La lunghezza degli impulsi prodotti dai rivelatori è $\Delta\tau_p$=50ns, quindi la finestra di coincidenza è di circa $\Delta\tau_c$=100ns (circa 90ns considerando le tolleranze della porta AND e del monostabile)

Da notare che i conteggi in contemporanea misurati con la tecnica della porta AND dipendono dalla lunghezza della finestra di contemporaneaità Δt_c mentre N12 chiaramente non ha alcuna dipendenza da questa finestra.
Quindi N12 è proporzionale ai conteggi in contemporanea ma dobbiamo ancora travare la costante (α) che li lega. Possiamo considerare il caso del laser attenuato inviato al BS. I conteggi sono scorrealti e quindi i conteggi in contemporanea sono:

$$\tilde{N}_{12}=\Delta\tau_c N_1 N_2$$

Ovvero, per ogni conteggio che abbiamo sul rivelatore 1 la probabilità di averne uno sul 2 entro la finestra di contemporaneatà è $\Delta t_c N_2$

Inoltre sapiamo che nel caso del laser attenuato la $g^{(2)}$ è 1 e quindi:

$$g^{(2)} = \frac{N_{12}}{\Delta t N_1 N_2} = \frac{\alpha \tilde{N}_{12}}{\Delta t N_1 N_2} = \frac{\alpha \Delta\tau_c N_1 N_2}{\Delta t N_1 N_2} = 1$$

$$\Rightarrow \quad \alpha = \frac{\Delta t}{\Delta\tau_c} \quad \Rightarrow \quad \boxed{g^{(2)} = \frac{\tilde{N}_{12}}{\Delta\tau_c N_1 N_2}}$$

Esperimento di Hanbury & Twiss

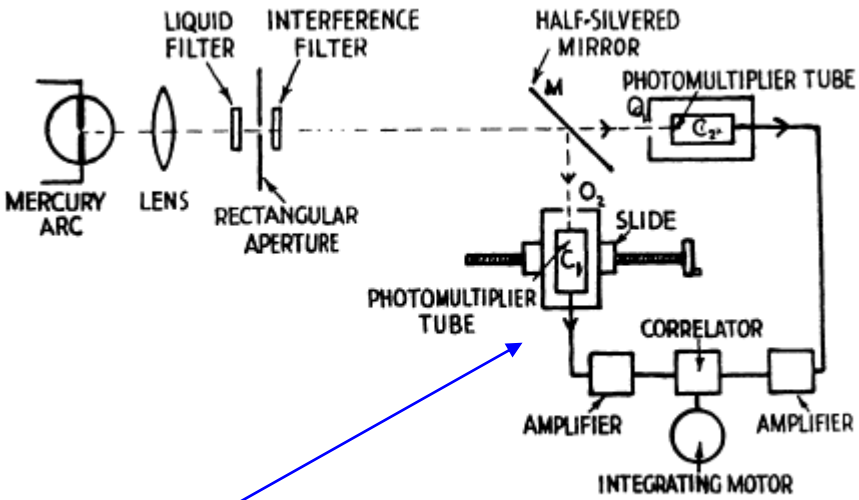


Fig. 2. Simplified diagram of the apparatus

In questo caso la sorgente termica è una lampada a mercurio filtrata spettralmente con un filtro interferenziale

$$g^{(2)}(0)-1$$

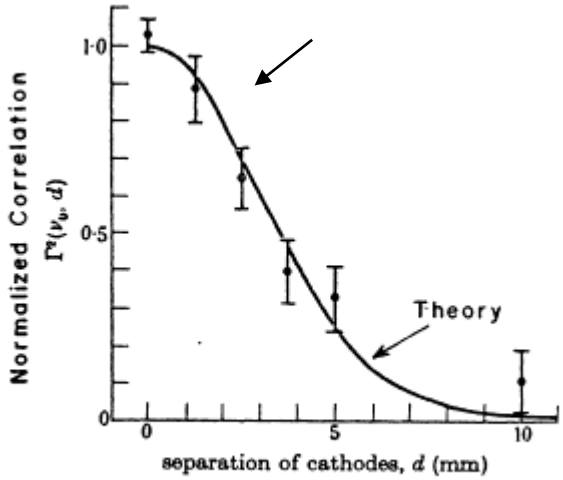


Figure 3. Results of first correlation experiment.

Si determina la $g^{(2)}(\Delta x)$ in funzione dello spostamento trasverso di uno dei due rivelatori

Sorgente termica

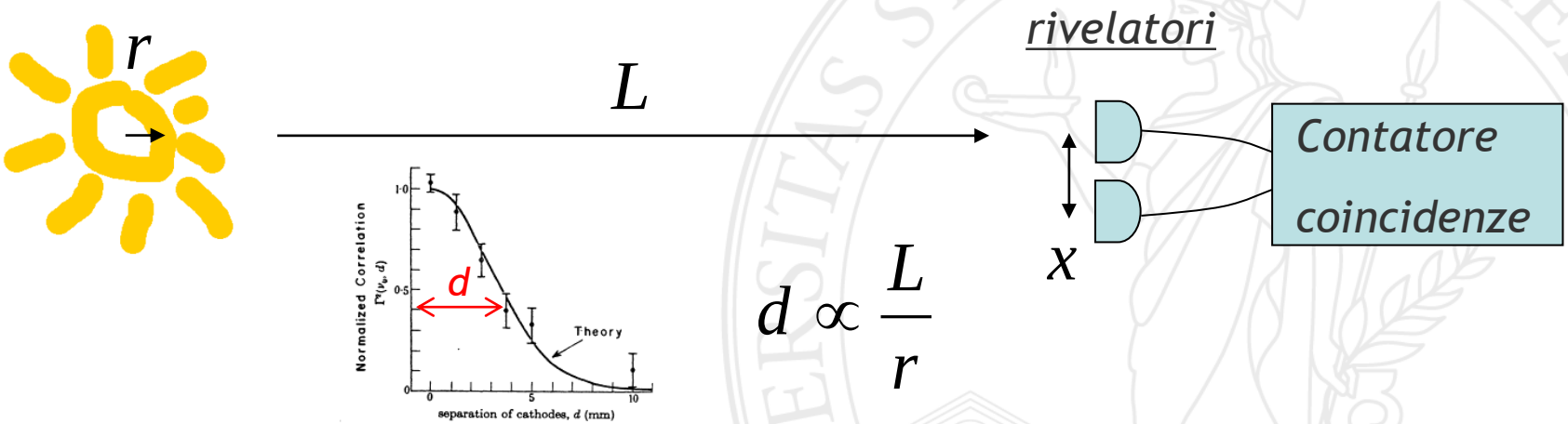
Correlazioni spaziali

R. Hanbury Brown and R. Q. Twiss, Proc. Royal Society of London, vol. 243, n. 1234 (1958) 291-319

Il fine di Hanbury e Twiss era quello di dimostrare che è possibile usare le correlazioni dell'intensità per misurare i diametri delle stelle.

Ovvero, una sorgente spazialmente incoerente (stella, lampadina, disco di Arecchi…) produce a grande distanza delle aree di coerenza (speckles) la cui dimensione risulta direttamente proporzionale alla distanza della sorgente e inversamente proporzionale alla dimensione della sorgente.

Formalmente questa relazione deriva dal teorema di Cittern-Zernike (vedi Introduction to the Theory od Coherence and Polarization of Light, E. Wolf, par. 3.2)



$$d \propto \frac{L}{r}$$

Figure 3. Results of first correlation experiment.

teorema di Cittern-Zernike

Nel caso di radiazione termica si può scrivere:

$$g^{(2)} = \frac{\langle I_1 I_2 \rangle}{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle} = 1 + \left| g^{(1)} \right|^2 = 1 + \left| \frac{\langle A_1^* A_2 \rangle}{\sqrt{\langle I_1 \rangle \langle I_2 \rangle}} \right|^2$$

funzione di correlazione dei campi (A è l'ampiezza complessa del campo)

Nel caso di una sorgente fatta da punti scorrelati e posta a distanza molto più grande della sua dimensione abbiamo (teorema di Cittern-Zernike - http://en.wikipedia.org/wiki/Van_Cittert-Zernike_theorem):

Sorgente

$$g^{(1)} = \frac{\int d\zeta d\eta \bar{I}(\zeta,\eta) e^{-ik(p\zeta + q\eta)}}{\int d\zeta d\eta \bar{I}(\zeta,\eta)}$$

$$\begin{cases} p = \dfrac{x_2 - x_1}{R} \\ q = \dfrac{y_2 - y_1}{R} \end{cases}$$

dove R è la distanza della sorgente

Dove ξ, η sono le coordinate sul piano della sorgente e x, y quelle sul piano di rivelazione.Quindi una sorgente spazialmente incoerente produce a grande distanza una radiazione spazialmente coerente…

Nel nostro caso poniamo x1=0, x2=x, y1=0, y2=0 e consideriamo gaussiano il profilo di intensità della sorgente:

$$\bar{I}(\zeta,\eta)=e^{-\frac{2\left(\zeta^2+\eta^2\right)}{w^2}}$$

Si ottiene:

$$g^{(2)}=1+\left|g^{(1)}\right|^2=1+e^{-\frac{2x^2}{\Delta^2}}$$

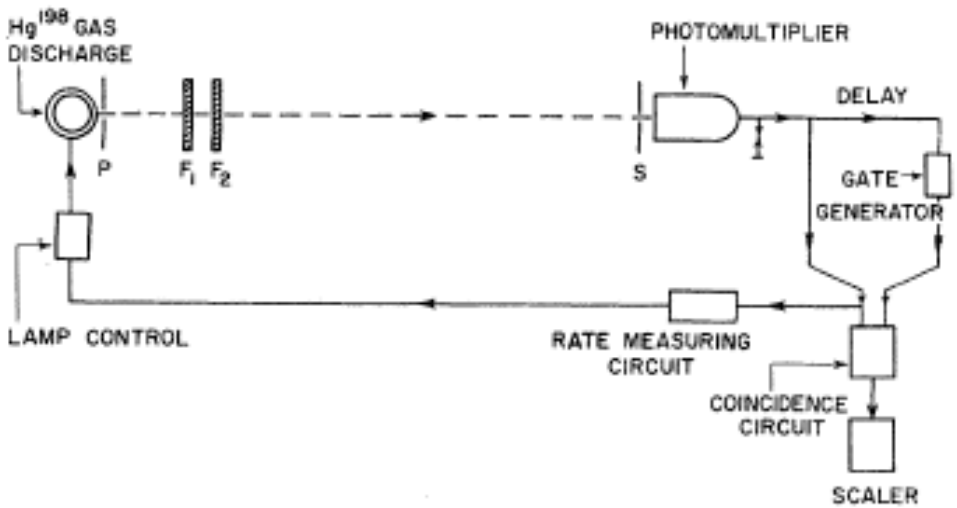
dove:

$$\Delta=\frac{\sqrt{2}}{\pi}\frac{\lambda R}{w}$$

Per fare il conto è utile ricordare che:

$$\tilde{F}_k\left(e^{-\frac{x^2}{w^2}}\right)\propto e^{-\frac{w^2}{4}k^2}$$

Esperimento di Morgan & Mandel



$\propto g^{(2)}(\tau)$

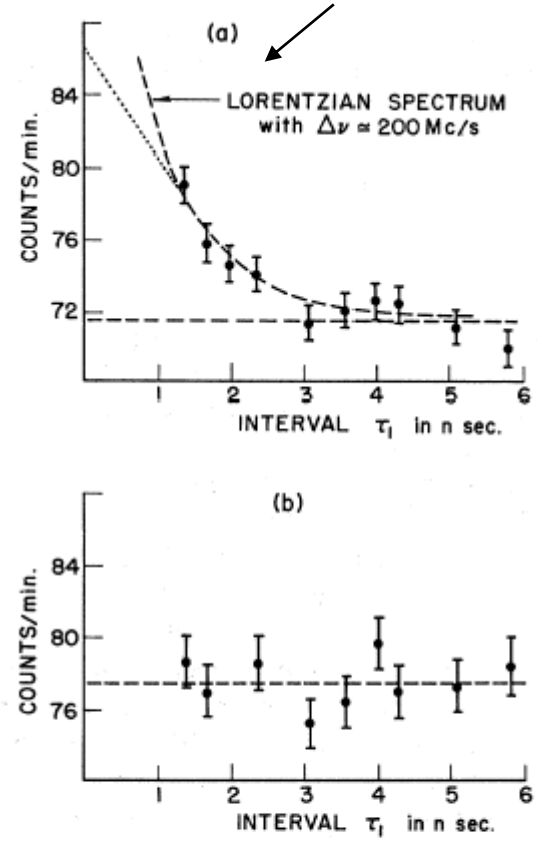


FIG. 2. Experimental results for the two-photon counting rate obtained (a) with the Hg^{198} light source; (b) with the tungsten lamp as light source. The broken horizontal line in each figure corresponds to the "random" pulse rate, which is obtained by taking the average of a number of separate measurements covering the range $\tau_1 = 4$ nsec to $\tau_1 = 8.6$ nsec.

E' il primo esperimento in cui si riesce a rivelare la correlazione temporale (bunching) di fotoni emessi da una vera sorgente termica

Sorgente termica

Correlazioni temporali

B. L. Morgan and L. Mandel, Phys. Rev. Lett. vol. 16, n. 32 (1966) 1012

Esperimento di Kimble

Il primo esperimento di ottica quantistica

$$g^{(2)}(\tau) > g^{(2)}(0)$$ *anti-bunching*

$$g^{(2)}(0) < 1$$

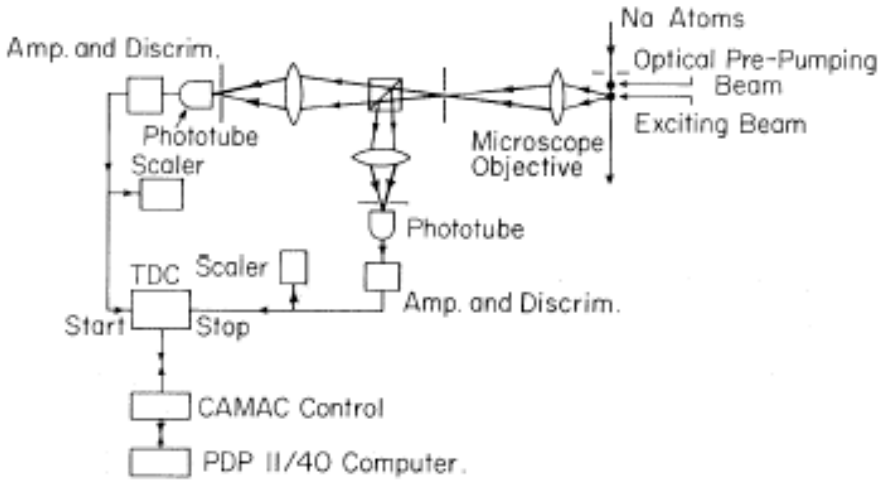


FIG. 1. Outline of the principal elements of the experiment.

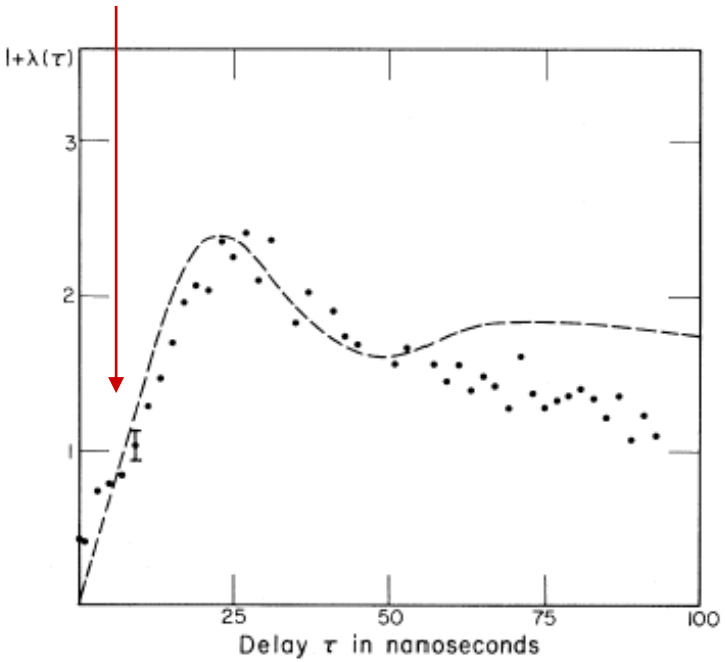


FIG. 3. Values of $1 + \lambda(\tau)$ derived from the data. The broken curve shows the theoretically expected form of $\langle \hat{I}_G(\tau) \rangle$ (with $\Omega/\beta = 4$) for a single atom, arbitrarily normalized to the same peak.

Sorgente a singolo atomo

Correlazioni temporali

H. J. Kimble, M. Dagenais, L. Mandel, Phys. Rev. Lett. vol. 39, n. 11 (1977) 691