

文章编号: 1007-4627(2005)04-0422-07

## 色味连锁物质的稳定态及其相变\*

方春玉, 张小兵, 宁平治<sup>†</sup>

(南开大学物理系, 天津 300071)

**摘 要:** 简要介绍和评述了色味连锁物质的稳定态及其相变, 指出高密强相互作用物质由于夸克配对出现了一些奇异相。重点介绍色味连锁(CFL)物质及其中的 Goldstone-mode 凝聚现象。在考虑奇异数对应化学势  $\mu_s \neq 0$  的情况下, CFL 物质中  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  都可能发生凝聚。随着重子数密度的增高, 强作用物质呈现出丰富相结构, 在核物质相与 CFL 相之间可能存在其它相, 但最简单的可能相变过程是直接由核物质相变为 CFL 物质。这种相变可有两种过程, 即两相间仅存在一个极小界面或出现两相混合区域。另外还重点讨论了  $K^-$  介子凝聚对相变的影响。

**关键词:** 色超导; CFL 物质; 凝聚; 核物质; 相结构

**中图分类号:** O572.33 **文献标识码:** A

### 1 引言

在重子数密度较高的情况下, 强相互作用物质具有丰富的相结构。早在 20 世纪 70 年代, 人们已着手研究随着密度增加强子物质(禁闭相, 比如我们熟知的核物质)转变为夸克物质(退禁闭相)的可能性。近些年来, 对于高密(低温)情况下夸克物质的讨论成为一个热门课题。在足够高密情况下, 由于渐近自由, 强子将不再存在, 强相互作用物质由近乎自由的夸克组成。1997 年以前, 人们一直认为高密下这样的夸克系统也是理想气体, 1997 年底的两篇论文<sup>[1, 2]</sup>彻底改变了强相互作用物质在高密区的相图。研究表明, 在这样的高密夸克物质中可能出现类似于 Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) 配对机制, 其费米面附近的夸克将形成色超导现象<sup>[3]</sup>。根据 BCS 超导理论, 费米面附近费米子间任意弱相互作用将使得简并费米系统不稳定<sup>[4]</sup>, 对于正常金属, 费米面附近的电子与声子相互作用使得电子间存在弱吸引作用, 形成双电子配对(Cooper 对), 从而形成 Cooper 对凝聚的超导基态。类似地, 对于高密夸克物质, 夸克间的单胶子交换在某些道是吸引作用, 这就形成了夸克配对和色超导。

与电子不同, 夸克除自旋外还有色和味自由

度, 所以夸克间存在不同的 Cooper 配对类型, 从而对应着不同的色超导夸克物质。对于三味(u, d, s)夸克物质, 且假设夸克质量  $m_u = m_d = m_s = 0$  时, 色超导夸克物质表现为色味连锁(color-flavor-locked, 简称 CFL)物质。在 CFL 物质中, 原来的 QCD 色味对称性破缺为

$$SU(3)_C \times SU(3)_L \times SU(3)_R \rightarrow SU(3)_{C+L+R}, \quad (1)$$

即夸克物质在色味连锁下自发破缺(这正是它被称为色味连锁物质的原因)。一般地讲, 其配对形式可写为

$$\langle \Psi_a^c C \gamma_5 \Psi_b^d \rangle \sim \Delta_1 \epsilon^{a b 1} \epsilon_{c d 1} + \Delta_2 \epsilon^{a b 2} \epsilon_{c d 2} + \Delta_3 \epsilon^{a b 3} \epsilon_{c d 3} \quad (2)$$

其中,  $a = (r, g, b)$ ,  $b = (u, d, s)$  分别是夸克的色和味自由度,  $C$  是 Dirac 电荷共轭矩阵, 参数  $\Delta_i$  代表色超导能隙, 对于 rd 和 gu 夸克配对能隙为  $\Delta_1$ ; bu 和 rs 夸克配对能隙为  $\Delta_2$ ; gs 和 bd 夸克配对能隙为  $\Delta_3$ 。当  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3$  时, (2)式即简化为(1)式, 对应于理想的 CFL 相。

当奇异夸克质量  $m_s \rightarrow \infty$  时, 只有 u, d 两味夸克发生配对, 上述 CFL 对称模式并不存在, 色超导

收稿日期: 2005 - 09 - 15

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(10275037, 10405012)

作者简介: 方春玉(1980—), 女(汉族), 福建漳州人, 硕士研究生, 从事原子核理论研究。

\* 联系人: 宁平治, E-mail: ninpz@nankai.edu.cn

夸克物质表现为两味色超导 (two-flavor superconductor, 简称 2SC) 物质, 在 2SC 物质中 (1) 式不再成立, 色和味空间都反对称, 色空间的反对称使其中一种色不能参与配对, 因此色对称性破缺方式为  $SU(3)_c \rightarrow SU(2)_c$ , 只有 u, d 夸克获得能隙。此外, 当  $m_s$  很大但不趋于无穷时, 可能出现的配对类型为 2SC+S<sup>[5]</sup>。当然, 文献中还提出单味配对等其他可能的配对类型<sup>[6, 7]</sup>。

本文主要讨论三味色超导物质, 即 CFL 物质。由于 (1) 式非常类似于低密 QCD 中的手征对称性自发破缺, 因而也会产生 Goldstone 玻色子赝标八重态, 则可能出现 Goldstone 玻色子凝聚现象。在夸克质量  $m_u = m_d = m_s = 0$  时, CFL 物质表现为理想的 CFL 相。另一方面, 当密度高达中子星密度时, 这时  $\mu \approx 400$  MeV, 奇异夸克质量  $m_s$  不能忽略, u, d 夸克和 s 夸克费米动量之差为  $m_s^2/2\mu$ 。研究表明, 当  $\Delta \leq m_s^2/(2\mu)$  时, s 夸克将不能充分与 u, d 夸克配对, 可能形成 gapless CFL (gCFL) 相<sup>[8]</sup>。第二部分主要讨论包含凝聚的 CFL 物质; 第三部分主要讨论在有限密度下强相互作用物质的相结构。

## 2 CFL 物质中的 Goldstone 模式及其凝聚

当夸克质量不能忽略不计、 $m_s$  取有限大、 $m_u$  和  $m_d$  很小时, 夸克质量使手征对称性明显破缺, Goldstone 模式获得质量。为描述 CFL 物质中 Goldstone 模式, 我们讨论以下领头阶的有效拉氏量<sup>[9, 10]</sup>

$$\mathcal{L}_G = \frac{f_\pi^2}{4} \text{tr}(\partial_0 \Sigma \partial_0 \Sigma^\dagger - v_\pi^2 \partial_i \Sigma \partial_i \Sigma^\dagger) - c [\det(M) \text{tr}(M^{-1} \Sigma) + \text{H. c.}], \quad (3)$$

其中,  $\Sigma = \exp(i\phi^a \lambda^a / f_\pi)$  是手征场,  $f_\pi$  是  $\pi$  介子衰变常数,  $v_\pi$  是 Goldstone 玻色子的速度,  $M$  是夸克质量矩阵; 在手征变换下, Goldstone 玻色子场和夸克质量矩阵变换形式为  $\Sigma \rightarrow L \Sigma R^\dagger$  和  $M \rightarrow L M R^\dagger$ , 其中  $L, R \in SU(3)_{L,R}$ 。利用高密 QCD 微扰理论, 可得<sup>[10, 11]</sup>

$$f_\pi^2 = \frac{21 - 8 \ln 2}{18} \frac{\mu^2}{2\pi^2}, \quad c = \frac{3\Delta^2}{2\pi^2}, \quad (4)$$

其中  $\mu$  是夸克化学势, 它直接决定了夸克物质的重子数密度。由 (3) 式可得 Goldstone 模式质量为

$$m_\pi^2 = \frac{4c}{f_\pi^2} m_q m_s, \quad m_K^2 = \frac{2c}{f_\pi^2} m_q (m_q + m_s), \quad (5)$$

其中  $m_q = m_u = m_d$  是同位旋对称极限下 u 和 d 夸克的质量。很明显, 由此得到的 Goldstone 玻色子质量与真空情况下  $\pi$  介子和 K 介子质量不同, 由 (5) 式可见在 CFL 物质中, K 的质量比  $\pi$  的小, 因此, 在 CFL 物质中, K 应比  $\pi$  容易发生凝聚。接下来我们将主要讨论 CFL 物质中的 K 凝聚。

高重子数密度情况下, 在有效拉氏量中还应包含费米面附近准粒子激发, 利用高密 QCD 有效理论, Bedaque 和 Schfäer 把夸克场分为  $\Psi$  和  $\tilde{\Psi}'$  两部分, 详见文献 [12, 13]。在密度趋于无穷时, 可忽略  $\tilde{\Psi}'$  成分而仅用  $\Psi$  场来描述夸克场, Bedaque 和 Schfäer 在有效拉氏量中引入一项所谓的 Bedaque Schfäer 项, 发现其对 CFL 物质中的 K 凝聚起关键作用<sup>[12, 13]</sup>。当夸克质量  $m_s \gg m_q \neq 0$  时, Bedaque Schfäer 项可进一步简化为

$$-\frac{m_s^2}{2\mu} (\tilde{\Psi}_{i^+}^{s\dagger} \tilde{\Psi}_{i^+}^s + L \rightarrow R) = -\frac{m_s^2}{2\mu} \tilde{\Psi}^{s\dagger} \tilde{\Psi}^s, \quad (6)$$

其中,  $\tilde{\Psi}$  是描述费米面附近奇异粒子激发的有效场,  $\frac{m_s^2}{2\mu}$  可看作忽略所有外部化学势情况下系统的有效化学势, 因此在 CFL 物质中可能发生类似于  $d\bar{s} \rightarrow K^0$  的  $K^0$  凝聚。研究表明, 出现  $K^0$  凝聚的临界条件为<sup>[12-14]</sup>

$$\frac{m_s^2}{2\mu} \geq m_K. \quad (7)$$

$K^0$  凝聚不改变 CFL 物质中夸克间的配对方式, 所以包含  $K^0$  凝聚的 CFL 物质简称为 CFL  $K^0$  物质。然而, 在 CFL 物质中并非只有  $K^0$  模式发生凝聚。当电荷化学势  $\mu_c \neq 0$  时, 在 CFL 物质中可能发生非电中性的 K 模式凝聚 (如  $K^-$  凝聚<sup>[15]</sup>)。此外, 研究表明, 在 CFL 物质中还可能发生  $\pi$  模式凝聚<sup>[11]</sup>。

在本节中, 我们集中讨论奇异数对应的化学势  $\mu_s \neq 0$  时可能的凝聚。为简单起见, 下面忽略电荷化学势  $\mu_c$ 。与通常情况不同, 在  $\mu_s \neq 0$  的 CFL 物质中, 三味夸克 (u, d, s) 的化学势分别为:

$$\begin{aligned} \mu_{u,d} &= \frac{1}{3} \mu_B = \mu, \\ \mu_s &= \frac{1}{3} \mu_B - \mu_s = \mu - \mu_s, \end{aligned} \quad (8)$$

其中  $\mu_B$  为重子数对应的化学势, 即  $\mu_B = 3\mu$ 。假设  $m_s \gg m_q$ ,  $m_q = m_u = m_d$ , 则三味夸克密度分别为

$$\rho_{u,d} = \frac{\mu^3}{\pi^2},$$

$$\rho_s = \frac{[(\mu - \mu_s)^2 - m_s^2]^{3/2}}{\pi^2}. \quad (9)$$

(9)式意味着三味夸克有不同的费米动量,即

$$\begin{aligned} P_F &= \mu, \quad (\text{u, d 夸克}) \\ P_F &= [(\mu - \mu_s)^2 - m_s^2]^{1/2} \\ &\approx (\mu - \mu_s) - \frac{m_s^2}{2(\mu - \mu_s)}, \quad (\text{s 夸克}) \end{aligned} \quad (10)$$

由于费米面不同,夸克间不能充分配对,而为了使 CFL 物质的自由能最小,应使夸克具有相同的费米动量  $\bar{P}_F$ <sup>[16, 17]</sup>,即要求

$$\begin{aligned} P_F &= \bar{P}_F - \delta P_F, \quad (\text{u, d 夸克}) \\ P_F &= \bar{P}_F + \delta P_F, \quad (\text{s 夸克}) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \bar{P}_F &= \mu - \frac{\mu_s}{2} - \frac{m_s^2}{4(\mu - \mu_s)} \approx \bar{\mu} - \frac{m_s^2}{4\mu}, \\ \bar{\mu} &= \mu - \frac{\mu_s}{2} \\ \delta P_F &= -\frac{\mu_s}{2} - \frac{m_s^2}{4(\mu - \mu_s)} \approx -\frac{\mu_s}{2} - \frac{m_s^2}{4\mu}. \end{aligned} \quad (11)$$

(11)式中,  $\frac{m_s^2}{4\mu}$  可看成是由于  $m_s \neq 0$  引起的费米面的移动,只要  $m_s$  不是太大,  $\frac{m_s^2}{4\mu}$  可忽略不计,则可近似认为  $\bar{P}_F = \bar{\mu}$ 。根据 BCS 理论,费米动量变化  $\delta P_F$  通常不影响超导基态,因此  $\bar{\mu}$  可看作  $\mu_s \neq 0$  时 CFL 夸克物质的费米动量。同时 Bedaque Schfäer 项(见(6)式)也相应发生变化。考虑到  $\mu_s \neq 0$  对奇异粒子有效场  $\tilde{\Psi}^s$  的影响,在有效拉氏量中还应包括  $-\mu_s \tilde{\Psi}^{s+} \tilde{\Psi}^s$  项,结合 Bedaque Schfäer 项,准粒子激发对应的自相互作用项可写为

$$\mathcal{L}_q = \left(-\mu_s - \frac{m_s^2}{2\mu}\right) \tilde{\Psi}^{s+} \tilde{\Psi}^s. \quad (12)$$

(12)式表明,奇异粒子和空穴激发对应的有效化学势分别为  $-\mu_s - \frac{m_s^2}{2\mu}$  和  $\mu_s + \frac{m_s^2}{2\mu}$ 。因此,此时 K 凝聚条件(7)式应修正为

$$\left|\mu_s + \frac{m_s^2}{2\mu}\right| \geq m_K. \quad (13)$$

另一方面,(13)式表明,随着  $|\mu_s|$  逐渐增大,似乎 K 凝聚将无限制地发生,与对应于不同  $\mu_s$  值的介子凝聚相应是稳定相的假设矛盾,因此,在

低能有效拉氏量中还必须包括其他有效相互作用项。我们以前的工作表明,K 模式与夸克有效相互作用对  $m_s \neq 0$  的 CFL 物质中 K 凝聚起很大作用<sup>[18]</sup>。类似于文献[18]的做法,我们在有效拉氏量中也引入相互作用项,并在 Goldstone 玻色子质量矩阵中仅保留 K 质量,假设夸克质量  $m_s \neq 0, m_u = m_d = 0$ ,则 K 模式与夸克相互作用项可取线性形式:

$$\mathcal{L}_{Kq} = \frac{A}{\mu} \bar{K} K \tilde{\Psi}^{s+} \tilde{\Psi}^s. \quad (14)$$

值得注意的是,(14)式的形式类似于强子物质中 K 介子与核子相互作用项  $\sim \bar{K} K \bar{N} N$ ,在核物质中正是介子核子相互作用使 K 介子质量偏离其真空值,导致在丰核子环境中出现  $\bar{K}$  凝聚<sup>[19]</sup>。因此,(14)式可能就是使 CFL 中 K 发生凝聚的有效拉氏量。将(14)式中算符  $\tilde{\Psi}^{s+} \tilde{\Psi}^s$  用其在介质中的期待值代替,由于  $\tilde{\Psi}^s$  是描述费米面附近奇异粒子激发的有效场,则期待值  $\langle \tilde{\Psi}^{s+} \tilde{\Psi}^s \rangle$  并不等于系统的奇异数密度,而是引起 K 和  $\bar{K}$  发生凝聚所对应的奇异准粒子数密度  $\rho_s^{\text{cond}}$ 。在平均场水平下,结合 K 的质量项(5)式与(14)式,K 在包含凝聚的 CFL 物质中的有效质量

$$(m_K^*)^2 = m_K^2 - \frac{A}{\mu} \rho_s^{\text{cond}}. \quad (15)$$

显然,  $m_K^*$  随着  $\mu_s$  的变化而变化;化学平衡要求 K 和  $\bar{K}$  化学势满足

$$\begin{aligned} \mu_K &= \mu_{K^0} = \mu_s + \frac{m_s^2}{2\mu}, \\ \mu_{\bar{K}} &= \mu_{\bar{K}^0} = -\mu_s - \frac{m_s^2}{2\mu}. \end{aligned} \quad (16)$$

由于凝聚刚开始发生时,  $\rho_s^{\text{cond}} \approx 0$ ,结合(15)式,凝聚条件可写为

$$\mu_s + \frac{m_s^2}{2\mu} = m_K, \quad -\mu_s - \frac{m_s^2}{2\mu} = m_K. \quad (17)$$

(17)式表明,在 CFL 物质中,当  $\mu_s = 0$  时,只有  $K^0$  发生凝聚,与文献[12, 14]中的结果一致,而当  $\mu_s \neq 0$  时,  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  都可能发生凝聚。相应凝聚模式的自由能为<sup>[14, 18, 20]</sup>

$$\Omega_K = -\frac{f_\pi^2}{2} \left(\mu_s + \frac{m_s^2}{2\mu}\right)^2 \times$$

$$\left[ 1 - \frac{2(m_K^*)^2}{(\mu_S + m_s^2/2\mu)^2} + \frac{(m_K^*)^4}{(\mu_S + m_s^2/2\mu)^4} \right], \quad (18)$$

凝聚相奇异数密度为

$$\rho_S^{\text{cond}} = \frac{\partial \Omega_K}{\partial \mu_S} = f_\pi^2 \left( -\mu_S - \frac{m_s^2}{2\mu} \right) \times \left[ 1 - \frac{(m_K^*)^4}{(\mu_S + m_s^2/2\mu)^4} \right]. \quad (19)$$

(18)和(19)式只有在  $\mu_{K/\bar{K}} > m_K^*$  时才成立，否则无凝聚发生， $\Omega_K = \rho_S^{\text{cond}} = 0$ 。CFL  $K^0/\bar{K}^0$  相的自由能为

$$\Omega_{\text{CFL } K^0/\bar{K}^0} = \Omega_{\text{CFL}} + \Omega_K, \quad (20)$$

$\Omega_{\text{CFL}}$  是纯 CFL 相的自由能，见 (22) 式。当 CFL  $K^0/\bar{K}^0$  相与 CFL 相自由能满足

$$\Omega_{\text{CFL } K^0/\bar{K}^0} = \Omega_{\text{CFL}} \quad (21)$$

时，两相间发生相变。由方程 (15)，(17)，(18)，(20)，(21) 和 (22) 组成自洽方程组，数值计算可得 CFL  $K^0/\bar{K}^0$  相与 CFL 相的相变曲线，如图 1 所示。

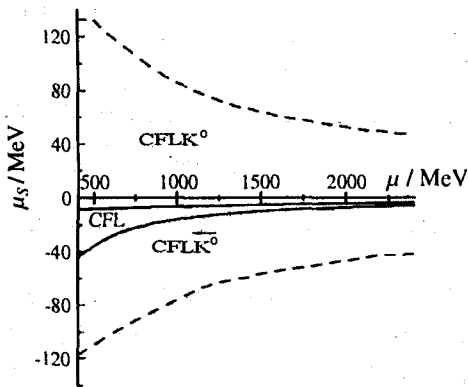


图 1  $\mu_S \neq 0$  时 CFL 物质中的  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  凝聚

在 CFL 物质中，当奇异数对应化学势  $\mu_S \neq 0$  时， $K^0$  和  $\bar{K}^0$  都可能发生凝聚的现象极大地支持了强子夸克连续的观点。强子夸克连续意味着在 CFL 物质及强子物质中，对应的 K 凝聚应连续，即如果在强子物质中存在 K 或  $\bar{K}$  介子凝聚，那么在 CFL 物质中也应存在相应的 K 模式或  $\bar{K}$  模式凝聚。然而，研究认为在强子物质中，可能发生  $\bar{K}$  凝聚而非 K 凝聚<sup>[19, 21]</sup>；相反地，在 CFL 物质中，发生的是 K 凝聚而非  $\bar{K}$  凝聚<sup>[12, 14]</sup>，这明显与强子夸克连续的观点不一致。考虑  $\mu_S$  的影响，发现在 CFL 物质中  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  凝聚都可能发生，克服了与强子夸克连续

观点的矛盾。

### 3 有限密度下强相互作用物质的相结构

随着重子数密度的不同，强相互作用物质出现各种不同的稳定相，如核物质相、2SC 相和 gCFL 相，在足够高密度下，则出现 CFL 相。CFL 相的自由能为<sup>[20]</sup>

$$\Omega_{\text{CFL}} = \sum_{i=u,d,s} \int_0^v \frac{3}{\pi^2} p^2 \cdot (\sqrt{p^2 + m_i^2} - \mu) dp - \frac{3\Delta^2 \mu^2}{\pi^2} + B, \quad (22)$$

其中， $\mu = \frac{\mu_B}{3}$  是夸克化学势， $v \approx \mu - \frac{m_s^2}{6\mu}$  是三味夸克相同的费米动量<sup>[20]</sup>。(22) 式的第一项表示忽略夸克间相互作用情况下三味夸克的自由能，第二项是夸克间配对的贡献<sup>[5]</sup>， $B$  是袋常数，从唯象上反映色禁闭的参数。比较电中性 CFL 物质与没发生配对夸克物质自由能，表明当  $\Delta > \frac{m_s^2}{4\mu}$  时，

得到的自由能比维持夸克数密度相等所需要的自由能大，开始出现稳定的 CFL 相<sup>[20]</sup>。一般来讲，高密夸克物质具有丰富相结构，存在不同的色超导相，在核物质相与 CFL 相之间可能存在其他的色超导相，如 2SC 和 gCFL 等相<sup>[22]</sup>。研究表明，当  $\frac{m_s^2}{2\mu} = \Delta$  时，CFL 相连续相变为 gCFL 相<sup>[8]</sup>；中等密度下， $m_s \rightarrow \infty$  时，s 夸克完全不能参与配对，则可能出现 2SC 相<sup>[5]</sup>。然而，最简单的相变是直接由核物质相相变为 CFL 相，其有两种可能的相变过程，一种是相变时两相间仅存在极小界面，另一种是存在两相混合区域。下面简单讨论  $\mu_e \neq 0$  情况下这两种可能的相变过程。

研究表明<sup>[20]</sup>，在核物质相到 CFL 相相变过程中，两相间仅存在极小界面最简单的可能是在夸克化学势为  $\mu_c$  时存在长度约为 1 fm 的‘QCD’微观范围的界面， $\mu = \mu_{c1}$  处两相压强相等，两相间发生一级相变。界面处  $\mu_c$  连续，但由于界面两侧电场的存在，电子有效化学势  $\mu_e^{\text{eff}} = \mu_c + e\phi$  不连续，则电子将通过界面从核物质流向 CFL 物质，当电场形成后电子停止流动；由于核物质内净余正电荷对电子吸引作用，电子无法进入到 CFL 物质深处，结果在

电场中形成一个稳定独立的电荷界面，其中在核物质一侧是正电荷层，在 CFL 物质一侧是电子层。由于电场作用，在核物质中质子在界面附近堆积，正电荷数增加，数密度主要由质子决定；在 CFL 物质中界面附近则发生  $K^-$  凝聚，负电荷数增加，数密度则主要由  $K^-$  决定。

另一种可能的相变过程是存在两相混合，即核物质带正电部分与 CFL 物质带负电部分混合共存，混合相呈电中性。混合相中核物质和夸克物质的压强及电荷密度满足<sup>[20]</sup>

$$P_{\text{nuclear}}(\mu, \mu_c) = P_{\text{quark}}(\mu, \mu_c), \quad (23)$$

$$\chi Q_{\text{quark}} + (1 - \chi) Q_{\text{nuclear}} = 0, \quad (24)$$

其中  $\chi$  是混合相中 CFL  $K^-$  物质所占体积分数。(23)和(24)式分别保证了混合相压强平衡及电中性，核物质相一阶相变为 CFL 相<sup>[20]</sup>。

文献[20]指出，CFL 相在混合相中稳定存在对应的夸克化学势  $\mu \approx 400$  MeV，相当于核物质饱和密度的 5 倍，而此时强子物质中可能已存在  $K^-$  介子凝聚<sup>[19, 23]</sup>。在  $\mu_c \neq 0$  的丰核子环境下，当  $K^-$  介子凝聚时，相变过程中参与相变的不是正常核物质（简称 NNM），而是包含  $K^-$  介子凝聚的核物质（简称 NMK<sup>-</sup>）。因此，相变过程中应考虑  $K^-$  介子凝聚对相结构的影响，此时核物质应包括 NNM 和 NMK<sup>-</sup>。

对核物质我们采用相对论平均场模型描述，在  $K^-$  介子与核子相互作用中包括了  $K^-$  介子与  $\omega$ ,  $\rho$  和  $\sigma$  介子平均场相互作用<sup>[24]</sup>，则核物质的自由能为<sup>[20]</sup>

$$\Omega_{\text{NNM}} = - \sum_{i=p,n} \int_0^{\infty} \frac{1}{3\pi^2} \frac{p^4 dp}{\sqrt{p^2 + m_N^{*2}}} + U(\sigma) + \frac{1}{2}(m_\sigma^2 \sigma^2 - m_\omega^2 \omega^2 - m_\rho^2 \rho^2) - \frac{\mu_c^4}{12\pi^2}, \quad (25)$$

其中， $m_N^* = m_N - g_{\sigma N} \sigma$  是核子有效质量， $g_{\sigma N}$  是  $\sigma$  介子场与核子场的耦合常数； $U(\sigma) = \frac{b}{3} m_N (g_{\sigma N} \sigma)^3 + \frac{c}{4} (g_{\sigma N} \sigma)^4$  是标量自相互作用项， $b$  和  $c$  是耦合常数；最后一项  $-\frac{\mu_c^4}{12\pi^2}$  是电子对自由能的贡献。由于核子与  $K^-$  介子相互作用，核物质中出现  $K^-$  介子凝聚，根据文献[23]中介子凝聚机制， $K^-$  介子凝聚条件为<sup>[23]</sup>

$$\omega_K = \mu_c, \quad (26)$$

其中  $\omega_K$  为核介质中  $K^-$  介子有效质量。NMK<sup>-</sup> 物质电荷密度为  $\rho_p - \rho_c - \rho_K$ ，其中  $\rho_p$ ,  $\rho_c$  和  $\rho_K$  分别为质子、电子及凝聚  $K^-$  介子的密度；而 NNM 物质电荷密度为  $\rho_p - \rho_c$ 。

利用(25)和(26)式即可得到  $K^-$  介子凝聚的临界点  $\mu_{c2}$ 。由于夸克物质自由能与袋常数  $B$  有关，我们取  $B^{1/4} = 200$  MeV，而核物质各参数取值与文献[23]中一致，其  $K^-$  介子凝聚临界条件  $\mu_{c2} \approx 410$  MeV，利用(23)和(24)式可得在不同  $\mu$  和  $\mu_c$  下核物质与 CFL 相变的相图（如图 2 所示）。在  $\mu_{c2} < 410$  MeV 区域中， $\mu < 367$  MeV 是 NNM 相， $367 \leq \mu \leq 410$  MeV 则出现 NNM-CFL  $K^-$  混合相；随着  $\mu$  增大， $\mu_c$  减小，NNM-CFL  $K^-$  混合相终止于  $\mu = \mu_{c2}$ ，即  $\mu_c = 0$  点附近；按文献[20]的结果， $\mu \geq \mu_{c2}$  区域应是电中性纯 CFL 相。然而，鉴于在  $\mu = \mu_{c2}$  附近

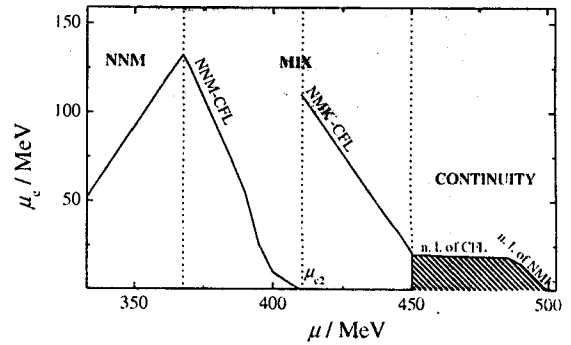


图 2 出现  $K^-$  介子凝聚时核物质相与 CFL 相相图

存在  $K^-$  介子凝聚，我们重新考虑  $\mu \geq \mu_{c2}$  时的相结构。比较 NMK<sup>-</sup>，NNM 和 CFL 相在  $\mu = \mu_{c2}$  处的自由能，我们发现  $\mu_c$  较小时，NMK<sup>-</sup> 相比 CFL 相稳定。利用(23)和(24)式，在  $410 \leq \mu \leq 450$  MeV 区域可构造由 NMK<sup>-</sup> 和 CFL  $K^-$  组成的混合相。更重要的是  $\mu$  足够大和  $\mu_c$  足够小时，数值计算表明在  $450 \leq \mu \leq 500$  MeV 区域，NMK<sup>-</sup> 和 CFL 可达相平衡，即存在由 CFL 物质中性线（由  $\mu_c = m_K$  决定），NMK<sup>-</sup> 物质中性线和 NMK<sup>-</sup>-CFL  $K^-$  混合相的中性线共同决定而形成的 NMK<sup>-</sup>-CFL 混合相区域（如图中阴影部分所示）。值得注意的是，该混合相是由高密核物质和 CFL 夸克物质组成的，因此，并非通常情况下的核物质相与 CFL 相的相变。而且在 NMK<sup>-</sup>-CFL 混合相中，由于 NMK<sup>-</sup> 物质中  $K^-$  介子有效质量  $\omega_K = \mu_c$ ，而中性 CFL 物质中  $K^-$  模式的质量  $m_K$  等于（或略大于） $\mu_c$ ，所以混合相中  $\omega_K \approx$

$m_K$ 。强子物质中 K 介子和 CFL 物质中 K 模式质量联系,恰好体现了强子夸克连续。

考虑  $K^-$  介子凝聚对核物质相向 CFL 相相变的影响,研究表明除了存在一级相变外,由于  $NM\bar{K}^-$  相的影响,还出现了  $NM\bar{K}^-$ -CFL  $K^-$  混合相;而当  $\mu$  足够大和  $\mu_c$  足够小时,出现了  $NM\bar{K}^-$ -CFL 混合相,使高密核物质与 CFL 夸克物质能直接连接,  $NM\bar{K}^-$ -CFL 混合相的存在也意味着可能实现强子夸克连续;而只有  $\mu > 500$  MeV 时才存在稳定的中性纯 CFL 相。

#### 4 小结

自从提出可能存在色超导以来,高重子密度下 QCD 动力学已经吸引了越来越多的研究者的兴趣,

并从理论上预言了丰富的相结构,特别是色味连锁型的相结构。本文简要介绍和评述了色味连锁物质的稳定态及其相变,指出高密强相互作用物质由于夸克配对而可能出现一些奇异相,并重点介绍色味连锁(CFL)物质及其中的 Goldstone-mode 凝聚现象。在考虑奇异数对应化学势  $\mu_s \neq 0$  的情况下, CFL 物质中  $K^0$  和  $\bar{K}^0$  都可能发生凝聚。随着重子数密度的增高,在核物质相与 CFL 相之间可能存在其它相,但最简单的可能相变过程是直接从核物质相变为 CFL 物质。这种相变可有两种过程,即两相间仅存在一个极小界面或出现两相混合区域。文中还进一步讨论了  $K^-$  介子凝聚对相变的影响,但未涉及 CFL 到 2SC 的非连锁跃迁<sup>[25]</sup>。

#### 参 考 文 献:

- [1] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. Phys Lett, 1998, **B422**: 247 [hep-ph/9711395].
- [2] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. Nucl Phys, 1999, **B537**: 443.
- [3] Barrois B C. Nucl Phys, 1977, **B129**: 390. Frautschi S C. In Workshop on Hadronic Matter at Extreme Energy Density, Erice, Italy, 1978.
- [4] Bardeen J, Cooper L N, Schrieffer J R. Phys Rev, 1957, **108**: 1 175.
- [5] Rajagopal K, Wilczek F. hep-ph/0011333.
- [6] Alford M, Bowers J, Cheyne J, *et al.* Phys Rev, 2003, **D67**: 054018 [hep-ph/0210106]; Buballa M, Hoser J, Oertel M, hep-ph/0204275; Schäfer T. Phys Rev, 2000, **D62**: 094007.
- [7] Iwasaki M, Iwado T. Phys Lett, 1995, **B350**: 163; Iwasaki M. Prog Theo Phys, 1995, Suppl, **120**: 187.
- [8] Alford M, Kouvaris C, Rajagopal K. hep-ph/0311286.
- [9] Casalbuoni R, Gatto D. Phys Lett, 1999, **B464**: 111.
- [10] Son D T, Stephanov M. Phys Rev, 2000, **D61**: 074012.
- [11] Beane S R, Bedaque P F, Savage M J. Phys Lett, 2000, **B483**: 131.
- [12] Schäfer T. Nucl Phys, 2002, **A702**: 167c.
- [13] Bedaque P F, Schäfer T. Nucl Phys, 2002, **A697**: 802.
- [14] Kaplan D B, Reddy S. Phys Rev, 2002, **D65**: 054042.
- [15] Schäfer T. Phys Rev Lett, 2000, **85**: 5 531.
- [16] Alford M, Rajagopal K, Wilczek F. Nucl Phys, 1999, **B537**: 443.
- [17] Rajagopal K, Wilczek F. Phys Rev Lett, 2001, **86**: 3 492.
- [18] Zhang X B, Luo Y, Li X Q. Phys Rev, 2003, **D68**: 054015.
- [19] Kaplan D B, Nelson A E. Phys Lett, 1986, **B175**: 57; Nelson A E, Kaplan D B. *ibid.* 1987, **192**: 193.
- [20] Alford M, Rajagopal K, Reddy S, *et al.* Phys Rev, 2001, **D64**: 074017.
- [21] See, e g, Lee C H. Phys Rep, 1996, **275**: 255; Thorsson V, Prakash M, Lattimer J M. Nucl Phys, 1994, **A572**: 693; Tiwari V K, Prasad N, Singh C P. Phys Rev, 1998, **C58**: 439; Pons J A, Reddy S, Ellis P J, *et al.* *ibid.* 2000, **62**: 035803; Banik S, Bandyopadhyay. *ibid.* 2001, **64**: 055805; Norsen T. *ibid.* 2002, **65**: 045805.
- [22] See, e g, Alford M. Prog Theor Phys, 2004, Suppl, **153**: 1. Neumann F, Buballa M, Oertel M. Nucl Phys, 2003, **A174**: 481.
- [23] Glendenning N K, Schaffner-Bielich J. Phys Rev, 1999, **C60**: 025803.
- [24] Glendenning N K, Moszkowski S A. Phys Rev Lett, 1991, **67**: 2 414.
- [25] Hiroaki Abuki. hep-ph/0401245.

## Stability of Color-flavor-locked Phase and Its Phase Transition \*

FANG Chun-yu, ZHANG Xiao-bing, NING Ping-zhi

(Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)

**Abstract:** Quark matter at high density has a rich phase structure. Goldstone-mode may condense in the color-flavor-locked (CFL) phase matter. We review the stability of CFL phase and its phase transition, as well as the effect of nonzero strangeness chemical potential on the CFL phase of dense quark matter. It is pointed out that, depending on the value of  $\mu_s$ , both  $K^0$  and  $\bar{K}^0$  may condense in the CFL matter. As a function of quark chemical potential, other phases may intervene between the nuclear-matter and CFL phase. The simplest possibility, however, is a transition between nuclear and CFL matter. Such a transition could occur either at a single sharp interface or through a mixed phase region. The effect of discontinuous  $K^-$ -meson condensation on the phase transition is also discussed.

**Key words:** color superconducting; color-flavor-locked matter; condensation; nuclear matter; phase structure

---

(上接第 421 页)

## Injection Mechanism of Helium Atom into Wall-defective Carbon Nanotube \*\*

JIN Nian-qing, HU Yong-jin, ZHAO Jiang, ZENG Xiang-hua

(College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225002, Jiangsu, China)

**Abstract:** Based on the classical molecular dynamics method and TLHT potential model, the injection processes of He atom into SWCNT with wall defects of different radius are studied. The calculated results indicate that there are four typical moving patterns of He atom with different injective energy and the size of wall defects make a great difference to the absorption and storage behavior of He into SWNT.

**Key words:** defect; single-wall carbon nanotube; molecular dynamics; injection

---

\* **Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10275037, 10405012)

\*\* **Foundation item:** Foundation of the Education Bureau of Jiangsu Province, China(03KJB140152)