

自旋极化中子物质的状态方程*

左维^{1,1)} Lombardo U² 沈彩万² 刘建业¹ 李君清¹

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

摘要 在 Brueckner-Hartree-Fock 理论框架内,研究了自旋极化的中子物质的状态方程及其自旋依赖性,计算了自旋非对称能及相关的物理量如磁化率和朗道参数 G_0 ,并着重讨论了三体核力的影响.结果表明:在整个自旋极化度范围内,中子物质的每核子能量随自旋极化度的变化都满足二次方规律.自旋对称能随密度单调增加,这意味着中子物质中不会发生由自旋非极化态向自旋极化态的自发相变.三体核力的主要效应是使中子物质磁化率随密度减小的速度加快,从而使中子物质的磁化相变更加困难.

关键词 BHF 理论 自旋极化中子物质 三体核力 磁化率 朗道参数

1 引言

人们对中子物质和核物质的自旋极化状态的兴趣主要来自于天体物理.按照 Pacini 和 Gold 的观点^[1],脉冲星被认为是具有强磁场的高速转动的中子星.根据观测到的转动周期及其时间变化率可以推断出经典脉冲星(转动周期为十几毫秒到几秒的脉冲星)表面磁场的强度可以达到 10^7 — 10^9 T^[2].这一强磁场经过衰减后,其中有一部分可能作为永久磁场残存下来^[3].为了解中子星中强磁场的起源和永久磁化态存在的可能机制,一些物理学家利用各种理论模型计算和研究了自旋极化中子物质的性质^[4],并讨论了中子物质由自旋非极化态向自旋极化态自发相变的可能性.最近,具有超强磁场的磁化中子星的发现^[5]使得自旋极化中子物质性质的研究再次成为人们关注的一个焦点^[6-8].另外,中微子与高密核物质的相互作用是理解超新星和中子星演化过程的关键.为了计算中微子在核介质中的平均自由程,首先需要确定核介质对于中微子引起的密度和自旋激发的响应函数^[9-11],而自旋响应函数

直接与核介质的自旋极化特性相联系.由于唯象核力(如 Skyrme 势^[12]等)中的可调参数都是通过符合自旋非极化同位旋对称核物质的经验饱和点性质与稳定原子核的基态性质来确定的,无法给出有关自旋响应函数的可靠信息^[10,11],因此从现实核力出发,利用微观多体理论来研究和预言中子物质或核物质的自旋极化态的特性就显得相当重要.众所周知,从两体现实核力出发,非相对论微观多体理论方法不能正确预言经验的核物质饱和点性质^[13,14].研究表明^[15,16]三体核力(TBF)能够极大地改善 Brueckner-Hartree-Fock(BHF)方法所预言的核物质饱和点性质,而且三体核力的作用随密度增大而增强,特别是三体核力对于高密度核物质性质尤为重要,因此为了在非相对论 BHF 理论框架内合理描述中子物质特别是高密度中子物质的自旋极化状态以及相关的物理现象,必须在两体现实核力的基础上考虑三体核力.

在自旋相关的 BHF 理论框架内,计算了自旋极化中子物质的状态方程以及相关的物理量(如自旋对称能、磁化率和朗道参数 G_0 等),着重研究和讨

2003-02-19 收稿

* 中国科学院百人计划,中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJ951-A1-01),国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400),国家科技部重大前期研究专项基金(2002CCB00200),国家自然科学基金重点项目(10235030)资助

1) E-mail: zuowei@impcas.ac.cn

论三体核力的影响. 计算结果表明: 在 BHF 框架内, 中子物质的自旋对称能随密度单调增加, 而磁化率随密度单调减小, 因此不会发生由自旋非极化态向极化态的自发磁化相变; 三体核力对高密度自旋极化中子物质的性质有重要影响, 其主要作用是大大加快了中子物质自旋对称能随密度增加和磁化率随密度减小的速度, 因而增强了高密度中子物质对于自旋涨落的稳定性.

2 自旋相关的 BHF 方法

自旋极化中子物质是由自旋向上和自旋向下的中子两种不同的费米子组分构成的无限大强相互作用多体系统. 在自旋非对称情形下, 两种组分的粒子数密度各不相同, 分别表示为 ρ_+ 和 ρ_- . 每一种组分的费米动量与其粒子数密度通过下述费米关系相联系:

$$k_{F\sigma} = (6\pi^2 \rho_\sigma)^{1/3}, \quad (1)$$

其中 $\sigma = \uparrow$ 或 \downarrow 分别表示自旋向上或向下. 为了方便起见, 我们定义自旋极化度参数 $\delta = (\rho_+ - \rho_-) / \rho$. 于是, 自旋极化中子物质可以用总中子数密度 $\rho = \rho_+ + \rho_-$ 和 δ 两个参数来表征.

BHF 理论方法的基本出发点是有效相互作用 G 矩阵. 有效相互作用 G 矩阵是核介质中核子-核子现实相互作用的无限梯形图求和, 包含了核子间的短程强关联效应, 满足 Bethe-Goldstone (BG) 方程^[17]. 通过区分自旋自由度, 可以将有效相互作用 G 矩阵满足的 BG 方程推广到自旋极化中子物质, 即

$$G_{LL}^{S, \sigma\sigma'}(\omega, P; q, q'; \rho, \delta) = V_{LL}^{S, \sigma\sigma'}(q, q') + \frac{2}{\pi} \sum_{q''} \int q''^2 dq'' V_{LL}^{S, \sigma\sigma'}(q, q'') \times \frac{\langle Q_{\sigma\sigma'}(q'', P) \rangle}{\omega - \langle \epsilon_\sigma(k''_1) + \epsilon_\sigma(k''_2) \rangle + i\eta} \times G_{LL}^{S, \sigma\sigma'}(\omega, P; q'', q'; \rho, \delta), \quad (2)$$

其中 $V_{LL}^{S, \sigma\sigma'}$ 是核子-核子现实相互作用按分波展开的分量, S, J 分别为两相互作用核子的总自旋和总角动量量子数; $P = k_1 + k_2 = k'_1 + k'_2$ 是两中子总动量, $q = (k_1 - k_2)/2$ 和 $q' = (k'_1 - k'_2)/2$ 分别为两中子处于初态和末态时的相对运动动量. 方程(2)中已经对泡利算符 $Q_{\sigma\sigma'}(q'', P)$ 和能量分母 $\epsilon_\sigma(k''_1) + \epsilon_\sigma(k''_2)$ 施行了角平均, 这是为了消除不同分波 $\alpha = \{S, J\}$ 之间的耦合^[18]. 单粒子能量 $\epsilon_\sigma(k)$ 由下式给出:

$$\epsilon_\sigma(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U_\sigma(k), \quad (3)$$

其中 $U_\sigma(k)$ 为辅助势. 对辅助势不同的选择决定了空穴线展开的收敛速度^[17]. 通常对辅助势有两种选择: 一是间断选择; 另一种是连续选择. 研究表明在连续选择下, 空穴线展开的收敛速度要快^[19]. 在计算中, 我们采用了连续选择. 在这种选择下, 辅助势具有单粒子势场的物理意义^[20], 由反对称化 G 矩阵的实部通过下列关系给出:

$$U_\sigma(k) = \sum_{k', \sigma'} n_{\sigma'}(k') \text{Re} \langle k\sigma, k'\sigma' | \times G[\omega = \epsilon_\sigma(k) + \epsilon_\sigma(k'), P] | k\sigma, k'\sigma' \rangle_A. \quad (4)$$

在 BHF 理论框架内, 对于具有给定核子总密度和自旋极化度的中子物质和同位旋对称核物质, 通过自洽求解方程(2), (3)和(4)可以得到 G 矩阵. 利用 G 矩阵可以进一步计算出核物质的状态方程以及单粒子势^[17, 18].

3 计算结果与讨论

3.1 状态方程和自旋对称能

中子物质的状态方程是指中子物质的每核子能量(或能量密度)对于状态参数(中子数密度 ρ 和自旋极化度 δ)的依赖关系, 即 $E(\rho, \delta)/N$. 文献[15]中已经给出并讨论了自旋非极化中子物质的状态方程, 所以这里将重点讨论自旋极化中子物质相对于自旋非极化中子物质的每核子能量差 $\Delta E/N = E(\rho, \delta)/N - E(\rho, \delta = 0)/N$. 计算中采用的两体现实核力是 Argonne V_{18} (AV_{18}) 势^[21], 采用的三体核力是根据介子交换流方法建立的微观三体核力^[22].

图 1 显示的是 $\Delta E/N$ 随 δ^2 的变化关系, 图中不同符号对应于不同的密度. 图 1(a) 是在计算中只采用 AV_{18} 两体现实核力得到的结果; 图 1(b) 则是同时考虑了两体核力和三体核力的计算结果. 图中结果清楚地表明, 无论是否考虑三体核力, 在整个自旋极化度范围内极化中子物质的结合能随自旋极化度 δ 的变化都相当精确地满足下述二次方关系:

$$E(\rho, \delta)/N = E(\rho, \delta = 0)/N + a(\rho)\delta^2, \quad (5)$$

其中 $a(\rho)$ 与 δ 无关, 它表示将中子物质完全极化所需要的能量. 上述结果与同位旋非对称核物质状态方程对于同位旋非对称度的依赖关系^[15] 完全类似. 比较图 1(a) 和 1(b) 可以看到, 当密度较低时三体核力对状态方程的影响很小; 随着密度的增大, 三

体核力效应变得越来越重要. 这是合理的, 因为三体核力体现了一种核介质效应^[14], 只有在密度较高时才变得重要, 而且其效应随密度增大而迅速增强. 另外由图 1 还可以看出, 在整个自旋极化度范围内三体核力对状态方程的贡献都是排斥的, 而且这一排斥贡献随自旋极化度增大而增强.

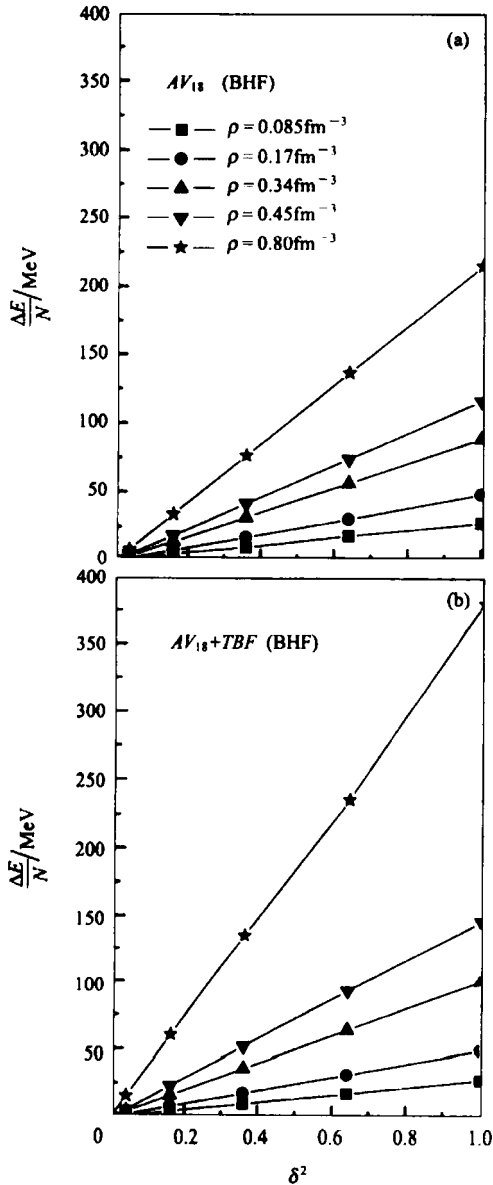


图 1 不同密度情况下, 自旋极化中子物质相对于非极化中子物质的每核子能量差 $\Delta E/N$ 随自旋极化度平方 δ^2 的变化关系

与同位旋对称能相似, 我们可以定义自旋对称能

$$E_s(\rho) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial^2 [E(\rho, \delta)/N]}{\partial \delta^2} \right\}_{\delta=0} \quad (6)$$

根据(5)式和(6)式可以得到 $E_s(\rho) = a(\rho) = E(\rho, \delta = 1)/N - E(\rho, \delta = 0)/N$, 即自旋对称能可以通过

自旋非极化中子物质和完全极化中子物质的每核子能量之差来计算. 在图 2 中我们给出了自旋对称能 $E_s(\rho)$ 随密度的变化关系. 由图中可见, 无论是否考虑三体核力, 自旋对称能都恒大于零, 而且随密度增大而单调增加, 这表明在 BHF 微观理论框架内中子物质中不会发生由自旋非极化态向自旋极化态的自发铁磁相变, 也就是说中子物质中不存在对于自旋涨落的不稳定性. 这一结论与在 BHF 理论框架内采用其他不同的两体现实核力 (如 Nijmegen II 和 Reid93 现实核势^[8]) 所预言的结果是一致的. 由图中还可以看到, 当密度较低 ($\rho_0 \leq 0.17 \text{ fm}^{-3}$) 时, 三体核力对于自旋对称能的影响很小; 而随着密度的增加, 三体核力效应变得越来越重要, 与不考虑三体核力的结果相比, 在高密度区域, 三体核力的贡献使自旋对称能随密度而增大的速度大大加快, 这意味着由于三体核力效应, 高密度中子物质的磁化相变将变得更加困难.

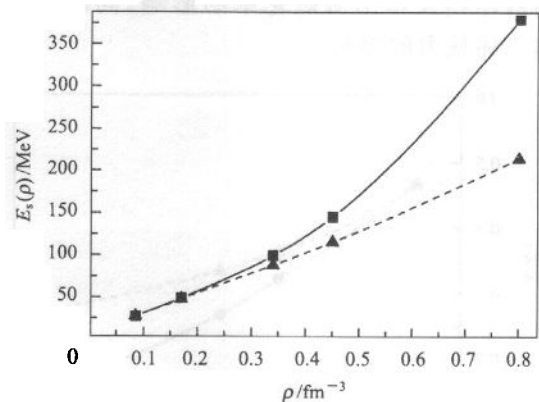


图 2 自旋对称能的密度依赖关系
—■— 考虑了三体核力后的计算结果;
---▲--- 不考虑三体核力的计算结果.

3.2 磁化率

磁化率是描述一个物理系统对外界磁场响应特性的基本物理量. 中子物质的磁化率可以用下式计算^[8]

$$\chi = \frac{\mu_n^2 \rho}{\left[\frac{\partial^2 (E/N)}{\partial \delta^2} \right]_{\delta=0}} \quad (7)$$

其中 μ_n 是中子磁矩. 显然, 磁化率与自旋对称能成反比, 反映了使系统发生自旋极化 (即自旋顺排) 的难易程度. 当 $\chi > 0$ 时, 系统是自旋稳定的; 而当 $\chi < 0$ 时, 系统对自旋涨落是不稳定的. 当 $\chi > 0$ 时, χ 越小, 使系统自旋顺排所需要的能量越大, 即系统越

不容易发生自旋极化. 习惯上, 人们通常使用约化磁化率 χ/χ_F , 其中 $\chi_F = \mu_n^2 m k_F / (\pi \hbar)^2$ 为自由费米气体的磁化率, $k_F = (3\pi^2 \rho)^{1/3}$ 为自旋非极化中子物质的费米动量.

图 3 给出了约化磁化率随密度的变化关系. 首先可以看到, 与自由费米气体相比, 核子间的强相互作用使中子物质的磁化率大大减小(例如, 当 $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ 时, $\chi/\chi_F \approx 1/3$), 这表明核子-核子相互作用对中子物质的磁化相变有抑制作用. 从图中还可以看到三体核力的主要作用是使磁化率进一步减小, 这意味着三体核力增强了高密中子物质的自旋稳定性, 特别是当密度较高时, 三体核力效应变得十分突出, 例如, 当 $\rho = 0.8 \text{ fm}^{-3}$ 时, 由于三体核力的作用, 约化磁化率 χ/χ_F 将由 2.7 减小到 1.5. 因为磁化率对高密物质中中微子平均自由程有相当强烈的影响^[10,11], 因此上述结果表明: 在研究超新星和中子星的演化时, 不仅要考虑核子间两体相互作用对磁化率的影响, 同时还需要考虑三体核力的影响.

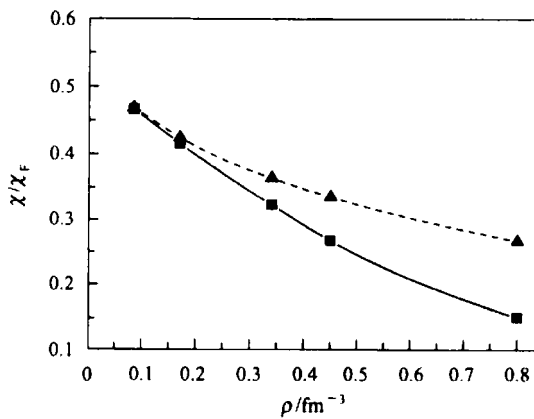


图 3 约化磁化率 χ/χ_F 的密度依赖关系

—■— 考虑了三体核力后的计算结果;
---▲--- 不考虑三体核力的计算结果.

3.3 朗道参数 G_0

朗道费米流体理论^[23]的基本出发点是用准粒子来描述系统的基本集体激发模式. 根据朗道的费米流体理论, 在均匀的各向同性的中子物质中两个准粒子间的有效相互作用可以表示为^[24]

$$v(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2) = f + g \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2, \quad (8)$$

其中 f, g 为朗道参数. 朗道参数可以用 Legendre 多项式展开, 例如, $f = \sum_i f_i P_i(\cos \theta)$, 其中 θ 是朗道

角. 在物理上, 朗道参数与系统的各种集体激发模式之间存在简单直接的联系: 1) 系统对密度涨落的响应与朗道参数 f_0 和 f_1 相关, 系统的不可压缩系数 K 由朗道参数 f_0 和 f_1 决定; 2) 系统对于自旋涨落的响应则与朗道参数 g_0 相联系, 磁化率与 g_0 直接相关, 习惯上, 人们通常使用无量纲的朗道参数 $G_0 \equiv N_0 g_0$, 其中 $N_0 = m^* k_F / (\pi^2 \hbar^2)$ 是中子物质在费米面处的状态密度. 对于中子物质, 与自旋-自旋相互作用相关的朗道参数 G_0 可由下式近似计算,

$$1 + G_0 \approx 2N_0 E_s(\rho) / \rho. \quad (9)$$

显然, 系统出现自旋不稳定性的条件为 $G_0 < -1$, 就是说, 当 $G_0 < -1$ 时, 中子物质的自旋对称能将为负值, 这时中子物质的自旋极化态比非极化态更稳定. 我们在表 1 中给出了密度分别为 $0.085, 0.17, 0.34, 0.45$ 和 0.8 fm^{-3} 时中子物质中与自旋-自旋相互作用相关的朗道参数 G_0 , 表中 BHF 表示利用 BHF 方法预言的结果, 而 SKM*, SG II, S III, Sly230a, SkSP.1 则表示在唯象的 Skyrme-Hartree-Fock (SHF) 模型框架内利用各种不同 Skyrme 参数得到的结果. 可以看到, BHF 理论预言朗道参数 G_0 总是大于零, 而且 G_0 随密度增大而增大, 这表明中子物质对于自旋涨落总是稳定的, 而且其稳定性随密度增大而增强. 这一结果与唯象的 SHF 的预言完全不同. 在 SHF 框架内, 无论采用何种 Skyrme 势参数, 中子物质中都存在自旋不稳定区域(满足 $G_0 < -1$ 的密度区域), 而且采用不同的 Skyrme 势参数所得到的 G_0 和临界密度 ρ_c 之间的差别也非常大. 这说明了 Skyrme 势中自旋-自旋有关的相互作用部分的任意性和不确定性. 由于 Skyrme 势中的参数都是通过符合自旋非极化核物质经验饱和性质与稳定原子核的基态性质来确定的, 因此 Skyrme 模型能够较为可靠地描述处于经验饱和和密度 ($\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$) 附近的具有适度的同位旋非对称度并且自旋完全非极化的核物质的性质. 然而, 由于与自旋极化相关的实验数据的缺乏, 到目前为止, 人们还无法较为可靠地确定 Skyrme 势中自旋-自旋有关的相互作用^[10,11], 因此我们在微观多体理论框架内预言的自旋极化中子物质的性质特别是高密度极化中子物质的性质, 为唯象核势的自旋-自旋相互作用部分提供了一定的约束和限制条件.

表 1 中子物质中与自旋-自旋相互作用相关的朗道参数 G_0 .

ρ/fm^{-3}	G_0						
	BHF (V_{18})	BHF ($V_{18} + TBF$)	SKM*	SG II	S III	Sly230a	SkSP. I
0.085	0.97	0.98	0.30	0.58	0.26	0.28	0.19
0.17	1.05	1.12	-0.68	-0.18	-0.19	-0.08	-0.41
0.34	1.18	1.51	-2.70	-1.68	-1.12	-0.61	-1.69
0.45	1.24	1.89	-4.00	-2.59	-1.69	-0.85	-2.49
0.80	1.30	2.52	-8.03	-5.12	-3.21	-1.31	-4.73
ρ_c/fm^{-3}			0.20	0.26	0.32	0.54	0.25

4 总结

在自旋相关的 BHF 理论框架内,采用现实两体核力和微观三体核力,研究了自旋极化中子物质的状态方程及其自旋依赖性,得到了中子物质的自旋对称能、磁化率和朗道参数 G_0 以及它们的密度依赖性,并着重讨论了三体核力的影响. 结果表明:1) 无论是否考虑三体核力,在整个自旋极化度范围内极化中子物质的状态方程随自旋极化度 δ 的变化都相当精确地满足二次方关系;2) 在 BHF 框架内,

中子物质的自旋对称能随密度单调增加而磁化率随密度单调减小,因此不会发生由自旋非极化态向极化态的自发磁化相变;3) 三体核力对高密度自旋极化中子物质的性质有重要影响,其主要作用是大大加快了中子物质自旋对称能随密度增加和磁化率随密度减小的速度,从而增强了中子物质的自旋稳定性,使高密度中子物质的磁化更加困难;4) 我们在微观 BHF 理论框架内预言的与自旋-自旋相互作用相关的朗道参数 G_0 及其密度依赖性为合理可靠地确定唯象 Skyrme 核势中自旋-自旋相互作用部分提供了一定的约束和限制条件.

参考文献 (References)

- 1 Parini F. Nature, 1967, **216**:567; Gold T. Nature, 1968, **218**:731
- 2 Taylor J H, Stinebring D R. Annu. Rev. Astron. Astrophys., 1986, **24**:285
- 3 Chanmugan G, Brecher K. nature, 1987, **329**:696; Colpi M, Possenti A, Popov S et al. Lecture Notes in Physics, 2001, **578**:440
- 4 Silverstein S D. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**:139; Clark J W. Phys. Rev. Lett., 1969, **23**:1463; Pearson J M, Saunier G. Phys. Rev. Lett., 1970, **24**:325; Pandharipande V R, Garde V K, Srivastava J K. Phys. Lett., 1972, **B38**:485; Vidaurre A, Navarro J, Bernabeu J. Astron. Astrophys., 1984, **135**:361; Niembro R, Narcos S, Quelle M I et al. Phys. Lett., 1990, **B249**:373; Cugnon J, Deneve P, Lejeune A. Europhys. Lett., 1992, **17**:129
- 5 Kouveliotou C et al. Nature, 1998, **393**:235; Hurley K et al. Astrophys. J., 1999, **510**:L111
- 6 Fantoni S, Sarsa A, Schmidt K E. Phys. Rev. Lett., 2001, **87**:181101
- 7 Maruyama T, Tatsumi T. Nucl. Phys., 2001, **A693**:710
- 8 Vidana I, Polls A, Ramos A. Phys. Rev., 2002, **C65**:035804; Vidana I, Bombaci N. Phys. Rev., 2002, **C66**:045801
- 9 Iwamoto N, Pethick C J. Phys. Rev., 1982, **D25**:313
- 10 Reddy S, Prakash M, Lattimer J M et al. Phys. Rev., 1999, **C59**:2888
- 11 Margueron J, Navarro J, Van Giai N. The Nuclear Many Body Problem 2001. NATO Sci. Series II (Kluwer Acad Publ., Dordrecht, 2002) 329
- 12 Skyrme T H R. Nucl. Phys., 1959, **9**:615; ZHOU Y Z, HAN L Y, WU X Z et al. Prog. Theor. Phys., 1998, **79**:100
- 13 Coester F, Cohen S, Day B et al. Phys. Rev., 1970, **C1**:769
- 14 Baldo M. The Many-body Theory of the Nuclear Equation of State, in Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State, Ed. Baldo M, Singapore: World Scientific, 1999; Machleidt R. Adv. Nucl. Phys., 1989, **16**:189
- 15 ZUO Wei, Lombardo U, LIU Jian-Ye et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**:1238(in Chinese)
(左维, Lombardo U, 刘建业等. 高能物理与核物理, 2002, **26**:1238)
- 16 ZUO Wei, Lombardo U, LI Zeng-Hua et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**:1134(in Chinese)
(左维, Lombardo U, 李增花等. 高能物理与核物理, 2002, **26**:1134)
- 17 Bethe H A, Brandow B H, Petschek A G. Phys. Rev., 1963, **129**:225; Day B D. Rev. Mod. Phys., 1967, **39**:719; Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **25**:83
- 18 Baldo M, Bombaci I, Giansiracusa G et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:1748; ZUO Wei, Lombardo U, LI Zeng-Hua et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2002, **26**:703(in Chinese)
(左维, Lombardo U, 李增花等. 高能物理与核物理, 2002, **26**:703)

- 19 SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**:1584
- 20 Sartor R. Chapter 6 in *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State*, Ed. Baldo M. Singapore: World Scientific, 1999
- 21 Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. *Phys. Rev.*, 1995, **C51**:28
- 22 Grange P, Lejeune A, Martzolff M et al. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**:1040
- 23 Landau L D. *Sov. Phys. JETP*, 1956, **3**:920; 1957, **5**:101; 1959, **8**:70
- 24 Backman S O, Brown G E, Niskanen J A. *Phys. Repts.*, 1985, **124**:1

Equation of State of Spin-Polarized Neutron Matter

ZUO Wei^{1,1)} Lombardo U² SHEN Cai-Wan² LIU Jian-Ye¹ LI Jun-Qing¹

¹ (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

² (INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

Abstract Within the spin-dependent Brueckner-Hatree-Fock framework, the equation of state of the spin-polarized neutron matter has been investigated by adopting the realistic nucleon-nucleon interaction AV_{18} supplemented with a microscopic three-body force. The related physical quantities such as spin-symmetry energy, magnetic susceptibility and the Landau parameter G_0 in spin channel, have been extracted. The three-body force effects have been studied and discussed with a special attention. It is shown that in the whole range of spin-polarization, the energy per particle of spin-polarized neutron matter fulfills a quadratic relation versus the spin-polarization parameter $\delta = (\rho_+ - \rho_-) / \rho$. The predicted spin-symmetry energy is positive in the density region up to $\rho = 0.8 \text{ fm}^{-3}$ and increase monotonically as increasing density so that no any evidence is found for a spontaneous transition to a ferromagnetic state in neutron matter. The three-body force effect is to strongly increase the spin-symmetry energy and reduce the magnetic susceptibility at high densities, as a consequence, to make neutron matter become more stable against spin fluctuation. The obtained Landau parameter G_0 and its density dependence may serve as a constraint on the spin-spin parts of the phenomenological Skyrme and Skyrme-like interactions.

Key words BHF theory, spin-polarized neutron matter, three-body force, magnetic susceptibility, Landau parameter

Received 19 February 2003

* Supported by One Hundred Person Project of Chinese Academy of Sciences, Chinese Academy of Sciences Knowledge Innovation Project (KJCX2-SW-N02), Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Important Pre-research Project (2002CCB00200) of the Chinese Ministry of Science and technology, National Natural Science Foundation of China (10235030)

1) E-mail: zuowei@impcas.ac.cn