

核物质中的力学和化学不稳定性*

刘波¹ 吕才典¹ 郭华² 贺泽君³

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (北京大学物理学院技术物理系 北京 100871)

3 (中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

摘要 用有效的手征模型和 Brown-Rho 标度在相对论平均场近似下研究在有限温度下的核物质,再现了核物质的基本性质,计算热力学系统的力学和化学不稳定性,得到相变图.

关键词 核物质 相对论平均场近似 重排项 力学不稳定性 化学不稳定性

1 引言

为了研究强子物质的性质, Walecka^[1,2] 根据强子有效场论即量子强子动力学(QHD)提出了相对论平均场理论. 在 QHD 中,核子通过交换 σ 和 ω 介子相互作用,介子场是由其期待值(平均值)代替,称为平均场近似. 近年来,强子有效场理论被用来研究核物质和有限核的静态和动力学性质并取得很大成功^[3-5]. 由于重离子碰撞有可能产生热密物质,所以研究热密物质的性质,尤其是在极端条件下核物质的性质已引起人们的很大兴趣^[6-12].

Brown 和 Rho^[13] 提出了密度有关的有效场理论描述在介质中的强子,他们假定在介质中的强子的有效拉氏量密度仍然保持 QCD 对称性(即手征对称),有效理论的参数是在给定密度下确定,由于介质的存在,真空的变化假定可以由有效理论参数的变化来表示. 在介质中,密度有关的强子质量关系称为 Brown-Rho(BR)标度.

人们知道, Landau 费米液态理论^[14] 是一类有效理论,在描述强关联的费米子体系的低能激发方面提供了动力学基础并获得成功. Lynn^[15] 提出,核物质基态是手征液态. Furnstahl et al.^[16] 构成了一个有效的手征拉氏量密度,并用平均场近似,能很好地给出基本的核性质.

Song et al.^[17] 用有效的手征拉氏量密度和 BR 标度来描述对称核物质的基态性质($T = 0$). 本文将推广这个模型,用来描述有限温度下的核物质,研究系统所在环境的温度对核物质性质的效应和热力学系统的同位旋效应.

2001-12-17 收稿

* 国家自然科学基金(19975053, 10075071)和国家重点项目(G2000077400)资助

2 有效拉氏量密度和运动方程

本文所用的模型是具有 BR 标度的在介质中的有效手征拉氏量密度:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{\psi} [i\gamma_\mu \partial^\mu - M^\star + h\phi - g_\omega^\star \gamma_\mu \omega^\mu - g_\rho \gamma^\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{b}_\mu] \psi + \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - m_\sigma^{\star 2} \phi^2) + \\ & \frac{1}{2} m_\omega^{\star 2} \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{2} m_\rho^{\star 2} \mathbf{b}_\mu \cdot \mathbf{b}_\mu - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \mathbf{G}_{\mu\nu} \mathbf{G}^{\mu\nu} \end{aligned} \quad (1)$$

这里, BR 标度是

$$\frac{M^\star}{M} = \frac{m_\sigma^\star}{m_\sigma} = \frac{m_\omega^\star}{m_\omega} = \frac{m_\rho^\star}{m_\rho} = \Phi(\rho), \quad (2)$$

在(2)式中的 Φ 是取与密度有关的形式^[17]

$$\Phi(\rho) = \frac{1}{1 + \gamma\rho/\rho_0}. \quad (3)$$

为了考虑多体关联效应, 向量介子耦合常数也取与密度有关的标度形式^[17]

$$g_\omega^\star = g_\omega \frac{1}{1 + z\rho/\rho_0}, \quad (4)$$

在公式(3)和(4)中的 γ 和 z 是可调参数. 在式(1)中的 ϕ 是 σ 介子场, ω_μ 是 ω 介子场, \mathbf{b}_μ 是 ρ 介子场, $\boldsymbol{\tau}$ 是同位旋矩阵, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu \omega_\nu - \partial_\nu \omega_\mu$ 和 $\mathbf{G}_{\mu\nu} = \partial_\mu \mathbf{b}_\nu - \partial_\nu \mathbf{b}_\mu$.

在平均场近似下, 核物质的运动方程是

$$\begin{aligned} (i\gamma_\mu \partial^\mu - M^\star + h\phi - g_\omega^\star \gamma^0 \omega_0 - g_\rho \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 b_0) \psi &= 0, \\ m_\sigma^{\star 2} \phi &= h\bar{\psi}\psi = h\rho_s, \quad m_\omega^{\star 2} \omega_0 = g_\omega^\star \psi^\dagger \psi = g_\omega^\star \rho, \\ m_\rho^{\star 2} b_0 &= g_\rho \psi^\dagger \boldsymbol{\tau}_3 \psi = g_\rho \rho_3, \end{aligned} \quad (5)$$

这里 $\rho_s = \rho_p - \rho_n$ 和 $\rho = \rho_p + \rho_n$, 其中 ρ_i 是核子 ($i = p, n$) 密度.

由于拉氏量密度(1)是与密度有关的, 重子场的运动方程应包括重排项的贡献, 在平均场近似下可以写为

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \bar{\psi}} + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial \psi} = (i\gamma_\mu \partial^\mu - M^\star + h\phi - g_\omega^\star \gamma^0 \omega_0 - g_\rho \gamma^0 \boldsymbol{\tau}_3 b_0 + \gamma^0 \Sigma_0) \psi = 0, \quad (6)$$

这里 $\rho^2 = j_\mu j^\mu$ 和 $j_\mu = \bar{\psi} \gamma_\mu \psi$. 在式(6)中

$$\Sigma_0 = m_\omega^\star \omega_0^2 \frac{\partial m_\omega^\star}{\partial \rho} + m_\rho^\star b_0^2 \frac{\partial m_\rho^\star}{\partial \rho} - m_\sigma^\star \phi^2 \frac{\partial m_\sigma^\star}{\partial \rho} - \bar{\psi}\psi \frac{\partial M^\star}{\partial \rho} - \psi^\dagger \psi \omega_0 \frac{\partial g_\omega^\star}{\partial \rho}, \quad (7)$$

这里

$$\frac{\partial M^\star}{\partial \rho} = M \frac{\partial \Phi}{\partial \rho}, \quad (8)$$

和

$$\frac{\partial m_i^\star}{\partial \rho} = m_i \frac{\partial \Phi}{\partial \rho} = m_i \frac{-\gamma}{\rho_0 (1 + \gamma\rho/\rho_0)^2} \quad i = \sigma, \omega, \rho, \quad (9)$$

以及

$$\frac{\partial g_{\omega}^{\star}}{\partial \rho} = -g_{\omega}^{\star} \frac{z}{\rho_0(1+z\rho/\rho_0)^2} = -g_{\omega}^{\star} \frac{z}{\rho_0(1+z\rho/\rho_0)} \quad (10)$$

3 有限温度下的核物质状态方程

在有限温度下,核物质的性质可以用热力学势来描述.从统计力学,对于在一个体积 V 中的一个系统,热力学势是: $\Omega = -p\Omega = -\ln Z/\beta^{[2]}$, 这里 β 是温度的倒数: $\beta = 1/T$, Z 是配分函数: $Z = \text{Tr}[e^{-\beta(\hat{H} - \sum_i(\mu_i \hat{b}_i))}]$, 这里 \hat{H} 是哈密顿算符, \hat{b}_i 是重子数算符 ($i = p$, 表示质子; $i = n$, 表示中子), μ_i 是热力学化学势. 在有限温度时的核物质状态方程可以从热力学势 Ω 得到

$$\epsilon = \sum_{i=n,p} 2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} E_N^{\star}(k) (n_i(k) + \bar{n}_i(k)) + \frac{1}{2} m_{\sigma}^{\star 2} \phi^2 + \frac{g_{\omega}^{\star 2}}{2 m_{\omega}^{\star 2}} \rho^2 + \frac{g_{\rho}^2}{2 m_{\rho}^{\star 2}} \rho_3^2, \quad (11)$$

和

$$P = \sum_{i=n,p} \frac{2}{3} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{k^2}{E_N^{\star}(k)} (n_i(k) + \bar{n}_i(k)) - \frac{1}{2} m_{\sigma}^{\star 2} \phi^2 + \frac{g_{\omega}^{\star 2}}{2 m_{\omega}^{\star 2}} \rho^2 + \frac{g_{\rho}^2}{2 m_{\rho}^{\star 2}} \rho_3^2 - \Sigma_0 \rho. \quad (12)$$

这里 $E_N^{\star} = \sqrt{k^2 + M_N^{\star 2}}$, 核子的有效质量 M_N^{\star} 是定义为 $M_N^{\star} = M^{\star} - h\phi$, 这里 M^{\star} 是由式 (2) 给出的重子的 BR 标度质量.

在方程 (11) 和 (12) 中的 $n_i(k)$ 和 $\bar{n}_i(k)$ 是费密子和反费密子分布函数

$$n_i(k) = \frac{1}{1 + \exp\{(E_N^{\star}(k) - \mu_i^{\star})/T\}}, \quad (13)$$

和

$$\bar{n}_i(k) = \frac{1}{1 + \exp\{(E_N^{\star}(k) + \mu_i^{\star})/T\}}, \quad (14)$$

这里有效化学势 μ_i^{\star} 由核子密度 ρ_i 确定:

$$\rho_i = 2 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} (n_i(k) - \bar{n}_i(k)) \quad (15)$$

重子的有效化学势 μ_i^{\star} 与重子的化学势 μ_i 的关系是

$$\mu_i^{\star} = \mu_i - g_{\omega}^{\star} \omega_0 + \Sigma_0 \mp g_{\rho} b_0, \quad (16)$$

标量密度的定义为

$$\rho_s = 4 \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{M_N^{\star}}{E_N^{\star}} (n(k) + \bar{n}(k)). \quad (17)$$

为了研究反对称核物质,引入不对称性参数 $\alpha = (\rho_n - \rho_p)/\rho$, 于是中子和质子密度可用不对称性参数表示为: $\rho_n = \frac{1+\alpha}{2}\rho$ 和 $\rho_p = \frac{1-\alpha}{2}\rho$. 很显然,在有限温度下的核物质状态方程是温度 T , 重子密度 ρ 和不对称性参数 α 的函数. 自洽地计算核子的有效质量和核物质状态方程 (11) 和 (12), 就可以得到对称和不对称核物质在不同温度时的结合能和压强, 在本文, 结合能的定义是: $E/A = \epsilon/\rho - M$.

为了计算有限温度时的核物质状态方程(11)和(12),得到热核物质的基本性质,首先要确定模型参数.在计算中,取核子质量 $M = 939\text{MeV}$, σ 介子质量 $m_\sigma = 700\text{MeV}$, ω 介子质量 $m_\omega = 783\text{MeV}$ 和 ρ 介子质量 $m_\rho = 770\text{MeV}$.

先固定在零温时核物质的饱和密度为 $\rho_0 = 0.16\text{fm}^{-3}$,在饱和密度时对称核物质的结合能取为 $E/A = -16\text{MeV}$,对称能取为 32MeV 和 $M_N^* = 0.75M$ 这些通常使用的数据,变化可调参数 y 和 z 使得到在零温时核物质的性质,从而确定耦合常数和模型参数,得到的耦合常数和模型参数列在表 1 中.

用表 1 中所列的耦合常数和模型参数计算不可压缩性 $K = 9 \frac{\partial P}{\partial \rho} \Big|_{\rho=\rho_0}$,得到在 $T = 0$ 时的不可压缩性为 $K = 288\text{MeV}$,这个结果比 Walecka 模型给出的结果好^[9]

表 1 计算中使用的耦合常数和参数

h	g_ω	g_ρ	y	z
4.7486	12.1232	3.2426	0.20	0.18

用表 1 中所列的耦合常数和模型参数研究了核物质的性质,自洽地计算核子的有效质量,得到的核子有效质量 M_N^* 和 BR 标度质量 M^* 在 $T = 0$ 时的比较随密度的变化给在图 1 中,从图中可以看到, M_N^* 随密度的增加而下降要比 M^* 快,尤其是在密度较大的区域.

计算了对称核物质($\alpha = 0$)在不同温度时的结合能 E/A 和压强 P ,结果在图 2 和图 3 中给出,图 2 和图 3 中的结果表明,随着温度的增大,核物质的结合变弱.结果与别的模型^[9]给出的结果是一致的.

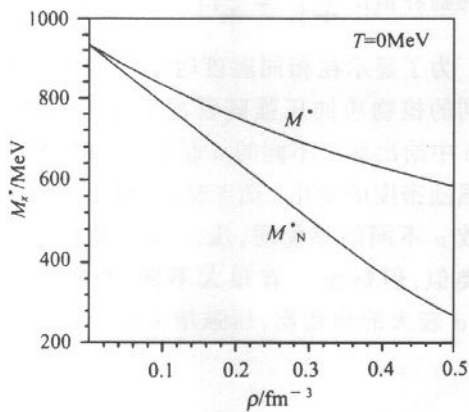


图 1 在 $T = 0$ 时,核子的有效质量 M_N^* 和 BR 标度质量 M^* 随密度的变化

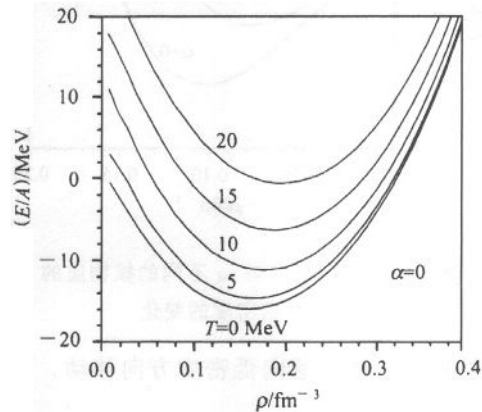


图 2 对称核物质($\alpha = 0$)在不同温度时的结合能 E/A 随密度的变化

对于 $\alpha = 0.5 (N = 3Z)$ 的不对称性核物质在不同温度时的压强在图 4 中给出,从图中看到,随着温度的增大,不对称核物质的结合变弱得更快.计算结果表明,丰中子核物质在热环境中的结合较弱,因此,丰中子核反应容易碎裂.

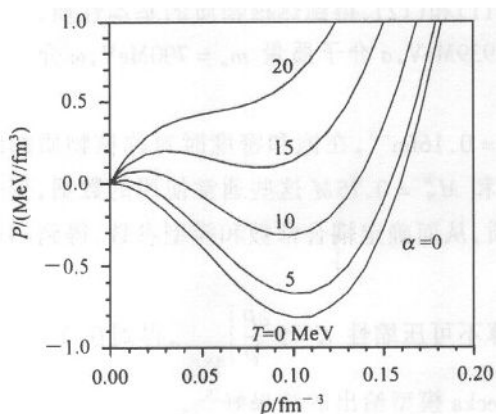


图 3 对称核物质($\alpha=0$)在不同温度时的压强 P 随密度的变化

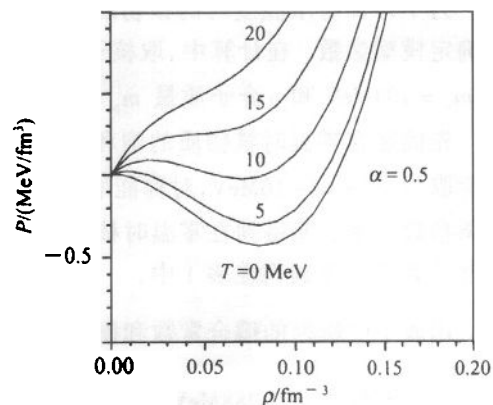


图 4 不对称核物质($\alpha=0.5$)在不同温度时的压强 P 随密度的变化

从图 3 和图 4 可以明显看到,在非常低的密度时压强随温度增大而增加,与理想气体的情况完全类似. 对于一个固定温度,在较低密度区中的某一个值时压强有一个局部最大值,然后,压强随密度增加而减小,在某一个密度时达到极小值,次后,压强随密度增加而迅速增大. 随着温度的增加,压强的极小值的位置向低密度方向移动,当温度继续增高时,压强的局部极小值变得不明显,当温度达到临界值时,压强的局部极小值完全消失. 温度的临界值由 $\left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_{T_c} = \left. \frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2} \right|_{T_c} = 0$ 确定.

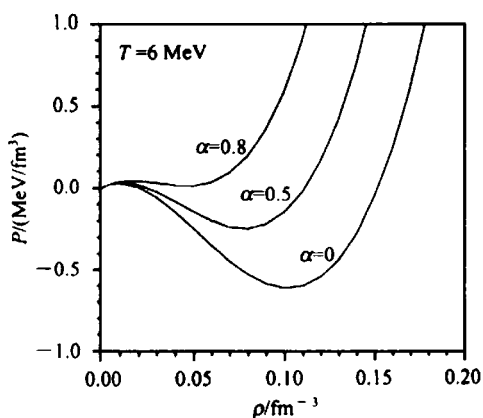


图 5 在 $T=6\text{ MeV}$ 时, α 不同的核物质的压强 P 随密度的变化

强的极小值的位置向低密度方向移动.

4 力学和化学不稳定性

由于重离子反应可能产生热密物质和发生相变的可能性,为研究核反应中的热平衡和远离正常条件下的平衡物质提供了可能性. 在重离子反应中的碎裂过程使探索和研究低温低密度核物质的性质成为可能,用有效相互作用所得到的核状态方程可以描述对称核物质的液态 - 气态的一阶相变. 低温低密度核物质的基本特征是液 - 气相跃迁,所以

研究液-气相跃迁是重要的和有意义的,从液体到气体的相跃迁已引起理论工作者很大兴趣并用不同的模型作了很多研究^[6-12,18,19],所估算的临界温度大约在 15—20MeV,近年来实验上已有初步的结果^[20],为了检验不同的理论模型,进一步的液态-气态相跃迁的实验是理论工作者所期待的.

核物质是由质子和中子组成的同位旋二分量的多粒子系统,当质子数和中子数相等时称为对称核物质,不等时称为不对称核物质,当不对称性参数 $\alpha = 1$ 时,不对称物质就变成完全由中子组成的中子星.研究不对称核物质的性质和不对称核物质中的液态-气态相变所显示的新特点是有意義的和人们所期望的.

核物质在热力学环境中的性质依赖于有限温度的核状态方程,而有限温度下的核状态方程(11)和(12)是温度 T ,重子密度 ρ 和不对称性参数 α 的函数.在热力学环境中的核物质是不稳定的,但这并不是说,在所有的 (T, ρ, α) 组态空间,核物质都是不稳定的,在一定条件下,既在某些 (T, ρ, α) 组态空间,热力学系统可以是稳定的或亚稳定的.所以研究和估算热力学系统的稳定性条件对于重离子反应实验观测是需要的和重要的.虽然,不同的理论模型所估算的热力学系统的稳定性是不同的,但是重离子反应的实验观测是可以用来检验不同的理论模型.

在热力学环境中的核物质由于密度的变化和涨落,而导致系统的不稳定性,称为力学不稳定性.当核物质由热膨胀相区(低密度区)进入到亚稳界线相区(密度较大区)时,就发生了相跃迁.重离子反应中碎裂现象可以解释为在一个有限体系中相跃迁的一个信号.

在不对称核物质中,由于中子数大于质子数,密度和电荷涨落的混合将会引起同位旋蒸馏效应^[7,21,22].在热环境下的不对称核物质,由于同位旋的分离效应(即同位旋蒸馏效应)而导致系统的不稳定性,称为化学(或扩散)不稳定性.实验上可以观察重离子反应中产生的碎片的 N/Z 比来研究化学不稳定性.理论上研究热力学系统的力学和化学不稳定性,可以为重离子反应实验观测提供依据.

一个由中子和质子组成的热力学系统的稳定条件可以表示为^[7]:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial y_p}\right)_{T, P} > 0, \quad (18)$$

这里 P 是压强, ρ 是重子密度, μ_p 是质子化学势,质子分数 y_p 的定义是 $y_p = \frac{Z}{A} = \rho_p / \rho$, 与不对称性参数 α 的关系是 $y_p = (1 - \alpha)/2$ 和 $\alpha = 1 - 2y_p$.

对于电荷对称的核物质,由于同位旋标量和同位旋向量不耦合,所以热力学系统的稳定条件可以分开表示为稳定区和亚稳定区的条件是^[7]:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} > 0, \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial y_p}\right)_{T, P} > 0. \quad (19)$$

因此热力学系统的不稳定性可以表示为力学不稳定性:

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} \leq 0, \quad (20)$$

和化学不稳定性:

$$\left(\frac{\partial \mu_p}{\partial y_p}\right)_{T, P} \leq 0. \quad (21)$$

对于不对称核物质,同位旋标量和同位旋向量是耦合的.为了计算电荷不对称的热力学系统的化学不稳定性,我们用如下等式^[23]

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial y_p}\right)_{T, \rho} = (1 - y_p) \rho^2 \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial \rho}\right)_{T, \rho_n} \left(\frac{\partial \mu_n}{\partial \rho}\right)_{T, \rho_p} - \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial \rho_n}\right)_{T, \rho_p} \left(\frac{\partial \mu_n}{\partial \rho_p}\right)_{T, \rho_n}$$

电荷不对称的热力学系统的化学不稳定性可以再写为

$$\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial y_p}\right)_{T, \rho} = (1 - y_p) \rho \left(\frac{d\mu}{dy_p}\right) \leq 0,$$

其中:
$$\frac{d\mu}{dy_p} = \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial y_p}\right)_{T, \rho} \left(\frac{\partial \mu_n}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} - \left(\frac{\partial \mu_p}{\partial \rho}\right)_{T, y_p} \left(\frac{\partial \mu_n}{\partial y_p}\right)_{T, \rho} \quad (24)$$

由于 $y_p < 1$, 所以 $(1 - y_p) > 0$, 因此对于电荷不对称的热力学系统, 化学不稳定性可以表示为:

$$\frac{d\mu}{dy_p} \leq 0. \quad (25)$$

用(20)式首先计算了核物质的力学不稳定性, 对于一个固定的 α , 计算在不同温度 T 时的压强随重子密度的变化. 从图 3 和图 4 可以看出, 对于一个固定的 α 和温度 T , 在非常低的密度时压强有一个局部最大值, 而在密度较大时有一个极小值, 当温度增高时, 压强的极小值变得不明显直到完全消失. 力学不稳定性的临界值由 $\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_{T_c} = \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \rho^2}\right)_{T_c} = 0$ 确定. 这样, 就可得到力学不稳定性的相图, 得到的力学不稳定性的相图给在图 6 中, 得到的临界值在表 2 中列出.

表 2 核物质的力学不稳定性的临界值

α	T_c/MeV	ρ_c/fm^{-3}	$P_c/(\text{MeV}/\text{fm}^3)$	M_c^*/MeV
0.00	18.23	0.0550	0.3291	857
0.50	14.13	0.0460	0.2124	870
0.80	8.42	0.0330	0.0910	889

从图 6 可以看到, 对于对称核物质 ($\alpha = 0$), 力学不稳定性的区域最大, 随着 α 的增大, 力学不稳定性的区域变小, 这说明, 不对称性参数 α 较大的系统碎裂所需要热力学条件 (温度和密度) 要比不对称性参数 α 小的系统碎裂所需要热力学条件低.

从表 2 看到, 对于 $\alpha = 0$ 的对称核物质: $T_c = 18.23 \text{ MeV}$, 随着 α 的增大, 临界温度和密度变小, 这些数值都是很合理的结果.

用方程(23)计算了不对称核物质的化学不稳定性. 从等式(24)可以看到, $\left(\frac{d\mu}{dy_p}\right)$ 是温度 T, ρ 和 α 的函数. 对于不对称核物质, 化学不稳定性的临界温度是从 $\left(\frac{d\mu}{dy_p}\right)_{T_c} = 0$ 确定.

我们计算了 $\alpha = 0.5$ 和 $\alpha = 0.8$ 的核物质的化学不稳定性, 结果给在图 7 中, 得到的临界值列在表 3 中. 从图 7 和表 3 可以看到, $\alpha = 0.5$ ($N = 3Z$) 的核物质的化学不稳定区域比 $\alpha = 0.8$ ($N = 9Z$) 的核物质的化学不稳定区域大, 其临界值也不相同, 这是自然的, 因为核物质的电荷不对称性是完全不同的. 虽然, $\alpha = 0.5$ 和 $\alpha = 0.8$ 的核物质都是丰中子系统,

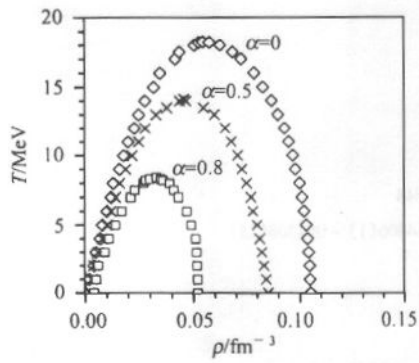


图 6 核物质的力学不稳定性

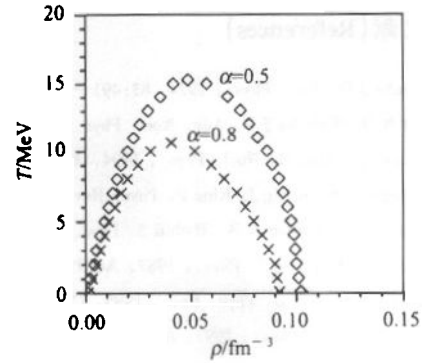


图 7 不对称核物质的化学不稳定性

但是 $\alpha = 0.8$ 的系统中的中子数是 $\alpha = 0.5$ 的系统的 3 倍. 图 7 的结果显示 $\alpha = 0.8$ 的系统碎裂所需要的热力学条件(温度和密度)要比 $\alpha = 0.5$ 系统的低,这说明 $\alpha = 0.8$ 的系统是更不稳定的系统.

表 3 不对称核物质的化学不稳定性的临界值

α	T_c/MeV	ρ_c/fm^{-3}	$P_c/(\text{MeV}/\text{fm}^3)$	$M_{N_c}^*/\text{MeV}$
0.50	15.26	0.049	0.2663	866
0.80	10.63	0.041	0.1705	877

5 结论与讨论

用有效手征模型和 BR 标度在相对论平均场近似下研究了在有限温度下核物质状态方程,计算了核物质中的力学和化学不稳定性,得到核物质的液-气相变图,再现了对称核物质的基本性质,预言了不对称核物质的一些性质,为重离子反应实验观测提供了依据.

文献[17]中的作者用基本上类似的拉氏量密度(1)只计算了温度 $T = 0$ 时对称核物质的结合能. 将具有 BR 标度的拉氏量密度(1)推广到有限温度的热力学系统,系统地研究了对称核物质和不对称核物质的性质以及热力学系统的稳定条件,分析和计算了热力学系统的力学和化学不稳定性,尤其是对于电荷不对称核物质的一些性质作了深入研究,结果表明,同位旋效应对核物质状态方程的影响是重要的.

用拉氏量密度(1)和所确定的耦合常数和参数计算了在有限温度下的核物质状态方程,能再现对称核物质的基本性质,得到的结果与其他模型的结果^[9,12]是一致的. 对于对称核物质,虽然得到的临界温度 $T_c = 18.23\text{MeV}$ 比实验值^[20]大一些,但与 Walecka 模型^[12]的结果是一致的. 我们的结果显示具有 BR 标度的拉氏量密度(1)是可用的有效模型,同时也说明我们所确定的耦合常数和模型参数更合理. 本文用具有 BR 标度的有效的手征模型研究了对称核物质的性质,预言了不对称核物质的一些性质,期待重离子反应实验,尤其是放射性束流的重离子反应实验来检验理论模型和结果.

参考文献 (References)

- 1 Walecka J D. *Ann. Phys.*, 1974, **83**:491—529
- 2 Serot B D, Walecka J D. *Adv. Nucl. Phys.*, 1986, **16**:1—321
- 3 Sugahara Y, Toki H. *Nucl. Phys.*, 1994, **A579**:557—572
- 4 Lalazissis C A, König J, Ring P. *Phys. Rev.*, 1997, **C55**:540—543
- 5 Sharma M M, Farhan A R, Mythili S. *Phys. Rev.*, 2000, **C61**:054306(1) - 054306(15)
- 6 Glendenning N K. *Nucl. Phys.*, 1987, **A469**:600—616
- 7 Müller H, Serot B D. *Phys. Rev.*, 1995, **C52**:2072—2091
- 8 Müller H. *Nucl. Phys.*, 1997, **A618**:349—370
- 9 Malheiro M, Delfino A, Coelho C T. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:426—433
- 10 Yoshida H, Sagawa H, Takigawa N. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:2796—2806
- 11 Furnstahl R J, Serot B D. *Phys. Rev.*, 1990, **C41**:262—279; *Phys. Rev.*, 1991, **C43**:105—129
- 12 GUO Hua, LIU Bo, Di Toro M. *Phys. Rev.*, 2000, **C62**:035203(1) - 035203(8)
- 13 Brown G E, Rho M. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**:2720—2723
- 14 Song C. *Phys. Rep.*, 2001, **347**:289—371
- 15 Lynn B W. *Nucl. Phys.*, 1993, **B402**:281—322
- 16 Furnstahl R J, Tang H B, Serot S D. *Phys. Rev.*, 1995, **C52**:1368—1379
- 17 Song C et al. *Phys. Rev.*, 1997, **C56**:2244—2259
- 18 Goodman A L, Kapusta J I, Mekjian A Z. *Phys. Rev.*, 1984, **C30**:851—865
- 19 Malheiro M, Delfino A, Coelho C T. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:426—433
- 20 LI T et al. *Phys. Rev.*, 1994, **C49**:1630—1634
- 21 LI B A, Ko C M. *Nucl. Phys.*, 1997, **A618**:498—508
- 22 Baran V et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**:4492—4495
- 23 LIU B, Greco V, Baran V et al. *Phys. Rev.*, 2002, **C65**:045201 - 1—11

Mechanical and Chemical Instabilities in Nuclear Matter^{*}LIU Bo¹ LÜ Cai-Dian¹, GUO Hua², HE Ze-Jun³¹ (Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)² (Department of Technical Physics of physics school, Beijing University, Beijing 100871, China)³ (Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract The thermal properties of nuclear matter are studied in the chiral effective Lagrangian in medium with BR scaling based on the framework of the relativistic mean field theory. The basic nuclear properties are reproduced. The mechanical and chemical instabilities are calculated and the phase diagrams are obtained.

Key words nuclear matter, relativistic mean field approximation, rearrangement term, mechanical instability, chemical instability

Received 17 December 2001

* Supported by National Natural Science Foundation of China (19975053, 10075071) and Major State Basic Research Development Programme (G2000077400).