

講義ノート

第4回講義 1979年10月26日

“ π 中間子凝縮(その2)”

G. Baym

 π 凝縮状態を考えるに当たって重要なこと

今日、話したいのは、 π 凝縮の計算をどう行うかと云うことである。前回、 π 凝縮の臨界点がどのようなものであるかについて述べた。一般に、 π 場のゆらぎを考えれば、それによるエネルギー増大分 dE' は、前回に考察した Green 関数 D の逆数に、ゆらぎの大きさを掛け合わせたもので与えられる。

$$dE' = -D^{-1}(K, \mu_\pi) d|\langle \pi \rangle|^2$$

前回に出て来た D^{-1} のグラフ(図1)を思い出すと、 π 凝縮の起こる前には、 $D^{-1}(K, \mu_\pi)$ の値は負であることが判る。従って $dE' > 0$ である。系が不安定になって π 凝縮を起こす点はこの項が零になって、そしてその符号を変える点である。ここで我々が考えるような簡単な場合には、パイオン密度がより大きくなると、この関数 $D^{-1}(K, \omega)$ もだんだん上に持ち上がりついには(図1)の点線の位置まで持ち上げられる。これが π 凝縮の臨界点である。この点では、ある特定の波数と振動数を持ったゆらぎが、そのエネルギーを変えずに起っている。従ってその点で系は小さなゆらぎに対して不安定になる。これらは、一般的な2次相転移の前兆である。勿論、無限小のゆらぎでいきなり π 場の大きな値に移ってしまうような1次相転移を考えることも出来る。

さて、次に π 凝縮状態のエネルギーの計算の仕方について考えてみよう。ここでは、 p 波相互作用の効果のみについて述べることにする。基本的には、(図2)にあるような核子の粒子-空孔対状態からなるバブル・ダイヤグラムを考慮することである。より一般的には、パイオンと核子間の s 波相互作用をも考えなければならないし、更にもっと詳しい計算をしようとするれば、 $\pi-\pi$ 相互作用も含めねばならない。パイオン同志の相互作用には2種類あって、1つは、 $\pi-\pi$ 自身の相互作用で、実験室でパイオン同志を衝突させる場合に観測されるものであり(図, 3a)、他の1つは、媒質によって誘起される過程である(図, 3b)。

さて、上述のバブル・ダイヤグラムを計算するに際して、付け加えねばならぬものとして、

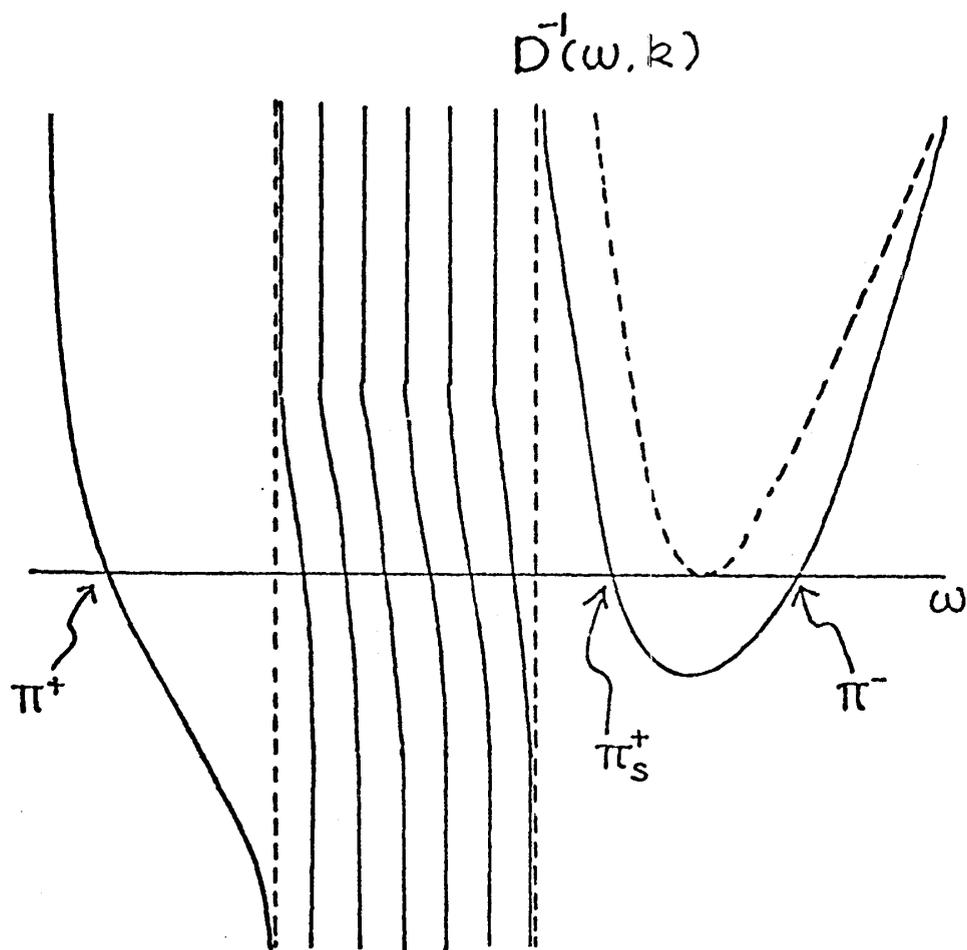


図1 Green 関数 $D(\omega, K)$ の ω -依存性

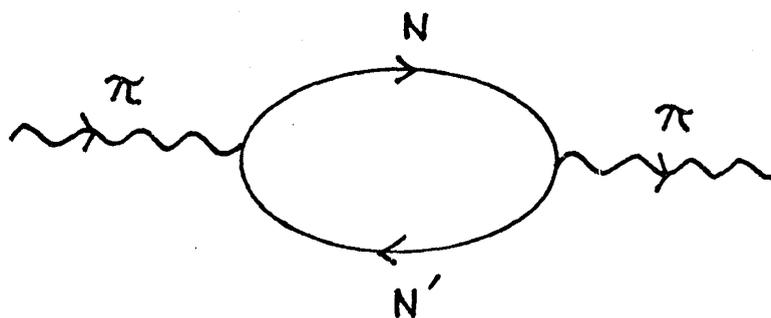


図2 粒子-空孔対

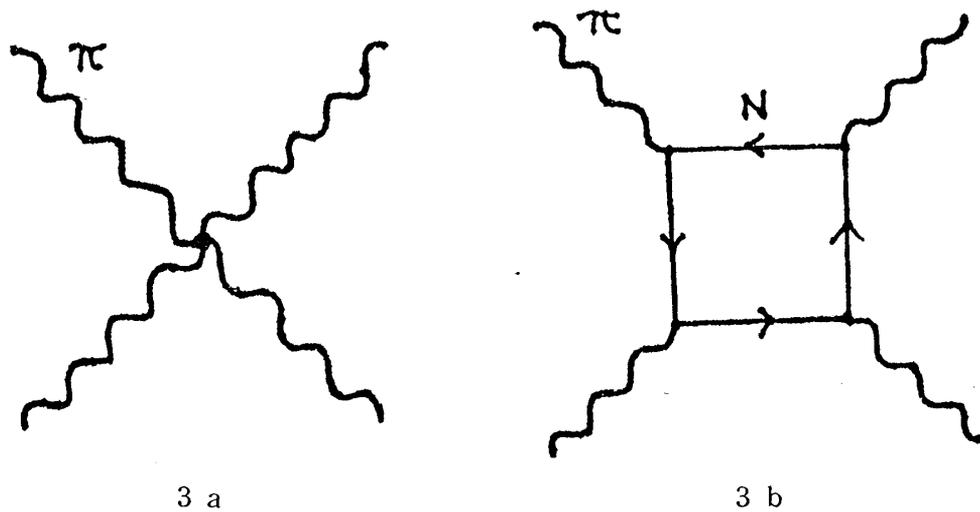


図3 π - π 相互作用

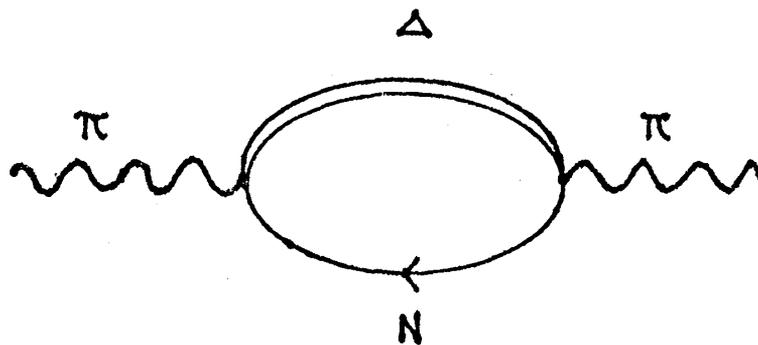


図4 核子-アイソバー対

アイソバー Δ の効果がある。つまり、核子は、 p 波散乱の一部を担うに過ぎないのであってその他に、アイソバー Δ が中間状態になるものがある(図4)。 π 凝縮状態への転移を完全に記述するには、これら両方の過程を含めねばならない。実際には、更に、核力の効果、即ち、ハード・コアや核子相関のようなものも考慮しなければならない。

さて、問題は、これらの色々な物理を実際の計算に如何に含めるかと云うことである。重要なことは、低エネルギー核物理、即ち、パイオン核物理には、カイラル対称性と呼ばれる対称性が存在することである。この対称性は、非常に性質の良い対称性で、これがあることが、何故、パイオンが小さな質量を持っているかを説明する。この事は、PCAC (partially conserved axial vector current) の問題と呼ばれている多くの弱い相互作用の過程によって示されている。この対称性は、強い相互作用の過程に於いても、アイソスピンの対称性に次いで、2番目に良

G. Baym

く成り立っている。又、この対称性は、低エネルギー s 波相互作用、 π - π 相互作用、 π 場と Δ との相互作用等の構造をも完全に決めてしまう。従って、 π 凝縮状態に関する計算の基盤には、最初からこのカイラル対称性が含まれねばならない。

σ -モデル

ここで、上に述べたことを如何にして実行に移すかを、云わゆる σ -モデルを用いて示そう。このモデルは、カイラル対称性を簡単な形で表わしたものである。 σ -モデルのラグランジアン \mathcal{L}_σ (これは、運動エネルギーからポテンシャル・エネルギーを引いたものであることに注意しよう) は、次のように書かれる。

$$\mathcal{L}_\sigma = -\frac{1}{2} \{ (\partial_\mu \sigma)^2 + (\partial_\mu \vec{\pi})^2 \} - \frac{\lambda}{a} (\sigma^2 + \vec{\pi}^2 - \sigma_0^2)^2 \\ + \bar{\psi}_N i \gamma^\mu \partial_\mu \psi_N - g \bar{\psi}_N (\sigma + i \gamma_5 \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}) \psi_N + f_\pi m_\pi^2 \sigma$$

上式の、各項について考えてみよう。 π 場は、アイソベクトルなので3つの成分、即ち、3つの電荷成分 π_1, π_2, π_3 を持っている。それに加えてスカラー場の σ 場がある。これら4つの場は、4次元空間に於ける点として表わされる。即ち、4つの座標軸を、夫々、 $\pi_1, \pi_2, \pi_3, \sigma$ 場に対応させるのである。カイラル対称性とは、この4次元空間に於ける回転対称性のことである。さて、 \mathcal{L}_σ の右辺第1項は、 σ 場と π 場の運動エネルギーの項である。第2項は、ポテンシャルの項。但し、この項は、ポテンシャル・エネルギーに負号を付けたものであるからポテンシャルで云うと正の値になっていることに注意しよう。このポテンシャルの形をみてみよう。先ず、 π 場を考えないことにすると、 $\sigma^2 = 0$ に極大値があつて、 $\sigma^2 = \sigma_0^2$ に極小値がある。この事を古典的に考えてみると、通常は、 $\sigma = 0$ の点が極小エネルギー状態の筈であるが、このモデルでは、極大エネルギー状態になっている(固体物理に於ける色々な構造相転移のモデルは、一般にこのような形のポテンシャルを含んでいる)。極小値は、 $\sigma = \sigma_0$ にあるので、もし仮に σ 場のみを考えることにすると、基底状態では、 $\langle \sigma \rangle \neq 0$ となる。ところで実際には、更に3つの π 場を加えた4次元空間でのポテンシャルを考えねばならない。4次元空間を頭の中に描くのは難しいので、簡単のために、 σ 場と1個の π 場がある2次元空間を考えよう。この場合、ポテンシャルの形は、丁度、ワインボトルの底のような形をしている。そのボトルの中に、小さなボールを入れると、それは転ってボトル底面の側溝に落ちてしまう。そこが、エネルギーの極小状態なのである。このように、 \mathcal{L}_σ の第2項だけでは、エネルギー極小の点は、完全な回転対称性を持っている。ボールは、エネルギー極小の溝に沿って、完全

に自由自在に転げ廻ることが出来る。しかし、このポテンシャルにその回転対称性をこわす、“対称性破り”の項(\mathcal{L}_0 の右辺第5項) $-f_\pi m_\pi^2 \sigma$ を加えると、この項は、丁度、上述のワインボトルを少し σ 軸方向に傾ける役割を果し、 $\pi=0, \sigma=\sigma_0$ の点がエネルギー極小になる。従って、真空での基底状態では、 $\langle \pi \rangle = 0, \langle \sigma \rangle \neq 0$ になる。再び、ワイン・ボトル中のボールで云えば、このような状態で、ボトルの底面の中心方向に転がるには、大きなエネルギーが必要になる。これは、高振動数の振動である。この振動は、 σ 軸方向の運動に対するものなので σ メソンと呼ばれる。即ち、 σ メソンの質量 m_σ は大きい。他方、パイオンの励起状態は、ボールが π 軸方向に転がる運動に対応している。“対称性破り”の項がない場合には、ボールは、全く自由に転がることが出来るから、パイオンの質量 m_π は、恒等的に零である。要するに、 π 軸方向には、復元力がないのである。別の云い方をすると、パイオンは、云わゆる Goldstone ボソンなのである。固体物理の言葉で云えば、Anderson モードと呼ばれているものである。即ち、もし超伝導体等の場合のように、系の対称性を破るような基底状態を考えると Anderson モードが現われる。Anderson モードの振動数 ω_K は、中性超伝導の場合には、 $\omega_K = \frac{1}{3} v_K K$ (K :波数)で与えられる。勿論、実在の超伝導体に於いては、Anderson モードは存在しない。と云うのは、電子間のクーロン力が、このモードの振動数をプラズモンの振動数のオーダーまで持ち上げてしまうからである。即ち、このモードは、プラズマ・モードと混り合ってしまう。

さて、パイオンは、対称性の破れによって生じた Goldstone ボソンであることが判ったが、これに“対称性破り”の項を加えると、ボールは、少しばかり転がり難くなる。実際、このモードの振動数を計算してみると m_π で与えられることが判る。即ち、ポテンシャルの中に、 $-f_\pi m_\pi^2 \sigma$ の項を加えると、その時のボールの転がる運動に対応するモードの振動数は、パイオンの質量 m_π 自身で与えられるということである。 σ -モデルで、先ず第一に気付くことはパイオンの質量が観測されているように非常に小さい事と4次元空間での回転対称性との間には、密接な関係があると云うことである。

さて、 \mathcal{L}_0 の右辺で、残りの2項は、核子との相互作用を表わしている。第3項は、通常自由核子の相対論的ラグランジアンである。普通の教科書では、この他に、核子質量の項も含めるが、今のモデルの場合は、少し異なる。その代わりに、第4項にみるように $-g \bar{\psi}_N \sigma \psi_N$ の項があり、この項が、実質的に核子質量 $m_N = g \langle \sigma \rangle$ を与える。これを導くトリックは、以下の如くである。先ず、質量のない核子を考へて、それが σ 場と相互作用する。ところで、先程述べたように、4次元空間の回転対称性を破るような基底状態(これは、丁度、磁性体に於ける強磁性状態に対応する)が出現すると、 $\langle \sigma \rangle \neq 0$ になり、従って、核子が有限の質量を持

G. Baym

つと云う具合である。第4項の残りの項 $(-g \bar{\psi}_N (i \gamma_5 \vec{\tau} \cdot \vec{\pi}) \psi_N)$ は、通常のパイオンと核子との間の湯川相互作用を表わす項である。ここで明らかなのは、 σ 場、 π 場と核子との間の結合定数が共通なので、第4項も4次元空間での回転に対して不変になっていることである。結局、第5項の対称性破りの項を除けば、この系は、全体で4次元空間の回転に対して不変である。即ち、カイラル対称性が存在する。ところで4次元の回転群は、常に2種の3次元回転群の和で表わされる。では、これらの3次元回転群は、今の場合、何か？ 1つは、ベクトル・カレントのジェネレーターで書ける。このベクトル・カレントは、通常のアイス・スピンである。アイス・スピンは、アイス・スピン空間での回転対称性を表わし、回転対称性に対応するのは、保存された角運動量である。この保存された角運動量が、ベクトル・カレントでありこのベクトル・カレントが、通常のアイス・スピンなのである。他の一つの回転対称性は、軸性カレントである。これは、本質的には、軸性アイス・スピンである。完全な対称性がある場合には、パイオンの質量は零になって、保存量としてベクトル・スピンと軸性ベクトルスピンがある。しかし、現実には、パイオンの質量は非常に小さいが零ではない。如何に小さいかの目安として、 $(m_\pi/m_N)^2 \sim \frac{1}{50}$ を与えて置こう。ここで、 m_N 、 m_π は、それぞれパイオン、核子の質量である。ボソンの議論をする時には、常に質量は、2乗の形で入って来ることを注意しよう。この様に、軸性カレントの都合については、わずかながらも保存の破れがあり、これがPCACである。なお、ベクトルカレントは、常に保存される。

σ -モデルと π 凝縮

さて、上記の事が π 凝縮とどのような関係にあるだろうか？ 又、上記の言葉で、 π 凝縮状態をどのように記述し得るだろうか？ ワインボトルを上から見ると、円が見えるが、それがエネルギー最小の状態である。対称性を破る項を加えると、ボトルは少し傾いて $\sigma \neq 0$ 、 $\pi = 0$ の点が安定点になる(図5参照)。 π 凝縮状態とは、 π 場が零でない期待値を持つ状態で、ノーマルな状態から円周に沿って π 軸方向(正方向或は負方向)に移動した状態である。従って、そこでは $\langle \sigma \rangle \neq 0$ 、 $\langle \vec{\pi} \rangle \neq 0$ である。ここでは、 $\langle \pi_0 \rangle = 0$ である場合、即ち、中性 π 凝縮状態はなく、荷電 π 凝縮状態のみが起っている場合を考えることにする。荷電 π 場は、次の式で与えられる。

$$\pi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\pi_1 + i \pi_2)$$

ここで、 π_1 、 π_2 は荷電 π 成分を表わす直交座標で、中性成分 π_0 を表わす直交座標を π_3 ととり、今、 $\pi_3 = 0$ としている。このように、 π 凝縮とは、ノーマルな状態から $\langle \vec{\pi} \rangle \neq 0$ の

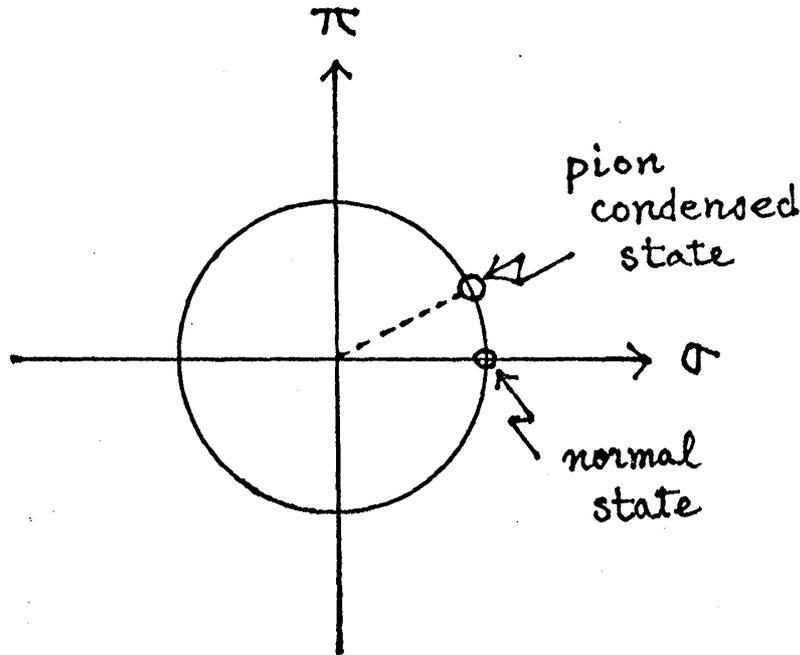


図5 ノーマル状態と π 凝縮状態

状態への回転に対応していると云っても良い。ところで、LeeとWickは、数年前に、これとは別の興味ある状態が現われる可能性を指摘した。それは、系が4次元空間の原点に戻るような状態で、Lee-Wickの異常状態と呼ばれるものである。その状態では、 σ 場の期待値が零であり、従って、核子は完全に質量を失っている。質量を失うことは、エネルギーの得と云う意味で好しいことなのである。即ち、質量のない核子があれば、質量のある核子があるよりも低いエネルギー状態を作れる。従って、この種の状態が生じ得る可能性があると言うことだが、ここでは、このことについては、これ以上言及しない。

さて、ここで、如何に計算を実行するかを手短かに、且つ概念的に述べてみたい。まずは、ハミルトニアンを書き下すことである。そのために、 π 場と σ 場を簡単な形に書き換える。

$$\langle \sigma \rangle = f_\pi \cos \theta$$

$$\langle \pi \rangle = \frac{f_\pi}{\sqrt{2}} \sin \theta e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{x}}$$

ここで、 $e^{i\mathbf{K} \cdot \mathbf{x}}$ は π 場が空間変化をする場合にのみ重要であり、 p 波結合をもつ π 場のエネルギーを低くする。結局、問題は \mathbf{K} と θ の最適値を決めることであるが、ここではその要点のみを述べることにして、詳細は私の小さな灰色の本(Lecture Note entitled "Neutron Stars and the Properties of Matter at High Density" at NORDITA, 1977)を見て頂きたい。さて、求

G. Baym

める状態では、電荷の平均値は零でなければならないから、常に電荷中性条件を満たすような計算を行う必要がある。そのためには、通常自由エネルギーに、電荷密度にラグランジの未定係数を掛けた項を加えた別の自由エネルギーを導入し、これをパイオンの化学ポテンシャルについて極小にすれば、最後には電荷のない状態を得ることになる。これらは全く技術的なトリックである。その他にも、いくつかの変換操作を行ない、最後に非相対論的極限をとると、その形は全く簡単になる。そこで、メソン場を期待値で置き換えれば、ハミルトニアンは、核子場について完全に2次形式になる。これは、メソンに対する平均場近似に他ならない。このようにして得られた通常の相互作用を含まない項は下のようになる。

$$\mathcal{H}'_0 = \sum_{\underline{p}} a_{\underline{p}}^+ \left[\frac{(\underline{p} - \tau_3 \frac{\underline{K}}{2})^2}{2m} - \mu_n + \frac{\mu_\pi}{2} (1 + \tau_3) \right] a_{\underline{p}}$$

ただし $a_{\underline{p}} = \begin{pmatrix} p_{\underline{p}-1/2\mathbf{K}} \\ n_{\underline{p}+1/2\mathbf{K}} \end{pmatrix}$

上式で、 $(p^2/2m)$ は、自由核子のエネルギーで、化学ポテンシャル μ_n 、 μ_π はエネルギーを測る基準を与えるために導入したものである。 $-\tau_3 \underline{K}/2$ の項は、運動量 $\underline{p} - \underline{K}/2$ の陽子と運動量 $\underline{p} + \underline{K}/2$ の中性子を同時に取り扱うために導入した。即ち、 τ_3 はアイソ・スピンの第3成分で、陽子は+1、中性子は-1の値をとるアイソ・スピン空間での演算子である。相互作用の項も同様に書き下せて、例えば、 p 波相互作用の項は、次のようになる。

$$\mathcal{H}_{p\text{-wave}} = - \sum_{\underline{p}} a_{\underline{p}}^+ \frac{f}{m_\pi} \langle \pi \rangle \sqrt{2} \underline{\sigma} \cdot \underline{K} \tau_2 a_{\underline{p}}$$

ここで、 $\underline{\sigma}$ は核子のスピン、 \underline{K} は π 場の運動量を表わす。結局、これらに、メソン場のエネルギー E'_π を加えた全ハミルトニアン \mathcal{H}' は下のようになる。

$$\mathcal{H}' = \sum_{\underline{p}} a_{\underline{p}}^+ \left[\frac{(\underline{p} - \tau_3 \frac{\underline{K}}{2} \cos \theta)^2}{2m} - \mu_n + \frac{\mu_\pi}{2} (1 + \tau_3 \cos \theta) - \frac{f}{m_N} \frac{f_\pi}{2} \sin \theta \underline{\sigma} \cdot \underline{K} \tau_2 \right] a_{\underline{p}} + E'_\pi$$

ここで

$$E'_\pi = \frac{f_\pi^2}{8} \left[(K^2 - \mu_\pi^2) \sin^2 \theta + 4m_\pi^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]$$

上式の第1項は、もし $\cos \theta = 1$ とすれば、相互作用のないハミルトニアン \mathcal{H}'_0 に他ならないが、 $\cos \theta$ を導入することによってパイオンの s 波成相互作用の効果を不思議なくらいうまく取り入れることが出来る。メソン場のエネルギー E'_π は、ワイン・ボトルを傾けて、 θ が零でない値を持つときに、エネルギー極小位置からのはずれによってエネルギーが増加することを表わす部分である。

さて、このハミルトニアンは2次形式でありアイソスピン・マトリックスを対角化することはやさしい。まず、スピンの軸を \underline{K} の方向に選べば、残りは、アイソ・スピン空間の τ_3 と τ_2 だけである。これは2行2列のマトリックスだから簡単に対角化出来て、結局、2個の固有状態を見つける。 π 凝縮のある場合 (即ち、 $\theta \neq 0$ の場合)、 τ_2 を含む項があるので、得られた固有状態は中性子と陽子の1次結合であり、その混り角 χ_p は

$$\tan \chi_p = \frac{g_A K \tan \theta}{\mu_\pi - \underbrace{p \cdot \underline{K}}_{\sim} / m}$$

で与えられる。ここで、 $g_A = g f_\pi / m_N$ である。 π 場の運動量 \underline{K} と化学ポテンシャル μ_π は、自由エネルギーを極小化することによって決定される。ところで、系のエネルギー \hat{E} は、個々の核子のエネルギーと場のエネルギー E'_π の和である。又、個々の核子のエネルギーの和は、単に系にある核子の数で定まるフェルミ球内の状態のエネルギーの総和を作れば良い。即ち、全エネルギー \hat{E} は

$$\hat{E} = \frac{1}{2} f_\pi^2 \{ (K^2 - \mu_\pi^2) \sin^2 \theta - 2m_\pi^2 \cos \theta \} + \sum_{\substack{\epsilon_p^\pm \\ \langle \mu_n \rangle}} \epsilon_p^\pm$$

で与えられる。さて、このエネルギーをパイオンの化学ポテンシャルについて極小化すると、電荷密度が零の保証を与える： $\langle f_q \rangle = 0$ 。更に、 K について極小化すると、これは系の基底状態に於いて電磁流がないことを保証する： $\langle j_q \rangle = 0$ 。もし、 K が零と異った値をとると、それは超流動を持つ状態に対応する。このようにして得られた μ_π と K の値を \hat{E} の表式に代入すると、結局、 \hat{E} は密度 n と角度 θ の関数として、次のような簡単な式で与えられる。

$$E(n, \theta) = E_0(n) - \frac{n^2}{8f_\pi^2} \frac{g_A^2 (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta}{1 + (g_A^2 - 1) \sin^2 \theta} + f_\pi^2 m_\pi^2 (1 - \cos \theta)$$

G. Baym

ここで,

$$g_A = g f_\pi / m_N \quad \text{及び} \quad m_N = g f_\pi$$

(f_π は, 4次元空間に於ける球の半径であることに注意), で与えられることを考えると $g_A = 1$ の筈であるが, 現実的な値は $g_A \simeq 1.3$ である。いくつかの技術的な理由で, 我々は理論的な値よりも実用的な値を用いているが, ここではその理由の詳細には立ち入らない。さて, 上式で密度が十分に大きくなれば, 最終的には第2項が最も大きくなる。その際, $\theta \neq 0$ で, $g_A > 1$ なら係数は正であり, 密度が大きくなればなるほどこの項は系のエネルギーを下げる。 $\theta = 0$ の時には, 勿論, この項は恒等的に零である。従って, $\theta \neq 0$ の解が現われ始めるところが, π 凝縮状態への臨界点である。即ち, ノーマルな状態のエネルギーと $\theta \neq 0$ の状態のエネルギーを比べるとある臨界密度 n_c を見出す。

$$n_c = \frac{2 f_\pi^2 m_\pi}{g_A \sqrt{g_A^2 - 1}}$$

$n < n_c$ では, ノーマルな状態の方が, 又 $n > n_c$ では, $\theta \neq 0$ の状態の方がエネルギーが低く $n = n_c$ は2次相転移の転移点である。今, $n = n_c$ のまわりでエネルギーを展開すると π 凝縮状態のエネルギーの平均場近似での表式を得る。

$$E_{\text{cond}} \simeq E_0(n) - \frac{2 g_A \sqrt{g_A^2 - 1}}{4 g_A^2 - 1} n_c m_\pi \left(\frac{n}{n_c} - 1\right)^2$$

以上が最も簡単な計算でカイラル対称性, s 波相互作用, p 波相互作用, π - π 相互作用等々の弱い場の効果を考慮するやり方である。ただここでは, 重要な効果ではあるが, アイソバー Δ については何もふれなかった。

核力と π 凝縮

上に述べた結果を, 更に改良しなければならない点もいくつかある。明らかな困難の1つは今考えていた項が密度に関して2乗で変化するのに対して, 自由粒子からの寄与 $E_0(n, \theta)$ は, 5/3乗で変化する。従って, もし普通の物質が, この程度の近似で議論されるなら, その系はどんどん高密度になって, 世界は崩壊してしまう。何故なら, 高密度では, π 凝縮のエネルギーの方が, 自由粒子のエネルギーよりも大きいからである。この事は, 勿論, 1935年に京都では既に知られていた。即ち, 湯川中間子論が示すところは, 自由核子と π 場との相互作用

用のみを考慮すると、系は不安定になって崩壊してしまうと云うことである。 π 場は引力を生じさせ、その引力は、ただ、崩壊を導く。今見ているものも、一寸異った形で書かれてはいるが、本質的に同じ振舞であり、引力的な擬スカラー中間子場で誘発された崩壊現象である。しかし、そのような崩壊は、別に深刻な問題ではない。と云うのは、現実には核子がハード・コアを持っていて、それによる反発力を考えれば良いからである。即ち、上に得られたエネルギーの表式で、自由粒子エネルギーの項は、自由粒子エネルギーと通常の核子間反発力による項の和で置き得えられる。良く知られているように、高密度になると核子エネルギーは、単純な $n^{5/3}$ より早く増加する。従って、崩壊の問題は起らないのである。

さて、核力が π 凝縮の問題で演じている重要な役割について、より詳しく見てみよう。それは、誘電物質に於ける古典的な Lorentz - Lorentz 効果に対応するものである。問題になるのは（少くとも非凝縮相に於いては）、パイオンの交換による力である（図6）。

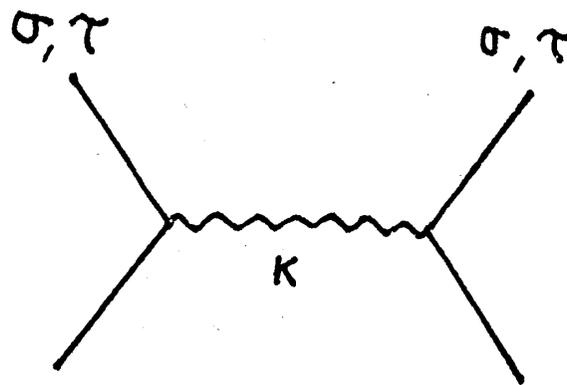


図6 1パイオン交換ポテンシャル (OPEP)

図6に対応する単純な湯川理論で得られる通常の1パイオン交換ポテンシャル (OPEP) を書いてみると下のようになる。

$$V_{\text{OPEP}} = - \left(\frac{f}{m_\pi} \right)^2 \frac{(\underline{\sigma} \cdot \underline{K})(\underline{\sigma}' \cdot \underline{K})}{K^2 + m_\pi^2}$$

$$= - \left(\frac{f}{m_\pi} \right)^2 \sigma_i \sigma_j \left[\frac{K_i K_j - \frac{1}{3} K^2 \delta_{ij}}{K^2 + m_\pi^2} - \frac{1}{3} \frac{m_\pi^2}{K^2 + m_\pi^2} \delta_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} \right]$$

ここで、 $(f/m_\pi)(\underline{\sigma} \cdot \underline{K})$ が夫々のバーテックスに対応し、 $-(K^2 + m_\pi^2)^{-1}$ は静的なエネル

G. Baym

ギ一分子である。1行目を形式的に書き直すと2行目を得られるが、この形にして置くと便利なことがある。先づ、第一項はテンソルの変換性を持ち、フーリエ変換して実空間表示に戻せば、これは核子間のテンソル力になる。第二項は反発的湯川ポテンシャルであり、第三項は引力的な δ -関数である。ここで引力と云っているのは、スピンの平行に揃った時に引力になるという意味で、スピンが反平行なら符号を逆転して考えればよい。ここで重要なことは、この引力的 δ -関数が、 π 凝縮に味方する傾向にあることである。しかし、実際には核子相関があって、それは核子を互に近づけないようにする。この引力は、運動量空間で定数だから、実空間では、 δ -関数型の短距離力になる。ところが、2つの核子は、ハード・コアがあるのでそこまで近づけない。即ち、核子相関の第一の効果は、先づこの引力項を取り除くことになる。これらの事情を、Landauのフェルミ液体論の言葉で云えば、反発力を考慮することによってこの引力項は取り除かれると云うことになる。ここで、一寸、核物質におけるLandauのフェルミ液体論について述べてみよう。常流体ヘリウムでは、有効相互作用は、 $f + g \cdot \underline{\sigma} \cdot \underline{\sigma}'$ で与えられ、夫々、普通はスピン対称項、スピン反対称項と呼ばれている。核物質では、この他にアイソ・スピンの項がある：

$$f + g \underline{\sigma} \cdot \underline{\sigma}' + f' \underline{\tau} \cdot \underline{\tau}' + g' (\underline{\tau} \cdot \underline{\tau}') (\underline{\sigma} \cdot \underline{\sigma}')$$

ここで、 $g' = \frac{1}{3} (f/m_\pi)^2$ とすると、第四項は丁度先程の引力的 δ -関数の項を打ち消す。だから、核子相関を考慮する最も簡単な方法は、この引力的 δ -関数を打ち消すようなLandauパラメタを用いることである。相関とLandauパラメタの関係は、興味深い問題である。普通Landauパラメタは弱い相互作用のある系で用いられるが、今は、強い相互作用のある系である。これに関連して、Lorentz - Lorentzの計算を思い出す。誘電物質中に半径 a の球状の空間を作ると、その上半球面は正に、下半球面は負に帯電する。そこで生じる局所的電場はLorentzの局所場と呼ばれる。ここで面白いことは、この局所場は球の半径 a に依らないことである。2つの電気双極子の間の相互作用を書いてみると V_{OPEP} と同じ形になり、 δ -関数の項が出て来る。小さな球の役割は、2つの双極子が近づき過ぎて δ -関数を感じないようにすることにある。このように、Lorentz - Lorentzが行ったのは、正に相互作用のある電気双極子系に於けるLandauパ

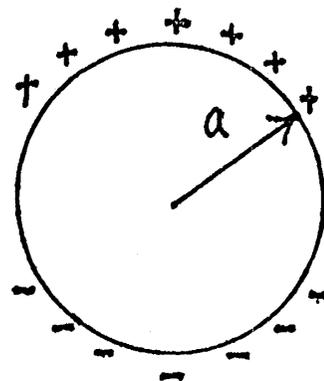


図7 Lorentz - Lorentz の誘電球

ラメタの計算だったのである。

さて、核子相関の効果が、単に互に接触することを防ぐためだけなら、 $g' = r(f/m_\pi)^2$ として、 $r = \frac{1}{3}$ でよいが、実際には $\frac{1}{3}$ 以外の値も考え得る。後に示すように、 π 凝縮が起きるかどうかは、まさに r の大きさに依っているので、 r の値の曖昧さにつながる。Migdal は、実際の原子核の実験で、磁気能率の大きさをみて、 $r \simeq \frac{1}{2}$ を見積った。又、Bäckmann と Weiss の計算によると $r = 0.44$ と云うことである。 $\frac{1}{3}$ よりは少し大きそうだが、ハッキリしたことは判らない。

さて、先に見たように π 凝縮の臨界密度 n_c は、 $g_A (\geq 1)$ について減少関数であり、凝縮エネルギー E_{cond} は g_A について増加関数である。即ち、 g_A が大きい程、 π 凝縮は起り易いことになる。ところで、上述の Landau パラメタの効果は、 g_A^2 を単に $g_A^2(1-r)$ に置き換えることである。即ち、核子相関は π 凝縮を起り難くする傾向にある。結局、今後の問題としては、 r を如何に正確に決めるかと云うことである。

アイソバーの効果

次に興味ある点は、どのようにしてアイソバーの効果を含めるかということである。ここで再びカイラル対称性が重要な役割を演じる。前に書いたハミルトニアンを書き直すと次のような形になる。

$$\mathcal{H}' = \sum_{\underline{p}} a_{\underline{p}}^+ \left[\left(\frac{p^2}{2m} - \mu_n + \frac{1}{2} \mu_\pi \right) + \frac{K^2}{2m} \cos^2 \theta \right. \\ \left. + \frac{\tau_3}{2} \cos \theta \left(\mu_\pi - \frac{\underline{p} \cdot \underline{K}}{m} \right) - \frac{\tau_2}{2} \sin \theta g_A \underline{\sigma} \cdot \underline{K} \right] a_{\underline{p}}$$

上式右辺第一項は、自由粒子のハミルトニアンである。第三項は、 π 場と核子場との p 波結合の項で、保存量であるベクトル・カレントとアイソスピンの角運動量の積の形になっている。即ち、4次元ベクトル K (μ_π は K の第4成分) とベクトル・カレントの積 $\times \cos \theta$ の形になっている。第四項も p 波結合で、軸性カレント $\times \cos \theta$ の形になっている。一旦、 π 場との結合がこのような簡単な形をしていることに気が付けば、どのようにして、結合をアイソバーの自由度を含める形に一般化するかは直ぐに判る。即ち、単にアイソバーに対するベクトル・カレントの項と軸性カレントの項を含めれば良いだけである。そうすると、前にはスピナー・アイソ・スピン空間で 4×4 行列 (スピン $2 \times$ アイソ・スピン 2) を考えたが、今度の空間は、もっと拡大されて、中性子、陽子と4つの Δ (Δ^{++} , Δ^+ , Δ^0 , Δ^-) からなる 20×20 行列を

考えることになる。成分の数が 20 になるのは、中性子、陽子が夫々 2 つずつのスピン成分を持ち、4 種類の Δ が夫々 4 ずつのスピン成分を持つ (Δ はスピン $\frac{3}{2}$ の粒子) からである。20 × 20 行列の計算は、技術的には大変であるが、概念的には何も問題はない。具体的には、簡単なクォーク・モデルの行列要素を用いると、とにかく 20 × 20 行列の全ての行列要素を求めることができ、あとは前と同じようにして解ける。これが、アイソバーを考慮するやり方である。

こうして、アイソバーを含めてみると、再び、むしろ簡単な結果になることが判る。即ち、核子相関によって修正された有効結合定数 g_A が、もう一度下のように修正されるのである。

$$g_A^2 \rightarrow g_A^{**2} = (1+S)(1-r)g_A^2$$

ここで、 S はある定数で、実質的に 0.8 程度であることが判る。このように、アイソバーは、 π 凝縮を促進する傾向にある。結局、アイソバーの効果は、実質的に相関効果を打ち消し、それで元の自由粒子模型がかなりよい記述になる。

π 凝縮と観測

ここで話題をかえて、 π 凝縮の観測の可能性について議論しよう。それには、2 つの異った分野の問題を議論することになる。その一つは、天体物理の問題で、 π 凝縮が中性子星の冷却に重要な役割を果しているのではないかということである。他の一つは、現実の原子核において π 凝縮を観測する可能性についてである。

中性子星の冷却機構

まず、中性子星の冷却について議論しよう。最初に観測結果をみてみることにする。(表 1) に示したのは、既に知られている 3 つのパルサーと 3 つの超新星の残骸 (Super Nova Remanence) についての資料である。

表中の温度の上限は、対象物の中にある点源から出ている熱的 X 線を Einstein 観測衛星で観測し、そのデータを、Massachusetts 州の Cambridge にある地上受信所で受け取ったものに基づく。これらの点源は、パルサーであるが、(表 1) の下段の超新星の残骸では未だ点源が見つからない。超新星の残骸は大きな膨張しているガス雲である。超新星は、ほとんどの場合中性子星を残すのだが、上述の超新星残骸の場合には未だそれが観測されていないのである。(表 1) の中で上段の 3 つは、既に知られている中性子星で、Crab と Vela の場合には超新星残骸も観測されている。ここで不思議なことは、これらの中性子星の温度がなぜ光学的に観測されない程に低いか、又、他の超新星残骸中に中性子星があるとすれば、何故、観測にかからない

表1 パルサーと超新星残骸の年令と温度の上限

パルサーと超新星残骸	年令 (years)	温度の上限 (K)	
PULSARS {	CRAB	925.	3×10^6
	VELA	~ 11000.	1.4×10^6
	PSR 1529 + 28		5.0×10^5
SNR {	CAS A	~ 300.	1.7×10^6
	TYCHO	406.	2.1×10^6
	1006	973.	8×10^5

かである。要するに、問題は、いかにして中性子星がもはやこの種の方法で観測されないほど速く冷却してしまったかを理解することにある。勿論、中性子星は全く存在しないので見えないのかも知れない。超新星残骸は、元の星を完全に壊わし全く何も残していないか、又は、ブラックホールを作っている可能性もあるが、今のところ、答は全く判らない。しかし、少なくとも、上の三つの場合には、パルサーが観測されているので中性子星は存在する。

特に問題がハッキリしているのは、カニ星雲の場合である。なぜなら 1054年にカニ星雲の爆発が観測されているからである。それで、カニ星雲の年令が正確に925年であることが判る。一方、超新星中の中性子星の温度は、 10^{11} K (10 MeV) であることが判っている。ただし、この温度は内部の温度であり、ここで測定されている温度は、もちろん表面温度であるので、その違いを考慮しておかねばならない。中性子星の中心から外に向って温度の変化する様子をグラフに描いてみると、大体、(図8)のようになる。このように、中性子星の内部の温度は、その中心からすぐ表皮近くまで殆んど一定で、温度の変化している領域は表面近くの極く狭い1~2mの厚さの部分のみである。その温度の下り切ったところが表面温度 T_s である。このように、温度が中性子の内部で殆んど一定になるのは、電子による熱伝導度が非常に高いためである。ただ表皮部だけが光子の放出によって冷えて、このような温度変化を示すのである。通常、星の内部の温度は表面の温度より2桁高いと期待されているので、表面温度が 10^6 K とすると、内部の温度は 10^8 K 程度となる。ここで、問題は、何故、中性子星の温度がこのように低くなったかである。

次に、「中性子星はいかにして冷えるか?」について考えることにしよう。ここでは、 π 凝縮の場合について述べる。最も簡単な冷却機構は、いわゆるURCA過程である。この過程で

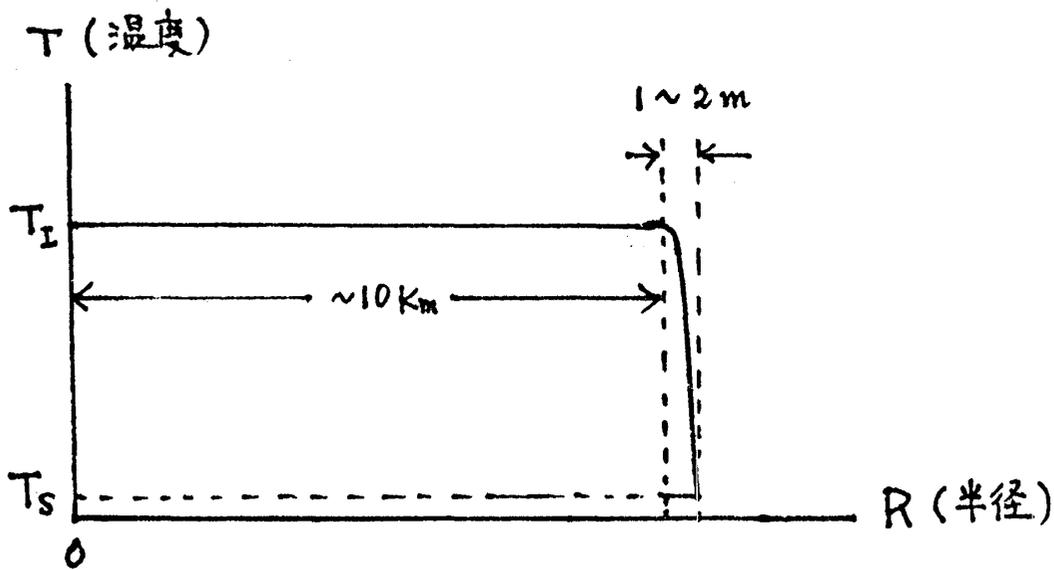
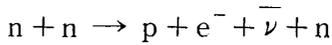


図8 中性子星中の温度分布

は、有限温度で中性子が陽子、電子、そして中性微子に崩壊し、その中性微子が星の外に飛び出すか、或は、電子が陽子を捕獲し中性子と中性微子になり、この中性微子が星の外に飛び出すことによって、星は冷える。ところで、URCA というのは、Brasil の Rio にあるカジノの名前から来ている。その由来は明白で、ゲームをする度に銀行が賭金を持って行ってしまいうように、中性微子は常に反応式の右辺にあり、決して戻って来ないからである。さて、この過程が低温でどのようにエネルギーや運動量を保存するかを考えてみよう。まず、エネルギーについて考える。中性子はフェルミ球を作る。中性子の数が多ければ、それだけフェルミ温度は高くなり、熱的に励起された中性子は全てフェルミ面から $k_B T$ の範囲にある。即ち、余分なエネルギーは $k_B T$ のオーダーである。中性子は、第一の過程で陽子・電子そして中性微子に崩壊するが、陽子と電子も、夫々のフェルミ面上 $k_B T$ の範囲内のエネルギーを持つであろうし、従って、中性微子は $k_B T$ のオーダーのエネルギーを持つことになる。(絶対零度では、中性子の化学ポテンシャルは陽子と電子のそれらの和に等しい事を思い出そう。) 次に、運動量のバランスを見てみよう。中性子は全て、大体、中性子のフェルミ運動量ぐらいの運動量を持っている。陽子・電子も同様に、夫々のフェルミ運動量ぐらいの運動量を持つ。ところで、中性子の数は陽子・電子に比べて大変多いので、そのフェルミ運動量は陽子や電子のそれに比べてずっと大きい。又、中性微子もエネルギーが小さいため、その運動量は大変小さい。このように、崩壊に際してエネルギーを保存させる過程を考えると、運動量は保存させられなくなる。従って、URCA 過程は低温で指数関数的に起り難くなる。

では、系の他の成分に運動量を移すにはどうするか？ 正常な系に於いては、修正 (Modified)

URCA 過程と呼ばれるものがある。この場合には、 β 崩壊の際、運動量は別の粒子、例えば側にいる中性子に移される。

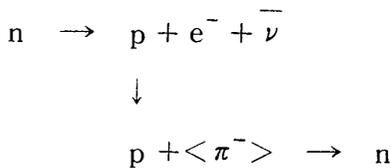


この過程では、どのような温度依存性が期待できるだろうか？ 固体物理での輸送現象の理論、例えばフェルミ流体論を用いれば、各縮退粒子の位相空間の積分から (T/T_F) の因子が出て来るので、今の場合、 $(T/T_F)^5$ が出てくる。一方、エネルギー保存から T^{-1} が出て T^4 に減る。さらに中性微子の位相空間からの寄与として T^3 がかかり、 $k_B T$ 幅のエネルギーに対して考えているから、発光強度 L は、結局、 T^8 に比例する。

$$L_{\nu} \sim (6 \times 10^{39} \frac{\text{erg}}{\text{sec}}) \frac{M}{M_{\odot}} \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3} T_9^8$$

ここで $T_9 \equiv T/10^9$ (K)。太陽の発光強度は大変小さく 4×10^{33} (erg/sec) である。このように、運動量の保存は側にいる中性子が運動量を吸う事によって保たれたが、一方で初期および終状態の余分の中性子の存在は、各々 (T/T_F) の因子を出し、それだけ冷却率は減少して T^8 依存性となる。

では、 π 凝縮が起っているときはどうであろうか？ この場合には、次の様な過程を考えることができる。



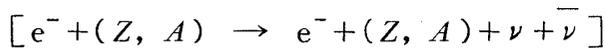
すなわち、中性子は前の様に β 崩壊し、陽子が凝縮した π 場により散乱されることで運動量を保存することが出来る。これは一種の Bragg 散乱であり、丁度電子の結晶による散乱の様なものである。核子は、凝縮した π 場によって散乱され、その運動量だけでなく、電荷や振動数も変えることができる。重要なことは、 π 場は運動量を他に与えることが出来る上に、 π 場自体は、フェルミ縮退していないことである。そこでこの場合には、 $(T/T_F)^2$ の因子は出てこない。その結果、発光強度は T^8 ではなく、 T^6 に比例する。

$$L_{\nu}^{\pi} = 1.5 \times 10^{46} \cdot \theta^2 \frac{M}{M_{\odot}} \frac{\rho_0}{\rho} T_9^6 \text{ (erg/sec)}$$

G. Baym

前の場合と比べて、発光強度は $(T_F/T)^2$ だけ増加したばかりか、数係数も 10^{46} で前の場合の 10^{39} に比べてずっと大きくなる。このように、 π 凝縮により、発光強度は非常に増大することが判る。凝縮した π 場で扱う事の最も重要な点は、 π 場による散乱によって余分の運動量を吸収出来ると云うことである。この過程を違った角度から見てみよう。 π 凝縮した系の固有状態は、中性子と陽子の線型結合である。このような結合フェルミ粒子は β 崩壊して、又、自分自身になれる。結合粒子はフェルミ球を作り、フェルミ面近傍の結合粒子はフェルミ球を横切って β 崩壊出来るのである。即ち、先ず、結合粒子中の中性子を取り出す。その中性子は β 崩壊して陽子になる。この陽子は、又、結合粒子を作る。このように、二つの結合粒子が β 崩壊に関してマトリックス成分を持つことが判る。上の式で、 θ は π 凝縮の内容を表わす量で、だいたい $\frac{1}{10}$ くらいのオーダーであろうが、正確な値は、密度 ρ の値と同様、今のところ知るすべもない。これらは、今後解明されるべき問題であろう。

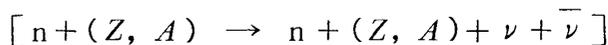
さて、起り得る他の重要な冷却機構を二つあげよう。一つは、いわゆる星殻制動放射過程 (crust bremsstrahlung) である。この過程では、星殻中の核子によって電子が散乱され中性微子の対が発生する。



これは中性微子制動放射であって、通常的光子の制動放射ではない。この過程は、 T^6 の温度依存性と 10^{39} の係数を持つ発光強度を与える。

$$L_\nu \sim 5 \times 10^{39} \frac{M_{\text{crust}}}{M_\odot} \cdot T^6$$

中性子も又、中性微子制動放射を誘起することができる。



これらの冷却機構に加えて、表面からの放射による極く普通の冷却、表面冷却がある。これによる表面温度 T_S は、 $T_S \sim (10T)^{2/3}$ で与えられる。ここで T は内部温度である。

次に冷却率を考えてみよう。有限温度ではフェルミ液体論に於ける低温展開を用いてエネルギー E は、 $E = E_0 + \dots \rho^{1/3} T^2$ のように書ける。ここで $\rho^{1/3}$ は状態密度を表わしている。一方、エネルギーは、発光現象によって星の外に放出される。発光強度はエネルギーの時間微分で与えられるから

$$L = \frac{\partial E}{\partial t} \sim T \frac{\partial T}{\partial t}$$

となる。ここで最右辺の T は、フェルミ液体の (定積) 比熱である。一方、発光強度の温度依存性は前に求めたから、上の式と合わせると星の寿命 Δt を計算出来る。その結果は、以下の通りである。

$$\Delta t = \begin{cases} 0.2 \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right)^{1/3} [T_9^{-6}(f) - T_9^{-6}(i)] \text{ (year)} & \text{(修正 URCA)} \\ \frac{3}{\theta^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{1/3} [T_9^{-4}(f) - T_9^{-4}(i)] \text{ (sec)} & \text{(\pi 凝縮状態)} \end{cases}$$

$$\Delta t \sim \{T(f)\}^{-2/3} - \{T(i)\}^{-2/3} \quad \text{(光子放射)}$$

もし超流動が起っているとすればどうなるだろう？ 冷却に関して超流動の影響は二つある。1つは、もし超流動が起っていれば、エネルギー・ギャップの存在の為、冷却過程の起こる率は減少する。従って、発光強度は超流動により大巾に減少させられる。更に、超流動転移の直下では、比熱は大変大きい。それで超流動が起って直ぐの間は、比熱が大変大きいのに、エネルギーの放出率はずっと小さくなるので、冷却率は、益々、小さくなる。一方、更に温度が下がると、今度は比熱が大変小さくなるので冷却率は増大する。このように、現象は大変複雑である。

これらの冷却過程を要約するグラフが図9である。横軸が星の年令、縦軸が星の内部の温度である。グラフは、夫々に示されている過程のみが含まれる時に、星がどのように冷えるかを表わしている。修正 URCA 過程は、星を一ヶ月で 10^9 K まで冷やす。超新星の内部の温度が 10^{11} K であることを考えると、これは非常に速い冷却である。フォトン冷却は、10 万年から 100 万年になるまで余り重要にはならない。従って、観測されているパルサーの年令ぐらいでは、やはり中性微子放射が重要な冷却過程である。1000 年くらいまでは、修正 URCA 過程がより重要で、その後は、星殻制動放射の方がより重要になる。

では、 π 凝縮が起きるとどうなるだろう？ π 凝縮による冷却率は非常に高い。それは、運動量を良く保存し、また非常に高密度領域で起こるからである。それで、 π 凝縮は非常に冷却の割合を増大させ、中性子星の内部の温度をずっと下げることが判る。ここで、問題は π 凝縮が実際に観測にかかっているかどうかである。そのためには、我々は、星の外側の温度の上限

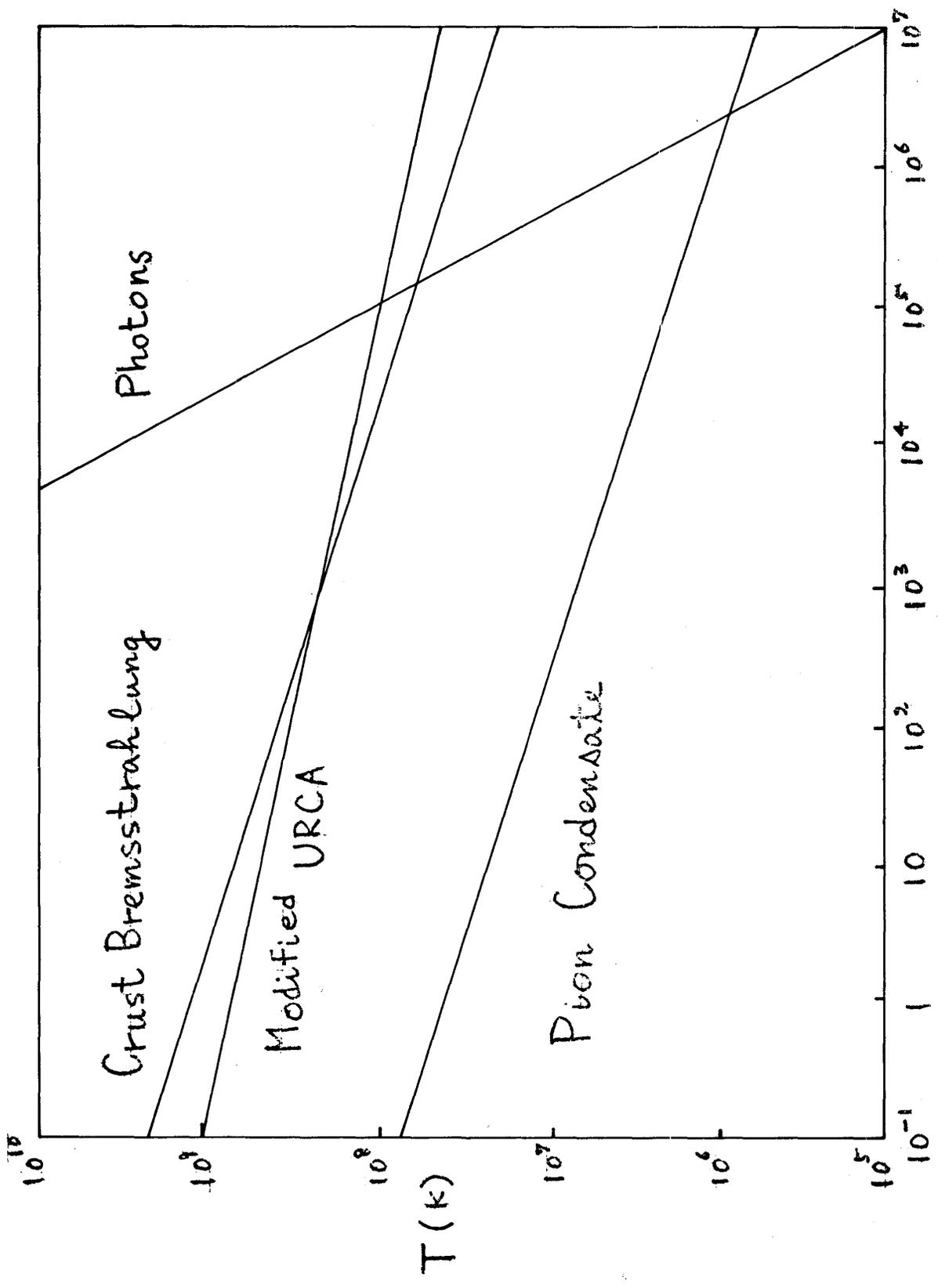


図9 中性子星の冷却機構

を知っているのです、それから星の内部の温度を理論的に決めてみればよい。Crabの場合には(表1)にあるように、現在、大体1000年くらいのところにおいて、その表面温度の上限は、 3×10^6 Kであることが判っている。表面温度から内部の温度を正確に決める方法は、未だ確立されていないが、大体2桁ぐらい高くなるだろうと考えられているので、今の場合、 10^8 Kのオーダーである。これは、残念ながら、むしろ普通の冷却過程で説明出来る温度である。しかし、この数値は単に上限であることを忘れてはいけない。もし、もっと正確な観測によってこの上限の温度が引き下げられるような事があると、それに対応する内部の温度は、もはや普通の冷却機構によっては説明され得なくなり、 π 凝縮により増大された冷却過程が重要であることの証拠になるだろう。

原子核に於ける π 凝縮

ここで、通常原子核の中でどのような効果を探ることが出来るかを簡単に述べてみよう。先ず、最初の疑問は通常原子核が π 凝縮をしているかどうかである。これまでのところこれに対する証拠らしきものは、何もみつかっていないが、みつかるのであれば以下のような方法であろう。 π 凝縮状態では、パリティ対称性が破れている。一般に、パリティ対称性の破れを導くものとして、パリティ二重項を考えることが出来る。基底状態は、パリティ二重項であろう。このことは、次の事を考えると判る。パイオンが有効ポテンシャル(図10)を感じている時、状態は偶状態と奇状態に分かれる。これは、簡単なダブル・ウェル・ポテンシャルがある

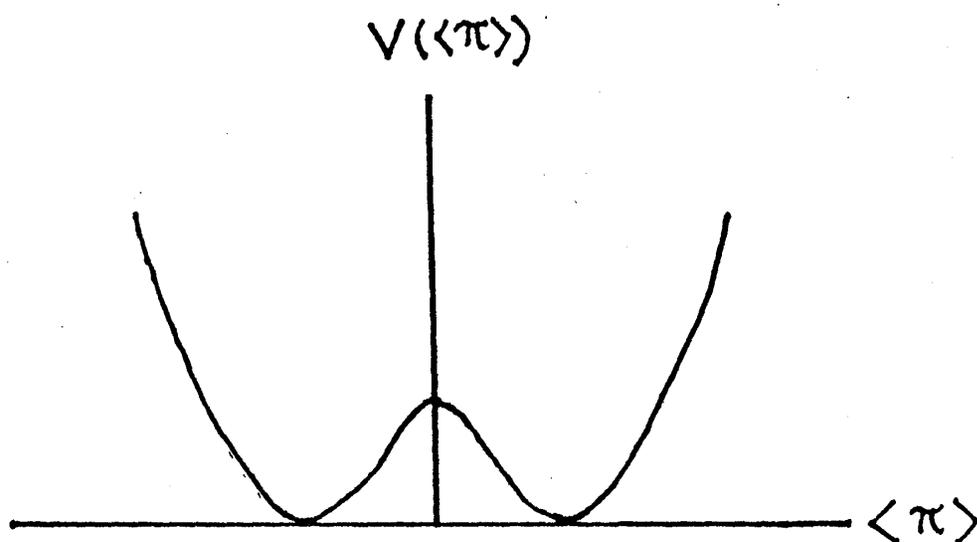


図10 パイオン有効ポテンシャル

場合の初等的な量子力学の問題である。もし、ポテンシャルの中央の最大値が非常に高ければ対称状態と反対称状態とのエネルギーは、互に非常に近い。大雑把に云って、これらの状態のエネルギー差は、系のサイズによって指数関数的に減少する。系が無限の大きさになると、この状態は全く同じエネルギーを持つ。しかし、実際の原子核は有限の大きさであるので、反対称状態 (O^- 状態) は、基底状態である対称状態 (O^+ 状態) より高いエネルギーを持つ。ここで、問題は反対称状態のエネルギーが、どの程度基底状態のエネルギーに近づく傾向にあるかである。しかし、実際の原子核の中で O^- 状態のエネルギーが減少していると云う証拠は今のところない。例えば、 ^{16}O では

$$E_{O^-} - E_{O^+} = 12.78 \text{ MeV}$$

である。ところで、 O^- 状態は、原子核に於ける簡単な粒子-空孔励起状態とみなすことも出来るが、自由な粒子-空孔励起のエネルギーは 12.42 MeV である。このように、 O^- 状態のエネルギーは、むしろ増加している。即ち、 ^{16}O のような核では π 凝縮に逆行する状態にあると云える。一般的に、パリティ二重項が形成されているという積極的な証拠は未だない。さて第二の方法は、原子核中のパイオンの密度波状態の存在を捜すことである。そのためには、電子線・陽子線などを用いて方向を揃えた原子核からの Bragg 反射をみればよい。しかし、これに対する証拠も、やはり、今のところ見つかっていないし、その解析自体にも困難な問題点がある。と云うのは、核物理は非常に複雑で色々な事が起り得るので、たとえ散乱に何か特殊な構造をみつけたとしても、いつも従来の核物理の枠の中で説明され得るので、それが π 凝縮の確実な証拠であるとして人々を納得させるのは非常に難しいからである。第三の方法は、 π 凝縮状態の振動に対応する核状態を見つけることである。一般に、球対称性を破るような特定のベクトルに関係した項があると、それは核の変形を引き起こすであろう。核の回転スペクトルをみれば、この変形を知ることが出来る。それで、出来るだけ球対称に近い核を捜して、その回転スペクトルを見れば、 π 凝縮の存在を知ることが出来る。

最後に、他の Bragg 散乱の効果として ($\pi \rightarrow n$) とか ($\gamma \rightarrow \pi^-$) のような反応過程をみることも出来るが、これらは結局前の仕方と同じ種類の効果で、ただ、非弾性的であるところが違う。要するに、Bragg 散乱の効果はパイオンの密度波に特徴的な波数を観測することである。以上が、我々が原子核中の π 凝縮の存在を知るために観測したいものであるが、実際には未だ肯定的な結果は何も得られていない。

では次に、 π 凝縮の前兆効果 (precursor effects) が見られないかどうかを考えてみよう。我々は、相転移点の近くにいる系では、相転移に先立って起こる現象が見られることを知ってい

る。前兆効果とはそのようなものである。先づ考えられるのは、集団モードのソフト化である。 π 凝縮の臨界点の議論で、集団モード π_0^4 を作る過程について述べた。実際にこのようなソフト・モードが観測されているかどうかである。このモードは π 場と結合するとエネルギーが零になる。では、通常核で集団モードのエネルギーが低くなっているような事はないだろうか？ ここで、 ^{16}O に於ける π_0^+ モードのような例を探してみると、それは ^{16}F の奇バリティ状態であろう。しかし、今までのところでは、そのようなモードのソフト化の証拠は見つかっていない。次に考えられるのは、1パイオン交換ポテンシャル(OPEP)によって影響を受ける過程をみることである。 π 凝縮の近くでは、OPEPは非常に大きくなる。これは、パイオンGreen関数が相転移点で発散するからである。次に考えられるのは、臨界乳白光現象(critical opalescence)の可能性である。(図11)にあるように、OPEPは核スピンの分極のつなが

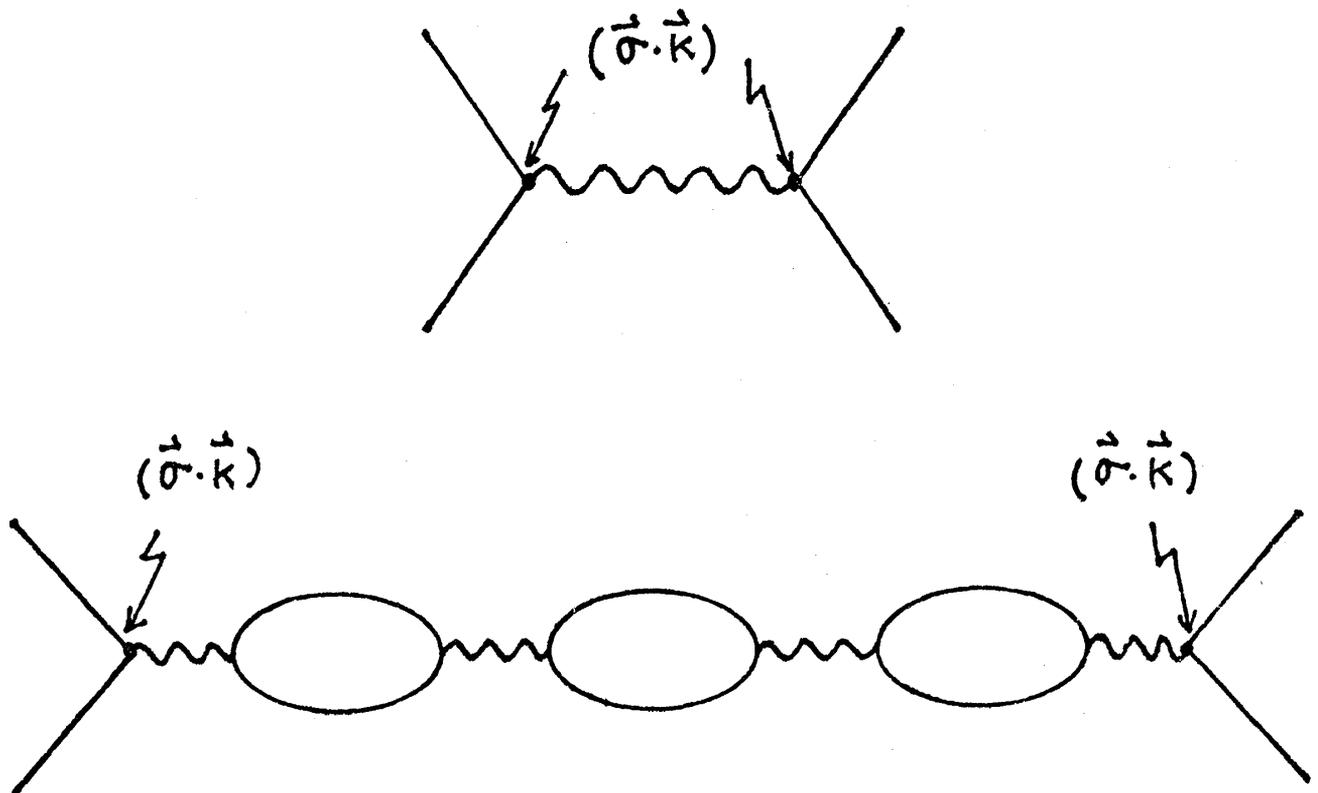


図11 1パイオン交換ポテンシャルとスピン相関関数

たものである。もし、左端のバーテックスから出発して右端のバーテックスまでを眺めると、それは空間と時間に関してフーリエ変換された核スピン・核スピン相関関数のようなものである。スピン・スピン相関に敏感などのような過程でも(例えば電磁的MI転移)、OPEPの異常をみることになる。これは一種の臨界乳白光現象である。反強磁性相転移を起こそうとし

ている系で、中性子散乱において観測される臨界乳白光現象に非常に良く似ている。反強磁性では、隣り合ったスピンは反平行に揃っているため、非常に波長の短い波が存在することになる。転移に際して、中性子の散乱断面積をみると、丁度この臨界波数ベクトルのところで大きな「こぶ」が現われる。液体-気体転移の場合には、臨界点の手前のところで光は強く散乱されるが、これが臨界乳白光現象の雲である。これらと同様な効果が原子核の中にも期待出来ることである。 π 凝縮を観測するもう一つの可能性は、重イオン散乱である。その効果は2通り考えられる。その一つは、 π 凝縮の臨界点に近づくと、衝突の際に核の密度が増大することである。このような大きさの臨界揺動は、核中を動き廻る核子の平均自由行路を短かくする。短かい平均自由行路を持っている系では、核の散乱で衝撃波を創り出し、この衝撃波が π 凝縮を誘起する。それが、一つの可能性である。他の一つの効果は、核を互に衝突させた時、もし反応過程の中間領域で π 凝縮を起こすと、それは丁度レーザーに於けるレーザー活化の状態になる。この領域で考えられるのは、逆転した分布であり、又光子の放射の代りにパイオンの放射が起きる筈である。 π 場の方程式を書けば

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + m_\pi^2\right)\pi = J$$

のようになる。もし π 凝縮があれば、回転しているアイソ・スピンがあり、それはコヒーレントな π 場の源を与え、核の外側にコヒーレントな π 場を作る。このコヒーレントな π 場の放射は、レーザー光中の光子間の相関と同様、パイオン放射中のパイオン間の相関をみることで検知される。いずれにせよ、核からのパイオン・レーザーの放射を見ることによって π 凝縮を観測する可能性についてもっと研究する必要があるだろう。

(翻訳：市ノ瀬慎一，佐藤紘為，村井忠之，山内淳，岩淵修一，馬場久也，編集：黒田義浩)