

1 Resultados

A continuación relaciono los valores de los parámetros usados en todos los resultados siguientes:

Cuadro 1.1: Parámetros Hamiltonianos

Cavidad	Punto cuántico	Bombeo coherente	Interacción electrón-fonón	Campo magnético
$\omega_c = 1.00 \text{ meV}$	$\delta_0 = 40.0 \text{ } \mu\text{eV}$ $\delta_b = 18.0 \text{ } \mu\text{eV}$ $\delta_d = 5.00 \text{ } \mu\text{eV}$	$\Omega_1 = 82.0 \text{ } \mu\text{eV}$ $\Omega_2 = 0.00 \text{ } \mu\text{eV}$	$g_{bb} = 20.0 \text{ } \mu\text{eV}$ $g_{bd} = g_{bb}$	$g_{hx} = -0.35$ $g_{hz} = -2.20$ $g_{ex} = -0.65$ $g_{ez} = -0.80$ $\alpha = 20.0 \text{ } \mu\text{eV}/\text{T}^2$ $\mu_B = 57.9 \text{ } \mu\text{eV}/\text{T}$

Cuadro 1.2: Parámetros disipativos

Cavidad	Punto cuántico
$\kappa = 789 \text{ neV}$	$\gamma_b = 18.7 \text{ neV}$ $\gamma_d = 0.1\gamma_b$ $\gamma_\phi = 400 \text{ neV}$

1.1 Descomposición espectral

A continuación se muestra el espectro de energías del sistema cuando no hay campo magnético ($B = 0$), es decir, el sistema modelado por **Vargas2022**. Se puede observar en la figura ?? que hay tres transiciones de estado permitidas y una prohibida a diferentes desajustes ($\Delta = \omega_b - \omega_L$) con ω_b siendo la energía de transición del estado vacío ($|v, 0\rangle$) al estado excitón brillante simétrico ($|X_{b+}, 0\rangle$) y ω_L la energía del láser. A continuación se muestran las transiciones permitidas con sus desajustes correspondientes y la transición prohibida:

$$\langle v, 0 | H | X_{b+}, 2 \rangle \neq 0 \quad \text{con} \quad \Delta \approx -2.001 \text{ meV}, \quad (1.1)$$

$$\langle v, 0 | H | X_{b-}, 2 \rangle \neq 0 \quad \text{con} \quad \Delta \approx -1.981 \text{ meV}, \quad (1.2)$$

$$\langle v, 0 | H | X_{d+}, 2 \rangle \neq 0 \quad \text{con} \quad \Delta \approx -1.957 \text{ meV}, \quad (1.3)$$

$$\langle v, 0 | H | X_{d-}, 2 \rangle = 0 \quad \forall \Delta. \quad (1.4)$$

1 Resultados

Como se puede observar la interacción es del orden de los μeV obteniendo que la intensidad de la interacción es la diferencia entre las energías correspondientes. Así si se activa el campo magnético vamos a ver en la figura ?? si el mínimo (donde sucede la interacción entre estados) sufre algún cambio.

En la figura ?? se observa que el desajuste depende de la intensidad del campo magnético horizontal y es diferente para cada una de las transiciones permitidas, además, habilita la transición prohibida anteriormente sin campo magnético. A continuación menciono la función numérica relacionada con el desplazamiento del desajuste que me permite producir oscilaciones gigante Rabi con diferencia 3 en las variedades de excitación:

$$\langle v, 0 | H | X_{b+}, 2 \rangle \quad \text{con} \quad \Delta \approx -2.001 \text{ meV} - 0.025B - 0.02B^2, \quad (1.5)$$

$$\langle v, 0 | H | X_{b-}, 2 \rangle \quad \text{con} \quad \Delta \approx -1.981 \text{ meV} - 0.01B - 0.02B^2, \quad (1.6)$$

$$\langle v, 0 | H | X_{d+}, 2 \rangle \quad \text{con} \quad \Delta \approx -1.957 \text{ meV} - 0.02B^2, \quad (1.7)$$

$$\langle v, 0 | H | X_{d-}, 2 \rangle \quad \text{con} \quad \Delta \approx -1.954 \text{ meV} + 0.018B - 0.02B^2. \quad (1.8)$$

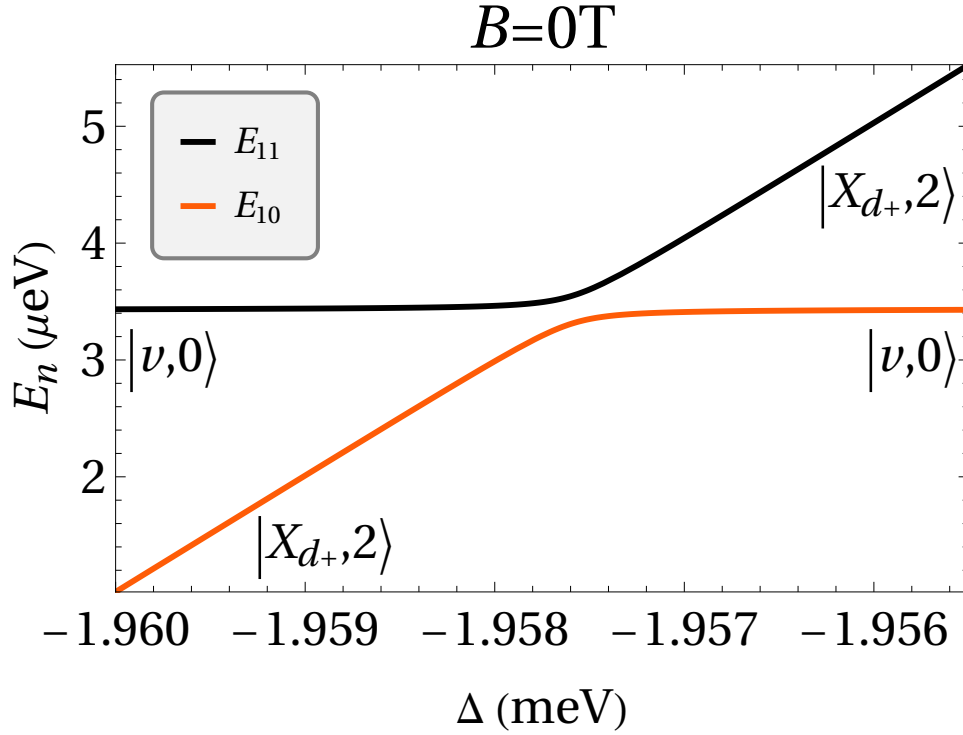


Figura 1.1: Diagrama de energia del sistema cuando se gradua el laser de tal forma que al ir aumentando su frecuencia se encuentran transiciones entre estados cuya diferencia de variedades de excitacion es tres (gigante-Rabi), en este se muestran las tres permitidas y la prohibida. En la parte inferior se muestran los coeficientes de Hopfield del estado vacio con cada uno de los estados propios correspondientes.

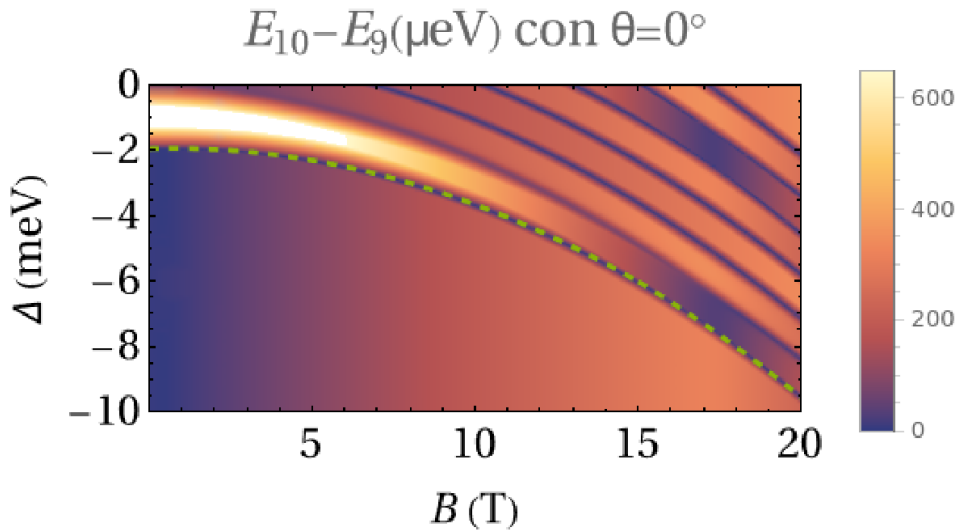


Figura 1.2: Desfinamiento Δ variando la magnitud del campo magnetico horizontal $\theta = 0$ rad, para la gigante-Rabi de cada estado exciton, son cuatro posibles permitidos con diferencia tres entre sus variedades de excitacion, donde se observa que Δ depende del campo magnetico al cadrado, $\Delta \sim B^2$, con algunas transiciones involucran dependencia lineal del campo magnetico.