

Title	10.中性子星内部の超流動(「量子液体と量子固体の理論」研究会報告,基研短期研究会報告)
Author(s)	藤田, 利光
Citation	物性研究 (1972), 18(6): G32-G34
Issue Date	1972-09-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/88506
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

10. 中性子星内部の超流動

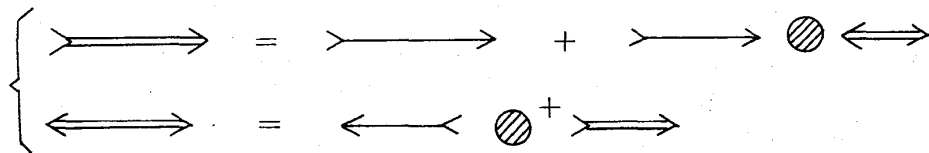
和歌山大・教育 藤田利光

非常に大きな質量をもった物体が、動収縮を Fermi 圧力で支えられて平衡に存在するという事はよく知られている。電子の Fermi 圧力で安定になっているのが白色ワイ星で、さらに大きな星ではこれだけでは支え切れなく収縮が進むのだが、それに伴い原子核互いに接近し原子核の密度ぐらいになると核子が一様に広がってしまう。また電子は Fermi Energy が高くなり、陽子捕獲され一様になったときには中性子の数が圧倒的になっているのだが、この Fermi 圧力で収縮を支えている状態が出現する。このモデルは 1932年に Landau が提案してから、重要な仕事もなされたが、特にここ 10年余りの間に星の歴史という観点から関心をもって研究が進められて来た。1967年、Pulsar が発見され、中性子星と特定されるや、実在性を得て多くの興味をそそっている。

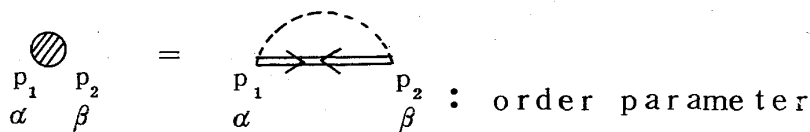
質量が M_{\odot} 程度、半径約 10 km, その構造は数 m の大気の下に 1 km ぐらいの固体 (ion + electron) の殻のあり、それから中心の hadron core に至るまでは中性子と数 % の陽子、電子の流体であり、その全質量の大部分を占める。磁場は 10^{12} gauss 温度は 10^8 K に推定され、Fermi energy が $10^{10} \sim 10^{12}$ K から比べると非常に低温であり、地球上の物性で m K 程度の低温現象が期待される。中性子流体、陽子流体の超流動も期待されるのだが、これはフェルミ粒子であるから対をつくって凝縮していると考えねばならず、相互作用は核力の引力である。核力から、密度の低い場合は 1S_0 の状態の対が、密度が高くなると近接の反撥力をさけるために相対的に角運動量をもった様な対が、Energy 的に安定であり、実際には 3P_2 状態の対が凝縮するという結果が得られている。これは He^3 の超流動の場合とよく似た事情である。 1S_0 と 3P_2 の交代は大体 1.5×10^{14} g/cc でおこり、中性子に対しては外側のうすい部分を除いて 3P_2 状態が期待され、陽子に関しては 1S_0 だと考えられる。この超流動性が、観測される数少ない物理量にどう反映しているかは、明らかでないが、星の speedup と結びつけた議論もある。今のところアカデミックな興味になるかも知れないが、有限の角

運動量をもった対凝縮に対してはその流体力学的なふるまいはわかっていないので、通常の超伝導で用いられる Ginzburg - Landau 方程式をこの様な場合に拡張して、 3P_2 の場合に適用することを試みた。問題を簡単にするために 1成分だけの粒子系で T_c 近くの近似を用いているが、大方の様子は低温でも保たれるであろう。

処方方は Gorkov 方程式から出発する



\longrightarrow : normal state Green



上式を $\textcircled{\bullet}$ と $p_1 + p_2 = K$ で展開すれば (運動量空間での) G-L方程式が得られる。 3P_2 状態は内部状態 $(p_1 - p_2) / 2$ と Spin 状態 α, β についての $|\left(\frac{1}{2} \frac{1}{2}\right) 11 : 2M\rangle$ 空間への写映のみゼロでない状態なのだから $\textcircled{\bullet}$ から Ψ_M ($M = -2, -1, 0, 1, 2$) に移って、 Ψ_M に対する非線型連立微分方程式が得られる。

$$\left(\ln \frac{T_c}{T}\right) \Psi_M^*(\vec{R}) - \frac{7\zeta(3) p_f^2}{48(\pi T m)^2} \sum_{M'} \mathcal{D}_{MM'}(\vec{R}) \Psi_{M'}^*(\vec{R}) - \frac{7\zeta(3)}{8(\pi T)^2} \sum_{M'} \mathcal{N}_{MM'}(\vec{R}) \Psi_{M'}^*(\vec{R}) = 0$$

$$\begin{cases} \mathcal{D}_{MM'} : \text{微分 operator} \\ \mathcal{N}_{MM'} : \Psi_M^*(\vec{R}) \text{ について 2次の行列} \end{cases}$$

これから、次の様な結論が得られる。

- 1) 角運動量の期待値は内部の角運動量からの寄与はない。これは、Fermi level 上の粒子対に対して、下での空孔対があり、うち消しあっていることによる。系の角運動量は流体の運動によるものだけである。
- 2) vortex 状態について、J という quamtization に対応してそれぞれの成分は次の様な orbital な運動をする。

$$\psi_M^*(r\varphi z) = \exp[-i(L^{(M)})\varphi] \psi_M^*(rz)$$

$$M + L^{(M)} = J$$

つまり(内部角運動量)+(軌道角運動量)=(vortexの量子数)

になっている。このことから $J=0$ で一様な状態の外に $M=-L^{(M)}$ の状態が存在する。角運動量0の“渦”，つまり，流れがゼロの linear な励起状態である。

- 3) $\psi_M^*(\vec{R}) = Y_2^M(\vec{R}) \psi$ とすると，この状態は回転に対して不変である。角運動量が有限の状態では一様な状態は等方的でなく，またその逆も成り立つので，この状態は一様ではないのだが，実際中心で $\psi=0$ 中心から遠ざかるに従って const の状態になる。これに関連して，同様のことを 1P_2 について調べ，ソ連の研究者は等方的渦と呼んでいるが，流れはないから渦でもない。 1D_2 に関しては，この状態をつくるに要するエネルギーは system の大きさに比例してしまうが， 3P_2 の場合には遠方では一様な状態と自由エネルギーがちがわないから，一種の excitation と考えられることになる。