

パイ中間子核から K 中間子凝縮核へ

—超低温クォークグルオン状態をさぐる—

山 崎 敏 光

1. 中間子原子核の合成と分光

量子色力学 (QCD) の立場から見ると、ハドロン粒子 (核子などのバリオン, 中間子など) はクォーク, グルオンから成る複合粒子であるから, それが原子核の中に入ると, 孤立系で持っていたアイデンティティは保たれなくなってもよい. ちょうど, 水素原子が物質中ではもとの姿ではなく, イオン状態になったり分子状態になったり, さまざまな挙動を示すことに通じる. ではハドロンは原子核の中でどのような挙動を示すのか, その大きさや質量は変化するのか? 如何にすればそれを検知するか? …などなど, 興味ある疑問は尽きない. これは素粒子と原子核の双方にまたがる重要なテーマであるが, 未だ解明されるに至っていない. 核内でのハドロン粒子 (たとえば ρ 中間子) の質量は, それが崩壊 (たとえば, $\rho \rightarrow e^+e^-$) するときの不変質量を測定すれば決定される, と単純に信じている人が多いが, それは正しくない. 筆者らは, そのような量を quasi (pseudo) invariant mass と呼んで, 孤立系の質量と区別し, 媒質との関わりでどのような挙動をするかを論じた¹⁾.

最近, 原子核中のハドロンの性質を正確に

映し出すものは, ハドロンと原子核の束縛状態であることが認識されるようになった. 一般に核中のハドロンは強い相互作用で崩壊消滅してしまうので, 定まったエネルギーの状態 (正確にいうと, 準位のエネルギー幅が準位間隔より狭い, 準安定な離散的状态) をもちえない, と信じられている. ところがこの常識に反する可能性が予見されるようになってきた. とくに, パイ中間子, K 中間子の束縛状態が興味深い. これらの中間子を含む準安定な核 (中間子核と呼ぶ) を合成し, そのスペクトロスコピーを行うことができれば, 「核媒質中のハドロン」の問題に迫ることができる.

2. クォーク凝縮を映し出す パイ中間子核

負のパイ中間子は物質中で止まると, 核のクーロン引力のため, パイ中間子原子と呼ばれる量子数の大きな浅い束縛状態をつくる. それが X 線を放出しながら脱励起し, 「最終軌道」と呼ばれるところで核に吸収され命を終える. パイ中間子の最終軌道は核半径の 10 倍くらいのところの位置し, 重い原子核では 3d とか 4f 状態であるので, それより内部の軌道には X 線のカスケードで届くこ

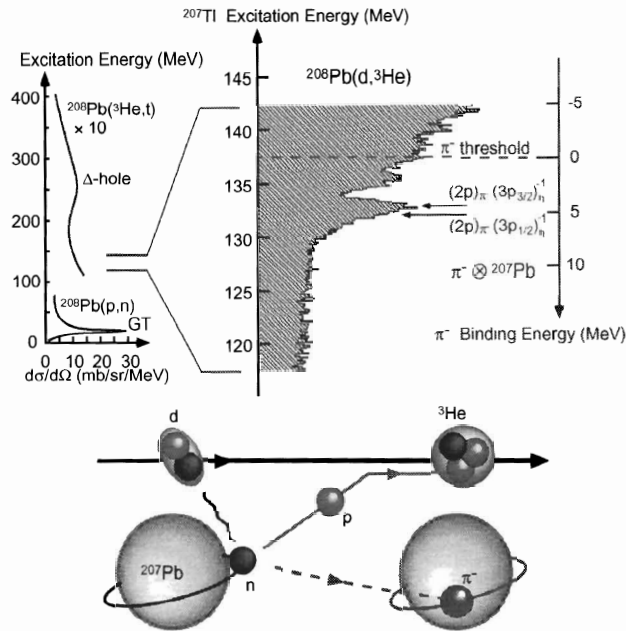


図 1

とはない。この事実から人々は最終軌道内部の世界(1s基底状態など)は「存在しない」、あるいは「幅が巨大」と思い込んでいた。1988年に土岐・山崎は、その誤解を正し、1s状態が準安定に存在すること、それを生成することすら可能であることを示した²⁾。

図1は1996年にドイツGSI研究所で初めて創られたパイ中間子原子核³⁾を示す。(d, ³He)反応は陽子を1個引き出す反応であるが、この場合、核内の中性子の中間子雲を核内に残し、陽子が外に出てくる。これは「仮想的」パイ中間子が「実」の中間子に変わる反応で、パイ中間子移行反応となづけられた。実験の結果、パイ中間子の静止質量エネルギー140 MeVより5 MeVほど低いところにそれまで知られていないピークが見える。これがパイ中間子の2p束縛状態である。比連崎⁴⁾らによる理論スペクトルと良い一致を示している。

Kienle-Yamazaki⁵⁾は、実験スペクトルから求められるパイ中間子-核の相互作用のアイソベクター成分(b_1 というパラメータで

表される)がTomozawa-Weinberg関係⁶⁾を通してパイ中間子の崩壊定数に結びつけられ、さらに、この崩壊定数はGell-Mann-Oakes-Renner関係⁷⁾によりクォーク凝縮のオーダーパラメータであることを指摘し、パイ中間子核からの b_1 パラメータと裸のパイ中間子核子相互作用からの b_1 パラメータを比較すれば、クォーク凝縮の核内での変化を検知できると提案した。クォーク凝縮はカイラル対称性の自発的破れによって真空中に生まれた凝縮相のことで、これによって、何故軽い(u , d)クォークから重い核子がつくられるかの機構が南部陽一郎によって説明されている⁸⁾。いわば、われわれの真空は超伝導の基底状態のようなもので、電子のクーパー対の代わりにクォーク・反クォーク対がギャップをつくっている、と考えるのである。質量の起源にかかわるこの壮大なシナリオを実験的に検証する手段として、パイ中間子核の b_1 パラメータはユニークなプローブとなる。初田・国広⁹⁾、Weiseら¹⁰⁾らにより、通常密度の核媒質中ではオーダーパラメータ

が約 1/3 ほど減少し、それに伴い b_1 パラメーターが増大すると予想されていたからである。

この目標を掲げて、Sn 同位体を標的とする ($d, {}^3\text{He}$) 反応の精密な実験が行われた。観測された 1s 準位のエネルギーと幅から、クォーク凝縮は通常密度の核中では約 30% 減少していることが結論づけられた¹¹⁾。これは予言値とも良く一致した。こうして初めて、「核内でのカイラル対称性の部分的回復」という重要なシナリオが実験的に検証されたのである。

3. K 中間子核は存在するか？

では K 中間子はどうか？（以下、「K」とは K^- と \bar{K}^0 を代表する反 K 中間子 \bar{K} を指すものとする。）まず、1997 年に岩崎雅彦らのグループが KEK での K 中間子水素原子 (\bar{K}^-p) の $2p \rightarrow 1s$ 転移の精密分光を行った結果、それまでパズルとされてきた問題に明確な答えが与えられた¹²⁾。1999 年に赤石・山崎は、観測された僅かなシフトを用いラムダ粒子の励起状態 $\Lambda(1405)$ が \bar{K} と p との束縛状態であると考えて、KN 相互作用の距離と大きさを決定し、アイソスピン 0 の成分が極めて大きな引力であることを示した。さらに

3 核子、4 核子系での構造が計算され、100 MeV くらいの深い束縛状態が予言された^{13,14)}。K 中間子核の場合、束縛エネルギーが 100 MeV を越えると、主要な崩壊過程がエネルギー的に起こらなくなるので、準安定化すると期待された。さらに、KN 相互作用は短距離で強い引力をもつので、相手の核を収縮させる可能性があることが示された。これは、「核の密度は一定」という原子核物理の常識を破るものである。後に、土手らは「反対称化した分子動力学法」の手法で K 中間子核の構造を *ab initio* 的に予言した¹⁵⁾。数個の核子から成る K 中間子核は通常核の半分近くに収縮することが示された。また、K 中間子を 2 個含む系はもっと強い束縛状態になることもわかった。通常存在できない核、たとえば $pp({}^2\text{He})$, $ppp({}^3\text{Li})$ を創ることもできる^{16,17)}。図 3 には ${}^8\text{Be}$ 核の場合が示してある。

では、どのようにしてそのような K 中間子核を生成させることができるだろうか？すでに、いくつかの実験が行われ、K 核の存在を示唆する結果も出ている。一つは、KEK で行われた実験で、 ${}^4\text{He}(\text{stopped-}\bar{K}^-p)$ 反応において strange tribaryon $S^0(3115)$ と称する未知のピークが観測されたというもので¹⁸⁾、そのさらなる確認の実験が行われて

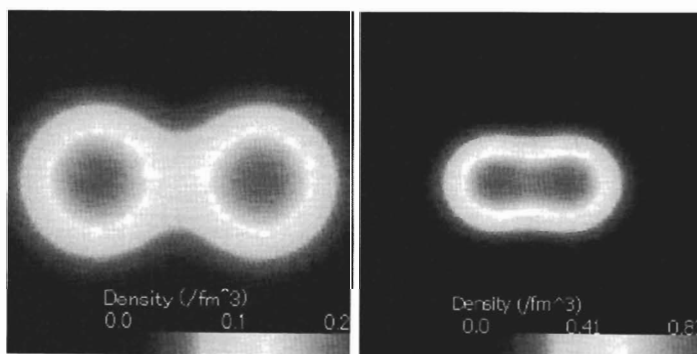


図 2 アルファクラスター 2 個から成る通常の ${}^8\text{Be}$ 核 (左) と K 中間子凝縮核 (右) の密度分布の理論的予想¹⁵⁾。枠のサイズは $7 \times 7 \text{ fm}$ 。

いる。イタリーの ϕ ファクトリー DAPHNE の FINUDA 測定器では、軽い核での K 吸収において発生するラムダ粒子と陽子との不変質量分布に大きなピークがあらわれ、それが予言された K^-pp 束縛状態ではないかと報告している¹⁹⁾。 K^-pp 束縛状態に関しては、Dubna プロパン泡箱での陽子、中性子照射の実験データの中にラムダ-陽子不変質量において未知のピークがあることが報告されている²⁰⁾。阪大の岸本忠文ら²¹⁾は BNL での $^{12}\text{C}(K^-, n)$ 実験で、K 核の存在を示唆するスペクトルを報告している。これらはまだ萌芽段階にあり、K 中間子核に関する確実で豊富な知見は今後の実験にまたなければならない。

4. 極低温高密度核と K 中間子凝縮

中性子星のように巨大な重力の助けで高密度化する場合を除いては、原子核の密度は常に一定である。K 中間子核は、この常識を破り、重力の助け無しに自発的に高密度化する、というのが、われわれの理論的帰結である。当然ながら、これに反対する人は多く、KN 相互作用の引力は核内では弱まる、という主張を無限媒質中の非束縛連続状態において展開する。しかし、これは少数核子系における離散的束縛状態にはあてはまらない。

K 中間子核において、しかも K 中間子核においてのみ、高密度核が可能であることの直感的でナイーブな説明を以下に試みる。図 3 の左に通常密度 ($\rho_0 \sim 0.17 \text{ fm}^{-3}$) の原子核中での隣り合った核子の大きさと距離の関係を示す。二乗平均 (rms) 半径 $r_{rms} \sim 0.86 \text{ fm}$ をもつ核子は、隣の核子との間に核子間距離 $d_{NN} \sim 2.2 \text{ fm}$ を保っている。一定の密度は核子間にある短距離斥力によるが、QCD の見地からはその原因は (u, d) クォーク間のパウリ禁則、すなわち、6 個以上の (u, d) クォークを同一空間内に閉じ込めることができないという事情による。核子は隣同士かなりオーバーラップしているが、それでも、核子の rms 体積は $v_N \sim 0.26 \text{ fm}^3$ 、その rms 密度は $\rho_N \sim 0.38 \text{ fm}^{-3}$ であるから、原子核空間内でのコンパクション因子は $f_c = \rho_N / \rho_0 \sim 2.3$ である。通常密度の核内では核子の占める空間は約 $1/2.3$ で、まだ真空の領域が残っている。クォーク凝縮が核密度 ρ が増えるに従い真空値に対して減少してゆくという初田・国広の理論的予測 (およびパイ中間子核による検証) はこのような直観と結びつく。すなわち、 $\rho \sim 2.3 \rho_0$ まで高密度化した核内では、真空の占める空間は無くなり、クォーク凝縮は消滅し、カイラル対称性が完全に回復すると予想される。しかし、そのような高密度状態は通常の原子核では起こらない。

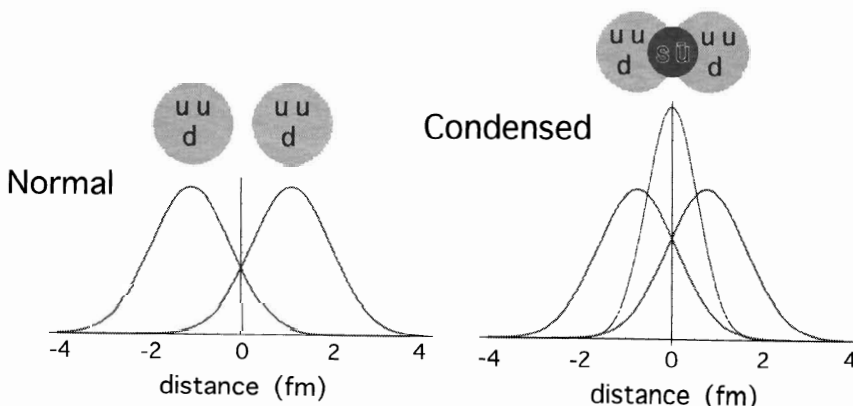


図 3 核子と核子のオーバーラップ。(左) 通常の核, (右) K 中間子核。

Quark Gluon Plasma

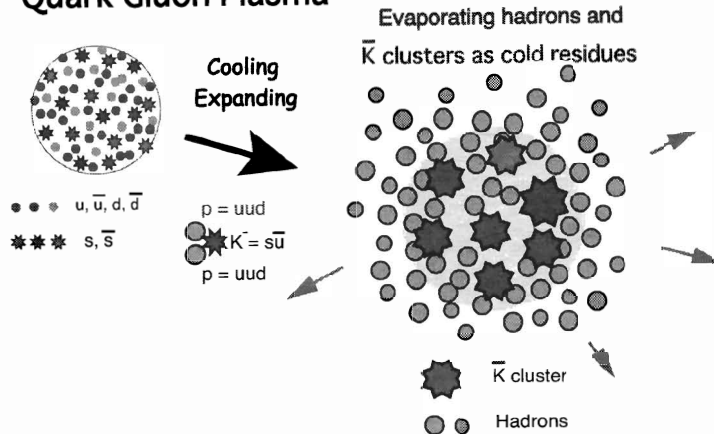


図4 クォークグルオンプラズマ中での s クォークは膨張冷却の過程で K 中間子核クラスターを生成する一方、他のクォークはハドロンガスとなって蒸発する。

ところが K 中間子が入ると事情は一変する。 K 中間子は s クォーク 1 個と反 (u, d) クォーク 1 個から成り、 (u, d) クォークは存在しない。 KN 相互作用が短距離で引力を保ち続け、結果として周辺の核子分布を収縮させることができるのは、この事情による。 K 中間子が入った場合の理論計算の結果をわかりやすく図3の右に示す。

こう見てくると、 K 中間子核の特異な性質は反 (u, d) クォークがもたらしたものであり、 K 中間子は反 (u, d) クォークのメッセンジャーかつイントルーダーである、ということが理解できる。 遡れば、 KN 間の強い引力はクォーク・反クォーク間の引力がもたらしたものである。(このような事情は D 中間子の場合にもあてはまる。)

さて、 K 中間子が媒介して創り出す高密度状態において、核子や K 中間子のアイデンティティは保たれているのであろうか？ おそらく、クォーク・グルオン状態になっているのであろうが、クォークグルオンプラズマ (QGP) という高温の励起連続状態ではなく、極低温の束縛離散状態 (QGB) である。 図4 は高温高密度の QGP 状態の中に s クォークを種に QGB がクラスター状に生成する可

能性⁶⁾を絵にしたもので、そのような火の玉から放出される K 中間子核クラスターの同定も将来のテーマとなろう。

高密度 K 中間子核が存在するならば、宇宙物理学の見地から興味深い。それは高密度星のミクロな構成単位であり、マクロな状態方程式の基礎となる。重力なしで自発的に高密度化した系に重力が加われば、一層の高密度化が起こるに違いない。ここでは反クォークが重要な役割を果たしている。 K 中間子凝縮相^{22,23}はその一つの形態であろう。ミクロな系は寿命が短いがマクロな系で重力の助けがあれば、安定化する可能性がある。そのような構造の研究は極めて興味ある領域であるが、理論実験両面ともまだこれからである。

パイ中間子核に関しては土岐博、比連崎悟、早野龍五教授らと、また K 中間子核に関しては赤石義紀教授との共同研究によっている。これら諸氏および Paul Kienle 教授に感謝したい。

参考文献

1) T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. **B 453** (1999) 1.

- 2) H. Toki and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B 213** (1988) 129; H. Toki, S. Hirenzaki, R.S. Hayano and T. Yamazaki, Nucl. Phys. **A 501** (1989) 653.
- 3) T. Yamazaki *et al.*, Z. Phys. **A 355** (1996) 219.
- 4) S. Hirenzaki, H. Toki and T. Yamazaki, Phys. Rev. **C 44** (1991) 2472.
- 5) P. Kienle and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B 514** (2001) 1; Prog. Part. Nucl. Phys. **52** (2004) 85.
- 6) Y. Tomozawa, Nuovo Cimento **A 46** (1966) 707; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 616.
- 7) M. Gell-Mann, R.J. Oakes and B. Renner, Phys. Rev. **175** (1968) 2195.
- 8) Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122** (1961) 345; **124** (1961) 246.
- 9) T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 158-161; Phys. Reports **247** (1994) 221.
- 10) U. Vogl and W. Weise, Prog. Part. Nucl. Phys. **27** (1991) 195.
- 11) K. Suzuki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 072302.
- 12) M. Iwasaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 3067.
- 13) Y. Akaishi and T. Yamazaki, Proc. DAPHNE Workshop (1999): Frascati Phys. Ser. XVI p. 59; Phys. Rev. **C 65** (2002) 044005.
- 14) T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. **B 535** (2002) 70.
- 15) A. Doté, H. Horiuchi, Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B 590** (2004) 51; A. Doté, H. Horiuchi, Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. **C 70** (2004) 044313.
- 16) T. Yamazaki, A. Doté and Y. Akaishi, Phys. Lett. **B 587** (2004) 167.
- 17) Y. Akaishi, A. Doté and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B 613** (2005) 140.
- 18) T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. **B 597** (2004) 263.
- 19) M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 212303.
- 20) P.Zh. Aslanyan, private comm.; B.A. Shahbazian *et al.*, Nucl. Phys. **A 375** (1982) 73 c.
- 21) T. Kishimoto *et al.*, Nucl. Phys. **B 175** (2005) 383.
- 22) D.B. Kaplan and A.E. Nelson, Phys. Lett. **B 175** (1986) 57.
- 23) G.E. Brown and M. Rho, Phys. Rep. **269** (1996) 333.

山崎 敏光 (やまざき・としみつ)
仁科記念財団 理事長, 東京大学名誉教授,
日本学士院会員