HIỆN TƯỢNG PHÁ VỠ ĐỐI XỨNG NGHỊCH ĐẢO TRONG CHUYỂN PHA NHIỆT Ở HỆ BOSON HAI THÀNH PHẦN

Đặng Thị Minh Huệ[1], Nguyễn Tuấn Anh[2]

Tóm tắt: *Chuyển pha nhiệt là sự thay đổi về chất trạng thái của hệ tại điểm chuyển pha khi nhiệt độ thay đổi đạt đến giá trị tới hạn. Loại chuyển pha nhiệt và các kịch bản chuyển pha được xác định qua việc khảo sát sự phụ thuộc nhiệt độ của các tham số trật tự đặc trưng cho hệ. Bài báo này trình bày những kết quả nghiên cứu về chuyển pha nhiệt trong hệ boson hai thành phần hoà tan nhờ sử dụng phương pháp tác dụng hiệu dụng Cornwall-Jackiw-Tomboulis trong gần đúng bong bong kép cải tiến. Kết quả cho thấy chuyển pha nhiệt trong hệ là chuyển pha loại hai, xảy ra khi nhiệt độ được hạ xuống đến giá trị tới hạn theo một trong hai kịch bản: chuyển pha phục hồi đối xứng hoặc chuyển pha phục hồi phá vỡ đối xứng nghịch đảo.*

Từ khóa: Giá trị tới hạn, tham số trật tự, thế hiệu dụng, phục hồi đối xứng, phá vỡ đối xứng nghịch đảo.

1. ĐẶT VẤN ĐỀ

Những năm gần đây, có nhiều công trình nghiên cứu về chuyển pha nhiệt trong hệ boson hai thành phần cả về lý thuyết lẫn thực nghiệm (Alexander L. F. and Christopher J. F., 2012; Anderson R. P et al, 2009; Cornell E. A. and Weiman C. E., 2002; Tran Huu Phat et al, 2009), đặc biệt là nghiên cứu của nhóm Carl Wieman, Eric Cornell và Wolfgang Ketterle thuộc Đại học bang Colorado - Mỹ đã giành được giải Nobel vật lý năm 2001 (The Nobel Prize in Physics , 2001). Kể từ thành công vang dội này, có nhiều công trình nghiên cứu về tính chất và cấu trúc pha tồn tại của hệ boson hai thành phần khi chuyển pha nhiệt xảy ra. Tuy nhiên, cho đến nay vẫn chưa có công trình khoa học nào công bố sự tồn tại của hiện tượng phá vỡ đối xứng nghịch đảo (ISB) trong hệ – là hiện tượng được cho là rất hiếm xảy ra trong tự nhiên. Trong khi đó, thực nghiệm đã chứng minh rằng hoàn toàn có thể tồn tại nhiều loại chuyển pha được tạo bằng cách đơn giản là điều chỉnh các tham số (Cornell E. A. and Weiman C. E., 2002). Tức là, nghiên cứu về các kịch bản chuyển pha nhiệt của hệ boson hai thành phần vẫn đang là một trong những bài toán hấp dẫn nhất của vật lý hiện đại.

Ở bài báo này, với mục đích nghiên cứu các kịch bản chuyển pha nhiệt đối với hệ boson hai thành phần để tìm ra các hiện tượng mới, chúng tôi dựa trên cách tiếp cận thế hiệu dụng Cornwall –Jackiw–Tomboulis (CJT). Đây là phương pháp hiện đại, chính xác và phù hợp với các nghiên cứu về chuyển pha (Amelino G. and So - Young Pi, 1993; Cornwall, J. M. et al, 1974). Để thực hiện được mục tiêu đề ra, trước tiên chúng tôi sử dụng mô hình tương tác của hệ boson hai thành phần được biểu diễn bởi Lagrangian của hệ:

$$\mathcal{L} = \phi^*\left(-i\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\nabla^2}{2m_1}\right)\phi + \psi^*\left(-i\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\nabla^2}{2m_2}\right)\psi - \mu_1\phi^*\phi - \mu_2\psi^*\psi + \frac{\lambda_1}{2}(\phi^*\phi)^2 + \frac{\lambda_2}{2}(\psi^*\psi)^2 + \frac{\lambda}{2}(\phi^*\phi)(\psi^*\psi), \tag{1}$$

trong đó μ_1, (μ_2) là kí hiệu thế hóa học của trường ϕ, (ψ); m_1, (m_2) là khối lượng của nguyên tử boson loại thứ nhất và thứ hai; λ_1, λ_2, λ là các hằng số liên kết và luôn dương:

[1] *Khoa Năng lượng, Trường Đại học Thuỷ lợi*
[2] *Khoa Công nghệ năng lượng, Trường Đại học Điện lực.*

$\lambda_i = \dfrac{4\pi\hbar^2 a_i}{m_i}$, *i = 1, 2*; a_i là các độ dài tán xạ sóng âm tương ứng với va chạm giữa các nguyên tử khác loại. Hay,

$$\lambda = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad \text{với} \quad m_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \qquad (2)$$

Như vậy, các tham số điều khiển là nhiệt độ, thế hoá và hằng số liên kết. Trong chuyển pha nhiệt, ứng với mỗi giá trị xác định của thế hoá và hằng số liên kết, hệ sẽ trải qua chuyển pha nhiệt nếu nhiệt độ được điều chỉnh đạt đến giá trị tới hạn T_c.

Dựa trên (Tran Huu Phat et al, 2009), chúng tôi thu được thế hiệu dụng CJT trong gần đúng bong bong kép cải tiến – là phép gần đúng phục hồi định lý Goldstone:

$$\begin{aligned}\tilde{V}_\beta^{CJT}(\phi_0, D) = &-\mu_1\phi_0^2 + \frac{\lambda_1}{2}\phi_0^4 - \mu_2\psi_0^2 + \frac{\lambda_2}{2}\psi_0^4 + \frac{\lambda}{2}\phi_0^2\psi_0^2 + \frac{\lambda_1}{8}P_{11}^2 + \frac{\lambda_1}{8}P_{22}^2 + \frac{3\lambda_1}{4}P_{11}P_{22} \\ &+ \frac{\lambda_2}{8}Q_{11}^2 + \frac{\lambda_2}{8}Q_{22}^2 + \frac{3\lambda_2}{4}Q_{11}Q_{22} + \frac{1}{2}\int_\beta tr[\ln D^{-1}(k) + D_0^{-1}(k)D(k) - 1] \\ &+ \frac{1}{2}\int_\beta tr[\ln G^{-1}(k) + G_0^{-1}(k)G(k) - 1] \qquad 3\end{aligned}$$

trong đó

$$D_0^{-1}(k) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{k}^2}{2m_1} - \mu_1 + 3\lambda_1\phi_0^2 & -\omega_n \\ \omega_n & \frac{\vec{k}^2}{2m_1} - \mu_1 + \lambda_1\phi_0^2 \end{pmatrix}; \quad D^{-1}(k) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{k}^2}{2m_1} + M_1 & -\omega_n \\ \omega_n & \frac{\vec{k}^2}{2m_1} + M_{1\phi} \end{pmatrix};$$

$$M_1 = -\mu_1 + 3\lambda_1\phi_0^2 + \frac{\lambda}{2}\phi_0^2 + \frac{\lambda_1}{2}P_{11} + \frac{3\lambda_1}{2}P_{22} + \frac{\lambda}{4}Q_{11} + \frac{\lambda}{2}Q_{22};$$

$$M_{1\phi} = -\mu_1 + \lambda_1\phi_0^2 + \frac{\lambda}{2}\phi_0^2 + \frac{3\lambda_1}{2}P_{11} + \frac{\lambda_1}{2}P_{22} + \frac{\lambda}{4}Q_{11} + \frac{\lambda}{2}Q_{22};$$

$$G_0^{-1}(k) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{k}^2}{2m_2} - \mu_2 + 3\lambda_2\psi_0^2 & -\omega_n \\ \omega_n & \frac{\vec{k}^2}{2m_2} - \mu_2 + \lambda_2\psi_0^2 \end{pmatrix}; \quad G^{-1}(k) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{k}^2}{2m_2} + M_2 & -\omega_n \\ \omega_n & \frac{\vec{k}^2}{2m_2} + M_{2\psi} \end{pmatrix},$$

$$M_2 = -\mu_2 + 3\lambda_2\psi_0^2 + \frac{\lambda}{2}\psi_0^2 + \frac{\lambda_2}{2}Q_{11} + \frac{3\lambda_2}{2}Q_{22} + \frac{\lambda}{4}P_{11} + \frac{\lambda}{2}P_{22}$$

$$M_{2\psi} = -\mu_2 + \lambda_2\psi_0^2 + \frac{\lambda_2}{2}\psi_0^2 + \frac{3\lambda_2}{2}Q_{11} + \frac{\lambda_2}{2}Q_{22} + \frac{\lambda}{4}P_{11} + \frac{\lambda}{2}P_{22},$$

với

$$P_{aa} = \int_\beta D_{ab}(k), \qquad Q_{aa} = \int_\beta G_{ab}(k); \qquad a, b = 1; 2$$

$$\int_\beta f(k) = T\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f(\omega_n, \vec{k}), \; \omega_n = 2\pi n T.$$

Từ (3) chúng tôi nhận được

a. Các phương trình khe

$$\frac{\delta\tilde{V}_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)}{\delta\phi_0} = 0 \Rightarrow \quad M_{1\phi} = 0,$$

$$\frac{\delta\tilde{V}_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)}{\delta\psi_0} = 0 \Rightarrow \quad M_{2\psi} = 0. \qquad (5)$$

b. Các phương trình Schwinger - Dyson

Kết hợp với phương trình (4) nhận được

$$\frac{\delta\tilde{V}_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)}{\delta D} = 0 \Rightarrow D^{-1}(k) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{k}^2}{2m_1} + M_1 & -\omega_n \\ \omega_n & \frac{\vec{k}^2}{2m_1} \end{pmatrix},$$

$$\frac{\delta\tilde{V}_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)}{\delta G} = 0 \Rightarrow G^{-1}(k) = \begin{pmatrix} \frac{\vec{k}^2}{2m_2} + M_2 & -\omega_n \\ \omega_n & \frac{\vec{k}^2}{2m_2} \end{pmatrix}, \qquad (6)$$

Các công thức (4) và (6) sẽ được sử dụng để thực hiện nghiên cứu số ở phần II.

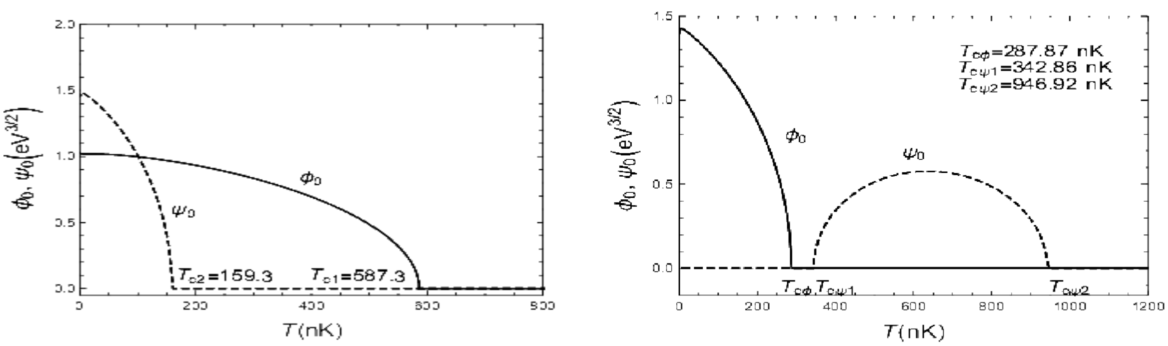
Bài báo này được trình bày với cấu trúc gồm ba mục với mục hai là phần chính, trình bày các kết quả tính số về các kịch bản của chuyển pha nhiệt và loại chuyển pha tương ứng. Kết luận của bài báo được trình bày ở phần 3.

2. CHUYỂN PHA NHIỆT TRONG HỆ BOSON HAI THÀNH PHẦN

Ở phần này, chúng tôi thu được các kịch bản chuyển pha nhiệt của hệ boson hai thành phần tại các giá trị được chọn của thế hoá khi hằng số liên kết không thay đổi bằng cách khảo sát bài toán mẫu đối với hệ hỗn hợp gồm vô số các nguyên tử ^{85}Rb và ^{87}Rb (có khối lượng rút gọn m_{12} = 80 GeV).

Trước tiên, chúng tôi xét sự phụ thuộc vào nhiệt độ của các tham số trật tự ϕ_0, ψ_0 ứng với bộ giá trị của các tham số được chọn dựa trên hai tiêu chí: thứ nhất, giá trị của các tham số thuộc vùng mà thực nghiệm có thể điều chỉnh được (cỡ vài nm) (Alexander L. F. and Christopher J. F., 2012; Ketterle W., 1999); thứ hai, giá trị bộ tham số được chọn phải thoả mãn điều kiện hệ gồm hai thành phần trộn lẫn: $4\lambda_1\lambda_2 - \lambda^2 > 0$ (Tran Huu Phat et al, 2009). Ví dụ, chọn $\lambda_1 = 5.10^{-12}$eV^{-2}, $\lambda_2 = 0{,}4.10^{-12}$eV^{-2}, $\lambda = 2.10^{-12}$eV^{-2}, $\mu_1 = 5.10^{-12}$eV, $\mu_2 = 1{,}5.10^{-12}$eV và $\lambda_1 = 5.10^{-12}$eV^{-2}, $\lambda_2 = 0{,}4.10^{-12}$eV^{-2}, $\lambda = 2.10^{-12}$eV^{-2}, $\mu_1 = 5.10^{-12}$eV và $\mu_2 = 0{,}8.10^{-12}$eV. Kết quả cho ở hình 1a và 1b.

Hình 1a cho thấy hai tham số trật tự ϕ_0, ψ_0 khác không tại T = 0K và giảm đơn điệu về không khi nhiệt độ tăng đến giá trị tới hạn, tương ứng là $T_{c\varphi}$ và $T_{c\psi}$. Kịch bản chuyển pha này gọi là chuyển pha phục hồi đối xứng (SR). Hình 1b biểu diễn kịch bản chuyển pha SR đối với thành phần thứ nhất và kịch bản chuyển pha phá vỡ đối xứng nghịch đảo (ISB) trong chuyển pha nhiệt của hệ boson hai thành phần: tham số trật tự ϕ_0 khác không tại T = 0K và giảm đơn điệu về không khi nhiệt độ tăng đến giá trị tới hạn $T_{c\varphi}$. Tham số trật tự ψ_0 bằng không trong khoảng nhiệt độ thoả mãn $0 \le T \le T_{c\psi}$, sẽ khác không khi $T_{c\psi 2}$ = 946,92 nK > T > $T_{c\psi 1}$ = *342,86 nK* và lại bằng không khi $T \ge T_{c\psi 2}$.



(a) (b)

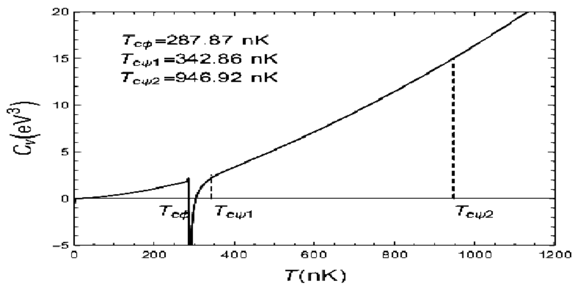
Hình 1. Sự phụ thuộc vào nhiệt độ của các tham số trật tự φ_0; ψ_0 tại $\lambda_1 = 5.10^{-12}eV^{-2}$ $\lambda_2 = 0{,}4.10^{-12}eV^{-2}$, $\lambda = 2.10^{-12}eV^{-2}$ $\mu_1 = 5.10^{-12}eV$ và $\mu_2 = 1{,}5.10^{-12}eV$ (a) và tại $\lambda_1 = 5.10^{-12}eV^{-2}$ $\lambda_2 = 0{,}4.10^{-12}eV^{-2}$, $\lambda = 2.10^{-12}eV^{-2}$ $\mu_1 = 5.10^{-12}eV$ và $\mu_2 = 0{,}8.10^{-12}eV$ (b).

Hơn nữa, sự biến thiên đơn điệu về không của các tham số trật tự theo nhiệt độ ở hình 1a và 1b cho thấy sự chuyển pha tương ứng là loại hai (Landau L. D., Lifshitz E. M., 1987).

Tiếp theo, do hiện tượng ISB là đặc biệt hiếm xảy ra trong tự nhiên nên để kiểm tra xem hiện tượng này có thể tồn tại trong hệ khi xảy ra chuyển pha hay không, chúng tôi vẽ sự phụ nhiệt độ của nhiệt dung đẳng tích của hệ ứng với bộ tham số ở hình 1b,

$$C_V = -T\left(\frac{\partial^2 V_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)}{\partial T^2}\right)_V . \qquad (7)$$

Kết quả cho ở hình 2: Rõ ràng kịch bản chuyển pha ISB đối với thành phần thứ hai là hoàn toàn xảy ra trong tự nhiên vì nhiệt dung đẳng tích có giá trị dương tại điểm chuyển pha và sự chuyển pha là loại hai bởi vì nhiệt dung đẳng tích có dì kị tại điểm chuyển pha (Landau L. D., Lifshitz E. M., 1987).



Hình 2. Sự phụ thuộc nhiệt độ của nhiệt dung đẳng tích tại $\mu_2 = 0{,}8.10^{-12} eV$.

3. KẾT LUẬN

Bằng cách khảo sát các kịch bản chuyển pha nhiệt trong hệ boson hai thành phần ở phần II, chúng tôi thu được các kết quả mới như sau:

1. Khẳng định tồn tại hiện tượng phá vỡ đối xứng nghịch đảo trong chuyển pha nhiệt ở hệ boson hai thành phần khi điều chỉnh thế hoá học μ của một trong hai thành phần.

2. Chuyển pha nhiệt trong hệ boson là loại hai đối với tất cả các kịch bản khả dĩ, xảy ra theo một trong hai kịch bản: phục hồi đối xứng hoặc phá vỡ đối xứng nghịch đảo.

3. Xác định chính xác giá trị nhiệt độ tới hạn, giúp thực nghiệm có thể điều chỉnh để quan sát được quá trình chuyển pha.

Ngoài ra, kết quả nghiên cứu số một lần nữa khẳng định tính chính xác của phương pháp tác dụng hiệu dụng CJT và cũng khẳng định rằng hoàn toàn có thể tạo ra các kịch bản chuyển pha theo ý muốn bằng cách đơn giản là điều chỉnh các tham số.

REFERENCE

Alexander L. F. and Christopher J. F. (2012), *Bose gas: Theory and Experiment*, Contemporary Concepts of Condensed Matter Science 5, pp. 27-67.

Amelino G. and So - Young Pi (1993), *Self - consistent improvement of the finite - temperature effective potential*, Phys. Rev. D 47, 2356.

Anderson R. P., Ticknor C., Sidorov A. I., and Hall B. V. (2009), *Spatially inhomogeneous phase evolution of a two -component Bose - Einstein condensates*, Phys. Rev. A80, 023603.

Cornell E. A. and Weiman C. E. (2002), Nobel Lecture: *Bose -Einstein condensation in a dilute gas, the first 70 years and some recent experiments*, Rev. Mod. Phys. 74, 875.

Cornwall, J. M., Jackiw, R. and Tomboulis (1974), *Effective Action for Composite Operators*, Phys. Rev. D10, 2428.

Ketterle W. (1999), *Experimental studies of Bose-Einstein condensation*, Physics Today, December, pp. 30-35.

Landau L. D., Lifshitz E. M. (1987), *Statistical Physics*, Pergamon Press, Oxford.

The Nobel Prize in Physics 2001, The Royal Swedish Academy of Sciences, 2011.

Tran Huu Phat, Le Viet Hoa, Nguyen Tuan Anh, and Nguyen Van Long (2009), *Bose - Einstein condensation in binary mixtures of Bose gases*, Ann. Phys. (NY) 324, 2074.

Abstract:

INVERSE SYMMETRY BREAKING PHENOMENA FOR THERMAL PHASE TRANSITION IN BINARY - MIXTURE BOSON SYSTEMS

Thermal phase transition in binary - mixture boson systems is studied by means of the Cornwall-Jackiw - Tomboulis effective potential approach in the improved double - bubble approximation which preserves the Goldstone theorem. Its main feature is that the transition is second order occurring when the temperature is reduced to critical value associating with two types including inverse symmetry breaking transition and symmetry restoration transition.

Keywords: Critical Value, Order Parameter, Effective Potential, Symmetry Restoration (SR), Inverse Symmetry Breaking (ISB).

BBT nhận bài: 12/01/2017

Phản biện xong: 21/02/2017