

受激核物质的反常态*

喻致 刘广洲¹⁾

(吉林大学 长春 130061)

摘要 利用相对论平均场理论研究了有限温下的核物质. 在核物质中除包括核子外还包括了 Δ 共振态. 结果表明: 在一定的条件下, 不管选用什么样的参数, 体系都会出现反常态. 高温是出现反常态的根本条件. 开始产生反常态的临界温度是 $T_c = 127\text{MeV}$. 当温度继续升高时, 正常态会消失, 只存在反常态, 这种情况出现的温度范围是 $T \geq 165\text{MeV}$. 还讨论了反常态对物质状态方程的影响.

关键词 有限温 核物质 相对论平均场 反常态

1 引言

相对论平均场理论在描述平衡态附近核物质的性质时已经显示了巨大的成功^[1]. 将该理论进行适当的扩展, 可用于研究极端条件下(如高温高密度)的核物质. 在这种远离正常环境的条件下, 核物质往往会出现一些新现象, 我们可以将这种有别于正常的状态统称为反常态. 前人在研究反常态方面已经做了大量工作^[2-7], 然而他们的模型都只包含了核子. 我们在以往的模型中加入了 Δ 共振态, 体系也出现了反常态. 本文对参数的选择作了讨论, 对该理论框架内的反常态及 Δ 振态的影响进行了详细讨论, 还讨论了反常态对物质状态方程的影响.

2 理论模型及结果分析

在相对论平均场理论中, 核子场 ψ_N 与 Δ 场 ψ_Δ 通过交换标量介子 σ 和矢量介子 ω 传递相互作用^[1]. 本文只研究对称核物质, 不考虑 ρ 场. 拉氏密度为

$$L = \bar{\psi}_N(i\gamma_u \partial^u - M_N)\psi_N + \bar{\psi}_\Delta(i\gamma_u \partial^u - M_\Delta)\psi_\Delta - g_s(N)\bar{\psi}_N\psi_N\sigma - g_v(N)\bar{\psi}_N\gamma_u\psi_N\omega^u - g_s(\Delta)\bar{\psi}_\Delta\psi_\Delta\sigma - g_v(\Delta)\bar{\psi}_\Delta\gamma_u\psi_\Delta\omega^u - \frac{1}{4}F^{uv}F_{uv} - \frac{1}{2}M_\omega\omega_u\omega^u - \frac{1}{2}\partial_u\sigma\partial^u\sigma - U(\sigma), \quad (1)$$

F_{uv} 为矢量场张量, $U(\sigma)$ 是非线性势. 对拉氏密度作变分及平均场近似后我们得到下面的运动方程:

$$M_\sigma^2\sigma = -\sum_i g_\sigma n_i^s - g_2\sigma^2 - g_3\sigma^3, \quad (2)$$

$$M_\omega^2\omega_0 = \sum_i g_\omega n_i, \quad (3)$$

$i = N, \Delta$, 其有效质量为 $M^*(i) = M(i) + g_\sigma(i)\sigma$, 有限温度下核物质的标量密度和数密度可以表示为

$$n_i^s = \frac{\gamma(i)}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3k \frac{M_i^*}{\sqrt{k^2 + M_i^{*2}}} [f_i(T) + \bar{f}_i(T)], \quad (4)$$

$$n_i = \frac{\gamma(i)}{(2\pi)^3} \int_0^\infty d^3k [f_i(T) - \bar{f}_i(T)], \quad (5)$$

$\gamma(i) = 4, 16$ 分别对应同位旋为 $\frac{1}{2}$ 和 $\frac{3}{2}$ 的粒子. $f_i(T)$,

$\bar{f}_i(T)$ 是粒子、反粒子的费米-狄拉克分布函数:

$$f_i(T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + M_i^{*2}} - v}{T} + 1\right)},$$

$$\bar{f}_i(T) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\sqrt{k^2 + M_i^{*2}} + v}{T} + 1\right)}.$$

其中 v 为有效化学势:

$$v_i = u - g_\omega\omega_0.$$

由能量-压强张量可推得体系的状态方程.

* 国家自然科学基金(10275029)资助

1) E-mail: lgz@mail.jlu.edu.cn

模型的相关参数是无量纲的耦合常数： $C_s = \frac{g_\sigma M_N}{M_\sigma}$, $C_v = \frac{g_\omega M_N}{M_\omega}$, $B = \frac{b}{g_\sigma^3 M_N}$, $C = \frac{c}{g_\sigma^4}$, $\alpha = \frac{g_\omega(\Delta)}{g_\omega(N)}$, $\beta = \frac{g_\sigma(\Delta)}{g_\sigma(N)}$. 前面的4个耦合常数能从核物质的4个已知的基态特性得到, 在本文都使用由Boguta^[8]给出的参数. 然而 Δ 粒子的耦合常数 α 和 β 没有可利用的信息. 选取了 $T = 90\text{MeV}$, 研究了 α 和 β 取3种不同值时, 有效质量随化学势的变化.

观察图1发现当 $\alpha = \beta = 1$ 时, 有效核子质量会陷入负值区域. 如果考虑 $SU(6)$ 对称性, 这种行为可以避免. 若 $SU(6)$ 对称性对重子是正确的, 那么必须对重子十重态和八重态使用相同的耦合常数^[9]. 但是多重态的质量劈裂表明了 $SU(6)$ 对称被破缺. 所以也可以假设耦合常数表明了相互作用与质量劈裂的相似性. 令 $\frac{g_\sigma(\Delta)}{g_\sigma(N)} = \frac{M_\Delta}{M_N} = \frac{g_\omega(\Delta)}{g_\omega(N)}$, 即 $\alpha = \beta = 1.31$, 如图1所示, 此时核子和 Δ 粒子几乎完全一样. 第三种选择方式是 $\alpha = 1.0$, $\beta = 1.2 - 1.5$ ^[10], 本文取 $\beta = 1.35$, 这组参数避免了负的有效质量, 并且反粒子的产生会受到抑制^[11]. 因此后面的讨论中, 如不加特殊说明, 都是选取参数 $\alpha = 1.0, \beta = 1.35$.

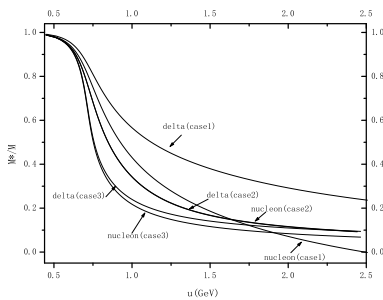


图1 有效质量随化学势的变化
case 1: $\alpha = \beta = 1$; case 2: $\alpha = 1.31, \beta = 1.31$; case 3: $\alpha = 1.0, \beta = 1.35$.

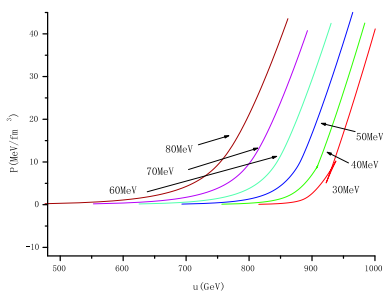


图2 不同温度下压强随化学势的变化

低温下, 系统会发生汽液相变^[12, 13] (见图2). 当 $P(u, T)$ 的两个分支相交时, Gibbs相平衡条件得到满足. 对于温度和压强都远高于发生汽液相变的区域, 人们自然会想到压强是随密度的单调递增函数, 然而

实际情况并非如此. 如图3所示, 当温度较高的时候, 压强随密度的增加上升到一个极大值后开始下降, 而后又继续上升. 选取其他参数组进行计算, 有类似的结果. 把开始上升的一段称为正常态, 而经过反常下降后又上升的一段称为反常态.

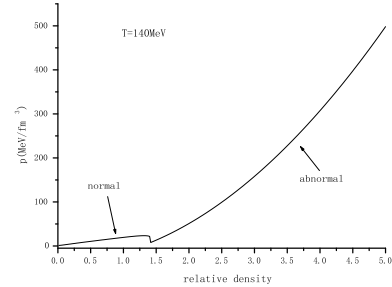


图3 $T=140\text{MeV}$ 时压强随密度的变化

在一定温度下, 随着密度的增加, 系统还会经历由核子到 Δ 物质的相变. 在一定条件下, 核子- Δ 相变并不会影响到压强的上升趋势 (见图2). 通过图4发现, 起初核子占主导地位, Δ 共振态很少; 随着密度增加, 核子越来越少, Δ 粒子越来越多; 在相对数密度到达1.4左右时, 核子急剧减少, Δ 粒子急速上升, 之后系统达到平衡. 再看图3出现的拐点, 正好也是对应着相对数密度1.4, 正是与反常态的出现相对应. 低温情况下无反常态. 这是因为 Δ 粒子与标量场有更强的相互作用, 从而造成了极强的吸引力, 因此 Δ 粒子增多会阻碍压强变大; 另一方面, 随着数密度的增加, 压强会增强. 在这一过程中, 一直是数密度增加带来的变化占上风, 所以压强在逐渐增加. 然而随着温度的升高, 加速了 Δ 粒子的大量增多, 使本来缓慢增强的吸引力急速增加, 所以压强会突然降低. 经反常下降后, 压强则重新上升. 这时 Δ 粒子成为体系的主要粒子, 因此产生反常突变的主要因素是温度.

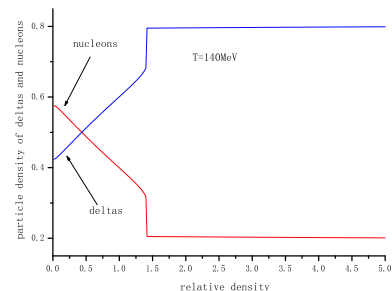


图4 $T=140\text{MeV}$ 核子和重子共振态的粒子数密度随体系相对密度的变化

由图5可知, $T < 127\text{MeV}$ 时并没有反常态出现, $T = 127\text{MeV}$ 时曲线有了反常下降趋势, 而当温度达到 140MeV 后, 反常态非常明显. $T = 165\text{MeV}$ 后, 就只有反常态了. 所以出现反常态的临界温度

$T = 127\text{MeV}$, 大于这个温度时, 会有反常态出现, $127\text{MeV} < T < 165\text{MeV}$ 时既有正常态又有反常态, 而 $T \geq 165\text{MeV}$ 则只有反常态.

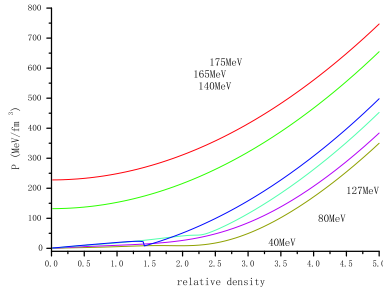


图5 不同温度下压强随体系粒子相对密度的变化

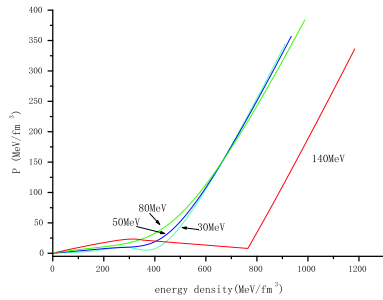


图6 核物质的状态方程

如图6所示, 在温度小于 127MeV 时没有反常态出现, 此时核物质的压强随温度升高而变大, 在高密度区域不同温度的曲线比较接近. 而出现反常态后, 状态方程变软, 这意味着致密星体质量的增大将会受到抑制. 这种偏软正是由于 Δ 粒子的突变致使整个状态陷入反常态造成的. 如果考虑具体的天体, 如中子星, 模型会更复杂, 这将是我們下一步研究的目标.

3 结论

本文利用相对论平均场理论研究了有限温下的核物质, 在以往的模型里包含了 Δ 共振态. 在一定条件下, 不管选用什么样的参数组, 体系都会出现反常态. 高温会导致 Δ 共振态的突然增加, 是出现反常态的根本条件. 开始产生反常态的临界温度是 $T_c = 127\text{MeV}$. 当温度继续升高时, 正常态会消失, 只存在反常态, 这种情况出现的温度范围是 $T \geq 165\text{MeV}$. 反常态对物质状态方程有重要影响. 反常态的出现会使状态方程变软, 它意味着致密星体质量将不会随温度升高而单调增加.

参考文献(References)

- 1 Serot B D, Walecka J D. The Relativistic Nuclear Many-Body Problem. In: Advances in Nuclear Physics, ed Negele J W, Vogt E, 1986
- 2 Garpaman S I A, Glendenning N K, Karant Y J. Nucl. Phys., 1981, **A361**: 326
- 3 Glendenning N K. Phase Transitions in Nuclear Matter in 7th High Energy Heavy Ion Study, 1984, ed. Bock R, Gutbrod H H, stock R. (GSI report-85-10)
- 4 Glendenning N K. Phys. Lett., 1984, **144B**: 158
- 5 Theis J, Grabner G, Buchwald G et al. Phys. Rev., 1983, **D28**: 2236
- 6 Nakai T, Takagi S. Prog. Theor. Phys., 1984, **71**: 1118
- 7 Glendenning N K. Nuclear Physics, 1987, **A469**: 600
- 8 Boguta J, Bodmer A R. Nucl. Phys., 1977, **A292**: 413; Boguta J, Stöcker H. Phys. Lett., 1983, **B120**: 289; Boguta J. Phys. Lett., 1981, **B106**: 250
- 9 Levai P, Lukacs B, Waldhauser B et al. Phys. Lett., 1986, **B177**: 5
- 10 Boguta J. Phys. Lett., 1982, **B109**: 251
- 11 Waldhauser B M, Theis J, Maruhn J A et al. Rev., C Vol 36 Number 3 (1987) 322A(1979)382
- 12 Walecka J D. Phys. Lett., 1975, **B59**: 109
- 13 Glendenning N K, Csernai L P, Kapusta J I. Phys. Rev., 1986, **C33**: 1299

Abnormal State of Excited Nuclear Matter*

YU Zi LIU Guang-Zhou¹⁾

(Jilin University, Changchun 130061, China)

Abstract In the framework of the relativistic mean field theory nuclear matter including Δ isobars is investigated. The numerical results indicate that no matter what parameter set is chosen, there exist abnormal states. The high temperature is critical factor for abnormal states. The critical temperature that abnormal state begins to appear is $T_c = 127\text{MeV}$. When $T \geq 165\text{MeV}$ the normal state will disappear and only abnormal state survives. The influence of abnormal state on the EoS of nuclear matter is also discussed.

Key words finite temperature, nuclear matter, relativistic mean field, abnormal state

* Supported by National Natural Science Foundation of China (10275029)

1) E-mail: lgz@mail.jlu.edu.cn