

同位旋非对称核物质性质与扩展的 BHF 方法^{*}

(Ⅲ) HVH 定理与费米能量

左维¹ U. Lombardo² 李增花¹ 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 在扩展的同位旋相关的 Brueckner-Hartree-Fock 理论框架内,在整个同位旋自由度范围内研究了质量算子的空穴线展开中不同等级近似下非对称核物质中 Hugenholtz-Van Hove 定理的满足程度,并计算了中子和质子的费米能量.结果表明为了使 Hugenholtz-Van Hove 定理达到令人满意的满足程度,需要同时考虑质量算子中的重排贡献和重正修正,从而指出了基态关联对于非对称核物质中单粒子性质的重要性.

关键词 Hugenholtz-Van Hove 定理 单粒子性质 非对称核物质 基态关联

1 引言

放射性次级束装置的相继建成和使用为在实验室内产生同位旋高度非对称核物质提供了有利条件,使人们能够在同位旋自由度范围内研究和提取核物质的性质^[1].核物质的单粒子性质(本文指核子在核物质中所具有的性质,如感受到的平均场、具有的费米能量、平均自由程等)描述核子在核介质中的传播与输运特征,是重离子碰撞输运理论模型的基本输入量^[2],因而从现实核力出发,利用核微观多体理论方法较为精确地确定非对称核物质中质子和中子的单粒子性质就显得相当重要.另外,同位旋非对称核物质的性质在核天体物理的研究中也一直具有特殊的重要性.研究表明^[3],中子星的核物质芯中质子占总核子数的比例由中子与质子在各自费米面处的单粒子能量之差决定,这一质子比例对中子星冷却过程中直接 URCA 机制的能否发生直接相联系,而直接 URCA 过程的发生将大大增加中子星的冷却速度.

文献[4]中利用 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 方法,采用可分离形式的 Paris 势作为现实核力,研究

和讨论了非对称核物质的单粒子性质及其同位旋依赖性,但没有考虑基态关联效应和多体关联导致的费米面以下单粒子状态非完全填充效应对单粒子性质的影响.另外,文献[4]的研究采用了分离核势,并忽略了有效相互作用 G 矩阵的虚部.文献[5]研究了对称核物质中的基态关联效应,结果表明基态关联对单粒子能谱有十分重要的影响.

Hugenholtz-Van Hove (HVH) 定理^[6]是将核物质状态方程(整体性质)与单粒子性质联系起来的一个基本统计热力学关系,它反映了微扰方法中给定近似等级的内在自洽性,其满足程度是衡量在质量算子的空穴线展开中取不同等级截断近似下计算单粒子性质的精确程度的一种判据.质量算子的最低阶近似(BHF 近似)严重地破坏了 HVH 定理,也正是基态关联效应对核物质单粒子性质重要性的反映.本文在文献[7]得到的同位旋相关的扩展的 BHF (EBHF) 框架内,采用完全的 Argonne V_{18} 势^[8]作为现实核力,通过对质量算子空穴线展开作不同等级的截断近似,在整个同位旋非对称度 β 范围内计算中子和质子的费米能量,研究和讨论了非对称核物质中 HVH 定理的满足程度.同位旋非对称度 $\beta =$

2002-02-21 收稿

^{*} 中国科学院百人计划经费,国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400),中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJ951-A1-02),国家科技部重大前期研究专项基金(2002CCB00200)和国家自然科学基金重点项目(10235030)资助

$\frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$, 其中 ρ_n, ρ_p 分别为中子密度和质子密度. 结果表明: 为了使非对称核物质中 HVH 定理达到令人满意的满足程度, 需要在质量算子和单粒子性质计算中同时考虑重排基态关联(核物质基态的粒子-空穴激发, 对应于质量算子空穴线展开中的二阶项贡献)和费米面以下非完全占居这一多体关联效应(重正修正, 对应于三阶项贡献). 这一结果指出了基态关联效应对非对称核物质中单粒子性质的重要影响. 本文计算还表明, 基态关联对中子和质子各自的费米能量有相当强烈的影响, 但对中子与质子的费米能量之差的效应很不明显.

2 计算结果及讨论

利用同位旋相关的 EBHF 方法^[7], 对同位旋非对称核物质进行了较为系统的计算和研究. 本文计算选取了 3 个不同的密度, 分别为 $\frac{1}{2}\rho_0, \rho_0$ 和 $2\rho_0$, 其中 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 是对称核物质的经验饱和密度. 在本文理论框架内计算得到的饱和密度为 $\rho = 0.265\text{fm}^{-3}$ (相应的饱和能量为 -17.21MeV), 远远大于经验饱和密度 0.17fm^{-3} . 在非相对论多体微观理论框架内, 采用二体现实核力不能正确描述核物质的饱和点性质, 这是非相对论 Brueckner 方法存在的一个问题, 为了改进饱和点性质, 需要引进三体核力或考虑相对论性 Brueckner 方法, 这将另文讨论.

对于上述考虑的每一个密度点, 在整个同位旋非对称度范围 ($0 \leq \beta \leq 1$) 内计算了非对称核物质中的中子与质子的费米能量, 并对经验饱和密度处的非对称核物质研究和讨论了 HVH 定理及其基态关联效应和同位旋效应. Bethe-Goldstone 方程经过 5 次自洽迭代就可以达到合理的收敛. 计算中对于辅助势 U^τ 采用连续性选择⁹⁾, 这时辅助势具有单粒子平均场的物理意义, 而且与间隙性选择相比较, 核物质能量空穴线展开的收敛速度快得多^[10].

2.1 HVH 定理

由文献[7]中的论述可知, EBHF 方法在计算中子和质子的单粒子性质时超越了 BHF 方法, 即考虑了质量算子空穴线展开中高阶项的贡献. 质量算子展开式最低阶近似对应于单粒子性质的 BHF 近似, 二阶贡献称为重排贡献^[7,9,11], 对应于核物质中的粒子-空穴激发, 反映了基态关联对单粒子性质的影

响. 非对称核物质的准粒子能量的二阶近似, 由下列关系式给出

$$E_2^\tau(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_1^\tau[k, E_1^\tau(k)] + Z_2^\tau(k) V_2^\tau[k, E_1^\tau(k)], \quad (1)$$

其中, $Z_2^\tau(k)$ 是准粒子强度的二阶近似, $E_1^\tau(k) = \epsilon^\tau(k)$ 是 BHF 近似下的准粒子能量, 详见文献[7]中的讨论. 本文将用 BHF + M_2 来标记二阶近似.

步考虑由于基态粒子-空穴关联导致的费米面以下单粒子状态的非完全填充效应引起的修正, 可以得到对单粒子性质的重正修正(对应于质量算子展开中的三阶和四阶贡献). 在这一近似下, 准粒子能谱由下式给出

$$E_3^\tau(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_1^\tau[k, E_1^\tau(k)] + Z_3^\tau(k) \sum_{\tau'} \left\{ -\kappa^{\tau'} \times V_1^{\tau'}[k, E_1^{\tau'}(k)] + (1 - \kappa^{\tau'}) V_2^{\tau'}[k, E_1^{\tau'}(k)] \right\}, \quad (2)$$

其中 $Z_3^\tau(k)$ 是相应的准粒子强度, $\kappa^{\tau'}$ 表示费米面以下一个中子(或质子)空穴态没有占居的平均几率, 详见文献[7]中讨论. 这一近似同时包含了对单粒子特性的重排贡献和重正修正, 称为 EBHF 近似.

正如文献[7]中所述, 质量算子和单粒子能谱中的重排贡献和重正修正也可以在朗道费米流体理论框架内, 根据 G 矩阵对准粒子占据数分布的泛函依赖加以理解. 在核介质中, 由于 G 矩阵方程中泡利算子和能量分母对于粒子数分布的依赖(密度依赖), BHF 能量密度对粒子数分布函数的变分除了包含质量算子的最低阶近似(BHF 近似)外, 还将给出上述高阶修正. 因此, 核物质的单粒子性质的最低阶空穴线近似与核物质的整体性质(能量密度)的 BHF 近似(最低阶空穴线近似)之间并不完全自洽. HVH 定理正好将核物质的单粒子能量与整体性质联系起来, 反映了微扰方法中给定近似等级下整体性质与单粒子性质间的内在自洽性. 在 EBHF 框架内, 研究 HVH 定理不仅能够为准粒子能量提供合理的定义, 而且能够为单粒子费米能量的较为精确的计算提供依据.

根据热统计力学, 对于处于零温下的同位旋非对称核物质, HVH 定理可表示为

$$\frac{E(\rho, \beta)}{A} + \frac{P(\rho, \beta)}{\rho} = Y^p E_F^p(\rho, \beta) + Y^n E_F^n(\rho, \beta), \quad (3)$$

其中 $P(\rho, \beta)$ 是压强, 通过其热力学定义 $P(\rho, \beta) = \rho^2 \frac{\partial [E(\rho, \beta)/A]}{\partial \rho}$ 计算; $Y^p = \rho_p/\rho$ 和 $Y^n = \rho_n/\rho$ 分别

是质子和中子在非对称核物质中所占的比例。 $E_F^*(\rho, \beta)$ 和 $E_F^*(\rho, \beta)$ 分别表示中子和质子的费米能量。根据文献[7]及上述公式(1)和(2),可以计算在质量算子空穴线展开的不同等级近似下的准粒子能谱,进而计算中子和质子的费米能量。表1给出了经验饱和密度 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 处具有不同的同位旋非对称度 β 的非对称核物质中,在不同近似下与 HVH 定理相关的各物理量。从表中可以看到,在单粒子性质的 BHF 近似(即 $E_F^* = E_F^*(k_F) = \epsilon^*(k_F)$)下, HVH 定理被严重地破坏。考虑了非重正化的基态关联(表中第六列)贡献后(公式(1)),虽然改进了计算结果,但是 HVH 定理仍然不能达到令人满意的满足程度,只有当同时包含了重排贡献和重正修正(EBHF,公式(2))之后, HVH 定理才能得以较好(误差小于 10%)地满足。可见,EBHF 方法大大改善了非对称核物质的单粒子特性与其状态方程(整体性质)间的内在自洽性。这一结果表明,当计算非对称核物质中质子和中子的单粒子特性(包括单粒子势、有效质量、平均自由程及费米能量等)时,在质量算子的空穴线展开中仅仅取到最低阶近似(BHF 近似)是远远不够的。为了得到较为可靠的单粒子性质,不仅要计及重排贡献,而且需要考虑费米面以下单粒子态非完全占居带来的对质量算子的重正修正。另外,随着同位旋非对称度的增大,质量算子的空穴线展开收敛性要比对称核物质好的结论是一致的。

表1 经验饱和密度 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 处,与非对称核物质中 HVH 定理相关的各物理量

| β | P/ρ | E/A | $P/\rho + E/A$ | $Y^p E_F^* + Y^n E_F^{*n}$ | | |
|---------|----------|--------|----------------|----------------------------|-------------|--------|
| | | | | BHF | BHF + M_2 | EBHF |
| 0.0 | 5.02 | -15.92 | -20.94 | -34.27 | -28.50 | -19.28 |
| 0.2 | -4.40 | -14.73 | -19.13 | -32.29 | -26.43 | -17.28 |
| 0.4 | -3.27 | -11.36 | -14.63 | -26.28 | -20.74 | -12.42 |
| 0.6 | 0.08 | -5.75 | -5.67 | -16.56 | -11.44 | -4.41 |
| 0.8 | 3.76 | 2.24 | 6.00 | -2.40 | 2.07 | 7.42 |
| 1.0 | 8.91 | 12.83 | 21.74 | 16.28 | 19.67 | 22.39 |

* $Y^p E_F^* + Y^n E_F^{*n}$ 对应于加权平均化学势(MeV)。

2.2 费米能量与 β 稳定核物质中的质子比例

通常中子星的核物质芯部分可以看作是由中子、质子、电子和 μ 介子组成的处于零温度下的弱相互作用平衡的体系^[1],称为 β 稳定核物质。 β 稳定核

物质中各种粒子的含量由弱相互作用平衡条件及电中性条件决定^[3,4],即

$$\mu_n - \mu_p = \mu_e, \mu_\mu = \mu_e, \quad (4)$$

$$\rho_p = \rho_e + \rho_\mu, \quad (5)$$

因此, β 稳定中子星物质中的质子比例由中子与质子的化学势之差 $\tilde{\mu} \equiv \mu_n - \mu_p$ 决定。中子和质子的化学势(在零温度下对应于费米能量)反映了非对称核物质的一种单粒子性质,根据上一小节的讨论,质量算子中的高阶项(重排贡献和重正修正)对单粒子特性有重要影响和贡献,因而有必要讨论这些高阶项贡献对中子和质子化学势的影响。表2给出了在不同近似(即 BHF, BHF + M_2 , EBHF)下计算得到的质子和中子的化学势以及两者的差 $\tilde{\mu}$ 。从表中可以看到质子和中子各自的化学势非常明显地受到重排贡献和重正修正的影响,但有趣的是中子化学势与质子的化学势之差 $\tilde{\mu}$ 几乎不受影响。根据文献[3],中子星的核物质芯中质子比例对中子星冷却过程和机制具有重要作用。如果质子所占比例超过一个临界值 Y_{URCA}^p ,直接 URCA 过程就会发生^[3],而这一过程的发生会使中子星冷却速率大大增加。因而,上述结果意味着虽然重排贡献和重正修正对中子和质子各自的化学势有很强效应,但几乎不影响中子星的冷却机制和冷却率。根据热统计力学,零温度下中子与质子的化学势之差可表示为

$$\mu_n - \mu_p = - \left. \frac{\partial [E(\rho, \beta)/A]}{\partial Y^p} \right|_\rho = 2 \left. \frac{\partial [E(\rho, \beta)/A]}{\partial \beta} \right|_\rho, \quad (6)$$

其中 $E(\rho, \beta)/A$ 是非对称核物质的每核子能量(即状态方程)。根据文献[4,13],非对称核物质的状态方程随非对称度 β 的变化在整个同位旋范围内相

当精确地满足简单的二次方规律,即 $\frac{E_A(\beta, \rho)}{A} = \frac{E(\beta=0, \rho)}{A} + E_{sym}(\rho)\beta^2$, 其中 $E_{sym}(\rho)$ 为对称能。

由这一关系直接可得

$$\tilde{\mu} = \mu_n - \mu_p = 4E_{sym}(\rho)(1 - 2Y^p), \quad (7)$$

上式表明对于具有任意给定密度和质子比例的非对称核物质, $\tilde{\mu}$ 完全由对称能决定。表2也给出了对上述关系的数值验证。从表2中可以看出,对于本文考虑的3种近似,上述关系式都相当精确地成立。这进一步表明重排贡献和重正修正对上述关系的影响很小,与前面的结论是相一致的。

1) 中子星核物质芯的温度 $k_B T \approx 1\text{MeV}$ 远远小于其组分的费米温度(约 100MeV),详见文献[3]中讨论。

表 2 不同密度和同位旋非对称度下,各种不同近似下,非对称核物质中中子和质子的化学势以及两者之差

| ρ | β | BHF | | | BHF + M ₂ | | | EBHF | | | $4\beta E_{\text{sym}}$ |
|--------|---------|---------|---------|---------------|----------------------|---------|---------------|---------|---------|---------------|-------------------------|
| | | μ^p | μ^n | $\tilde{\mu}$ | μ^p | μ^n | $\tilde{\mu}$ | μ^p | μ^n | $\tilde{\mu}$ | |
| 0.085 | 0.2 | -33.99 | -18.05 | 15.94 | -30.44 | -14.18 | 16.26 | -23.00 | -6.92 | 16.08 | 16.22 |
| | 0.4 | -42.98 | -10.77 | 32.20 | -39.75 | -7.01 | 32.74 | -32.60 | -0.16 | 32.44 | 32.45 |
| | 0.6 | -51.71 | -3.31 | 48.40 | -49.26 | 0.15 | 49.41 | -43.24 | 5.67 | 48.91 | 48.67 |
| | 0.8 | -61.32 | 3.68 | 65.00 | -59.63 | 6.58 | 66.21 | -54.85 | 10.49 | 65.34 | 64.90 |
| 0.17 | 0.2 | -45.94 | -23.19 | 22.75 | -40.45 | -17.08 | 23.37 | -31.01 | -8.24 | 22.77 | 23.00 |
| | 0.4 | -58.08 | -12.65 | 45.43 | -53.46 | -6.72 | 46.74 | -44.30 | 1.25 | 45.55 | 46.00 |
| | 0.6 | -71.73 | -2.77 | 68.96 | -68.10 | 2.72 | 70.82 | -59.60 | 9.39 | 68.99 | 69.00 |
| | 0.8 | -86.22 | 6.91 | 93.13 | -83.99 | 11.63 | 95.62 | -76.42 | 16.73 | 93.15 | 92.00 |
| 0.34 | 0.2 | 47.53 | -16.11 | 31.42 | -38.89 | -5.75 | 33.14 | -24.04 | 7.12 | 31.16 | 32.30 |
| | 0.4 | -64.84 | -1.79 | 63.05 | -57.48 | 8.88 | 66.36 | -42.31 | 20.22 | 62.53 | 64.59 |
| | 0.6 | -82.75 | 12.21 | 94.96 | -77.17 | 22.85 | 100.02 | -62.44 | 32.35 | 94.79 | 96.89 |
| | 0.8 | -103.15 | 25.48 | 128.63 | -99.87 | 35.52 | 135.39 | -86.32 | 42.95 | 129.27 | 129.18 |

3 小结

在 EBHF 框架内,通过在质量算子空穴线展开中取不同等级的截断近似,研究和分析了不同近似下非对称核物质中 HVH 定理的满足程度,结果表明:单粒子特性的最低阶近似(BHF 近似)严重破坏了非对称核物质中的 HVH 定理;虽然计及二阶贡献(重排贡献)能够在很大程度上改进计算结果,但仍然不能达到十分令人满意的程度;只有当同时考虑了重排贡献和重正修正后,才能进一步使 HVH 定理得以相当精确地满足.因此,为了得到较为可靠的单粒子性质,不仅要计及重排贡献,而且需要同时考虑重正修正.本文还计算了基态关联(重排贡献和

重正修正)对非对称核物质的中子和质子化学势的影响,结果表明它们对中子和质子各自的化学势有强烈的影响.但有趣的是它们对中子和质子化学势的差几乎没有效应,这意味着化学势中的基态关联效应将不会改变 BHF 方法对中子星冷却机制的理论预言结果.由于研究中子星问题需要考虑处于高密度的非对称核物质,而在高密度核物质中,三体核力效应变得非常重要^[13,14],因此需要在两体现实核力的基础上计及三体核力.对于中子星冷却和性质的三体核力效应的研究正在进行中.另外,基态关联对非对称核物质中其他单粒子特性(中子与质子的单粒子势、有效质量和平均自由程等)的影响将另文给出.

参考文献 (References)

- Nazarewicz W, Sherrill B, Taniguchi I et al. Nucl. Phys. News, 1996, **6**:17; Oyamatsu K, Taniguchi I, Sugahara Y et al. Nucl. Phys., 1998, **A634**:3; Li B A, Ko C M, Bauer W. Inter. J. Mod. Phys., 1998, **E7**:147
- Cugnon J, Lejeune A, Grange P. Phys. Rev., 1987, **C35**:861; Li B A. Phys. Rev., 1993, **C48**:2415
- Pethick C J. Rev. Mod. Phys., 1992, **64**:1133; Bombaci I. Neutron Star Structure and Nuclear Equation of State, in Nuclear Methods and Nuclear Equation of State, Ed. Baldo M, Singapore: World Scientific, 1999
- Bombaci I, Lombardo U. Phys. Rev., 1991, **C41**:1892
- Baldo M, Bombaci I, Giansiracusa G et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:1748
- Hugenholtz N M, Van Hove L. Physica, 1958, **24**:363
- 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)
- Wiringa R B, Smith R A, Ainsworth T L. Phys. Rev., 1984, **C29**:1207
- Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **25**:83
- SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**:1584
- Hufner J, Mahaux C. Ann. Phys., 1972, **73**:525; Grange P, Cugnon J, Lejeune A. Nucl. Phys., 1987, **A473**:365
- ZUO W, Giansiracusa G, Lombardo U et al. Phys. Lett., 1998, **B421**:1
- ZUO Wei, Lombardo U, LIU Jian-Ye et al. High Energy Phys. and

Nucl. Phys., 2002, 26(11):1134(in Chinese)

(左维, Lombardo U, 刘建业等. 高能物理与核物理, 2002, 26

(11):1134)

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, Sing-

apore: World Scientific, 1999; Machleidt R. Adv. Nucl. Phys.,

1989, 16:189; Løjeune A, Lombardo U, ZUO W. Phys. Lett., 2000,

B477:45

Properties of Isospin Asymmetric Nuclear Matter and Extended BHF Approach^{*} (Ⅲ) HVH Theorem and Fermi Energy

ZUO Wei¹ U. Lombardo² LI Zeng-Hua¹ 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 isospin dependent Extended Brueckner-Hartree-Fock framework, the Hugenholtz-Van Hove theorem in isospin asymmetric nuclear matter has been investigated and discussed for different orders of approximation made according to the truncation levels in the hole-line expansion of mass operator. The neutron and proton Fermi energies have been calculated. It is found that both the rearrangement contributions and renormalized corrections in the hole-line expansions of the neutron and proton mass operators are necessary for getting a satisfactory fulfillment of the Hugenholtz-Van Hove theorem, indicating the importance of ground state correlations to the single particle properties of asymmetric nuclear matter.

Key words Hugenholtz-Van Hove theorem, single particle property, asymmetric nuclear matter, ground state correlation

Received 21 February 2002

* Supported by One Hundred Person Project of Chinese Academy of Science, Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Chinese Academy of Science Knowledge Innovation Project (KJ9X2-SW-N02), Important Pre-research Project of the Ministry of Science and Technology (2002CB00200) and National Natural Science Foundation of China (10235030)