相对论简并电子气体的磁化*

王兆军[1)†] 吕国梁[1)] 朱春花[1)] 霍文生[1)]

(新疆大学物理科学与技术学院, 乌鲁木齐 830046)

(2012 年 4 月 10 日收到; 2012 年 6 月 28 日收到修改稿)

中子星内部的致密电子是高度简并的相对论气体, 其输运性质与中子星磁或热的观测现象密切相关, 被认为是中子星磁场的主要载体. 外磁场中电子的朗道能级是分立的且高度简并的, 与无外场时的能量差决定了系统的磁化程度, 用量子统计的方法可计算理想相对论电子气体的磁化率. 结果表明弱场条件下的磁化率在数量级上接近白矮星的 10^{-3}. 强磁场下的磁化呈现出类似在某些低温金属中出现的 de Haas-van Alphen 震荡效应, 高次谐频的震荡幅度有可能超出临界磁化时的磁化率. 表明中子星内部有可能存在非稳定的磁化过程, 发生类似气液转化的一级相变过程, 出现两种磁化共存的稳定态或过冷磁化的亚稳态 (若不同磁化态间存在表面能). 从亚稳态向稳定态的突然转化可能与磁星的辐射有关, 可以解释在磁星巨闪过程中观测到的额外辐射问题.

关键词: 中子星, 相对论, 朗道能级, 磁化

PACS: 97.60.Jd, 71.10.Fd, 95.30.Qd

1 引 言

中子星的观测特性主要来自它的电磁辐射和转动属性, 观测到的电磁辐射脉冲包括射电和 X 射线波段, 能量可能源自于转动能、磁场能或吸积能. 脉冲星定时系统能精确测量自转周期和周期变化率, 并根据脉冲星磁偶辐射的制动模型估算出它的磁偶极场. 结果表明普通脉冲星的磁场范围在 10^8—10^{13} Gs 之间 [1] (1 Gs = 10^{-4} T), 它们是射电脉冲星或吸积造成的 X 射线脉冲星. 另一类中子星能辐射持续的或爆发的高能 X 射线或 γ 射线, 因一般具有超强磁场 (表面磁偶场强度 5.9×10^{13}—1.8×10^{15} Gs) 而称为磁星, 一般包括反常 X 射线脉冲星 (AXPs) 和软伽马射线再现源 (SGRs), 它们的自转周期都比较长 (5.2 s 至 11.8 s), 转动能的损失率不能解释持续辐射的电磁能量, 因而认为观测到的辐射能量主要来自磁场 [2]. 但是, 中子星磁场的起源问题仍不是很清楚, 普遍认为来自于原始恒星内部经历塌缩后形成的化石场, 塌缩过程满足磁通量守恒. 但只有少数 (大约百分之几) 白矮星的磁场超过 10^6 Gs[3], 按磁通量守恒塌缩成中子星的磁场也不超过 10^{11} Gs. 为解释强磁场特别是磁星磁场的起源问题, 另一种理论认为磁场起源于原始恒星塌缩过程中等离子体态的较差转动和对流运动, 通过这种高效的磁发电机过程产生了磁星的超强磁场, 理论值达到 3×10^{17} $(p_i/1\ \mathrm{ms})^{-1}$ Gs[4], 式中的 p_i 代表原始中子星的转动周期. 按此理论, 原始磁星具有更快的转动速度, 因此与磁星对应的超新星遗迹中储存了更多的由于磁制动而辐射的电磁能, 但在普通中子星和磁星的超新星遗迹的观测中并没有发现这种明显的差别. 目前, 关于磁星的辐射机制也不是很清楚, 普遍接受的理论认为核内螺旋场的扭曲诱发了固体壳层的破裂或导致壳层及磁层磁场的形变 [4], 在此过程中释放的能量形成所观测到的高能射线爆或巨闪. 按此模型, 一次巨闪过程 (典型能量: E 约 10^{46} erg (1 erg = 10^{-7} J)) 需要固体壳层应变 $\psi_\alpha \geqslant 10^{-2}$, 大

* 国家自然科学基金 (批准号: 10963003, 10763001, 11063002), 新疆自然科学基金 (批准号: 2009211B01, 2010211B05), 霍英东基金 (批准号: 121107) 和新疆大学博士启动基金 (批准号: BS110108) 资助的课题.

† E-mail: xjdxwzj@sohu.com

于中子星壳层所能提供的值 [5], 说明液核内部的磁场参与了巨闪过程的能量释放, 但相应的释放机制还不清楚. 更大的挑战来自低磁场磁星的发现: PSR J1846–0258 和 SGR 0418+5729[6,7], 前者磁场 $B_{\mathrm{p}} \approx 4.9 \times 10^{13}$ Gs, 低于传统磁星的最低磁场, 而后者的磁场更低, $B_{\mathrm{p}} < 7.5 \times 10^{12}$ Gs, 属于普通中子星的磁场范围. 它们的磁场难以诱发大面积的壳层破裂. 因此, 关于中子星磁场的起源、演化问题还存在许多争议和不清楚的地方.

孤立中子星磁场的载体主要是内部的电子气体, 其中的传导电流和磁矩 (包括自旋和轨道磁矩) 是激发静态磁场的源, 而质子电流及中子、质子磁矩相对来说都比较小. 有关磁星磁场的起源以及高能射线的爆发问题必然与内部电子气体的非稳定相有关, 原始磁星等离子体态的非稳定湍流被考虑为强磁场产生的原因 [4]. 若考虑电子磁化态间的相互作用, 在临界条件下 (微分磁化率大于 1) 可能在电子气体内部产生自激磁化, 形成非稳定的磁化相, 类似于铁磁体自发磁化 [8,9] . 我们认为中子星中电子气体的磁化也有可能存在非稳或亚稳定的相, 从非稳定 (亚稳定) 相向稳定相的演化过程会释放部分磁场能, 从而触发固体壳层的星震, 形成在磁星或类磁星中的高能辐射过程. 或者是星震引发了液核内亚稳态的跳变, 补充了在磁星巨闪过程中的能量释放. 中子星内部的电子气体处于高度简并且相对论的量子态, 虽然部分研究者进行过磁化行为的分析 [10−12], 但磁化态的稳定性问题还没有肯定的结论. 在作者前面的研究工作中 [13], 为了解中子星内简并电子气体是否处于临界磁化, 假定电子是非相对论的且泡利顺磁及朗道反磁是互相独立的, 结果表明这种临界磁化状态确实可能出现. 在本文中将实际考察中子星内部相对论电子气体的磁化现象. 发现在弱场条件下的平均磁化率与白矮星同数量级 (10^{-3}); 在强场条件下磁化确实呈现出 de Haas-van Alphen 震荡效应, 高次谐频的最大磁化率可以接近或超出临界值.

2 弱场磁化

2.1 磁相互作用理论

在弱磁化理论中, 磁介质只是被外加磁场磁化, 平均磁化场引起的磁化与外加场比较是无穷小, 可以忽略对磁化的影响. 但在强磁化情况下, 电子磁化态间存在磁相互作用, 引起磁化的场不是弱磁化理论中的外磁场 $\boldsymbol{H}$ 而是磁感应强度 $\boldsymbol{B}$, 两者间通过磁化强度 $\boldsymbol{M}$ 建立关系: $\boldsymbol{B} = \mu_0(\boldsymbol{H} + \boldsymbol{M})$, 其中的 μ_0 代表真空磁导率. 在非相对论电子气体中 H 置换 B 的效应已在某些金属中被观测到 [14], 称为 Shoenberg 效应. 在波色 - 爱因斯坦凝聚态中磁相互作用的观测效应是当今凝聚态物理的热门研究内容之一 [15−17]. 沿某一特定方向, 传统意义下的微分磁化率 χ_{m} 也应变换为

$$\chi_{\mathrm{m}} = \mu_0 \delta M / \delta B. \tag{1}$$

相应的磁感应强度变化与磁场强度变化之间满足关系

$$\delta B = \frac{\mu_0 \delta H}{1 - \chi_{\mathrm{m}}}. \tag{2}$$

上式表明磁相互作用的电子气体有可能存在非稳定的磁化相, 当磁化率达到或超出临界值 ($\chi_{\mathrm{m}} = 1$) 时, 磁化行为类似汽态向液态的一级相变, 稳定态是两种磁化态共存的混合态 [18], 在缺少某种磁化态 “结晶核” 的情况下, 类似于过冷气体的亚稳态会出现在磁系统中. 在中子星内部的相对论电子气体中, 这种两相共存态或亚稳态是否会真的存在? 或磁化率有没有可能达到临界值, 这是本文要解决的主要问题.

2.2 泡利顺磁性

相对论电子气体在磁场中的本征值、本征态问题需求解狄拉克方程, 其能级为相对论的朗道能级 [19]

$$E = [c^2 p_z^2 + \mu^2 + eB\hbar c^2(2n + s + 1)]^{1/2}, \tag{3}$$

其中, c 为真空中的光速, $\mu = m_{\mathrm{e}}c^2$ 是电子的静止能量, m_{e} 是电子的静止质量, p_z 是电子动量在磁场方向 (沿 z 轴方向) 的分量, e 为电子电量, $\hbar$ 为普朗克常数, $n = 0, 1, \cdots$ 是朗道量子数, $s = \pm 1$ 表征自旋本证值. (3) 式表明能级与量子数成非线性关系, 说明朗道反磁与泡利顺磁不能分开计算. 为与非相对论情况比较, 先计算电子内禀磁矩对磁化率的贡献而忽略朗道反磁, 这实际是忽略电子运动在垂直磁场方向投影的量子化效应, 相当于高温情况. 此时分离的能级只有自旋量子数, 与动量成为连续的函数关系, (3) 式成为

$$E = (c^2 p^2 + m_{\mathrm{e}}^2 c^4 \pm 2 m_{\mathrm{e}} c^2 \mu_{\mathrm{e}} B)^{1/2}, \tag{4}$$

其中, p 为运动动量, $\mu_\mathrm{e} = e\hbar/(2m_\mathrm{e})$ 为电子的玻尔磁子, "±" 号后的项代表自旋的贡献. 在弱场条件下自旋在外场中的能量可作为微扰相, 其化学势 ψ_B (与磁场有关) 可按 (4) 式进行泰勒展开, 取至一级项,

$$\psi_\mathrm{B} = \psi_0 \pm \frac{m_\mathrm{e}c^2}{\psi_0}\mu_\mathrm{e}B, \tag{5}$$

式中 $\psi_0 = \xi_0\left[1 - \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{kT}{\xi_0}\right)^2\right]$ 为无外场时电子气体的化学势 [10], 在这里 k, T 如通常意义下的玻尔兹曼常数和绝对温度, 而 ξ_0 为零温时的化学势. 从化学势的表达式 (5) 可计算此时的磁化率 [13],

$$\chi_\mathrm{m} = (\frac{m_\mathrm{e}c^2}{\psi_0})^2\mu_\mathrm{e}^2\frac{\partial n}{\partial\psi_0}, \tag{6}$$

其中, n 为电子数密度. 在中子星内部电子气体几乎是完全简并且完全相对论的 ($\xi_0 \gg kT$), 无外场时的化学势近似等于零温时的化学势,

$$\psi_0 \sim \xi_0 = c(\frac{3h^3n}{8\pi})^{1/3}, \tag{7}$$

联合 (6) 和 (7) 两式得到

$$\chi_\mathrm{m} = \frac{3^{2/3}}{2}\pi^{1/3}(\frac{m_\mathrm{e}c^2}{\psi_0})^2\frac{\mu_\mathrm{e}^2}{hc}n^{2/3}. \tag{8}$$

若取质子分数值为中子滴出原子核前的 0.36, 磁化率达到临界值时的最小质量密度大约为 $\rho_\mathrm{crit} \approx 4.2 \times 10^{16}$ g·cm^3, 比中子星质量密度高近一个量级, 说明原来在非相对论下估算的磁化率是不可靠的, 相对论效应是显著的. 若将朗道轨道量子化与自旋量子化综合考虑, 弱场条件下 ($\mu_\mathrm{e}B \ll kT$) 的磁化率将更低, 下面的分析将说明这点.

2.3 弱场条件下的磁化率

经典条件下电子气体的磁化率为零, 因为随机热运动几乎抹平了轨道运动和内禀磁矩引起的离散能级间的差别. 在相对论情况里, 若外场相对较弱 ($\mu_\mathrm{e}B \ll kT$), 垂直磁场方向运动的朗道能级和自旋量子化的能级难以区分, (3) 式中的朗道量子数和自旋量子数综合成一个量子数, 此时的能级可写成另外一种形式

$$E = (c^2p_z^2 + \mu^2 + 4\mu\mu_\mathrm{e}Bn)^{1/2}, \tag{9}$$

此处的 $n = 0, 1, \cdots$. 但 $n = 0$ 的能级中只包含一种自旋取向 (反平行磁场方向), 其他能级则含有两种自旋取向, 这正是弱场条件下磁化率非零的原因, 按量子统计的方法可计算此种条件下的磁化率. 上述能级在动量间隔 $p_z \sim p_z + \mathrm{d}p_z$ 内的态密度为 $eB/h^2\mathrm{d}p_z = g/h\mathrm{d}p_z$, 其中 $g = eB/h$ 是垂直磁场方向量子轨道运动在单位面积内态的个数. 考虑到基态能级的自旋简并度为 1, 其他能级的简并度为 2, 电子系统的巨势可写成如下的函数形式:

$$J = -2\beta^{-1}h^{-1}g\int_{-\infty}^{\infty}[\frac{1}{2}F(0) + \sum_{n=1}^{\infty}F(n)]\mathrm{d}p_z, \tag{10}$$

式中 $\beta = kT$, 函数 $F(n)$ 定义为

$$F(n) = \ln[1 + \mathrm{e}^{\beta(\psi_\mathrm{B} - \sqrt{c^2p_z^2 + \mu^2 + 4\mu\mu_\mathrm{e}Bn})}]. \tag{11}$$

在弱场条件下, 分离能级引起的函数 $F(n)$ 的变化很小, 可认为是准连续的, (10) 式中的求和运算近似为积分, 利用欧拉求和公式

$$\frac{1}{2}F(0) + \sum_{n=1}^{\infty}F(n) \approx \int_0^{\infty}F(x)\mathrm{d}x - \frac{1}{12}F'(0), \tag{12}$$

并注意到上式中积分运算的结果与磁场无关, 而 $F'(0)$ 容易按 (11) 式计算, (10) 式成为

$$\begin{aligned}J = {} & J_0 - \frac{2}{3}h^{-1}g\mu\mu_\mathrm{e}B \\ & \times \int_0^{p_{z\mathrm{m}}}\frac{(c^2p_z^2 + \mu^2)^{-1/2}}{1 + \mathrm{e}^{-\beta(\psi_\mathrm{B} - \sqrt{c^2p_z^2 + \mu^2})}}\mathrm{d}p_z,\end{aligned} \tag{13}$$

式中 J_0 代表与磁场无关的项, $p_{z\mathrm{m}}$ 是沿磁场方向的最大动量分量. (13) 式中的积分为费米积分, 对中子星中的电子气体来说, 其化学势 (约为 10 MeV) 远大于电子静止能量 (0.5 MeV), 巨势的最终结果近似为

$$J = J_0 - \frac{e^2c}{6\pi h}B^2\ln\frac{2\psi_\mathrm{B}}{m_\mathrm{e}c^2}. \tag{14}$$

磁化率为

$$\bar{\chi}_\mathrm{m} = -\mu_0\frac{\partial^2J}{\partial B^2} = \frac{\mu_0e^2c}{3\pi h}\ln\frac{2\psi_\mathrm{B}}{m_\mathrm{e}c^2}. \tag{15}$$

中子星情况的化学势 ψ_B 受磁场影响不大, 近似为零温时的费米能, (15) 式表明弱场条件的磁化为线性磁化, 磁化率大小远离相变点, 只是白矮星的量级 (10^{-3}).

3 强磁场下磁化率的震荡效应

在强磁场 ($\mu_\mathrm{e}B \geqslant kT$) 条件下, 朗道量子化效应成为显著的, 求和运算的欧拉近似公式 (12) 式不

适用,应代之为更一般的泊松求和近似公式

$$\frac{1}{2}F(0)+\sum_{n=1}^{\infty}F(n)=\sum_{r=-\infty}^{\infty}\int_0^{\infty}F(x)\mathrm{e}^{\mathrm{i}2\pi rx}\mathrm{d}x. \tag{16}$$

为方便计算定义相对论的动能为 $\epsilon = E-\mu$, 与此能量对应的态密度为

$$Z(\epsilon,B)=\frac{2eB}{ch^2}\sum_{n,s}[\epsilon^2+2\epsilon\mu -eB\hbar c^2(2n+s+1)]^{1/2}. \tag{17}$$

将上式对自旋量子数 $s=\pm 1$ 求和并引入无量纲化的能量参数 $b=(\epsilon^2+2\epsilon\mu)/(2\epsilon_{\mathrm{c}}\mu)$, 式中的 $\epsilon_{\mathrm{c}}=\hbar eB/m_{\mathrm{e}}=\hbar\omega_{\mathrm{c}}$ 为电子回旋运动的能量, (17) 式成为

$$Z=\frac{2}{\sqrt{\pi}}g^{3/2}[b^{1/2}+2\sum_{n=1}^{\infty}(b-n)^{1/2}], \tag{18}$$

利用 (16) 式, 能态密度 (18) 式的计算结果为 [10]

$$Z=\frac{4}{\sqrt{\pi}}g^{3/2}\left[\frac{2}{3}b^{3/2} +\sum_{\nu=0,2,4}^{\infty}\frac{(-1)^{\nu/2}(2\nu-1)!B_{(\nu+2)/2}}{\sqrt{b}(4b)^{\nu}(\nu-1)!(\nu+2)!} +\frac{1}{2\sqrt{2}\pi}\sum_{r=1}^{\infty}\frac{\cos(2\pi rb-3\pi/4)}{r^{3/2}}\right], \tag{19}$$

式中 B_{m} 代表伯努利数, 右边前两项为非震荡项, 第三项为震荡项. 巨势可用能态密度进行计算,

$$J=-\beta\int\ln[1+\mathrm{e}^{\beta(\psi_{\mathrm{B}}-\epsilon)}]\mathrm{d}Z(\epsilon,B) =-\int_0^{\infty}Z(\epsilon,B)f(\epsilon)\mathrm{d}\epsilon, \tag{20}$$

式中 $f(\epsilon)=[1+\mathrm{e}^{\beta(\psi_{\mathrm{B}}-\epsilon)}]^{-1}$ 为费米分布函数. 将 (19) 式代入 (20) 式得到巨势的非震荡部分 (求和只取到第一项)

$$\bar{J}=-\frac{4}{3\sqrt{\pi}(2\mu\epsilon_{\mathrm{c}})^{3/2}}g^{3/2} \times\int_0^{\infty}(\epsilon^2+2\epsilon\mu)^{3/2}f(\epsilon)\mathrm{d}\epsilon -\frac{\sqrt{2\mu\epsilon_{\mathrm{c}}}}{6\sqrt{\pi}}g^{3/2}\int_0^{\infty}\frac{f(\epsilon)\mathrm{d}\epsilon}{(\epsilon^2+2\epsilon\mu)^{1/2}}. \tag{21}$$

对中子星而言, 电子系统的化学势非常高, $\psi_{\mathrm{B}}\gg\mu$, 可通过标准的方法计算有关费米分布函数的积分, 由此得到磁化率非震荡部分为

$$\bar{\chi}_{\mathrm{m}}=\frac{1}{3\sqrt{2\pi}}\frac{\mu_0\sqrt{\mu\epsilon_{\mathrm{c}}}}{B^2}g^{3/2} \times\left[\ln\frac{2\psi_{\mathrm{B}}}{\mu}-\frac{\pi^2}{6}\left(\frac{kT}{\psi_{\mathrm{B}}}\right)^2\right]. \tag{22}$$

上式表明当 $kT\ll\psi_{\mathrm{B}}$ 时, 强磁化的非震荡项正是弱磁化时的磁化率 (15) 式.

同理, 联合 (19) 和 (20) 两式并利用菲涅耳积分公式

$$\int_0^x\cos\left(\frac{\pi}{2}t^2\right)\mathrm{d}t\approx x \quad (x\ll 1), \qquad \approx\frac{1}{2}+\frac{1}{\pi x}\sin\left(\frac{\pi}{2}x^2\right), \quad (x\gg 1), \tag{23}$$

可以得到巨势的震荡部分

$$\begin{aligned}\tilde{J}=&\frac{\sqrt{2}}{\pi^{3/2}}g^{3/2}\sum_{r=1}^{\infty}\frac{1}{r^{3/2}}\left[\left(\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2a_{\mathrm{r}}}}-\mu\right)\right.\\&\times\cos(a_{\mathrm{r}}\mu^2+\frac{3}{4}\pi)\\&\left.+\frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2a_{\mathrm{r}}}}\sin\left(a_{\mathrm{r}}\mu^2+\frac{3}{4}\pi\right)\right]\\&+\frac{\sqrt{2}}{\pi^{3/2}}g^{3/2}\sum_{r=1}^{\infty}\frac{1}{r^{3/2}}\\&\times\frac{1}{a_{\mathrm{r}}\psi_{\mathrm{B}}}\left[\frac{\pi}{2}-\frac{\pi^2}{3}(kT)^2(a_{\mathrm{r}}\psi_{\mathrm{B}})^2\right]\\&\times\sin\left(a_{\mathrm{r}}\psi_{\mathrm{B}}^2-a_{\mathrm{r}}\mu^2-\frac{3}{4}\pi\right)],\end{aligned} \tag{24}$$

式中 $a_{\mathrm{r}}=\pi r/(\epsilon_{\mathrm{c}}\mu)$. 因此, 在强磁场下相对论电子气体也有在普通金属中观测到的 de Haas-van Alphen 震荡效应. 为计算磁化率, 我们只考虑随磁场变化最快的项, 因 $\psi_{\mathrm{B}}\gg\mu$, 实际上只对 (24) 式中第二个求和中的正弦函数求导即可 (ψ_B 当做常数), 因此磁化率的震荡部分为

$$\begin{aligned}\tilde{\chi}_{\mathrm{m}}=&\frac{\sqrt{2}\mu_0\psi_{\mathrm{B}}^3}{\pi^{1/2}\hbar ec^2B^3}g^{3/2}\\&\times\sum_{r=1}^{\infty}\left[\frac{\pi}{2r^{1/2}}-\frac{\pi^4\psi_{\mathrm{B}}^2(kT)^2}{3\epsilon_{\mathrm{c}}^2\mu^2}r^{3/2}\right]\\&\times\cos\left(a_{\mathrm{r}}\psi_{\mathrm{B}}^2-\frac{3}{4}\pi\right).\end{aligned} \tag{25}$$

上式表明, 磁化率是关于 $1/B$ 快速变化的周期函数, 也可认为是关于磁场 B 的周期函数, 为此只需考虑在某一磁场 B_0 附近的函数性质, 并定义 $B=B_0+\tilde{B}$, 磁化率随 $\tilde{B}$ 震荡的周期为

$$T_{\mathrm{r}}=\frac{2\hbar ec^2B_0^2}{\psi_{\mathrm{B}}^2r}, \quad (r=1,2,\cdots). \tag{26}$$

(25) 式中的震荡幅值是 r 的发散函数, 在高次谐频

时的幅值近似为 (忽略上式求和号后的第一项)

$$A_{\mathrm{mr}} = \frac{2}{3}\pi^3\alpha\left(\frac{B_{\mathrm{Q}}}{B}\right)^{1/2} \times\frac{(kT)^2\psi_{\mathrm{B}}^5}{\epsilon_{\mathrm{c}}^3\mu^4}r^{3/2}, \quad (r=1,2,\cdots), \tag{27}$$

式中 α 是精细结构常数, $B_{\mathrm{Q}} = 4.414\times10^{13}$ Gs, 为电子的量子磁场. 对中子星情况, $\psi_{\mathrm{B}} \gg \mu$, (27) 式表明电子气体的磁化率完全有可能超过临界值. 例如, 若取某磁星的回旋磁场能为电子静止能量, 内部温度取为 10^7 K, 化学势为 10 MeV, 当 $r > 43$ 时的磁化率振幅可大于临界值.

4 结 论

相对论电子气体在磁场中的能级是轨道量子数及自旋量子数的非线性函数, 导致两种磁化间存在关联, 需统一考虑两种磁化因素来计算磁化率. 但为与非相对论理论进行比较我们首先计算了在弱场条件下相对论电子气体的磁化率, 结果表明磁化率远小于发生相变的临界值, 说明朗道反磁对泡利顺磁具有更强的抑制作用, 而非相对论的反磁只是顺磁的三分之一. 其主要原因是在此条件下, 只有基态附近的能级量子化对磁化率有贡献. 而在强磁场条件下, 能级量子化和态的简并效应成为显著的, 利用平衡态量子统计的方法计算了相对论电子气体的磁化特性. 结果与所预期的一样, 确实出现磁化的 de Haas-fan Alphen 震荡效应. 更有意义的是证明了在中子星内部的磁化率有可能达到或超过临界值, 其磁化行为应该有相似于某些金属中 (如铋) 的 Shoenberg 效应, 其稳定态是两种磁化相共存的态或以某种单一磁化形式存在的亚稳态, 类似于气液发生一级相变时的过冷气体或过热液体. 当中子星内部发生某种剧烈活动 (如星震) 时, 有可能导致亚稳态向另一磁化态的突然跃变, 就像在过冷气体中突然加入凝结核后的液化一样. 磁化态的这种跃变伴随磁场的突然变化, 变化幅度接近 (26) 式的周期. 具有超强磁场的磁星的这种变化必然辐射大量的磁场能, 能够解释磁星巨闪过程中观测到的能量过剩问题. 这种越变过程也有可能触发磁星固体壳层的断裂, 提供了磁星能量释放的新机制, 详细的讨论还需在今后继续进行.

[1] Bhattacharya D, van den Heuvel E P J 1991 *Phys. Rep.* **203** 1
[2] Thompson C, Duncan D C 1995 *MNRAS* **275** 255
[3] Angel J P R, Borra E B, Landstreet J D 1981 *ApJS.* **45** 457
[4] Duncan R C, Thompson C 1992 *ApJ.* **392** L9
[5] Ruderman R 1991 *ApJ.* **382** 576
[6] Gavriil F P, Gonzalez M E, Gotthelf E V, Kaspi V M, Livingstone M A, Woods P M 2008 *Science* **319** 1802
[7] Rea N, Esposito P, Turolla R, Israel G L, Zane S, Stella L, Mereghetti S, Tiengo A 2010 *Science* **330** 944
[8] Lee H J, Canuto V, Chiu H Y, Chiuderi C 1969 *Phys. Rev. Lett.* **23** 390
[9] Canuto V, Chiu H Y 1971 *Space Science Reviews* **12** 3
[10] Visvanathan S 1962 *Physics of Fluids* **5** 701
[11] Canuto V, Chiu H Y 1968 *Physical Review* **173** 1229
[12] Chudnovsky E M 1981 *Journal of Physics* A: *Mathematical and General* **14** 2091
[13] Wang Z J, Lü G L, Zhu C H, Zhang J 2011 *Acta Physica Sinica* **60** 049702 (in Chinese)
[14] Shoenberg D 1962 *Phil. Trans. Roy.Soc.* **255** 85
[15] Liang Z X, Zhang Z D, Liu W M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 050402
[16] Ji A C, Liu W M, Song J L and Zhou F 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 010402
[17] Qi R, Yu X L, Li Z B, Liu W M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 185301
[18] Condon J H 1966 *Physical Review* **145** 526
[19] Johnson M H, Lippmann B A 1949 *Physical Review* **76** 828

Magnetization of degenerate and relativistic electron gas*

Wang Zhao-Jun† Lü Guo-Liang Zhu Chun-Hua Huo Wen-Sheng

(*School of Physics, Xinjiang University, Urumqi* 830046, *China*)

(Received 10 April 2012; revised manuscript received 28 June 2012)

Abstract

The dense electron gas interior neutron star is high degenerate and relativistic. The observation of neutron star about its thermal and magnetic effects depends on transport properties of the electron gas which is thought as the magnetic carrier. Its Landau levels in magnetic field are quantized and highly degenerate. The energy difference of an electron gas between in and not in magnetic field determines the magnetization of the gas, and the corresponding susceptipilities can be obtained through the thermodynamic calculation. When the magnetic field is weak, the susceptipility is 10^{-3} having similar order as in white dwarf. While in strong field the magnetization has the de Haas-van Alphen fluctuant effect like in microtherm metals. The differential susceptipilities can equal or exceed critical for high order harmonic frequency. Correspondingly, there is probably the phase-instability occuring in dense electron gas and the stable state is consisted of two different magnetization phases similar as the first-order phase transition of water. But if, there is a surface energy at the boundary then there is metastable state of homogeneous magnetization. The phase transition of interior neutron star can be observed through its electromagnetic radiation.This electromagnetic radiation may provide the extra energy in starquake model which was proposed to explain the giant flash of a magnetar.

Keywords: neutron star, relativistic, Landau levels, magnetization

PACS: 97.60.Jd, 71.10.Fd, 95.30.Qd

* Project supported by the National Natural science Foundation of China(Grant Nos. 10963003, 10763001, 11063002), the Natural Science Foundation of Xinjiang (Grant Nos. 2009211B01, 2010211B05), the Foundation of Huoyingdong (Grant No. 121107), and the Dr start-up Foundation of Xinjiang University (Grant No. BS110108).

† E-mail: xjdxwzj@sohu.com