Atomok erős csatolása felületi plazmonok közvetítésével

Dzsotjan Dávid
(Wigner FK RMI)

Simonyi Nap 2013
Budapest

Motiváció

- Atomok *erős csatolása* a környezet bizonyos módusaihoz
  - Atomok közti összefonódás
  - Szubradiáns kollektív állapotok
  - Kvantumkapuk

Motiváció

- Atomok *erős csatolása* a környezet bizonyos módusaihoz
  - Atomok közti összefonódás
  - Szubradiáns kollektív állapotok
  - Kvantumkapuk
- A rendszer *atomonkénti* manipulálhatósága

Motiváció

- Atomok *erős csatolása* a környezet bizonyos módusaihoz
  - Atomok közti összefonódás
  - Szubradiáns kollektív állapotok
  - Kvantumkapuk
- A rendszer *atomonkénti* manipulálhatósága
- Miért előnyös Green-tenzort használni?
  - Atomok száma és pozíciója könnyen változtatható
  - Veszteségek a környezetben könnyen bevezethetők

Master-egyenlet N atomra

- Master-egyenlet N atomra, Markov-közelítésben

$$\dot{\hat{\rho}}_A = \frac{1}{i\hbar}\left[\sum_{m,n=1}^{N} \hbar\delta\omega_{mn}\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^-, \hat{\rho}_A\right] - \sum_{m,n=1}^{N} \Gamma_{mn}\left(\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^-\hat{\rho}_A + \hat{\rho}_A\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^- - 2\hat{\sigma}_n^-\hat{\rho}_A\hat{\sigma}_m^+\right)$$

Master-egyenlet N atomra

- Master-egyenlet N atomra, Markov-közelítésben

$$\dot{\hat{\rho}}_A = \frac{1}{i\hbar}\left[\sum_{m,n=1}^{N} \hbar\delta\omega_{mn}\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^-, \hat{\rho}_A\right] - \sum_{m,n=1}^{N} \Gamma_{mn}\left(\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^-\hat{\rho}_A + \hat{\rho}_A\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^- - 2\hat{\sigma}_n^-\hat{\rho}_A\hat{\sigma}_m^+\right)$$

- A környezet válasza határozza meg a bomlási rátákat és az energiaeltolódásokat

$$\Gamma_{mn} = \frac{\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega_A)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$\delta\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}\mathbb{P}\int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{\omega_A - \omega}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega)\right\}\mathbf{d}_n$$

Master-egyenlet N atomra

- Master-egyenlet N atomra, Markov-közelítésben

$$\dot{\hat{\rho}}_A = \frac{1}{i\hbar}\left[\sum_{m,n=1}^{N} \hbar\delta\omega_{mn}\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^-, \hat{\rho}_A\right] - \sum_{m,n=1}^{N} \Gamma_{mn}\left(\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^-\hat{\rho}_A + \hat{\rho}_A\hat{\sigma}_m^+\hat{\sigma}_n^- - 2\hat{\sigma}_n^-\hat{\rho}_A\hat{\sigma}_m^+\right)$$

- A környezet válasza határozza meg a bomlási rátákat és az energiaeltolódásokat

$$\Gamma_{mn} = \frac{\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega_A)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$\delta\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}\mathbb{P}\int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{\omega_A - \omega}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega)\right\}\mathbf{d}_n$$

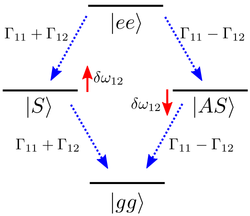
- Maxwell-Helmholtz-hullámegyenlet

$$\left[\nabla\times\nabla\times - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(\mathbf{r},\omega)\right]\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_A, \omega) = \bar{\bar{I}}\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_A)$$

Dicke-szupersugárzás vákuumban

- Kollektív állapotok

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle + |eg\rangle\right)$$
$$|AS\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle - |eg\rangle\right)$$



J. Kästel and M. Fleischhauer, Laser Phys. **15**, 135 (2005)

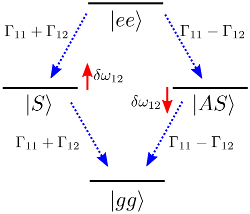
Dicke-szupersugárzás vákuumban

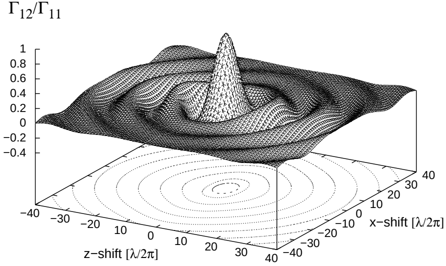
- Kollektív állapotok

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle + |eg\rangle\right)$$

$$|AS\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle - |eg\rangle\right)$$

- Γ_{12} nagy ha $r < \lambda$





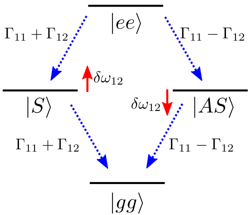
J. Kästel and M. Fleischhauer, Laser Phys. **15**, 135 (2005)

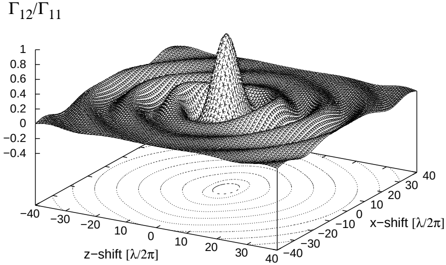
Dicke-szupersugárzás vákuumban

- Kollektív állapotok

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle + |eg\rangle\right)$$
$$|AS\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle - |eg\rangle\right)$$

- Γ_{12} nagy ha $r < \lambda$
- $\Gamma_{12}(r) \propto r^{-(d-1)}$





J. Kästel and M. Fleischhauer, Laser Phys. **15**, 135 (2005)

Dicke-szupersugárzás vákuumban

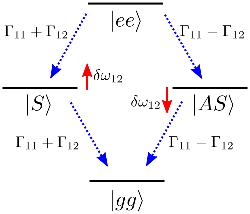
- Kollektív állapotok

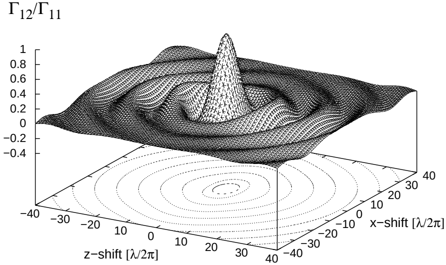
$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle + |eg\rangle\right)$$

$$|AS\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle - |eg\rangle\right)$$

- Γ_{12} nagy ha $r < \lambda$
- $\Gamma_{12}(r) \propto r^{-(d-1)}$

  $\rightarrow$ 1D csatolás kell: vékony drót





J. Kästel and M. Fleischhauer, Laser Phys. **15**, 135 (2005)

Dicke-szupersugárzás vákuumban

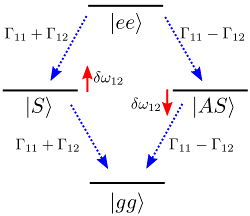
- Kollektív állapotok

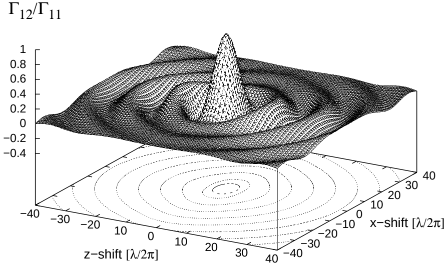
$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle + |eg\rangle\right)$$

$$|AS\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|ge\rangle - |eg\rangle\right)$$

- Γ_{12} nagy ha $r < \lambda$
- $\Gamma_{12}(r) \propto r^{-(d-1)}$

$\rightarrow$ 1D csatolás kell:
vékony drót
$\rightarrow$ csúcs eltolása:
tökéletes lencse

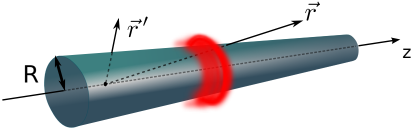




J. Kästel and M. Fleischhauer, Laser Phys. **15**, 135 (2005)

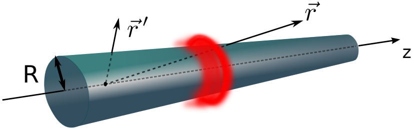
Nanodrót sajátmódusai

- Határfeltételek hengeres vezető esetére



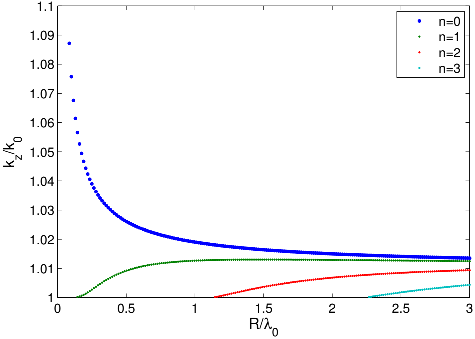
Nanodrót sajátmódusai

- Határfeltételek hengeres vezető esetére



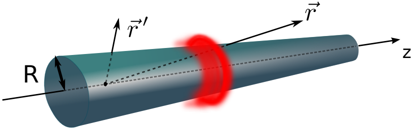
- Sajátmódusok ($\omega = const$)

  $R \to 0$:



Nanodrót sajátmódusai

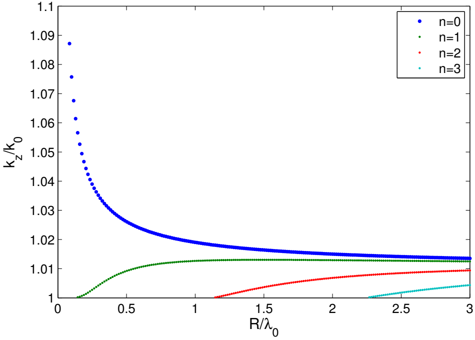
- Határfeltételek hengeres vezető esetére



- Sajátmódusok ($\omega = const$)

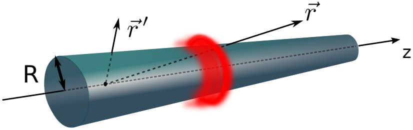
  $R \to 0$:

  - Egymódusú drót



Nanodrót sajátmódusai

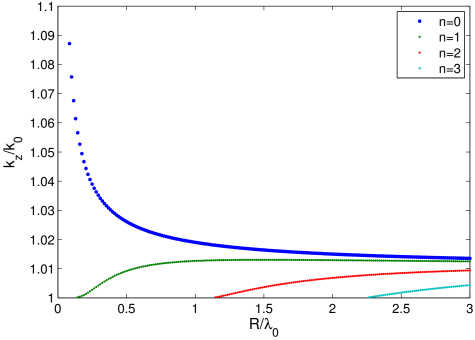
- Határfeltételek hengeres vezető esetére



- Sajátmódusok ($\omega = const$)

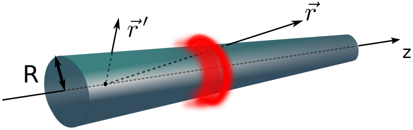
  $R \to 0$:

  - Egymódusú drót
  - Növekvő radiális bezártság ($e^{ik_r r}$, $k_r = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$)



Nanodrót sajátmódusai

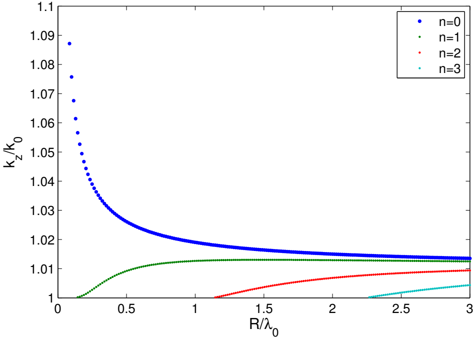
- Határfeltételek hengeres vezető esetére



- Sajátmódusok ($\omega = const$)

$R \to 0$:

  - Egymódusú drót
  - Növekvő radiális bezártság ($e^{ik_r r}$, $k_r = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$)
  - Erős atom-plazmon kölcsönhatás

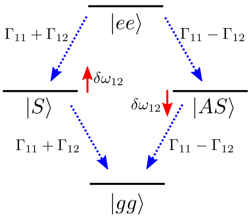


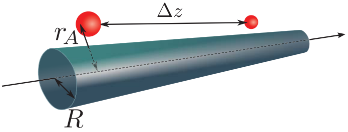
Atompár szupersugárzása

- Bomlási ráták és dipóleltolódások

$$\Gamma_{mn} = \frac{2\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2} \mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{ \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega_A) \right\} \mathbf{d}_n$$

$$\delta\omega_{mn} = \mathbb{P}\int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{\omega_A - \omega} \frac{\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{ \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega) \right\} \mathbf{d}_n}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}$$



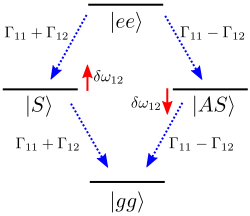


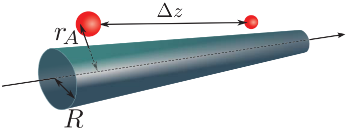
Atompár szupersugárzása

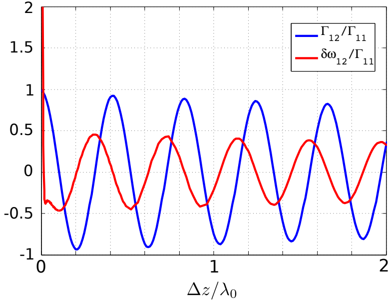
- Bomlási ráták és dipóleltolódások

$$\Gamma_{mn} = \frac{2\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m,\mathbf{r}_n,\omega_A)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$\delta\omega_{mn} = \mathbb{P}\int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{\omega_A-\omega}\frac{\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m,\mathbf{r}_n,\omega)\right\}\mathbf{d}_n}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}$$







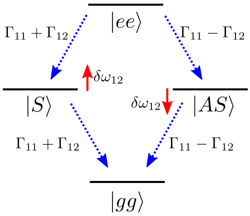
- Hosszútávú szupersugárzás

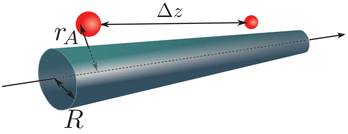
Atompár szupersugárzása

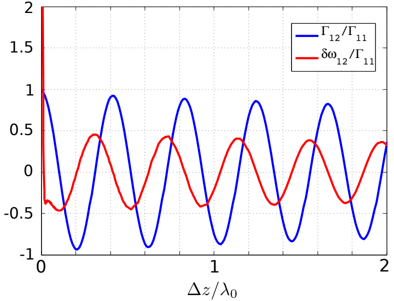
- Bomlási ráták és dipóleltolódások

$$\Gamma_{mn} = \frac{2\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega_A)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$\delta\omega_{mn} = \mathbb{P}\int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{\omega_A - \omega}\frac{\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega)\right\}\mathbf{d}_n}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}$$







- Hosszútávú szupersugárzás
- Szubradiáns összefonódott állapotok

3 atom nanodrót közelében

- Atomok közti távolságok

$$\left.\begin{matrix}\Delta z_{12} \\ \Delta z_{23}\end{matrix}\right\} = q\lambda^{SP}$$

$(q = 1, 2, \ldots)$

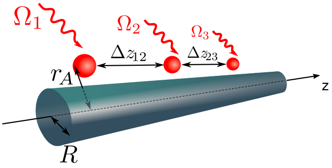
$$\downarrow$$

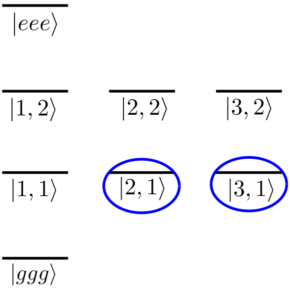
$$\Gamma_{12} \approx \Gamma_{11}$$

- Hosszúéletű, összefonódott állapotok

$$|2,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|gge\rangle - |egg\rangle\right)$$

$$|3,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\left(|gge\rangle - 2|geg\rangle + |egg\rangle\right)$$





3 atom nanodrót közelében

- Atomok közti távolságok

$$\left.\begin{matrix}\Delta z_{12}\\ \Delta z_{23}\end{matrix}\right\} = q\lambda^{SP}$$

$(q = 1, 2, \ldots)$

$$\downarrow$$

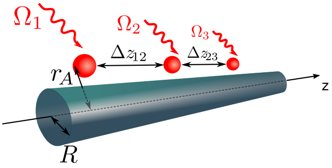
$$\Gamma_{12} \approx \Gamma_{11}$$

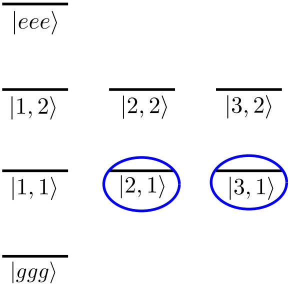
- Hosszúéletű,
összefonódott állapotok

$$|2,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|gge\rangle - |egg\rangle\right)$$

$$|3,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}}\left(|gge\rangle - 2|geg\rangle + |egg\rangle\right)$$

2- és 3-részecskés összefonódás!





3 atom, 3 drót

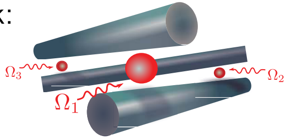
- Atomok közti távolságok:

$$\left.\begin{array}{l}\Delta z_{12}\\ \Delta z_{23}\\ \Delta z_{13}\end{array}\right\} = (1/2 + q)\lambda^{SP}$$

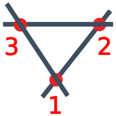
- Egyetlen hosszúéletű, összefonódott állapot:

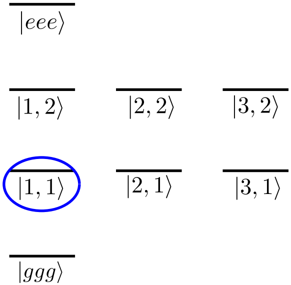
$$|1,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|egg\rangle + |geg\rangle + |gge\rangle\right)$$

Elölnézet



Felülnézet



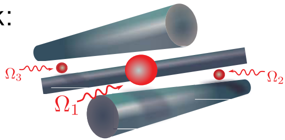


3 atom, 3 drót

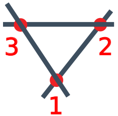
- Atomok közti távolságok:

$$\left.\begin{array}{l}\Delta z_{12}\\ \Delta z_{23}\\ \Delta z_{13}\end{array}\right\} = (1/2+q)\lambda^{SP}$$

Elölnézet

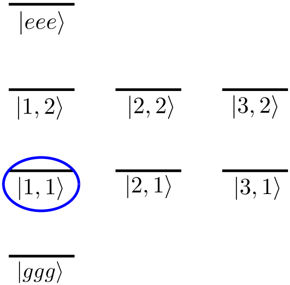


Felülnézet



- Egyetlen hosszúéletű, összefonódott állapot:

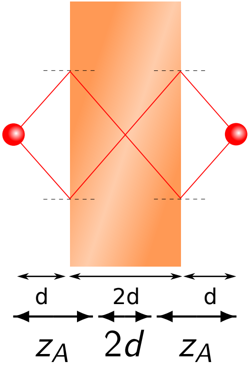
$$|1,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|egg\rangle + |geg\rangle + |gge\rangle\right)$$



3-részecskés összefonódás (W-állapot)!

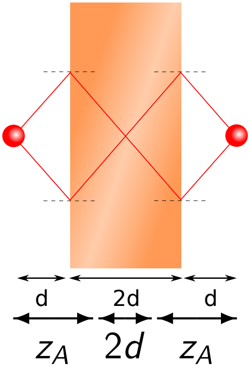
Csatolás tökéletes lencsével

- $n(\omega_A) = -1$
- Fókuszálás $z_A = d$ esetén
- Haladó ÉS evaneszcens hullámokat egyaránt leképez



Csatolás tökéletes lencsével

- $n(\omega_A) = -1$
- Fókuszálás $z_A = d$ esetén
- Haladó ÉS evaneszcens hullámokat egyaránt leképez



Bomlási ráták, energiaeltolódások

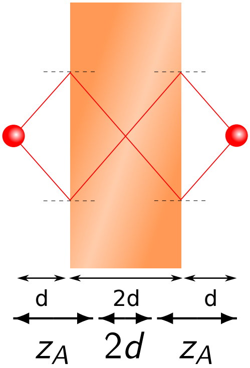
$$\Gamma_{mn} = \frac{\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m,\mathbf{r}_n,\omega_A)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$\delta\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}\mathbb{P}\int_0^\infty d\omega \frac{\omega^2}{\omega_A-\omega}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m,\mathbf{r}_n,\omega)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$= \frac{\mathbf{d}_m^T}{\hbar\pi\epsilon_0}\left[\frac{\pi\omega_A^2}{c^2}\mathrm{Re}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m,\mathbf{r}_n,\omega_A)\right\} + \int_0^\infty d\kappa \frac{\kappa^2}{c^2}\mathrm{Re}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m,\mathbf{r}_n,\mathrm{i}\kappa)\right\}\frac{\omega_A}{\kappa^2+\omega_A^2}\right]\mathbf{d}_n$$

Csatolás tökéletes lencsével

- $n(\omega_A) = -1$
- Fókuszálás $z_A = d$ esetén
- Haladó ÉS evaneszcens hullámokat egyaránt leképez



Bomlási ráták, energiaeltolódások

$$\Gamma_{mn} = \frac{\omega_A^2}{\hbar\epsilon_0 c^2}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega_A)\right\}\mathbf{d}_n$$

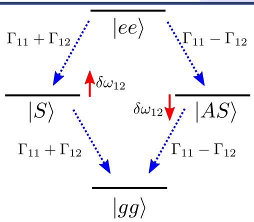
$\omega \approx 0$ járulék

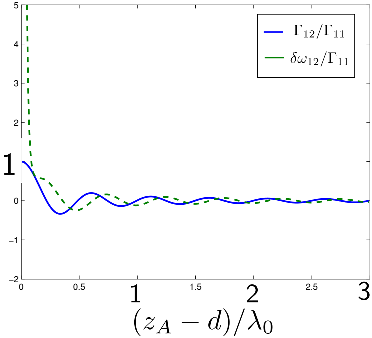
$$\delta\omega_{mn} = \frac{1}{\hbar\pi\epsilon_0 c^2}\mathbb{P}\int_0^\infty d\omega\,\frac{\omega^2}{\omega_A - \omega}\mathbf{d}_m^T \mathrm{Im}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega)\right\}\mathbf{d}_n$$

$$= \frac{\mathbf{d}_m^T}{\hbar\pi\epsilon_0}\left[\frac{\pi\omega_A^2}{c^2}\mathrm{Re}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, \omega_A)\right\} + \int_0^\infty \cancel{d\kappa\,\frac{\kappa^2}{c^2}\mathrm{Re}\left\{\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n, i\kappa)\right\}\frac{\omega_A}{\kappa^2 + \omega_A^2}}\right]\mathbf{d}_n$$

D. Dzsotjan, J. Kästel and M. Fleischhauer, PRB **84**, 075419 (2011)

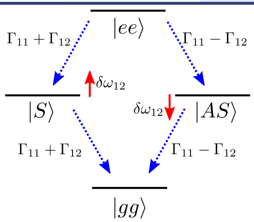
Csatolás tökéletes lencsével

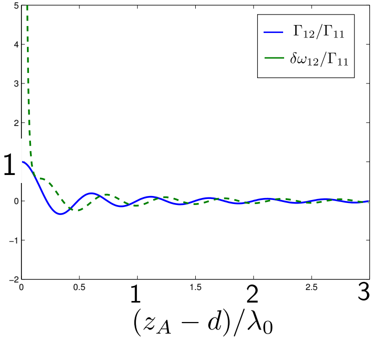




- $z_A \to d$
  - Szupersugárzás mezoszkopikus távolságokon
  - $\delta\omega_{12}$ *divergál!*

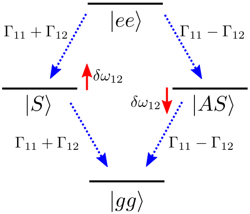
Csatolás tökéletes lencsével

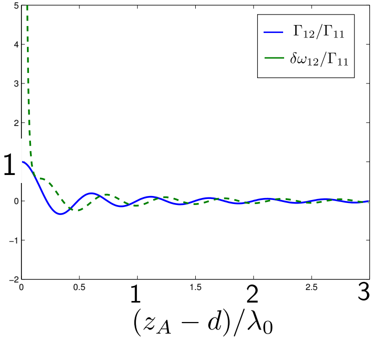




- $z_A \to d$
  - Szupersugárzás mezoszkopikus távolságokon
  - $\delta\omega_{12}$ *divergál!*
- $|AS\rangle$ szubradiánssá válik

Csatolás tökéletes lencsével

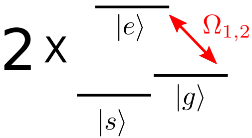




- $z_A \to d$
  - Szupersugárzás mezoszkopikus távolságokon
  - $\delta\omega_{12}$ *divergál!*
- $|AS\rangle$ szubradiánssá válik
- $|S\rangle$ and $|AS\rangle$ szelektíven gerjeszthetők: *kvantumkapu szempontjából előnyös*

Determinisztikus fáziskapu

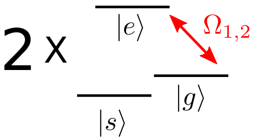
- Két, 3-nívós Λ atomot csatolunk

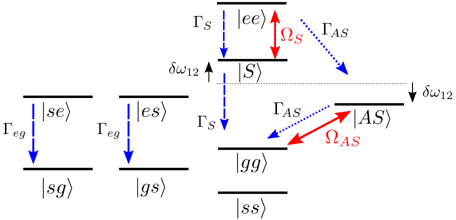


- Csak a $|g\rangle - |e\rangle$ átmenetek csatolódnak ($n(\omega_{eg}) = -1 + \mathrm{i}\,10^{-4}$)
- $|e\rangle$ nem bomlik $|s\rangle$-be

Determinisztikus fáziskapu

- Két, 3-nívós Λ atomot csatolunk



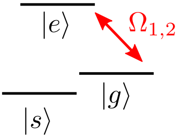


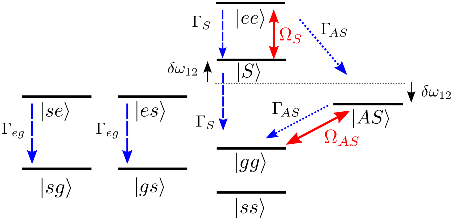
- Csak a $|g\rangle - |e\rangle$ átmenetek csatolódnak $(n(\omega_{eg}) = -1 + \mathrm{i}\,10^{-4})$
- $|e\rangle$ nem bomlik $|s\rangle$-be

$\Omega_{AS} = 1/\sqrt{2}(\Omega_1 - \Omega_2)$
$\Omega_S = 1/\sqrt{2}(\Omega_1 + \Omega_2)$

Determinisztikus fáziskapu

- Két, 3-nívós Λ atomot csatolunk

2 x 



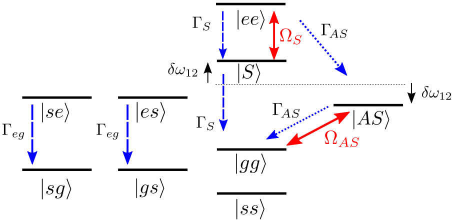
- Csak a $|g\rangle - |e\rangle$ átmenetek csatolódnak ($n(\omega_{eg}) = -1 + \mathrm{i}\,10^{-4}$)
- $|e\rangle$ nem bomlik $|s\rangle$-be

$\Omega_{AS} = 1/\sqrt{2}(\Omega_1 - \Omega_2)$
$\Omega_S = 1/\sqrt{2}(\Omega_1 + \Omega_2)$

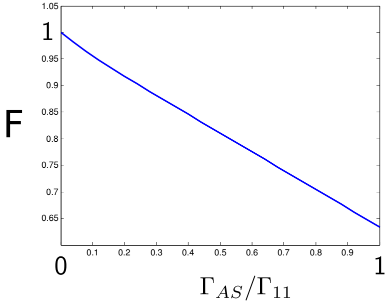
$$\boxed{\begin{array}{ccc} |ss\rangle & \rightarrow & |ss\rangle \\ |sg\rangle & \rightarrow & |sg\rangle \\ |gs\rangle & \rightarrow & |gs\rangle \\ |gg\rangle & \rightarrow & -|gg\rangle \end{array}}$$

Determinisztikus fáziskapu

$$\begin{array}{|lcl|} |ss\rangle & \rightarrow & |ss\rangle \\ |sg\rangle & \rightarrow & |sg\rangle \\ |gs\rangle & \rightarrow & |gs\rangle \\ |gg\rangle & \rightarrow & -|gg\rangle \end{array}$$



- Populációátvitel rezonáns 2π lézerpulzussal
- **Fidelity**:
  $F = \mathrm{Tr}\left[\rho_{ideal}\rho_{final}\right]$
  $F \approx 1$ around $z_A \approx d$
- **Atomok manipulálása egyenként**:
  $d \propto \lambda_{opt}$



Hibabecslés

- Ω_{AS} csak $|gg\rangle$-t és $|AS\rangle$-t csatolja

Hibabecslés

- Ω_{AS} csak $|gg\rangle$-t és $|AS\rangle$-t csatolja
- A kapu tökéletlenségének forrása $\Gamma_{AS} \neq 0$

Hibabecslés

- Ω_{AS} csak $|gg\rangle$-t és $|AS\rangle$-t csatolja
- A kapu tökéletlenségének forrása $\Gamma_{AS} \neq 0$

$$\mathrm{Imp} = 1 \times \Gamma_{AS} \tau_p$$

Hibabecslés

- Ω_{AS} csak $|gg\rangle$-t és $|AS\rangle$-t csatolja
- A kapu tökéletlenségének forrása $\Gamma_{AS} \neq 0$

$$\mathrm{Imp} = 1 \times \Gamma_{AS}\tau_p$$

- 2π pulzus: $\tau_p \propto 1/\Omega^0_{AS}$

$$\mathrm{Imp} \propto \Gamma_{AS}/\Omega^0_{AS}$$

Imp egyenesen arányos Γ_{AS}-sel

Hibabecslés

- Ω_{AS} csak $|gg\rangle$-t és $|AS\rangle$-t csatolja
- A kapu tökéletlenségének forrása $\Gamma_{AS} \neq 0$

$$\mathrm{Imp} = 1 \times \Gamma_{AS}\tau_p$$

- 2π pulzus: $\tau_p \propto 1/\Omega^0_{AS}$

$$\mathrm{Imp} \propto \Gamma_{AS}/\Omega^0_{AS}$$

Imp egyenesen arányos Γ_{AS}-sel

- $\Omega^0_{AS} \to \infty$: $\mathrm{Imp} \to 0$

Hibabecslés

- Ω_{AS} csak $|gg\rangle$-t és $|AS\rangle$-t csatolja
- A kapu tökéletlenségének forrása $\Gamma_{AS} \neq 0$

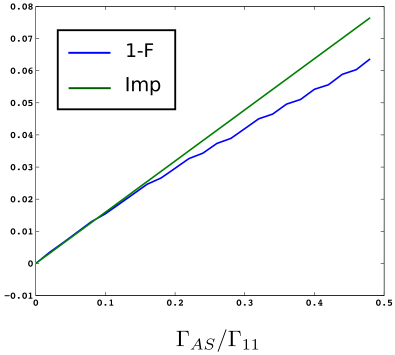
$$\mathrm{Imp} = 1 \times \Gamma_{AS}\tau_p$$

- 2π pulzus: $\tau_p \propto 1/\Omega_{AS}^0$

$$\mathrm{Imp} \propto \Gamma_{AS}/\Omega_{AS}^0$$

Imp egyenesen arányos Γ_{AS}-sel

- $\Omega_{AS}^0 \to \infty$: $\mathrm{Imp} \to 0$



Összegzés

- Vékony nanodrót (kvázi 1D), ill. negatív törésmutatójú anyag (3D) igen erős atom-plazmon csatolást tesz lehetővé

Összegzés

- Vékony nanodrót (kvázi 1D), ill. negatív törésmutatójú anyag (3D) igen erős atom-plazmon csatolást tesz lehetővé
- Több atom és drót csatolása: egzotikus, hosszú élettartamú, összefonódott állapotok

Összegzés

- Vékony nanodrót (kvázi 1D), ill. negatív törésmutatójú anyag (3D) igen erős atom-plazmon csatolást tesz lehetővé
- Több atom és drót csatolása: egzotikus, hosszú élettartamú, összefonódott állapotok
- Tökéletes lencse esetén lehetséges, hogy $\delta\omega_{12} \gg \Gamma_{11}$ AND $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \gg \lambda_{opt}$

Összegzés

- Vékony nanodrót (kvázi 1D), ill. negatív törésmutatójú anyag (3D) igen erős atom-plazmon csatolást tesz lehetővé
- Több atom és drót csatolása: egzotikus, hosszú élettartamú, összefonódott állapotok
- Tökéletes lencse esetén lehetséges, hogy $\delta\omega_{12} \gg \Gamma_{11}$ AND $|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2| \gg \lambda_{opt}$
- Tökéletes lencsén alapuló, determinisztikus, magas fidelitású kvantumkapu

Köszönöm a figyelmet!

Bonus: Formalism I

- Markov approximation

$$\int_{-\infty}^{t} d\tau \hat{\rho}(\tau) e^{-i(\omega-\omega_A)(t-\tau)} \approx \hat{\rho}(t) \int_{-\infty}^{t} d\tau e^{-i(\omega-\omega_A)(t-\tau)}$$
$$= -i\mathbb{P}\left(\frac{1}{\omega-\omega_A}\right) + \pi\delta(\omega-\omega_A)$$

- Green's tensor property:

$$\int d^3r' \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon''(\mathbf{r}',\omega) \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}',\omega) \bar{\bar{G}}^\dagger(\mathbf{r}_2,\mathbf{r}',\omega) = \mathrm{Im}\left[\bar{\bar{G}}(\mathbf{r}_1,\mathbf{r}_2,\omega)\right]$$

Bonus: Green's tensor of a wire

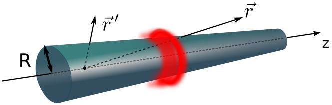
- Maxwell-Helmholtz wave equation

$$\left[\nabla \times \nabla \times - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(\mathbf{r},\omega)\right] \bar{\bar{G}}(\mathbf{r},\mathbf{r}_A,\omega) = \bar{\bar{I}}\,\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_A)$$

- Solution for a single wire
  - Source (atom) outside wire

$$\bar{\bar{G}}(\mathbf{r},\mathbf{r}_A,\omega) = \begin{cases} \bar{\bar{G}}_0(\mathbf{r},\mathbf{r}_A,\omega) + \bar{\bar{G}}_R(\mathbf{r},\mathbf{r}_A,\omega) & r > R \\ \bar{\bar{G}}_T(\mathbf{r},\mathbf{r}_A,\omega) & r < R \end{cases}$$

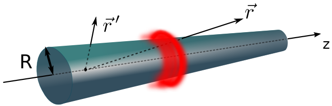
  - Expansion over cylindrical harmonics (to fulfill boundary conditions)



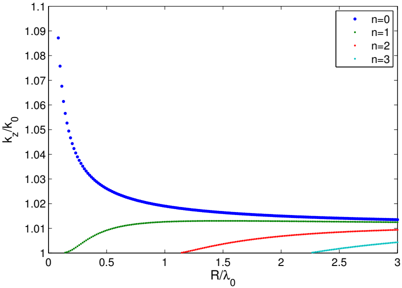
Bonus: Green's tensor of a wire

- Boundary conditions for cylinder

$$\hat{r} \times \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_A)_{r=R^-} = \hat{r} \times \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_A)_{r=R^+}$$
$$\hat{r} \times \nabla \times \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_A)_{r=R^-} = \hat{r} \times \nabla \times \bar{\bar{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_A)_{r=R^+}$$



- Eigenmodes ($\omega = const$) $R \to 0$:
  - Single-mode wire
  - Radial confinement increases ($e^{ik_r r}$; $k_r = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$)
  - Strong atom-plasmon interaction expected



Bonus: Formalism II

- Green's tensor expanded

$$\bar{\bar{G}}_0(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = -\frac{\hat{r}\otimes\hat{r}\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}{k_0^2} + \frac{i}{8\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta_{n,0}}{k_{r0}^2}$$

$$\times\begin{cases} \mathbf{M}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r})\otimes\mathbf{M}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}') + \mathbf{N}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r})\otimes\mathbf{N}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}'), & r > r' \\ \mathbf{M}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r})\otimes\mathbf{M}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}') + \mathbf{N}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r})\otimes\mathbf{N}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}'), & r < r' \end{cases} \tag{1}$$

$$\bar{\bar{G}}_R(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = \frac{i}{8\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta_{n,0}}{k_{r0}^2}$$

$$\left[\left(A_R\mathbf{M}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r}) + B_R\mathbf{N}^{(1)}_{\substack{o\\e}n}(k_z,\mathbf{r})\right)\otimes\mathbf{M}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}')\right.$$

$$\left.+\left(C_R\mathbf{N}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r}) + D_R\mathbf{M}^{(1)}_{\substack{o\\e}n}(k_z,\mathbf{r})\right)\otimes\mathbf{N}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}')\right] \tag{2}$$

$$\bar{\bar{G}}_T(\mathbf{r},\mathbf{r}',\omega) = \frac{i}{8\pi}\int_{-\infty}^{\infty} dk_z \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2-\delta_{n,0}}{k_{r0}^2}$$

$$\left[\left(A_T\mathbf{M}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r}) + B_T\mathbf{N}_{\substack{o\\e}n}(k_z,\mathbf{r})\right)\otimes\mathbf{M}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}')\right.$$

$$\left.+\left(C_T\mathbf{N}_{\substack{e\\o}n}(k_z,\mathbf{r}) + D_T\mathbf{M}_{\substack{o\\e}n}(k_z,\mathbf{r})\right)\otimes\mathbf{N}^{(1)}_{\substack{e\\o}n}(-k_z,\mathbf{r}')\right] \tag{3}$$

Bonus: Formalism III

- Cylindrical harmonic vector wave functions

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{M}_{e,n}(k_z,\mathbf{r}) \\ \mathbf{M}_{o,n}(k_z,\mathbf{r}) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \nabla\times\left[J_n(k_{r_{0,1}}r)(\cos n\phi)e^{ik_z z}\hat{z}\right] \\ \nabla\times\left[J_n(k_{r_{0,1}}r)(\sin n\phi)e^{ik_z z}\hat{z}\right] \end{Bmatrix}$$

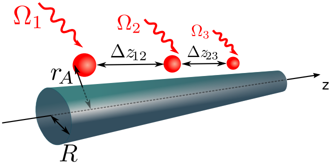
$$\begin{Bmatrix} \mathbf{N}_{e,n}(k_z,\mathbf{r}) \\ \mathbf{N}_{o,n}(k_z,\mathbf{r}) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{1}{k_{0,1}}\nabla\times\mathbf{M}_{e,n}(k_z,\mathbf{r}) \\ \frac{1}{k_{0,1}}\nabla\times\mathbf{M}_{o,n}(k_z,\mathbf{r}) \end{Bmatrix},$$

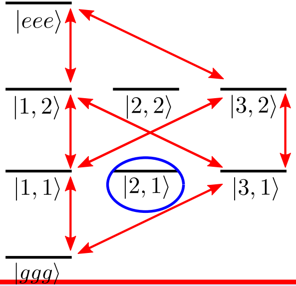
- If $\mathbf{M}^{(1)}$, $\mathbf{N}^{(1)}$: J_n is replaced by $H_n^{(1)}$

Bonus:3 atoms on a single, thin wire

- Pumping into entanglement

$$\Omega_1 = \Omega_3$$
$$\Omega_2 = 0$$

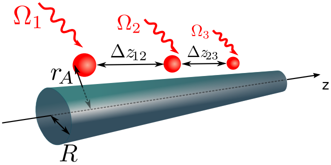




Bonus:3 atoms on a single, thin wire

- Pumping into entanglement

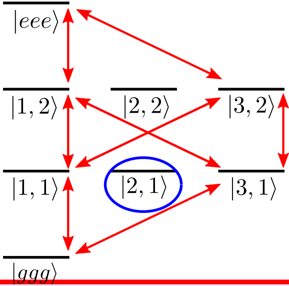
$$\Omega_1 = \Omega_3$$
$$\Omega_2 = 0$$



- System ends up in

$$|2,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|gge\rangle - |egg\rangle\right)$$

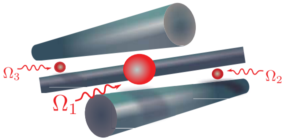
2-particle entanglement



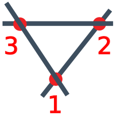
3 atoms, 3 wires

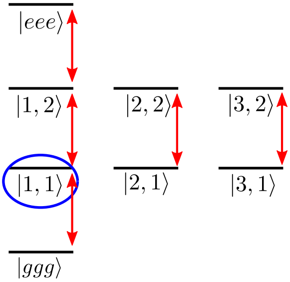
- Optical pumping will not work

Elölnézet



Felülnézet

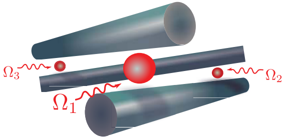




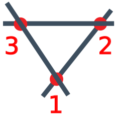
3 atoms, 3 wires

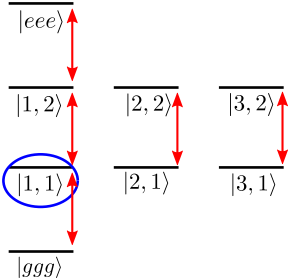
- Optical pumping will not work
  - Decay from $|eee\rangle$, then post-selection

Elölnézet



Felülnézet





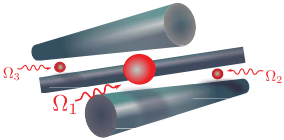
3 atoms, 3 wires

- Optical pumping will not work
    - Decay from $|eee\rangle$, then post-selection
    - OR: use low-amplitude π-pulse

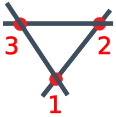
$$\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3$$

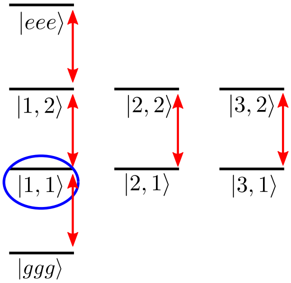
$$\Gamma_{slow} < \Omega_1 \ll \Gamma_{11}$$

Elölnézet



Felülnézet





3 atoms, 3 wires

- Optical pumping will not work
  - Decay from $|eee\rangle$, then post-selection
  - OR: use low-amplitude π-pulse

$$\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3$$

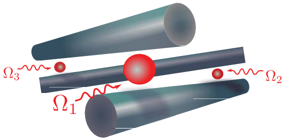
$$\Gamma_{slow} < \Omega_1 \ll \Gamma_{11}$$

- System ends up in

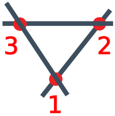
$$|1,1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(|egg\rangle + |geg\rangle + |gge\rangle\right)$$

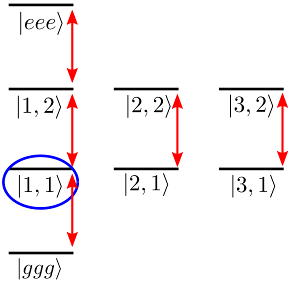
3-particle entanglement

Elölnézet



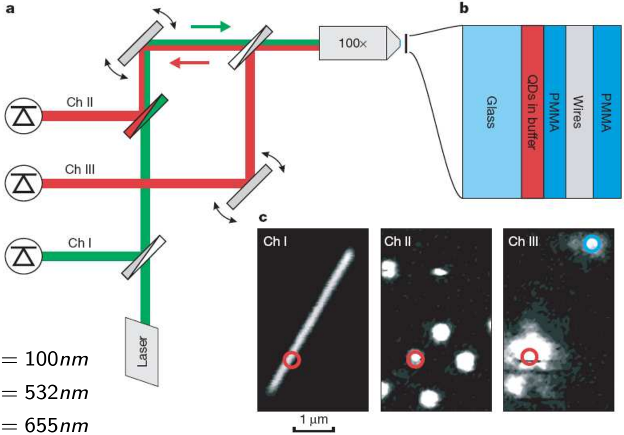
Felülnézet





Bonus: Experiment I

- Coupling a quantum dot to SP modes



$$R = 100nm$$
$$\lambda_I = 532nm$$
$$\lambda_{II} = 655nm$$

A. V. Akimov et al, Nature, **450**, 402 (2007)

Bonus: Experiment II

- Particle-wave duality of surface plasmons

R. Kolesov et al, Nature Phys. **5**, 470 (2009)