2023-09-13

Régime transmon $\frac{E_J}{E_c}$ grand:

La dissipation de charge va comme $e^{\frac{E_J}{E_c}}$

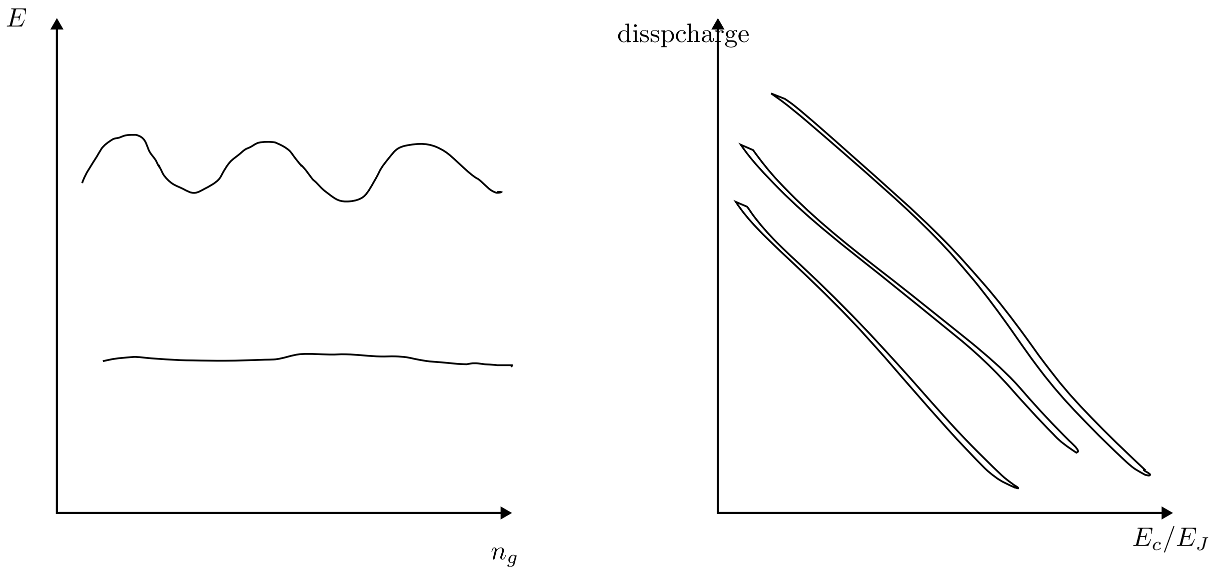

Figure 1: graphiques

Pour atteindre ce régime : $C_s \gg C_J$

3.2.1 Approximation Keir du Transmon

Approx: On laisse tomber n_g

$$\hat{H} = 4E_c\hat{n}^2 - E_j \cos\hat{\varphi} = 4E_c\hat{n}^2 + \frac{\hat{\varphi}^2}{2L_?} - E_g\left(cos(?) - ?\right) = \hat{H}_l + \hat{H}_{nl} = [(\cdots)]$$

$$\hat{\varphi} = \left(\frac{2E_c}{E_j}\right)^{\frac{1}{4}}\left(b^\dagger + b\right) \qquad \hat{n} = \frac{i}{2}\left(\frac{E_J}{2E_c}\right)^{\frac{1}{4}}\left(b^\dagger - b\right)$$

donc $H_l = \hbar\omega_p b^\dagger b$ avec $\omega_p = \sqrt{8E_J E_c}/\hbar$

Puisque la *particule* est massive, elle n'explore que le bas du puit. On peut donc faire une expension en série de H_{nl}

$$\hat{H}_{\mathrm{nl}} - \frac{1}{4!}E_J\hat{\varphi}^4 = -\frac{1}{4!}E_c^{\frac{1}{4}}\left(b^\dagger + b\right)^4 \approx -E_c b^\dagger b - \frac{E_c}{2}b^\dagger b a^\dagger b b$$

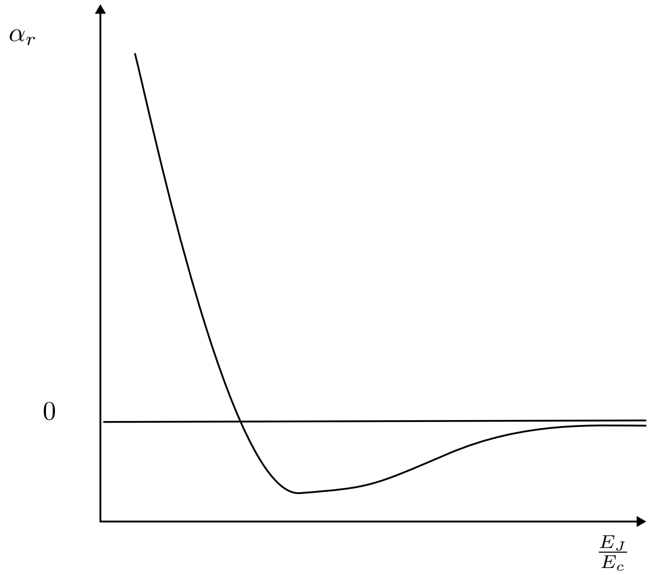

Figure 2: anharmonicité

On ne garder que les termes ayant le même nombre de b et $b^\dagger$ (Ce qui reviens à l'approximation séculaire)

Pour s'en convaincre, on passe à un référentiel tournant à ω_p

$$H' \sim -\frac{E_c}{12}\left(b^\dagger e^{i\omega_p t} + e^{-i\omega_p t}\right)^4 = \text{... expension...}$$

Le terme qui tourne le moins vite, $b^{\dagger 3}b$ apprait 6 fois

$$2\omega_p \gg \frac{6E_c}{12} \rightarrow \sqrt{\frac{E_j}{E_c}} \gg 1\text{: satisfait par le régime transmon}$$

De retour dans le référention du labo

$$H \approx \hbar\omega_p b^\dagger b - E_c b^\dagger b - E_c b^\dagger b - \frac{E_c}{J} b^\dagger b^\dagger bb = \hbar\omega_q b^\dagger b - \frac{E_c}{2} b^\dagger b^\dagger bb$$

On peut le réecrire le hamiltonien pour mieux comprendre l'effet de la non-linéairité

$$H = \left(\hbar\omega_q' - \frac{E_c}{2} b^\dagger b\right) b^\dagger b$$

Chaque niveau d'énérgie dépend néativement du nombre de niveau, on voit donc que l'énérgie entre chaque niveau diminue.

Remarque sur $\hat{p}hi$

ϕ à seulement vraiment un sens lorsque dans une fonction périodique. En prenant un série de Taylor on perd la périodicité de la fonction. On pert une partie de la physique, donc.
Anharmonicité:

$$\frac{E_c}{\hbar\omega_q} \sim \frac{E_c}{\sqrt{8E_J E_c}} \quad : \text{petit dans le régime transmon}$$

En partique $\frac{E_c}{h} \sim 100 - 400MHz$

3.2.2 Transmons ajustable par le flux

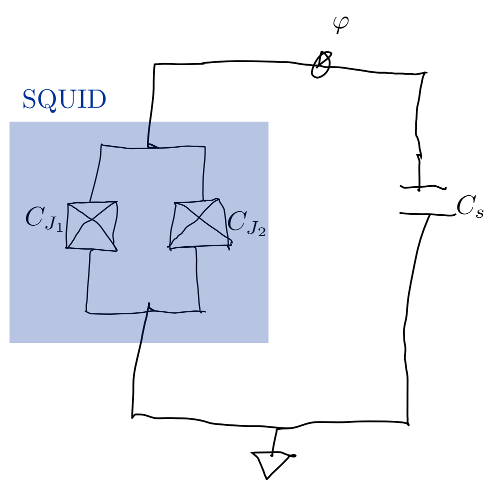

Figure 3: Double jj

$$L = \frac{1}{2}C_3\ddot{\phi} + \frac{1}{2}C_{J_1}\dot{\phi}^2 + \frac{1}{2}C_{J_2}\left(\dot{\phi}\Phi_{\text{ext}}\right)^2 + E_{J_1}\cos + E_{J_2}\cos\left(\varphi + \varphi_{\text{ext}}\right)$$

$$H = 4E_x\hat{n}^2 - \cancelto{0}{2e\frac{C_J}{C_s}\dot{\phi}_{\text{ext}}}\hat{n} - E_{J_1}\cos\hat{\varphi} - E_j\cos\left(\hat{\varphi} + \varphi_{\text{ext}}\right)$$

avec $c_g = c_s + c_{J_1} + c_{J_2}$

Dans le cas $E_{J_1} = E_{J_2} \equiv \frac{E_J}{2}$ alors

$$H = \cdots$$

Dans le régime transmon

$$\hbar\omega_q = \sqrt{8E_c|E_g(\Phi_{\text{ext}})|} - E_C$$