Top

Left side

TEST

Right side

bottom

Funciones de correlación en óptica; ejemplos clásicos y cuánticos 4.

Postgrado, Física, UNAM, México, Marzo 2019

Luis A. Orozco
www.jqi.umd.edu

UNIVERSITY OF MARYLAND 1856

JOINT QUANTUM INSTITUTE

NIST

El material del curso está disponible en:

http://www.physics.umd.edu/rgroups/amo/orozco/results/2019/Results19.htm

Cavity QED en el régimen óptico

Electrodinámica cuántica para peatones. No se neceista renormalizar. Hay un solo modo del campo electromagnético.

ATOMOS + CAVIDAD

Régimen perturbativo: acoplamiento < disipación. El decaimiento puede incrementarse o suprimirse (cavidad menor a λ), cambios en los niveles de energía.
Régimen no-perturbativo: acoplamiento > disipación. Desdoblamiento de los niveles por el acoplamiento g (Vacuum Rabi).

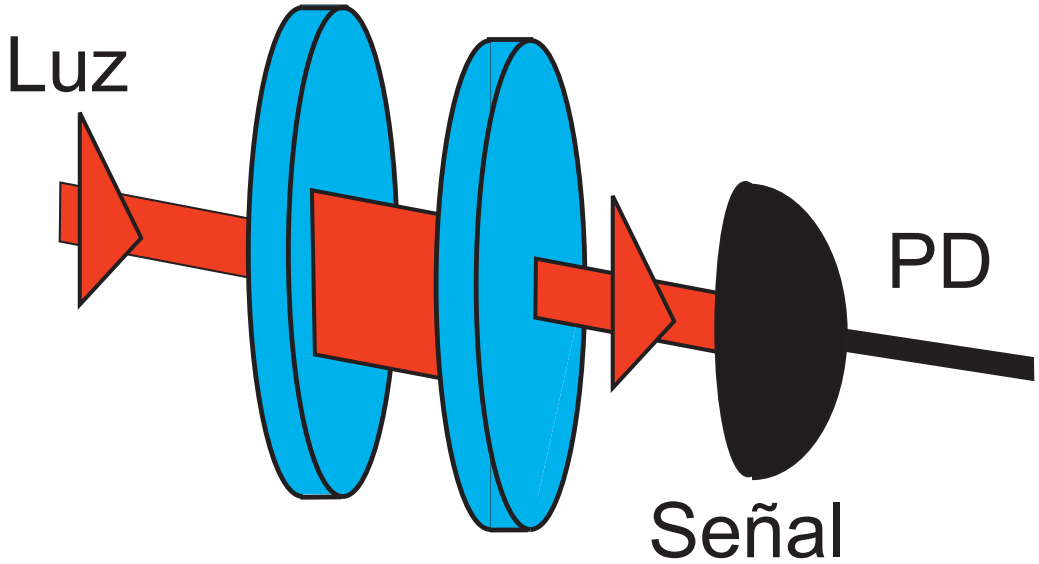
El acoplamiento dipolar entre el átomo y la cavidad:

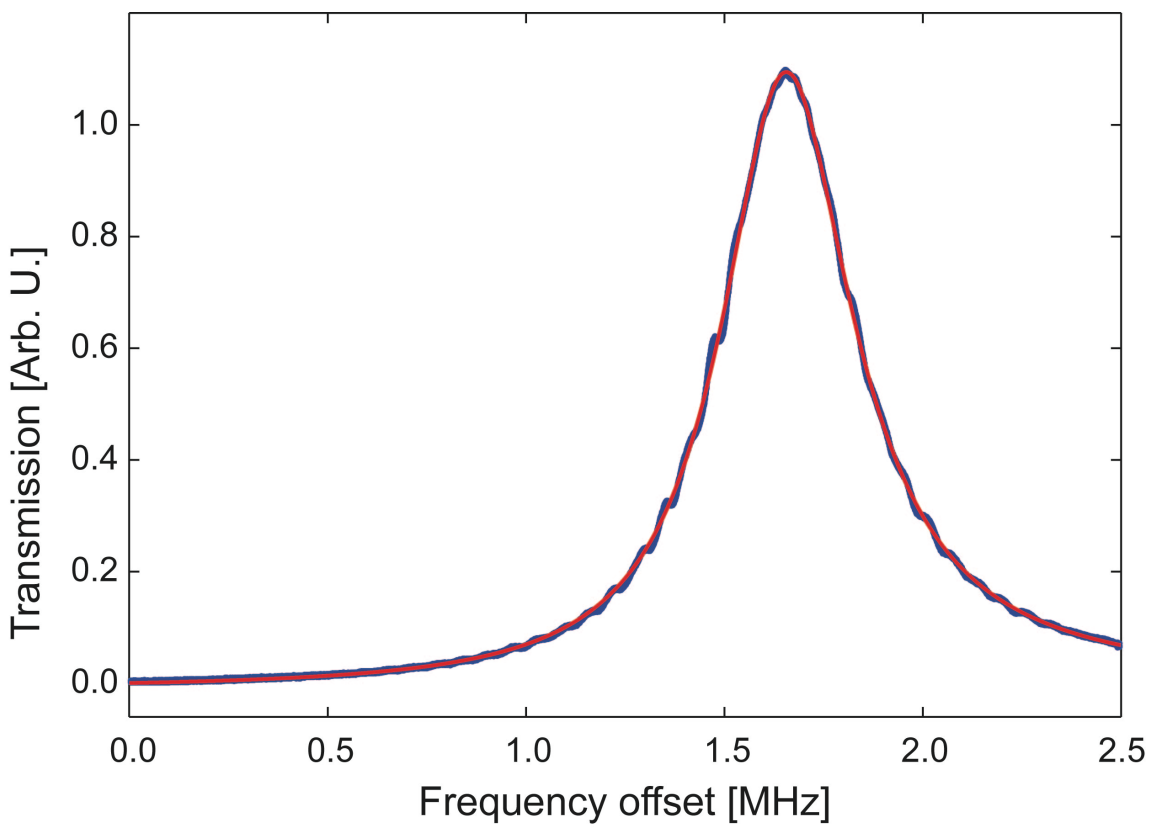
$$g = \frac{d \cdot E_v}{\hbar}$$

El campo de un fotón en una cavidad con volumen V_{eff} es:

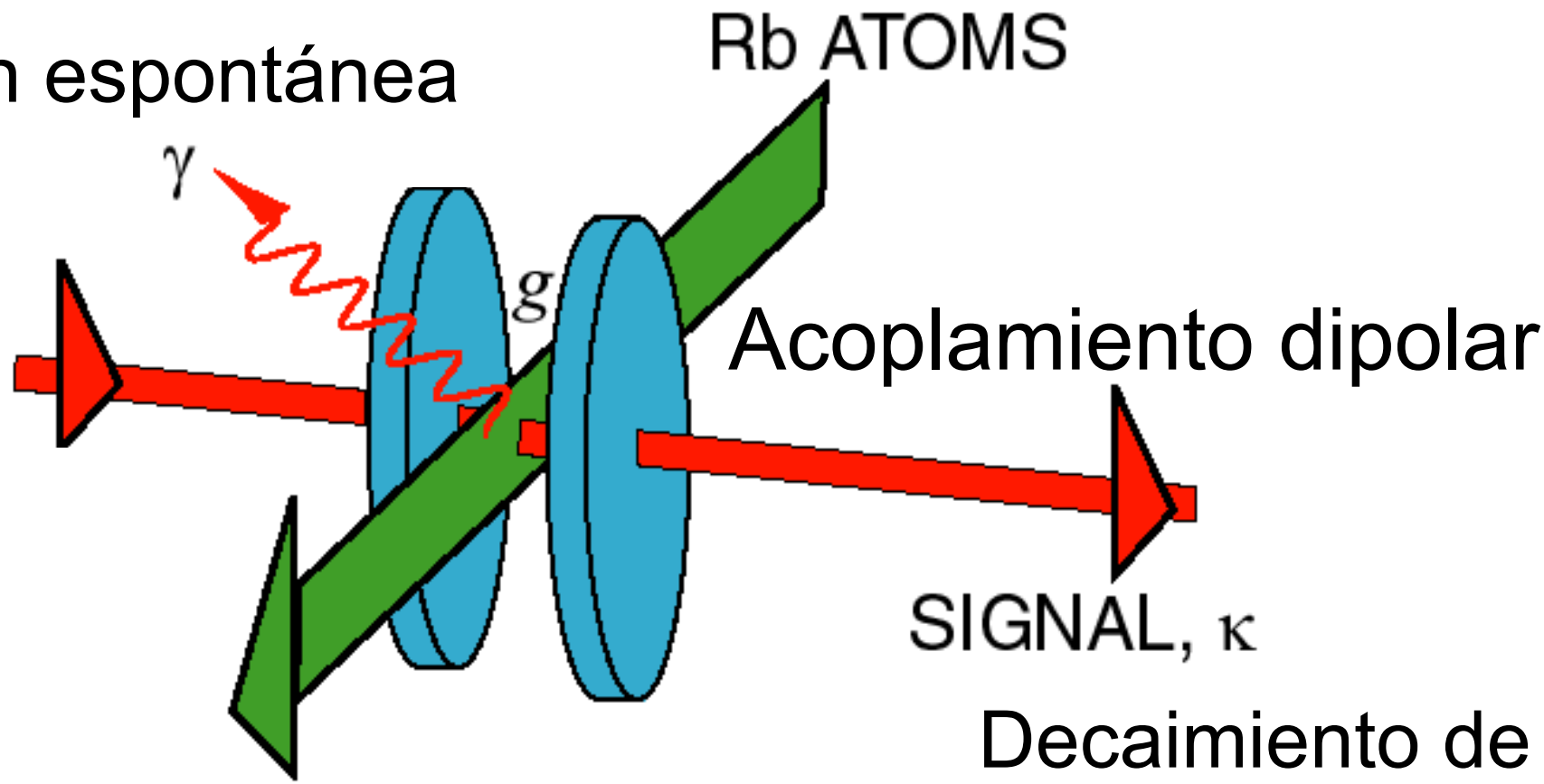
$$E_v = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V_{eff}}}$$

Cavidad Vacía (Fabry Perot)





Emisión espontánea



Decaimiento de la cavidad

Coperatividad: razón entre lo que escapa por el modo y todo lo demás.

Coperatividad para un átomo: C_1

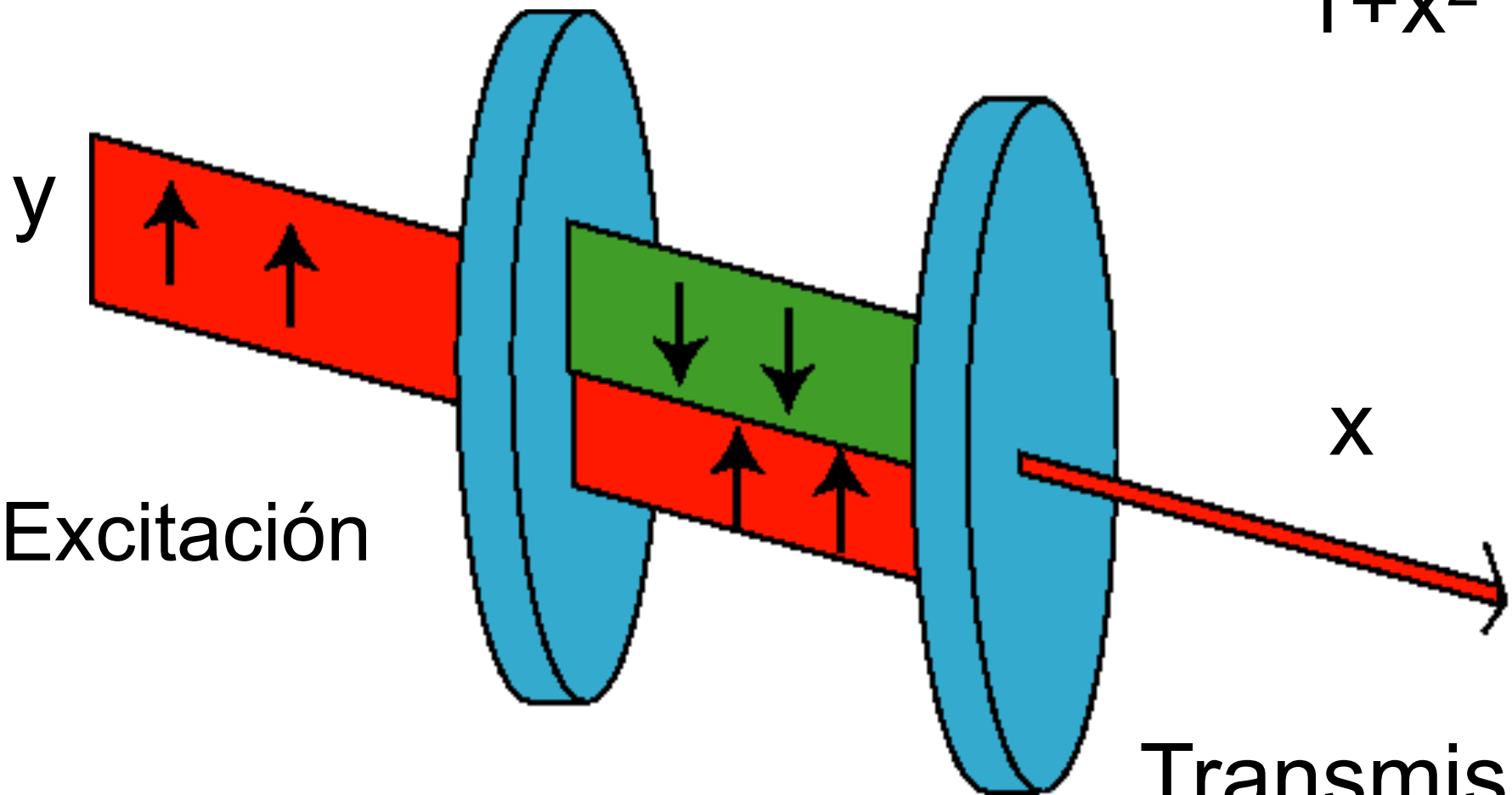
Cooperatividad para N átomos: C

$$C_1 = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \qquad C = C_1 N$$

$$g \approx \kappa \approx \gamma$$

Estado estable

Polarización atómica : $\frac{-2Cx}{1+x^2}$

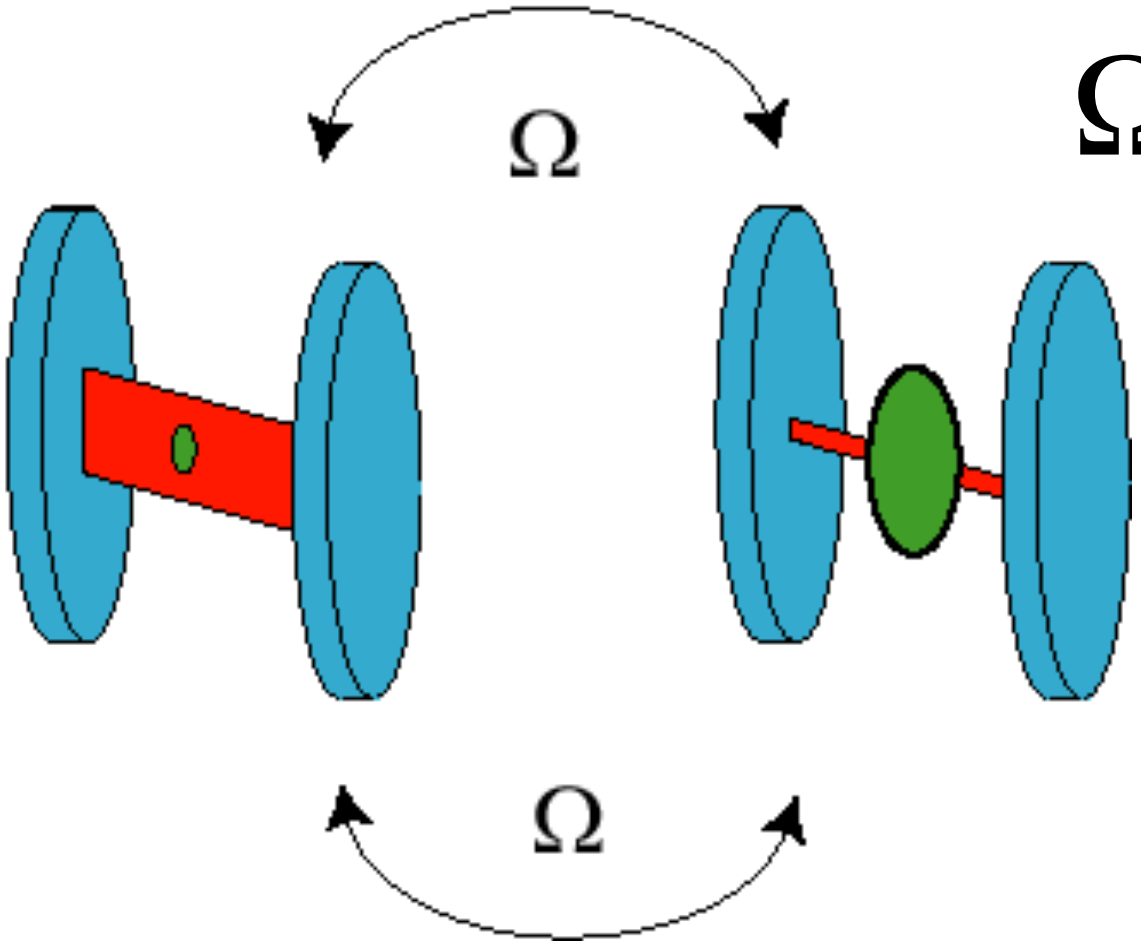


Transmisión

$x/y = 1/(1+2C)$

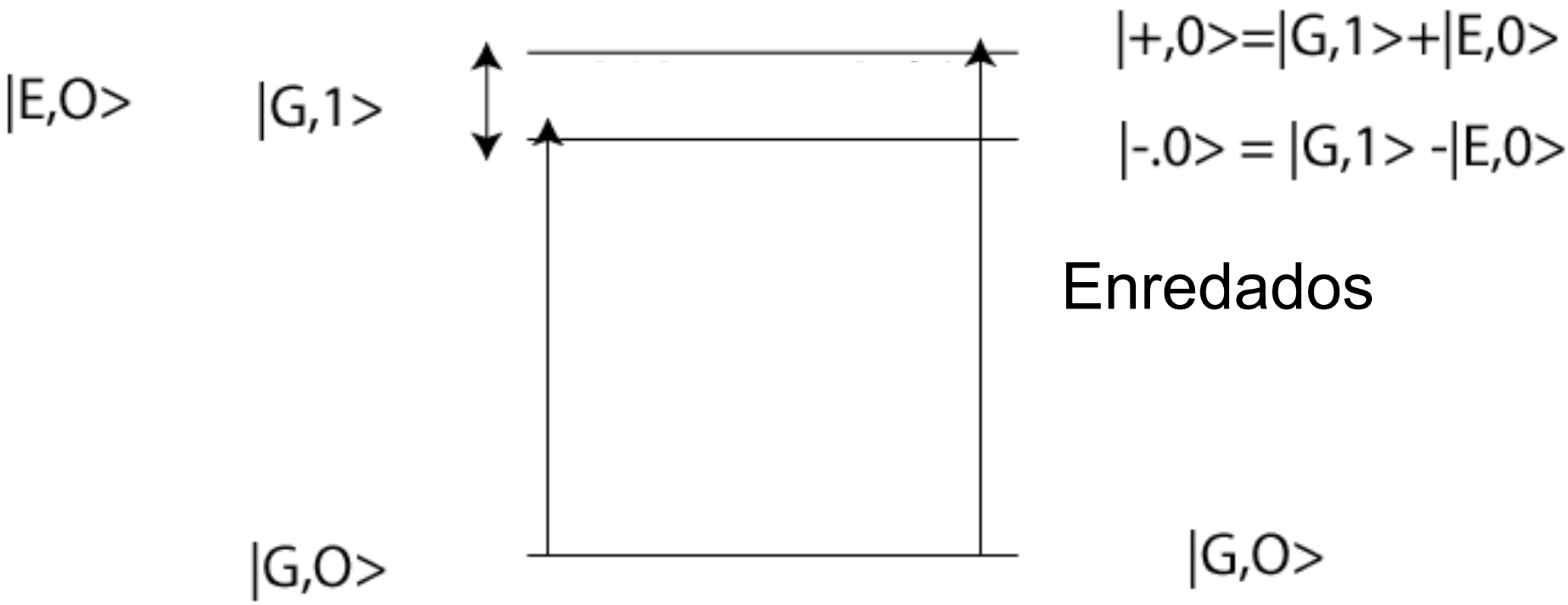
Dinámica de Jaynes Cummings
Oscilaciones de Rabi :

Intercambio de excitación para *N* átomos:



$$\Omega \approx g\sqrt{N}$$

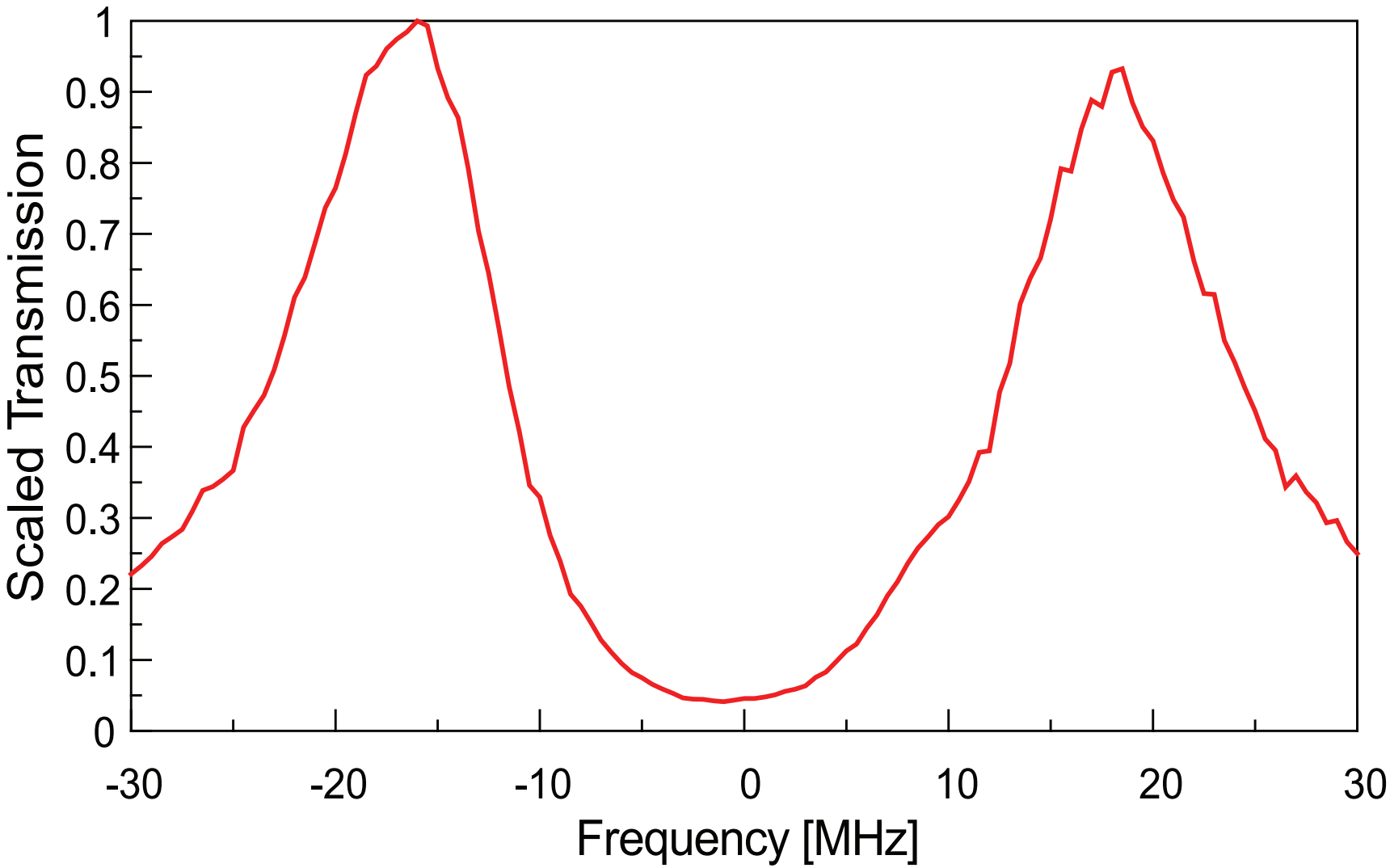
2g desdoblamiento de Rabi del vacío

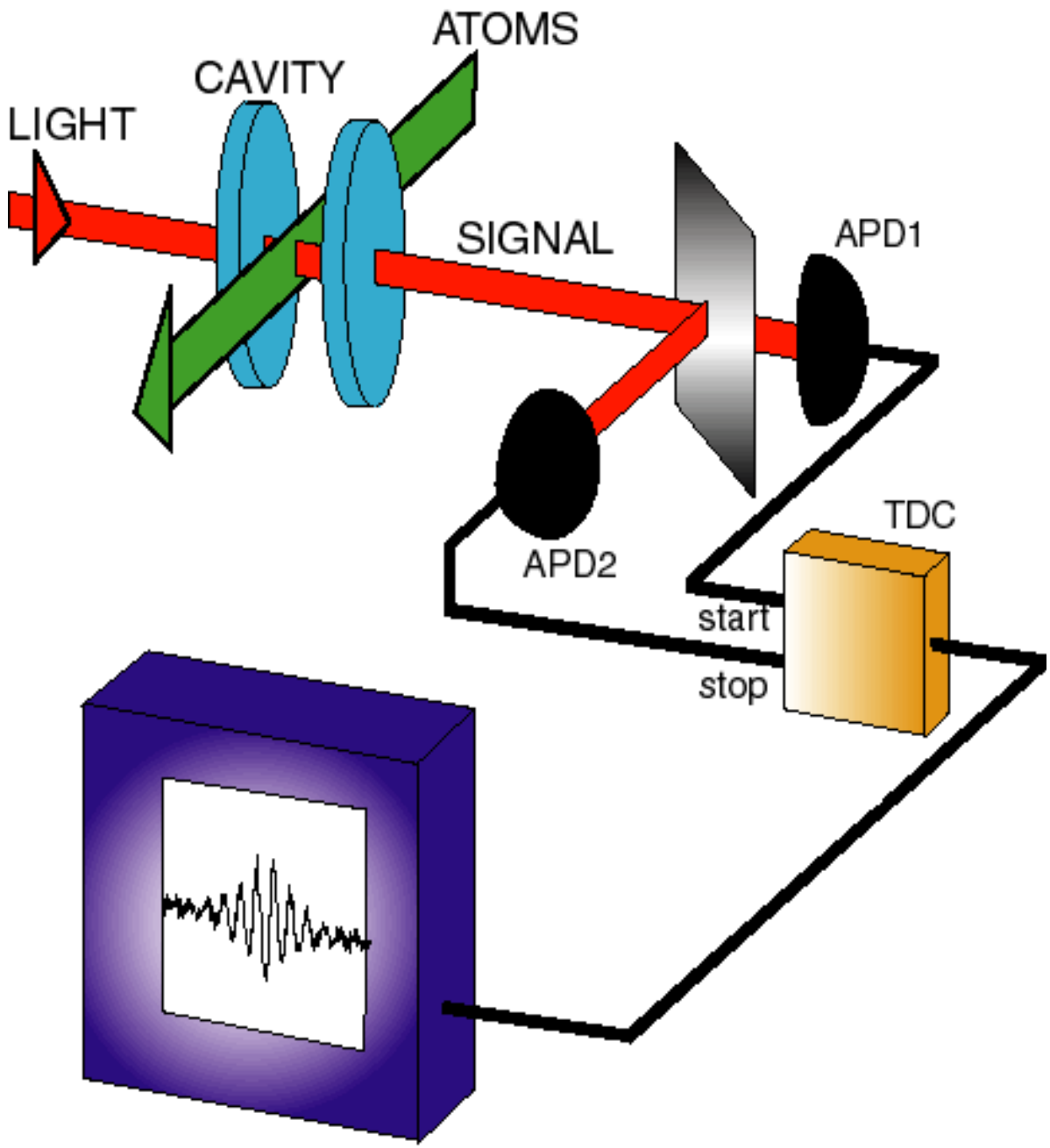


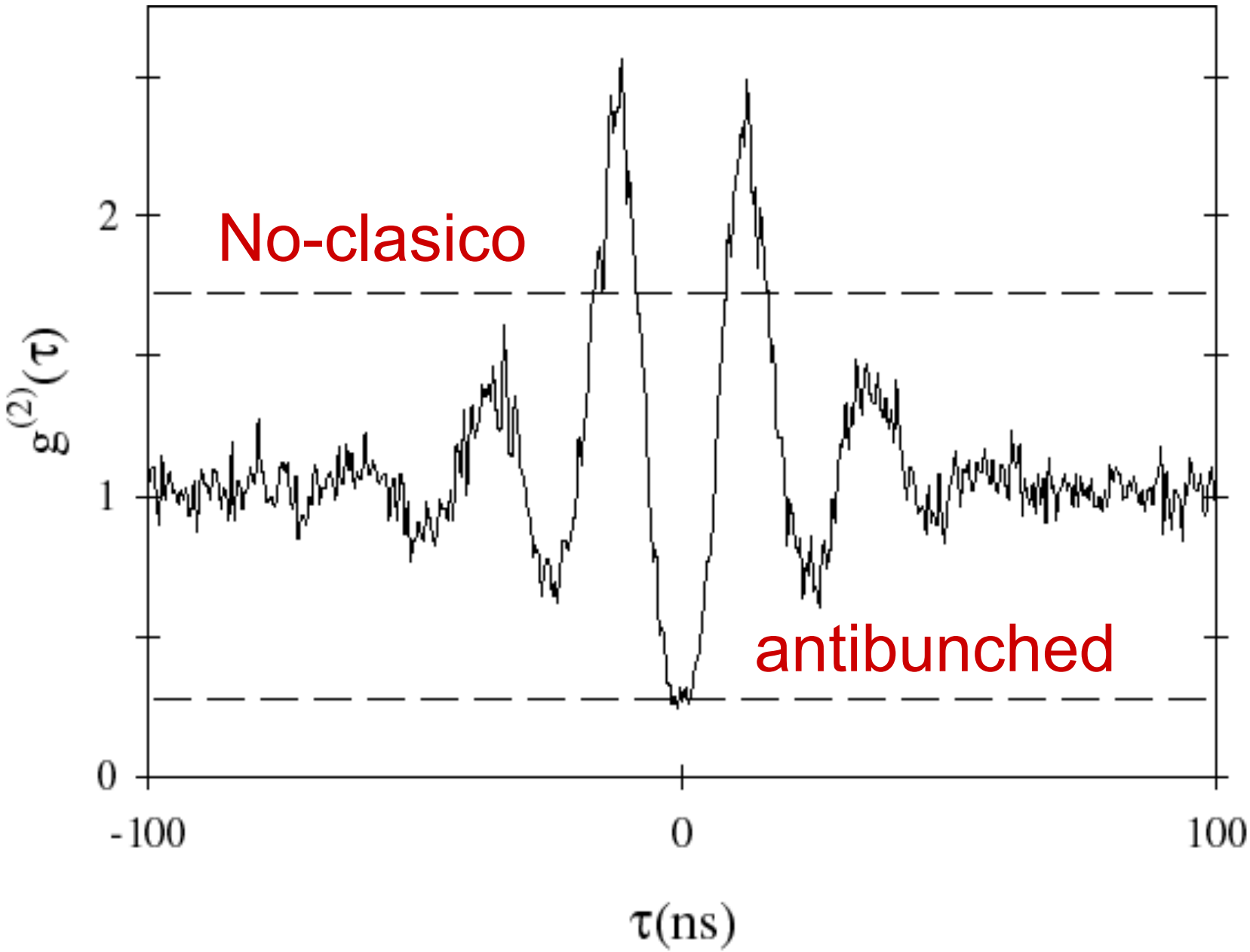
No acouplados

Dos modos normales

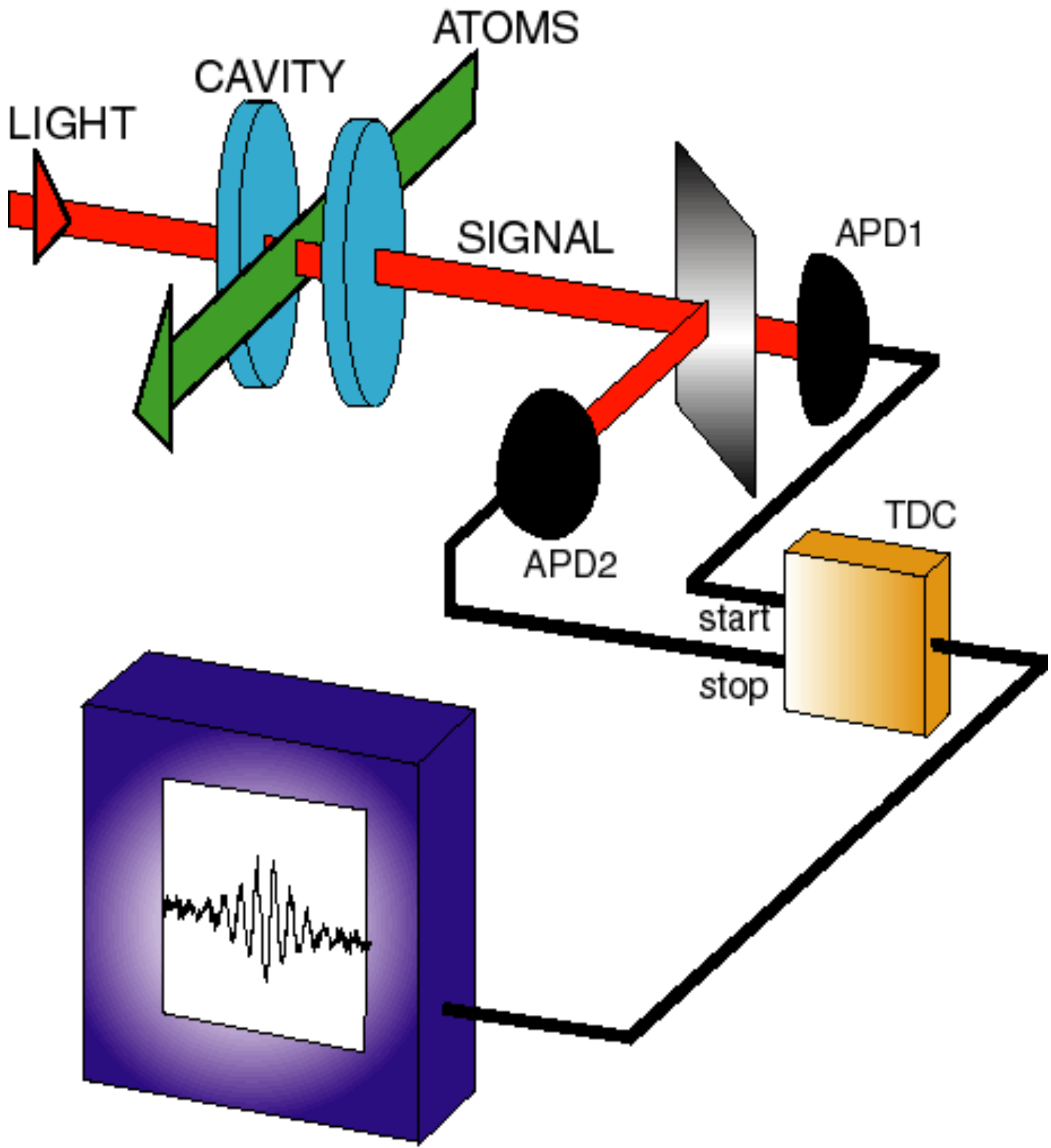
Doblete en la tranmisión en vez del singlete de la resonancia del Fabry Perot vacío.

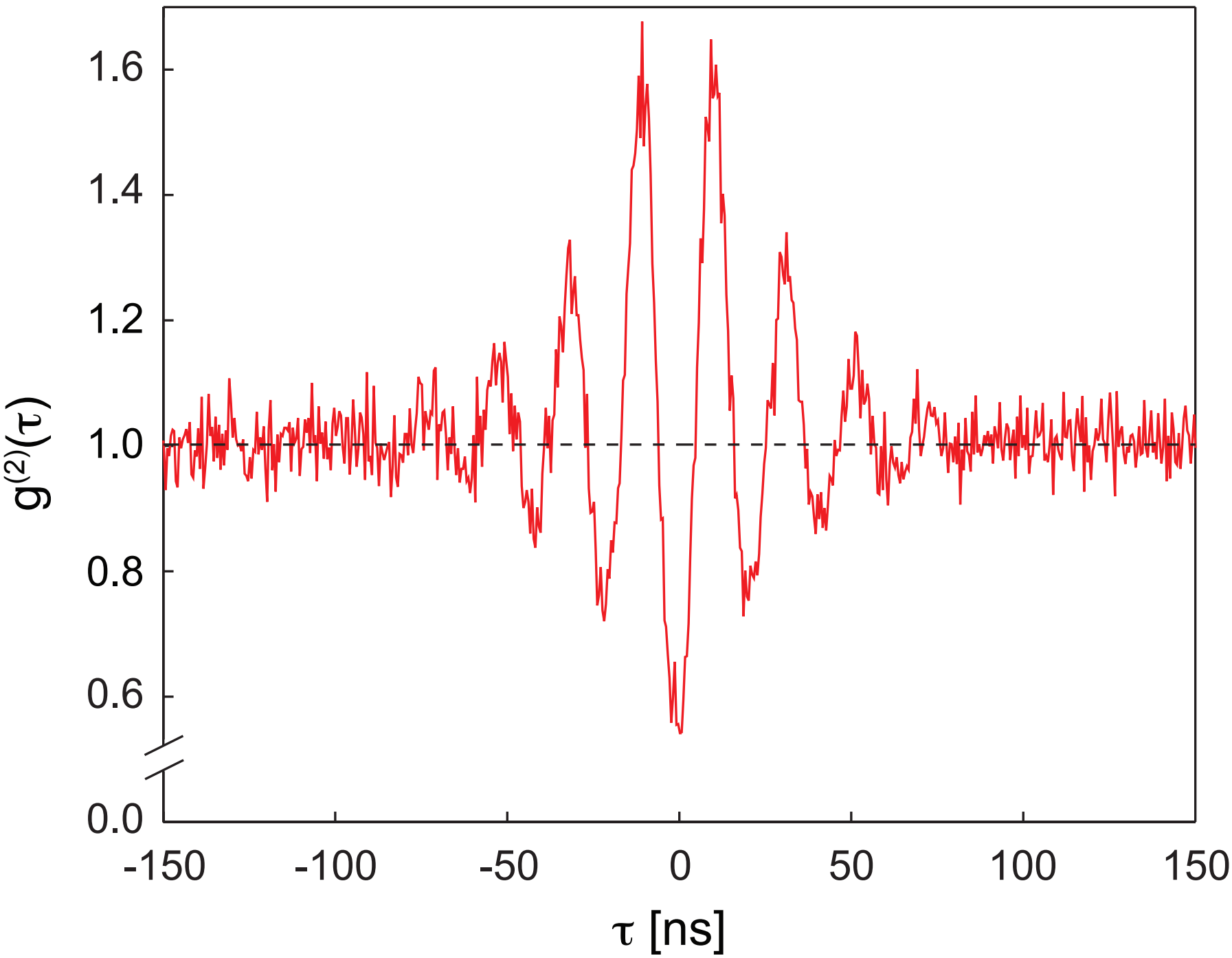



ATOMS
CAVITY
LIGHT
SIGNAL
APD1
APD2
TDC
start
stop



Cotas clásicas: $g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\tau)$
y $|g^{(2)}(0)-1| > |g^{(2)}(\tau)-1|$

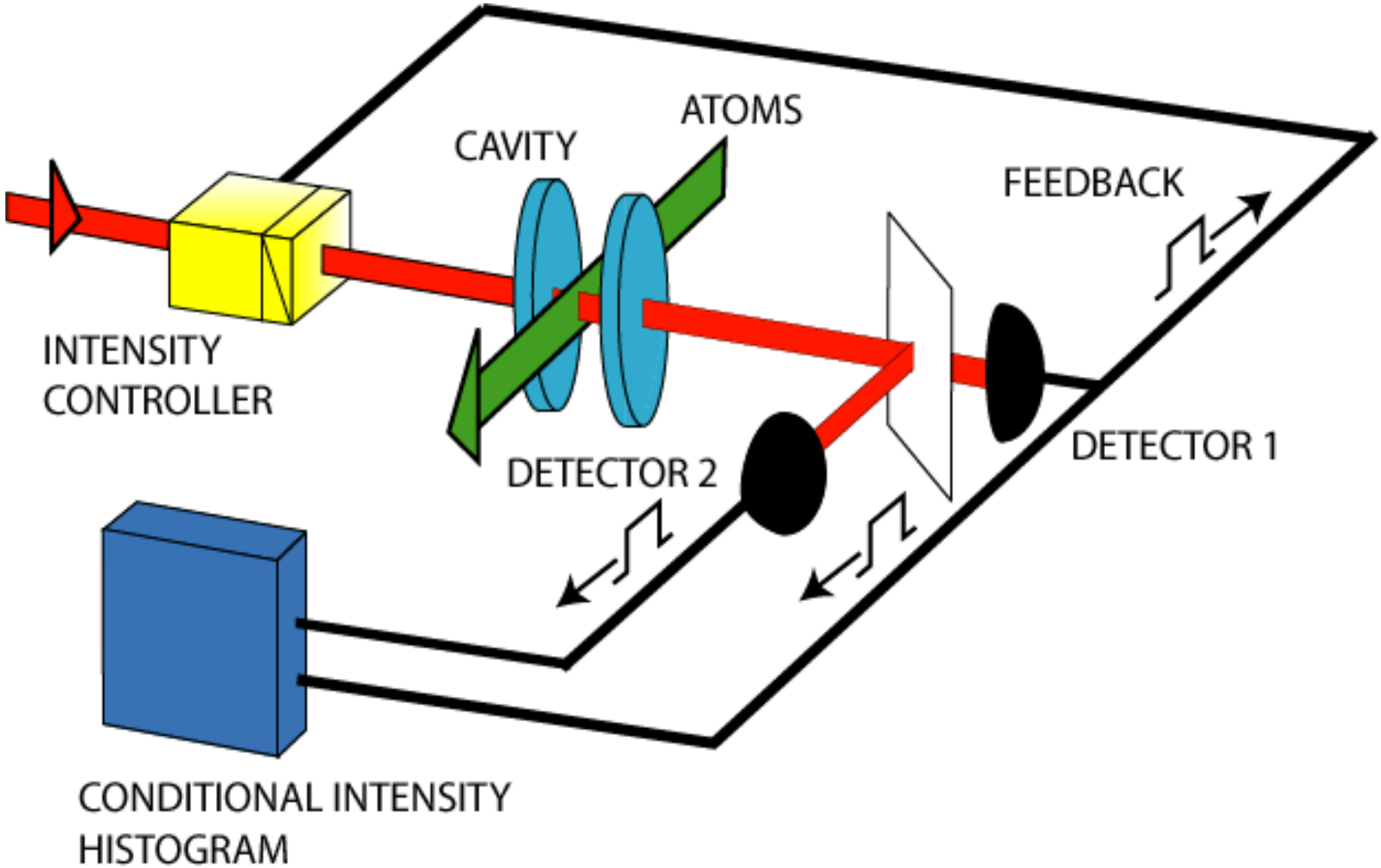

ATOMS
CAVITY
LIGHT
SIGNAL
APD1
APD2
TDC
start
stop


1.6
1.4
1.2
1.0
0.8
0.6
0.0
$g^{(2)}(\tau)$
-150
-100
-50
0
50
100
150
τ [ns]

Las mediciones condicionales permiten el estudio de la dinámica del sistéma.

El condicionamiento cuántico, con fotodectecciones, provee un tiempo para controlar la evolución del sistéma. con

Retroalimentación basada en una sola fotodetección.


ATOMS
CAVITY
FEEDBACK
INTENSITY
CONTROLLER
DETECTOR 2
DETECTOR 1
CONDITIONAL INTENSITY
HISTOGRAM

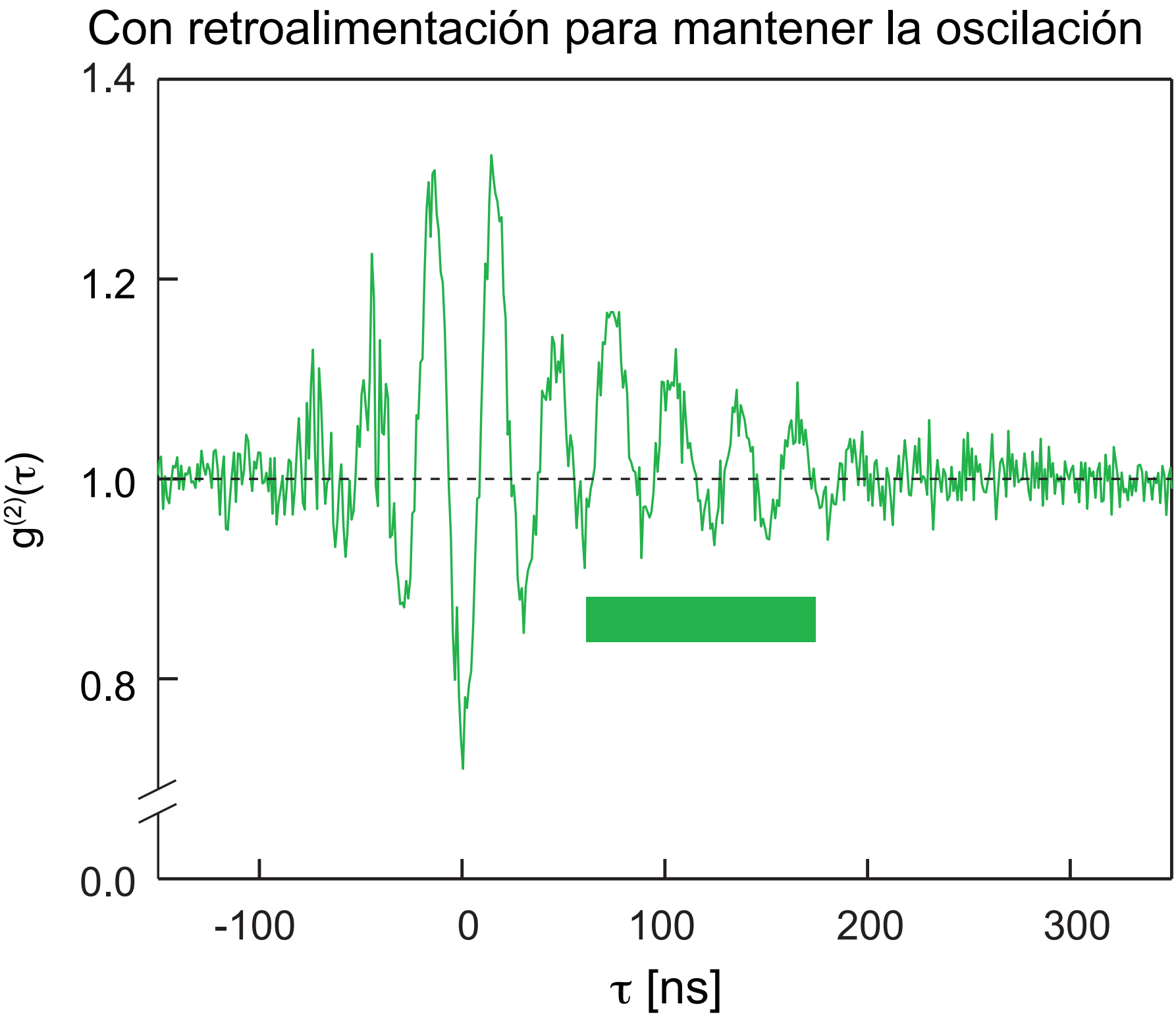
Tres condiciones:

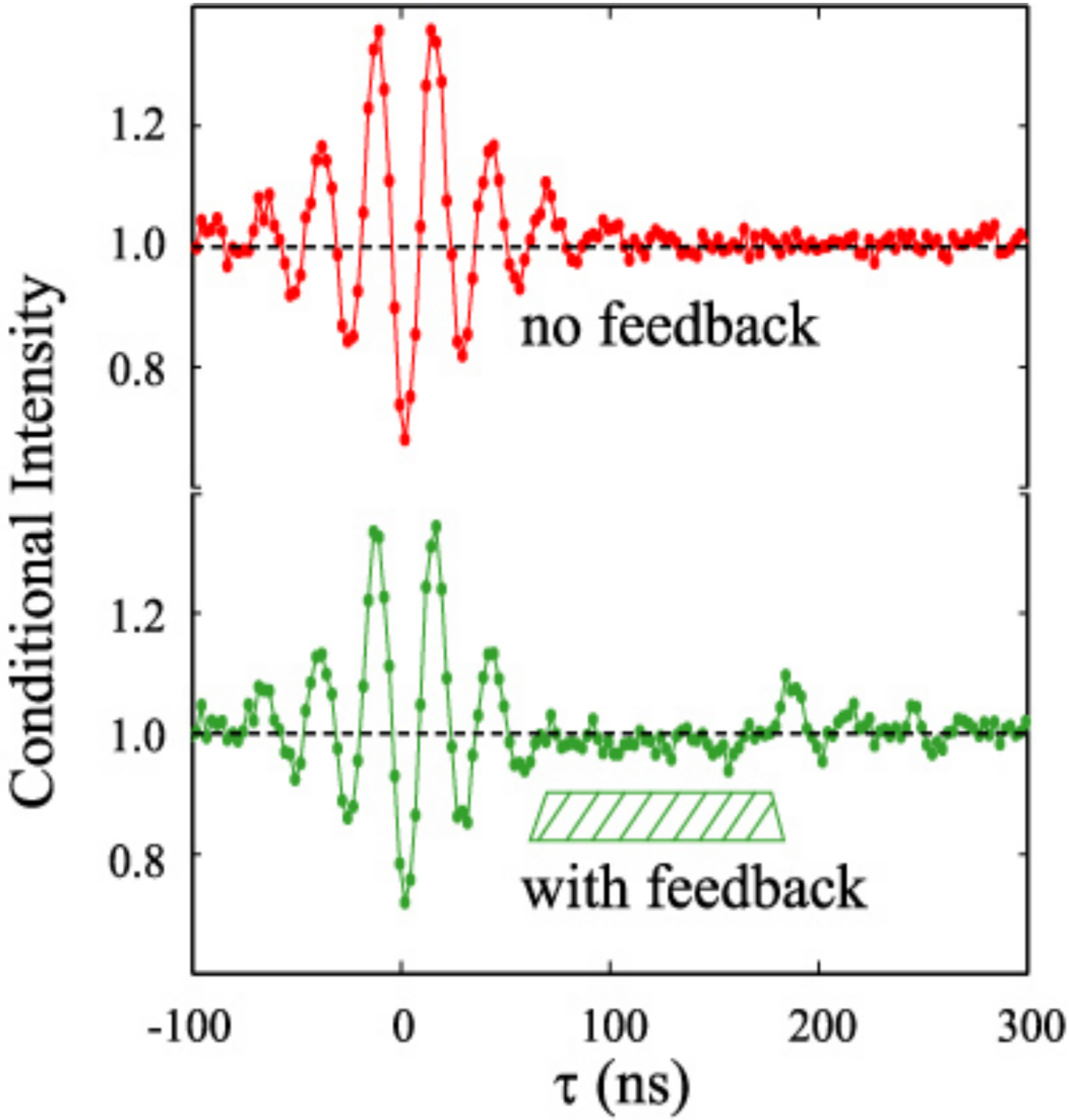
Amplitud

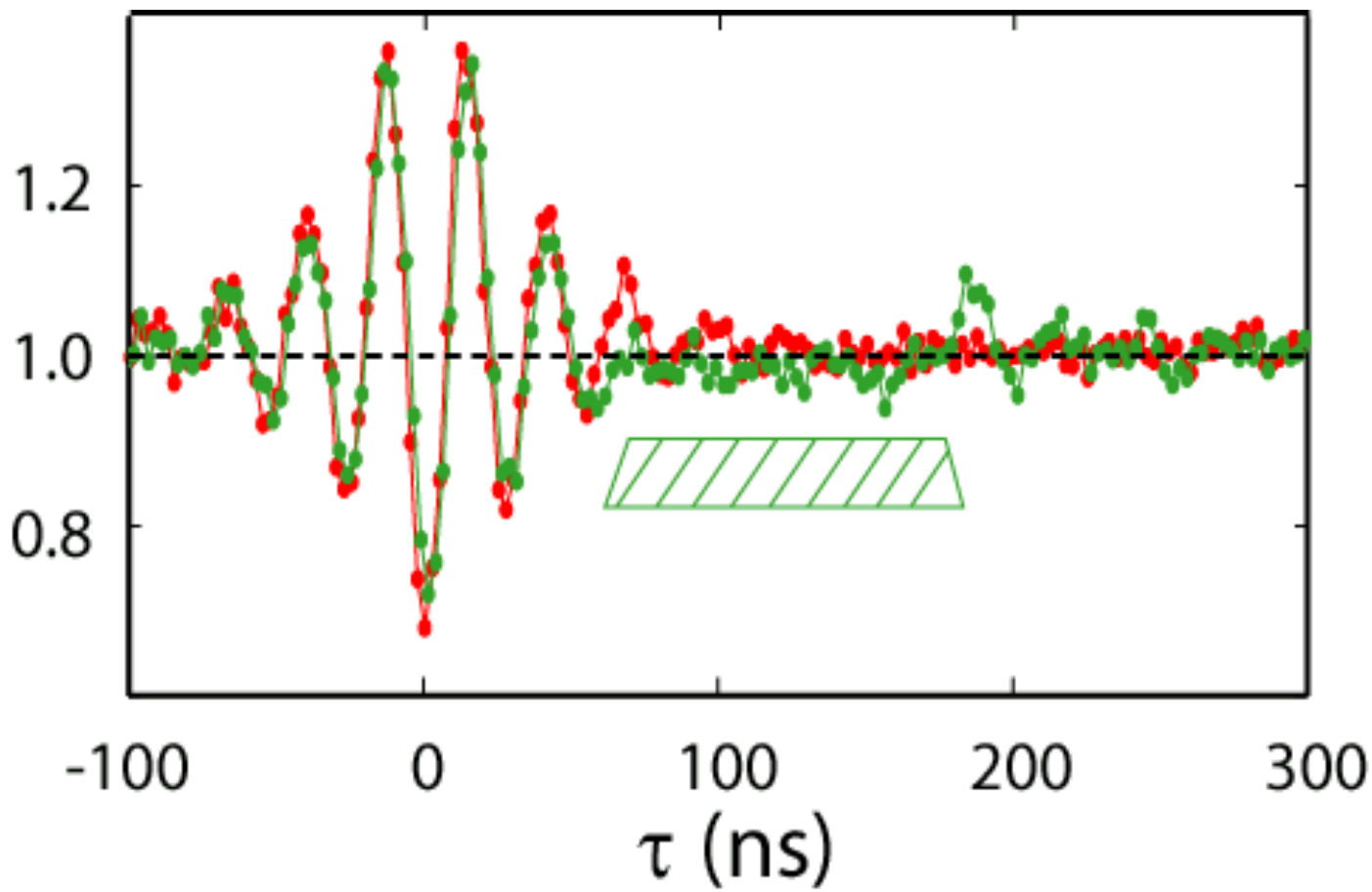
Paridad

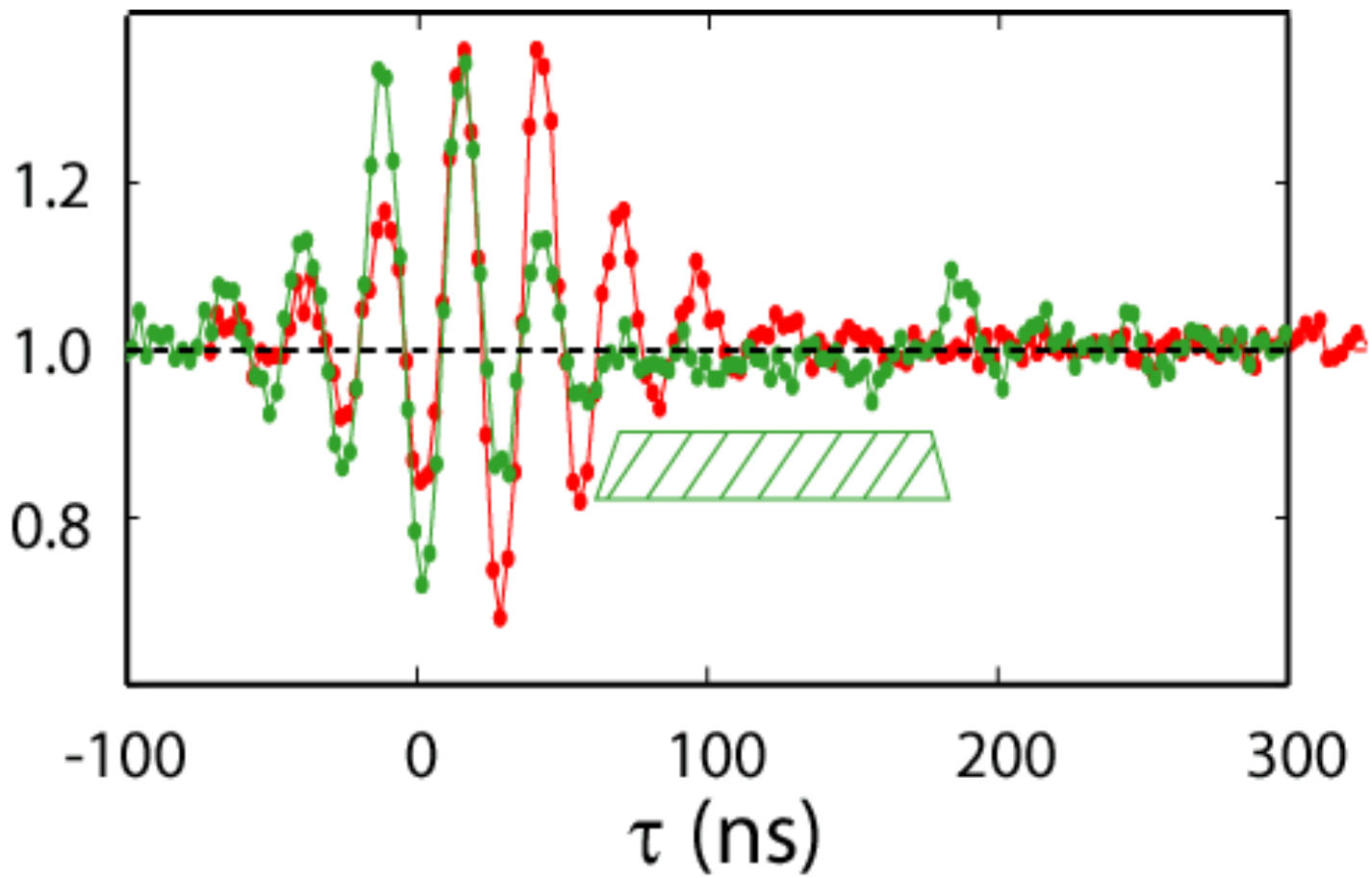
Tiempo de empuje

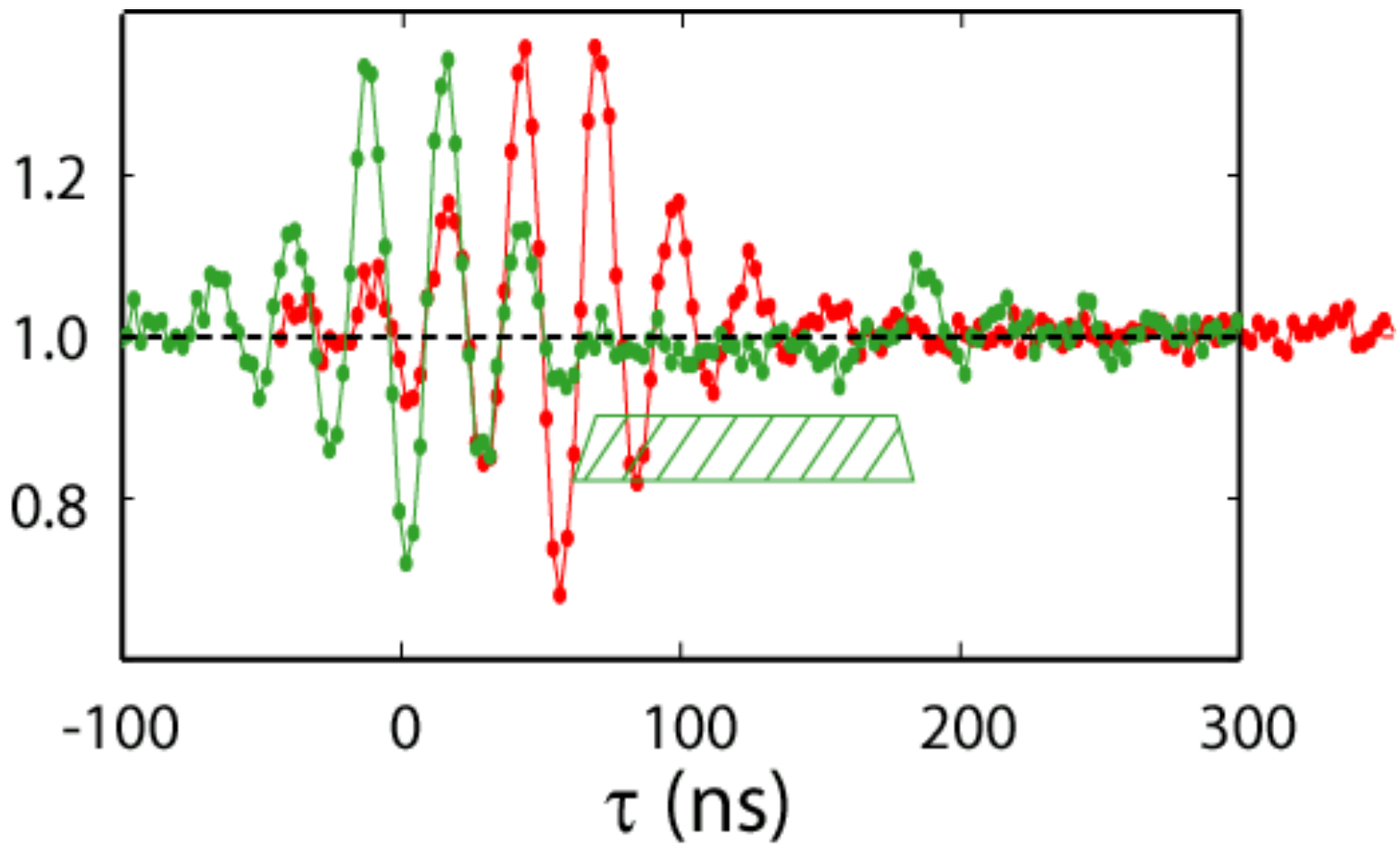
Solo tenemos un bid de información, un clickl
Pero tenemos muy buen conocimiento de la dinámica.

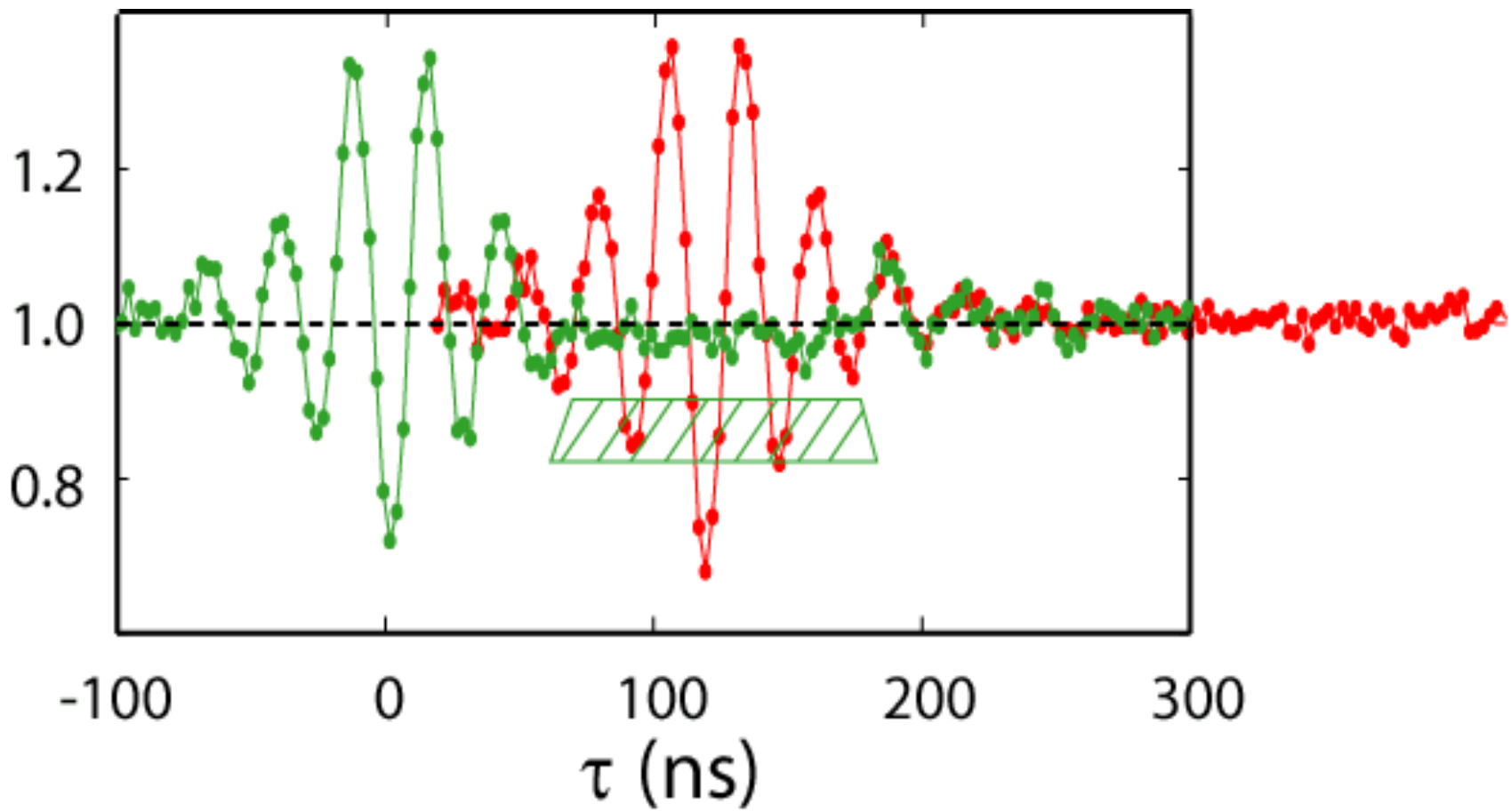

Con retroalimentación para mantener la oscilación
1.4
1.2
1.0
0.8
0.0
g(2)(τ)
-100
0
100
200
300
τ [ns]


Conditional Intensity
1.2
1.0
0.8
no feedback
1.2
1.0
0.8
with feedback
-100
0
100
200
300
τ (ns)

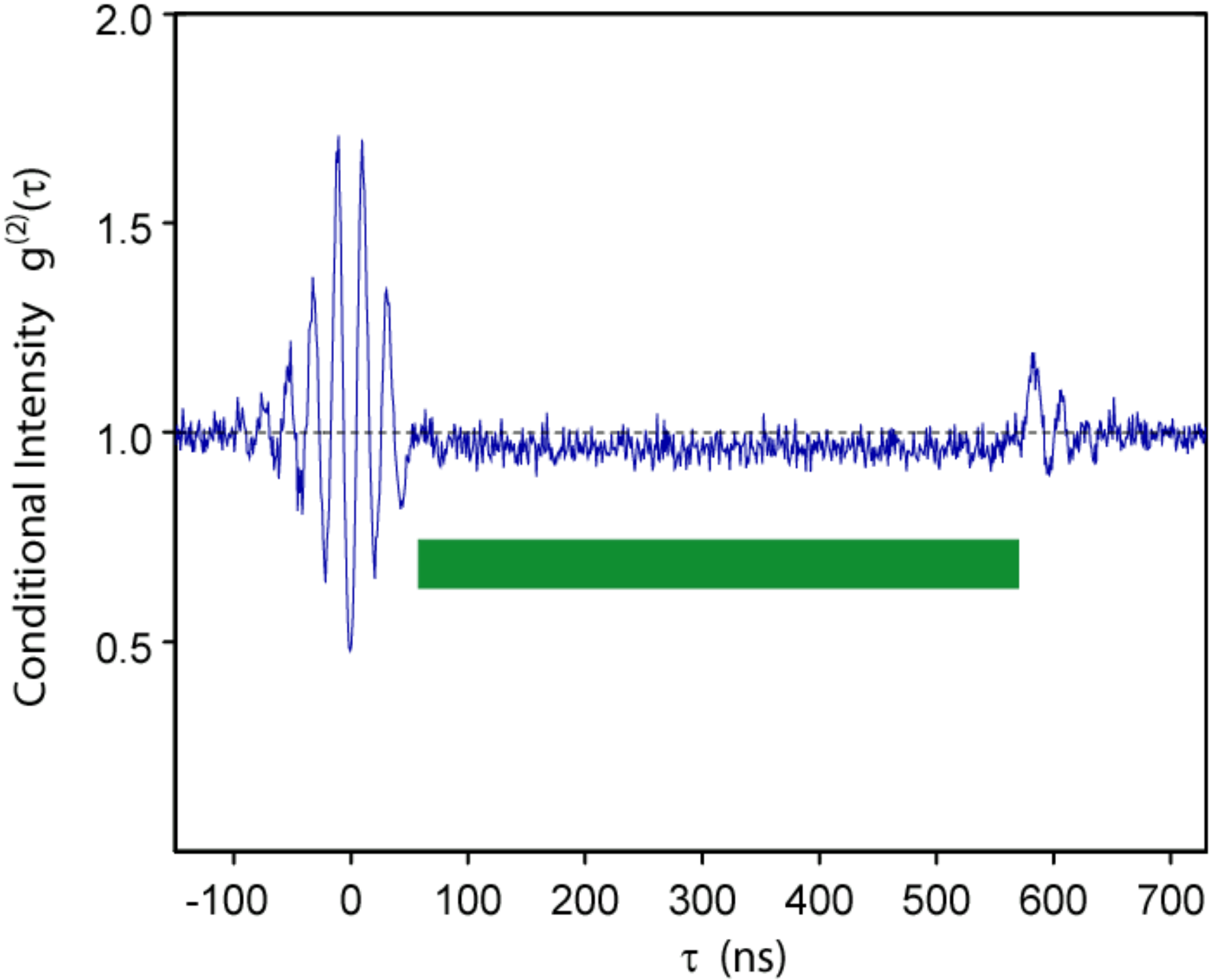

1.2
1.0
0.8
-100
0
100
200
300
τ (ns)


1.2
1.0
0.8
-100
0
100
200
300
τ (ns)


1.2
1.0
0.8
-100
0
100
200
300
τ (ns)


1.2
1.0
0.8
-100
0
100
200
300
τ (ns)

Captura y liberación de la oscilación



Evolución condicionada

$$|\Psi_{ss}\rangle = |0,g\rangle + \lambda|1,g\rangle - \frac{2g}{\gamma}\lambda|0,e\rangle + \frac{\lambda^2 pq}{\sqrt{2}}|2,g\rangle - \frac{2g\lambda^2 q}{\gamma}|1,e\rangle$$

$$\lambda = \langle \hat{a} \rangle, \quad p = p(g,\kappa,\gamma) \text{ and } q = q(g,\kappa,\gamma)$$

$$\hat{a}|\Psi_{ss}\rangle \Rightarrow |\Psi_{collapse}\rangle = |0,g\rangle + \lambda pq|1,g\rangle - \frac{2g\lambda q}{\gamma}|0,e\rangle$$

$$|\Psi(t)\rangle = |0,g\rangle + l\left[f_1(t)|1,g\rangle + f_2(t)|0,e\rangle \right] + O(l^2)$$

Campo

Polarización atómica

Son el mismo coeficiente cuando

$$f_2(T) = -\frac{2g}{\gamma} f_1(T)$$

¿Cuanto tiempo podemos mantener el sistéma?

Tanto como querramos

¿Dónde está la información?

Hay un nuevo estado estable.

¿Qué es cuántico respecto a esto?

La detección del primer fotón.

Bibliografía:

H. J. Carmichael, G. T. Foster, L. A. Orozco, J. E. Reiner, and P. R. Rice, “Intensity-Field Correlations of Non-Classical Light”. Progress in Optics, Vol. 46, 355-403, Edited by E. Wolf Elsevier, Amsterdam 2004.

H. J. Kimble, Quantum Fluctuations in Quantum Optics – Squeezing and Related Phenomena. Course 10, J. Dalibard, J. M. Raimond, and J. Zinn-Justin, Editorrs, Les Houches Seeion LIII, 1990, Fundamental Systems in Quantum Optics, Elsevier 1992.

Correlaciones campo-intensidad

- El objeto de interés en la óptica y en la óptica cuántica es el CAMPO. Eso es lo que está cuantizado.

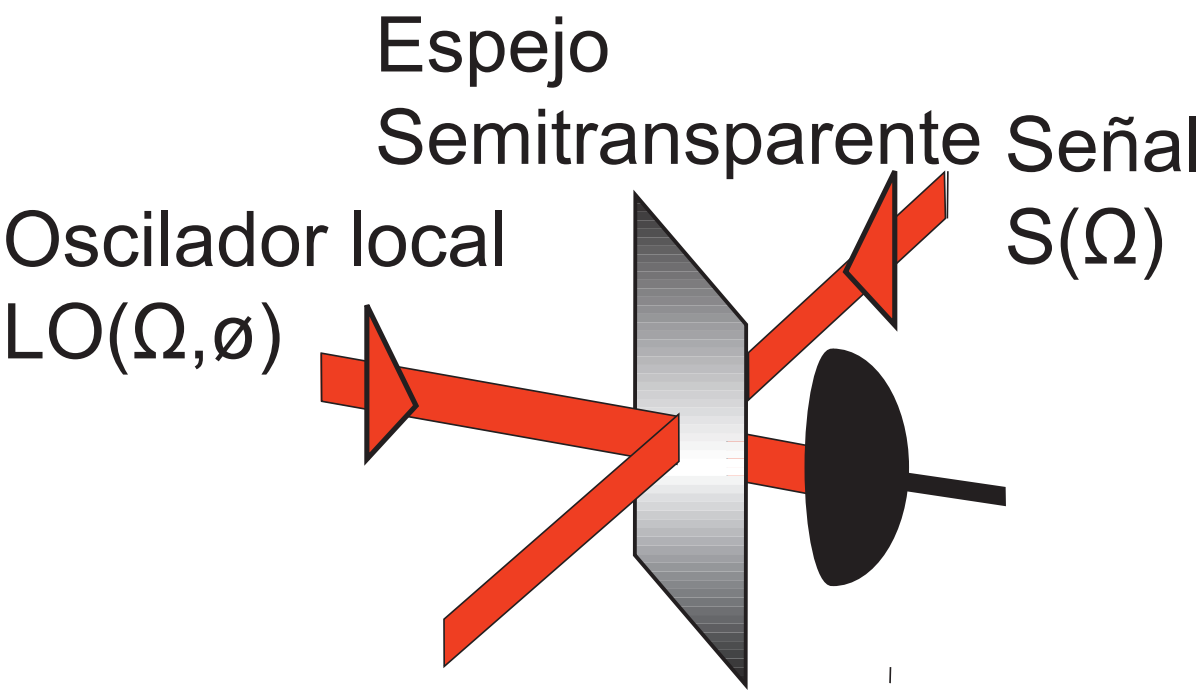
- ¿Podemos medire el CAMPO de un estado con un promedio de intensidad de UN FOTÓN en él?

Detección del campo: Técnica homodina en un interferómetro de Mach Zehnder

Medición condicional : Solo medir cuando sabemos que hay un fotón.

Fuente: Cavity QED

Medición homodina



Fotocorriente ~ $|L.O. \cos(ø)+S|^2$

Hay una interferencia entre el oscilador locar (LO) y la señal (S) que es proporcional a la amplitud de la señal y continene la diferencia de fase ϕ entre el LO y la S.

$$|LO \cos(\phi) + S|^2 = |LO|^2 + 2\, LO\, S \cos(\phi) + |S|^2$$

Repaso del ruido de disparo (shot noise):

El ruido de diparo existe cuando el transporte de energía se da por medio de un número finito de partículas discretas.

Por ejemplo la carga eléctrica *e* (Schottky 1918).

Si el número de partículas es pequeño y sigue una distribución Poissoniana (eventos aleatorios independientes), puede ser el ruido dominante.

Repaso del ruido de disparo (shot noise):

- La media de una Poissoniana es n
- La varianza de una Poissoniana es n
- El cociente de la señal a ruido es $n^{1/2}$
- Una distribución Poissoniana con n muy grande se puede aproximar a una Gaussiana.
- Densidad de potencia espectral: $S(\omega)=2e|i|$

Repaso de estados coherentes $|\alpha>$

El estado coherente $|\alpha>$ es el estado propio de el operador de aniquilación:

$$\hat{a}|\alpha\rangle = \alpha|\alpha\rangle$$

Su amplitud (compleja): α
Su valor medio al cuadrado: $\alpha\alpha^{*}=|\alpha|^{2}$
Su varianza: 1/2

Son estados con la mínima incertidumbre permitida por la mecánica cuántica.

Relación con el oscilador harmónico: Cuadraturas del cámpo electromagnético

$$E_{\mathrm{R}} = \left(\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}\right)^{1/2} \cos(\theta) X \qquad \text{and} \qquad E_{\mathrm{I}} = \left(\frac{\hbar\omega}{2\epsilon_0 V}\right)^{1/2} \sin(\theta) X$$

$$H = \hbar\omega \left(P^2 + X^2\right), \qquad \text{with} \qquad [X, P] \equiv XP - PX = \frac{i}{2} I$$

$$\left(X - \langle X \rangle\right) |\alpha\rangle = -i \left(P - \langle P \rangle\right) |\alpha\rangle$$

$$\left(X + iP\right) |\alpha\rangle = \langle X + iP \rangle \, |\alpha\rangle$$

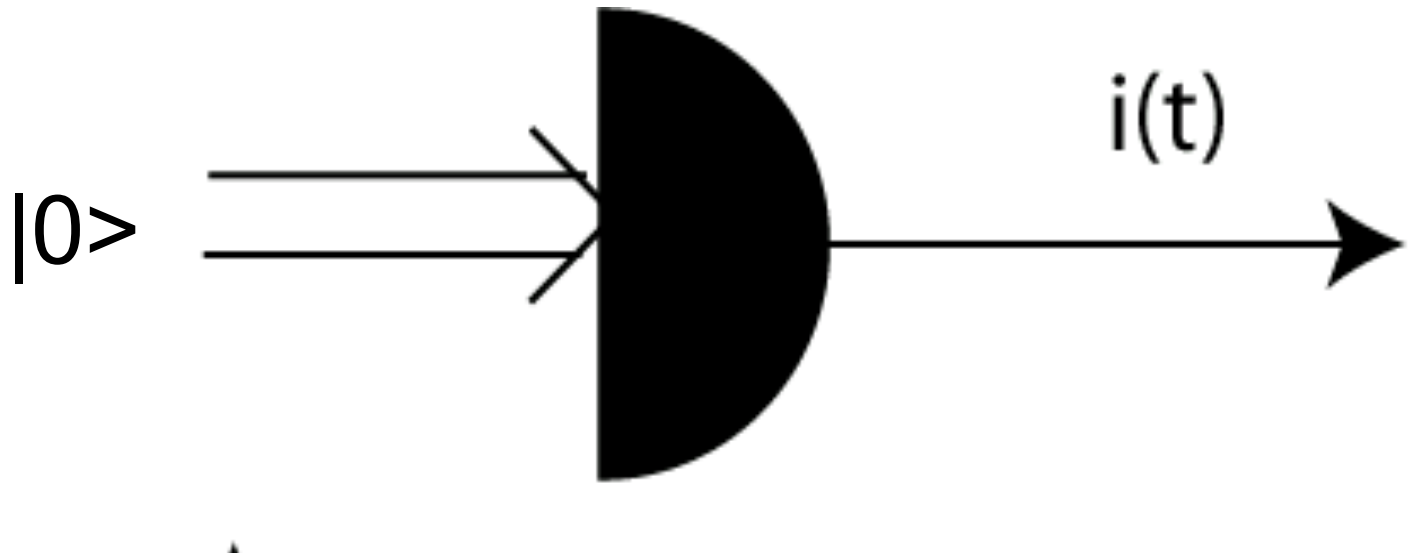
Estados de mínima incertidumbre:

$$\langle\alpha| \left(X - \langle X \rangle\right)^2 + \left(P - \langle P \rangle\right)^2 |\alpha\rangle = 1/2$$

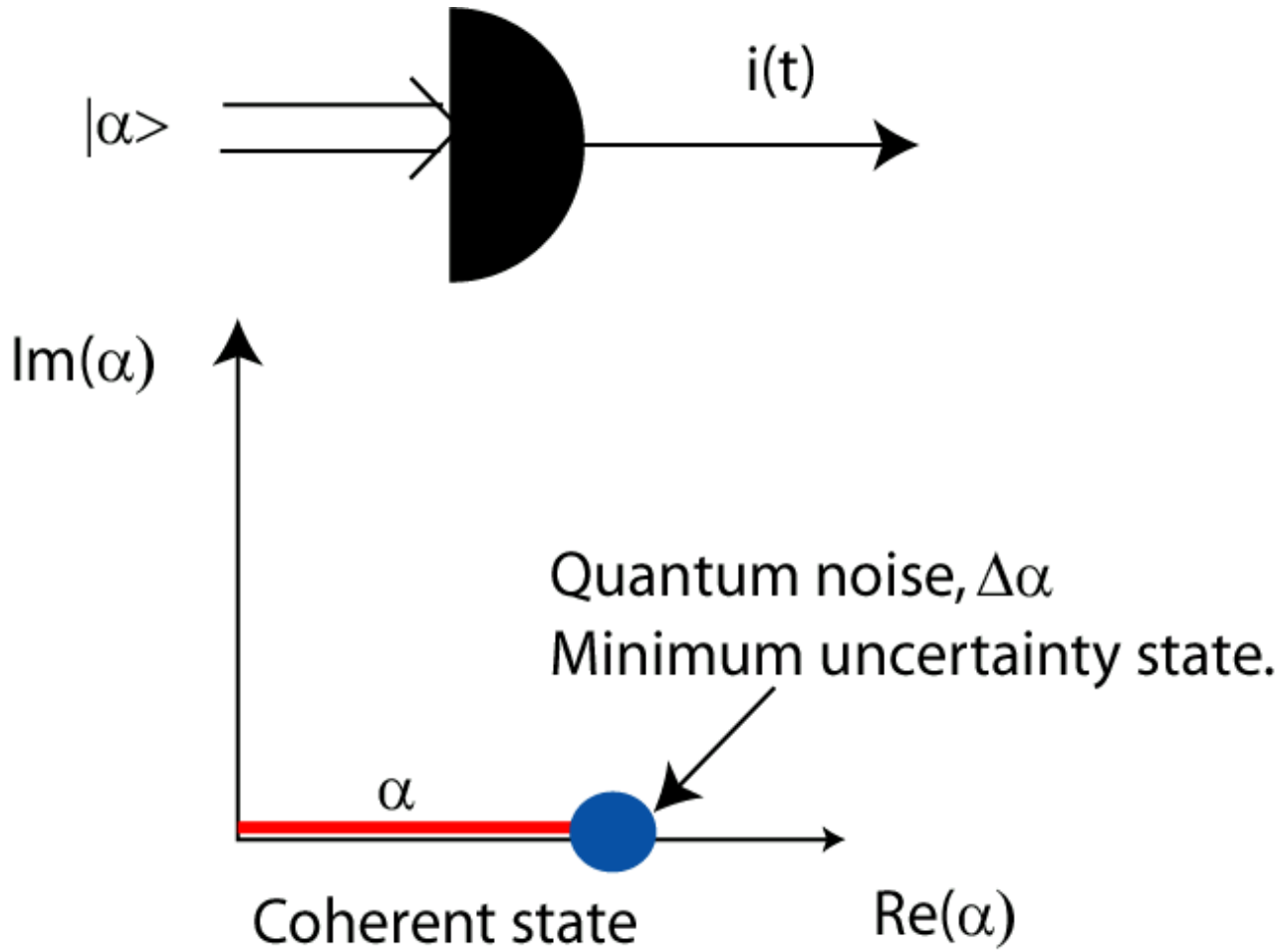
Relación con los estados de Fock (Poisson)

$$P(n) = |\langle n|\alpha\rangle|^2 = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!}$$

¿Cómo detectamos el ruido cuántico debido a las fluctuaciones del vacío?



¿Cuánto es la corriente de salida?

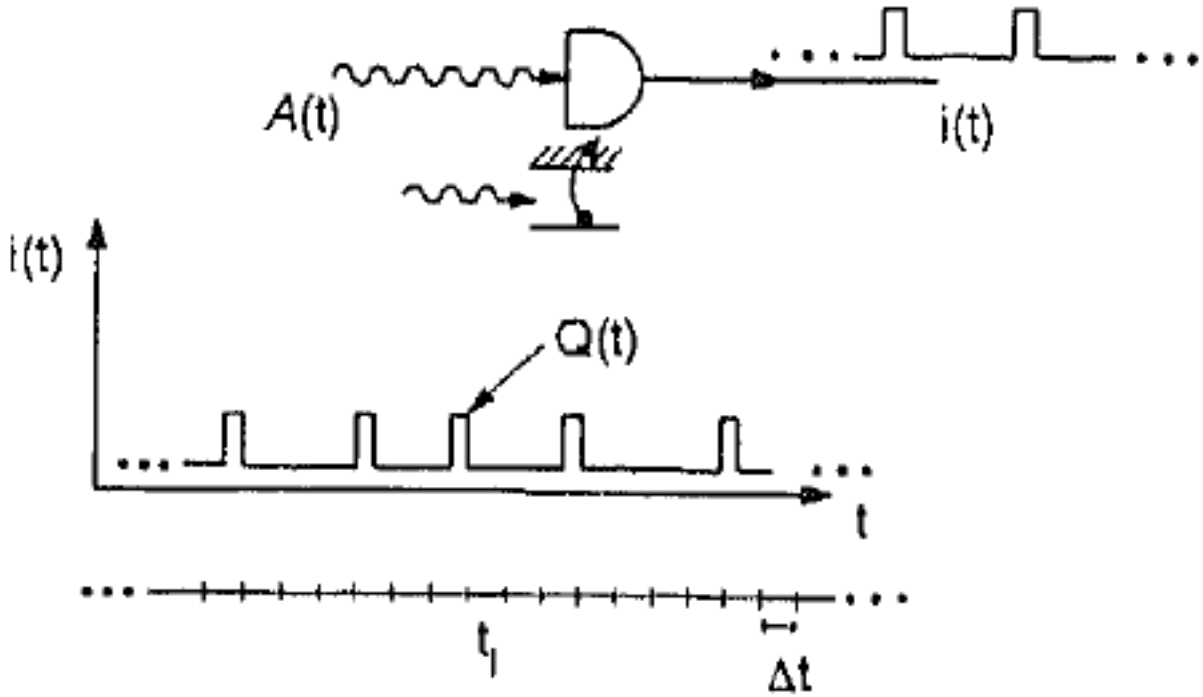


Detector perfecto $i(t) = |\alpha + \Delta\alpha|^2$

$$i(t) = |\alpha|^2 + 2\ \alpha\ \Delta\alpha + |\Delta\alpha|^2 \quad ; \quad \langle\alpha^*\alpha\rangle = n$$

DC~n Ruido de disparo~$n^{1/2}$ despreciar.

Detección de Luz (ruido de disparo)



El campo A(t) produce una fotocorriente con carga Q. La ionización sucede en un periodo Δt tal que es lo suficientemente pequeño para solo tener un electrón en cada Δt. p_k es una variable aleatoria.

$$i(t) = \sum_k Q(t - t_k) p_k.$$

H. J. Kimble

Tenemos que calcular la densidad espectral de potencia

$$\Phi(\Omega) \equiv \int \langle \Delta i(t) \Delta i(t+\tau) \rangle \, e^{-i\Omega\tau} \, d\tau,$$

Función de correlación

$$\langle \Delta i(t) \Delta i(t+\tau) \rangle = \langle i(t) i(t+\tau) \rangle - \langle i \rangle^2$$

La correlación es:

$$\langle i(t) i(t+\tau) \rangle = \left\langle \sum_{k=-\infty}^{\infty} Q(t-t_k) p_k \sum_{j=-\infty}^{\infty} Q(t+\tau-t_j) p_j \right\rangle$$

H. J. Kimble

$$= \sum_k Q(t - t_k) Q(t + \tau - t_k) \langle p_k \rangle$$

$$+ \sum_{k \neq j} Q(t - t_k) Q(t + \tau - t_j) \langle p_k p_j \rangle,$$

$$\langle p_1 p_2 \ldots p_k \rangle = W_k(t_1, t_2, \ldots, t_k) \Delta t_1 \Delta t_2 \ldots \Delta t_k,$$

$$W_k(t_1, t_2, \ldots, t_k) = \alpha^k \langle : I(t_1) I(t_2) \ldots I(t_k) : \rangle$$

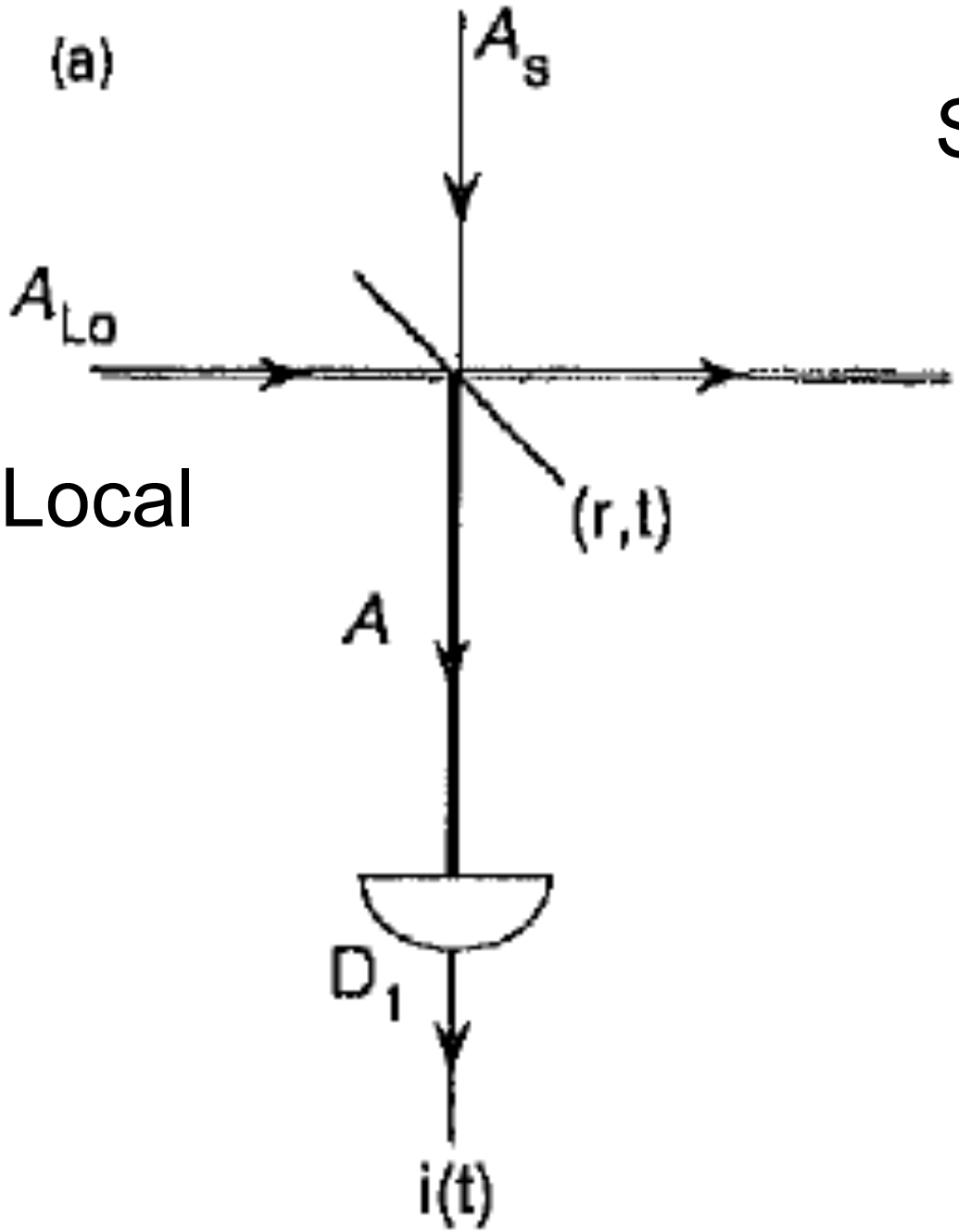
$$Q(t - t') = Q_0 \delta(t - t'),$$

$$
\begin{aligned}
\langle i(t)i(t+\tau)\rangle = & \int \mathrm{d}t'\ W_1(t')Q(t-t')Q(t+\tau-t') \\
& + \int \mathrm{d}t' \int \mathrm{d}t''\ W_2(t',t'')Q(t-t')Q(t+\tau-t'') \\
= & \ Q_0^2\alpha\ \langle : I(\tau) : \rangle \delta(\tau) \\
& + Q_0^2\alpha^2\ \langle : I(t)I(t+\tau) : \rangle .
\end{aligned}
$$

$$
\langle \Delta i(t)\Delta i(t+\tau)\rangle = Q_0^2\alpha\ \langle : I(t) : \rangle\ \delta(\tau) + Q_0^2\alpha^2 C(\tau)
$$

$$
C(\tau) \equiv \langle : I(t)I(t+\tau) : \rangle - \langle : I : \rangle^2 .
$$

Pero la fotocorriente se debe a un batido, pues queremos ver las fluctuaciones



Señal

Oscilador Local

r>>t

$R=r^2$

$T=t^2$

Lo siguiente es calcular la correlación con el campo A

$$A = rA_{\mathrm{LO}} + tA_{\mathrm{s}}.$$

A primer orden en A_s

$$C(\tau) = RTA_0^2[e^{-2i\theta}\ \langle A_{\mathrm{s}}(t+\tau), A_{\mathrm{s}}(t)\rangle + e^{2i\theta}\langle A_{\mathrm{s}}^\dagger(t), A_{\mathrm{s}}^\dagger(t+\tau)\rangle$$
$$+ \langle A_{\mathrm{s}}^\dagger(t), A_{\mathrm{s}}(t+\tau)\rangle + \langle A_{\mathrm{s}}^\dagger(t+\tau), A_{\mathrm{s}}(t)\rangle],$$

Pero las cuadraturas de las fluctuaciones del campo electromagnético:

$$z_\theta(t) = \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\theta}\ A_{\mathrm{s}}(t) + A_{\mathrm{s}}^\dagger(t)\ \mathrm{e}^{\mathrm{i}\theta},$$

$$C(\tau) = RTA_0^2\ \langle : z_\theta(t), z_\theta(t+\tau) : \rangle$$

$$\langle \Delta i(t) \Delta i(t+\tau) \rangle = Q_0 i_0 [\delta(\tau) + \alpha T \langle : z_0(t), z_0(t+\tau) : \rangle],$$

$$\Phi(\Omega, \theta) = Q_0 i_0 [1 + \alpha T S_s(\Omega, \theta)],$$

$$S_s(\Omega, \theta) = \int d\tau \; \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\Omega\tau} \langle : z_0(t), z_0(t+\tau) : \rangle.$$

La densidad espectral de potencia del ruido de disparo cuando S=0:

$$\langle(\Delta i(\Omega,\theta))^2\rangle = \frac{1}{2\pi}\left[\int_{-\Omega-\Delta\Omega/2}^{-\Omega+\Delta\Omega/2}\Phi(\Omega,\theta)\,\mathrm{d}\Omega + \int_{\Omega-\Delta\Omega/2}^{\Omega+\Delta\Omega/2}\Phi(\Omega,\theta)\,\mathrm{d}\Omega\right]$$

$$\langle(\Delta i(\Omega))^2\rangle = 2Q_0 i_0 B.$$

Pero en el caso cuando S≠0

$$\langle(\Delta i(\Omega))^2\rangle = 2Q_0 i_0 B[1+\xi S(\Omega,\theta)]$$

Tomando en cuenta la propagacion, la detección alpha, la eficiencia de batido eta, y la eficiencia de escape de la cavidad rho, la transmisión del espejo T_0

$$\xi \equiv \alpha\eta^2 T_0 \rho$$

Las funciones de correlación nos dicen algo sobre flucutaciones.

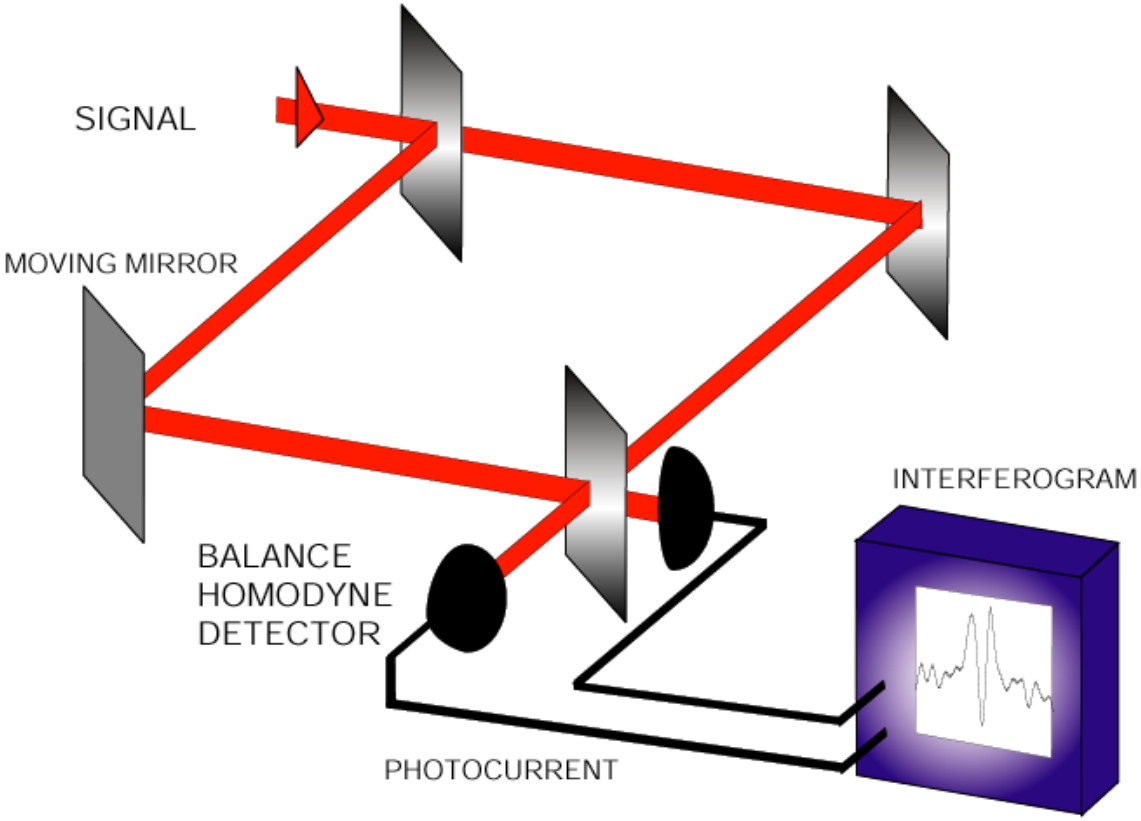
Las correlaciones tienen cotas clásicas.

Son mediciones condicionales.

¿Podemos utilizarlas para medir el campo asociado con una fluctuación de la intensidad, un fotón?

Revisión: Interferómetro de Mach Zehnder

Correlación Campo-Campo (Onda-Onda)



$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E^*(t)E(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle}$$

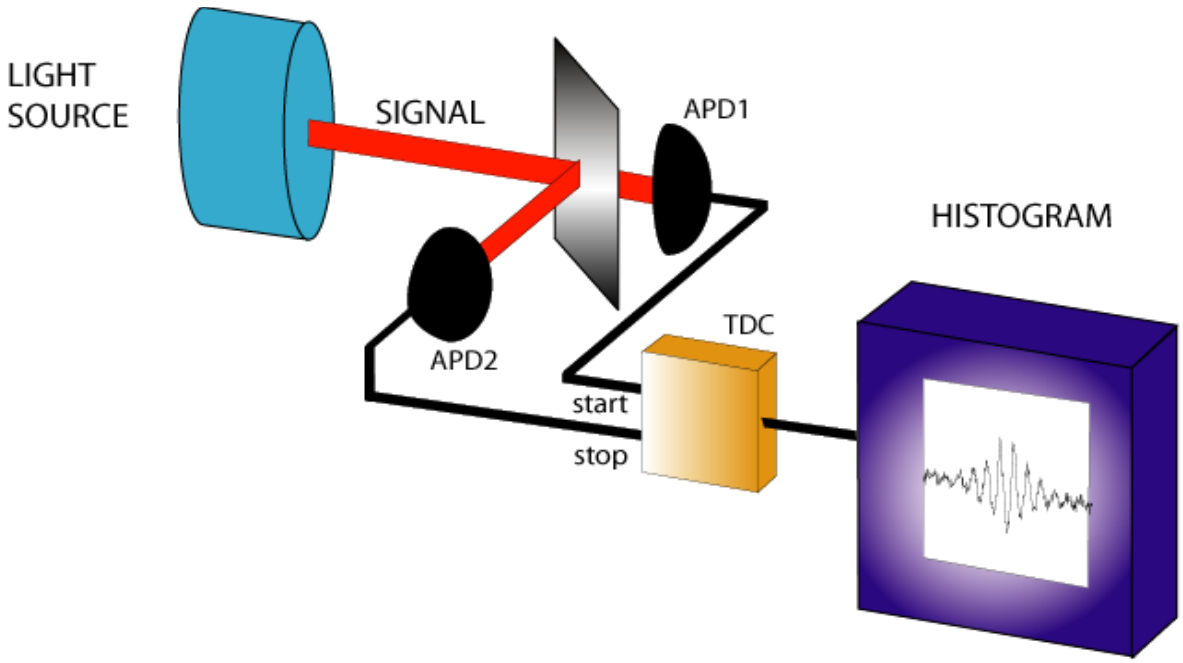
Espectro de la señal:

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int exp(i\omega\tau)g^{(1)}(\tau)d\tau$$

Base de la Espectroscopía de Fourier

Revisión: Hanbury-Brown and Twiss

Correlaciones Intensidad-Intensidad (Partícula-Partícula)



$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau)\rangle}{\langle I(t)\rangle^2}$$

Cauchy-Schwarz

$$2I(t)I(t+\tau) \leq I^2(t) + I^2(t+\tau)$$

La correlación es máxima a tiempos iguales.

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

$$g^2(0) \geq g^2(\tau)$$

Revisión: mediciones de $g^{(2)}(\tau)$ mecánico cuánticas:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\left\langle T : \hat{I}(t)\hat{I}(t+\tau) : \right\rangle}{\left\langle \hat{I}(t) \right\rangle^2}$$

Da la probabilidad de detectar un fotón al tiempo $t + \tau$ dado que uno ha sido detectado a tiempo t. Esto es una medición condicional :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\left\langle \hat{I}(\tau) \right\rangle_c}{\left\langle \hat{I} \right\rangle}$$

Una estrategia comienza a aparecer:

Las funciones de correlación son mediciones condicionales.
Detección de un fotón a: Tenemos un estado mecánico cuántico condicional in our system.

El sistéma tiene cuando menos dos fotones.
¿Tenemos suficiente señal?

Ruido de disparo (shot noise) Señal

Cavity QED en el régimen óptico

Electrodinámica cuántica para peatones. No se neceista renormalizar. Hay un solo modo del campo electromagnético.

ATOMOS + CAVIDAD

Régimen perturbativo: acoplamiento < disipación. El decaimiento puede incrementarse o suprimirse (cavidad menor a λ), cambios en los niveles de energía.
Régimen no-perturbativo: acoplamiento > disipación. Desdoblamiento de los niveles por el acoplamiento g (Vacuum Rabi).

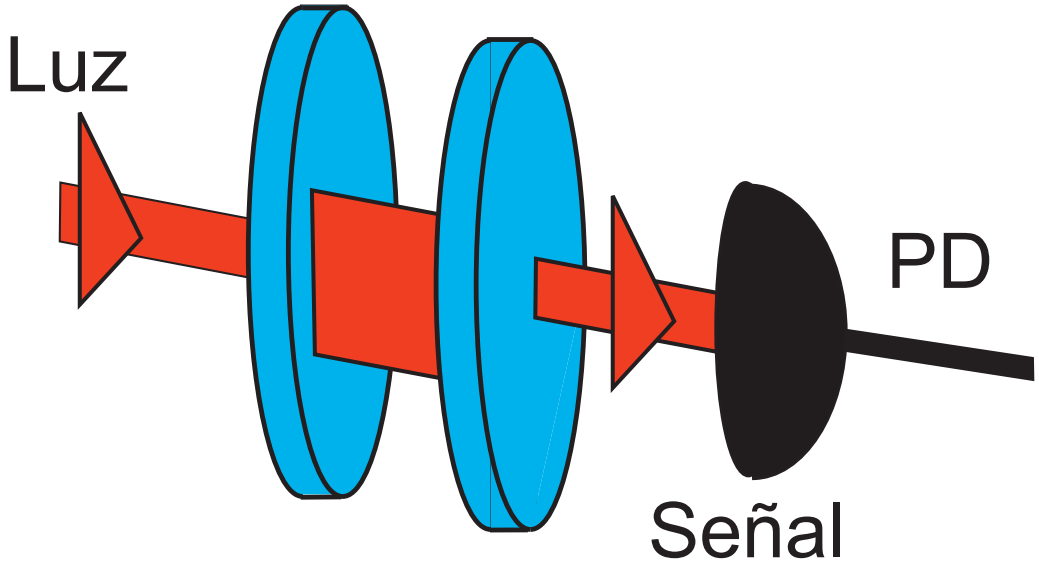
El acoplamiento dipolar entre el átomo y la cavidad:

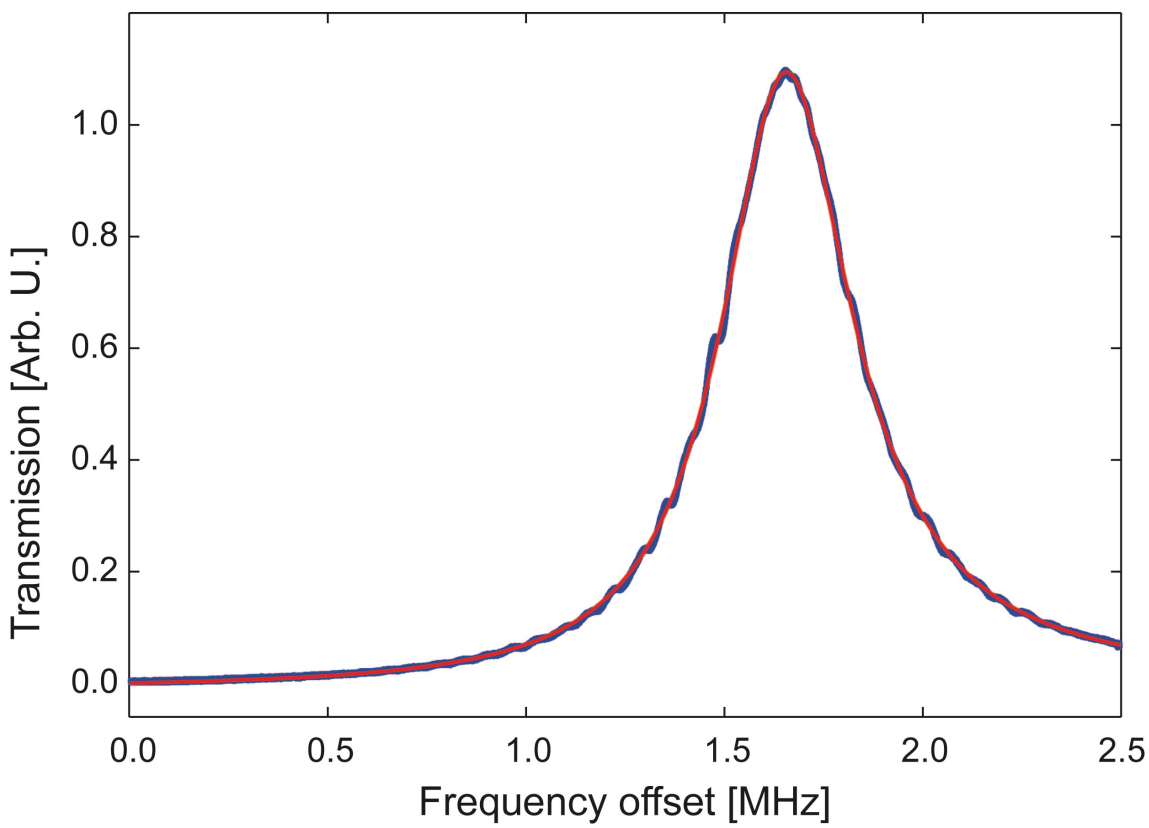
$$g = \frac{d \cdot E_v}{\hbar}$$

El campo de un fotón en una cavidad con volumen V_{eff} es:

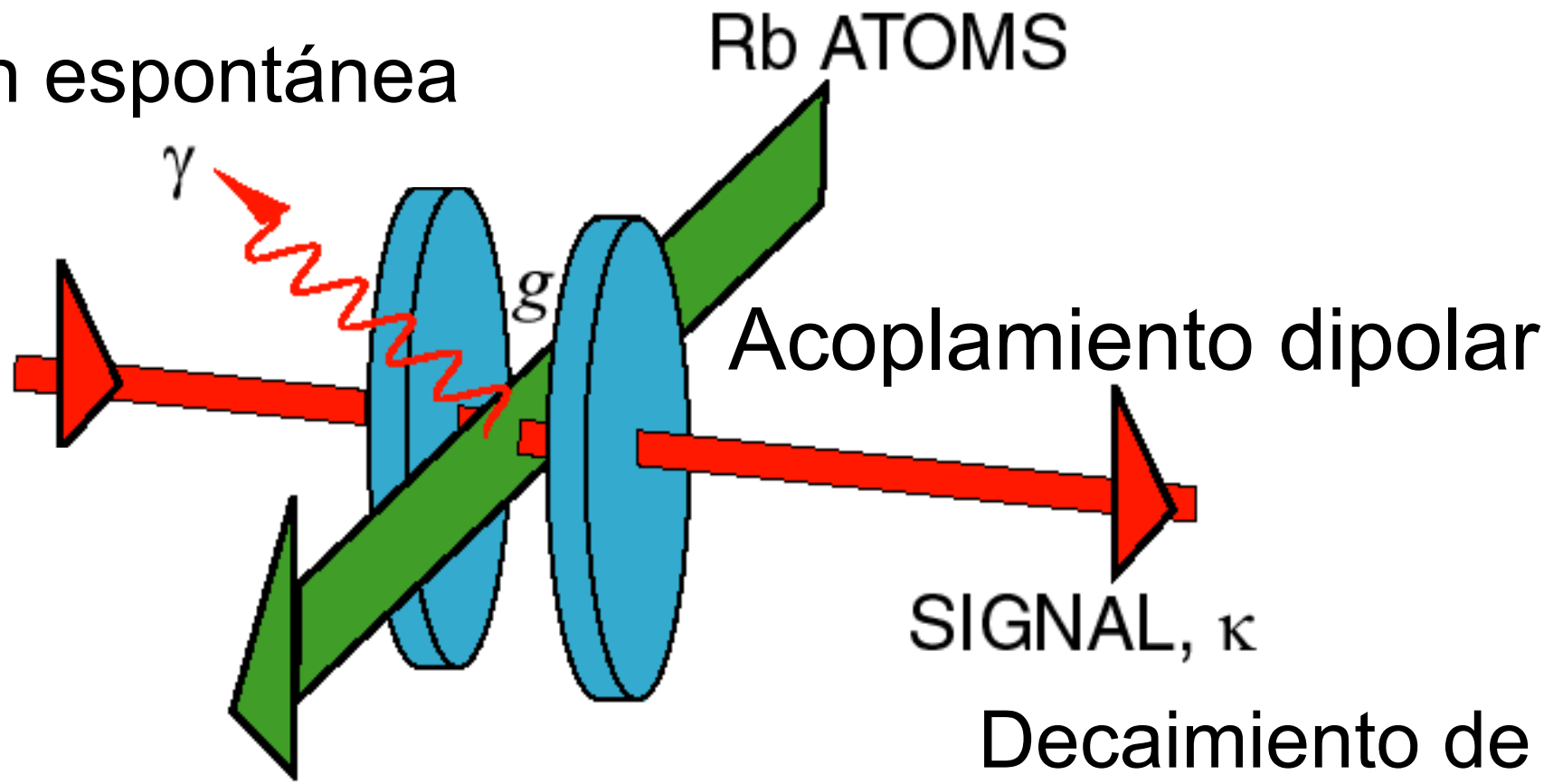
$$E_v = \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2\varepsilon_0 V_{eff}}}$$

Cavidad Vacía (Fabry Perot)





Emisión espontánea



Decaimiento de la cavidad

Coperatividad: razón entre lo que escapa por el modo y todo lo demás.

Coperatividad para un átomo: C_1

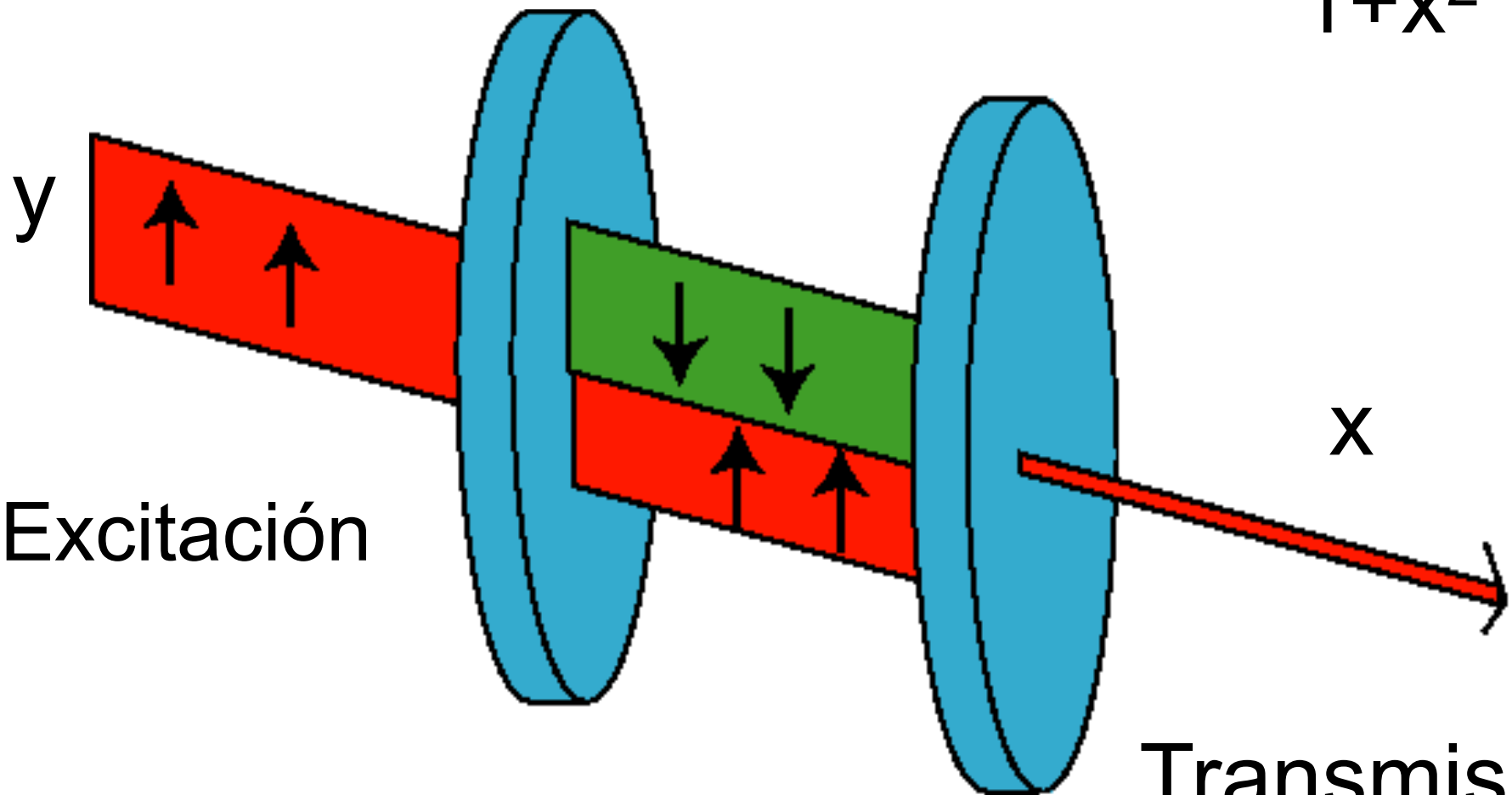
Cooperatividad para N átomos: C

$$C_1 = \frac{g^2}{\kappa\gamma} \qquad C = C_1 N$$

$$g \approx \kappa \approx \gamma$$

Estado estable

Polarización atómica : $\frac{-2Cx}{1+x^2}$

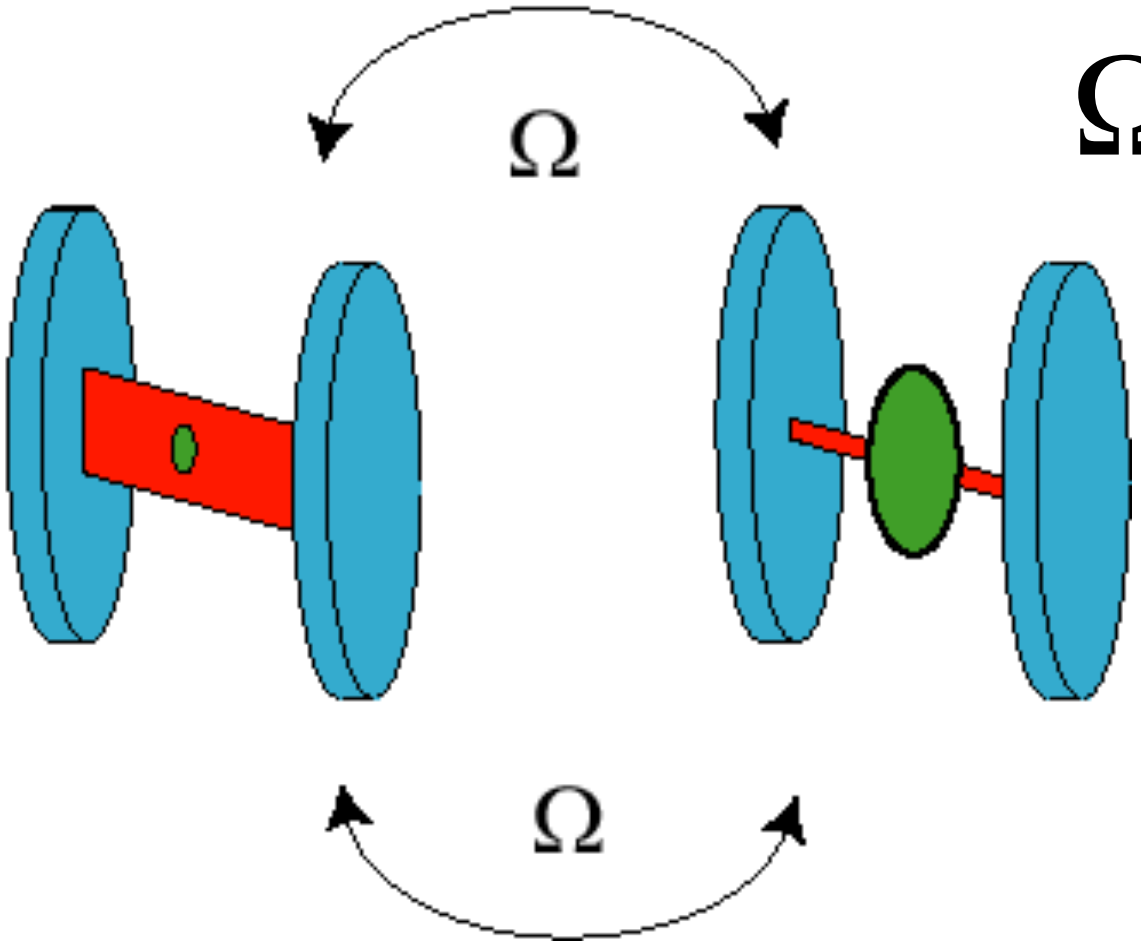


Transmisión

$x/y = 1/(1+2C)$

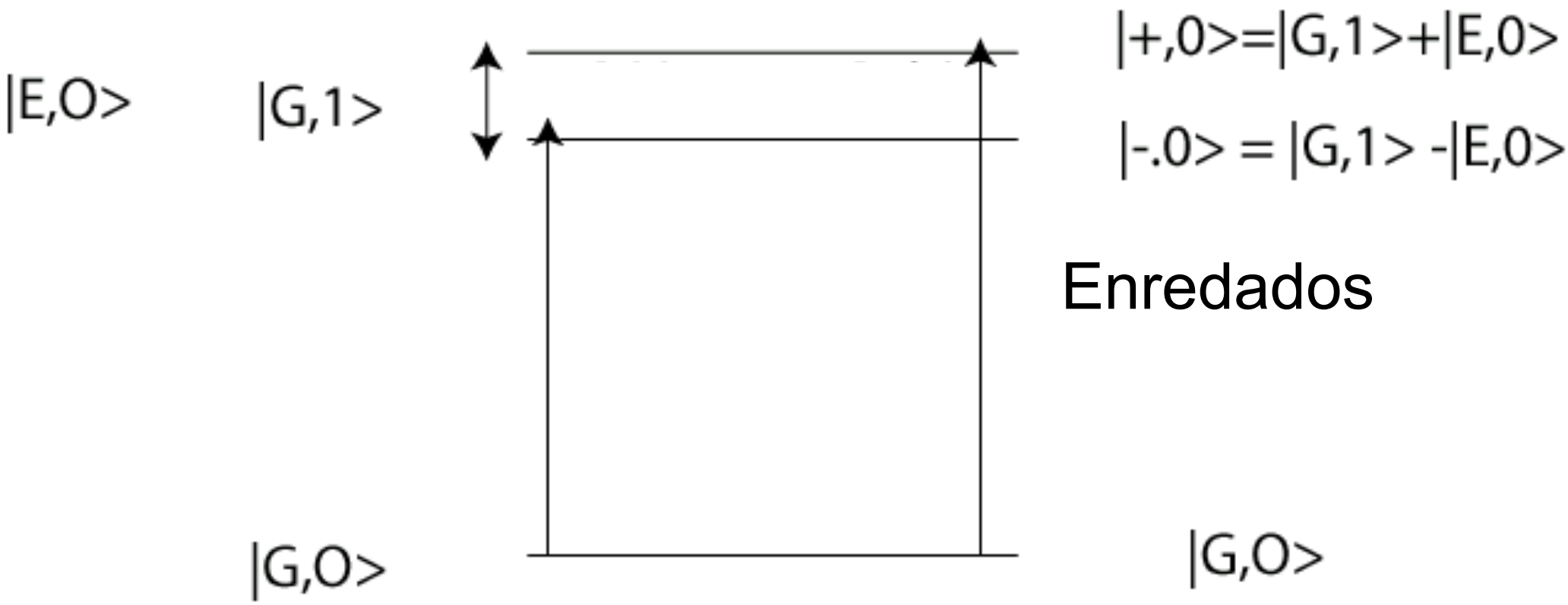
Dinámica de Jaynes Cummings
Oscilaciones de Rabi :

Intercambio de excitación para *N* átomos:



$$\Omega \approx g\sqrt{N}$$

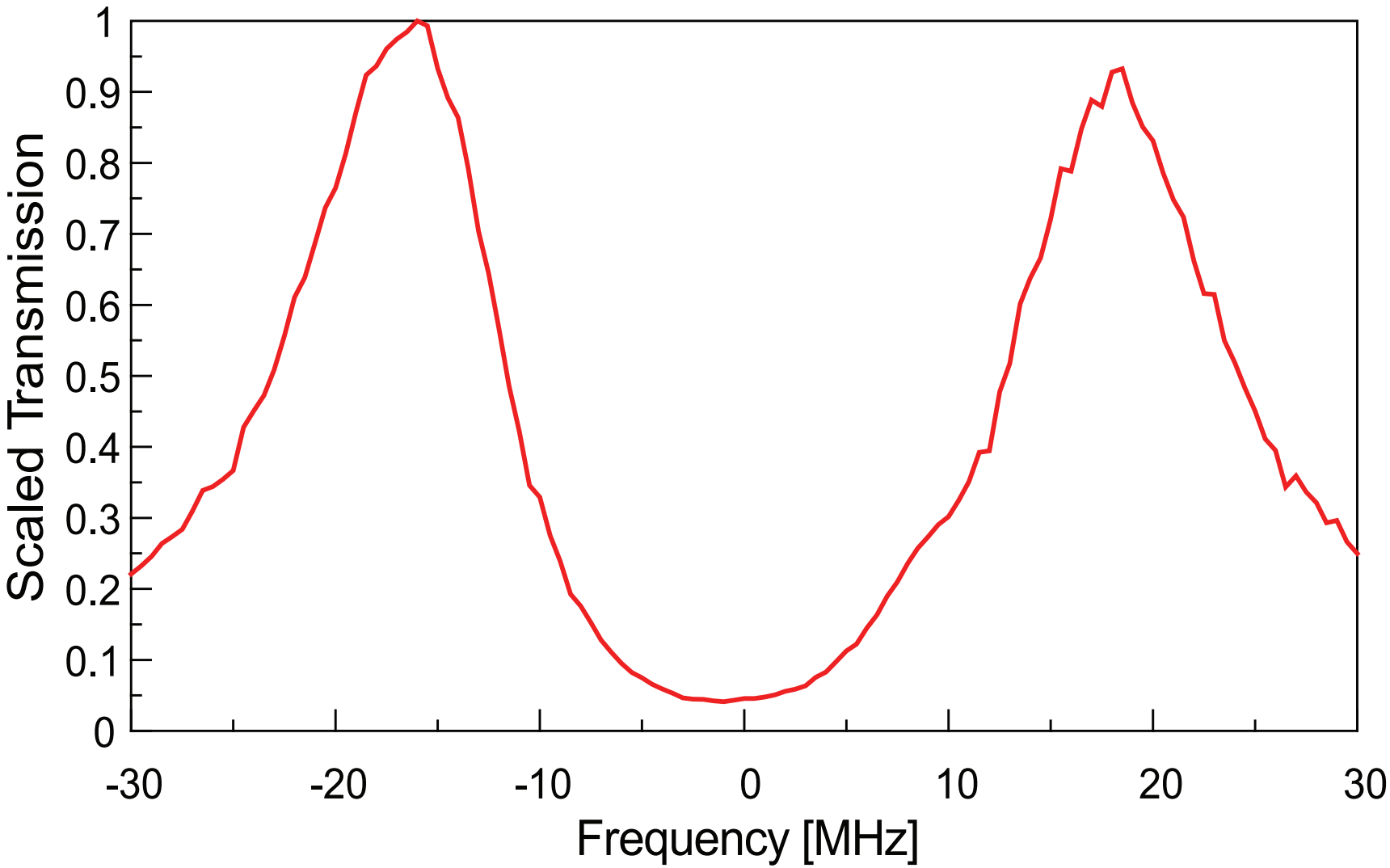
2g desdoblamiento de Rabi del vacío

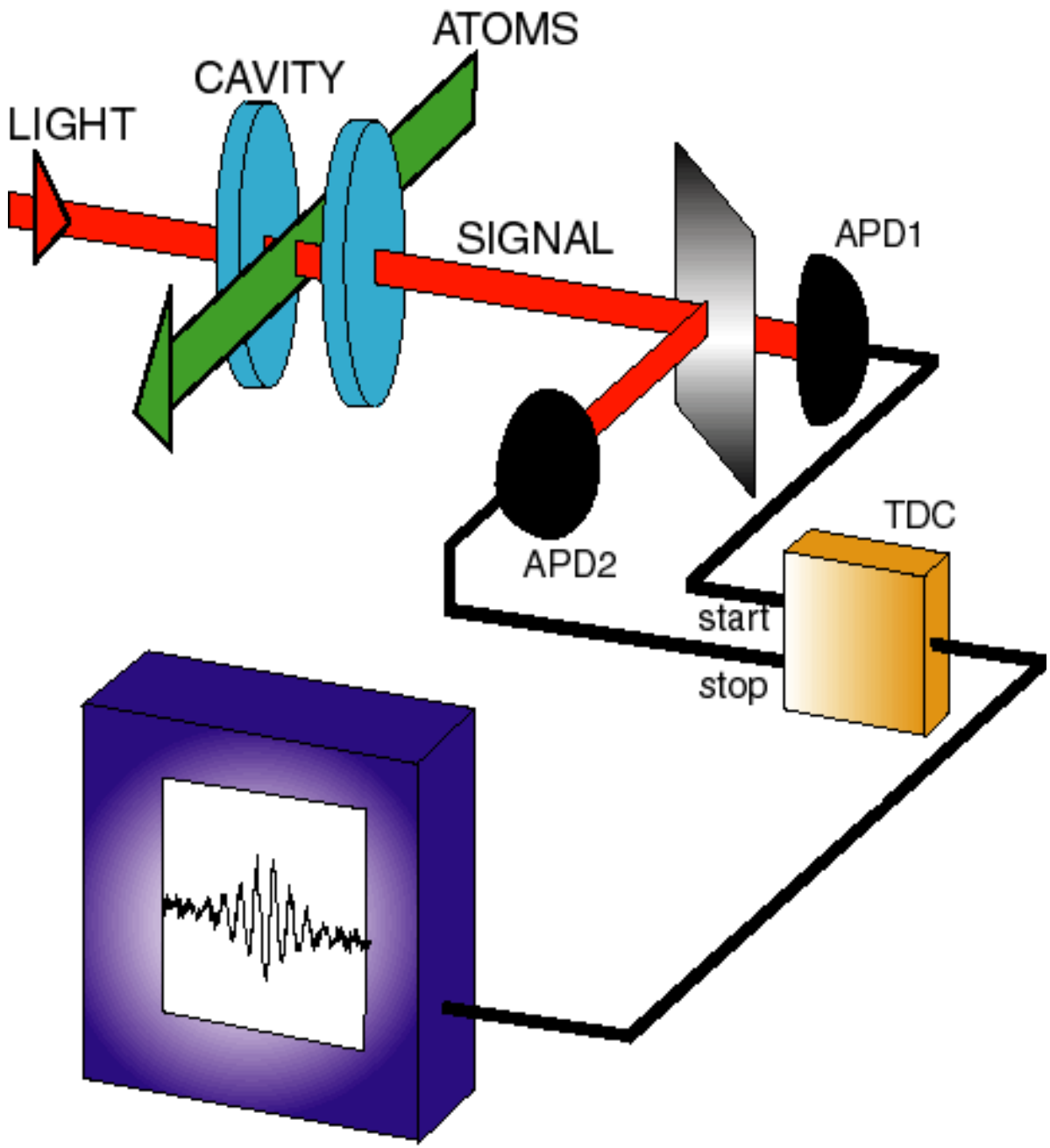


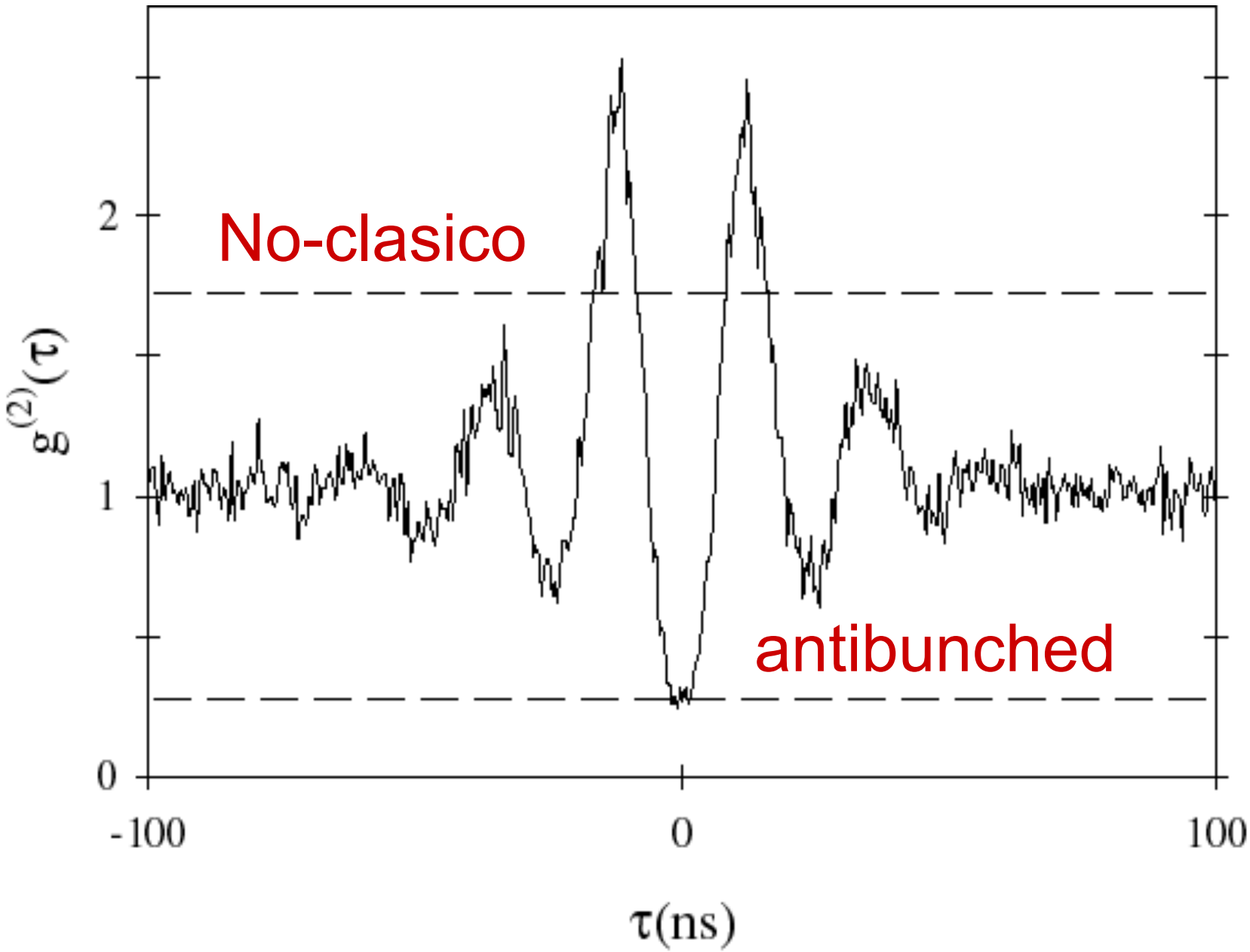
No acouplados

Dos modos normales

Doblete en la tranmisión en vez del singlete de la resonancia del Fabry Perot vacío.

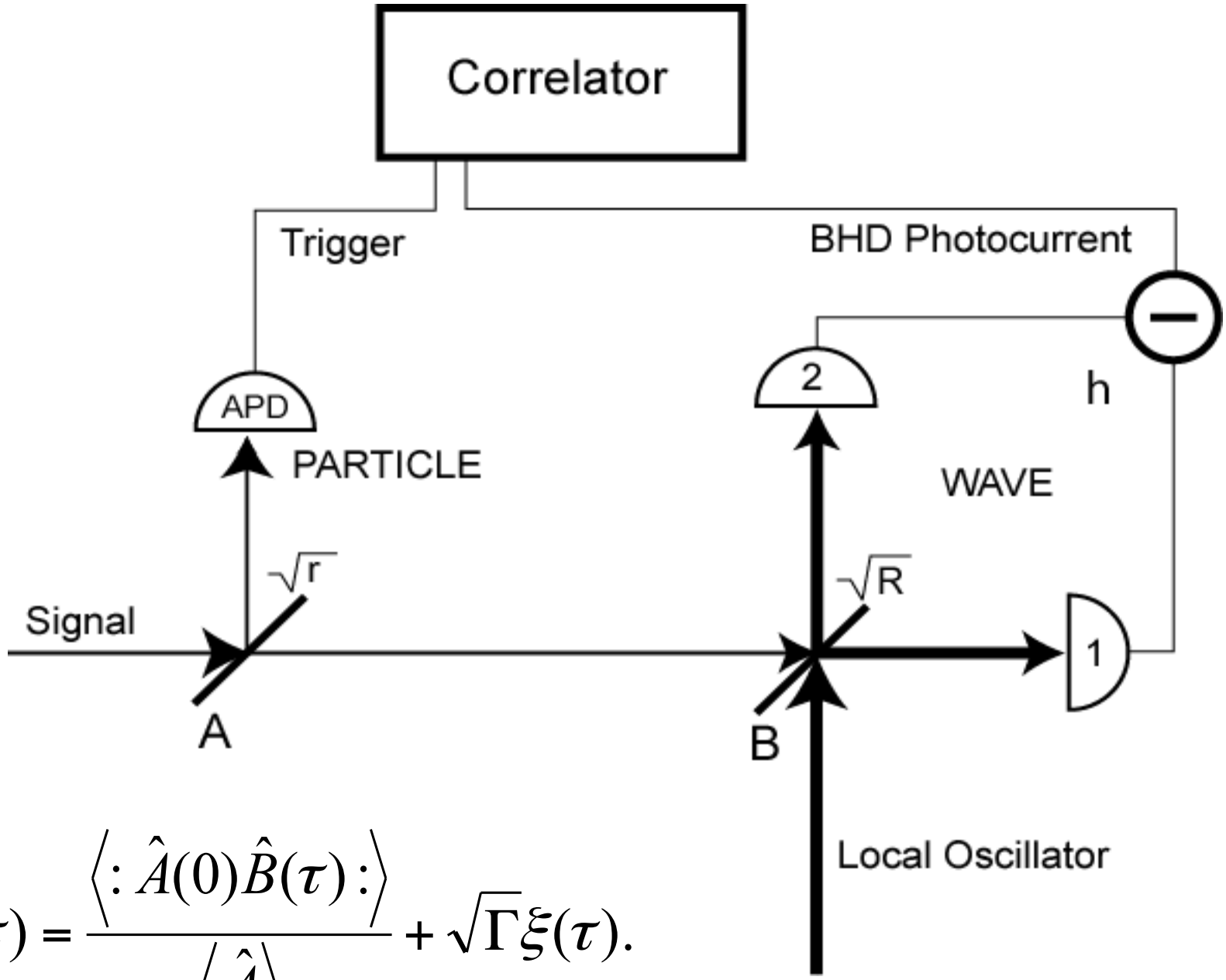



ATOMS
CAVITY
LIGHT
SIGNAL
APD1
APD2
TDC
start
stop



Cotas clásicas: $g^{(2)}(0) > g^{(2)}(\tau)$
y $|g^{(2)}(0)-1| > |g^{(2)}(\tau)-1|$

Correlación Intensidad-Campo.



$$\mathrm{H}(\tau) = \frac{\left\langle : \hat{A}(0)\hat{B}(\tau) : \right\rangle}{\left\langle \hat{A} \right\rangle} + \sqrt{\Gamma}\xi(\tau).$$

Condicionar en una detección (Click)
Medir la función de correlación de la intensidad y el campo:

$$\langle I(t)\, E(t+\tau)\rangle$$

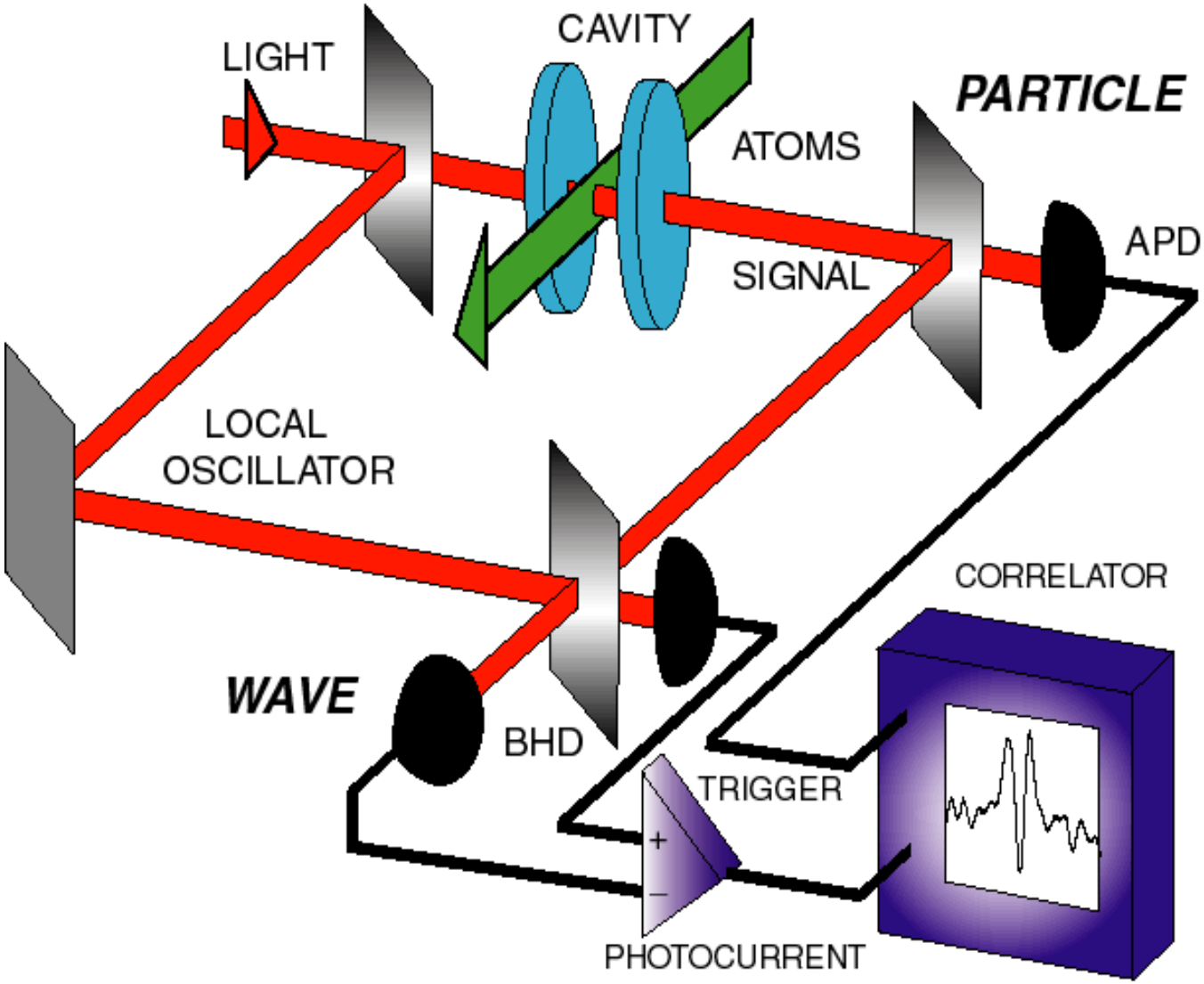
Normalizar la detección condicional:

$$h_\theta(\tau) = \langle E(\tau)\rangle_c / \langle E\rangle$$

Cotas debido a la relación de Cauchy Schwartz:

$$0 \le \bar{h}_0(0) - 1 \le 2$$

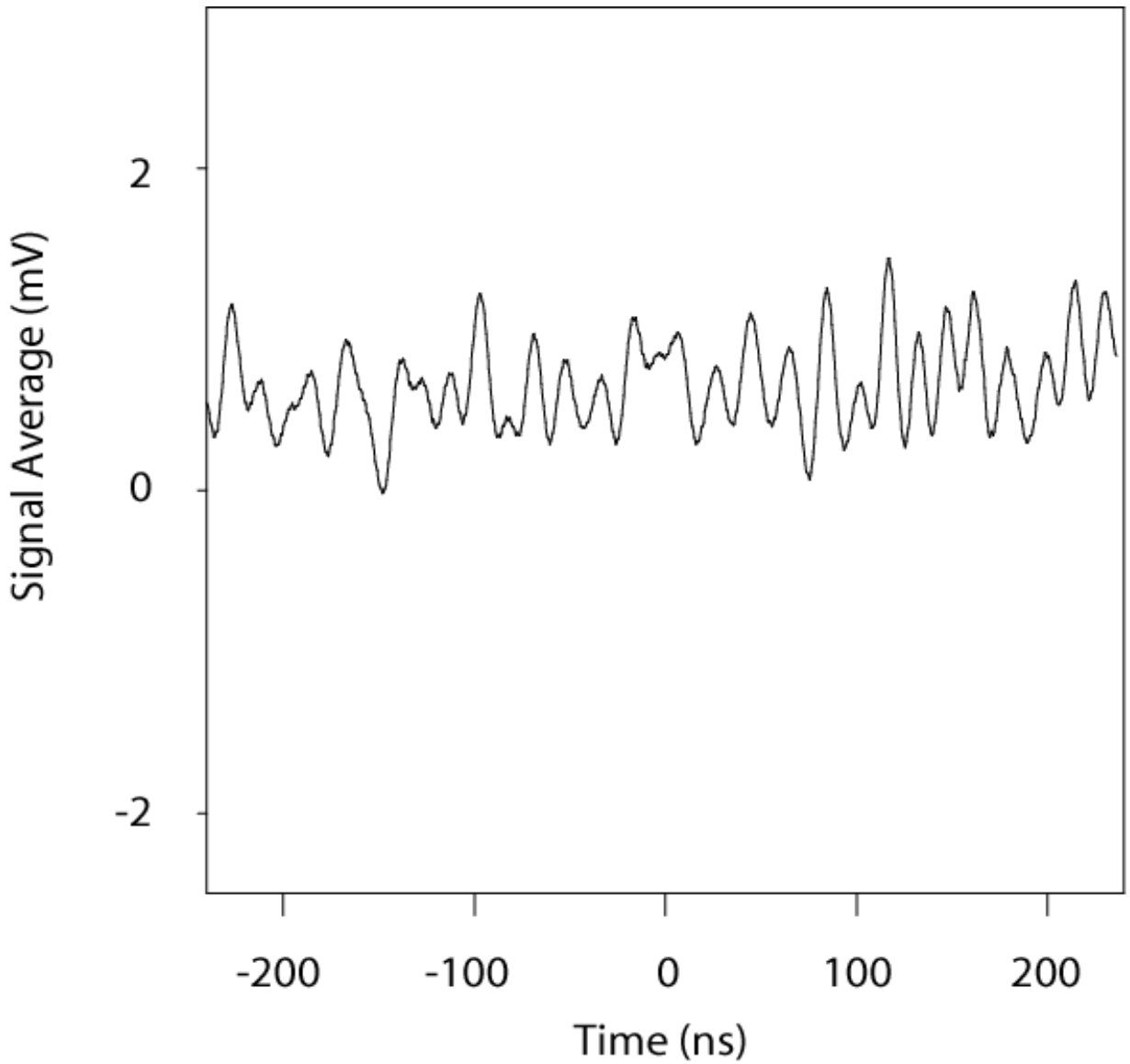
$$\left|\bar{h}_0(\tau) - 1\right| \le \left|\bar{h}_0(0) - 1\right|$$

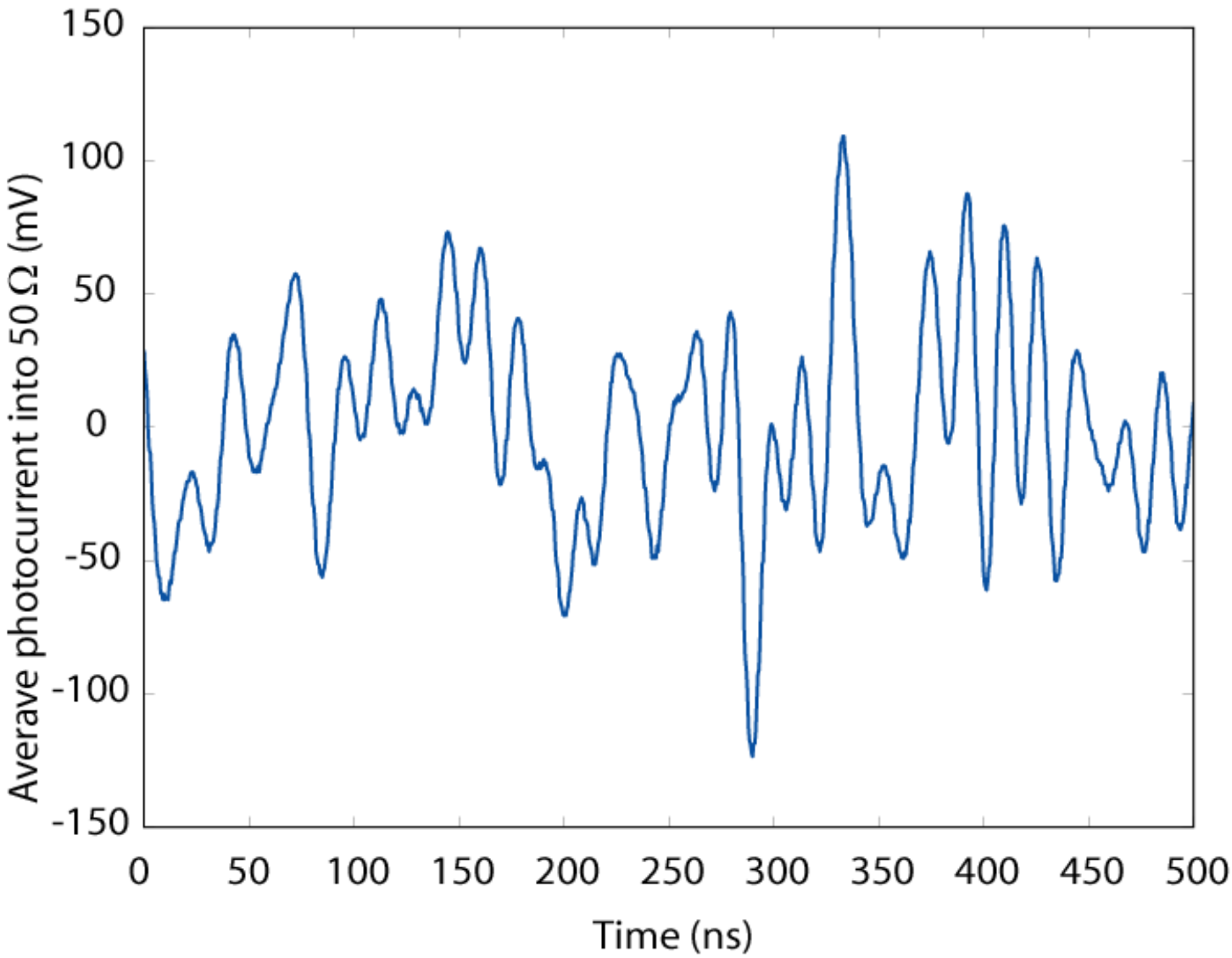

LIGHT
CAVITY
PARTICLE
ATOMS
APD
SIGNAL
LOCAL
OSCILLATOR
CORRELATOR
WAVE
BHD
TRIGGER
+
−
PHOTOCURRENT

Promedio de la fotocorriente con condicionamiento aleatorio

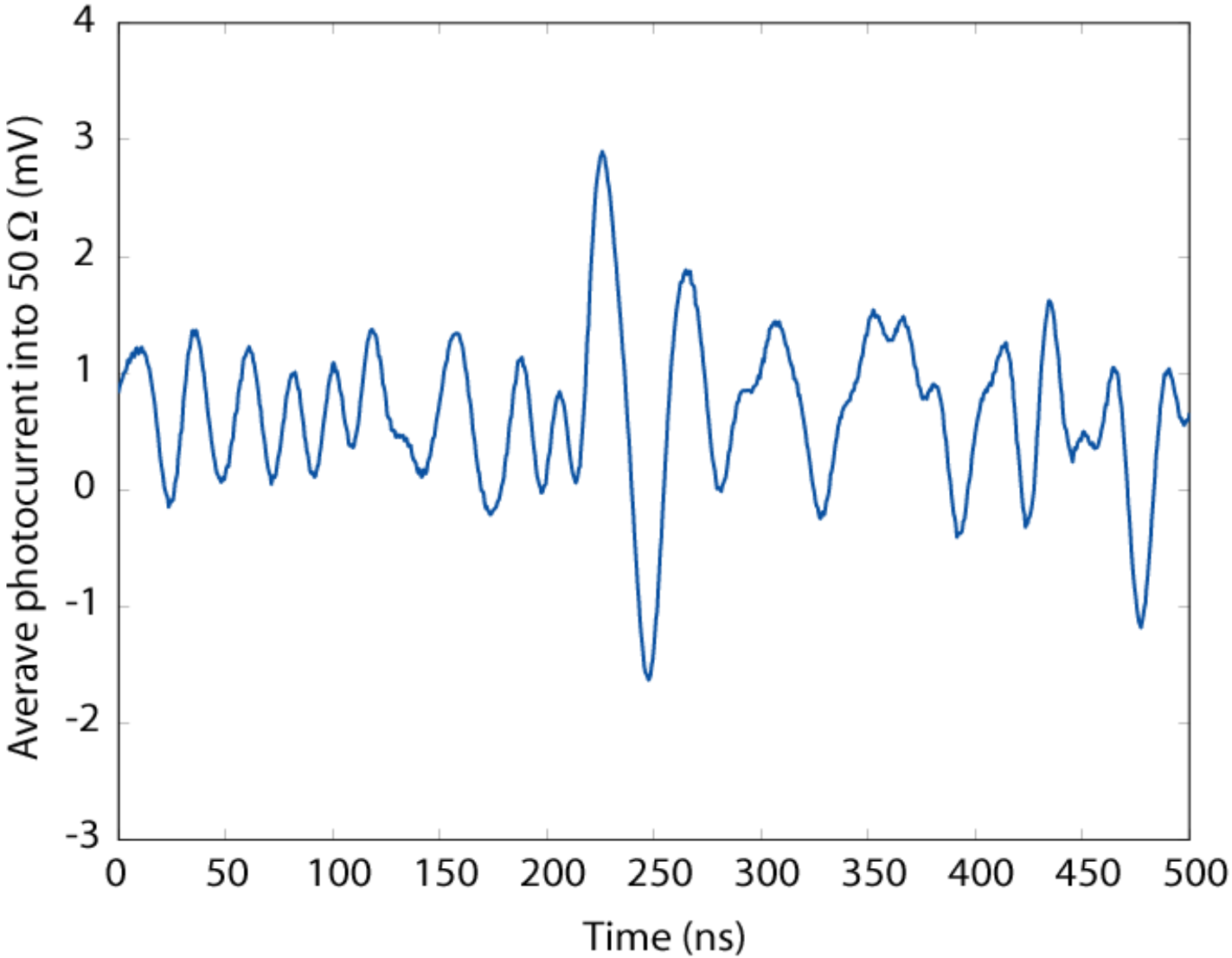
The image cannot be displayed. Your computer may not have enough memory to open the image, or the image may have been corrupted. Restart your computer, and then open the file again. If the red x still appears, you may have to delete the image and then insert it again.

Fotocorriente condicional sin átomos en la cavidad.

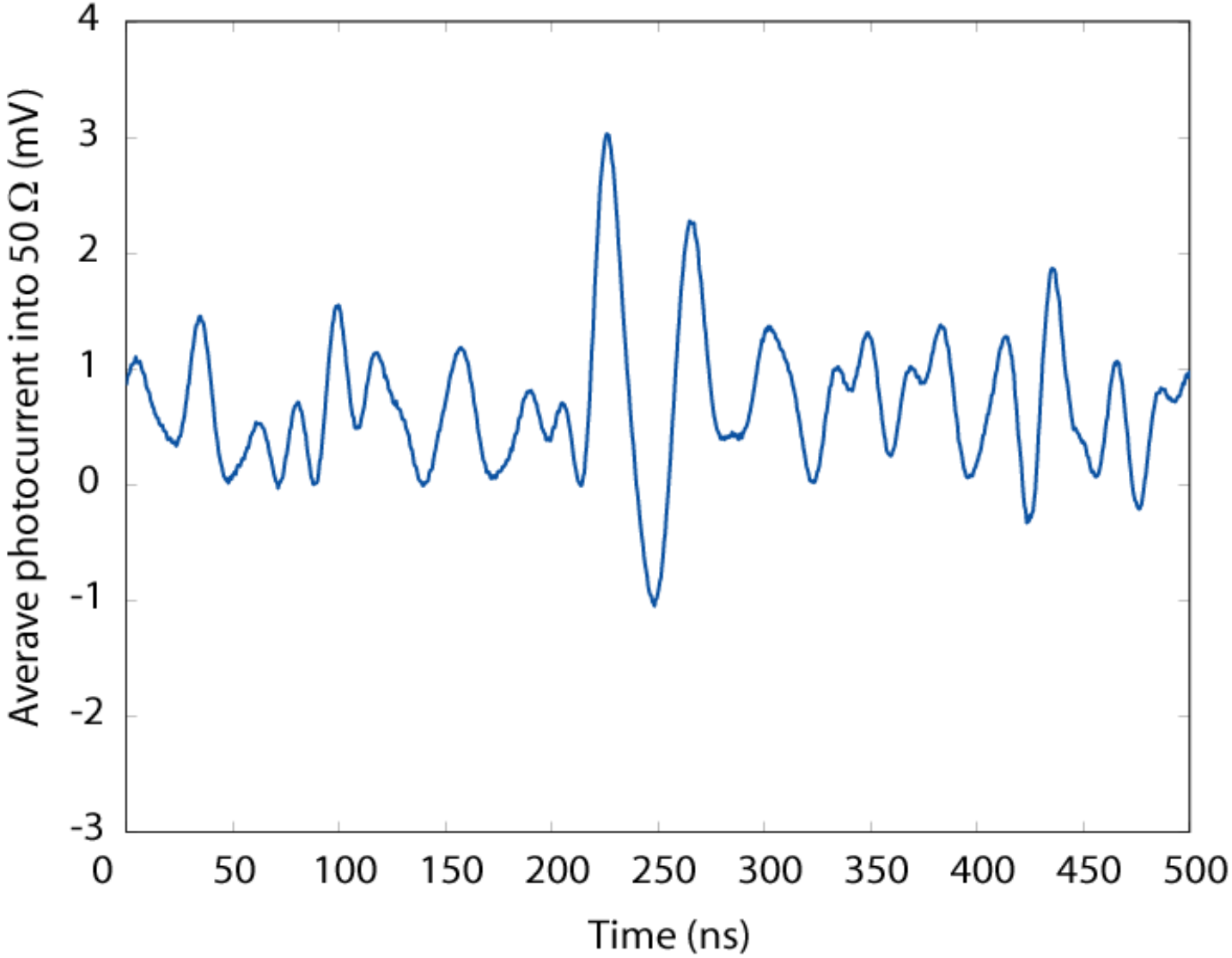




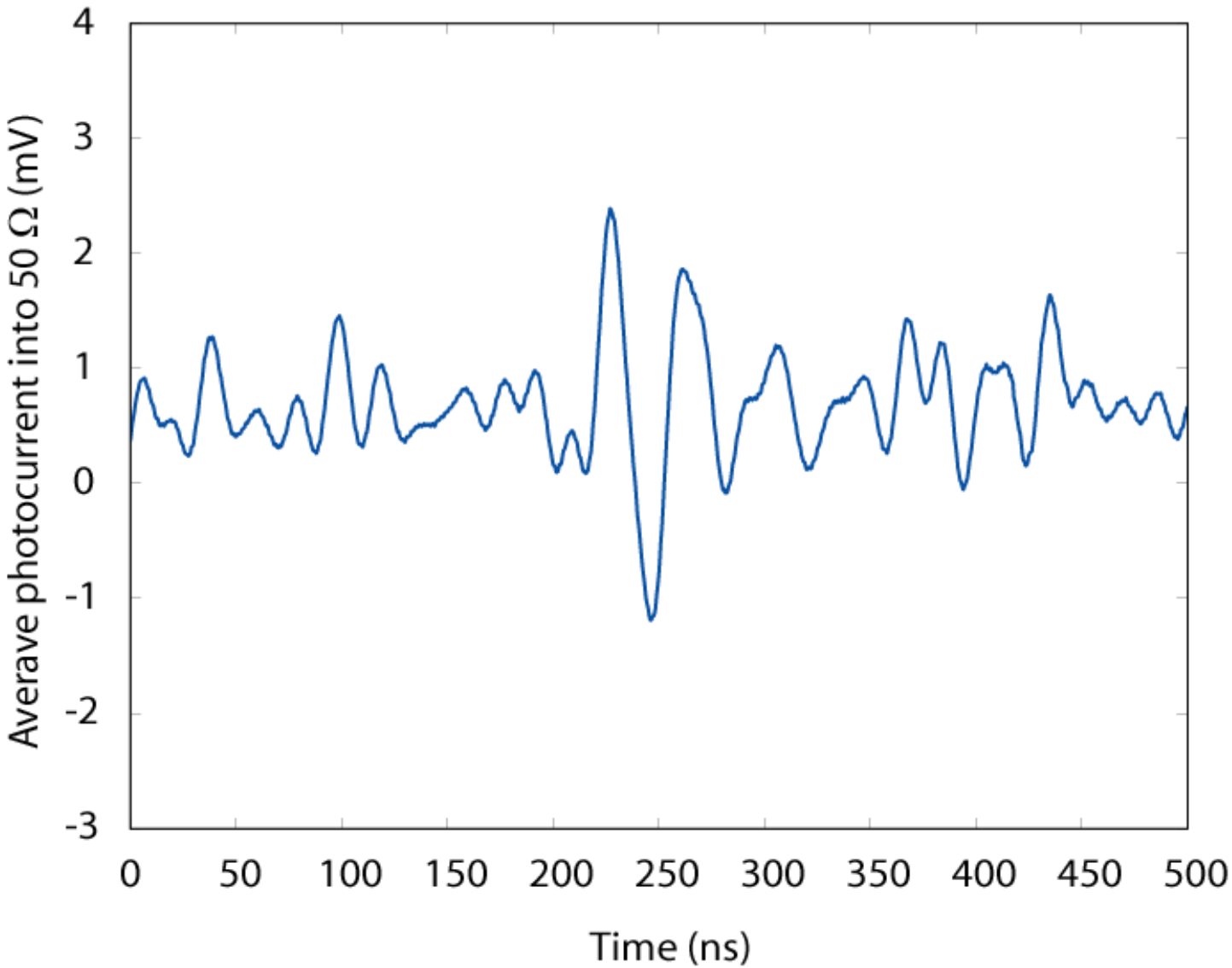
Promedio tras de 1 click



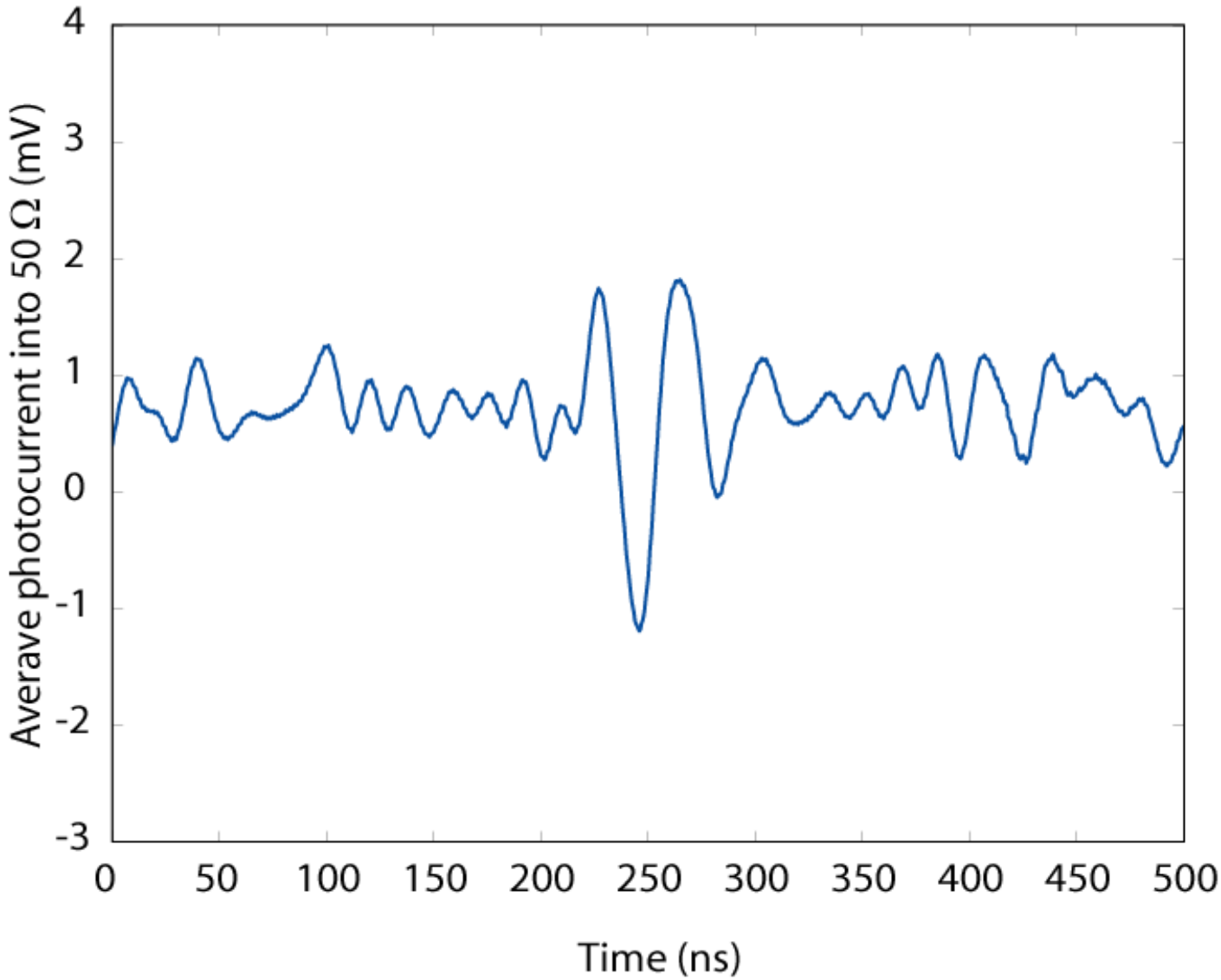
Promedio tras 6,000 clicks



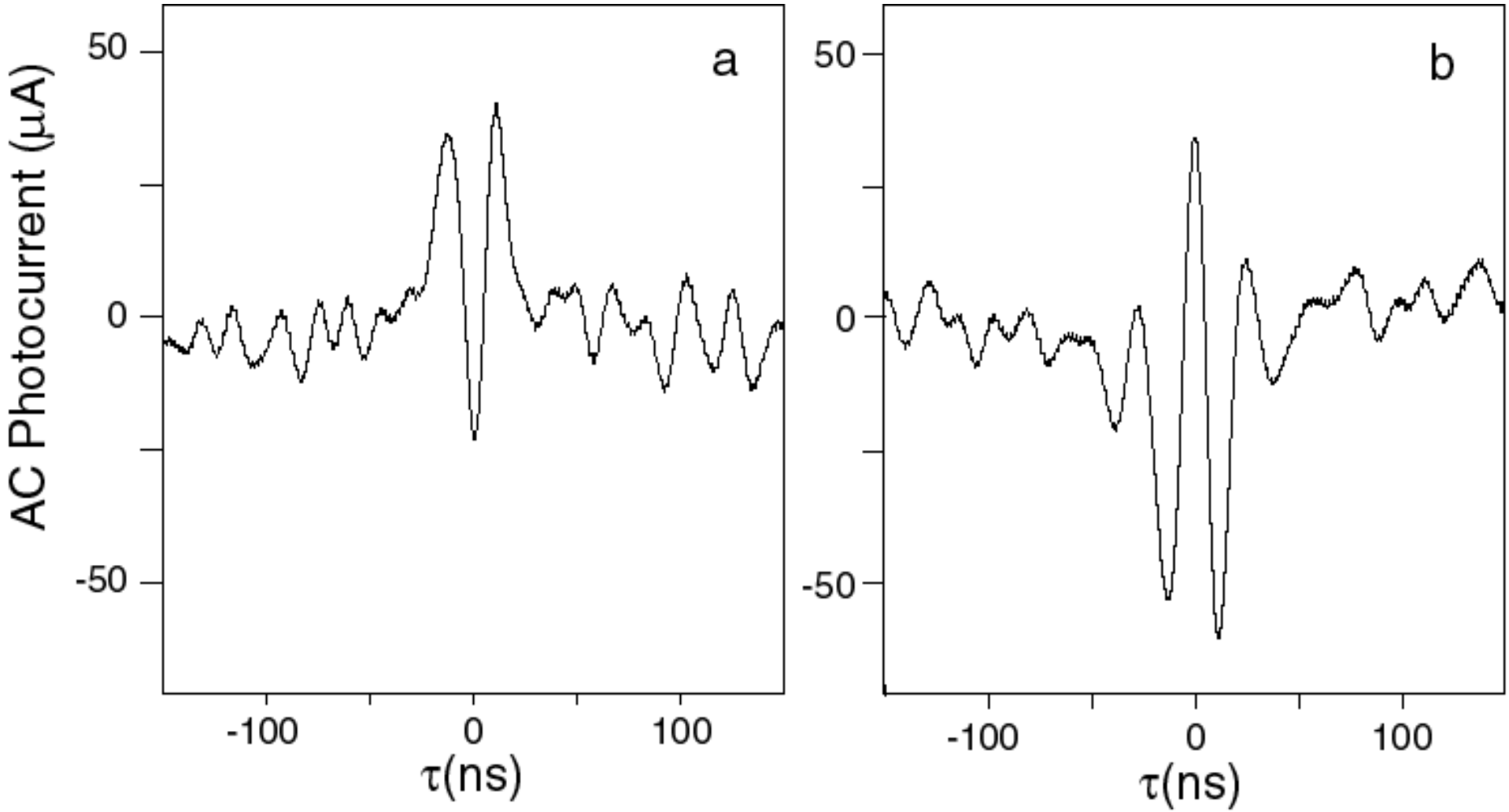
Promedio tras 10,000 clicks



Promedio tras 30,000 clicks

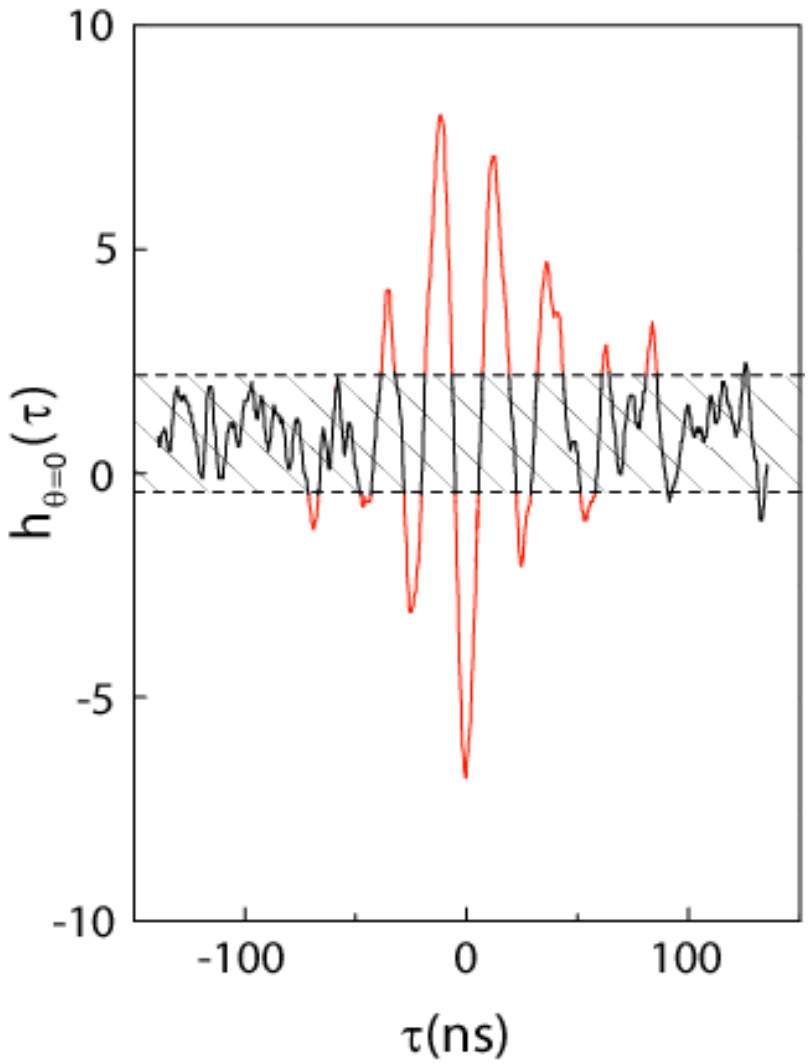


Promedio tras 65,000 clicks



Cambio de la fase Mach-Zehnder por 146º

Simulaciones de Monte Carlo para excitación baja:



Has de átomos N=11

Dinámica condicional en cavity QED:

$$|\Psi_{ss}\rangle = |0,g\rangle + \lambda|1,g\rangle - \frac{2g}{\gamma}\lambda|0,e\rangle + \frac{\lambda^2 pq}{\sqrt{2}}|2,g\rangle - \frac{2g\lambda^2 q}{\gamma}|1,e\rangle$$

$$\lambda = \langle\hat{a}\rangle, \quad p = p(g,\kappa,\gamma) \text{ and } q = q(g,\kappa,\gamma)$$

Una fotodetección condiciona el estado a uno no estacionario que evoluciona en el tiempo.

$$\hat{a}|\Psi_{ss}\rangle \Rightarrow |\Psi_c(\tau)\rangle = |0,g\rangle + \lambda pq|1,g\rangle - \frac{2g\lambda q}{\gamma}|0,e\rangle$$

$$|\Psi_c(\tau)\rangle = |0,g\rangle + \lambda\left[f_1(\tau)|1,g\rangle + f_2(\tau)|0,e\rangle\right] + O\left(\lambda^2\right)$$

Campo

Polarización atómica

El estado condicionado tras la detección (click):

$\Psi(t) \sim A(t)|0\rangle + B(t)|1\rangle$ con $A(t) \approx 1$ y $B(t) \ll 1$

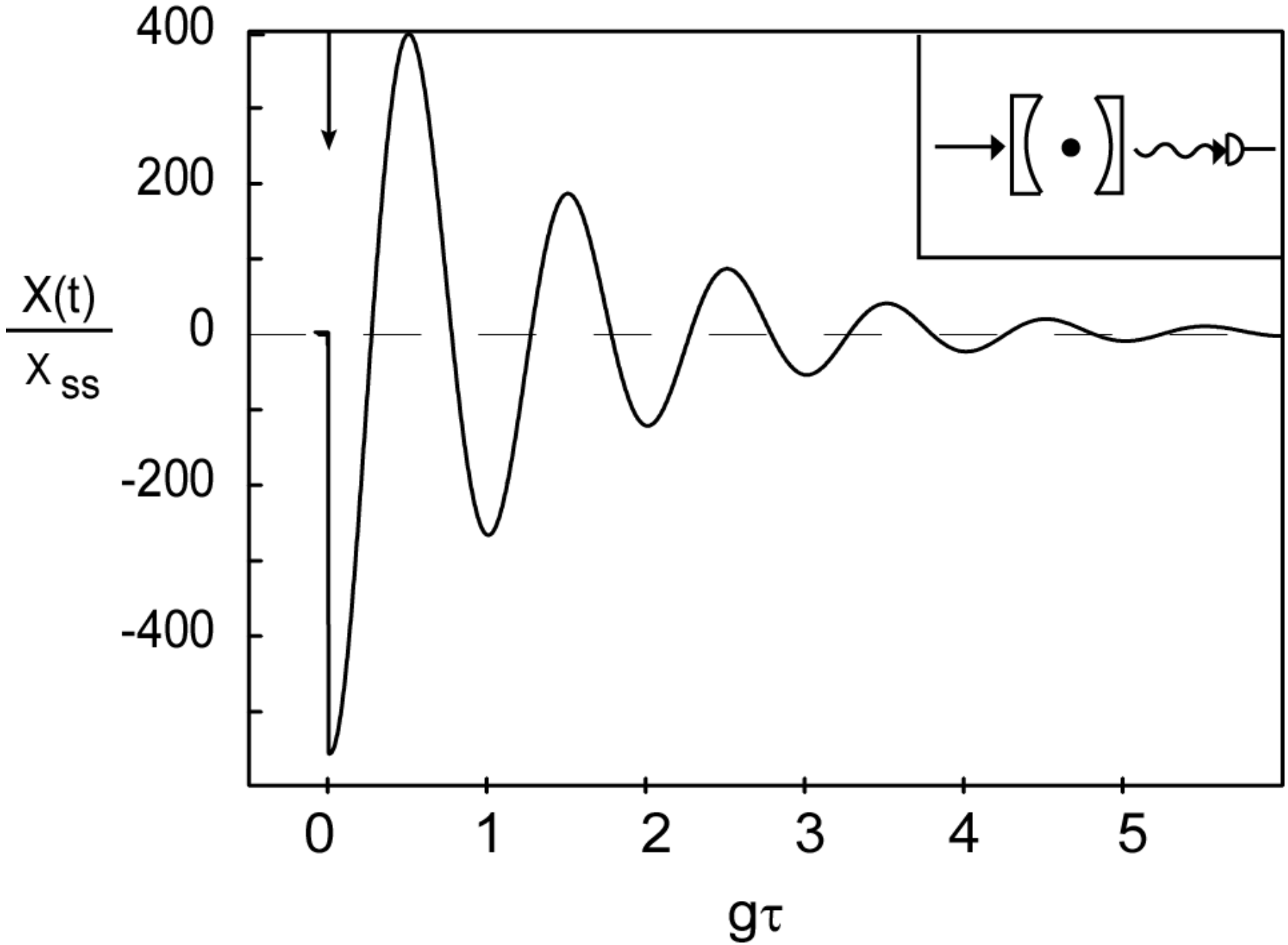
Esto es la evolución condicional del campo de una fracción de fotón [B(t)].

$$h_\theta(\tau) = \langle E(\tau)\rangle_c / \langle E\rangle$$

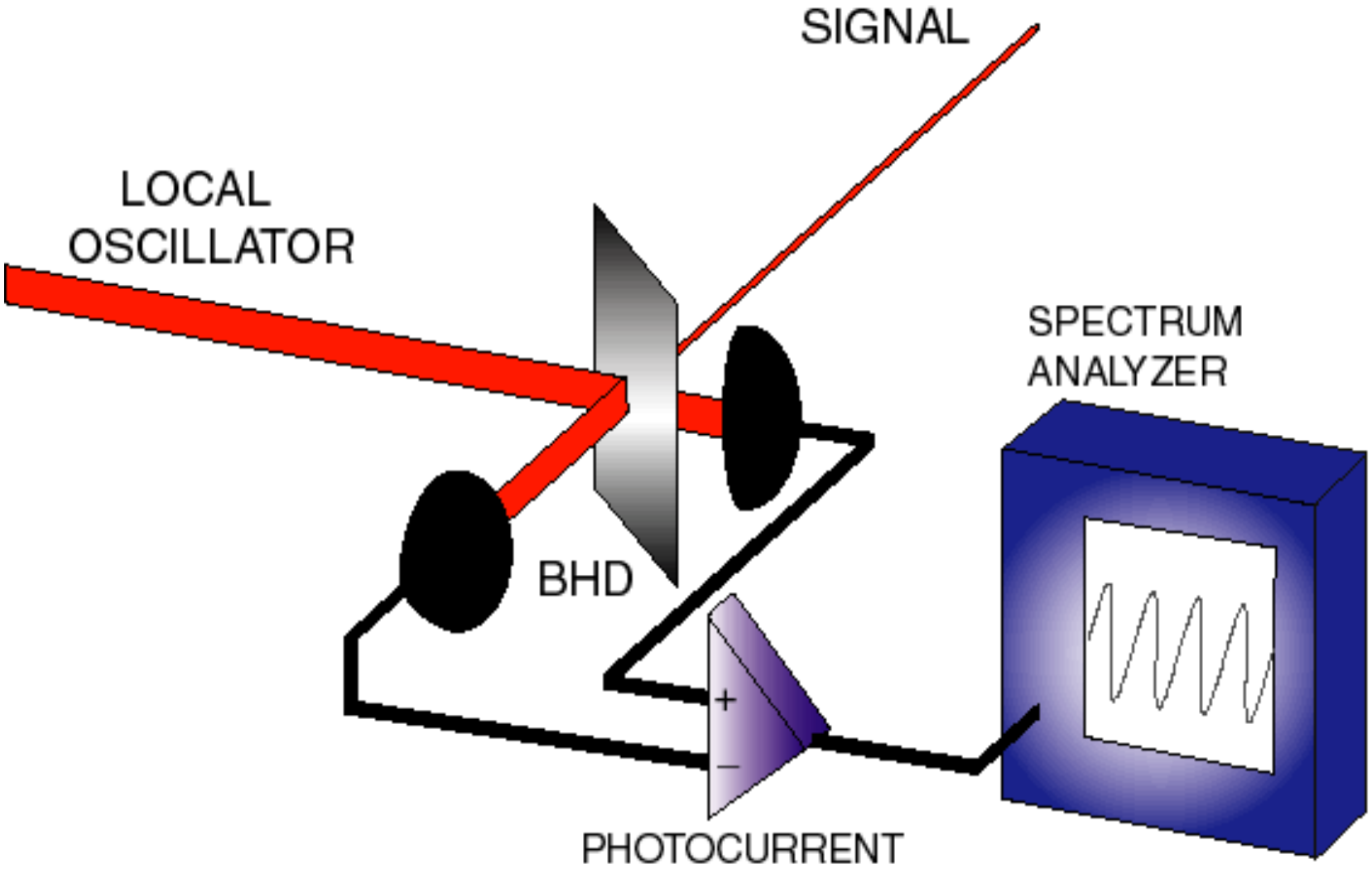
¡Medimos el campo de una fracción de un fotón!

Las fluctuaciones son muy importantes.

Regresión del campo hacia el estado estacionario tras la detección de un fotón en cavity QED.



Detección del espectro de Squeezing con un detector homodino balanceado (BHD).

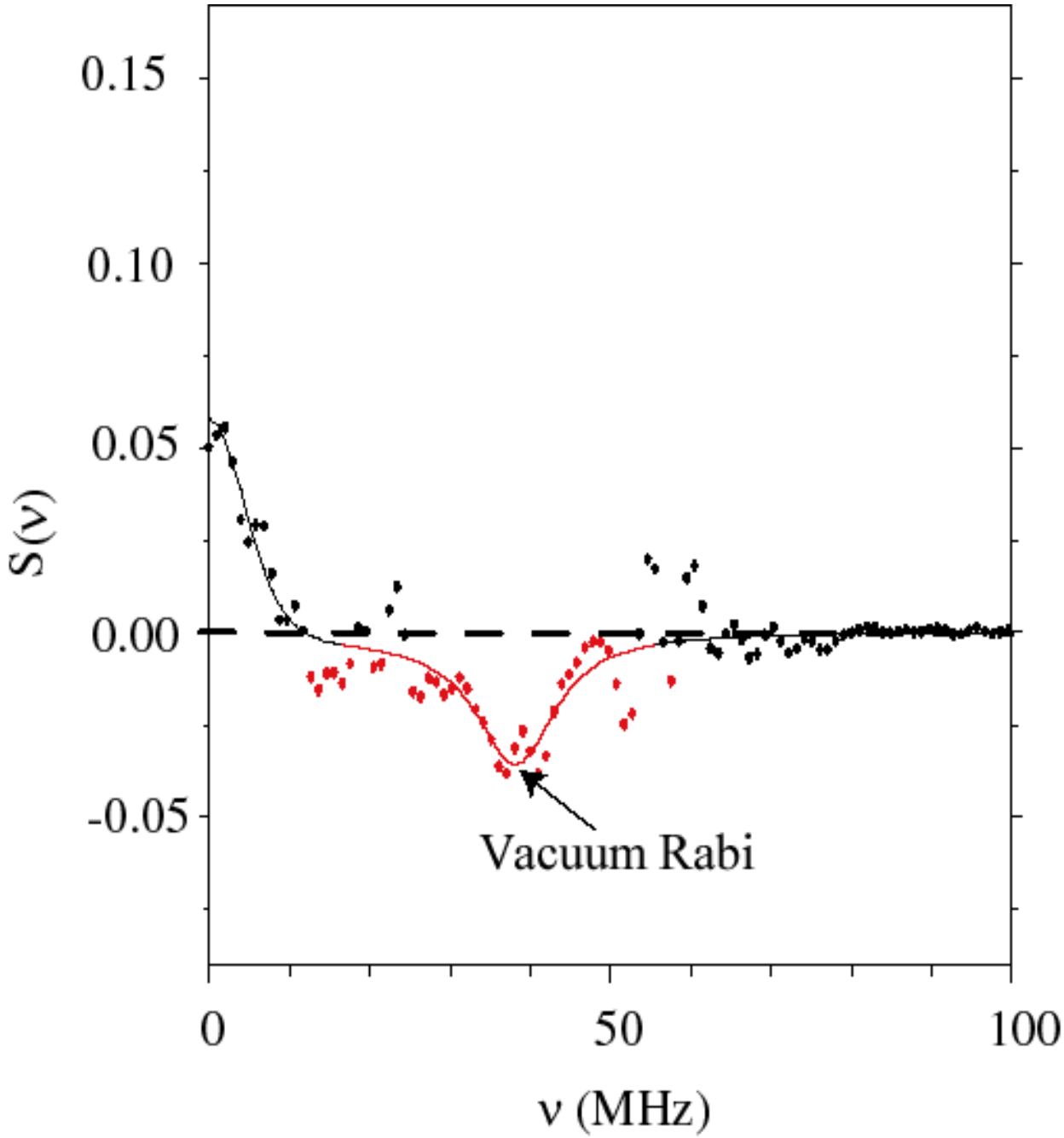


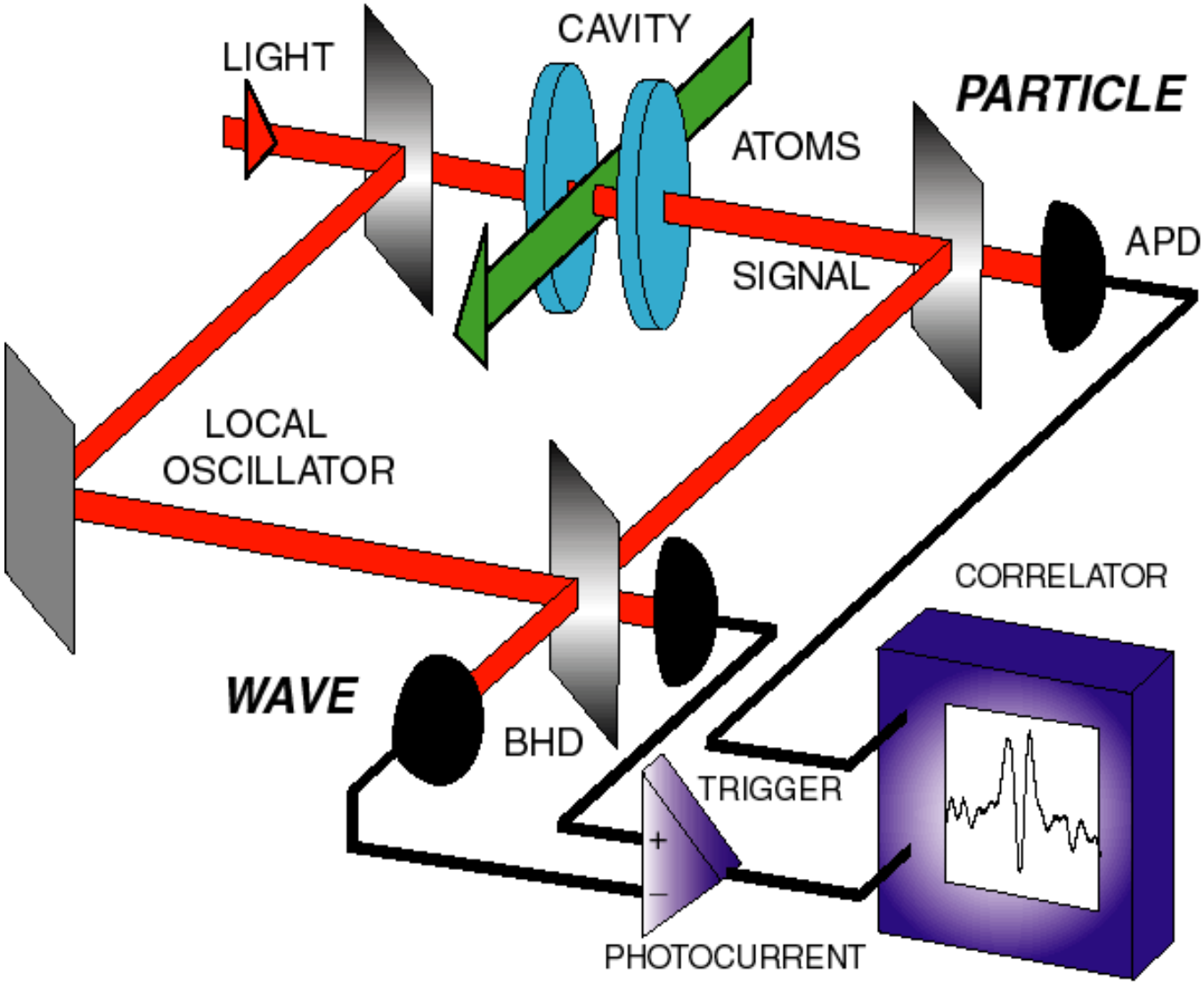
Las flucuaciónes cuánticas del campo electromagnético se miden con el espectro de of squeezing. Pueden calcularse del espectro de potencia de la fotocorriente sabiendo todas las pérdidas del campo, pero:

$$S(\nu,0^{\circ}) = 4F\int_{0}^{\infty}\cos(2\pi\nu\tau)[\bar{h}_0(\tau)-1]d\tau,$$

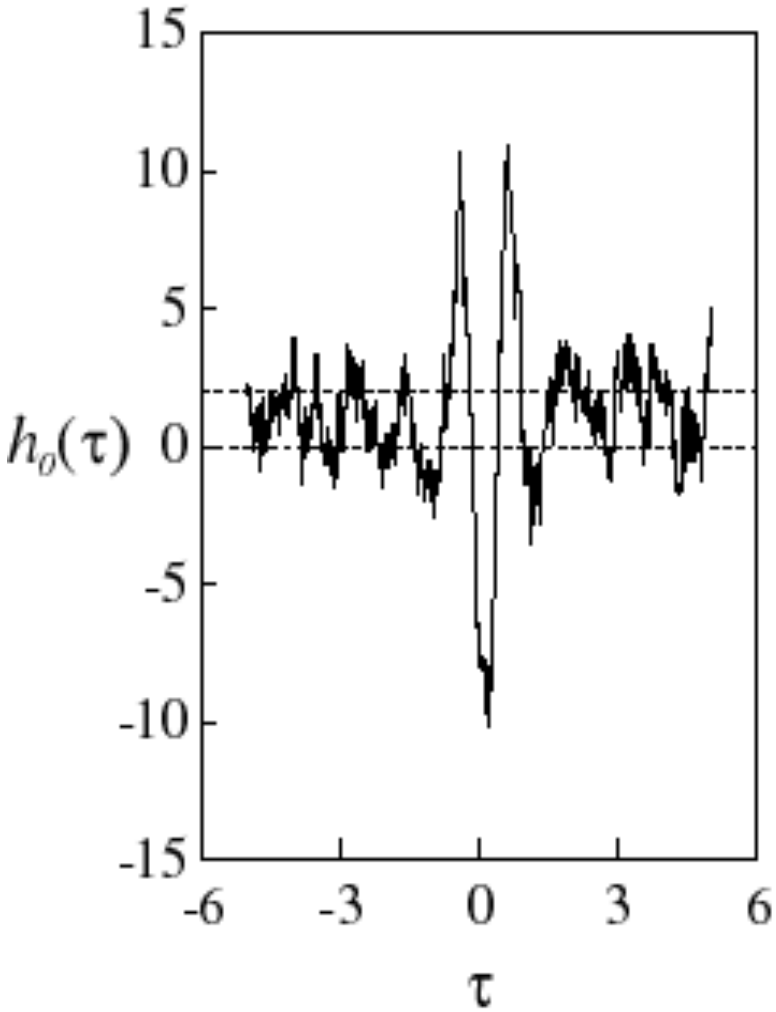
F es el flujo de fotones en el correlacionador.

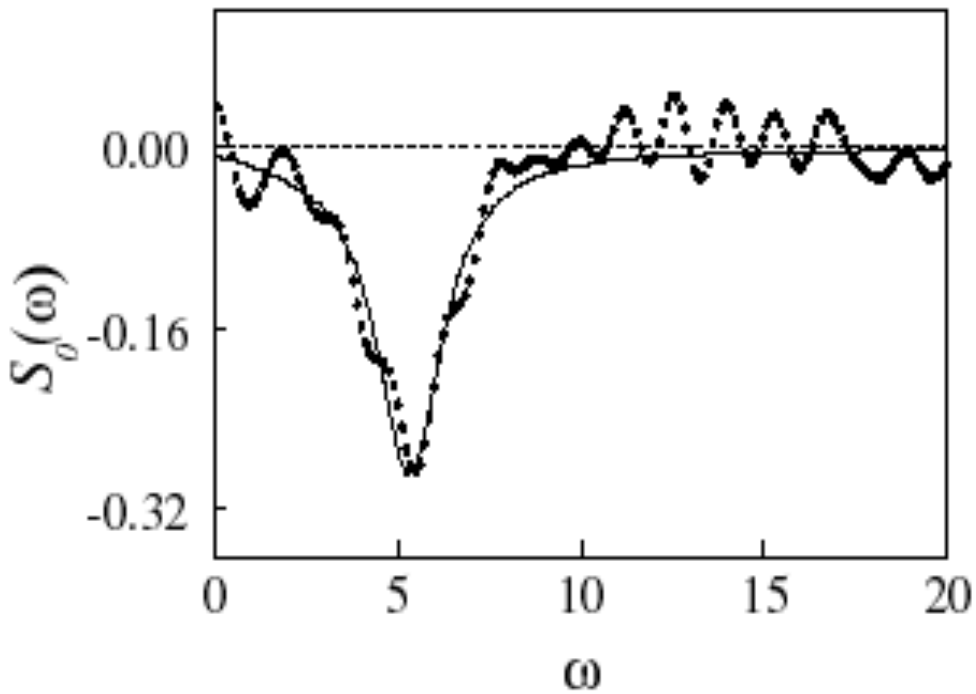
Espectro de squeezing mediante la transformada de Fourier de la $h_0(\tau)$ medida




LIGHT
CAVITY
PARTICLE
ATOMS
APD
SIGNAL
LOCAL
OSCILLATOR
CORRELATOR
WAVE
BHD
TRIGGER
+
−
PHOTOCURRENT

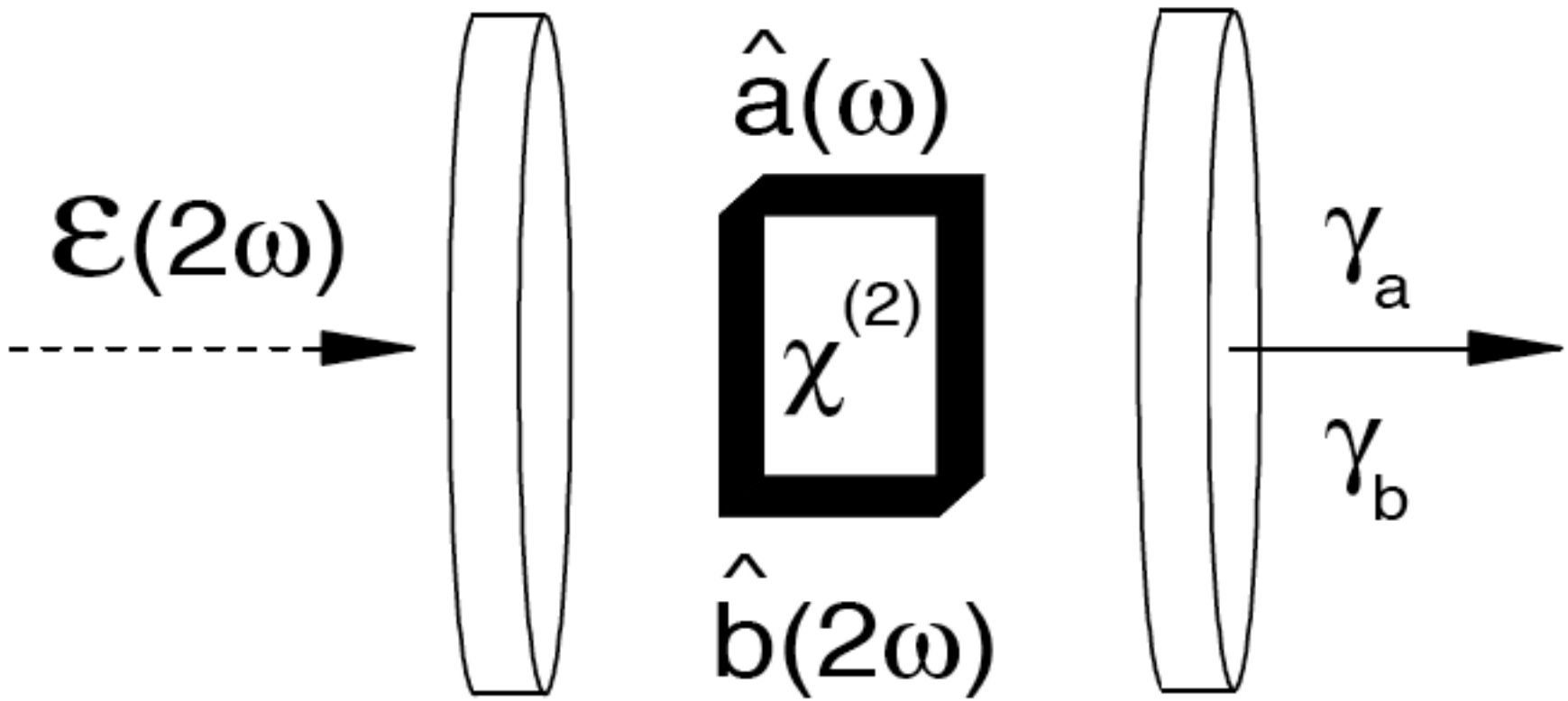
Simulaciones de Monte Carlo de la correlación intensidad-campo y el espectro de squeezing a baja intensidad en cavity QED a baja intensidad.





Tiene cotas altas y bajas como límites clásicos

Oscilador paramétrico óptico (OPO)



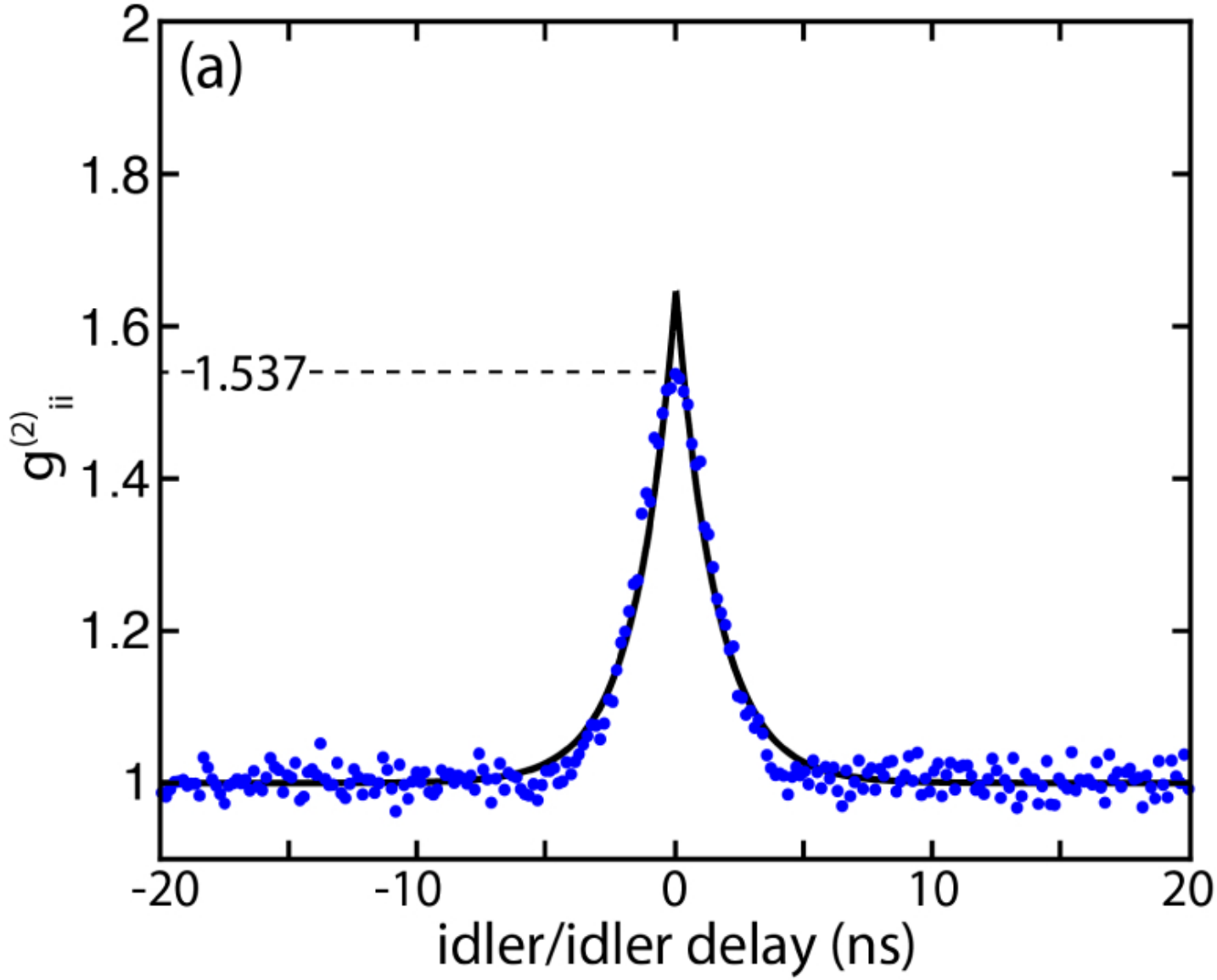
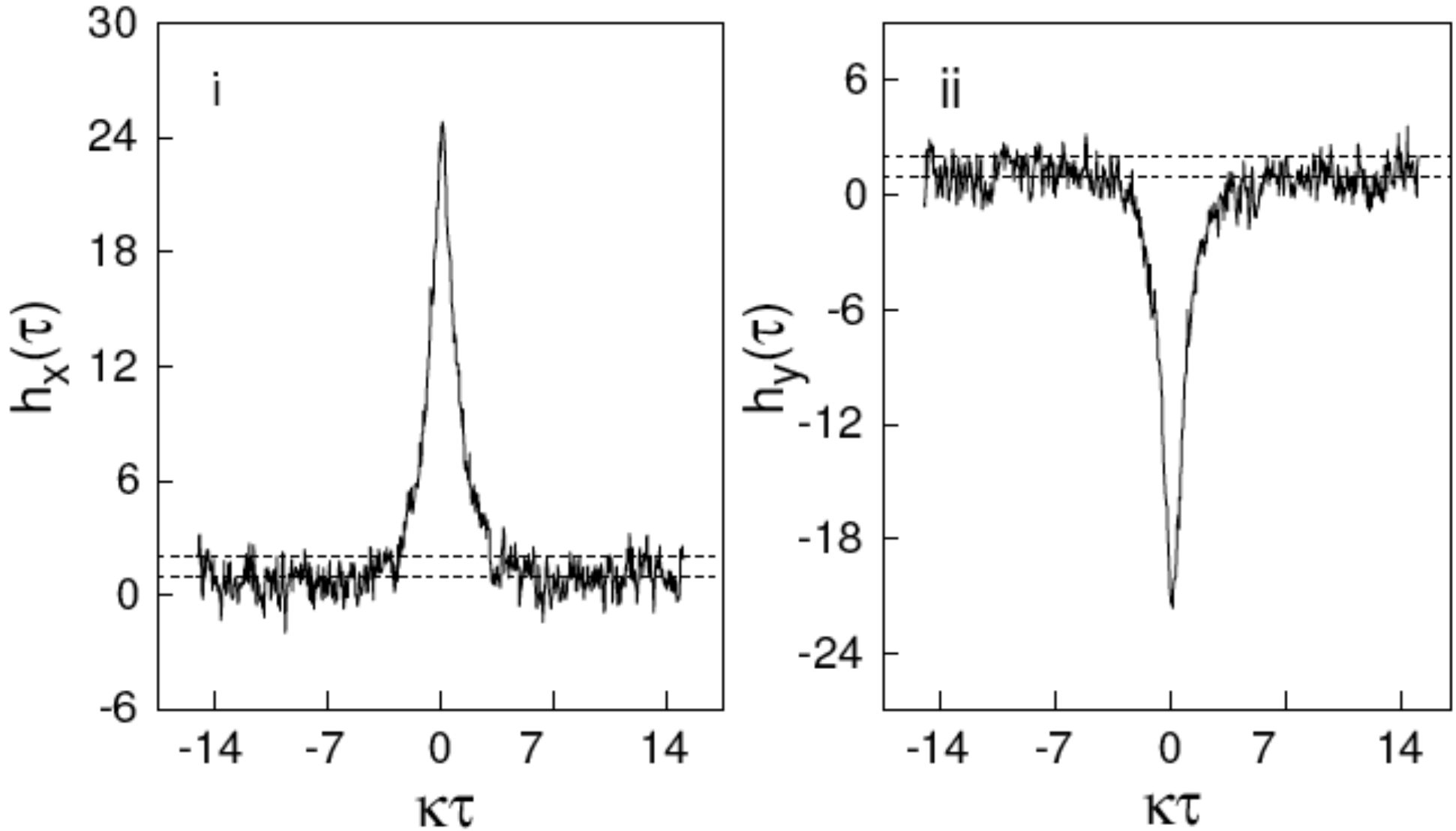


Fig. 4

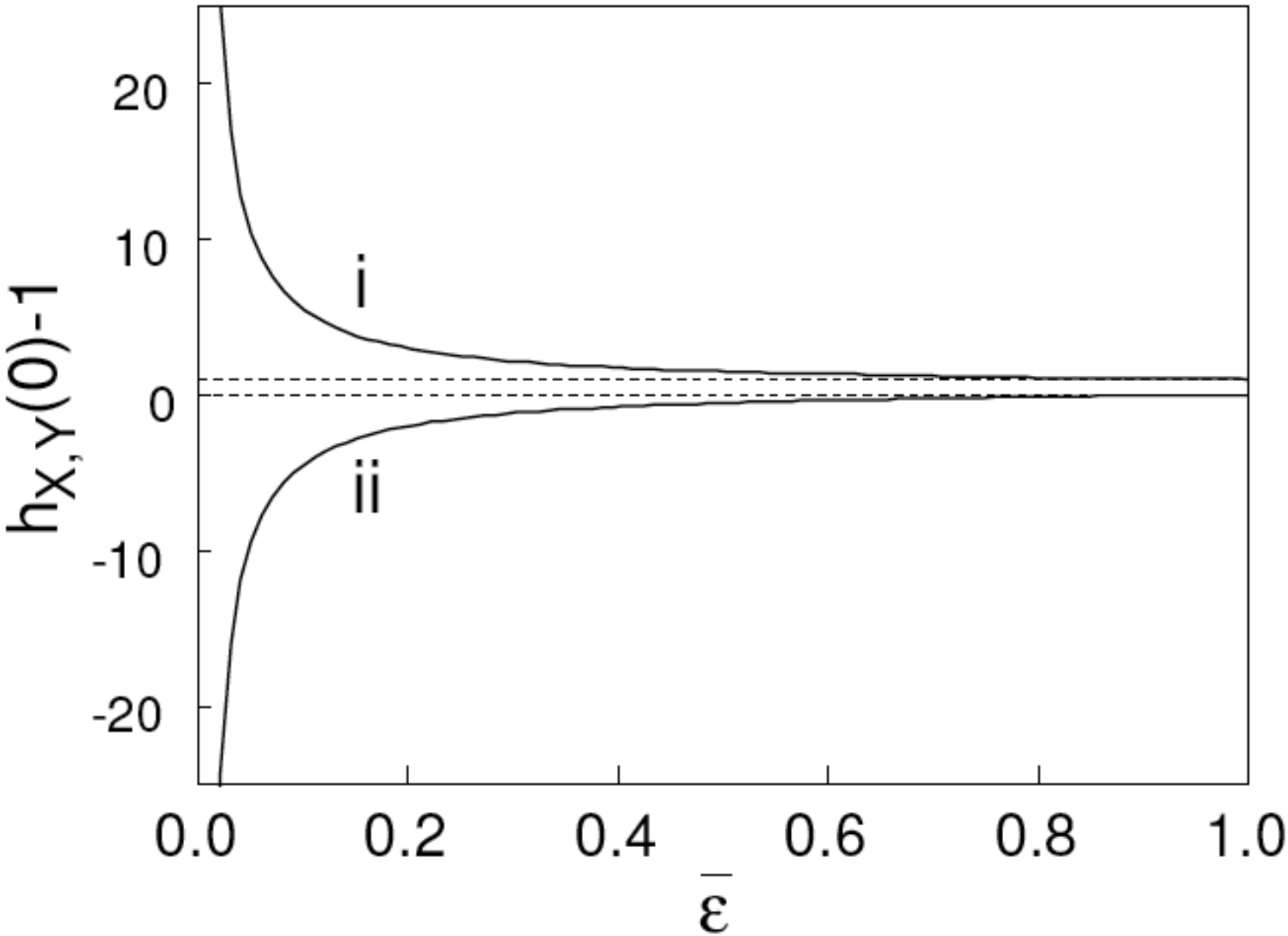
Citation

Christian Reimer, Lucia Caspani, Matteo Clerici, Marcello Ferrera, Michael Kues, Marco Peccianti, Alessia Pasquazi, Luca Razzari, Brent E. Little, Sai T. Chu, David J. Moss, Roberto Morandotti, "Integrated frequency comb source of heralded single photons," Opt. Express **22,** 6535-6546 (2014);
https://www.osapublishing.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-22-6-6535

Calculation of $h_\theta(\tau)$ in an OPO with the classical bounds



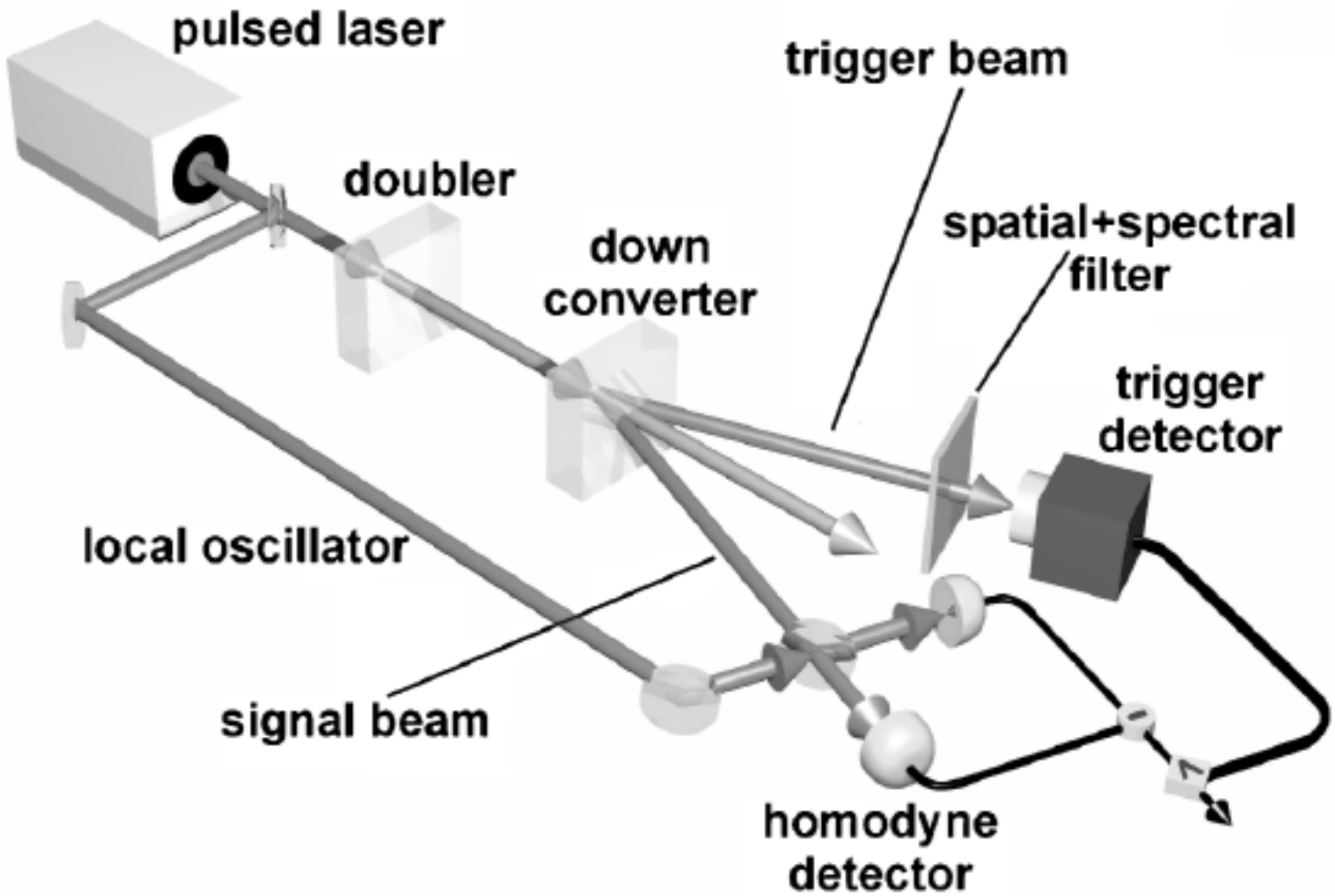
Maximo de $h_\theta(\tau)$ en un OPO bajo el umbral



Quantum State Reconstruction of the Single-Photon Fock State

A. I. Lvovsky,* H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek,† and S. Schiller‡

Phys. Rev. Lett. 87, 050402 (2001)



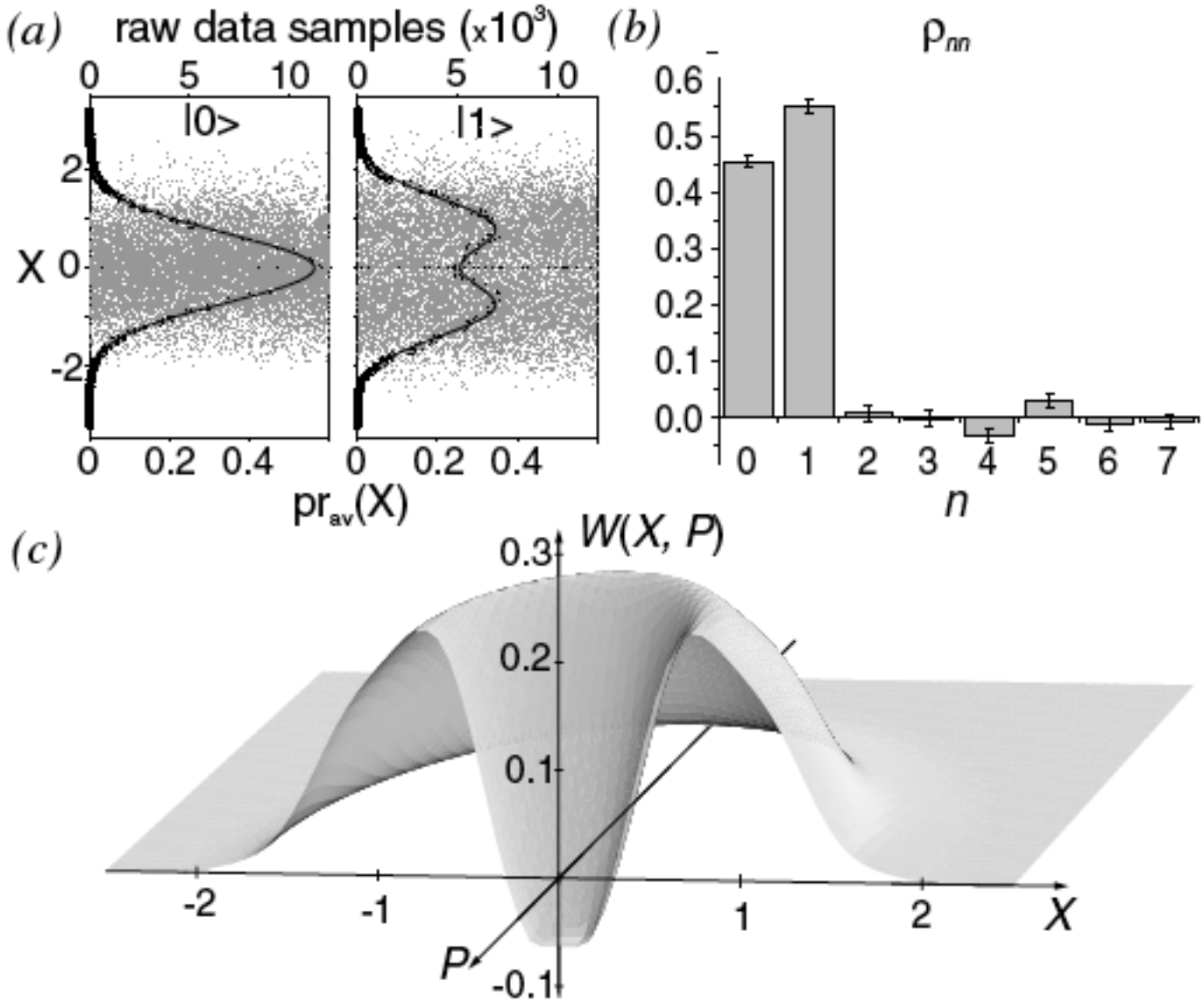


FIG. 4. Experimental results: (a) raw quantum noise data for the vacuum (left) and Fock (right) states along with their histograms corresponding to the phase-randomized marginal distributions; (b) diagonal elements of the density matrix of the state measured; (c) reconstructed WF which is negative near the origin point. The measurement efficiency is 55%.

¿Podemos medir el enredamiento con la función $h_\theta(\tau)$ entre la intensidad de fluorescencia F y el campo transmitido T por el modo a baja intensidad?

$$|\Psi\rangle = |0g\rangle + A_{1,g}|1g\rangle + A_{0,e}|0e\rangle + A_{2,g}|2g\rangle + A_{1,e}|1e\rangle$$

Concurrencia a baja intensidad

$$\begin{aligned} \mathscr{C} &= \sqrt{2(1 - Tr\rho_{atom}^2)} \\ &= \sqrt{4\left(A_{1,g}A_{0,e} - A_{1,e}\right)^2} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} h_{\theta=0}^{TF}(0) &= \frac{\langle I_F E_T \rangle}{\langle I_F \rangle \langle E_T \rangle} \\ &= \frac{\langle (a^\dagger + a)\sigma_+\sigma_- \rangle}{\langle a^\dagger + a \rangle \langle \sigma_+\sigma_- \rangle} \\ &= \frac{A_{1,e}}{A_{0,e}A_{1,g}} \end{aligned}$$

- La correlation $h_\theta(\tau)$ (Campo-Intensidad) mide la dinámica condicional del campo electromagnético.
- El espectro de Squeezing $S(\Omega)$ y $h_\theta(\tau)$ son transformadas de Fourier una de la otra.
- Possibilidad de la reconstrucción tomográfica de la evolución dinámica del campo electromagnético (el campo de referencia debe tener la misma forma espacio-temporal que el modo).
- En óptica cuántica incluyen la degusificación de estados, retroalimentación cuántica, concurrencia.
- En la óptica en general: microscopía.

Gracias