

SỰ ẢNH HƯỞNG CỦA BỔ CHÍNH TRƯỜNG ĐỊNH XỬ LÊN CƠ CHẾ TƯƠNG TÁC MẠNH

TRẦN MINH HIẾN

Khoa Công nghệ Cơ khí, Trường Đại học Công nghiệp Thành phố Hồ Chí Minh
tranminhhien@iuh.edu.vn

DOIs: <https://doi.org/10.46242/jstiuh.v57i03.4388>

Tóm tắt. Sử dụng mô hình học cộng hưởng thực, chúng tôi khảo sát ảnh hưởng của bổ chính trường định xứ lên cơ chế tương tác mạnh. Nguyên tử được đặt tại tâm của một buồng cộng hưởng hình cầu nhiều lớp có dạng phân bố Bragg là mô hình hiện nay có thể thực hiện được bằng thực nghiệm. Tần số dao động Rabi cũng như điều kiện để xuất hiện cơ chế tương tác mạnh được khảo sát. Bổ chính trường định xứ thậm chí có thể phá vỡ cơ chế tương tác mạnh. Tác dụng của bổ chính trường định xứ được tăng cường khi mật độ vật chất tăng do sự truyền năng lượng trực tiếp từ nguyên tử đến môi trường. Khi mật độ vật chất thấp và/hoặc hấp thụ vật chất bé, sự thay đổi của mật độ vật chất không làm ảnh hưởng đáng kể đến cơ chế tương tác mạnh, ngoại trừ việc gây ra sự dịch chuyển nhỏ trong tần số cộng hưởng.

Từ khóa. Bổ chính trường định xứ, cơ chế tương tác mạnh, buồng cộng hưởng cầu phân bố Bragg.

1. MỞ ĐẦU

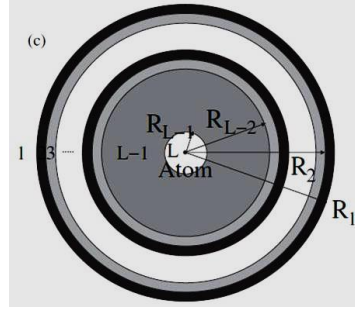
Ta biết rằng khi nguyên tử được đặt trong môi trường vật chất, trường điện từ tác dụng lên nó sẽ khác với trường điện từ vĩ mô thu được bằng cách tính trung bình trên các ô đơn vị lân cận được chọn một cách thích hợp [1,2]. Điều này cho thấy sự cần thiết phải tính đến bổ chính trường định xứ. Trong quang học lượng tử, bài toán bổ chính trường định xứ liên hệ mật thiết với quá trình rã tự phát của một nguyên tử bị kích thích. Các hiệu ứng trường định xứ có thể tính được thông qua việc xem nguyên tử được đặt trong một hốc ảo đủ nhỏ [1,3] hoặc một hốc cầu thực [2,4-8]. Ở đây chúng tôi sẽ sử dụng lý thuyết vĩ mô cho bài toán. Trong mô hình hốc ảo, hốc được xem như là một phần của môi trường. Ngược lại, với mô hình hốc thực, hốc được xem như là hoàn toàn trống, nói cách khác nguyên tử được đặt giữa một vùng chân không bên trong môi trường, với bán kính hốc được đo bằng khoảng cách trung bình từ nguyên tử khách đến các nguyên tử tạo nên môi trường bao quanh trong lân cận gần nhất.

Như đã biết, phát xạ tự phát được gây ra bởi tương tác cộng hưởng của nguyên tử bị kích thích với trường bức xạ liên tục. Ở gần với tần số chuyển mức của nguyên tử, nếu độ rộng phổ của trường lớn hơn rất nhiều so với cường độ tương tác trường-nguyên tử, cường độ này được biểu diễn thông qua tần số Rabi. Khi đó rã tự phát có thể được xem như là một quá trình bất thuận nghịch, tương tác trường-nguyên tử lúc này được gọi là tương tác yếu. Ngược lại nếu độ rộng phổ bức xạ đủ bé sao cho có thể xem như là chỉ có một mode của trường tương tác với sự chuyển mức của nguyên tử, năng lượng ban đầu được tồn trữ bên trong nguyên tử bị kích thích sẽ được truyền tới lui giữa hai hệ, trong tình huống như vậy chúng ta gọi nó là cơ chế tương tác mạnh. Trong những gì được xem xét trước đây tác dụng của bổ chính trường định xứ lên phát xạ tự phát, môi trường được xem xét là môi trường khối và được giả thiết là mở rộng đến vô cùng, tương tác trường-nguyên tử là tương tác yếu. Hiệu ứng về kích thước và hình dạng của môi trường đối với trường định xứ trong cơ chế tương tác yếu của trường-nguyên tử cũng đã được xem xét [5,9]. Trong tình huống tương tác yếu, mật độ các mức trên của nguyên tử rã theo qui luật hàm mũ. Trong cơ chế tương tác mạnh, có sự xuất hiện các dao động Rabi chân không của quá trình nghịch chuyển trạng thái nguyên tử. Nhờ sự phát triển hiện nay trong động lực học hốc lượng tử, các buồng cộng hưởng chất lượng cao đã được tạo ra và ứng dụng trong các thiết bị phát quang và xử lý thông tin lượng tử, điều này cho thấy cần thiết phải tính đến hiệu ứng trường định xứ trong cơ chế tương tác mạnh cho các nghiên cứu cơ bản lẫn ứng dụng thực tế. Để khảo sát hiệu ứng trường định xứ lên tương tác trường-nguyên tử trong cơ chế tương tác mạnh, chúng tôi xem xét hệ gồm một nguyên tử hai mức bị kích thích đặt tại tâm của một khối cầu điện môi có hệ số $\epsilon(\omega)$. Khối cầu này được bao quanh bởi các gương phản xạ mạnh, có khả năng giam nhốt trường điện từ theo cả ba phương đảm bảo thỏa điều kiện cho tương tác mạnh có thể diễn ra. Hiệu ứng trường định xứ được mô tả bởi việc giả sử rằng có một hốc thực bao quanh nguyên tử, bán kính hốc là R_c , nhỏ hơn rất

nhiều so với bước sóng đặc trưng của hệ. Trong tình huống như vậy hiệu ứng trường định xứ trở nên đáng kể. Để tạo điều kiện so sánh với thực nghiệm, chúng tôi xem xét một buồng cộng hưởng có dạng hình cầu được tạo bởi các lớp điện môi có dạng phân bố Bragg là dạng buồng cộng hưởng có thể thực hiện được bằng thực nghiệm hiện nay [10-12].

Sự xuất hiện các dao động Rabi của nguyên tử hai mức ban đầu được giả thiết là ở mức trên, có thể được xem như là bằng chứng của tương tác mạnh. Cường độ của bổ chính trường định xứ cũng có thể thay đổi bằng cách thay đổi bán kính của hốc cũng như bằng cách thay đổi mức độ hấp thụ của môi trường bao quanh. Tác dụng của bổ chính trường định xứ lên tần số Rabi, tốc độ tắt dần cũng như các điều kiện để dao động Rabi xuất hiện cũng sẽ được chúng tôi xem xét trong bài báo này.

2. CÁC PHƯƠNG TRÌNH CƠ BẢN



Hình 1: Mô hình buồng cộng hưởng cầu nhiều lớp dạng phân bố Bragg.

Chúng tôi xem xét một nguyên tử hai mức trung hòa được đặt tại vị trí \vec{r}_A có tần số chuyển mức tương ứng là ω_A , nguyên tử này tương tác với môi trường liên kết với trường điện từ thông qua chuyển dời dipole điện \vec{d}_A . Nguyên tử ban đầu được giả thiết ở trong trạng thái kích thích trong khi đó môi trường liên kết với trường điện từ được giả thiết là ở trạng thái chân không. Thông thường một buồng cộng hưởng sẽ giúp có nhiều vạch cộng hưởng khác nhau, khi tần số chuyển mức ω_A của nguyên tử tiến gần về tần số cộng hưởng ω_m của môi trường, các đóng góp từ các tần số khác có thể không còn đáng kể. Giả sử rằng mật độ trạng thái của trường liên kết với môi trường có dạng phân bố Lorentzian tập trung quanh tần số ω_m , với nửa độ rộng tại nửa cực đại là $\delta\omega_m$, khi đó biên độ trạng thái của toàn hệ $C_u(t)$ thỏa [13]

$$\ddot{C}_u(t) + [i(\omega_m - \omega_A) + \delta\omega_m] \dot{C}_u(t) + (\Omega/2)^2 C_u(t) = 0. \quad (1)$$

Ở đây

$$\Omega = \sqrt{2\Gamma(\omega_m)\delta\omega_m} \quad (2)$$

là tần số Rabi,

$$\Gamma = \frac{2\omega^2}{\hbar\epsilon_0 c^2} \vec{d}_A \text{Im} \vec{G}(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega) \vec{d}_A \quad (3)$$

là mật độ trạng thái của trường liên kết với môi trường, $\vec{G}(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega)$ là tensor Green mô tả môi trường bao quanh nguyên tử, ở đây chúng ta đã sử dụng gần đúng dipole điện và gần đúng sóng quay. Khi $\omega_A = \omega_m$ và tỉ số giữa tần số dao động Rabi và độ rộng vạch cộng hưởng sẽ quyết định việc có xuất hiện hay không cơ chế tương tác mạnh. Nếu xảy ra điều kiện

$$\frac{\Omega}{\delta\omega_m} = \sqrt{\frac{2\Gamma(\omega_m)}{\delta\omega_m}} \gg 1. \quad (4)$$

Khi đó ta có thể quan sát thấy các dao động Rabi và $\delta\omega_m$ đóng vai trò là tốc độ dập tắt,

$$|C_u(t)|^2 = e^{-\delta\omega_m t} \cos^2(\Omega t / 2), \quad (5)$$

và khi đó hệ được gọi là đang trong cơ chế tương tác mạnh. Trong giới hạn $\Omega \ll \delta\omega_m$, biên độ trạng thái của hệ sẽ tắt dần nhanh chóng theo biểu thức

$$|C_u(t)|^2 = e^{-\Gamma(\omega_m)t}, \quad (6)$$

lúc này ta gọi hệ đang ở trong cơ chế tương tác yếu. Khi đó $\Gamma(\omega_m)$ có ý nghĩa vật lý là tốc độ rã tự phát. Bùồng cộng hưởng mà chúng tôi xem xét ở đây bao gồm một hốc bao quanh nguyên tử, tường của hốc được tạo bởi các lớp gương là các mặt cầu đồng tâm có các hệ số điện môi lần lượt là $\varepsilon_i(\omega)$, i chạy lần lượt từ 1 đến L bắt đầu từ lớp ngoài cùng. Các mặt cầu này có bán kính lần lượt là R_j ($j=1,2,\dots,L-1$). Tensor Green của hệ có thể được tách thành hai phần như sau [13]

$$\vec{G}(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega) = \vec{G}^V(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega) + \vec{G}^R(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega). \quad (7)$$

Trong đó \vec{G}^V là thành phần mô tả phần chân không của hệ và \vec{G}^R mô tả thành phần phản xạ. Đối với hệ cầu đồng tâm và khi nguyên tử đặt ở tâm của hệ cầu, $r_A = 0$, chúng ta thu được [14]

$$\vec{G}^R(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega) = \frac{i\omega}{6\pi c} C_N^{LL}(\omega) \vec{I}. \quad (8)$$

Ở đây \vec{I} là tensor đơn vị, chỉ số N biểu thị cho các đóng góp của chi các sóng TM, là hệ quả đến từ việc nguyên tử được đặt ở tâm khối cầu. Thế phương trình (8) vào (3) chúng ta thu được

$$\bar{\Gamma}(\omega) = 1 + Re C_N^{LL}(\omega), \quad (9)$$

với $\bar{\Gamma} = \Gamma / \Gamma_0$, $\Gamma_0 = k_A^3 d_A^2 / (3h\pi\varepsilon_0)$ là tốc độ rã trong chân không, $k_A = \omega_A / c$,

$$C_N^{LL} = \frac{T_{21}}{T_{11}}. \quad (10)$$

Với T là ma trận 2×2 được xác định bởi

$$T = B_N^{L-1} B_N^{L-2} \dots B_N^1, \quad (11)$$

$$B_N^f = \begin{bmatrix} 1 & r_{Ff}^N \\ t_{Ff}^N & t_{Ff}^N \\ r_{Pf}^N & 1 \\ t_{Pf}^N & t_{Pf}^N \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Trong đó $t_{(F,P)f}^N$ và $r_{(F,P)f}^N$ lần lượt biểu thị các hệ số truyền và phản xạ ly tâm (F) và hướng tâm (P) được xác định cụ thể ở phần phụ lục. Tensor Green tổng quát chứa một tổng theo n . Tuy nhiên, vì nguyên tử được đặt tại tâm của khối cầu nên chỉ các thành phần tương ứng với $n=1$ cho đóng góp [13].

Rõ ràng rằng bổ chính trường định xứ chỉ đáng kể khi mật độ môi trường đủ cao. Trong mô hình của chúng tôi có nghĩa là bán kính hốc phải rất nhỏ so với bước sóng chuyển mức đặc trưng của nguyên tử

$$k_A R_c \ll 1.$$

Với điều kiện này ta có thể khai triển gần đúng hàm Green cho hệ như sau [5]

$$\vec{G}^R(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega_A) = \frac{k_A}{6\pi} \left\{ \frac{3(\varepsilon-1)}{2\varepsilon+1} \frac{1}{(k_A R_c)^3} + \frac{9(\varepsilon-1)(4\varepsilon+1)}{5(2\varepsilon+1)^2} \frac{1}{k_A R_c} + \left[\frac{9\varepsilon^{5/2}}{(2\varepsilon+1)^2} - 1 \right] \right\} \vec{I} \\ + \left(\frac{3\varepsilon}{2\varepsilon+1} \right)^2 \vec{G}_B^R(\vec{r}_A, \vec{r}_A, \omega_A) + O(k_A R_c). \quad (13)$$

Ở đây $\varepsilon = \varepsilon(\omega_A)$ là hệ số điện môi của môi trường bao quanh nguyên tử và \vec{G}_B^R là thành phần tán xạ của tensor Green không có hốc. Việc phân tích này giúp chúng ta hiểu sâu hơn về tác dụng của bổ chính trường định xứ trong cơ chế tương tác mạnh. Môi trường bao quanh nguyên tử có hệ số điện môi được giả thiết có dạng Drude-Lorentz

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_r^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}. \quad (14)$$

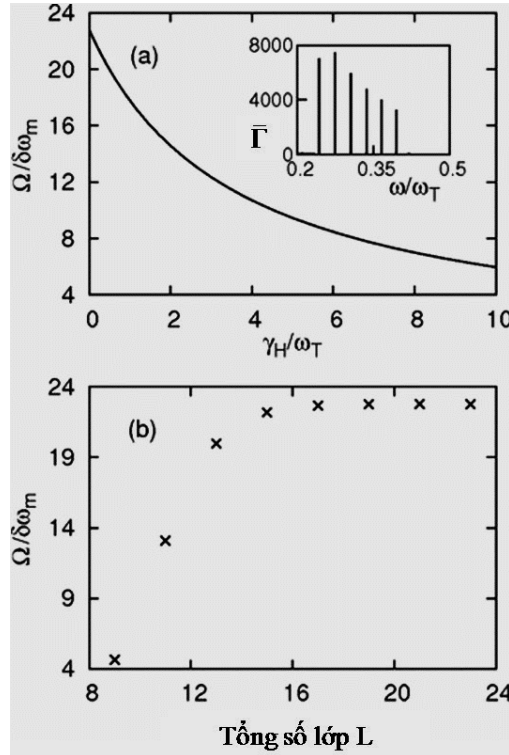
Ở đây tần số plasma ω_p đặc trưng cho cường độ tương tác giữa môi trường phân cực và trường điện từ, ω_T và γ lần lượt là vị trí và độ rộng của cộng hưởng môi trường. Ở đây, trong toàn bộ bài báo này, chúng tôi sẽ chuẩn hóa các tần số và độ dài theo theo ω_T và $\lambda_T = 2\pi c / \omega_T$.

3. KẾT QUẢ VÀ THẢO LUẬN

Chúng tôi lần lượt gọi bán kính hốc là bán kính của lớp trong cùng $R_C = R_{L-1}$, với $\varepsilon = \varepsilon_{L-1}$ và $R_w = R_{L-2}$ là bán kính của tường trong cùng trong mô hình buồng cộng hưởng có dạng phân bố Bragg. Loại buồng cộng hưởng này có thể thực hiện được bởi thực nghiệm hiện nay bằng sự kết hợp của kỹ thuật khắc axit và lắng đọng hơi hóa học [10]. Mô hình buồng cộng hưởng dạng này giúp giam nhốt trường tốt cho phép quan sát được hiệu ứng của bố chính trường định xứ trong cơ chế tương tác mạnh. Cụ thể, buồng cộng hưởng chứa nhiều cặp lớp gương có hệ số điện môi thấp ε_L và cao ε_H và có độ dày mỗi lớp bằng một phần tư bước sóng

$$d_j = \frac{\lambda_0}{4 \operatorname{Re}[\varepsilon_j(\omega_0)]}, \quad (15)$$

với $\lambda_0 = 2\pi c / \omega_0$, ω_0 là tần số tại tâm vùng cấm, ở đây chúng tôi chọn $\omega_0 / \omega_T = 0.32$. Để đạt điều kiện giam nhốt tốt chúng tôi chọn các hệ số điện môi của các lớp có sự tương phản cao $\varepsilon_L(\omega_0) = 2.25$ (silicon dioxide) và $\varepsilon_H(\omega_0) = 12.25$ (silicon cladding) giống như hệ được thực hiện trong [10].



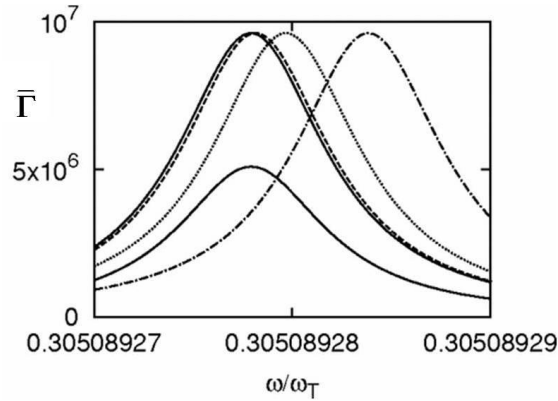
Hình 2: Tỷ số giữa tần số dao động Rabi theo tốc độ dập tắt $\Omega / \delta\omega_m$ được vẽ như một hàm của hấp thụ vật chất γ_H / ω_T (a), và theo tổng số lớp của buồng cộng hưởng, cố định $\gamma_H / \omega_T = \gamma_L / \omega_T = 2 \times 10^{-3}$ (b). Hình nhỏ trong hình (2a) biểu diễn mật độ trạng thái của trường ứng với $\gamma_H / \omega_T = 10^{-3}$.

Kết quả tính số biểu diễn trong hình (2) được sử dụng bởi các công thức chính xác (7), (8) và (10) -- (12) cho hàm Green. Từ hình nhỏ trong hình (2a) có thể thấy rằng chỉ các cộng hưởng xuất hiện bên trong vùng cấm quanh giá trị $\omega_0 / \omega_T = 0.31$. Trong hình (2a) chúng tôi vẽ tỷ số $\Omega / \delta\omega_m$ cho cấu hình 23 lớp, có 20 lớp gương với các hệ số điện môi xen kẽ lần lượt là ε_L với $\omega_{LT} / \omega_T = 20$, $\omega_{LP} / \omega_T \approx 22.3580$, $\gamma_L / \omega_T = 10^{-3}$, nghĩa là $\varepsilon_L = 2.25 + i10^{-6}$ và ε_H với $\omega_{HT} / \omega_T = 20$, $\omega_{HP} / \omega_T \approx 67.0735$, được xác định bởi

biểu thức (14) và với γ_H thay đổi. Hình (2b) cho thấy $\Omega / \delta\omega_m$ ứng với việc cố định $\gamma_H / \omega_T = 10^{-3}$ và thay đổi tổng số lớp L của hệ, số lớp gương là ($L=3$). Trong hình (2a) chúng tôi đã chọn vị trí cộng hưởng tại $\omega_m / \omega_T \approx 0.30509$, trong khi đó ở hình (2b), khi giảm số lớp về bằng 9, cộng hưởng này hơi bị dịch đi khỏi giá trị ban đầu và tiến về giá trị $\omega_m / \omega_T = 0.305083$. Môi trường của buồng cộng hưởng cũng có dạng Drude-Lorentz cho bởi biểu thức (14) với tần số cộng hưởng ngang của môi trường là ω_T và $\omega_p / \omega_T = 2$, $\gamma / \omega_T = 2 \times 10^{-4}$. Cường độ tương tác trường-nguyên tử $\Gamma_0 \lambda_T / (2c) = 10^{-6}$, bán kính hốc $R_C / \lambda_T = R_{L-1} / \lambda_T = 0.004$, bán kính của tường trong cùng của buồng cộng hưởng là $R_w = R_{L-2} / \lambda_T = 6$, có $\varepsilon_w = \varepsilon_L$.

Trong hình (2a) tỉ số $\Omega / \delta\omega_m$ được vẽ như một hàm của hấp thụ vật chất của gương được thực hiện bằng cách thay đổi γ_H . Số cặp lớp gương được cố định bằng 10 cặp lớp, trong [10] các tác giả đã sử dụng 8 cặp lớp Si/SiO₂. Có thể thấy rằng tỉ số $\Omega / \delta\omega_m$ giảm khi tăng γ_H , và quanh giá trị $\gamma_H / \omega_T \approx 4.5$ có một sự chuyển cơ chế từ tương tác mạnh sang tương tác yếu. Điều này tương ứng với $\varepsilon_H = 12.25 + i0.04$ hay $n_H \approx 3.5 + i0.0058$. Trong hình (2b) tỉ số $\Omega / \delta\omega_m$ được vẽ như một hàm của số lớp gương, hấp thụ của gương được giả thiết là thấp $\gamma_H / \omega_T = \gamma_L / \omega_T = 2 \times 10^{-3}$. Hình vẽ cho thấy, khi số lớp gương quá thấp (dữ liệu cho thấy khi $L=9$, nghĩa là có 3 cặp lớp gương), photon phát xạ có thể thoát ra bên ngoài dễ dàng và không còn quan sát được cơ chế tương tác mạnh. Khi $L \geq 11$, sự giam nhốt trường đủ tốt để có thể thấy được cơ chế tương tác mạnh. Tỉ số $\Omega / \delta\omega_m$ tăng đến giá trị bão hòa quanh giá trị $L=19$, như vậy 8 cặp lớp gương Si/SiO₂ là con số tối thiểu để có thể thu được cơ chế tương tác mạnh một cách rõ ràng ứng với các tham số được sử dụng trong hình (2b).

Cho đến lúc này chúng tôi đã giả thiết nguyên tử được đặt trong chân không bên trong hốc. Câu hỏi đặt ra là, điều gì sẽ xảy ra nếu chúng ta bỏ đi hoàn toàn hốc, tức là bỏ đi hoàn toàn hiệu ứng trường định xứ. Rõ ràng rằng chỉ có thể thực hiện được điều này bằng cách lấp đầy toàn bộ buồng cộng hưởng, nghĩa là không có phần chân không bao quanh nguyên tử, và bỏ đi hoàn toàn hấp thụ của vật chất. Trong hình (3), chúng tôi vẽ mật độ trạng thái của trường tại một vạch cộng hưởng đặc trưng. Đường liền nét thấp nhất là ứng với trường hợp buồng cộng hưởng không có hốc, trong khi đó, đường đứt nét, đường chấm chấm và đường gạch chấm là cho các trường hợp có sự tồn tại của hốc. Hình vẽ cho thấy, trong trường hợp đầu tiên, không có hốc, mật độ trạng thái của trường nói chung thấp hơn so với các trường hợp còn lại.



Hình 3: Mật độ trạng thái của trường tại một cộng hưởng đặc trưng, buồng cộng hưởng dạng phân bố Bragg với vật chất bao quanh có hệ số điện môi $\varepsilon(\omega)$ cho bởi biểu thức (14). Các tham số khác như trong hình 2.

Có thể thấy rằng một trong những tác dụng của trường định xứ là làm tăng mật độ trạng thái của trường tương ứng với một thừa số $[3\varepsilon / (2\varepsilon + 1)]^2$ phía trước $\vec{G}_B^R(\vec{r}, \vec{r}, \omega)$ trong biểu thức (13). Trong đó $\vec{G}_B^R(\vec{r}, \vec{r}, \omega)$ như đã nói ở trên, là thành phần tán xạ của hàm Green trong tình huống không có hốc. Rõ ràng là từ biểu thức (13) chúng ta có thể nói rằng một phần đóng góp của bộ chính trường định xứ đến từ số hạng

thứ nhất ở vế phải. Điều đó cho thấy tác dụng của bổ chính trường định xứ tăng khi tăng mật độ vật chất của môi trường thể hiện qua việc giảm bán kính hóc. Ngoài ra tác dụng của bổ chính trường định xứ cũng bị ảnh hưởng rất mạnh bởi cường độ tương tác của trường điện từ với môi trường đặc trưng bởi hệ số điện môi của môi trường. Một hiện tượng khác cũng sẽ làm sai lệch kết quả nếu chúng ta loại bỏ hoàn toàn hóc đó là sự dịch tần số cộng hưởng một cách giả tạo. Sự dịch tần số này càng trở nên rõ ràng hơn khi tăng bán kính của hóc. Như thấy trên hình (2), khi có hóc ứng với $R_C / \lambda_T = 0.001$ -đường đứt nét, $R_C / \lambda_T = 0.002$ -đường chấm chấm, $R_C / \lambda_T = 0.003$ -đường gạch chấm. Đường liền nét phía trên là dữ liệu của trường hợp không có hóc được nhân với thừa số $[3\varepsilon / (2\varepsilon + 1)]^2$ để dễ dàng so sánh.

4. KẾT LUẬN

Trong khuôn khổ mô hình hóc thực, chúng tôi đã khảo sát tác dụng của bổ chính trường định xứ lên cơ chế tương tác mạnh bằng cách nghiên cứu hệ bao gồm một nguyên tử hai mức được đặt tại tâm của buồng cộng hưởng hình cầu nhiều lớp dựa trên thực tế hiện nay có thể thực hiện được bằng thực nghiệm.

Bằng cách kết hợp giữa công thức giải tích gần đúng và các tính toán số cho biểu thức chính xác của hàm green, chúng tôi đã khảo sát chi tiết hiệu ứng trường định xứ lên các dao động Rabi, cho thấy hình dạng tắt dần theo qui luật hàm mũ của tỉ số giữa dao động Rabi và độ rộng vạch cộng hưởng.

Sự ảnh hưởng của trường của buồng cộng hưởng lên cơ chế tương tác mạnh có thể gợi ý cho việc thiết kế hệ thực nghiệm cho buồng cộng hưởng dạng gương phân bố Bragg. Với cấu hình này chúng ta có thể so sánh hai trường hợp có hóc và hoàn toàn không có hóc, chúng tôi đã thấy rằng bổ chính trường định xứ dẫn tới sự dịch chuyển tần số cộng hưởng, sự dịch chuyển này tăng khi tăng bán kính hóc.

Cuối cùng, điều này chỉ ra rằng tác dụng của trường định xứ lên cơ chế tương tác mạnh có thể quan sát được nếu sử dụng buồng cộng hưởng dạng gương Bragg với 8 cặp lớp Si/SiO₂. Loại buồng cộng hưởng này có thể tạo ra ở một đầu của fiber quang học.

PHỤ LỤC

$$r_{Pf}^N = \frac{k_{f+1} H_{(f+1)f} H'_{ff} - k_f H_{ff} H'_{(f+1)f}}{k_{f+1} J'_{ff} H_{(f+1)f} - k_f J_{ff} H'_{(f+1)f}},$$

$$r_{Ff}^N = \frac{k_{f+1} J_{(f+1)f} J'_{ff} - k_f J_{ff} J'_{(f+1)f}}{k_{f+1} J_{(f+1)f} H'_{ff} - k_f J'_{(f+1)f} H_{ff}},$$

$$t_{Pf}^N = \frac{k_{f+1} [J'_{(f+1)f} H_{(f+1)f} - J_{(f+1)f} H'_{(f+1)f}]}{k_{f+1} J'_{ff} H_{(f+1)f} - k_f J_{ff} H'_{(f+1)f}},$$

$$t_{Ff}^N = \frac{k_{f+1} [J_{(f+1)f} H'_{(f+1)f} - J'_{(f+1)f} H_{(f+1)f}]}{k_{f+1} J_{(f+1)f} H'_{ff} - k_f J'_{(f+1)f} H_{ff}},$$

với

$$J_{il} = j_n(z_{il}), \quad H_{il} = h_n^{(1)}(z_{il}),$$

$$J'_{il} = \frac{1}{z_{il}} \frac{d[z_{il} j_n(z_{il})]}{dz_{il}}, \quad H'_{il} = \frac{1}{z_{il}} \frac{d[z_{il} h_n(z_{il})]}{dz_{il}}$$

trong đó $z_{il} = k_i R_i, k_i = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_i(\omega)}$, $j_n(z)$, $h_n^{(1)}(z)$ lần lượt là các hàm Bessel và Hankel cầu loại một.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] H. A. Lorentz, Wiedemann, *Annalen*, vol. 9, pp. 641-651, 1880.
- [2] L. Onsager, *Journal of American Chemical Society*, vol. 58, no. 8, pp.1486-1493, 1936.
- [3] S. Scheel, L. Knöoll, D.-G.Welsch, and S.M. Barnett, *Physical Review A*, vol. 60, no.2, pp.1590-1597, 1999.
- [4] R. J. Glauber and M. Lewenstein, *Physical Review A*, vol. 43, no. 1, pp.467-491, 1991.
- [5] S. Scheel, L. Knöoll, and D.-G. Welsch, *Physical Review A*, vol. 60, no. 5, pp.4094-4104, 1999.

- [6] M. S. Tomaš, *Physical Review A*, vol. 63, pp.053811-053822, 2001.
[7] A. Rahmani and G. W. Bryant, *Physical Review A*, vol. 65, pp.033817-033829, 2002.
[8] H. T. Dung, S. Y. Buhmann, L. Knöoll, D.-G. Welsch, S. Scheel, and J. Křastel, *Physical Review A*, vol. 68, pp.043816-043831, 2003.
[9] H. T. Dung, S. Y. Buhmann, and D.-G. Welsch, *Physical Review A*, vol. 74, pp.023803-023814, 2006.
[10] Y. Xu, W. Liang, A. Yariv, J. G. Fleming, and S.-Y. Lin, *Optics Letters*, vol. 29, iss. 5, pp.424-426, 2004.
[11] I. Gourevich, L. M. Field, Z. Wei, C. Pachet, A. Petukhova, A. Alteheld, E. Kumacheva, J. J. Saarinen, and J. E. Sipe, *Macromolecules*, vol. 39, no.4, pp.1449-1454, 2006.
[12] R. Takekoh, W.-H. Li, N. A. D. Burke, and H. D. H. Stöver, *Journal of American Chemical Society*, vol. 128, no.1, pp.240-244, 2006.
[13] H. T. Dung, L. Knöoll, and D.-G. Welsch, *Physical Review A*, vol. 62, pp.053804-053817, 2000.
[14] T. M. Hien, H. T. Dung, and D.-G. Welsch, *Physical Review A*, vol. 83, pp.043820-043831, 2011.

THE INFLUENCE OF LOCAL-FIELD CORRECTION ON THE STRONG-COUPLING REGIME

MINH HIEN TRAN

*Faculty of Mechanical Engineering, Industrial University of Ho Chi Minh City, Ho Chi Minh City
tranminhhien@iuh.edu.vn*

Abstract. Using the real-cavity model, we consider the influence of the local-field correction on the strong atom-field coupling regime. The atom is positioned at the center of a Bragg-distributed spherical resonator that can now be fabricated in laboratories. The Rabi oscillation frequency and the condition indicating the occurrence of the strong-coupling regime are studied. Effects of the local-field correction may eventually destroy the strong-coupling regime. It is also especially pronounced at high-material densities due to direct energy transfer from the atom to medium. At lower material density and/or material absorption, variation of material density does not to affect much the strong-coupling regime, except for a small shift in the resonance frequency.

Keywords. Local-field correction, strong-coupling regime, Bragg-distribution spherical resonator.

Ngày gửi bài: 04/10/2021

Ngày chấp nhận đăng: 28/02/2022