第13卷 第3期 高能物理与核物理 Vol. 13, No. 3
1989年3月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Mar., 1989

有限温度下的K介子凝聚*

毕品镇
(复旦大学,上海)

摘　　要

我们把 Brown 等讨论在零温时K介子凝聚的工作推广到有限温度. 结果表明温度对于原子核的临界密度影响不大，新物质相有可能在重离子反应中形成.

从 $SU(3)\times SU(3)$ 的手征拉格朗日出发,最近研究表明,在原子核密度达到近三倍于正常核物质密度时,K介子有可能凝聚[1]. G. E. Brown 等[2]认为这一现象可以解释为由于密的核物质把夸克-反夸克对的凝聚从 QCD 真空中“清除”了出去. 这也意味着有一个既不同于夸克等离子体也不同于通常密集的强子物质的新相可能出现. 这种新的物质相除了存在于中子星中外还有可能在重离子反应中出现. 重离子反应发生时有可能产生很高的温度,因此很自然地要把原来有关K介子凝聚的讨论从零温推广到有限温度,考察一下凝聚究竟是如何随温度变化的.

在文献[2]中，Brown 等把问题简化为一个 $SU(2)\times SU(2)$ 子群，V 自旋西格马 (Σ) 模型来进行讨论. 本文中,我们将在此模型基础上讨论温度是如何影响K介子凝聚的. 简化的 $SU(2)\times SU(2)$ 手征拉格朗日可写为

$$\begin{aligned}
&\mathscr{L}=\mathscr{L}_0+\mathscr{L}_{SB},\\
&\mathscr{L}_0=\bar{D}[i\gamma\partial-g(\Sigma+i\vec{V}\cdot\vec{K}\gamma_5)]D\\
&\qquad+\frac{1}{2}[(\partial_\mu\Sigma)^2+(\partial_\mu\vec{K})^2]-\frac{1}{4}\lambda(\Sigma^2+\vec{K}^2+\vec{V}^2)^2,\\
&\mathscr{L}_{SB}=c\Sigma,
\end{aligned}\tag{1}$$

其中D是V自旋重子二重态,Σ是V自旋标量和空间标量.

$$\begin{aligned}
&V_1=\frac{1}{4}\lambda_4,\quad V_2=\frac{1}{2}\lambda_5,\\
&V_3=\frac{1}{2}(\lambda_3/2+\sqrt{3}\lambda_8/2),
\end{aligned}\tag{2}$$

这样讨论K介子凝聚时就可以在形式中用 Campbell, Dashen 和 Manassah 等[2,4]发展起来用于讨论π介子凝聚的方法. 为了研究温度对凝聚的影响,我们采用在以前几篇文章使用过的实时温度格林函数方法[3]. 对(1)式中与核子有关的项作经典处理，而对 K,Σ

---

* 国家教委 850241/02035 资助课题.

本文 1987 年 11 月 13 日收到.

场及对应的正则动量作正则量子化

$$K = \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega'_{\boldsymbol{k}} V}} (a_{\boldsymbol{k}} + b^{+}_{-\boldsymbol{k}}) e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}, \quad K^{*} = \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega'_{\boldsymbol{k}} V}} (a_{\boldsymbol{k}} + b_{-\boldsymbol{k}}) e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}$$

$$P_{K} = i \sum_{\boldsymbol{k}} \sqrt{\frac{\omega'_{\boldsymbol{k}}}{2V}} (a^{+}_{\boldsymbol{k}} - b_{-\boldsymbol{k}}) e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}, \quad P_{K^{*}} = -i \sum_{\boldsymbol{k}} \sqrt{\frac{\omega'_{\boldsymbol{k}}}{2V}} (a_{\boldsymbol{k}} - b^{+}_{-\boldsymbol{k}}) e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}} \tag{3}$$

$$\Sigma = \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_{\boldsymbol{k}} V}} (\tilde{\sigma}_{\boldsymbol{k}} + \tilde{\sigma}^{+}_{\boldsymbol{k}}) e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}, \quad P_{\Sigma} = i \sum_{\boldsymbol{k}} \sqrt{\frac{\omega_{\boldsymbol{k}}}{2V}} (\tilde{\sigma}^{+}_{\boldsymbol{k}} - \tilde{\sigma}_{-\boldsymbol{k}}) e^{-i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}$$

及 Bogolinbov 变换

$$\tilde{\sigma}_{\boldsymbol{k}} = \sqrt{N_{\Sigma}}\, \delta_{\boldsymbol{k}} + \sigma_{\boldsymbol{k}}, \quad \delta_{\boldsymbol{k}} = \begin{cases} 1 & \boldsymbol{k} = 0 \\ 0 & \boldsymbol{k} \neq 0 \end{cases}, \tag{4}$$

代入体系的哈密顿量，定义格林函数

$$\begin{aligned} &G_1 = \langle\langle \sigma_{\boldsymbol{k}} | \sigma^{+}_{\boldsymbol{k}} \rangle\rangle, \quad G_2 = \langle\langle \sigma^{+}_{-\boldsymbol{k}} | \sigma^{+}_{\boldsymbol{k}} \rangle\rangle, \\ &G_3 = \langle\langle a_{\boldsymbol{k}} | a^{+}_{\boldsymbol{k}} \rangle\rangle, \quad G_4 = \langle\langle a^{+}_{-\boldsymbol{k}} | a^{+}_{\boldsymbol{k}} \rangle\rangle, \end{aligned} \tag{5}$$

在一级配对切断近似下，根据文献[3]的方法，求解格林函数的运动方程，我们得到

$$\sum_{\boldsymbol{p}} \frac{\langle \sigma^{+}_{\boldsymbol{p}} \sigma^{+}_{-\boldsymbol{p}} \rangle + \langle \sigma^{+}_{\boldsymbol{p}} \sigma_{\boldsymbol{p}} \rangle}{\omega_{\boldsymbol{p}}} = \frac{T^2}{12} V. \tag{6}$$

N_{Σ} 由 $\delta\langle :H: \rangle / \delta N_{\Sigma} = 0$ 决定.

令 $\langle \Sigma \rangle_T \equiv f_K(T)$,

则得到

$$\frac{2f^2_K(T)}{f^2_K(0)} - \frac{f_K(0)}{f_K(T)} = 1 - \frac{5}{6} \frac{T^2}{f_K(0)}. \tag{7}$$

由文[2,4]，物质的能量密度为

$$\varepsilon^{\text{eff}} = \varepsilon^{V} + \varepsilon^{H} + \varepsilon^{C},$$

其中

$$\begin{aligned} &\varepsilon^{V} = f_K(0) f_K(T) \left[-\frac{1}{2} \mu^2 \sin^2\theta + m^2_K (1 - \cos\theta) \right], \\ &\varepsilon^{H} = \varepsilon^{H}_{0} + \rho(\cos\theta - 1)\Sigma^{KN}, \\ &\varepsilon^{C} = \text{仅与核子相关的能量} \end{aligned} \tag{8}$$

μ 是与电荷守恒有关的化学势，θ 是手征角. 对于小 θ 角，我们有

$$\begin{aligned} \varepsilon^{\text{eff}} = \varepsilon(0) &+ (f_K(0) f_K(T) m^2_K - f_K(0) f_K(T) \mu^2 - \rho \Sigma^{KN}) \frac{1}{2} \theta^2 \\ &+ O(\mathscr{L}^2_{SB}) + O(\theta^4) + \cdots\cdots. \end{aligned} \tag{9}$$

Brown 等认为 KN 相互作用可以认为是弱的，因而 ε^{C} 和 ε^{H}_{0} 对手征角 θ 的依赖关系不强. 当手征角 θ 离开 0 时，如 θ^2 项的系数为负，则会使能量降低. 这样可以求得核子临界密度

$$\rho_c = f_K(0) f_K(T) (m^2_K - \mu^2) / \Sigma^{KN}. \tag{10}$$

在重离子反应中，由于达到高密度的时间很短，所以奇异数守恒. 由 $\mu = 0$, $f_K(0) \cong$

$f_\pi = 93\text{MeV}$， $m_K = 494\text{MeV}$ 和 $\Sigma^{KN} \cong \langle N|\hat{\Sigma}|N\rangle = \left\langle N \left| \frac{1}{2}(m_n + m_s)(\bar{u}u + \bar{s}s) \right| N \right\rangle$ $\cong 570\text{MeV}$[2]，我们得到

$$\begin{aligned} T &= 0 & \rho_c &\cong 2.7\rho_0, \\ T &= 100\text{MeV} & \rho_c &\cong 2.2\rho_0, \\ T &= 200\text{MeV} & \rho_c &\cong 1.7\rho_0. \end{aligned} \tag{11}$$

从上面的结果可以看到：

(1) 温度的增加使夸克-反夸克对更容易从 QCD 真空中清除出去，但温度的变化对于K介子凝聚所需的重子密度临界值影响不明显，因而K介子凝聚态可以在一个较广的温度范围内存在，这新物质相有可能在重离子反应中形成.

(2) 由于一级配对切断近似与 Hatree 近似相同[2]，在有限温度时 ($T < 200\text{MeV}$)，与核子相关的一些物理量变化不大，因而 Brown 的近似条件仍能满足.

参　考　文　献

[1] D. B. Kaplan and A. E. Nelson, *Phys. Lett.*, B**175**(1986), 57.
[2] G. E. Brown, K. Kubodera and M. Rho, *Phys. Lett.*, B**192**(1987), 273.
[3] R. K. Su (苏汝铿), P. Z. Bi (毕品镇), G. J. Ni (倪光炯), *Jour. of Phys. A: Math. Gen.*, **16**(1983), 2445.苏汝铿,毕品镇,"高能物理与核物理", **8**(1984), 177; "复旦学报"(自然科学版), **22**(1983), 1;**23**(1984), 197; 毕品镇,郑挺芳,苏汝铿,科学通报, **31**(1986), 341.
[4] D. K. Campbell, R. F. Dashen and J. T. Manassah, *Phys. Rev.* D**12**(1975), 979, 1010.

KAONS CONDENSATION AT FINITE TEMPERATURE

Bi Pinzhen

(Fudan University Shanghai)

Abstract

The discussion on kaons conden sation at zero temperature given by Brown et al. is generalized to that at finite temperature. It shows that the critical nuclear density is little influenced by temperature. The new phase may be formed in heavy ion reaction.