

# 奇异强子物质的有效模型描述\*

宋宏秋<sup>1,2</sup>, 章利良<sup>2</sup>, 苏汝铿<sup>3</sup>, 王平<sup>3</sup>

(1 兰州重离子加速器国家实验室原子核理论中心, 甘肃 兰州 730000;

2 中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800;

3 复旦大学, 上海 200433)

**摘要:**把 FST 模型推广到包含奇异性的情形, 并在平均场近似下用它来研究含有核子、 $\Lambda$  超子和  $\Xi$  超子的奇异强子物质的性质. 讨论了有效重子质量对介质密度和奇异数含量的依赖性以及奇异强子物质的饱和性和稳定性.

**关键词:**奇异强子物质; 稳定性; FST 模型

**中图分类号:** O571 **文献标识码:** A

## 1 引言

奇异数为原子核结构开辟了一个新的自由度. 近年来, 对具有奇异数, 特别是具有大奇异数的核系统的探索吸引了人们越来越多的关注. 奇异物质分两类: 奇异夸克物质和奇异强子物质. 一方面, 人们预期具有大奇异数比的夸克物质态(“奇异小滴”)可能比正常原子核更稳定. 另一方面, 人们对奇异强子物质或超核的性质也作了相应的研究. 在这种情况下, 奇异夸克处于个别超子中, 而这些超子在束缚系统中保持它们的性质不变. 本工作主要研究无限大奇异强子物质的性质. 关于奇异物质的一般评论, 可参考文献[1].

从理论角度讲, 研究结果依赖于我们所能得到的强相互作用多体系统的模型. Ikeda 等<sup>[2]</sup>基于 Brueckner 理论, 用两种不同的 Nijmegen 势研究了奇异强子物质的性质. 他们发现不同势的结果差别太大, 以至不能得到一个肯定的结论. 另一方面, 相对论平均场理论却能在一个有限的参数空间内给出合理的结果. Barranco 等<sup>[3]</sup>用导数耦合(ZM)模型讨论了多  $\Lambda$  物质的饱和性质. 结果显示, 多  $\Lambda$  物质相对于发射粒子是稳定的. 最近, Schulze 等<sup>[4]</sup>基于一个推广的 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理

论, 用 Paris 核子-核子势和最新的软心 Nijmegen 超子-核子势研究了多  $\Lambda$  物质的性质. 特别是, 他们讨论了这个系统的比结合能并估算了能保持结合的最高奇异数含量. Vidana 等<sup>[5]</sup>发展了一种有关高密度的奇异核物质的微观 Brueckner 类型的计算方法. 它允许各种不同的重子集合. 章利良等<sup>[6]</sup>用夸克-介子耦合(QMC)模型和王平等<sup>[7]</sup>用修正的夸克-介子耦合(MQMC)模型也对奇异强子物质的性质进行了研究.

人们相信, 核物质和有限核最终应由低能量子色动力学(QCD)来描述. 由于从 QCD 直接推导存在困难, 人们不得不求助于有效强子模型, 但这些模型应受约束于 QCD 的内在对称性, 例如手征对称性和破缺的标度不变性. Furnstahl 等<sup>[8]</sup>提出了一个相对论性的强子模型(以后称为 FST 模型). 这个模型把非线性手征对称性、破缺的标度不变性和矢量为主现象结合在一起, 已成功地描述了核物质和有限核的特性以及热核的库仑不稳定性<sup>[9]</sup>. 因此, 采用该模型研究奇异强子物质是有意义的. 另外, 为了描述超子间的强相互作用, 我们参照 Schaffner 等<sup>[10]</sup>的工作, 在模型中包含了  $\sigma^*$  和  $\Phi$  介子.

考虑到  $\Lambda + \Lambda \rightarrow \Xi^- + p$  和  $\Lambda + \Lambda \rightarrow \Xi^0 + n$  以及

收稿日期: 2000-08-10

\* 基金项目: 国家自然科学基金资助项目(19975010, 10073071); 中国科学院基础研究“九五”重大项目(KJ951-A1-410); 国家教委资助项目

作者简介: 宋宏秋(1939-), 男(汉族), 上海川沙人. 研究员, 从事原子核理论研究.

它们的逆反应,除了  $\Lambda$  以外,我们还在奇异强子物质中考虑了  $\Xi^-$  和  $\Xi^0$  的混杂. 为简单起见,与对待对称核物质中的中子和质子一样,假设在讨论的奇异物质中  $\Xi^-$  和  $\Xi^0$  将以等量形式出现. 因此,将用单一符号  $\Xi$  来表示这些粒子. 为了与过去的工作比较,我们将先讨论多  $\Lambda$  核物质. 然后,再在上述反应的化学平衡条件下考虑  $\Xi$  的混杂. 本工作不考虑  $\Sigma$  超子的混杂,原因有二. 其一是  $\Sigma$  超子在核物质中的势能十分不确定; 其二是强跃迁  $\Sigma N \rightarrow \Lambda N$ ,  $\Sigma \Sigma \rightarrow \Lambda \Lambda$ ,  $\Sigma N \rightarrow \Xi N$  和  $\Sigma \Xi \rightarrow \Lambda \Xi$  的反应  $Q$  值很高,分别为 78, 156, 50 和 80 MeV. 为了阻塞这些反应,

需有很高的  $\Lambda$  超子密度. 而  $\Xi N \rightarrow \Lambda \Lambda$  反应的  $Q$  值仅为 28 MeV, 中等  $\Lambda$  超子密度就可阻塞它.

## 2 FST 模型

把原始的 FST 模型<sup>[6]</sup>作如下推广: (1) 包括  $\Lambda$  和  $\Xi$  超子以便描述奇异强子物质; (2) 引入描述较强的超子-超子相互作用的奇异介子  $\sigma'$  和  $\Phi$ , 它们仅与超子相耦合. 另外, 由于我们研究的是非极化物质,  $\pi$  介子无贡献. 这样, 推广了的 FST 模型的拉氏量可写为

$$L(x) = \bar{\Psi}_N(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_{\omega N} \gamma^\mu V_\mu - M_N + g_{SN}\sigma)\Psi_N + \bar{\Psi}_\Lambda(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_{\omega\Lambda} \gamma^\mu V_\mu - g_{\Phi\Lambda} \gamma^\mu \Phi_\mu - M_\Lambda + g_{S\Lambda}\sigma + g_{\sigma'\Lambda}\sigma')\Psi_\Lambda + \bar{\Psi}_\Xi(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_{\omega\Xi} \gamma^\mu V_\mu - g_{\Phi\Xi} \gamma^\mu \Phi_\mu - M_\Xi + g_{S\Xi}\sigma + g_{\sigma'\Xi}\sigma')\Psi_\Xi - \frac{1}{4}G_{\mu\nu}G^{\mu\nu} + \frac{1}{2}\left(1 + \eta \frac{\sigma}{S_0}\right)m_\omega^2 V_\mu V^\mu + \frac{1}{4!}\zeta(g_{\omega N}^2 V_\mu V^\mu)^2 + \frac{1}{2}\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - H_q \left(\frac{S^2}{S_0^2}\right)^{2/d} \left[\frac{1}{2d} \ln \frac{S^2}{S_0^2} - \frac{1}{4}\right] - \frac{1}{4}S_{\mu\nu}S^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\Phi^2 \Phi_\mu \Phi^\mu + \frac{1}{2}(\partial_\mu \sigma' \partial^\mu \sigma' - m_{\sigma'}^2 \sigma'^2), \quad (1)$$

在这里,  $\Psi_N, \Psi_\Lambda, \Psi_\Xi, V_\mu, \Phi_\mu$  和  $\sigma'$  是描述重子和介子的场算符,  $S(x)$  是轻标量场,  $g_i$  是重子与介子场的耦合常数.  $G_{\mu\nu} = \partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu$ ,  $S_{\mu\nu} = \partial_\mu \Phi_\nu - \partial_\nu \Phi_\mu$ , 分别是  $\omega$  和  $\Phi$  场的强度张量. 标量场  $S(x)$  的标度  $d$  可不等于 1.  $\sigma$  场是  $S(x)$  相对于平衡值  $S_0$  涨落:  $S(x) \equiv S_0 - \sigma(x)$ . 参数  $H_q$  与轻标量场  $S$  的质量  $m_S$  的关系为  $m_S^2 = 4H_q/(d^2 S_0^2)$ .  $\eta$  和  $\zeta$  是模型中的另外两个参数.

在平均场近似下,系统的拉氏密度变为

$$L_{\text{MFT}} = \bar{\Psi}_N(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_{\omega N} \gamma^\mu V_0 - M_N + g_{SN}\sigma_0)\Psi_N + \bar{\Psi}_\Lambda(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_{\omega\Lambda} \gamma^\mu V_0 - g_{\Phi\Lambda} \gamma^\mu \Phi_0 - M_\Lambda + g_{S\Lambda}\sigma_0 + g_{\sigma'\Lambda}\sigma'_0)\Psi_\Lambda + \bar{\Psi}_\Xi(i\gamma^\mu \partial_\mu - g_{\omega\Xi} \gamma^\mu V_0 - g_{\Phi\Xi} \gamma^\mu \Phi_0 - M_\Xi + g_{S\Xi}\sigma_0 + g_{\sigma'\Xi}\sigma'_0)\Psi_\Xi + \frac{1}{2}\left(1 + \eta \frac{\sigma_0}{S_0}\right)m_\omega^2 V_0 + \frac{1}{4!}\zeta(g_{\omega N}^2 V_0)^2 + \frac{1}{2}m_\Phi^2 \Phi_0^2 + \frac{1}{2}m_{\sigma'}^2 \sigma_0'^2 - H_q \left[1 - \frac{\sigma_0}{S_0}\right]^{4/d} \cdot \left[\frac{1}{d} \ln \left[1 - \frac{\sigma_0}{S_0}\right] - \frac{1}{4}\right]. \quad (2)$$

在上式中,介子场算符已由它们的平均场量  $\Phi_0, V_0, \sigma_0$  和  $\sigma'_0$  所代替. 由此,可得欧拉-拉格朗日方程为

$$[\gamma^\mu (i\partial_\mu - g_{\omega N} \delta_{\mu 0} V_0) - (M_N - g_{SN}\sigma_0)]\Psi_N = 0, \quad (3)$$

$$[\gamma^\mu (i\partial_\mu - g_{\omega\Lambda} \delta_{\mu 0} V_0 - g_{\Phi\Lambda} \delta_{\mu 0} \Phi_0) - (M_\Lambda - g_{S\Lambda}\sigma_0 - g_{\sigma'\Lambda}\sigma'_0)]\Psi_\Lambda = 0, \quad (4)$$

$$[\gamma^\mu (i\partial_\mu - g_{\omega\Xi} \delta_{\mu 0} V_0 - g_{\Phi\Xi} \delta_{\mu 0} \Phi_0) - (M_\Xi - g_{S\Xi}\sigma_0 - g_{\sigma'\Xi}\sigma'_0)]\Psi_\Xi = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{6}\zeta g_{\omega N}^2 V_0^2 + \left(1 + \eta \frac{\sigma_0}{S_0}\right)m_\omega^2 V_0 - (g_{\omega N} \rho_{BN} + g_{\omega\Lambda} \rho_{\Lambda N} + g_{\omega\Xi} \rho_{\Xi N}) = 0, \quad (6)$$

$$\frac{\eta}{2S_0} m_\omega^2 V_0^2 + m_S^2 S_0 \left[1 - \frac{\sigma_0}{S_0}\right]^{\frac{4}{d}-1} \ln \left[1 - \frac{\sigma_0}{S_0}\right] + (g_{SN} \rho_{SN} + g_{S\Lambda} \rho_{S\Lambda} + g_{S\Xi} \rho_{S\Xi}) = 0, \quad (7)$$

$$m_\sigma^2 \Phi_0 - g_{\sigma\Lambda} \rho_{B\Lambda} - g_{\sigma\Sigma} \rho_{B\Sigma} = 0, \quad (8)$$

$$m_\sigma^2 \sigma_0^* - g_{\sigma^* \Lambda} \rho_{S\Lambda} - g_{\sigma^* \Sigma} \rho_{S\Sigma} = 0, \quad (9)$$

在上面的方程组中，标量密度  $\rho_S$  和重子密度  $\rho_B$  定义为： $\rho_S = \langle \bar{\Psi} \Psi \rangle$  和  $\rho_B = \langle \Psi^+ \Psi \rangle$ 。

通过标准的场论技术，可得到系统的平均能量密度  $\epsilon$  如下：

$$\begin{aligned} \epsilon = & \sum_i \frac{\gamma_i}{(2\pi)^3} \int_0^{k_{F_i}} d^3k E_i^*(k) + g_{\omega N} V_\omega \rho_{BN} + (g_{\omega\Lambda} V_\omega + g_{\omega\Lambda} \Phi_0) \rho_{B\Lambda} + (g_{\omega\Sigma} V_\omega + g_{\omega\Sigma} \Phi_0) \rho_{B\Sigma} + \\ & H_0 \left\{ \left( 1 - \frac{\sigma_0}{S_0} \right)^{4/d} \left[ \frac{1}{d} \ln \left( 1 - \frac{\sigma_0}{S_0} \right) - \frac{1}{4} \right] + \frac{1}{4} \right\} - \frac{1}{2} \left( 1 + \eta \frac{\sigma_0}{S_0} \right) m_\omega^2 V_\omega^2 - \frac{1}{4!} \zeta g_{\omega N}^4 V_\omega^4 - \\ & \frac{1}{2} m_\sigma^2 \Phi_0^2 + \frac{1}{2} m_{\sigma^*}^2 \sigma_0^{*2}, \end{aligned} \quad (10)$$

费米动量  $k_{F_i}$  由重子密度确定。  $\rho_B = \gamma_i k_{F_i}^3 / 6\pi$  确定。 $\gamma_i$  是自旋-同位旋简并度，对于核子和  $\Sigma$  超子， $\gamma_i = 4$ ；对于  $\Lambda$  超子， $\gamma_i = 2$ 。  $E_i^*(k) = \sqrt{M_i^{*2} + k^2}$ 。有效超子质量  $M_i^* = M_i - g_{S_i} \sigma_0 - g_{\sigma^* i}$  ( $i = \Lambda, \Sigma$ )，而有效核子质量为  $M_i^* = M_i - g_{S_i} \sigma_0$  ( $i = N$ )。

最后，我们讨论反应  $\Lambda + \Lambda \rightleftharpoons n + \Xi^0$  和  $\Lambda + \Lambda \rightleftharpoons p + \Xi^-$  的化学平衡条件。正象在前面指出的那样，我们所讨论的系统将含有相同数目的中子和质子及相同数目的  $\Xi^0$  和  $\Xi^-$ 。在此情况下，化学平衡条件为

$$2\mu_\Lambda = \mu_N + \mu_\Xi. \quad (11)$$

这里化学势定义如下：

$$\mu_N = \nu_N + g_{\omega N} V_\omega, \quad (12)$$

$$\mu_\Lambda = \nu_\Lambda + g_{\omega\Lambda} V_\omega + g_{\omega\Lambda} \Phi_0, \quad (13)$$

$$\mu_\Xi = \nu_\Xi + g_{\omega\Xi} V_\omega + g_{\omega\Xi} \Phi_0, \quad (14)$$

$\nu_i$  表示为

$$\nu_i = \sqrt{k_{F_i}^2 + M_i^{*2}}. \quad (15)$$

把方程 (12)–(14) 代入方程 (11)，同时考虑将在下一节给出的耦合常数间的关系，化学平衡条件变成

$$2\nu_\Lambda - \nu_N - \nu_\Xi = 0. \quad (16)$$

我们定义一个奇异数份额：

$$f_S = \frac{\rho_{B\Lambda} + 2\rho_{B\Sigma}}{\rho_B}. \quad (17)$$

其中， $\rho_B = \rho_{BN} + \rho_{B\Lambda} + \rho_{B\Sigma}$ 。给定  $\rho_B$  和  $f_S$ ，可通过上面 3 个方程确定  $\rho_{BN}$ 、 $\rho_{B\Lambda}$  和  $\rho_{B\Sigma}$ 。

### 3 耦合常数

核子与普通介子的耦合常数可从文献 [8] 中引用，这些耦合参数是通过拟合有限核的性质得出的。在计算中，我们主要采用了文献 [8] 中 T1 和 T3 参数组。表 1 给出了这些参数值。

由于  $\sigma^*$  和  $\Phi$  介子与核子之间没有作用，核子的耦合常数已全被确定，但还有其它 8 个耦合常数待定，即  $g_{\omega\Lambda}$ 、 $g_{\omega\Sigma}$ 、 $g_{S\Lambda}$ 、 $g_{S\Sigma}$ 、 $g_{\sigma^* \Lambda}$ 、 $g_{\sigma^* \Sigma}$ 、 $g_{\omega\Lambda}$  和  $g_{\omega\Sigma}$ 。在决定  $g_{S\Lambda}$  和  $g_{\omega\Lambda}$  时，存在着一些不确定性。Rufa 等 [11] 指出， $\Lambda$  核的能谱学数据不能唯一地确定这两个耦合常数。为此，我们先应用 OZI 规则 [12]，得到  $g_{\omega\Lambda}/g_{\omega N} = 2/3$ ，然后再用一个物理限制，即用一个  $\Lambda$  超子在处于饱和密度的对称核物质中的能量  $E_\Lambda$ 。

表 1 FST 模型参数

Sets	$g_{SN}^2$	$m_S/\text{MeV}$	$g_{\omega N}^2$	$S^0/\text{MeV}$	$\zeta$	$\eta$	$D$	$g_{\omega\Lambda}^2$	$g_{\omega\Sigma}^2$	$g_{\sigma^* \Lambda}^2$	$g_{\sigma^* \Sigma}^2$
T1	99.3	509	154.5	90.6	0.040 2	-0.496	2.70	37.32	9.99	48.31	154.62
T3	109.5	508	178.6	89.8	0.034 6	-0.160	3.50	41.51	11.12	53.87	175.24

来确定  $g_{s\Lambda}$ . 根据 Bouyssy<sup>[13]</sup> 和 Hausmann 等<sup>[14]</sup> 的分析, 采用  $E_\Lambda = -28$  MeV. 类似地, 我们用  $\Xi$  超子在饱和密度对称核物质中的能量  $E_\Xi = -18$  MeV<sup>[15]</sup> 及  $g_{\omega\Xi}/g_{\omega N} = 1/3$  来确定  $\Xi$  超子和轻标量及  $\omega$  介子间的耦合常数. 对  $\Phi$  介子, 根据文献[10], 采用夸克模型的关系:  $g_{\omega\Xi} = 2g_{\omega\Lambda} = -2\sqrt{2}g_{\omega N}/3$ . 对  $\sigma^*$  介子, 我们纯粹唯象地使耦合常数满足一个  $\Lambda$  超子或  $\Xi$  超子在  $\Xi$  物质中的势阱深度  $U_{\Lambda^{\Xi}}^{\Xi} = U_{\Xi}^{\Xi} = 40$  MeV, 其中  $\Xi$  物质密度  $\rho_\Xi \approx \rho_0$ . 根据以上所列方法所得结果也列在表 1 中. 裸重子或裸介子的质量分别是:  $M_N = 939$  MeV,  $M_\Lambda = 1116$  MeV,  $M_\Xi = 1318.1$  MeV,  $m_\omega = 783$  MeV,  $m_{\sigma^*} = 975$  MeV 和  $m_\Phi = 1020$  MeV.

### 4 结果与讨论

首先讨论在重子物质中有效重子质量  $M^*/M_f$ . 图 1 给出了在奇异数份额  $f_s = 0.0, 1.0$  情况下用参数组 T1 算出的有效重子质量. 点线、实线和短划线分别代表核子、 $\Xi$  超子和  $\Lambda$  超子. 我们发现, 无论何种重子, 其有效质量都随着重子密度的增加而单

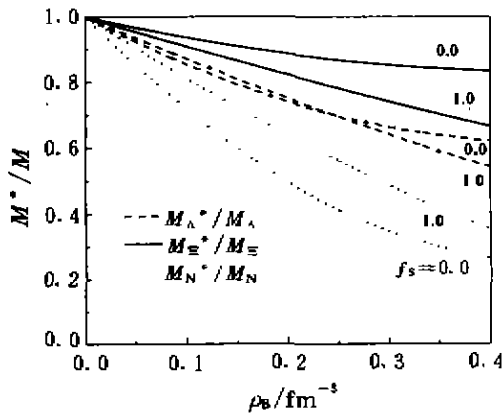


图 1 奇异数对重子有效质量的影响

调地下降. 但不同重子的下降速率不同:  $M_\Xi^*/M_\Xi$  最小,  $M_\Lambda^*/M_\Lambda$  次之,  $M_N^*/M_N$  最大. 在  $f_s = 0.0$  时, 没有  $\Lambda$  或  $\Xi$  超子, 下降速率的明显区别是由重子场与轻标量介子场耦合的强度的不同而引起的情况 (见表 1), 这一区别在  $f_s = 1$  时不太明显, 这是由于奇异  $\sigma^*$  介子的作用. 另外, 还发现  $f_s$  对不同重子有效质量的影响差别甚大. 当  $f_s$  从 0.0 上升到 1.0 时, 核子的有效质量明显地增加. 这是由普通轻标量介子场强的减小而引起的. 但是有效  $\Lambda$  超子的质量仅

仅变化了一点点, 而且在不同重子密度处它的变化趋势也不同. 这是由普通轻标量介子 ( $\sigma$ ) 与奇异标量介子 ( $\sigma^*$ ) 之间的相互竞争而引起的. 而对  $\Xi$  超子而言, 由于  $\Xi$  超子与奇异标量介子  $\sigma^*$  之间的强烈耦合, 使得它的有效质量随  $f_s$  的增加而明显减小. 上述结果与 MQMC 模型<sup>[7]</sup> 的结果在定性上是一致的, 但是在 FST 模型中, 随重子密度增加, 重子有效质量下降速度比在 MQMC 模型中更快.

现在进一步讨论奇异强子物质的饱和性质. 与通常的做法一样, 从奇异物质每个重子能量中减去重子静止质量后得到每个重子的结合能

$$E_B = E_{tot} - M_N(1 - Y_\Lambda - Y_\Xi) - M_\Lambda Y_\Lambda - M_\Xi Y_\Xi, \quad (18)$$

式中  $E_{tot} = \epsilon/\rho_0$ , 而  $\epsilon$  由方程(10)给出,  $Y_\Lambda = \rho_{B\Lambda}/\rho_B$ ,  $Y_\Xi = \rho_{B\Xi}/\rho_B$  分别是  $\Lambda$  和  $\Xi$  超子在奇异物质中的份额. 为了与别的模型结果进行比较, 我们将首先用这个模型研究由对称核物质与  $\Lambda$  超子组成的系统. 在这种情况下,  $f_s = Y_\Lambda$ . 图 2 给出了由 FST 模型的 T1 参数组得到的每个重子结合能与重子密度的关系图, 不同曲线对应不同的  $\Lambda$  超子含量. 在  $Y_\Lambda$  由小到大变化的情况下, 最明显的特征是饱和曲线由深变浅, 最小值大概发生在  $Y_\Lambda = 0.1$  处, 这个结果与 ZM 模型<sup>[3]</sup>、通常的 QMC 模型<sup>[6]</sup> 及 MQMC 模型<sup>[7]</sup> 的结果是一致的. 与通常的核物质相比, 含  $Y_\Lambda = 0.1\Lambda$  超子的核物质的平均结合能增加了 0.6 MeV 左右, 这就意味着含有  $\Lambda$  超子的这个系统比通常的核物质更稳定, 这个增加的能量与 ZM 模型、通常的 QMC 模型、MQMC 模型或者由 Schulze 等<sup>[4]</sup>, 以及 Vidana 等<sup>[6]</sup> 用 BHF 理论计算得到的结果类似, 但与 Ikeda 等<sup>[2]</sup> 用 D 型的 Nijmegen 势得到的 4 MeV 相比要小得多. 图 2 的另一个显著特点是随着  $\Lambda$  超子含量  $Y_\Lambda$  的增加, 饱和密度从普通对称核物质的  $0.148 \text{ fm}^{-3}$  增加到  $0.24 \text{ fm}^{-3}$ , 这时的  $Y_\Lambda$  约为 0.4; 随着  $\Lambda$  超子含量的进一步增加, 饱和点的密度持续下降, 大概在  $\Lambda$  超子含量  $Y_\Lambda$  为 0.8 时, 饱和点消失. 从图中也可看出, 直到  $Y_\Lambda = 0.75$  时,  $E_B$  曲线有一个为负的最小值. 这说明一个含有多至 75%  $\Lambda$  超子的系统对粒子发射而言还是稳定的.

现在来研究包含有核子,  $\Lambda$  和  $\Xi$  超子的奇异强

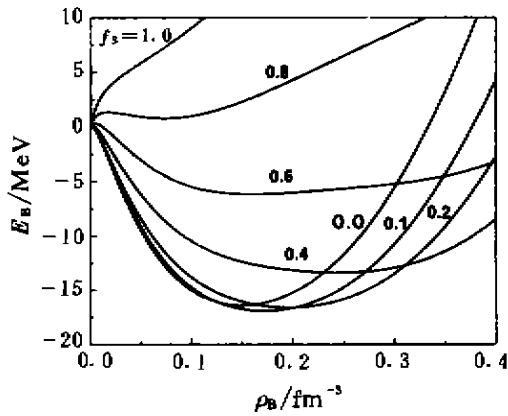


图 2 用 T1 参数组算得的 N- $\Lambda$  物质中每个重子结合能与重子密度的关系

子物质。图 3 给出了在不同的奇异数份额  $f_s$  下，由 T1 组参数给出的每个重子结合能与重子密度的关系，曲线的走向与没有  $\Xi$  超子时的情形大致相同。但在有  $\Xi$  的情况下，系统大概在  $f_s \approx 1.2$  时得到最大的结合能，此时系统每个重子增加的结合能大约为 9.0 MeV。这说明，系统如果包含了  $\Xi$  超子，将大幅提高结合能，因而此时整个系统将更为稳定，这主要是  $\Xi$  超子之间强烈吸引的结果。在达到最低点时，密度也相应地从  $\Lambda$ -核物质的  $0.17 \text{ fm}^{-3}$  增加到  $0.56 \text{ fm}^{-3}$ 。另外，一直到  $f_s = 1.8$ ，在  $E_B$ - $\rho_B$  曲

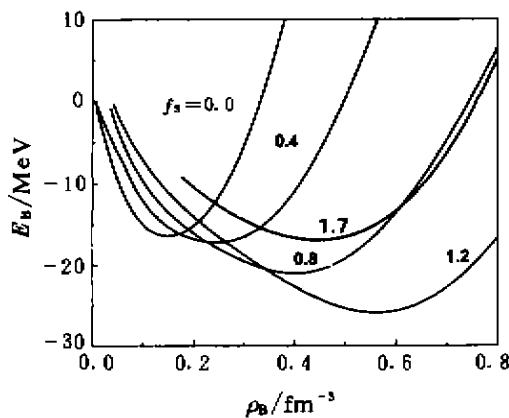


图 3 用 T1 参数组算得的 N- $\Lambda$ - $\Xi$  物质中在不同的奇异数份额下每个重子的结合能

线上有一个负的最低值，这就意味着包含了  $\Xi$  超子的系统能够拥有更大的奇异数含量。为了对不同的参数组进行比较，在图 4 中给出了由参数组 T3 得到的结果。

为了看清楚系统对  $f_s$  的稳定性，对每一个奇异

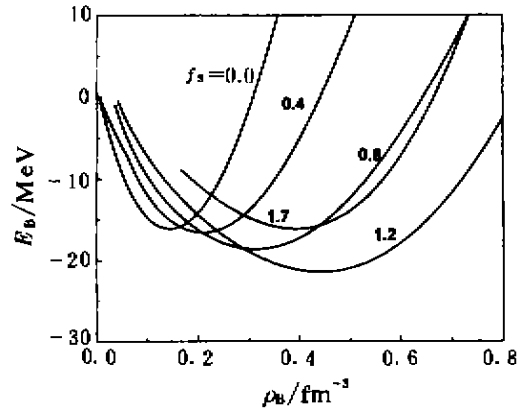


图 4 同图 3，但用参数组 T3 计算

数份额  $f_s$ ，我们把  $E_B$  对  $\rho_B$  求极小值。作为  $f_s$  的函数，在图 5(a) 中给出了这个极小结合能对  $f_s$  的依赖关系，图 5(b) 和 5(c) 中分别是相应的重子密度和  $\Lambda$  及  $\Xi$  的份额。作为对比，在同一图中还给出了只含  $\Lambda$  超子的核物质结果。先看参数组 T1 的结果。容易看出，系统的最低能量点从核子- $\Lambda$  超子系统的  $(E_B, f_s) \approx (-16.9 \text{ MeV}, 0.1 \text{ MeV})$  变为核子- $\Lambda$  超子- $\Xi$  超子系统的  $(E_B, f_s) \approx (-26.0 \text{ MeV}, 1.23)$ ，每个重子的结合能增加了 9 MeV 左右。从图 5(b) 可看出，这时奇异强子物质的密度约为  $0.56 \text{ fm}^{-3}$ 。从图 5(c) 中可看出，在  $f_s$  较小时 ( $< 0.5$ )， $\Lambda$  超子的份额比  $Y_\Lambda$  比  $\Xi$  超子的份额比  $Y_\Xi$  要大。这表明，这时稳定的系统将含有更多的  $\Lambda$  超子。当  $f_s \geq 0.2$  时， $Y_\Xi$  几乎直线增加。大概在  $f_s = 0.75$  时， $Y_\Xi$  与  $Y_\Lambda$  相等。在  $f_s$  较大时， $\Xi$  超子的含量远远超过了  $\Lambda$  超子。从上面分析可以看出，有可能存在这样一个系统，它包含有一个很大的奇异数份额  $f_s \approx 1.23$ ，密度可高达  $\rho_B \approx 0.56 \text{ fm}^{-3}$ 。这时  $\Xi$  超子的百分含量甚至超过了核子的百分含量，这个结果与 Schaffner 等<sup>[10]</sup> 给出的结果和 MQMC 模型<sup>[7]</sup> 给出的结果相一致。从图 5(c) 可以看到在  $f_s \leq 0.2$  时， $Y_\Xi$  的值为零。这是由于在化学平衡条件下， $Y_\Xi$  没有正解。因而我们认为在这种情况下， $\Lambda$  和  $\Xi$  不能共存，系统仅包含核子与  $\Lambda$  超子。采用参数组 T3 的结果与 T1 的结果在定性上是类似的，但在定量上有较大的区别，最低点为  $(E_B, f_s, \rho_B) \approx (-21.5 \text{ MeV}, 1.25, 0.45 \text{ fm}^{-3})$ 。

最后，我们来讨论奇异介子在奇异强子物质的饱和性质中所起的作用。图 6 给出了采用 T1 参数组，但不包含有奇异介子作用的每个重子结合能与

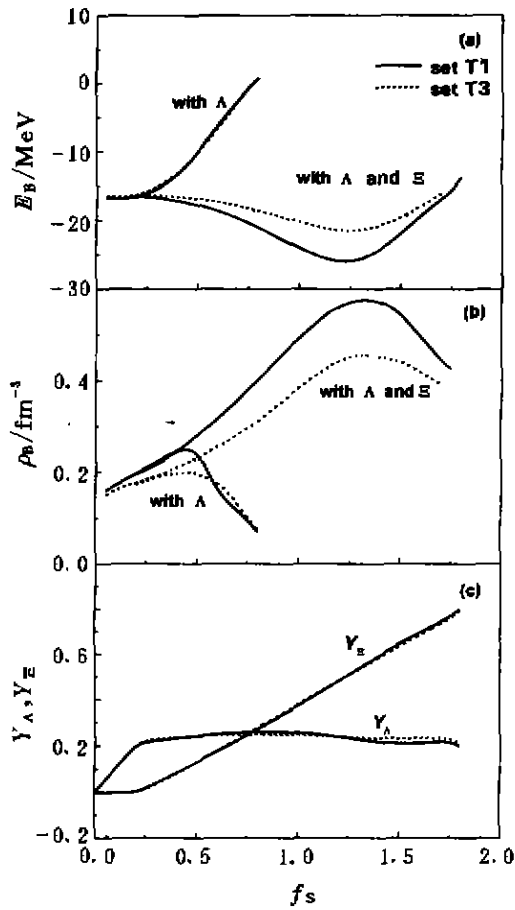


图5 (a) 在 N-Λ 及 N-Λ-Σ 混合物中, 每个重子结合能极值与奇异数份额  $f_s$  的关系图; (b) 与最小结合能对应的重子密度与奇异数份额  $f_s$  的关系图; (c) 与 N-Λ-Σ 混合物最小结合能对应的 Λ 超子以及 Σ 超子的百分比

重子密度的关系。可以看出, 饱和曲线与图3中的对应曲线相比变浅了, 能量最低点大概在  $f_s=0.1$  时达到, 而不是图3中的  $f_s=1.2$ 。这表明奇异介子在超子之间相互作用中扮演了一个重要角色。

在本工作中, 我们并没有考虑重子的激发态。这是由于重子激发态有更大的质量, 它们仅在高温

高密时有贡献<sup>[16]</sup>。第二个原因是重子激发态与介子场的耦合还未全部搞清楚。为简单起见, 这里只讨论了对称的核子与 Σ 超子的情况。至于非对称的情况, 正如 Vidana 等<sup>[5]</sup>指出的那样, 中子与质子的不对称性将会减小结合能。我们曾在引言中说过, 将不包括 Σ 超子。但如果包含 Σ 超子, 将会增加结合能。如果要做一个完整的计算, 无疑将要包括 Σ 超子。

总之, 我们已把包含了手征对称性及破缺标度不变性的 FST 模型推广到包含超子的情况, 并用来说了多超子核物质的性质。结果表明存在一个相当大的奇异数份额区域, 在这个区域内, 多超子核物质系统对粒子发射而言是稳定的。虽然它可能不是绝对基态, 但它有可能与远高于阈能的高能超子的产生有关。在  $f_s$  较大的区域, Σ 超子起主导作用, 使得  $E_B-f_s$  曲线有个较低的最小值。比如说采用 T1 参数组, 这时最小值可达到  $(E_B, f_s) \approx (-26.0 \text{ MeV}, 1.23)$ 。采用不同参数组时, 虽然在定量上有一些区别, 但定性上是完全一致的。奇异介子在超子之间的强相互作用中起了重要的作用。

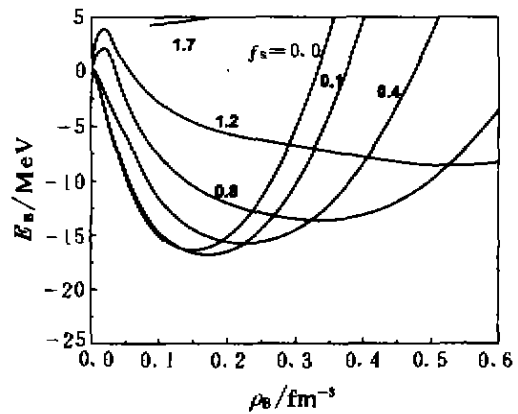


图6 同图3但不包含  $\Phi^*$  和  $\sigma^*$  介子

参 考 文 献:

[1] Greiner C. Physics of Strange Matter[J]. J Phys, 1999, G25: 389-401.  
 [2] Ikeda K, Bando H, Motoba T. Multistrange Hypernuclei[J]. Prog Theor Phys Supplement, 1985, 81, 147-180.  
 [3] Barranco M, Lombard R J, Marcos S, et al. Multi-lambda Matter in a Derivative Coupling Model[J]. Phys Rev, 1991, C44: 178-183.  
 [4] Schulze H J, Baldo M, Lombardo U, et al. Hyperonic Nuclear Matter in Brueckner Theory[J]. Phys Rev, 1998, C57: 704-713.  
 [5] Vidana I, Polls A, Ramos A, et al. Strange Nuclear Matter within Brueckner-Hartree-Fock Theory[J]. Phys Rev, 2000, C61: 025802-1-12.  
 [6] Zhang L L, Song H Q, Su R K. Multi-lambda Matter in