

1. félévi beszámoló

Curko Árpád (curko.arpad@wigner.mta.hu)

Statisztikus Fizika, Biológiai Fizika és Kvantumrendszerek Fizikája PhD program

Témavezető: Vukics András

A dolgozat címe: Kvantumos fény-anyag kölcsönhatás

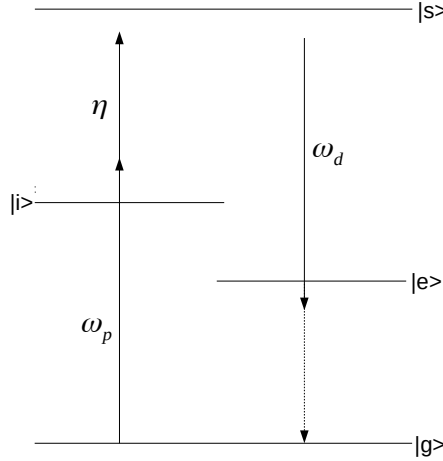
1. Bevezetés

A rezonátoros kvantumelektrodinamika mint dinamikusan fejlődő kutatási terület, az atom és sugárzás kölcsönhatásának vizsgálatát, a kvantummechanikai alapkísérletek és a megjelenő nemlineáris optikai effektusok tanulmányozását teszi lehetővé. A rezonátorban a fény-anyag kölcsönhatásnak egy olyan nagy pontossággal szabályozható formája jelenik meg, ahol a sugárzás és az anyagi összetevő is dinamikusan változik.

A rezonátorban csapdázott hideg atomok és fény kölcsönhatása révén olyan egyfoton-keltési folyamatok is megvalósulhatnak, melyek során egy mikrohullámú foton koherens módon alakul át egy optikai fotonná. A jól meghatározott térbeli és időbeli módusba kibocsájtott optikai foton egyetlen kollektív gerjesztés konverziójából jön létre.

2. Az aktuális félévben elvégzett kutatások ismertetése

A jelenlegi számolásunk célja a keletkező egyfoton állapot módusának elemzése, valamint egy Gauss-nyalábbal történő átfedésének a maximalizálása a megjelenő paraméterek függvényében. Az [1]-ben tárgyalt rendszeren keresztül vizsgáltuk az egyfoton-keltés folyamatát:



1. ábra. Az egyfoton-keltést megvalósító rendszer sematikus ábrája

Az atom releváns állapotai a $|g\rangle$ alapállapot, az alacsonyabb gerjesztésű $|e\rangle$ és a magas gerjesztett $|i\rangle$ valamint $|s\rangle$ Rydberg-állapotok. Egy ω_p frekvenciájú lézer a $|g\rangle$ alapállapotot a $|i\rangle$ Rydberg-állapothoz csatolja. Az atomok nemrezonáns módon kölcsönhatnak a mikrohullámú rezonátor \hat{c} módusával, létrehozva a dipól-megengedett $|i\rangle$ - $|s\rangle$ átmenetet.

Az ω_d frekvenciájú meghajtó lézer az $|s\rangle$ és az alacsonyabb energiájú $|e\rangle$ állapotok közötti átmeneten hat. Az így létrejött $|e\rangle$ gerjesztett állapot és a $|g\rangle$ alapállapot közötti átmenet a szabad tér $\hat{a}_{\mathbf{k}}$ módusához $g_{\mathbf{k}}$ erősséggel csatolódik. Az $|e\rangle$ állapot kollektív gerjesztését jellemző $b_j(t)$ atomi amplitúdók segítségével kifejezhető a \mathbf{k} módushoz tartozó egyfoton amplitúdó időbeli fejlődése:

$$a_{\mathbf{k}}(t) = ig_{\mathbf{k}}^* \sum_j e^{i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_j} \int_0^t dt' b_j(t') e^{i(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{eg})t'}. \quad (1)$$

Első lépésben tekintsük az (1)-esből egyszerűsítésekkel származtatott elektromos térerősség pozitív frekvencia tagját:

$$\mathbf{E}^+(\mathbf{r}) \sim \sum_j b_j e^{i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d) \cdot \mathbf{r}_j} \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j), \quad (2)$$

ahol a tér- és időbeli függést szeparáltuk, az elektromos térerősséget pedig mint az \mathbf{r}_j atomi helyeken lokalizált terek összegeként írtuk fel. A $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_d$ impulzussal terjedő és a w_0 minimális nyalábsugárral jellemezhető Gauss-nyalábbal való átfedés mértékét a következőképpen definiáljuk:

$$\langle \mathbf{E}_G^+ | \mathbf{E}^+ \rangle = \int d^3r (\mathbf{E}_G^+(\mathbf{r}))^* \cdot \mathbf{E}^+(\mathbf{r}). \quad (3)$$

A (2)-es közelítés adja az (1)-es teljes amplitúdóval számolt átfedés nulladrendű tagját. Az átfedést jellemző, nem triviális függést mutató paraméterek a w_0 , valamint a normál eloszlású atomi felhőt jellemző, a \mathbf{k}_0 terjedési irányra merőleges σ és vele párhuzamos σ_z szórások.

A numerikus elemzést elvégezve azt találjuk, hogy rögzített atomi felhőméret mellett (σ, σ_z állandók) az átfedés maximalizálódik a $w_0 \approx \sqrt{2}\sigma$ nyalábnyaknál. Ellenben, ha az atomok eloszlásának szórásértékeit változtatjuk, akkor a nemfizikai $\sigma, \sigma_z \rightarrow 0$, végtelen sűrűségű esetben lenne a legnagyobb az átfedés. A probléma abból adódhat, hogy az atomok által keltett elektromos térerősségre „túlzott” egyszerűsítéseket alkalmaztunk. Ezt követően hasonló számolásokba kezdtünk, de már az egyes atomok dipólsugárzását is figyelembe véve:

$$\mathbf{E}^+(\mathbf{r}, t) \sim i \sum_{\mathbf{k}, \lambda} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\mathbf{k}}}{2\epsilon_0 V}} \mathbf{e}_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \quad (4)$$

A térerősség kiszámításához az (1)-es egyfoton-amplitúdót használjuk fel, a megjelenő időintegrálra pedig a Markov-közelítést alkalmazzuk, így feltéve, hogy a tér és időbeli változók szeparálhatók, a (4)-ben megjelenő \mathbf{k} -ra és λ -ra vett összegzés elvégezhető:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^+(\mathbf{r}) \sim \sum_j e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_j} b_j \frac{k_{eg}^2 e^{ik_{eg} R_j}}{4\pi R_j} \left[(1 - \hat{\mathbf{R}}_j \circ \hat{\mathbf{R}}_j) \left(1 - \frac{1}{ik_{eg} R_j} + \frac{1}{(ik_{eg} R_j)^2} \right) + \right. \\ \left. + 2\hat{\mathbf{R}}_j \circ \hat{\mathbf{R}}_j \left(\frac{1}{ik_{eg} R_j} - \frac{1}{(ik_{eg} R_j)^2} \right) \right] \boldsymbol{\mu}, \end{aligned} \quad (5)$$

ahol \mathbf{R}_j az egyes atomokhoz rendelt $\mathbf{r} - \mathbf{r}_j$ távolságot jelöli, a $\hat{\mathbf{R}}_j$ az ehhez tartozó egységvektor, a $\boldsymbol{\mu}$ pedig az atomhoz rendelt dipólusmomentum. Az (5)-ből is látszik, hogy amint az elektromos térerősséget olyan \mathbf{r} pontban vizsgáljuk, amely az atomi felhőn belül helyezkedik el, megjelennek az $R_j \rightarrow 0$ okozta divergenciák. Ez annak tulajdonítható, hogy az atomok mint pontszerű töltések dipólsugárzását vizsgáljuk.

A továbbiakban ezen problémát úgy oldanánk meg, hogy áttérünk a Gauss-nyaláb és az atomi rendszer által keltett tér Fourier-térbeli reprezentációjára. Ebben az esetben a (4)-esből származtatott $\tilde{\mathbf{E}}^+(\mathbf{k})$ divergens tagjai a $k \rightarrow \infty$ értékeknél jelennek meg. Ellenben az átfedés számolásánál a Gauss-nyaláb Fourier-transzformáltja nagy \mathbf{k} -ra behoz egy természetes levágást ($\tilde{\mathbf{E}}_G^+(\mathbf{k} \rightarrow \infty)$ asszimptotikusan 0-hoz tart), ezzel kikerülve a dipólsugárzás okozta divergenciát. A kutatás további menete a \mathbf{k} -térbeli átfedés kiszámolása, valamint a szabad paraméterek függvényében történő maximalizálás lesz.

3. Tanulmányi tevékenység az aktuális félévben

Az első félévben az alábbi kurzusokon vettem részt:

- FIZ/3/041E Csapdába zárt atomi rendszerek II.
- FIZ/3/042E Semleges atomok lézeres hűtése és csapdázása
- FIZ/3/032E Fázisátalakulások

Szeptember 3-6-án részt vettem a Barcelonában megrendezésre került AtomQT nyári iskolán, ahol poszter-prezentációt tartottam a Self-organization of a Bose-Einstein condensate in an optical cavity and the Dicke-model címmel. Továbbá elfogadták a márciusban megrendezésre kerülő IFF Quantum Technology tavaszi iskolára a jelentkezésemet.

Hivatkozások

- [1] David Petrosyan *et al*, *Microwave to optical conversion with atoms on a superconducting chip*, New J. Phys. **21**, 073033 (2019)