



Fenómenos de interacción de átomos con luz monocromática

Joaquín Chadicov

Orientador: Paulo Valente

Laboratorio de Espectroscopía Laser, Facultad de Ingeniería, UdelaR

17 de agosto de 2015

Resumen

El presente trabajo explora los aspectos más importantes del tratamiento semi-clásico, a primer orden no nulo, de la interacción de un átomo tipo Hidrógeno con luz monocromática. La Parte I es un desarrollo breve pero detallado del modelo de la interacción con dos haces de luz que excitan transiciones seleccionadas mediante la polarización de los haces, con aplicación del modelo al estudio de fenómenos magneto-ópticos, como el efecto Hanle y los Quantum beats. En la Parte II se se estudia experimentalmente la estimulación mediante luz laser de la transición $5^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5^2P_{1/2}(F=1)$ de Rubidio 87 en presencia de un campo magnético externo y se comparan los resultados obtenidos con las predicciones hechas por el modelo de la parte I.

1. Introducción

En el Laboratorio de Espectroscopía Laser de la Facultad de Ingeniería se llevan adelante experimentos de luz comprimida o *squeezing*, que es la reducción de la incertidumbre, en algún observable relacionado a la polarización de fotones, por debajo de la incertidumbre que tendría en el estado coherente. Este fenómeno es relevante al procesamiento cuántico de información mediante luz y en el laboratorio actualmente se consigue utilizando Rubidio para realizar operaciones sobre un haz de luz laser. Con el fin de amplificar el squeezing, el laboratorio planea utilizar una nueva celda de Rubidio con un recubrimiento interno o *coating* anti-relajación que extiende la vida media de estados excitados. Estos efectos deberían ser apreciables en fenómenos magneto-ópticos conocidos como el efecto Hanle o los Quantum Beats.

El objetivo de este trabajo fue el de montar un dispositivo que permitiera medir los fenómenos magneto-ópticos mencionados para poner a prueba las propiedades de la celda con coating anti-relajación. La Parte I desarrolla el modelo semi-clásico de la interacción de un átomo hidrogenoide con luz monocromática y lo aplica al caso particular en el que la luz está linealmente polarizada y el átomo es sometido a un campo magnético externo. En la Parte II se explica el dispositivo experimental empleado para estudiar estos fenómenos y se analizan algunos resultados obtenidos con el mismo.

Parte I

Modelo semi-clásico de la interacción

2. Hamiltoniano y evolución temporal

La situación a considerar es entonces la de un átomo cuyo electrón más externo es excitado por una perturbación electromagnética periódica en el tiempo, la cual asumiremos sinusoidal. Si la frecuencia de la perturbación es próxima a la correspondiente a una transición particular del átomo, los únicos estados a considerar en la interacción serán el estado fundamental y el excitado. Supondremos que el átomo es sometido a dos haces de luz: uno de frecuencia ω_1 que excita la transición $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ y otro de frecuencia ω_2 que excita la transición $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$, siendo $|0\rangle$, $|1\rangle$ y $|2\rangle$ autoestados de energía. En ese caso el hamiltoniano del átomo no perturbado se escribe

$$H_0 = \sum_{i=0}^2 E_i |i\rangle \langle i| \quad (1)$$

y el campo eléctrico de la luz puede expresarse,

$$\vec{E} = \Re [\vec{E}_1 + \vec{E}_2] \quad (2)$$

con $\vec{E}_I(z, t) = A_I \hat{\epsilon}_I e^{-i(k_I z - \omega_I t)}$ para $I = 1, 2$ (en lo que sigue el subíndice i podrá tomar los tres valores 0, 1 y 2, mientras que $I = 1, 2$). Cuando el átomo es sometido a la luz, su hamiltoniano queda

$$H = H_0 + W$$

siendo W la perturbación electromagnética. El primer orden no nulo de la perturbación corresponde a la interacción con el momento dipolar del electrón;

$$W = -\vec{d} \cdot \vec{E}|_{z=0}$$

donde $\vec{d} = -e\vec{r}$ es el operador momento dipolar. Entre las hipótesis del modelo dijimos que el haz I excita la transición $|I\rangle \rightarrow |0\rangle$. Esto puede lograrse seleccionando adecuadamente la polarización $\hat{\epsilon}_I$ de la luz, y en tal caso la proyección del operador momento dipolar sobre la dirección de polarización se expresa

$$\vec{d} \cdot \hat{\epsilon}_I = d_I |0\rangle \langle I| + d_I^* |I\rangle \langle 0| \quad (3)$$

debido a que es hermítico y su valor esperado es cero en cualquiera de los autoestados de H_0 .

Por lo tanto, la matriz asociada al hamiltoniano en la base de autoestados de H_0 es

$$\langle i|H|j\rangle = \begin{bmatrix} E_0 & W_1 & W_2 \\ W_1^* & E_1 & 0 \\ W_2^* & 0 & E_2 \end{bmatrix} \quad (4)$$

donde hemos definido $W_I = -d_I a_I \cos(\omega_I t + \phi_I)$.

En general no se trabaja con un solo átomo sino con una cantidad muy grande de ellos en condiciones similares, por lo que debemos limitarnos a cálculos estadísticos y para ello adoptaremos el formalismo del operador densidad. Teniendo en cuenta tasas de decaimientos por emisión espontánea, la evolución temporal del operador densidad está dada por

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + R(\rho) \quad (5)$$

siendo $R(\rho)$ las tasas de decaimiento:

$$R(\rho) = -\frac{\Gamma}{2} \begin{bmatrix} 2\rho_{00} & \rho_{01} & \rho_{02} \\ \rho_{10} & -\rho_{00} & 0 \\ \rho_{20} & 0 & -\rho_{00} \end{bmatrix}$$

A esta clase de interacción se le suele llamar *sistema Λ* dado que hay dos estados iniciales estimulados independientemente y un solo estado excitado posible.

2.1. Rotating wave approximation (RWA)

Es de esperarse que la perturbación sinusoidal induzca una respuesta del mismo tipo sobre el sistema atómico. Sean $\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle$ las entradas de la matriz asociada al operador densidad en la base de autoestados de H_0 . Si realizamos el cambio de variables

$$\begin{cases} \rho_{0I} = \sigma_{0I} e^{-i(\omega_I t + \phi_I)}, & I = 1, 2 \\ \rho_{12} = \sigma_{12} e^{i((\omega_1 - \omega_2)t + \phi_1 - \phi_2)} \end{cases} \quad (6)$$

y expresamos $\cos(\omega_I t + \phi_I)$ en su forma compleja en la expresión de W_I (ver ecuación (4)), podemos despreciar los términos con factores $e^{\pm 2i\omega_I t}$ debido a que oscilan muy rápido comparado con los tiempos de medición e inducen, por tanto, efectos imperceptibles. Esta es la llamada aproximación de onda giratoria (RWA), y equivale a expresar la ecuación (5) de evolución temporal en un sistema que gira entorno al eje \hat{z} con respecto al sistema del laboratorio y descartar los términos mencionados, de donde proviene su nombre.

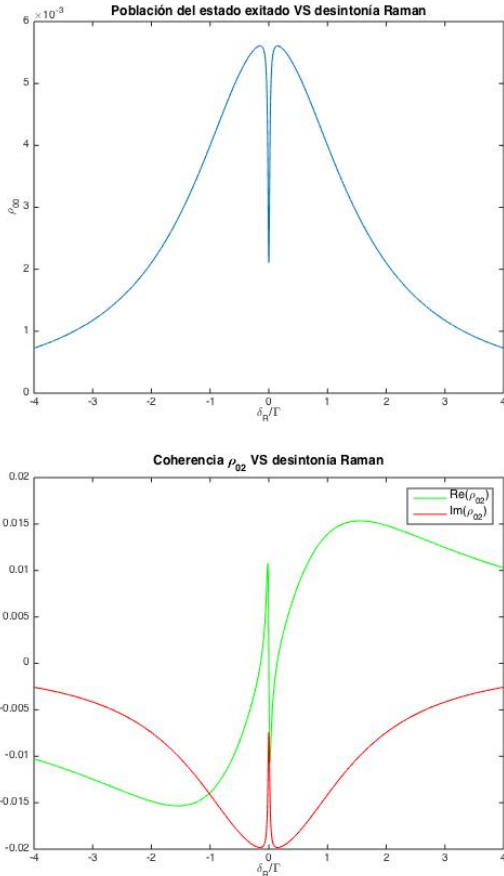


Figura 1: Arriba: Población del estado excitado ρ_{00} . Abajo: Coherencia σ_{02} (abajo) en el sistema giratorio. Parámetros: $\Omega_1 = \Omega_2 = 0,2\Gamma$, $\delta_2 = 0$.

Aplicando la RWA llegamos al siguiente sistema de ecuaciones para la evolución temporal del operador densidad:

$$\begin{cases} \dot{\rho}_{00} \approx -\Gamma\rho_{00} + \frac{i}{2}(\Omega_1^* \sigma_{01} - \Omega_1 \sigma_{01}^*) + \frac{i}{2}(\Omega_2^* \sigma_{02} - \Omega_2 \sigma_{02}^*) \\ \dot{\sigma}_{01} \approx \left(i\delta_1 - \frac{\Gamma}{2}\right)\sigma_{01} - \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{11} - \rho_{00}) - \frac{i}{2}\Omega_2\sigma_{12}^* \\ \dot{\sigma}_{02} \approx \left(i\delta_2 - \frac{\Gamma}{2}\right)\sigma_{02} - \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{22} - \rho_{00}) - \frac{i}{2}\Omega_1\sigma_{12} \\ \dot{\rho}_{11} \approx \frac{\Gamma}{2}\rho_{00} - \frac{i}{2}(\Omega_1^* \sigma_{01} - \Omega_1 \sigma_{01}^*) \\ \dot{\sigma}_{12} \approx -i\delta_R \sigma_{12} + \frac{i}{2}(\Omega_2 \sigma_{01}^* - \Omega_1^* \sigma_{02}) \\ \dot{\rho}_{22} = -\rho_{00} - \rho_{11} \\ \dot{\sigma}_{ij} = \sigma_{ji}^*, \quad \forall i \neq j \end{cases} \quad (7)$$

donde $\hbar\Omega_I = -d_I a_I$ son las frecuencias de Rabi, $\delta_I = \omega_I - \frac{1}{\hbar}(E_0 - E_I)$ la desintonía de cada haz y $\delta_R = \delta_1 - \delta_2$ la desintonía Raman, y hemos usado que $\text{Tr}\rho = 1$ y $\rho^\dagger = \rho$.

Los átomos son, en general, irradiados durante intervalos de tiempo largos comparado a las tasas de decaimiento del sistema, razón por la cual solo nos interesaremos por el estado estacionario del sistema (7). En la Figura 1 se muestra el comportamiento estacionario de la población del estado excitado ρ_{00} al variar la desintonía Raman δ_R , así como el de la coherencia σ_{02} en el sistema giratorio. Recordando que ρ_{00} es proporcional al número de átomos en el estado excitado, vemos que hay una caída de absorción para $\delta_R = 0$, indicando que el medio se vuelve transparente para esas combinaciones de frecuencias.

3. Observables y predicciones del modelo

Podemos hacer predicciones cualitativas sobre las propiedades de la luz luego de atravesar el medio atómico, como se mencionó al final de la sección anterior, teniendo en cuenta que conforme ρ_{00} aumenta, también aumenta la absorción de luz por parte del medio, haciéndose más opaco para la frecuencia en cuestión. Pero también podemos hacer predicciones cuantitativas recordando la relación que existe entre el momento dipolar de los átomos, la polarización del medio atómico y el campo eléctrico de la luz que atraviesa el medio;

$$\begin{aligned} |\vec{P}_I| &= N\langle \vec{d} \cdot \hat{\epsilon}_I \rangle = N\text{Tr}[\rho(\vec{d} \cdot \hat{\epsilon}_I)] \\ &= \Re[\epsilon_0(\chi_I' - i\chi_I'')A_I e^{i\omega_I t}] \end{aligned} \quad (8)$$

siendo $\chi_I = \chi_I' - i\chi_I''$ la susceptibilidad eléctrica del medio a la luz de frecuencia ω_I . Sustituyendo y operando la ecuación anterior queda

$$\begin{aligned} N[\sigma_{0I} e^{-i(\omega_I t + \phi_I)} d_I^* + \sigma_{0I}^* e^{i(\omega_I t + \phi_I)} d_I] &= \\ = 2N\Re(\sigma_{0I} d_I^*) \cos(\omega_I t + \phi_I) + 2N\Im(\sigma_{0I} d_I^*) \sin(\omega_I t + \phi_I) \\ = \epsilon_0 \chi_I' a_I \cos(\omega_I t + \phi_I) + \epsilon_0 \chi_I'' a_I \sin(\omega_I t + \phi_I) \end{aligned}$$

por lo que la susceptibilidad se expresa

$$\begin{cases} \chi_I' = \frac{2N}{\epsilon_0 a_I} \Re(\sigma_{0I} d_I^*) \\ \chi_I'' = \frac{2N}{\epsilon_0 a_I} \Im(\sigma_{0I} d_I^*) \end{cases}$$

El efecto de la susceptibilidad sobre la luz transmitida puede deducirse a partir de la ecuación de onda que cumplen los campos en el medio atómico, la cual se deriva de

las ecuaciones de Maxwell en medios materiales. Tomando el rotor del rotor de \vec{E}_I obtenemos

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \vec{E}_I) &= \nabla (\nabla \cdot \vec{E}_I) - \nabla^2 \vec{E}_I \\ &= -\nabla \times \frac{\partial \vec{B}_I}{\partial t}\end{aligned}$$

Al tratarse de una onda plana, $\nabla \cdot \vec{E}_I = 0$. Recordando que $\vec{B}_I = \mu_0 \vec{H}_I$, podemos escribir

$$\nabla^2 \vec{E}_I = \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{H}_I = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{D}_I}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}_I}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}_I}{\partial t^2}$$

donde $\vec{P}_I = \Re[\epsilon_0 \chi_I \vec{E}_I]$ es la polarización de la ecuación (8). Por lo tanto la ecuación de onda que cumple el campo eléctrico es la parte real de $\nabla^2 \vec{E}_I = \frac{1}{c^2} (1 + \chi_I) \frac{\partial^2 \vec{E}_I}{\partial t^2}$, cuya relación de dispersión es

$$-k_I^2 = -\frac{1}{c^2} (1 + \chi_I) \omega_I^2 \Rightarrow k_I = \frac{\omega_I}{c} \sqrt{1 + \chi_I} \approx \frac{\omega_I}{c} \left(1 + \frac{\chi_I}{2}\right)$$

Sustituyendo $\chi_I = \chi_I' - i\chi_I''$ en la relación anterior vemos que el campo eléctrico luego de atravesar el medio atómico es

$$\begin{aligned}\vec{E}_I(z, t) &= \Re \left[A_I \hat{\epsilon}_I e^{-ik_I l} e^{-i\omega_I((z-l)/c - t)} \right] \\ &= \Re \left[A_I \hat{\epsilon}_I e^{-\alpha_I} e^{-i\omega_I((z-l)/c - t - \varphi_I)} \right]\end{aligned}$$

con $\alpha_I = \frac{\omega_I \chi_I''}{2c} l$ y $\varphi_I = \frac{\omega_I}{c} \left(1 + \frac{\chi_I'}{2}\right) l$, siendo l la longitud del medio. Finalmente, suponiendo que las direcciones de polarización $\hat{\epsilon}_I$ son ortogonales ($\hat{\epsilon}_1 \cdot \hat{\epsilon}_2 = 0$), concluimos que la intensidad transmitida será de la forma

$$I \approx \frac{c\epsilon_0}{2} \left(a_1^2 e^{-\omega_1 l \chi_1''/c} + a_2^2 e^{-\omega_2 l \chi_2''/c} \right) \quad (9)$$

dado que el término de interferencia se anula.

4. Aplicación a un sistema de momento angular total $F = 1$ sometido a un campo magnético externo

En esta sección aplicaremos el modelo desarrollado en las secciones 2 y 3 al caso de un átomo hidrogenoide de momento angular total $f = 1$ que experimenta una transición a otro nivel con $f = 1$ por excitación óptica en presencia de un campo magnético externo constante \vec{B} . En principio la situación puede parecer distinta a la anterior dado que hay una nueva interacción a considerar (la magnética), pero a los efectos el formalismo es el mismo, como se muestra a continuación.

Llamemos $|1\rangle = |\xi, f = 1, m_f = 1\rangle$, $|2\rangle = |\xi, f = 1, m_f = -1\rangle$ y $|0\rangle = |\xi', f = 1, m_f = 0\rangle$, donde hemos usado ξ y ξ' para representar el resto de los números cuánticos que definen el estado inicial y excitado, respectivamente, del electrón

más externo. Si incluimos la perturbación magnética en H_0 , este se expresa

$$H_0 = E' |0\rangle \langle 0| + E (|1\rangle \langle 1| + |2\rangle \langle 2|) + W_Z$$

Limitándonos a los efectos de primer orden no nulo de la perturbación magnética, o sea los debidos a la interacción con el momento dipolar magnético del átomo,

$$W_Z = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = -\mu_z B$$

donde $\vec{\mu} = \vec{\mu}_L + \vec{\mu}_S + \vec{\mu}_I$ es el momento dipolar magnético total, y hemos definido la dirección \hat{z} como la dirección de \vec{B} . En tal caso $\mu_z = -g_F \frac{\mu_B}{\hbar} F_z$, con F_z la componente según \hat{z} del momento angular total. Por lo tanto W_Z es diagonal en la base $|0\rangle, |1\rangle, |2\rangle$. Si definimos la frecuencia de Larmor por $\hbar\Omega_L = -g_F \mu_B B$, podemos expresar el hamiltoniano del átomo en presencia del campo magnético como

$$H_0 = E' |0\rangle \langle 0| + (E + \hbar\Omega_L) |1\rangle \langle 1| + (E - \hbar\Omega_L) |2\rangle \langle 2|$$

Vemos entonces que el efecto de la perturbación magnética es el de levantar la degeneración de los niveles $|1\rangle$ y $|2\rangle$, y que H_0 puede expresarse como en la ecuación (1), con $E_0 = E'$, $E_1 = E + \hbar\Omega_L$ y $E_2 = E - \hbar\Omega_L$.

Asimismo podemos estimular independiente las transiciones $|1\rangle \rightarrow |0\rangle$ y $|2\rangle \rightarrow |0\rangle$ utilizando luz con polarización circular;

$$\hat{\epsilon}_1 = \frac{\hat{x} + i\hat{y}}{\sqrt{2}}, \quad \hat{\epsilon}_2 = \frac{\hat{x} - i\hat{y}}{\sqrt{2}}$$

Por lo tanto, si irradiamos al átomo con luz linealmente polarizada según \hat{x} , tendremos que $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ y $A_1 = A_2 = \frac{a}{\sqrt{2}} e^{i\phi}$, pues $\hat{x} = \frac{\hat{\epsilon}_1 + \hat{\epsilon}_2}{\sqrt{2}}$. En estas condiciones, $d_1 = -d_2$ (ver ecuación (3)) y la transición $|\xi, f = 1, m_f = 0\rangle \leftrightarrow |0\rangle$ es prohibida por la polarización elegida y las reglas de selección para el momento dipolar eléctrico. La Figura 2 muestra un esquema de la situación.

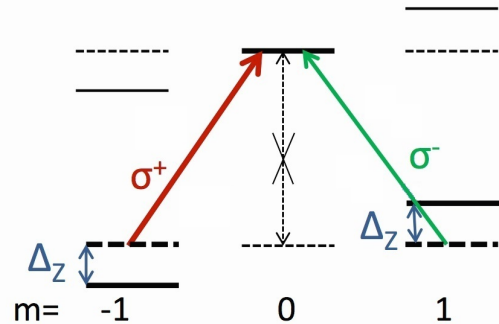


Figura 2: Esquema del sistema Λ . En el dibujo, $\Delta_Z = \hbar\Omega_L$.

Para completar la analogía definimos la frecuencia de Rabi $\hbar\Omega_R = d_1 a$, la frecuencia de la transición $\hbar\omega_0 = E' - E$, la desintonía de la luz $\delta = \omega - \omega_0$ (con $\delta_I = \delta + (-1)^{I-1} \Omega_L$), y la desintonía Raman $\delta_R = 2\Omega_L$.

4.1. Efecto Hanle

El efecto Hanle fue observado y estudiado por Wilhelm Hanle en 1924 y se refiere a un aumento de la intensidad transmitida de luz cuasi-monocromática linealmente polarizada a través de un medio atómico homogéneo cuando el campo magnético al que se lo somete tiende a cero. Este pico de transmitancia o *transparencia* sucede, por ejemplo, en vapores atómicos cuyos átomos se encuentran en las condiciones descritas al comienzo de esta sección y se debe a la despoblación del estado excitado que sucede para campo magnético nulo, como se explicó al comienzo de la sección 3. Además, la forma del pico no es afectada por el efecto Doppler debido al movimiento de los átomos ya que la desintonía Raman δ_R es independiente de la desintonía δ de la luz con respecto a la frecuencia de la transición. La Figura 3 muestra la gráfica teórica de la transmitancia contra frecuencia de Larmor predicha por la ecuación (9).

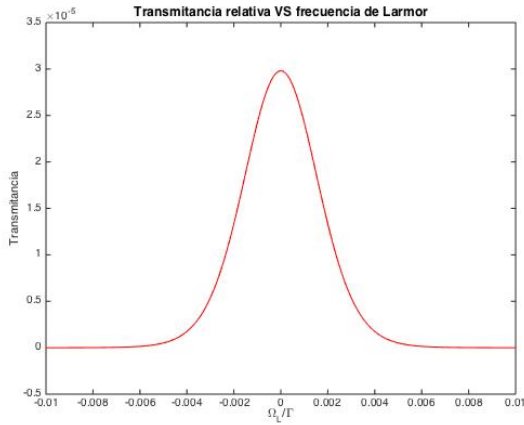


Figura 3: Curva teórica de intensidad transmitida VS frecuencia de Larmor. Parámetros: $\Omega_R = 0,2\Gamma$, $\delta = 0$, $4\omega l N / (c\epsilon_0 a) = 1400$.

4.2. Quantum beats

El fenómeno de Quantum beats aparece en sistemas como los estudiados en esta sección cuando el campo magnético en el que se encuentran los átomos cambia bruscamente su intensidad, lo que induce una oscilación de las coherencias y, consecuentemente, de la polarización del medio atómico. En las secciones anteriores solo nos preocupamos por entender el comportamiento del sistema en el estado estacionario. Sin embargo, el fenómeno de Quantum beats solo puede entenderse si consideramos la respuesta transitoria del sistema al cambio abrupto de campo magnético. Como solo nos interesa la frecuencia de las oscilaciones, haremos la deducción del efecto sobre un solo átomo (representativo de la muestra). Si el campo magnético en el que se encuentra es inicialmente cero, $\Omega_L = 0$ y, suponiendo que el átomo ha interactuado con

la luz por suficiente tiempo como para alcanzar el estado estacionario, su función de onda a tiempo $t = 0$ puede expresarse

$$|\psi(0)\rangle = c_0|0\rangle + c_1(|1\rangle + e^{i\varphi}|2\rangle)$$

Al encender el campo magnético en $t = 0$, el sistema evoluciona según

$$\begin{aligned} |\psi(t)\rangle &= c_0 e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t}|0\rangle + c_1 e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 + \hbar\Omega_L)t}|1\rangle \\ &\quad + c_1 e^{i\varphi} e^{-\frac{i}{\hbar}(E_1 - \hbar\Omega_L)t}|2\rangle \\ &= e^{-\frac{i}{\hbar}E_0 t} \left[c_0|0\rangle + c_1 \left(e^{i(\omega_0 - \Omega_L)t}|1\rangle + e^{i(\omega_0 + \Omega_L)t + i\varphi}|2\rangle \right) \right] \end{aligned}$$

Por lo tanto, la probabilidad de que el átomo experimente una transición por excitación óptica es

$$\begin{aligned} \left| \langle 0| -\vec{d} \cdot \vec{E} |_{z=0} |\psi(t)\rangle \right|^2 &\propto \left| \langle 0| \vec{d} \cdot (\hat{\epsilon}_1 + \hat{\epsilon}_2) |\psi(t)\rangle \right|^2 \\ &= |c_1 d_1|^2 \left| -e^{i(\omega_0 - \Omega_L)t} + e^{i(\omega_0 + \Omega_L)t + i\varphi} \right|^2 \\ &= 2|c_1 d_1|^2 [1 - \cos(2\Omega_L t + \varphi)] \end{aligned}$$

indicando que la intensidad de la luz transmitida, de presentar oscilación, oscilará con frecuencia $2\Omega_L$ (el problema podría ser sobreamortiguado si Ω_L es pequeña comparado con las tasas de decaimiento del sistema).

Parte II

Resultados experimentales

5. Sistema físico

El dispositivo experimental diseñado para probar los fenómenos descritos en la sección 4 utiliza luz cuasi-monocromática y linealmente polarizada, originada en un laser, para excitar la transición $5^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5^2P_{1/2}(F=1)$ de átomos de Rubidio 87 ($\omega_0 = 2\pi \times 377111,224767\text{GHz}$), cuya intensidad transmitida es detectada luego de atravesar el medio atómico. Quiere decir que si identificamos los estados atómicos mediante $|1\rangle = |n=1, l=0, j=\frac{1}{2}, f=1, m_f=1\rangle$, $|2\rangle = |n=1, l=0, j=\frac{1}{2}, f=1, m_f=-1\rangle$ y $|0\rangle = |n=1, l=1, j=\frac{1}{2}, f=1, m_f=0\rangle$, podemos aplicar el formalismo desarrollado en la sección 4, siendo la desintonía Raman δ_R proporcional al campo magnético aplicado sobre el medio atómico en la dirección de propagación de la luz. La tasa de decaimiento por emisión espontánea estipulada para esta transición es $\Gamma = 36,10 \times 10^6 s^{-1}$, y el factor $g_F = -1/2$.

6. Montaje experimental

El dispositivo consiste en un laser de diodo que emite luz cuya frecuencia es seleccionada mediante una red de

difracción montada sobre un material piezoeléctrico. La luz, pasa por un rectificador que concentra el haz y otro que gira la polarización de la misma y filtra reflexiones que puedan destruir el estado del laser. Luego se dirige el haz, con la ayuda de divisores, hacia un interferómetro de Fabry-Pérot que permite monitorear el estado del laser, una celda de Rubidio utilizada para medir el espectro de absorción en el entorno de la frecuencia a la que se está trabajando, y la celda de Rubidio sobre la que se realiza el experimento. La Figura 4 muestra fotografías del montaje descrito.

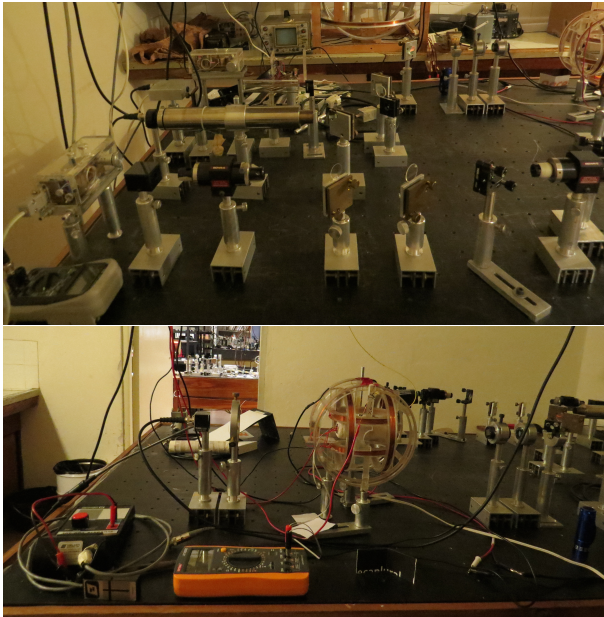


Figura 4: Fotografías del dispositivo experimental utilizado. Arriba: Laser con red de difracción sobre piezoeléctrico, rectificadores de haz y espejos, interferómetro Fabry-Pérot, celda de Rubidio, fotodetectores. Abajo: Lámina $\lambda/2$, polarizador, celda de Rubidio con horno y bobinas de Helmholtz, lente y fotodetector.

El interferómetro de Fabry-Pérot funciona como una cavidad resonante formada por dos espejos semitransparentes, paralelos, cuyo máximo de transmitancia sucede cuando la longitud de onda de la luz incidente es un múltiplo entero de $2nl$, siendo n el índice de refracción en el interior del interferómetro y l la separación de los espejos.

El espectro de absorción del Rubidio se obtiene midiendo la absorción saturada de la luz que atraviesa una celda de Rubidio cuando variamos de forma controlada su frecuencia. La primer imagen de la Figura 5 muestra un esquema del dispositivo empleado. El vapor de Rubidio es excitado por un haz intenso (pump), mientras que un segundo haz más tenue (probe) y propagándose en dirección aproximadamente contraria atraviesa el medio atómico y es luego recogido por un fotodetector. El pump lleva los átomos a su estado excitado, impidiéndoles absorber el probe. Sin embargo, al tratarse de haces propagándose en direcciones opuestas, solo aquellos átomos que

perciben la luz con el mismo efecto Doppler son los que resultan transparentes para el probe; es decir, aquellos en reposo con respecto al sistema del laboratorio. El efecto observado en el detector es un pico angosto de transparencia centrado en la frecuencia de la transición. La Figura 6 exhibe la gráfica del voltaje en el fotodetector que recibe la absorción saturada, así como el registrado por el detector a la salida del Fabri-Pérot, para distintos valores de frecuencia.

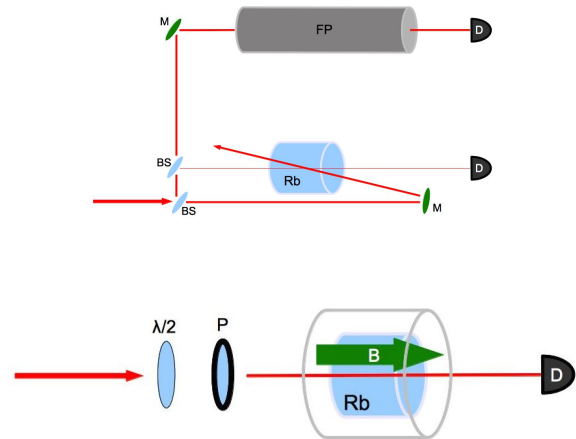


Figura 5: Esquema del dispositivo experimental. Arriba: Celda de Rubidio para absorción saturada e interferómetro Fabry-Pérot. Abajo: Dispositivo para el estudio de fenómenos magneto-ópticos.

La celda sobre la que se realiza el experimento es calentada por efecto Joule para controlar la densidad del vapor de Rubidio, y se encuentra en medio de un sistema de bobinas de Helmholtz que anulan el campo magnético ambiente. La luz proveniente del laser pasa, antes de llegar a la celda, por una lámina $\lambda/2$ y un polarizador lineal que hacen a la vez de filtro de intensidad y rectificador de polarización. Esta luego interactúa con los átomos de Rubidio y es finalmente recogida por un fotodetector conectado a un osciloscopio. Variar la corriente que circula por el par de bobinas de Helmholtz de eje colineal con la dirección del haz permite controlar la intensidad del campo magnético sobre la celda. La segunda imagen de la Figura 5 es un esquema del dispositivo descrito.

7. Resultados y conclusiones

Los resultados que muestra la Figura 7 fueron obtenidos con la celda de Rubidio mantenida a una temperatura de 45°C y luz de frecuencia próxima a la de la transición $\omega_0 = 2\pi \times 377111,224767\text{GHz}$ indicada en la gráfica de la Figura 6 con una flecha verde.

Si el voltaje en las bobinas varía suficientemente lento como para poder despreciar los efectos de inductancia, en-

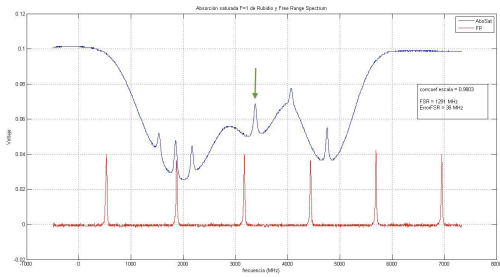


Figura 6: Intensidad transmitida VS Frecuencia (+377107463,5MHz) luego de absorción saturada (azul) e interferómetro Fabry-Pérot (rojo). La flecha verde indica la frecuencia ω_0 de la transición estudiada. La caída de intensidad entorno a los picos de transparencia se debe a la absorción de luz con efecto Doppler por parte de los átomos.

tonces dicho voltaje será proporcional a la intensidad que circula por la bobina, la cual es proporcional al módulo del campo magnético generado y por lo tanto a la frecuencia de Larmor Ω_L . A su vez, el voltaje registrado en el fotodetector es proporcional a la intensidad de luz que recibe, por lo que podemos usar la ecuación (9) para predecir su comportamiento a medida que variamos Ω_L y la gráfica de Voltaje en bobina VS Voltaje en detector se corresponderá con la de la Figura 3 a menos de un factor de escala. La primer gráfica de la Figura 7 sugiere que esto es precisamente lo que sucede, con el Rubidio alcanzando un máximo de transmitancia en $-1,1V$, potencial que se constató, por medio de un sensor Hall, anulaba la componente del campo magnético en la dirección del haz. Parece evidente que estamos ante una nueva constatación del efecto Hanle tal como se lo describe en la sección 4.

La medición de Quantum beats también resultó satisfactoria en el sentido de que se logró observar oscilación de la transmitancia al establecer abruptamente un campo magnético sobre la celda, como muestra la segunda gráfica de la Figura 7. De hecho, se encontró que la frecuencia de las oscilaciones, $2\Omega_L = \mu_B B$ según la subsección 4.2, corresponde a un campo magnético de $(0,16 \pm 0,05)$ Gauss, siendo $(0,19 \pm 0,02)$ Gauss el campo medido con un sensor Hall. Sin embargo, en este caso es claro que el efecto de la inductancia de las bobinas no es despreciable y contribuye a la destrucción del estado oscilatorio. Concluimos que el estudio de Quantum beats en esta clase de sistemas permite medir con precisión considerable, si no muy buena, la magnitud de campos magnéticos.

Finalmente, se intentó observar estos mismos fenómenos utilizando la celda de Rubidio con coating anti-relajación mencionada en la sección 1, mantenida a temperatura ambiente ($20^\circ C$), pero no se detectaron señales apreciables. Esta celda es más pequeña (aproximadamente $1/3$ del largo de la celda con que se obtuvieron los resultados de la Figura 7) y necesita, por tanto, calentarse a mayor temperatura para que la densidad de átomos en el vapor

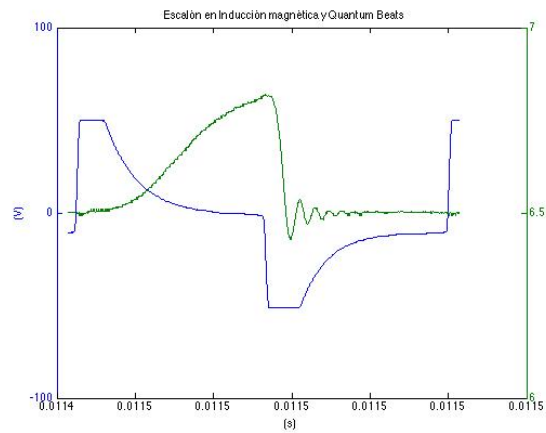
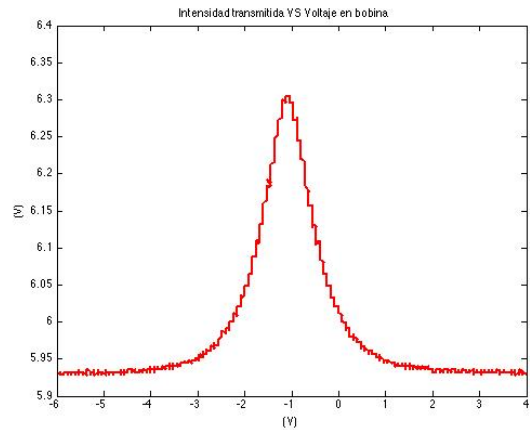


Figura 7: Arriba: Intensidad transmitida VS voltaje en bobina. Abajo: Voltaje en bobina (azul) e Intensidad transmitida (verde) VS tiempo.

de Rubidio permita detectar con el mismo dispositivo los efectos estudiados. Pero esto no es conveniente si se quiere preservar la integridad de la celda, pues el recubrimiento interno puede dañarse a temperaturas elevadas. Quiere decir que la única forma de estudiar efectos magneto-ópticos en esta celda es mediante un dispositivo que permita una mayor precisión.

8. Desarrollos futuros

Se logró probar que el dispositivo sirve para estudiar fenómenos magneto-ópticos en la celda de Rubidio empleada, pero aún queda mucho por hacer. Lo primero sería estudiar con más detalle las predicciones que hace la teoría sobre el comportamiento de la transmitancia del medio y corroborarlo experimentalmente. Por otro lado, con el fin de obtener mejores resultados sería conveniente eliminar el efecto de la inductancia producido por las bobinas de Helmholtz. Una forma de hacerlo podría ser utilizando una bobina separada para variar el campo magnético, limitando el uso de las bobinas de Helmholtz a la cancelación del campo ambiente. Como última aplicación del dispositivo empleado, podría obtenerse resul-

tados numéricos para comparar con los estipulados, como ser la tasa de decaimiento por emisión espontánea Γ .

El siguiente paso sería observar y estudiar los mismos fenómenos magneto-ópticos en la celda de Rubidio con coating anti-relajación, pero para ello el dispositivo debe ser modificado a modo de obtener resultados más precisos, como se explicó en la sección 7. Para ello se sugiere anular el campo magnético ambiente utilizando una protección magnética o *magnetic shielding* de μ -metal de al menos tres capas, en lugar del arreglo de bobinas de Helmholtz. Además es necesario desarrollar un horno térmico especial que permita un control más preciso de la temperatura para que no haya riesgo de dañar la celda. Una vez estudiados fenómenos magneto-ópticos en la celda con coating, como el efecto Hanle o los Quantum beats, podrá evaluarse la posibilidad de emplearla en experimentos de squeezing.

Referencias

- [1] *Quantum Mechanics* - C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë.
- [2] *Optically Polarized Atoms: Understanding light-atom interactions* - M. Auzinsh, D. Budker, S. M. Rochester.
- [3] *Quantum Optics* - M. O. Scully, M. S. Zubairy.