

顶角耦合的密度依赖对核物质汽液相变的影响*

钱卫良 苏汝铿

(复旦大学物理系 上海 200433)

摘要 通过 Furnstahl, Serot 和 Tang 模型, 在引入核子-核子- ρ 介子(NN ρ)耦合强度对密度的依赖关系的条件下研究了核物质的汽液相变. 证明存在一个极限压强 P_{lim} , 当压强 $P > P_{\text{lim}}$ 时, 不可能两相共存, 即不可能发生汽液相变.

关键词 核物质 汽液相变 极限压强

已经证明, 多元系或者具有多于两个守恒荷体系的汽液相变可能是 2 级相变. Müller 和 Serot^[1] 指出, 两相共存曲面的维度变大是导致 2 级相变的主要原因. 不对称核物质是质子和中子的二元系, 它具有两个守恒荷: 重子数和同位旋第 3 分量, 因此可能发生连续的 2 级相变.

采用由 Furnstahl, Serot 和 Tang(FST)^[11-14] 最近提出的核物质模型. 这个模型可看作是量子强子动力学的推广, 而且已经被证明在平均场近似下能够很好地解释核物质和有限核的很多实验现象. 由于核力电荷无关性, 质子和中子的主要差别是同位旋. 与同位旋密切相关的核子与同位旋矢量介子的相互作用在热核物质的汽液相变中至关重要, 因为它直接给出体系中两个不同的元的不同的相互作用.

在平均场下近似下, FST 模型的拉格朗日为

$$L_{\text{MFT}} = \bar{\Psi} [i\tau^\mu \partial_\mu - (M - g_s \phi_0) - g_v \tau^0 V_0 - \frac{1}{2} g_p \tau_3 \tau^0 b_0] \Psi + \frac{1}{2} m_v^2 V_0^2 \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) + \frac{1}{4!} \zeta (g_v V_0)^4 + \frac{1}{2} m_p^2 b_0^2 - H_q \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{4/d} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right], \quad (1)$$

其中 g_s, g_v, g_p 分别为标量介子 σ 、矢量介子 ω 和同位旋矢量介子 ρ 与核子的耦合常数. ϕ_0, V_0, b_0 分别是相应介子场的平均值, $\langle \phi \rangle \equiv \phi_0, \langle V_\mu \rangle \equiv \delta_{\mu 0} V_0, \langle b_{\mu 3} \rangle \equiv \delta_{\mu 0} b_0$. 标量场的涨落 ϕ_0 和 S 的关系是 $S(x) = S_0 - \phi(x)$, 另外, $m_s^2 = 4H_q/(d^2 S_0^2)$, d 是标量维度. 本文在数值计算中采用了 FST 模型的参数组 T_1 , 数据如下:

$$g_s^2 = 99.3, g_v^2 = 154.5, g_p^2 = 70.2; \\ m_s = 509 \text{ MeV}, S_0 = 90.6 \text{ MeV}; s = 0.0402, \eta = -0.496, d = 2.70. \quad (2)$$

可以证明体系的热力势为

$$\Omega = V \left\{ H_q \left\{ \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right)^{4d} \left[\frac{1}{d} \ln \left(1 - \frac{\phi_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\} - \frac{1}{2} m_p^2 b_0^2 - \frac{1}{2} \left(1 + \eta \frac{\phi_0}{S_0} \right) m_p^2 V_0^2 + \frac{1}{4!} \xi (g_\sigma V_0)^4 \right. \\ \left. - 2k_B T \left\{ \sum_{k,t} \ln [1 + e^{-\beta(E^*(k) - \nu_t)}] + \sum_{k,t} \ln [1 + e^{-\beta(E^*(k) - \nu_t)}] \right\} \quad (t = n, p), \quad (3)$$

其中 $\beta = 1/k_B T$, V_t 和化学势 μ_t 的关系为

$$\nu_n = \mu_n - g_\nu V_0 + \frac{g_\rho^2 \rho_3}{4m_p^2}, \quad (4)$$

$$\nu_p = \mu_p - g_\nu V_0 - \frac{g_\rho^2 \rho_3}{4m_p^2}, \quad (5)$$

其中 $\rho_3 = \rho_p - \rho_n$, 同位旋的第3分量 $I_3 = (N_p - N_n)/2 = \frac{V\rho_3}{2}$. 方程(4)和(5)的第3项与 ρ_3 和 g_ρ^2 有关. 这一项在两个方程中的符号正好相反, 对于体系的相变起着决定作用. 由热力势, 可以求出一切热力学量, 例如, 压强可以通过关系 $P = -\Omega/V$ 获得.

由(4)式及(5)式可见质子和中子的化学势不仅依赖于同位旋的第3分量, 而且依赖于核子和 ρ 介子的耦合强度 g_ρ . 因此耦合强度 g_ρ 在汽液相变的研究中起关键作用, 因为化学势直接影响两相共存态所组成的曲面. 我们曾经证明^[7-9], 在热密核物质中, 核子和介子的耦合强度依赖于温度和密度. 利用温度场论^[5] 计算 $NN\pi$, $NN\sigma$, $NN\omega$ 和 $NN\rho$ 3 线顶角函数的费曼图, 可以得出所有的耦合强度都随着密度的增加而下降. 从方程(4)和(5)中可见, 核子的化学势中有一个项正比于 g_ρ^2 和 I_3 , 而且正负号正好相反. 显然, 如果耦合强度 g_ρ 显含密度 ρ , 则质子和中子化学势都将相应受到影响, 从而影响体系的汽液相变.

引入假设 (Ansatz):

$$g_\rho' = g_\rho [1 - A\rho + B\rho^2]; \quad (6)$$

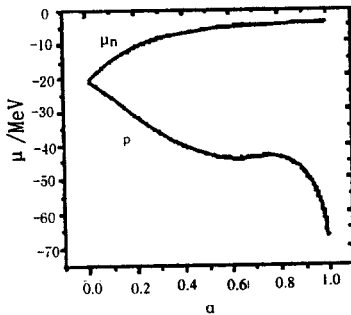


图1 质子和中子的化学势
与非对称度 α 的关系

其中 A, B 是两个可调参数. 采取这样的假设的原因是虽则可用三线顶角费曼图算出 g_ρ 与密度的关系, 但这种关系的计算依赖于具体的模型. 为使讨论具有更广的适用性, 通过调节参数 A, B 可以使 g_ρ 随重子数密度 ρ 递增或递减, 从而在更一般的角度讨论问题. 因而引入了假设(6)式. 事实上不妨把(6)式看成是 g_ρ' 在 ρ 较小时关于 ρ 的展开式.

两相共存方程是

$$\mu_i^L(T, \rho_i^L) = \mu_i^V(T, \rho_i^V), \quad (7)$$

$$P_i^L(T, \rho_i^L) = P_i^V(T, \rho_i^V), \quad (8)$$

其中上标 L 和 V 分别代表液相和汽相. 利用(3-8)式, 可以求出体系的化学势从而讨论汽液相变, 结果如图1及表1所示.

图1表示化学势对不对称度 α 的关系. 在压强较低时, 化学势 μ_n 的曲线是非单调的, 随着压强的增加, 将经过一个拐点变为单调曲线. 由图1可见, 在这个压强下, 由于中子的化

学势对 α 的曲线是单调的,而质子相应的曲线不单调.因此不可能按照文献[1]中的矩形法则找到对应于两相共存的解.定义能够找到矩形的最高的压强为极限压强 P_{lim} ,当压强大于极限压强时,共存方程无解,体系不可能发生汽液相变.极限压强的产生直接来源于 $NN\rho$ 耦合强度 g_ρ 对重子数密度的依赖关系.同时, P_{lim} 将导致两相共存曲面不再象文献[1]中那样在临界点处光滑的闭合,两相共存曲面将出现“截头”的现象,这使得核物质的汽液相变也将出现新的特征.

表 1 极限温度与参数 A 和 B 的关系

A	1	2	3	5	-2	-2	-5
B	0	1	1	2	1	-1	-2
$P_{\text{lim}}/(\text{MeVfm}^{-3})$	0.13	0.115	0.105	0.90	0.125	0.125	0.115

由表 1 和(6)式可见,当 $A>0$ 时, g_ρ 对密度的曲线在饱和密度附近是单调下降的,这时极限压强 P_{lim} 随着 A 的增大而减小,当 $A<0$ 时, g_ρ 对密度的曲线相应改变为单调增加,这时 P_{lim} 随着 A 的增大而变大.

总结本文,得出结论, g_ρ 随密度 ρ 的变化对于核物质的汽液相变十分重要.当 g_ρ 随 ρ 的增加而减小时,有极限压强 P_{lim} 的存在,当 $P>P_{\text{lim}}$,不存在汽液相变.显然,如果给定压强,也能够得到相应的极限温度.这个结论类似于原子核的库仑不稳定性^[2-4].最大的区别在于,替代有限核,现在的极限压强和极限温度适用于非对称核物质.

参考文献(Referenes)

- 1 Müller H, Serot B D. Phys. Rev. 1995, C52: 2072
- 2 SONG H Q, QIAN Z X, SU R K. Phys. Rev., 1993, C47: 2001
- 3 SONG H Q, QIAN Z X, SU R K. Phys. Rev., 1994, C49: 2924
- 4 WANG P et al. Phys. Rev.:1999, C59: 928
- 5 Serot B D, Walecka J D. Advances in Nuclear Physics, In: Negels J W, Vogt Plenam E ed, New York: 1986, 16:1
- 6 Zimanyi J, Moszkowski J A. Phys. Rev., 1990, C42: 1416
- 7 GAO S, ZHANG Y J, SU R K. Nucl. Phys., 1995, A593: 362
- 8 QIAN Z X, SU C G, SU R K. Phys. Rev., 1993, C47: 877
- 9 SU R K, ZHENG G T, SU T. J. Phys., G19: 79
- 10 Umezawa H, Matsumoto H, Tachiki M. Thermo Field Dynamics and Condensed States (North-Holland, Amsterdam, 1982)
- 11 Furnstahl R J, Tang H B, Serot B D. Phys. Rev., 1995, C52: 1368
- 12 Furnstahl R J, Serot B D, Tang H B. Nucl. Phys., 1997, A598: 539
- 13 Furnstahl R J, Serot B D, Tang H B. Nucl. Phys., 1997, A615: 441
- 14 Serot B D, Walecka J D. Int. Jour. of Mod. Phys., 1997, E6: 515
- 15 ZHANG L Let al. Phys. Rev., 1999, C59: 3292
- 16 ZHANG Y J, GAO S, SU R K. Phys. Rev., 1997, C56: 3336
- 17 GAO S, ZHANG Y J, SU R K. Phys. Rev., 1996, C53: 1098

Influence of Density Dependence of Vertex Coupling on Liquid-Gas Phase Transition of Nuclear Matter

QIAN Wei-Liang SU Ru-Keng

(*Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China*)

Abstract Under an Ansatz of density dependence of $NN\rho$ coupling, the phase transition of hot nuclear matter for Furnstahl, Serot and Tang's model is investigated. We have found that there is a limit pressure p_{lim} , when $p > p_{\text{lim}}$, the two-phase configuration and the liquid-gas phase transition cannot take place.

Key words nuclear matter, liquid-gas phase transition, limit pressure