



中子星

的相对论 平均场理论研究

赵先锋 贾焕玉◎著



西南交通大学出版社

[Http://press.swjtu.edu.cn](http://press.swjtu.edu.cn)



中子星的相对论 平均场理论研究

赵先锋 贾焕玉◎著

西南交通大学出版社

· 成 都 ·

内容简介

中子星提供了远远超出地球实验室所能达到的极端物理条件,将核物理过程和天体物理观测联系起来,而相对论平均场理论成功描述了正常核物质的性质和大量有限核的单粒子性质,本书将相对论平均场理论外推来研究中子星和前身中子星的物态方程、粒子组成、转动惯量、表面引力红移以及超子星转变密度等。

本书可供核天体物理学工作者和核天体物理专业的老师及研究生使用,也可供原子核、基本粒子、天文学等相关领域的研究工作者使用。

图书在版编目(CIP)数据

中子星的相对论平均场理论研究 / 赵先锋, 贾焕玉
著. — 成都: 西南交通大学出版社, 2012.11
ISBN 978-7-5643-2052-2

I. ①中… II. ①赵…②贾… III. ①中子星—相对论—平均场理论—研究 IV. ①P145.6

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2012) 第 273229 号

中子星的相对论平均场理论研究

赵先锋 贾焕玉 著

*

责任编辑 张宝华

封面设计 墨创文化

西南交通大学出版社出版发行

(成都市二环路北一段 111 号 邮政编码: 610031 发行部电话: 028-87600564)

<http://press.swjtu.edu.cn>

四川川印印刷有限公司印刷

*

成品尺寸: 170 mm × 230 mm 印张: 11.625

字数: 208 千字

2012 年 11 月第 1 版 2012 年 11 月第 1 次印刷

ISBN 978-7-5643-2052-2

定价: 29.00 元

图书如有印装质量问题 本社负责退换
版权所有 盗版必究 举报电话: 028-87600562

前言

中子星提供了远远超出地球实验室所能达到的极端物理条件,将核物理过程和天体物理观测联系起来,所以要确定中子星的性质,如质量、质量-半径关系和冷却速度等,必须要清楚地了解中子星物质的状态方程。一个可能的方法是将现有成功的理论外推来描述中子星物质。而相对论平均场理论成功描述了正常核物质的性质和大量有限核的单粒子性质,因此本书将相对论平均场理论外推来研究中子星和前身中子星物质的状态方程、粒子组成、中子星的性质、中子星性质与粒子间相互作用的关系、中子星转动惯量、表面引力红移以及超子星转变密度等。

本书共分7章,其中第1章介绍了中子星概论;第2章介绍了中子星及前身中子星的相对论平均场理论;第3章研究了超子耦合参数、 σ^* 和 ϕ 介子、超子同位旋相互作用耦合参数、超子在核物质中的势阱深度等因素对中子星物质的影响及核子耦合参数 CZ11、温度、 σ^* 和 ϕ 介子对前身中子星物质的影响;第4章研究了 σ^* 和 ϕ 介子、超子耦合参数对中子星转动惯量的影响及温度、 σ^* 和 ϕ 介子、 Σ 超子在核物质中的势阱深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对前身中子星转动惯量的影响;第5章研究了 σ^* 和 ϕ 介子、 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 对中子星表面引力红移的影响及 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 、 σ^* 和 ϕ 介子、温度、核子耦合参数 CZ11、超子耦合参数等因素对前身中子星表面引力红移的影响;第6章研究了自相互作用能、超子耦合参数、超子同位旋相互作用耦合参数、 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 和 σ^* 及 ϕ 介子对超子星转变密度的影响;第7章利用相对论平均场理论对最近发现的最大质量中子星 PSR J1614-2230 进行了计算研究。

作者撰写本书期间的工作得到了国家自然科学基金(项目编号11175147)、中央高校基本科研业务费专项资金(SWJTU11CX076、SWJTU12ZT11)和安徽省自然科学基金(1208085MA09)等项目的支持。

由于水平有限,书中难免存在不妥之处,恳请广大读者批评指正。

作者

2012年5月

目 录

1 中子星概论	1
1.1 超新星爆发生成中子星	1
1.2 中子星的观测	2
1.3 中子星物质及其理论研究	3
参考文献	6
2 中子星的相对论平均场理论	8
2.1 中子星的相对论平均场理论	8
2.2 核子耦合参数的计算研究	14
2.3 有限温度中子星的相对论平均场理论	24
参考文献	31
3 中子星物质研究	34
3.1 超子耦合参数与中子星物质	34
3.2 σ^* 和 ϕ 介子对中子星物质的影响	39
3.3 超子同位旋相互作用耦合参数与中子星物质	47
3.4 超子排斥势和弱吸引势对中子星性质的影响	52
3.5 $^{208}_{\Lambda}$ Pb 的超子分布半径和超子星结构	58
3.6 σ^* 和 ϕ 介子对前身中子星物质的影响	63
3.7 核子耦合参数组 CZ11 对前身中子星物质的限制	72
3.8 超子中子星性质的温度效应	78
参考文献	83
4 中子星转动惯量研究	86
4.1 σ^* 和 ϕ 介子对中子星转动惯量的影响	86
4.2 超子同位旋相互作用对中子星转动惯量的影响	92
4.3 前身中子星转动惯量的温度效应	97
4.4 σ^* 和 ϕ 介子与前身中子星转动惯量	102

4.5	Σ 超子在饱和核物质中的势阱深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 与前身中子星的转动惯量	107
	参考文献	114
5	中子星表面引力红移研究	116
5.1	势阱深度 $U_{\Sigma}^{(N)}$ 与中子星表面引力红移	116
5.2	σ^* 和 ϕ 介子对中子星表面引力红移的影响	121
5.3	σ^* 和 ϕ 介子与前身中子星表面引力红移	125
5.4	前身中子星表面引力红移的温度效应	129
5.5	核子耦合参数 CZ11 与前身中子星表面引力红移	134
5.6	超子耦合参数对前身中子星表面引力红移的影响	139
5.7	势阱深度对前身中子星表面引力红移的限制	142
	参考文献	146
6	超子星的转变密度研究	149
6.1	自相互作用能对超子星转变密度的限制	149
6.2	超子同位旋相互作用耦合参数对超子星转变密度的影响	154
6.3	超子耦合参数与超子星转变密度	159
6.4	σ^* 和 ϕ 介子及 $U_{\Lambda}^{(N)}$ 的变化对超子星转变密度的影响	163
	参考文献	169
7	二倍太阳质量中子星研究	171
7.1	引言	171
7.2	计算理论	171
7.3	超子耦合参数的近似极限	172
7.4	中子星 PSR J1614-2230 的四种可能模型	175
7.5	小结	178
	参考文献	179

1 中子星概论

1.1 超新星爆发生成中子星

恒星生成后就处于一个不断演化的过程。在主序星阶段，其中的大部分氢通过核聚变放热反应燃烧掉。在核心处，氢燃烧后形成的氦开始燃烧，而周围的氢继续燃烧。氦燃烧时，在核心形成了碳，随着密度和温度的升高，碳也开始燃烧。较大质量（ $M > 8M_{\odot}$ ，其中 $M_{\odot}$ 是太阳质量）的恒星，通过各个不同聚变燃烧阶段：氢、氦、碳、氖、氧、镁和硅的燃烧，最后在核心生成铁。巨大的引力使铁原子核蜕变成质子、中子和电子，并且由简并的非相对论电子压强来反抗引力塌缩。

围绕铁中心区域的外围层中的硅、氧等继续燃烧生成铁，增加了铁核心的质量，使核心进一步压缩，密度增大，电子变为相对论电子。相对论电子的动能达到质子捕获（反 β 衰变）时，就与质子结合在一起变成中子。这个过程称为中子化过程。电子被捕获后，原来的电子压强减小，核心在很短的时间内迅速向内坍塌。在坍塌过程中，物质持续中子化。随着核心物质的密度增大，核子间的短程排斥力和热电子的压强反抗进一步压缩，形成一个硬核。

在核心坍塌的同时，外围的物质也开始落向中心。而这些物质在下落过程中碰撞到硬核，又向外反弹，这就是超新星爆发。塌缩核心的温度高达数 10 MeV ，但很快由中微子将能量带走，冷却到 1 MeV 或更低。塌缩核心形成了由中子、质子、超子和轻子，可能还有夸克组成的平衡态，这样中子星就形成了。

中子星的典型质量约为 $1.5 M_{\odot}$ ，半径约为 10 km ，它们是已知的体积最小、密度最高的星体。在形成过程中，由于角动量守恒，中子星获得了很高的转动角速度，旋转速度有些达到每秒数百周。以如此高速度旋转的星体具有巨大的离心力，而克服这种离心力使星体具有稳定结构的是高度集中的物质的引力。另外，在星体塌缩形成中子星的过程中，中子星获得了高达 10^{12} G 的磁场。正是这些极端性质才使中子星的探测成为可能。

中子星的温度、密度、压强和磁场等极端条件在地球实验室里是不可能

复制出来的,这就为核物理、粒子物理、原子物理、等离子体物理、相对论等现代物理学科的研究提供了新的视野。现有的理论在这些极端条件下,能否适用,或做怎样的修改等,是对现有理论的巨大挑战,但也有许多成功的机会,而中子星的观测特性则是检验致密物质理论的最好判据。

1.2 中子星的观测

中子星不可能在光谱的光学部分看到,因为它们的热光度由于表面积太小而极低,即使利用最大的光学望远镜,要找到它们也是极其困难的。因此在 20 世纪 30 年代,中子星概念提出后,只是在理论上对其进行了研究。

1967 年,情况发生了变化,Hewish 和 Bell 发现了第一颗射电脉冲星^[1]。很快,这种脉冲星就被证实是快速旋转的中子星^[2,3]。随后,又有许多脉冲星被发现。

脉冲星都展现为宽带射电脉冲发射。通过测量平均脉冲到达的时间,可以证明旋转中子星是极好的钟。

已观测到的脉冲星的周期位于 ms(PSR1937+21)–4.308s(PSR1845–19) 范围内。对脉冲星周期的精细观测发现,其周期 P 缓慢增加,典型变化率为 $\dot{P} \approx 10^{-15} \text{ s} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由此可给出脉冲星的年龄^[4]。

脉冲星的最引人注目的不规则周期是突然旋快,即脉冲突变 (glitch)。脉冲突变的幅度,对蟹状星云脉冲星 (Crab) $\Delta P/P \approx 10^{-8}$,船帆脉冲星 (Vela) $\Delta P/P \approx 10^{-6}$ ^[5]。脉冲星突变能提供中子星内部详细结构的重要信息^[6]。

1974 年, Hulse 和 Taylor 发现第一颗射电脉冲双星 PSR1913+16^[7]后,又有许多脉冲双星被发现^[8,9]。由射电脉冲双星精确确定的中子星质量位于一个很小的范围: $1.25 \sim 1.44 M_{\odot}$ 。由此可知,中子星的最大质量应不小于 $1.45 M_{\odot}$ 。这表明核力对中子星结构产生了重要的影响。

从 20 世纪 70 年代早期就开始在卫星上安装了 X 射线探测器,发现了约 200 颗 X 射线脉冲星和 X 射线暴,其中有 60 颗测定了其旋转周期。X 射线脉冲星的 X 射线,被认为是中子星从其大质量 ($M > 10 M_{\odot}$) 伴星吸积物质过程中,由磁极发出的^[10]。X 射线脉冲星质量的测量精度比射电脉冲星的精度要小很多。如, X 射线双星中的 Cyg X-2,估计质量为 $(1.8 \pm 0.2) M_{\odot}$ ^[11]; Vela X-1,有报道其质量约为 $1.9 M_{\odot}$ ^[12],而 Stickland 等指出,其质量约为 $1.4 M_{\odot}$ ^[13]。另一个 X 射线双星 4U1700–37,明显地包含一个质量为 $(1.8 \pm 0.4) M_{\odot}$ 的中子星^[14],但也有人认为其中应包含一个小质量的黑洞^[15]。总之,它们的质量比典型的

射电脉冲星的质量大, 这可能是因为 X 射线双星有吸积物质。

除此之外, 又发现了几类 X 射线脉冲星, 它们旋转得很慢, $P \approx 10\text{sec}$, 而且迅速变慢。这要求有巨大的磁场 $B \approx 10^{14}\text{G}$, 因此被称为“magnetars”^[16,17]。另外发现的几个 γ 射线发射天体也被认为是慢速旋转的中子星。

最近, 在具有低质量伴星的中子星双星系统中, 发现了 QPO (quasi-periodic oscillation)。如果 QPO 来源于吸积物质的内部稳定轨道^[18,19], 观测表明, 吸积中子星的质量可高达 $2.3 M_{\odot}$ 。QPO 对吸积中子星的半径也给出了限制。

随着新的观测窗口的打开, 中子星的观测未来充满光明。新的 X 射线和 γ 射线探测卫星的发射, 以及地面观测站和探测器的运行, 必将极大地丰富我们关于中子星性质的认识。

1.3 中子星物质及其理论研究

1932 年, Chadwick 在实验室里发现了中子^[20]。据说, 著名物理学家 Landau 以及他的小组马上预测, 存在一种完全由中子组成的星体^[21]。可惜 Landau 没有立即发表自己的预测。1934 年, Baade 和 Zwicky 提出了中子星概念, 并指出中子星可以在超新星爆发中生成^[22]。对中子星结构的理论计算最早由 Oppenheimer 和 Volkoff 在 1938 年完成^[23]。由于不了解核子之间的相互作用, 他们在计算中忽略了核子间的相互作用, 只是假设中子星物质是理想的相对论 Fermi 中子气体, 估计得到的中子星质量为 $0.7 M_{\odot}$ 。这与后来观测到的中子星质量相比太小了, 因此对中子星质量等性质进行计算时, 必须考虑核子间的相互作用。1935 年, Yukawa 提出了核力的介子交换理论^[24]。到 20 世纪 50 年代, 人们开始认识到, 核子间的相互作用是短程强排斥作用^[25], 而且第一次给出了唯象 N-N 势^[26], 这就使研究中子星的结构时考虑核子间的相互作用成为可能。

中子星就像一个巨大的原子核, 不同的只是中子星由引力来束缚, 而原子核则依靠核力。在中子星内, 引力是如此之强, 它能把高密度物质固定在非常确定的结构中。然而中子星内部结构仍不清楚, 一种可能的描述是:

(1) 星体由一薄层铁外壳包围着。铁原子核组成的固体晶格沉浸在简并电子海里, 密度由 10^6g/cm^3 向内增至 $4 \times 10^{11} \text{g/cm}^3$ 。

(2) 往下是内壳层。这一层越向内深入, 铁核中包含的中子就越多, 但

同时又越难以保持住，因为中子在一定程度上发生衰变。中子从核中逃离，在简并海中生成质子，产生的质子漂浮在中子海中，密度增大到 10^{14} g/cm^3 。

(3) 再往深处，中子物态成为星体的最重要成分。巨大的压力使晶体结构液化为主要由中子、质子和电子组成的液体。这种液体可能是超流体。

(4) 最后是固体核心区。其组成还远不能确定，因为我们对密度超过 10^{15} g/cm^3 的高密度下物质可能存在的状态还几乎一无所知。不过我们可以根据已有的知识进行推测，且已有各种各样的模型。

中子星内物质认为是整体呈电中性、重子数守恒的 β 平衡物质。假设中子星的净电荷为 $Z_{\text{net}}e$ ，则对一个带电粒子被束缚在星体表面，必有

$$\frac{(Z_{\text{net}}e)e}{R^2} \leq \frac{GMm}{R^2} < \frac{G(Am)m}{R^2}, \quad (1.3-1)$$

其中， R, M 分别表示星的半径和质量； m, e, A 为粒子的质量、电荷和星中的重子数。因为引力束缚，中子星质量小于重子质量，即 $M < Am$ 。因此取引力单位，有

$$Z_{\text{net}}/A < (m/e)^2. \quad (1.3-2)$$

对质子有

$$Z_{\text{net}}/A < 10^{-36}, \quad (1.3-3)$$

对电子有

$$Z_{\text{net}}/A < 10^{-39}. \quad (1.3-4)$$

这是净电荷的极限。最后得到结论，每个核子的净电荷（在任何星上每个核子的平均电荷）一定很小，基本为零。

电中性核物质几乎是纯中子物质，但也一定混杂着少量的质子和与质子数目相等的电子。对冷中子星，当费米子处于最低能态时，反应

$$n \leftrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1.3-5)$$

达到平衡，用化学势表示为

$$\mu_p = \mu_n - \mu_e. \quad (1.3-6)$$

当中子密度增加时，电子密度也在增加；当电子化学势 μ_e 大于等于 μ 子质量时，就会有 μ 子出现。 μ 子生成的反应为

$$e^- \leftrightarrow \mu^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu. \quad (1.3-7)$$

化学势表示的平衡关系是

$$\mu_{\mu} = \mu_e. \quad (1.3-8)$$

随着密度的再升高, 中子可能会生成其他重子, 如超子等, 它也存在相似的化学平衡。

中子星中的中子生成其他重子的过程, 重子数守恒, 即组成中子星的重子总数

$$A = \int_V \rho_B(\vec{x}) dV \quad (1.3-9)$$

不变。

为了描述中子星的内部结构, 必须知道致密物质的状态方程。对此我们并不清楚。不过, 它应当限制在两个极端情况之间, 一种是自由气体, 其中的粒子不受相互作用; 另一种是物质具有最大刚性的状态, 其声速等于光速。所有允许的物质状态方程和物质形式都处于这两种极端状况之间。对这两个极端状况之间的许多可能性选择, 只能依靠对基本粒子间强相互作用的认识。

描述核子间的强相互作用, 有两类完全不同的模型: 微观模型和唯象近似。在微观模型中, 根据核力的介子交换理论, 构造现实的核子-核子势, 如 Argonne、Bonn、Nijmegen、Paris、Urbana 势等。对二体问题, 根据实验数据来调整势中的参数。为了得到状态方程, 需要求解复杂的多体问题。大多数多体问题非常复杂, 以至于无法求解。

唯象近似利用的是密度依赖的有效 N-N 相互作用。其中的参数, 利用原子核的各种性质 (如结合能、半径) 和核物质的饱和性质来确定。根据这种有效相互作用, 就可简单地直接得到状态方程。唯象近似显然不如微观模型更基本, 但它有不可替代的优点。首先, 可以简单地得到状态方程, 而不需要像微观模型中求解复杂的多体问题那样求解。其次, 唯象的状态方程可以很容易地外推到确定有效相互作用参数以外的区域。因此唯象模型很适合描述中子星物质的状态方程。

在 Yukawa 介子交换理论基础上, 1951 年, Schiff 提出了以重子和经典标量介子为基础的核多体系统的相对论场论, 并提出核的饱和性可能会由标量场的很强的非线性自相互作用产生^[27]。1955 年, Johnson 和 Teller 通过引入核子在标量场中相互作用对速度的强依赖性, 用线性理论得到了核的饱和机制, 并注意到 σ 标量场的重要作用^[28]。接着, Duerr 和 Teller 指出, 通过引入标量场和矢量场可得到有限核的许多性质, 如自旋-轨道相互作用、核的饱和

性等等^[29]。1974年, Walecka 为了解决高密物质问题, 提出了平均场的求解方法, 提出了可重整化的含有标量和矢量介子场的相对论平均场^[30,31]。1977年, Boguta 和 Bodmer 为了更好地描述半无限核物质的核的不可压缩性, 引入了 σ 的非线性耦合项^[32]。后来 ρ 和 π 介子场也被引入, 并应用到有限核中^[33]。至此, 包括 σ 、 ω 和 ρ 介子与核子的相对论平均场理论基本上建立起来。

相对论平均场理论建立后, 在核结构研究中变得日益重要起来, 并在描述有限核和核物质性质方面取得了巨大成功, 被广泛应用于研究转动原子核^[34,35]、远离 β 稳定线的滴线核^[36,37]、原子核集体激发^[38,39,40]和原子核的磁转动^[41]等方面。自1985年以来, 相对论平均场理论也被用来描述中子星和奇异核物质^[42,43,44]。

本书利用相对论平均场理论, 对中子星和前身中子星的物态方程、粒子组成、转动惯量、表面引力红移以及超子星转变密度等性质进行了理论计算研究。

参考文献

- [1] A. Hewish, S.J. Bell, J.D.H. Pikington, P.F. Scott and R.A. Collius. Nature, 217 (1968) 709.
- [2] F. Pacini. Nature, 216 (1967): 567.
- [3] T. Gold. Nature, 221 (1969): 25.
- [4] D. R. Latimer. astro-ph/9911519.
- [5] P. E. Boynton et al.. Ap. J., 115 (1972): 217.
- [6] C. J. Pethick, D.G.Ravenhall, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45 (1995): 429.
- [7] R. A. Hulse, J.H. Taylor. Ap. J., 191 (1974) L59.
- [8] R. A. Hulse, Rev. Mod. Phys., 66 (1994) 699.
- [9] J. H. Taylor, Rev. Mod. Phys., 66 (1994) 711.
- [10] L. Bildsten, T. Stromayer. Physics Today, Feb (1999) 40.
- [11] J. A. Orosz, E. Kuvlkers. MNRAS, 305 (1999) 132.
- [12] J. H. van Kerkwijk, J. Van Paradijs, E.J. Zuiderwijk. A.and A., 303 (1995) 497.
- [13] D. Stickland, C. Lloyd, A. Radzuim-Woodham. MNRAS, 286 (1997) L21.
- [14] S. R. Heap, M.F. Corcoran. Ap. J., 387 (1992) 340.
- [15] G. E. Brown, J.C. Weingartner, R.A. Wijers. Ap. J., 463 (1996) 297.
- [16] C. Thompson, R. C. Duncan. Ap. J., 408 (1994) 194.

- [17] C. Kouveliotou et al.. Ap. J., 510 (1998) L115.
- [18] W. Zhang, T. E. Strohmayer, J. H. Swank. Ap. J., 482 (1997) L167.
- [19] M. C. Miller, F.K. Lamb, D. Psaltis. Ap. J., 508 (1998) 791.
- [20] J. Chadwick, Proc. Roy. Soc. A136 (1932) 692.
- [21] L. D. Landau. Private communication to L. Rosenfeld, referred to by L. Rosenfeld, in: Proc. 16th Solvay Conf. On Physics (Univ. Of Bruxelles Press., 1974).
- [22] W. Baade, F. Zwicky. Phys. Rev., 46 (1934) 76.
- [23] J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff. Phys. Rev., 55 (1939) 374.
- [24] H. Yukawa. Proc. Phys. Math. Soc. Japan, 17 (1935) 48.
- [25] R. Jastron. Phys. Rev., 81 (1951) 165.
- [26] L. M. Brown, H. Rechenberg. The origin of the Concept of Nuclear Forces. Institute of Physics Publishing (Bristol), (1996).
- [27] L. I. Schiff. Phys. Rev., 84 (1951) 1: 10.
- [28] M. H. Johnson, E. Teller. Phys. Rev., 98 (1955) 783.
- [29] H. P. Duerr, E. Teller. Phys. Rev., 101 (1956) 494.
- [30] J. D. Walecka. Ann. Phys. (N.Y.), 83 (1974) 491.
- [31] S.A. Chin, J. D. Walecka. Phys. Ett. B, 52 (1974) 24.
- [32] J. Boguta, A. R. Bodmer. Nucl. Phys. A292 (1977) 413.
- [33] B. D. Serot, J. D. Walecka. Adv. Nucl. Phys. 16 (1986) 1.
- [34] W. Koepf, P. Ring. Nucl. Phys. A493 (1989) 61.
- [35] K.Kaneko, M. Nakano, M.Matsuzaki. Phys. Lett. B317 (1993) 261.
- [36] J. Meng, P. Ring. Phys. Rev. Lett. 77 (1996) 3963.
- [37] J. Meng, Nucl. Phys. A635 (1998) 3.
- [38] Z. Y. Ma, N. V. Giai, H. Toki. Phys. Rev. C55 (1997) 2385.
- [39] D. Vretenar et al.. Nucl. Phys. A621 (1997) 853.
- [40] M. V. Stitsov, P. Ring, M. M. Sharma. Phys. Rev. C50 (1994) 1445.
- [41] H. Madokoro, J. Meng, M. Matsuzaki, S. Yamaji. Phys. Rev. C62 (2000) 061301.
- [42] N. K. Glendenning. Ap. J., 293 (1985) 470.
- [43] J. Schaffner et al.. Ann. Phys., 235 (1994) 35.
- [44] M. Prakash et al.. Phys. Rep. 280 (1997) 1.

2 中子星的相对论平均场理论

2.1 中子星的相对论平均场理论

2.1.1 引言

1934年, Baade 和 Zwicky^[1]提出, 在超新星爆发时核心可以形成强引力束缚的高密度中子星。从此, 中子星的研究就成为天体物理中最活跃的领域之一^[2,3]。中子星刚形成时, 温度高达数 10 MeV, 但很快由中微子将能量带走, 冷却到 1 MeV 或更低。理论上研究中子星时, 可以近似地认为温度为零^[4]。考虑广义相对论的影响, Oppenheimer 和 Volkoff 建立了中子星流体静态平衡结构的 Oppenheimer-Volkoff (OV) 方程^[5]。根据该方程, 中子星的性质对状态方程十分敏感, 可以根据粒子物理和核物理理论给出的状态方程, 外推到高密度的中子星物质来计算中子星的结构和性质。所以关于中子星的研究不仅在天体物理中相当重要, 而且中子星的观测特性反过来也可以对核物理和粒子物理等基本理论进行检验。

中子星内部物质满足重子数守恒, 整体呈电中性, 并且各组成粒子间处于 β 平衡 (化学平衡)。关于中子星核心的物质组成, 有各种不同的模型。有人认为, 随着密度的升高, 中子会发生衰变而生成新的粒子—— Λ 、 Σ 、 Ξ 等超子, 即中心是包含超子的奇异强子物质^[6]。还有人认为中子星核心区域存在 K^- 凝聚^[7]。另外, 还有关于中子星内部存在大尺度奇异夸克物质的假说^[8,9,10]。

文献[11]中, 李宗伟等人采用 σ - ω 模型计算了中子星结构。后来 Glendonning^[12]利用包含进 σ 介子在内的非线性耦合的相对论平均场理论, 并考虑奇异量子数, 讨论了包含超子的中子星性质。他发现, 中子星的核心中超子数超过 15% ~ 20%, 而且超子的出现引起了物态方程的变软, 使计算得到的中子星质量更接近天文观测值。文献[13]中, 则进一步考虑了 σ^* 、 ϕ 和 δ 介子对中子星性质的影响。

相对论平均场理论是关于强子相互作用的相对论有效场理论^[14], 强子通过

交换介子发生相互作用。用相对论平均场理论研究 neutron 物质状态方程时，核子与介子的耦合常数可以利用核物质的饱和性质来决定。而由于超子生成的密度远高于现在实验所能测量的密度，所以超子的耦合常数不能由正常核物质的性质决定。不过可以利用超核的实验数据来对超子耦合常数进行拟合。如利用 ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca 的实验 Λ -n 谱，可以拟合得出 Λ 超子的耦合常数^[15]；利用原子数据可以拟合得到 Σ 超子的耦合常数^[16]。对 Ξ 超子，可以选择其耦合常数等于 Λ 或 Σ 的耦合常数。上述拟合方法由于实验数据不准确，常常有很大误差。另外，根据超子的夸克组成，也可以利用夸克模型选取超子的耦合常数^[13]。但由于在相对论平均场理论中考虑了多体效应，这种取法不一定能直接应用到平均场模型的有效耦合中。总之，超子的耦合常数至今尚无精确值，而是可能有一定取值范围，一般超子的耦合常数与核子的耦合常数的比值在 1/3 与 1 之间^[17]。

中子星物质的组成对超子的耦合常数很敏感^[18]，而且超子耦合常数对状态方程的影响很大，所以有必要对超子的相互作用对 neutron 星性质的影响进行仔细研究。

2.1.2 中子星的相对论平均场理论

相对论平均场理论通过标量 σ 介子提供强子间的中程吸引、通过矢量 ω 介子提供短程排斥作用（只包含 σ 和 ω 介子的模型通常称为 σ - ω 模型）、通过带电矢量介子 ρ 描述中子和质子的区别。为了正确描述核物质的不可压缩性质，还必须考虑 σ 介子的自相互作用^[19]。

描述包括超子的 neutron 星物质的拉氏量密度可以写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\psi}_B \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_B + g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu \right) \psi_B + \\ & \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - U(\sigma) + \sum_{\lambda=e, \mu} \bar{\psi}_\lambda (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_\lambda) \psi_\lambda - \\ & \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \cdot \rho^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \cdot \rho^\mu, \end{aligned} \quad (2.1-1)$$

其中， ψ_B 是重子 B 的 Dirac 旋量，对应的质量为 m_B ，各种重子 B 的性质列于表 2.1-1 中； σ, ω, ρ 分别是 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子的场算符， $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ 是这些介子的质量； $g_{\sigma B}, g_{\omega B}, g_{\rho B}$ 分别表示 σ 介子、 ω 介子和 ρ 介子与重子 B 的耦合常数。上式第一行的求和包括所考虑的重子，即 n, p, Λ , Σ , Ξ 等，代表物质

中重子的自由拉氏量以及与介子相互作用拉氏量的和；第二行表示的是 σ 介子的自由拉氏量和自相互作用项 $U(\sigma) = \frac{1}{3}g_2\sigma^3 + \frac{1}{4}g_3\sigma^4$ ，以及自由电子、 μ 子等轻子的拉氏量；第三行是 ω 介子和 ρ 介子的自由拉氏量，其中 $\omega^{\mu\nu} = \partial^\mu\omega^\nu - \partial^\nu\omega^\mu$ ， $\rho^{\mu\nu}$ 的定义与此类似。

表 2.1-1 各种重子的量子数和电荷

重子	m	Y	J	I_3	q	S
n	938	1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
p	938	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Λ	1 116	0	$\frac{1}{2}$	0	0	-1
Σ^+	1 193	0	$\frac{1}{2}$	1	1	-1
Σ^0	1 193	0	$\frac{1}{2}$	0	0	-1
Σ^-	1 193	0	$\frac{1}{2}$	-1	-1	-1
Δ^{++}	1 232	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	2	0
Δ^+	1 232	1	$\frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	0
Δ^0	1 232	1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	0
Δ^-	1 232	1	$\frac{3}{2}$	$-\frac{3}{2}$	-1	0
Ξ^0	1 318	-1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	-2
Ξ^-	1 318	-1	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	-1	-2
Ω^-	1 672	-2	$\frac{3}{2}$	0	-1	-3

注： m 表示质量，单位是 MeV； Y 表示超荷量子数； J 为自旋； I_3 为同位旋 3 分量； q 为电荷； S 为奇异数。

由上述拉氏量密度出发, 运用 Euler-Lagrange 方程:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \phi(x)} - \partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \phi(x))} = 0, \quad (2.1-2)$$

可以得到相应场的运动方程。即取 $\phi(x) = \psi_B$, 就得到重子 B 的运动方程——Dirac 方程:

$$\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_B + g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma^\mu \omega_\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma^\mu \tau \cdot \rho_\mu \right) \psi_B = 0; \quad (2.1-3)$$

轻子的运动方程是自由粒子的 Dirac 方程:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m_\lambda) \psi_\lambda = 0. \quad (2.1-4)$$

同样可以得到介子场的运动方程——Klein-Gordon 方程:

$$(\partial^\mu \partial_\mu + m_\sigma^2) \sigma = -\sum_B g_{\sigma B} \bar{\psi}_B \psi_B - g_2 \sigma^2 - g_3 \sigma^3, \quad (2.1-5)$$

$$\partial_\mu \omega^{\mu\nu} + m_\omega^2 \omega^\nu = \sum_B g_{\omega B} \bar{\psi}_B \gamma^\nu \psi_B, \quad (2.1-6)$$

$$\partial_\mu \rho^{\mu\nu} + m_\rho^2 \rho^\nu = \sum_B g_{\rho B} \bar{\psi}_B \gamma^\nu \tau \psi_B. \quad (2.1-7)$$

其中, 在耦合项中定义了不同的密度, 分别为标量密度 $\rho_s = \bar{\psi}\psi$ 和矢量密度 $\rho_B = \bar{\psi}_B \gamma^\mu \psi_B$ 。矢量密度就是重子的数密度。

由于这些运动方程都是非线性的量子场方程, 精确求解是非常复杂的。而且对强的势, 相应的耦合系数 $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$ 等会非常大, 通过本身的近似作微扰处理是不可能的, 所以在处理过程中, 常常采用平均场近似方法, 即用介子场的期望值代替其运动算符。当重子数密度增大时, 这种代替会越来越有效。

中子星物质是一个静态、均匀的系统。引入平均场近似, 对于上述 Dirac 方程, 动量是守恒量, 做变换

$$\psi_B \rightarrow e^{-ik \cdot x} \psi_B(k),$$

其中 $k \cdot x = k_0 t - \vec{k} \cdot \vec{r}$, 可以得到重子的运动方程:

$$\left[\gamma_\mu \left(k^\mu - g_{\omega B} \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \tau_3 \rho_3^\mu \right) - (m_B - g_{\sigma B} \sigma) \right] \psi_B(k) = 0, \quad (2.1-8)$$

其本征值为

$$e_B(k) \equiv g_{\omega B} \omega_0 + g_{\rho B} \rho_{03} I_{3B} \pm \sqrt{k^2 + (m_B - g_{\sigma B} \sigma)^2}. \quad (2.1-9)$$