

NGỪNG TỤ CỦA VẬT CHẤT TRONG MÔ HÌNH SIGMA TUYẾN TÍNH CỦA HỆ PHA TRỘN HAI THÀNH PHẦN

Lê Viết Hòa¹, Nguyễn Tuấn Anh², Đặng Thị Minh Huệ³ và Đinh Thanh Tâm⁴

¹*Khoa Vật lí, Trường Đại Học Sư Phạm Hà Nội*

²*Khoa Công nghệ Năng lượng, Trường Đại Học Điện Lực*

³*Khoa Năng lượng, Trường Đại Học Thủy Lợi*

⁴*Khoa Toán - Lí - Tin, Trường Đại Học Tây Bắc*

Tóm tắt. Bài báo khảo sát hiện tượng ngưng tụ vật chất trong hệ pha trộn hai thành phần trên cơ sở mô hình lí thuyết trường sigma tuyến tính. Thu được biểu thức của thể hiệu dụng Cornwall-Jakiw-Tomboulis (CJT) trong gần đúng HF và từ đó rút ra các phương trình khe đối với các mật độ ngưng tụ và các phương trình SD cho hàm truyền. Các kết quả tính số chứng tỏ trong hệ có thể tồn tại hai kịch bản ngưng tụ là chỉ có một loại hoặc cả hai loại ngưng tụ nhưng không đồng thời tùy thuộc vào ảnh hưởng của nhiệt độ hay thể hóa. Các quá trình ngưng tụ này đều thuộc chuyển pha loại II dù ngưng tụ do hiệu ứng nhiệt hay do hiệu ứng lượng tử.

Từ khóa: Tác dụng hiệu dụng CJT, định lí Goldstone, mô hình sigma, phương trình khe (gap), phương trình Schwinger-Dyson (SD).

1. Mở đầu

Trong những năm gần đây nhiều công trình [1-3] liên quan đến chuyển pha, sự phá vỡ và phục hồi đối xứng, sự ngưng tụ Bose-Einstein đã được thực hiện trong khuôn khổ mô hình sigma tuyến tính vì mô hình này được coi là thích hợp nhất cho lí thuyết về các hiện tượng ở năng lượng thấp của sắc động lực học lượng tử (QCD). Tuy nhiên có một khó khăn nghiêm trọng liên quan đến việc tái chuẩn hóa thể hiệu dụng thỏa mãn định lí Goldstone. Ngoài ra các mô hình trước đây chủ yếu mới hạn chế ở một trường (có thể có nhiều thành phần) hoặc hai trường trong trường hợp phi tương đối tính. Do đó việc mở rộng mô hình để mô tả hệ pha trộn hai thành phần trong trường hợp tương đối tính là hết sức cần thiết vì nó cho phép làm sáng tỏ nhiều hiệu ứng liên quan đến cấu trúc nội tại của các sao compact kiểu như sao neutron [4, 5], hay sự tồn tại của chất quac trong pha màu-vị bị giam hãm ở mật độ đủ lớn và nhiệt độ thấp [6]. Bài báo này trình bày những kết quả nghiên cứu bước đầu theo hướng đó.

Ngày nhận bài: 19/1/2019. Ngày sửa bài: 4/3/2019. Ngày nhận đăng: 11/3/2019.

Liên hệ: Lê Viết Hòa, địa chỉ e-mail: hoalv@hnue.edu.vn

2. Nội dung nghiên cứu

2.1. Các hệ thức tán sắc

Chúng ta nghiên cứu sự ngưng tụ của vật chất trong hỗn hợp hai thành phần được mô tả bằng mật độ Lagrangian:

$$\begin{aligned} L = & (\partial^0 \phi^*)(\partial_0 \phi) - (\partial^a \phi^*)(\partial_a \phi) - i\mu_1 [(\partial^0 \phi^*)\phi - \phi^*(\partial_0 \phi)] + (\mu_1^2 - m_1^2)(\phi^* \phi) \\ & + (\partial^0 \psi^*)(\partial_0 \psi) - (\partial^a \psi^*)(\partial_a \psi) - i\mu_2 [(\partial^0 \psi^*)\psi - \psi^*(\partial_0 \psi)] + (\mu_2^2 - m_2^2)(\psi^* \psi) \\ & - \lambda_1 (\phi^* \phi)^2 - \lambda_2 (\psi^* \psi)^2 - \lambda (\phi^* \phi)(\psi^* \psi). \end{aligned} \quad (2.1)$$

Ở đây

$$a = 1, 2, 3; \partial_a = \frac{\partial}{\partial x^a}, \partial_0 = \frac{\partial}{\partial x^0}; \phi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2), \psi = \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + i\psi_2). \quad (2.2)$$

Bằng phép dịch trường

$$\phi \rightarrow \phi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_1 + i\phi_2); \quad \psi \rightarrow \psi_0 + \frac{1}{\sqrt{2}}(\psi_1 + i\psi_2), \quad (2.3)$$

có thể viết lại Lagrangian (2.1) dưới dạng:

$$L = L_0 + L_1 + L_2, \quad (2.4)$$

trong đó

$$L_0 = (\mu_1^2 - m_1^2)\phi_0^2 + (\mu_2^2 - m_2^2)\psi_0^2 - \lambda_1 \phi_0^4 - \lambda_2 \psi_0^4 - \lambda \phi_0^2 \psi_0^2, \quad (2.5a)$$

$$\begin{aligned} L_1 = & \frac{1}{2}(\partial_0 \phi_1)^2 - \frac{1}{2}(\partial_a \phi_1)^2 + \frac{\mu_1^2 - m_1^2}{2}\phi_1^2 - \left(3\lambda_1 \phi_0^2 + \frac{\lambda}{2}\psi_0^2\right)\phi_1^2 \\ & + \frac{1}{2}(\partial_0 \phi_2)^2 - \frac{1}{2}(\partial_a \phi_2)^2 + \frac{\mu_1^2 - m_1^2}{2}\phi_2^2 - \left(\lambda_1 \phi_0^2 + \frac{\lambda}{2}\psi_0^2\right)\phi_2^2 \\ & + \frac{1}{2}(\partial_0 \psi_1)^2 - \frac{1}{2}(\partial_a \psi_1)^2 + \frac{\mu_2^2 - m_2^2}{2}\psi_1^2 - \left(\frac{\lambda}{2}\phi_0^2 + 3\lambda_2 \psi_0^2\right)\psi_1^2 \\ & + \frac{1}{2}(\partial_0 \psi_2)^2 - \frac{1}{2}(\partial_a \psi_2)^2 + \frac{\mu_2^2 - m_2^2}{2}\psi_2^2 - \left(\frac{\lambda}{2}\phi_0^2 + \lambda_2 \psi_0^2\right)\psi_2^2 \\ & + \mu_1 [(\partial_0 \phi_1)\phi_2 - \phi_1(\partial_0 \phi_2)] + \mu_2 [(\partial_0 \psi_1)\psi_2 - \psi_1(\partial_0 \psi_2)], \end{aligned} \quad (2.5b)$$

$$\begin{aligned} L_2 = & -\frac{\lambda_1}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2 - \frac{\lambda_2}{4}(\psi_1^2 + \psi_2^2)^2 - \frac{\lambda}{4}(\phi_1^2 + \phi_2^2)(\psi_1^2 + \psi_2^2) - \mu_1 \sqrt{2}\phi_0(\partial_0 \phi_1) \\ & - \mu_2 \sqrt{2}\psi_0(\partial_0 \psi_1) + (\mu_1^2 - m_1^2)\sqrt{2}\phi_0\phi_1 + (\mu_2^2 - m_2^2)\sqrt{2}\phi_0\psi_1 \\ & - \lambda_1 \sqrt{2}\phi_0\phi_1(2\phi_0^2 + \phi_1^2 + \phi_2^2) - \lambda_2 \sqrt{2}\psi_0\psi_1(2\psi_0^2 + \psi_1^2 + \psi_2^2) - 2\lambda\phi_0\phi_1\psi_2 \\ & - \frac{\lambda}{2}[\sqrt{2}\phi_0\phi_1(2\psi_0^2 + \psi_1^2 + \psi_2^2) + \sqrt{2}\psi_0\psi_1(2\phi_0^2 + \phi_1^2 + \phi_2^2)]. \end{aligned} \quad (2.5c)$$

Từ đây ta thu được các biểu thức của nghịch đảo hàm truyền ở mức cây trong biểu diễn xung lượng:

$$\begin{aligned} iD_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0) &= \begin{pmatrix} \omega_n^2 - \vec{k}^2 - \bar{m}_1^2 & 2i\mu_1\omega_n \\ -2i\mu_1\omega_n & \omega_n^2 - \vec{k}^2 - \bar{m}_2^2 \end{pmatrix} \\ iG_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0) &= \begin{pmatrix} \omega_n^2 - \vec{k}^2 - \bar{m}_3^2 & 2i\mu_2\omega_n \\ -2i\mu_2\omega_n & \omega_n^2 - \vec{k}^2 - \bar{m}_4^2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ở đây

$$\begin{aligned} \bar{m}_1^2 &= -\mu_1^2 + m_1^2 + 6\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2; & \bar{m}_2^2 &= -\mu_1^2 + m_1^2 + 2\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2; \\ \bar{m}_3^2 &= -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 6\lambda_2\psi_0^2; & \bar{m}_4^2 &= -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 2\lambda_2\psi_0^2. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Mặt khác, thế cổ điển thu được trực tiếp từ (2.1) có dạng:

$$U = (\mu_1^2 - m_1^2)\phi_0^2 + (\mu_2^2 - m_2^2)\psi_0^2 + \lambda_1\phi_0^4 + \lambda_2\psi_0^4 + \lambda\phi_0^2\psi_0^2. \quad (2.8)$$

Do đó cực tiểu của nó dẫn đến (khi $\phi_0 \neq 0, \psi_0 \neq 0$) các phương trình:

$$\begin{aligned} \frac{\delta U}{\delta \phi_0} = 0 &\Rightarrow -\mu_1^2 + m_1^2 + 2\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2 = 0, \\ \frac{\delta U}{\delta \psi_0} = 0 &\Rightarrow -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 2\lambda_2\psi_0^2 = 0. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Các phương trình (2.6) và (2.9) trực tiếp sinh ra các hệ thức tán sắc mà trong trường hợp $|\vec{k}| \ll 1$ chúng có dạng:

$$\begin{aligned} \omega_{1-} &\approx \sqrt{\frac{\lambda_1\phi_0^2}{\lambda_1\phi_0^2 + \mu_1^2}} |\vec{k}|, \\ \omega_{2-} &\approx \sqrt{\frac{\lambda_2\psi_0^2}{\lambda_2\psi_0^2 + \mu_2^2}} |\vec{k}|. \end{aligned} \quad (2.10)$$

Những biểu thức vừa nhận được mô tả hai boson không khối lượng được sinh ra do sự phá vỡ đối xứng $SU(2) \times U(1) \rightarrow U(1)$ theo đúng định lí Goldstone.

2.2. Thế nhiệt động ở gần đúng HF

Tiếp theo ta sẽ tính thế hiệu dụng ở gần đúng HF cũng tức là gần đúng ở giản đồ bong bóng kép. Để làm điều này, ta tiến hành các tính toán như trong [3] và kết quả thu được là thế hiệu dụng

CJT ở nhiệt độ hữu hạn $V_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)$ trong gần đúng HF:

$$\begin{aligned}
 V_\beta^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G) = & (-\mu_1^2 + m_1^2)\phi_0^2 + (-\mu_2^2 + m_2^2)\psi_0^2 + \lambda_1\phi_0^4 + \lambda_2\psi_0^4 + \lambda\phi_0^2\psi_0^2 \\
 & + \frac{1}{2} \int_\beta tr \left\{ \ln D^{-1}(k) + \ln G^{-1}(k) + D_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0)D + G_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0)G - 2\mathbb{1} \right\} \\
 & + \frac{3\lambda_1}{4} \left[\int_\beta D_{11}(k) \right]^2 + \frac{3\lambda_1}{4} \left[\int_\beta D_{22}(k) \right]^2 + \frac{\lambda_1}{2} \left[\int_\beta D_{11}(k) \right] \left[\int_\beta D_{22}(k) \right] \\
 & + \frac{3\lambda_2}{4} \left[\int_\beta G_{11}(k) \right]^2 + \frac{3\lambda_2}{4} \left[\int_\beta G_{22}(k) \right]^2 + \frac{\lambda_2}{4} \left[\int_\beta G_{11}(k) \right] \left[\int_\beta G_{22}(k) \right] \\
 & + \frac{\lambda}{4} \left[\int_\beta D_{11}(k) \right] \left[\int_\beta G_{11}(k) \right] + \frac{\lambda}{4} \left[\int_\beta D_{11}(k) \right] \left[\int_\beta G_{22}(k) \right] \\
 & + \frac{\lambda}{4} \left[\int_\beta D_{22}(k) \right] \left[\int_\beta G_{11}(k) \right] + \frac{\lambda}{4} \left[\int_\beta D_{22}(k) \right] \left[\int_\beta G_{22}(k) \right]. \tag{2.11}
 \end{aligned}$$

Ở đây D_{aa}, G_{aa} , ($a = 1, 2$) tương ứng là các thành phần của hàm truyền của các trường ϕ, ψ và để cho gọn chúng ta cũng sử dụng ký hiệu như trong [3]:

$$\int_\beta f(k) = \frac{1}{\beta} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f(\omega_n, \vec{k}); \quad \omega_n = 2n\pi/\beta; \quad \beta = 1/T. \tag{2.12}$$

Dựa vào (2.11) chúng ta thu được các phương trình sau:

* **Các phương trình khe (gap) cho các mật độ ngưng tụ ϕ_0, ψ_0**

$$\begin{aligned}
 -\mu_1^2 + m_1^2 + 2\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2 + \Sigma_{\phi_1} &= 0, \\
 -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 2\lambda_2\psi_0^2 + \Pi_{\psi_1} &= 0. \tag{2.13}
 \end{aligned}$$

* **Các phương trình Schwinger-Dyson (SD) cho hàm truyền**

$$\begin{aligned}
 D^{-1}(k) &= \begin{pmatrix} \omega_n^2 + \vec{k}^2 + M_1^2 & -2\mu_1\omega_n \\ 2\mu_1\omega_n & \omega_n^2 + \vec{k}^2 + M_2^2 \end{pmatrix}, \\
 G^{-1}(k) &= \begin{pmatrix} \omega_n^2 + \vec{k}^2 + M_3^2 & -2\mu_2\omega_n \\ 2\mu_2\omega_n & \omega_n^2 + \vec{k}^2 + M_4^2 \end{pmatrix}. \tag{2.14}
 \end{aligned}$$

Ở đây

$$\begin{aligned}
 M_1^2 &= -\mu_1^2 + m_1^2 + 6\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2 + \Sigma_{\phi_1} = \bar{m}_1^2 + \Sigma_{\phi_1}, \\
 M_2^2 &= -\mu_1^2 + m_1^2 + 2\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2 + \Sigma_{\phi_2} = \bar{m}_2^2 + \Sigma_{\phi_2}, \\
 M_3^2 &= -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 6\lambda_2\psi_0^2 + \Pi_{\psi_1} = \bar{m}_3^2 + \Pi_{\psi_1}, \\
 M_4^2 &= -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 2\lambda_2\psi_0^2 + \Pi_{\psi_2} = \bar{m}_4^2 + \Pi_{\psi_2}. \tag{2.15}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \Sigma_{\phi_1} &= 3\lambda_1 \int_{\beta} D_{11} + \lambda_1 \int_{\beta} D_{22} + \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} G_{11} + \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} G_{22}, \\
 \Sigma_{\phi_2} &= \lambda_1 \int_{\beta} D_{11} + 3\lambda_1 \int_{\beta} D_{22} + \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} G_{11} + \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} G_{22}, \\
 \Pi_{\psi_1} &= \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} D_{11} + \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} D_{22} + 3\lambda_2 \int_{\beta} G_{11} + \lambda_2 \int_{\beta} G_{22}, \\
 \Pi_{\psi_2} &= \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} D_{11} + \frac{\lambda}{2} \int_{\beta} D_{22} + \lambda_2 \int_{\beta} G_{11} + 3\lambda_2 \int_{\beta} G_{22}.
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

Các phương trình (2.14) và (2.15) cho thấy định lí Goldstone không còn được thỏa mãn trong gần đúng HF. Do đó, việc tiếp theo là phải tiến hành điều chỉnh thể hiệu dụng để chúng thỏa mãn định lí đó.

2.3. Khôi phục định lí Goldstone

Để thu được thể hiệu dụng thỏa mãn định lí Goldstone ta tiến hành như trong [7]. Cụ thể là bổ sung vào thể hiệu dụng $V_{\beta}^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G)$ một lượng ΔV_{β}^{CJT} có dạng:

$$\Delta V_{\beta}^{CJT} = x\lambda_1 [2P_{ab}P_{ba} - P_{aa}P_{bb}] + y\lambda_2 [2Q_{ab}Q_{ba} - Q_{aa}Q_{bb}] + z\lambda P_{aa}Q_{bb}, \tag{2.17}$$

trong đó đã sử dụng kí hiệu

$$P_{ab} = \int_{\beta} D_{ab}(k), \quad Q_{ab} = \int_{\beta} G_{ab}(k); \quad a, b = 1, 2. \tag{2.18}$$

Khi đó ta thu được thể hiệu dụng mới:

$$\begin{aligned}
 \overline{V}_{\beta}^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G) &= V_{\beta}^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G) + \Delta V_{\beta}^{CJT} \\
 &= (-\mu_1^2 + m_1^2)\phi_0^2 + (-\mu_2^2 + m_2^2)\psi_0^2 + \lambda_1\phi_0^4 + \lambda_2\psi_0^4 + \lambda\phi_0^2\psi_0^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2} \int_{\beta} tr \left\{ \ln D^{-1}(k) + \ln G^{-1}(k) + D_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0)D + G_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0)G - 2\mathbb{1} \right\} \\
 &\quad + \frac{3\lambda_1}{4}P_{11}^2 + \frac{3\lambda_1}{4}P_{22}^2 + \frac{\lambda_1}{2}P_{11}P_{22} + \frac{3\lambda_2}{4}Q_{11}^2 + \frac{3\lambda_2}{4}Q_{22}^2 + \frac{\lambda_2}{2}Q_{11}Q_{22} + \frac{\lambda}{4}P_{11}Q_{11} \\
 &\quad + \frac{\lambda}{4}P_{11}Q_{22} + \frac{\lambda}{4}P_{22}Q_{11} + \frac{\lambda}{4}P_{22}Q_{22} + x\lambda_1 [P_{11}^2 - P_{11}P_{22} - P_{22}P_{11} + P_{22}^2] \\
 &\quad + y\lambda_2 [Q_{11}^2 - Q_{11}Q_{22} - Q_{22}Q_{11} + Q_{22}^2] + z\lambda [P_{11}Q_{11} + P_{11}Q_{22} + P_{22}Q_{11} + P_{22}Q_{22}].
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

Từ đây bằng cách đòi hỏi định lí Goldstone được thỏa mãn chúng ta sẽ tìm được $x = y = -1/2, z = 0$. Như vậy thể hiệu dụng mà trong đó định lí Goldstone được khôi phục có biểu thức:

$$\begin{aligned}
 \overline{V}_{\beta}^{CJT}(\phi_0, \psi_0, D, G) &= (-\mu_1^2 + m_1^2)\phi_0^2 + (-\mu_2^2 + m_2^2)\psi_0^2 + \lambda_1\phi_0^4 + \lambda_2\psi_0^4 + \lambda\phi_0^2\psi_0^2 \\
 &\quad + \frac{1}{2} \int_{\beta} tr \left\{ \ln D^{-1}(k) + \ln G^{-1}(k) + D_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0)D + G_0^{-1}(k; \phi_0, \psi_0)G - 2\mathbb{1} \right\} \\
 &\quad + \frac{\lambda_1}{4}P_{11}^2 + \frac{\lambda_1}{4}P_{22}^2 + \frac{3\lambda_1}{2}P_{11}P_{22} + \frac{\lambda_2}{4}Q_{11}^2 + \frac{\lambda_2}{4}Q_{22}^2 + \frac{3\lambda_2}{2}Q_{11}Q_{22} \\
 &\quad + \frac{\lambda}{4}P_{11}Q_{11} + \frac{\lambda}{4}P_{11}Q_{22} + \frac{\lambda}{4}P_{22}Q_{11} + \frac{\lambda}{4}P_{22}Q_{22},
 \end{aligned} \tag{2.20}$$

Dựa vào (2.20) chúng ta thu được các phương trình khe và SD mới thay cho (2.9) và (2.10):

$$\begin{aligned} -\mu_1^2 + m_1^2 + 2\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2 + 3\lambda_1P_{11} + \lambda_1P_{22} + \frac{\lambda}{2}Q_{11} + \frac{\lambda}{2}Q_{22} &= 0, \\ -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 2\lambda_2\psi_0^2 + \frac{\lambda}{2}P_{11} + \frac{\lambda}{2}P_{22} + 3\lambda_2Q_{11} + \lambda_2Q_{22} &= 0, \end{aligned} \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} D^{-1}(k) &= \begin{pmatrix} \omega_n^2 + \vec{k}^2 + M_1^2 & -2\mu_1\omega_n \\ 2\mu_1\omega_n & \omega_n^2 + \vec{k}^2 \end{pmatrix}, \\ G^{-1}(k) &= \begin{pmatrix} \omega_n^2 + \vec{k}^2 + M_3^2 & -2\mu_2\omega_n \\ 2\mu_2\omega_n & \omega_n^2 + \vec{k}^2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (2.22)$$

Ở đây

$$\begin{aligned} M_1^2 &= -\mu_1^2 + m_1^2 + 6\lambda_1\phi_0^2 + \lambda\psi_0^2 + \lambda_1P_{11} + 3\lambda_1P_{22} + \frac{\lambda}{2}Q_{11} + \frac{\lambda}{2}Q_{22}, \\ M_3^2 &= -\mu_2^2 + m_2^2 + \lambda\phi_0^2 + 6\lambda_2\psi_0^2 + \frac{\lambda}{2}P_{11} + \frac{\lambda}{2}P_{22} + \lambda_2Q_{11} + 3\lambda_2Q_{22}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Các phương trình (2.20) - (2.23) chứa toàn bộ thông tin về các quá trình nhiệt động có thể xảy ra trong hệ. Tuy nhiên đó đều là những phương trình tích phân không có nghiệm dưới dạng giải tích. Vì thế để đi đến các kết luận có ý nghĩa vật lí rõ ràng, cần phải tiến hành tính số. Đây là một quá trình phức tạp và mục tiếp theo của bài báo này sẽ nêu lên một số kết quả bước đầu của quá trình này.

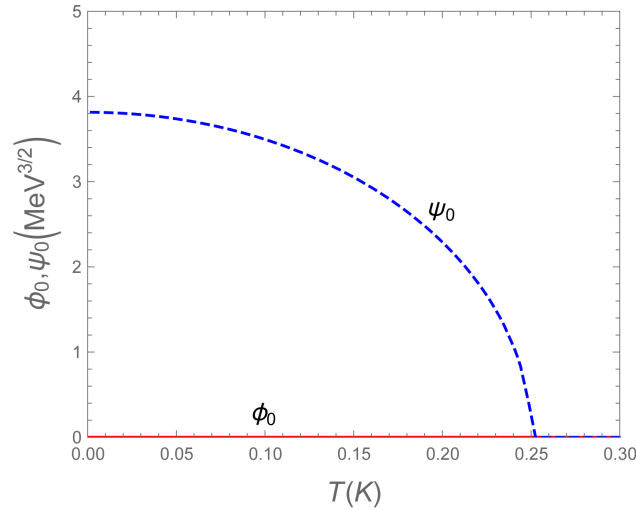
2.4. Một số kết quả tính số

Trong mục này chúng tôi thực hiện tính số để nghiên cứu sự ngưng tụ của vật chất trong mô hình sigma tuyến tính của hệ pha trộn hai thành phần ứng với hai quá trình khi nhiệt độ thay đổi và khi thể hóa thay đổi. Đó là hai quá trình vật lí điển hình tương ứng với chuyển pha nhiệt và chuyển pha lượng tử. Để làm điều này, trước hết cần chọn các thông số cho mô hình. Dựa vào tài liệu [8] chúng tôi chọn các khối lượng và thể hóa tương ứng với kaon, cụ thể là $m_1 = 5MeV, m_2 = 4MeV, \mu_1 = 4,5MeV$; còn các hằng số liên kết được chọn là $\lambda_1 = 0,0048MeV, \lambda_2 = 0,005MeV, \lambda = 0,02MeV$.

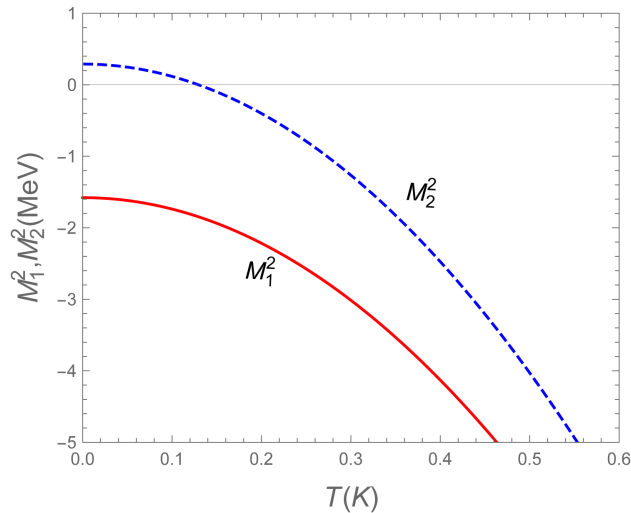
* Ngưng tụ do hiệu ứng nhiệt

Để khảo sát sự ngưng tụ do hiệu ứng nhiệt tức là do sự thay đổi nhiệt độ, chúng tôi chọn thể hóa cho trường ψ (khác một chút so với trường ϕ vì ở đây thực chất chúng ta đang xét các cặp hạt gần giống nhau như cặp kaon, cặp pion...) là $\mu_2 = 2,5MeV$.

Tiến hành giải số các phương (2.21) và (2.23) với các thông số đã chọn chúng tôi thu được sự phụ thuộc nhiệt độ của các mật độ ngưng tụ ϕ_0 và ψ_0 như trên Hình 1. Rõ ràng là trong trường hợp này chỉ tồn tại sự ngưng tụ của trường ψ . Hơn nữa khi nhiệt độ tăng thì mật độ ngưng tụ ψ_0 , mà nó xuất hiện ở nhiệt độ gần $T = 0$, giảm đơn điệu về không. Đó là dấu hiệu của chuyển pha loại II tại nhiệt độ tới hạn $T_{c1} = 0,25K$. Kết quả này hoàn toàn phù hợp với sự phụ thuộc nhiệt độ của M_1^2 và M_3^2 được cho trên Hình 2 mà ở đó chỉ có M_3^2 mới có phần dương tương ứng với sự tồn tại của ψ_0 .



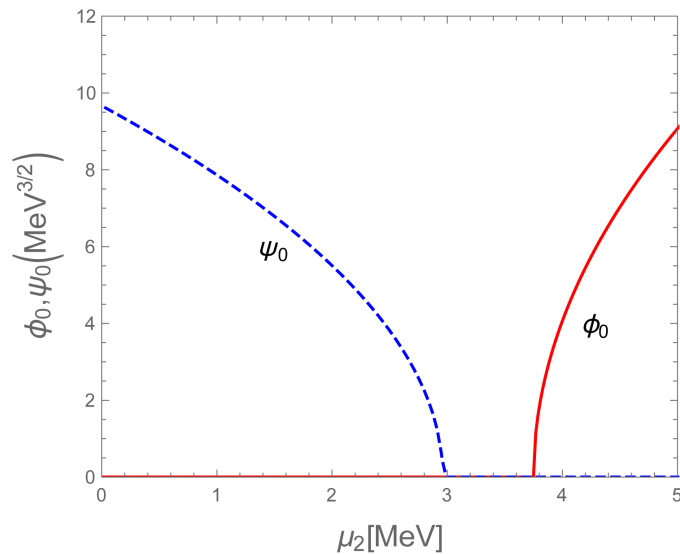
Hình 1. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các mật độ ngưng tụ ϕ_0 và ψ_0



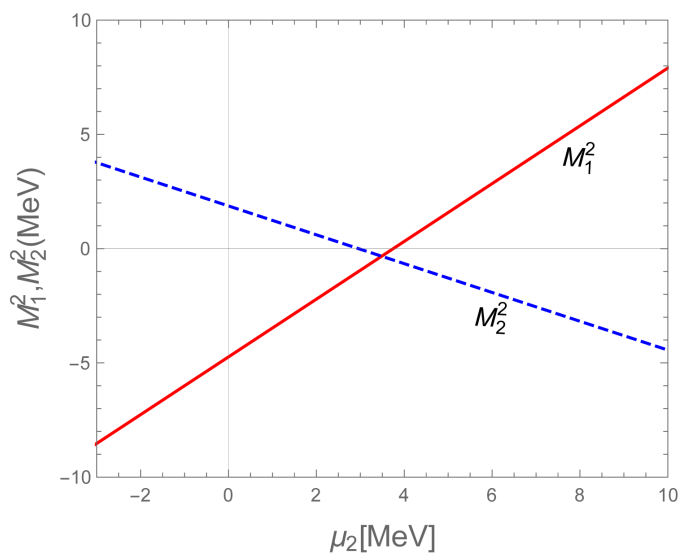
Hình 2. Sự phụ thuộc nhiệt độ của các bình phương khối lượng hiệu dụng M_1^2 và M_2^2

*** Ngưng tụ do hiệu ứng lượng tử**

Sự ngưng tụ do hiệu ứng lượng tử là sự ngưng tụ khi thay đổi thể hóa tại một nhiệt độ xác định. Hình 3 biểu diễn sự phụ thuộc thể hóa μ_2 của ϕ_0 và ψ_0 tại nhiệt độ $T = 0,26K$. Như có thể thấy trên hình này, khi thể hóa μ_2 tăng, mật độ ngưng tụ ψ_0 giảm dần về không và sau đó được thay thế bởi mật độ ngưng tụ ϕ_0 . Với $\mu_{2c1} = 2,96MeV < \mu_2 < \mu_{2c2} = 3,74MeV$ có một vùng trống tương ứng với không tồn tại cả hai loại ngưng tụ. Hơn nữa sự biến thiên đơn điệu của ϕ_0 và ψ_0 cũng cho thấy dấu hiệu về chuyển pha loại II. Sự phụ thuộc thể hóa của các khối lượng hiệu dụng được biểu diễn trên Hình 4 cũng phù hợp với những nhận xét trên: cả M_1^2 và M_2^2 đều có phần dương nhưng ngăn cách nhau bởi một vùng trống.



Hình 3. Sự phụ thuộc thế hóa μ_2 của các mật độ ngưng tụ ϕ_0 và ψ_0



Hình 4. Sự phụ thuộc μ_2 của các bình phương khối lượng hiệu dụng M_1^2 và M_2^2

3. Kết luận

Trong khuôn khổ bài báo này, với cách tiếp cận dựa vào hình thức luận tác dụng hiệu dụng CJT chúng tôi khảo sát sự ngưng tụ của vật chất trong hệ pha trộn hai thành phần được mô tả bởi mô hình lý thuyết trường sigma tuyến tính. Những kết quả chính là:

1-Thu được biểu thức của thế hiệu dụng CJT mà nó thỏa mãn định lý Goldstone. Từ đó nhận được các phương trình khe đối với các mật độ ngưng tụ và các phương trình SD cho hàm truyền.

2-Các kết quả tính số bước đầu cho phép nhận xét rằng có thể tồn tại hai kịch bản của sự ngưng tụ là: chỉ có sự ngưng tụ của một thành phần hoặc cả hai (nhưng không đồng thời) tùy thuộc

vào ảnh hưởng của nhiệt độ hay thể hóa. Hơn nữa dù là sự ngưng tụ do hiệu ứng nhiệt hay lượng tử thì các quá trình này đều thuộc chuyển pha loại II.

Để có những kết luận đầy đủ về các quá trình nhiệt động xảy ra trong hệ cần phải tiến hành nghiên cứu số một cách toàn diện về cấu trúc pha của hệ, đó chính là hướng nghiên cứu tiếp theo trong thời gian tới.

Lời cảm ơn. Bài báo này nằm trong khuôn khổ của Đề tài nghiên cứu khoa học cấp bộ số B2015-25-33 của Bộ Giáo dục và Đào tạo.

TÀI LIỆU THAM KHẢO

- [1] G. Amelino-Camelia, 1997. Phys. Lett. B 407, 268, hep-ph/9702403.
- [2] J.T. Lenaghan, D.H. Rischke, 2000. J. Phys. G 26, 431, nucl-th/9901049.
- [3] Tran Huu Phat, Nguyen Tuan Anh and Le Viet Hoa, 2004. On the chiral phase transition in the Linear Sigma Model, European Physical Journal A. Vol. 19, Number 3, p. 359.
- [4] M. Prakash, I. Bombaci, P. I. Ellis, J. M. Lattimer and R. Knorren, 1997. Phys. Rep. 280, 1 and references herein.
- [5] J. A. Pons, S. Reddy, P. J. Ellis, M. Prakash and J. M. Lattimer, 2000. Phys. Rev. C 62, 035803.
- [6] M. G. Alford, K. Rajagopal and F. Wilczek, 1999. Nucl. Phys. B537, 443.
- [7] Yu. B. Ivanov, F. Riek and J. Knoll, 2005. Phys. Rev. D 71, 105016.
- [8] M. G. Alford, M. Braby and A. Schmitt, 2008. J. Phys. G 35, 025002.

ABSTRACT

The condensation of the matter in the linear sigma model of the two-component mixing system

Le Viet Hoa¹, Nguyen Tuan Anh², Đặng Thị Minh Huệ³, Đinh Thanh Tâm⁴

¹ Faculty of Physics, Hanoi National University of Education

² Faculty of Energy Technology, Electric Power University

³ Faculty of Energy, Water Resources University

⁴ Faculty of Mathematics Physics - Informatics, University of Tay Bac

The paper examines the phenomenon of condensation in the two-component mixing system based on the linear sigma field theory model. The expression of Cornwall-Jakiw-Tomboulis (CJT) effective potential is obtained in HF approximation and thereby led to gap equations for condensate density and SD equations for the generators. The numerical results show that two condensation scenarios can exist in only one type or both types of condensation (but not simultaneously) depending on the effect of temperature or chemical potential. These condensation processes belong to the phase transition of second order whether condensation is due to thermal effects or due to quantum effects.

Keywords: The CJT effective action, the Goldstone theorem, the linear sigma model, the gap equations, the Schwinger-Dyson (SD) equations.