

# EFEECTO ZENÓN CUÁNTICO

**D. Mundarain y J. Stephany**

Departamento de Física. Universidad Simón Bolívar

September 27, 2005

## **Abstract**

En este trabajo se muestra que variando la fase de compresión es posible obtener efecto Zenón o Anti-Zenón Cuántico en sistemas de dos niveles con presencia de baños comprimidos. Ambos efectos se observan en el régimen de decaimiento exponencial del sistema.

[Home Page](#)

[Title Page](#)

[Contents](#)



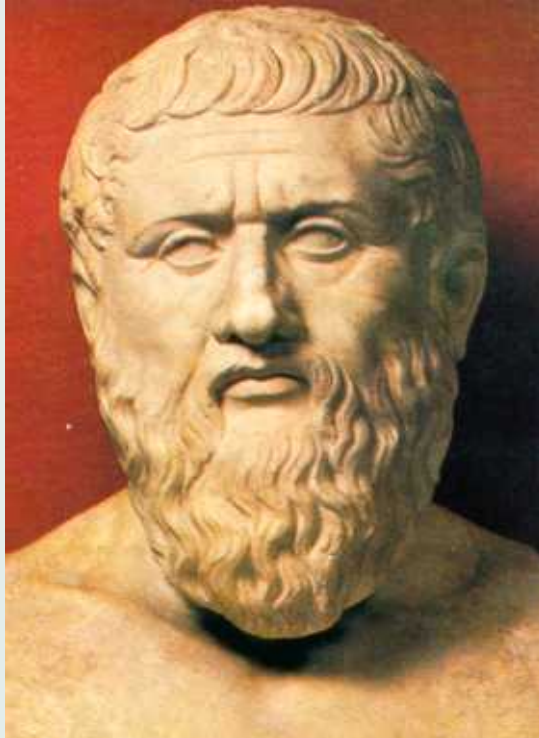
Page 1 of 43

[Go Back](#)

[Full Screen](#)

[Close](#)

[Quit](#)



ZENÓN

[Home Page](#)

[Title Page](#)

[Contents](#)



*Page 2 of 43*

[Go Back](#)

[Full Screen](#)

[Close](#)

[Quit](#)



## Aquiles y la tortuga

[Home Page](#)

[Title Page](#)

[Contents](#)



Page 3 of 43

[Go Back](#)

[Full Screen](#)

[Close](#)

[Quit](#)

# 1. Contenido del Coloquio

1. Introducción.
2. Efecto Zenón en sistema cerrados.
3. Efecto Zenón en sistema abiertos.
4. Sistema de dos niveles en presencia de un baño comprimido.
5. Efecto Zenón con mediciones proyectivas.
6. Efecto Zenón con mediciones QNM.
7. Conclusiones.

## 2. Introducción

La supresión de las transiciones en un sistema cuántico producida por mediciones frecuentes es conocida con el nombre de **Efecto Zenon Cuántico** [1, 2, 3]. El término se ha aplicado por igual a la inhibición de transiciones inducidas, tales como las oscilaciones de Rabi en un sistema de dos niveles, así como a la reducción de la tasa de decaimiento en sistemas inestables. El primer caso fue observado experimentalmente a principio de la década de los noventas por un grupo de investigadores del NIST en Boulder, Colorado [4]. La observación del Efecto Zenón en sistemas inestables ha sido un tanto más elusiva y solo hasta el año 2001 fue reportada por un grupo de la Universidad de Texas[5].

En un artículo de 1977 [6] Chiu, Sudarshan y Misra mostraron que un sistema inestable más general posee a lo menos tres regímenes de decaimiento. Para tiempos cortos ( $t \leq T_1$ ) o muy largos ( $t \geq T_2$ ) el sistema por lo general se desvía del régimen de decaimiento exponencial. En ese mismo artículo los autores predijeron la presencia de Efecto Zenón por mediciones frecuentes siempre que el tiempo de medición fuese menor que  $T_1$ . Es importante hacer notar que el Efecto Zenón reportado por el grupo de Texas se obtuvo debido a que para tiempos muy cortos el sistema por ellos estudiado mostraba desviaciones considerables del comportamiento exponencial. Esto último podría llevar a pensar que el Efecto Zenón en sistemas inestables ocurriría sólo cuando la respuesta del detector es tan rápida que la desviación de la ley de decaimiento exponencial sea detectable.

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[Page 6 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

Sin embargo en un artículo muy reciente **Koshino y Shimizo** [7] (2004) predicen efecto Zenón en sistemas con decaimiento exponencial considerando el caso más realista en el cual el detector tiene una banda de energía finita. En este último caso **se analiza explícitamente la interacción entre el sistema cuántico y el aparato medidor, de manera tal que los cambios en la dinámica inducidos por esta interacción se interpretan como los efectos de la medición.** A este tipo de análisis **Koshino** [1] lo denomina **formalismo dinámico** para diferenciarlo del **formalismo convencional** en el cual se usan mediciones proyectivas consistentes con el postulado de colapso cuántico de von Neumann.

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)

Page 7 of 43

[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

En este trabajo se intenta mostrar que es posible obtener efecto Zenón en el régimen de decaimiento exponencial con el formalismo convencional para un sistema de dos niveles en contacto con un reservorio que se encuentra en un estado de vacío comprimido [2, 3]. Esto es posible debido que la tasa de decaimiento en este tipo de sistema depende fuertemente de la fase de compresión del baño [2]. Variando esta fase es posible obtener efecto Zenón, reducción de la tasa de decaimiento, o Anti-Zenón , aumento de la tasa de decaimiento.

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[Page 8 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

## 2.1. Mecánica Cuántica

- El estado cuántico de un sistema se describe mediante un vector estado  $|\psi\rangle$  o por el operador densidad  $\rho$ .
- Las cantidades físicas medibles (**posición, momentum, energía, etc**) se describen mediante operadores ( **$\mathbf{x}$ ,  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{H}$** , etc).
- En ausencia de mediciones, la evolución temporal del estado está determinada por la **Ecuación de Schrödinger** o por una ecuación maestra.

$$\frac{\partial}{\partial t}|\psi(t)\rangle = \frac{1}{i\hbar}H|\psi(t)\rangle \quad \text{o} \quad \dot{\rho} = L(\rho) \quad (1)$$

## 2.2. Mediciones proyectivas

- Sea  $A$  un observable con auto-estados  $|a_n\rangle$  cuyos autovalores son  $\{a_n, n = 1, 2, 3, \dots\}$ . En una medición se obtiene en forma probabilística uno de los autovalores del observable medido.
- Si el estado del sistema al momento de la medición es  $|\psi\rangle$  la probabilidad de obtener en la medición el autovalor  $a_n$  es:

$$P_n = |\langle a_n | \psi \rangle|^2 \quad (2)$$

- Si en una medición particular se obtuvo el resultado  $a_n$  inmediatamente después de la medición el estado del sistema es  $|a_n\rangle$

### 3. Efecto Zenón en sistemas cerrados

Considere un sistema cuántico cuyo Hamiltoniano es  $\mathbf{H}$ . Supongamos que en  $t = 0$  el sistema se encuentra en un auto-estado  $|a_n\rangle$  del observable  $A$ , entonces:

$$|\psi(t)\rangle = \exp\left\{\frac{1}{i\hbar}Ht\right\} |a_n\rangle \quad (3)$$

Para una medición de  $A$  al tiempo  $t \geq 0$ , la probabilidad de obtener el valor inicial  $a_n$  es:

$$P_n(t) = |\langle a_n|\psi(t)\rangle|^2 \quad (4)$$

a esta cantidad se le llama **PROBABILIDAD DE SUPERVIVENCIA**

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[◀](#)[▶](#)[◀](#)[▶](#)[Page 11 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

Para un intervalo de tiempo  $\Delta t$  muy pequeño:

$$|\psi(\Delta t)\rangle = \left(1 - \frac{1}{2\hbar^2}\Delta t^2 H^2\right) |a_n\rangle + \frac{1}{i\hbar}\Delta t H |a_n\rangle \quad (5)$$

En este caso la **Probabilidad de Supervivencia** se reduce a:

$$P_n(\Delta t) = \left(1 - \frac{\Delta t^2}{\hbar^2}\Delta_n^2 H\right) \quad (6)$$

donde

$$\Delta_n^2 H = \langle a_n | H^2 | a_n \rangle - \langle a_n | H | a_n \rangle^2 \quad (7)$$

En una sucesión de  $S$  mediciones la probabilidad de obtener en cada una de ellas el mismo resultado  $a_n$  es:

$$P_n(S, \Delta t) = \left( 1 - \frac{\Delta t^2}{\hbar^2} \Delta_n^2 H \right)^S \quad (8)$$

Recuerde que después de cada medición el sistema colapsa al estado inicial. Entre mediciones el sistema evoluciona de acuerdo a la **Ecuación Schrödinger**

## Límite de monitoreo continuo

$$S \rightarrow \infty; \quad \Delta t \rightarrow 0; \quad S \Delta t \rightarrow t$$

La Probabilidad de Supervivencia se reduce a:

$$\begin{aligned} P_n^{(mc)}(t) &= \lim_{S \rightarrow \infty} P_n(S, t/S) = \lim_{S \rightarrow \infty} \left( 1 - \frac{t^2}{S^2 \hbar^2} \Delta_n^2 H \right)^S \\ &= 1 \end{aligned} \quad (9)$$

El sistema no realiza transiciones a otros niveles y permanece CONGELADO en el nivel inicial. **Efecto Zenón Cuántico.**

## 4. Efecto Zenón en sistemas abiertos

Para un sistema cuántico en contacto con un reservorio, la evolución se describe en términos de la ecuación maestra:

$$\dot{\rho} = L\{\rho\} \quad (10)$$

En un intervalo de tiempo  $\Delta t$  muy pequeño :

$$\rho(\Delta t) = \rho(0) + L\{\rho(0)\}\Delta t \quad (11)$$

Si el estado inicial del sistema es  $\rho(0) = |a_n\rangle\langle a_n|$ , la probabilidad de supervivencia en una sucesión de  $S$  mediciones es:

$$P_n(S, \Delta t) = (1 + \langle a_n | L\{\rho(0)\} | a_n \rangle \Delta t)^S \quad (12)$$

En el límite de monitoreo continuo se obtiene:

$$P_n^{(mc)} = \lim_{S \rightarrow \infty} P_n(S, t/S) = \lim_{S \rightarrow \infty} \left( 1 + \langle a_n | L\{\rho(0)\} | a_n \rangle \frac{t}{S} \right)^S \quad (13)$$

$$P_n^{(mc)} = \exp \{ \langle a_n | L\{\rho(0)\} | a_n \rangle t \} \quad (14)$$

Obsérvese que sólo hay congelamiento por monitoreo continuo en el nivel inicial cuando:

$$\langle a_n | L\{\rho(0)\} | a_n \rangle = 0$$

## 5. Sistema de dos niveles en baños comprimidos

Desechando los términos que no conservan la energía (aproximación de onda rotante), el Hamiltoniano que describe la interacción entre un átomo de dos niveles con un campo multimodal tiene la siguiente estructura [3]:

$$H = \frac{1}{2}\hbar\omega\sigma_z + \sum_{\mathbf{k}} \hbar\nu_{\mathbf{k}}a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \hbar \sum_{\mathbf{k}} g_{\mathbf{k}} (\sigma_+ a_{\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}}^\dagger \sigma_-) \quad (15)$$

donde  $g_{\mathbf{k}}$  es la constante de acoplamiento atomo-campo,  $a_{\mathbf{k}}$  y  $a_{\mathbf{k}}^\dagger$  son los operadores creación y aniquilación del campo multimodal.

$\sigma_+$  y  $\sigma_-$  son los operadores de subida y de bajada en el sistema de dos niveles:

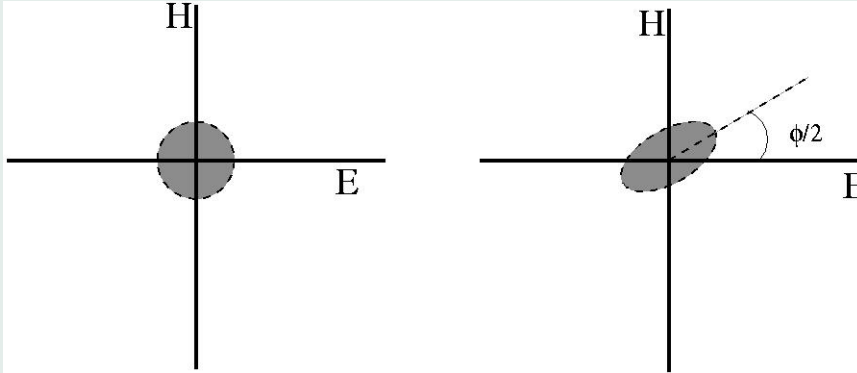
$$\sigma_+ = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_- = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (16)$$

y  $\sigma_z$  es la tercera matriz de Pauli del siguiente conjunto:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$\mathbf{E} = \sum_{\mathbf{k}} E_{\mathbf{k}} (a_{\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}}^{\dagger})$$

$$\mathbf{H} = \sum_{\mathbf{k}} iH_{\mathbf{k}} (a_{\mathbf{k}} - a_{\mathbf{k}}^{\dagger})$$

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[◀](#)[▶](#)[◀](#)[▶](#)[Page 19 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

En este trabajo supondremos que el átomo se encuentra acoplado a un reservorio que está en un estado de vacío comprimido multimodal, en el cual:

$$\langle a_{\mathbf{k}} \rangle = \langle a_{\mathbf{k}}^\dagger \rangle = 0$$

$$\langle a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} \rangle = \sinh^2(r) \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = N \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$$

$$\langle a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}'}^\dagger \rangle = \cosh^2(r) \delta_{2\mathbf{k}_0\mathbf{k}'} = (N + 1) \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$$

$$\langle a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}'} \rangle = -e^{i\phi} \cosh(r) \sinh(r) \delta_{2\mathbf{k}_0\mathbf{k}'} = e^{i\phi} M \delta_{2\mathbf{k}_0\mathbf{k}'}$$

$$\langle a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'}^\dagger \rangle = -e^{-i\phi} \cosh(r) \sinh(r) \delta_{2\mathbf{k}_0\mathbf{k}'} = e^{-i\phi} M \delta_{2\mathbf{k}_0\mathbf{k}'}$$

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[Page 20 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

En el cuadro de interacción la ecuación maestra para el sistema de dos niveles tiene la siguiente estructura:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & \frac{1}{2}\gamma(N+1)(2\sigma_- \rho \sigma_+ - \sigma_+ \sigma_- \rho - \rho \sigma_+ \sigma_-) \\ & \frac{1}{2}\gamma N(2\sigma_+ \rho \sigma_- - \sigma_- \sigma_+ \rho - \rho \sigma_- \sigma_+) \\ & -\gamma M e^{i\phi} \sigma_+ \rho \sigma_+ - \gamma M e^{-i\phi} \sigma_- \rho \sigma_- \end{aligned} \quad (18)$$

$\gamma$  es la constante de decaimiento en el vacío,  $N$  es número de fotones en el reservorio,  $M = \sqrt{N(N+1)}$  y  $\phi$  es la fase de compresión.

Usando la representación de Bloch para la matriz densidad  $\rho$ :

$$\rho = \frac{1}{2} (1 + \rho_x \sigma_x + \rho_y \sigma_y + \rho_z \sigma_z) \quad (19)$$

La ecuación maestra se transforma en:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} = & -\frac{1}{2}\gamma (N + 1) \left( (1 + \rho_z) \sigma_z + \frac{1}{2} \rho_x \sigma_x + \frac{1}{2} \rho_y \sigma_y \right) \\ & + \frac{1}{2}\gamma N \left( (1 - \rho_z) \sigma_z - \frac{1}{2} \rho_x \sigma_x - \frac{1}{2} \rho_y \sigma_y \right) \\ & - \frac{1}{2}\gamma M \rho_x (\cos(\phi) \sigma_x - \sin(\phi) \sigma_y) \\ & + \frac{1}{2}\gamma M \rho_y (\sin(\phi) \sigma_x + \cos(\phi) \sigma_y) \end{aligned} \quad (20)$$

De la ecuación maestra se obtienen las siguientes ecuaciones diferenciales para las componentes del vector de Bloch  $(\rho_x, \rho_y, \rho_z)$ :

$$\dot{\rho}_x = -\gamma (N + 1/2 + M \cos(\phi)) \rho_x + \gamma M \sin(\phi) \rho_y$$

$$\dot{\rho}_y = -\gamma (N + 1/2 - M \cos(\phi)) \rho_y + \gamma M \sin(\phi) \rho_x$$

$$\dot{\rho}_z = -\gamma (2N + 1/2) \rho_z - \gamma \quad (21)$$

Las soluciones son las siguientes:

$$\begin{aligned}\rho_x(t) = & (\rho_x(0) \sin^2(\phi/2) + \rho_y(0) \sin(\phi/2) \cos(\phi/2)) e^{-\gamma(N+1/2-M)t} \\ & + (\rho_x(0) \cos^2(\phi/2) - \rho_y(0) \sin(\phi/2) \cos(\phi/2)) e^{-\gamma(N+1/2+M)t}\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\rho_y(t) = & (\rho_y(0) \cos^2(\phi/2) + \rho_x(0) \sin(\phi/2) \cos(\phi/2)) e^{-\gamma(N+1/2-M)t} \\ & + (\rho_y(0) \sin^2(\phi/2) - \rho_x(0) \sin(\phi/2) \cos(\phi/2)) e^{-\gamma(N+1/2+M)t}\end{aligned}$$

$$\rho_z(t) = \rho_z(0)e^{-\gamma(2N+1)t} + \frac{1}{2N+1} \left( e^{-\gamma(2N+1)t} - 1 \right)$$

[Home Page](#)

[Title Page](#)

[Contents](#)



Page 24 of 43

[Go Back](#)

[Full Screen](#)

[Close](#)

[Quit](#)



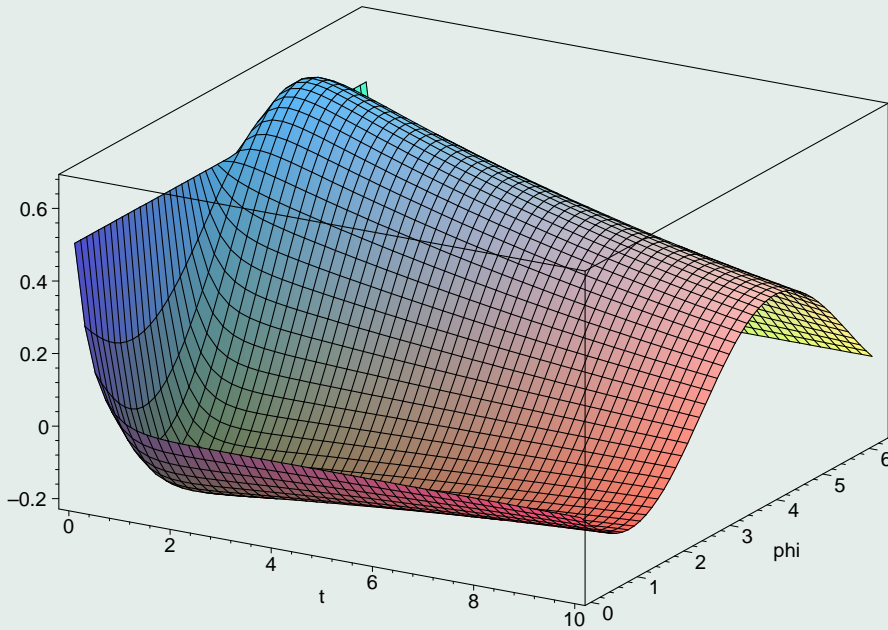
En la siguiente tabla mostramos la estructura funcional de  $\rho_x$  y  $\rho_y$  para los cuatro casos en los cuales el decaimiento es estrictamente exponencial:

	$\rho_x(t)/\rho_x(0)$	$\rho_y(t)/\rho_y(0)$
$\phi = 0$	$e^{-\gamma(N+1/2+M)t}$	$e^{-\gamma(N+1/2-M)t}$
$\phi = \pi$	$e^{-\gamma(N+1/2-M)t}$	$e^{-\gamma(N+1/2+M)t}$
$\phi = \arctan\left(-\frac{\rho_y(0)}{\rho_x(0)}\right)$	$e^{-\gamma(N+1/2+M)t}$	$e^{-\gamma(N+1/2+M)t}$
$\phi = \arctan\left(\frac{\rho_x(0)}{\rho_y(0)}\right)$	$e^{-\gamma(N+1/2-M)t}$	$e^{-\gamma(N+1/2-M)t}$

Como puede observarse la tasa de decaimiento depende de la fase de compresión.

En las siguientes secciones estudiaremos la influencia de la medición del observable  $\sigma_x$  en la evolución del sistema. En la siguiente figura puede observarse el comportamiento de  $\rho_x(t) = \langle \sigma_x \rangle$  en ausencia de mediciones. De esta puede advertirse que existen valores preferenciales de la fase de compresión para las cuales el decaimiento es perfectamente exponencial.

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[Page 26 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)



**Figure 1:**  $\rho_x(t, \phi)$ ,  $\rho_x(0) = 0.5$ ,  $\rho_y(0) = -\sqrt{1 - \rho_x(0)^2}$ ,  $N = 1$ ,  $\gamma = 1$

## 6. Efecto Zenón en un sistema de dos niveles

### 6.1. Probabilidad de Supervivencia

Si el estado inicial no es un autoestado del observable medido, la probabilidad de que en una sucesión infinita de mediciones del observable  $\sigma_x$  se obtenga en todas y cada una de ellas el autovalor  $+1$  asociado con el autoestado  $|+\rangle_x$  es:

$$P_+^{(mc)}(t) = \frac{(1 + \rho_x(0))}{2} \exp \{ {}_x\langle + | L \{ |+\rangle_x {}_x\langle + | \} |+\rangle_x t \} \quad (22)$$

donde

$$|+\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}} (|+\rangle + |-\rangle) \quad (23)$$

Para el caso en el cual el sistema de dos niveles se encuentra en presencia de un baño comprimido es fácil mostrar que:

$${}_x\langle + | L \{ | + \rangle_x {}_x\langle + | \} | + \rangle_x = -\frac{\gamma}{2} \left( N + \frac{1}{2} + M \cos(\phi) \right) \quad (24)$$

en cuyo caso la **Probabilidad de Supervivencia** se reduce a:

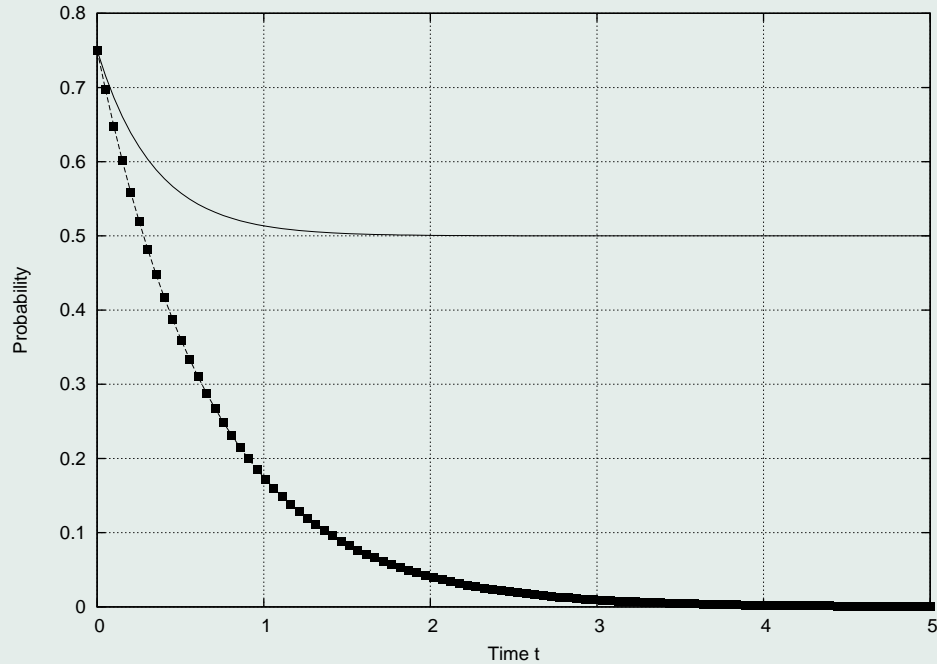
$$P_+^{(mc)}(t) = \frac{(1 + \rho_x(0))}{2} \exp \left\{ -\frac{\gamma}{2} \left( N + \frac{1}{2} + M \cos(\phi) \right) t \right\} \quad (25)$$

Es interesante comparar esta cantidad con la probabilidad de obtener el autovalor  $+1$  en una sola medición al tiempo  $t$ :

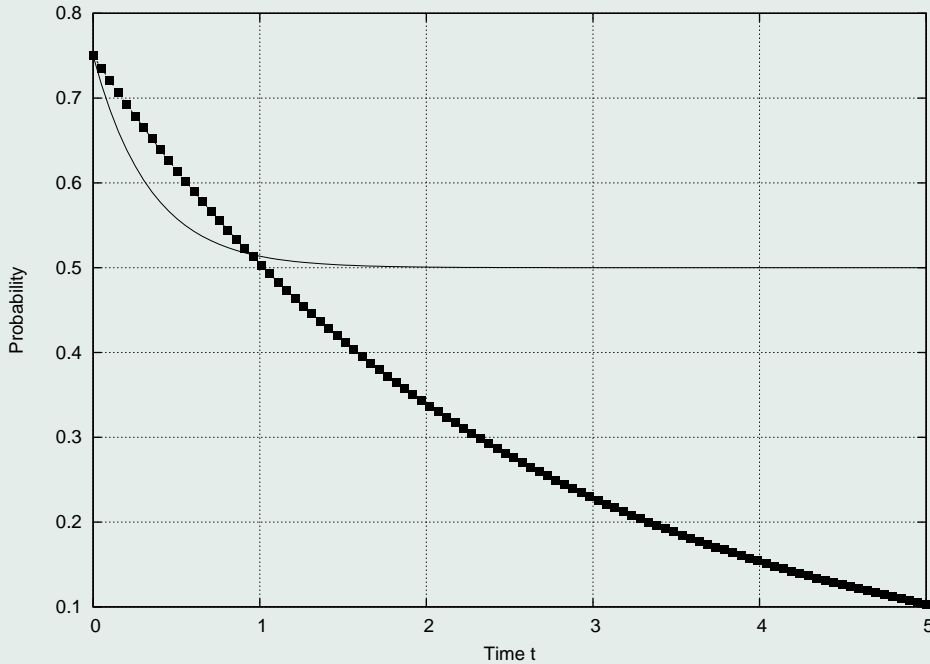
$$P_+(t) = \frac{(1 + \rho_x(t))}{2} \quad (26)$$

$$P_+^{(mc)}(t) = \frac{(1 + \rho_x(0))}{2} \exp \left\{ -\frac{\gamma}{2} \left( N + \frac{1}{2} + M \cos(\phi) \right) t \right\} \quad (27)$$

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[◀](#)[▶](#)[◀](#)[▶](#)[Page 30 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)



Línea Sólida:  $P_+(t)$ . Línea Punteada:  $P_+^{(mc)}(t)$ .  $\phi = 0$



Línea Sólida:  $P_+(t)$ . Línea Punteada:  $P_+^{(mc)}(t)$ .  $\phi = 2 \arctan(-\rho_y(0)/\rho_x(0))$

Home Page

Title Page

Contents



Page 32 of 43

Go Back

Full Screen

Close

Quit

## 6.2. Ecuación Maestra con mediciones

En una medición, si no conocemos el resultado específico de la misma, el estado del sistema colapsa como:

$$\rho' = P\rho P + (1 - P)\rho(1 - P) \quad (28)$$

$\rho$  estado antes de la medición,  $\rho'$  estado después de la medición,  $P = |+\rangle_{xx}\langle +|$  es el proyector para el autoestado de  $\sigma_x$  con autovalor  $+1$ .  $(1 - P)$  el proyector para el autoestado con autovalor  $-1$ . Entre dos mediciones consecutivas está el sistema evoluciona según la ecuación maestra:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = L(\rho) \quad (29)$$

Incorporando estas dos ecuaciones en una sola expresión puede mostrarse que después de la primera medición la ecuación maestra en presencia de mediciones tiene la siguiente estructura:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = PL(\rho)P + (1 - P)L(\rho)(1 - P) \quad (30)$$

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)

Page 34 of 43

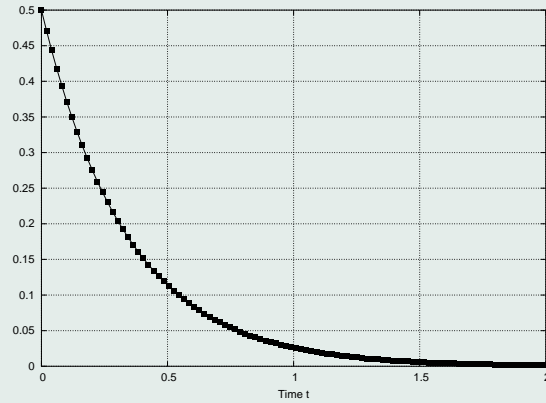
[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)

En términos de las componentes del vector de Bloch la ecuación maestra para un sistema de dos niveles con un baño comprimido en presencia de mediciones se reduce al siguiente sistema de ecuaciones diferenciales:

$$\begin{aligned}\dot{\rho}_x &= -\gamma(N + 1/2 + M \cos(\phi))\rho_x + \gamma M \sin(\phi)\rho_y \\ \dot{\rho}_y &= 0 \quad \dot{\rho}_z = 0\end{aligned}\quad (31)$$

con las siguientes soluciones:

$$\begin{aligned}\rho_x(t) &= \rho_x(0) \exp(-\gamma(N + 1/2 + M \cos(\phi))t) \\ \rho_y(t) &= 0 \quad \rho_z(t) = 0\end{aligned}\quad (32)$$



Línea Sólida:  $\rho_x(t)$  sin mediciones.  
Puntos:  $\rho_x(t)$  con mediciones.  $\phi = 0$

Home Page

Title Page

Contents



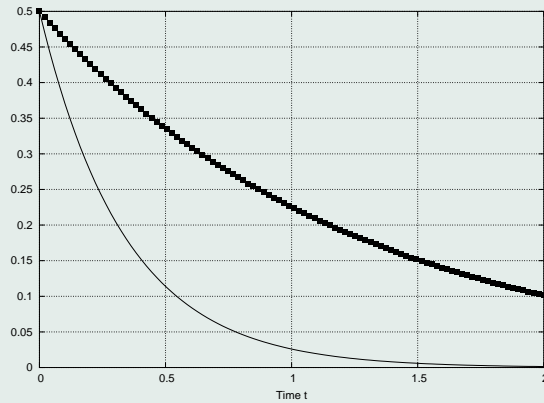
Page 36 of 43

Go Back

Full Screen

Close

Quit



Línea Sólida:  $\rho_x(t)$  sin mediciones.

Puntos:  $\rho_x(t)$  con mediciones.  $\phi = 2 \arctan(-\rho_y(0)/\rho_x(0))$

Home Page

Title Page

Contents



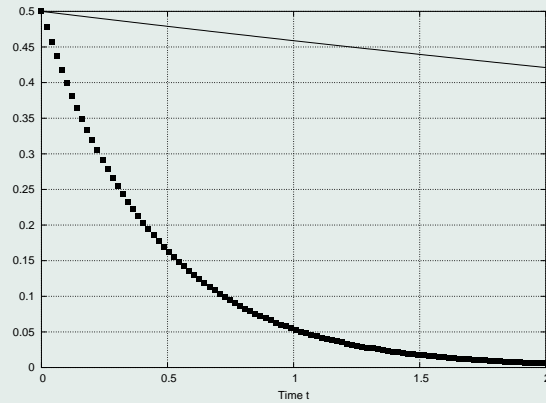
Page 37 of 43

Go Back

Full Screen

Close

Quit



Línea Sólida:  $\rho_x(t)$  sin mediciones.

Puntos:  $\rho_x(t)$  con mediciones.  $\phi = 2 \arctan(\rho_x(0)/\rho_y(0))$

Home Page

Title Page

Contents



Page 38 of 43

Go Back

Full Screen

Close

Quit

## 7. Mediciones tipo Braginsky

En un esquema de mediciones indirectas, la ecuación maestra con monitoreo continuo del observable  $\sigma_x$  tiene la siguiente estructura:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = L(\rho) - \frac{1}{T_0} [\sigma_x, [\sigma_x, \rho]] \quad (33)$$

donde  $T_0$  es una constante de acoplamiento entre el aparato de medición y el sistema.

braginsky

Para un sistema de dos niveles en presencia de un baño comprimido se obtienen las siguientes ecuaciones diferenciales para las componentes del vector de Bloch:

$$\dot{\rho}_x = -\gamma (N + 1/2 + M \cos(\phi)) \rho_x + \gamma M \sin(\phi) \rho_y$$

$$\dot{\rho}_y = -\gamma (N + 1/2 - M \cos(\phi)) \rho_y + \gamma M \sin(\phi) \rho_x - \frac{4}{T_0} \rho_y$$

$$\dot{\rho}_z = -\gamma (2N + 1/2) \rho_z - \gamma - \frac{4}{T_0} \rho_z \quad (34)$$

En el límite  $T_0 \rightarrow 0$  las soluciones son iguales a los resultados obtenidos para mediciones proyectivas.

## 8. Conclusiones

- Se pudo hallar un sistema en el cual se observa efecto Zenón y efecto anti-Zenón en el régimen de decaimiento exponencial usando mediciones proyectivas

[Home Page](#)

[Title Page](#)

[Contents](#)



*Page 41 of 43*

[Go Back](#)

[Full Screen](#)

[Close](#)

[Quit](#)

# References

- [1] R. G. Winter, *Phys. Rev.* 123, 1503 (1961).
- [2] L. Fonda, G. C Ghirardi y A. Rimini, *Rep. Prog. Phys.* 41, 587 ( 1978).
- [3] Q. Niu y M. G. Raizen, *Phys Rev. Lett.* 80, 3491 (1998).
- [4] W. M. Itano, D. J. Heizen, J. J. Bolinger y D. J. Wineland, *Phys. Rev. A* 41, 2295 (1990).
- [5] M. C. Fisher, B. Gutierrez-Medina y M. G. Raizen, *Phys. Rev. Lett* 87, —(2001).
- [6] C. B. Chiu, E. C. Sudarshan y B. Misra, *Phys. Rev D* 16, 520 (1977).
- [7] K. Koshino y A. Shimizu, *Phys. Rev. Lett.* 92,— (2004).

[Home Page](#)[Title Page](#)[Contents](#)[Page 42 of 43](#)[Go Back](#)[Full Screen](#)[Close](#)[Quit](#)



## References

- [1] K. Koshino, *Phys. Rev. A* 71, —(2005).
- [2] C. W. Gardiner, *Phys. Rev. Lett.* 56, 1917 (1986)
- [3] M. O. Scully y M. Suhail Zubairy, *Quantum Optics*.  
Cambridge University Press (1997).