

有限密度での QCD 相転移

— カイラル相転移とカラー超伝導 —

国広 悌二 (京大基研)

サブアトム物理学としての核物理学およびその発展としての QCD に基づくハドロン物理学の意義と特徴を述べたあと、核媒質中での QCD 相転移のについてこれまで著者が関わったものを紹介する。扱う相転移はカイラル相転移とカラー超伝導である。

1 序：原子核物理学からハドロン多体系の物理学

原子核は核子が「強い相互作用」の一形態である核力により結合してできているフェルミオンの多体系である。核子はフェルミオンであり、パウリの排他率が作用する。そのため、核子多体系ではフェルミ縮退が起こりフェルミ面が実現する。核子間には引力の働くチャンネルがあるので、超伝導や超流動が起こる。また、パウリの排他率は核間ダイナミクスの禁止状態・核間ポテンシャルの斥力の起源となる。核力の特徴は長いレンジのテンソル力と短距離斥力の存在である。それらのうちテンソル力はパウリ原理と手を携えて、核物質の結合エネルギーと密度の飽和性の実現や軽い原子核におけるアルファークラスター構造の発現に対して本質的な役割を果たす。このように、核物理学の目標はサブアトム階層の物質の現象の理解およびそれを通しての、特異性を持つ核力に基づきフェルミオンである核子の多体系が作り出す「新しい質」をあばきだすことであると言ってよいであろう。

1970年代になり、高密度核物質や重イオン衝突により生成される高温の物質の研究が現実的な課題となってきた。そのような、「極限状況」においては、核子だけではなく、中間子や他のバリオン（ハイペロンを含む）が重要な自由度となり、対象は必然的に核物質というよりもハドロン物質ということになる。これらハドロンはクォーク（と反クォーク）の結合状態である。「強い相互作用」の基本理論は QCD と呼ばれるゲージ理論である。こうして、核物理学のひとつの自然な発展方向として、QCD を基礎にしたサブアトム物理学という分野が措定されることとなった。

2 物質と真空の相互規定性：対称性の自発的破れ

物質とは何かという問いは古来問われ続けてきたが、20世紀の物理学の成果である場の量子論はこの問いに対し明確な答えを与えた。すなわち、「物質とは量子場の励起状態のことである。」そこで重大な事は、物質と真空は相互規定的であり、現代の物質の理論は必然的に真空の理論にもなっていることである。何が物質かということは真空を決めることと等価である。そして、このことは「対称性の自発的破れ」の現象において最も明示的である。「対称性の自発的破れ」のアイデアはハイゼンベルグによって端的に提示されたが、物理学で実際にその概念が明確に認識されたのは超伝導の問題を通してであった。超伝導をはじめで説明したのはバーディーン、クーパー、シュリーファール (BCS) 理論であるが、これはある特定のゲージを用いた計算であった。しかも、その本質は基底状態が電荷のよい固有状態に

なっていることである。はじめて超伝導の理論のゲージによらない定式化を行い、「対称性の自発的破れ」という概念を抽出し、かつ、そのとき対称性を回復する集団運動がゼロモードとして出現することをはっきりと示したのは南部 [1, 2] であった。さらに、その概念を場の理論において定式化し、カイラル対称性の自発的破れに伴うボソンとしてパイ中間子を理解する枠組みを与えた [2]。この概念はその後のさまざまな統一理論において欠くべからざる要素になっている。

3 QCD の基本的性質

3.1 ラグランジアンと漸近自由性

QCD の (古典的) ラグランジアンは次のように書ける ;

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{cl} &= \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - \mathbf{m})q - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu}, \quad D_\mu = \partial_\mu - igt^a A_\mu^a, \\ F_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + gf_{abc}A_\mu^b A_\nu^c,\end{aligned}$$

ここで、 $q = {}^t(u, d, d, c, b, s)$ はクォーク場、 $\mathbf{m} = \text{diag}(m_u, m_d, m_s, \dots)$ はクォークの「カレント質量」、 γ^μ はディラックのガンマ行列 ($\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = g^{\mu\nu}$, $g^{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$), f_{abc} は $[t^a, t^b] = if_{abc}t^c$ で定義される $SU(3)$ の構造定数である。 g は無次元の結合定数である。このラグランジアンは古典場のラグランジアンである。量子化するにはゲージ固定項とファデー-ポポフゴースト項を付け加えなければならない。また、量子効果の高次項に現れる発散を処理するため正則化およびくりこみをしなければならない。その過程でエネルギースケール μ (くりこみ点) が導入され、結合定数は μ に依存するようになる ; $g = g(\mu)$ 。 $g(\mu)$ の μ 依存性は摂動論の範囲では次のくりこみ群方程式で与えられる ; $\mu \frac{d}{d\mu} g(\mu) = \beta(g)$ 。ここに、ベータ関数 $\beta(g)$ は $\beta(g) = -\frac{9}{16\pi^2}g^3 - \frac{64}{(4\pi)^4}g^5 + \dots$ で与えられる。ただし、フレーバー (クォークの種類) の数 N_f を 3 とした。 $\beta(g) < 0$ のため、 $\mu \rightarrow \infty$ のとき、 $g(\mu) \rightarrow 0$ 、となり漸近自由性が成り立つ。

3.2 ハドロンの世界 : QCD の非摂動的効果

以上は、クォークやグルオンが見えるような高分解能での QCD の性質であり、基本的に摂動論の世界である。ところが、低い分解能で見ると、クォークやグルオンの代りにその結合状態、すなわち、ハドロンが「素粒子」として立ち現れ、その世界は摂動論では記述できない様々の特徴を持っている。QCD に基づいてその物理的機構を説明することは、ハドロンの物理学の基本的課題である。それらの特徴をいくつか列挙すると次のようになる :

1. クォークとグルオンの閉じ込め。クォークとグルオンは単体では取り出せない。また、実現しているハドロンはすべてカラー $SU(3)$ の 1 重項である。
2. 軽いクォークに対しては近似的だがよく成立しているカイラル対称性が力学的に破れている。軽い擬スカラーの中間子 $\pi^{\pm,0}(140)$, $K^\pm(500)$, $K^0(500)$, $\bar{K}^0(500)$, $\eta(550)$ が近似

的 8 重項をなしている。ここで括弧の中の数字は MeV 単位での質量。また、低エネルギーでのその相互作用はいわゆる「低エネルギー定理」によりよく支配されている。

3. カレントクォーク質量の比は $m_d/m_u \sim 2$, $m_s/m_u \sim 25$ と 1 から大きくかけ離れているにも拘わらず、ハドロンの世界ではアイソスピン保存則はよく成立しており、また、フレーバー $SU(3)$ 対称性の破れは存在するが摂動で取り扱える範囲である。(ゲルマン-大久保理論) また、 u, d および s クォークの質量をそれぞれおよそ 300 MeV, および 500 MeV とするいわゆる組成的 (constituent) クォーク模型が現象論的には磁気モーメントなどのハドロンの性質をよく説明する。
4. 軽粒子の関与しないハドロンの弱崩壊においてアイソスピンの $1/2$ だけ変化する過程が他の場合に比べて桁違いに頻繁に起こる。すなわち、 $\Delta I = 1/2$ 則が成立つ。ハドロンの電磁場との相互作用は、ガンマ粒子から変換されたベクトル中間子を通してであるという描像 (ベクタードミナンス) がよく成立している。
5. 安定なハドロン多体系としての原子核の存在。
6. 軸性異常の存在。9 番目の擬スカラー中間子 $\eta'(950)$ は古典的 QCD ラグランジアン の性質からは π, K, η と共に縮退した 9 重項を成しているけれどもいいはずだが、実際は他の粒子と比べて格段に重い、

等々。

実は、上記のうち 3 から 6 はすべて 2 のカイラル対称性の動的破れの帰結として理解可能である。たとえば、アイソスピン保存則の成立は m_u, m_d の値自身が 10MeV 以下程度と小さいため、カイラル $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ 対称性が非常によい近似で成立ためであると理解できる。フレーバー $SU(3)$ についても同様である。組成的クォーク模型の大きい質量の大部分はカイラル対称性の力学的破れのために獲得されたものであると理解できる。また、ベクタードミナンスを説明する一つのアイデアである「隠された局所対称性」のアプローチでは、カイラル対称性の動的な破れが前提とされる。さらに、 $\Delta I = 1/2$ 則の成立においても、カイラル対称性との関連が議論されている。このように見てみると原子核を含むハドロンの世界の特性に対して QCD の持つカイラル対称性とその動的な破れが支配的役割を果たしていることを示唆している。

4 シグマ中間子

質量が 500-600MeV のスカラー中間子、いわゆるシグマ中間子はカイラル対称性が自発的な敗れた我々の世界では特異な役割を果たす。それは、電弱相互作用の標準理論におけるヒッグズ粒子と同じ役割を果たす [3, 4]。この質量レンジのスカラー中間子は中間レンジの核力の状態によらない引力を説明するために必要であることや、 $K \rightarrow 2\pi$ 崩壊において、中間状態にシグマ中間子を考えることにより $\Delta I = 1/2$ 則を自然に説明できること [5] などは知られていた。さらに、集団モードとしてのシグマを考慮に入れることにより、 π -N シグマ項の「実験値」50 ~ 60 MeV を説明することができる [6]。最近、このシグマ中間子について理解が飛躍的に進んだ [7] :

1. パイ-パイ散乱の S-行列に様々なチャンネルに 500-600MeV の質量あたりに極が得られ

ている。この極を確立するにあたっては、カイラル対称性、ユニタリティ、交差対称性を尊重した取り扱いをすることが重要である。

2. 重クォーク系の崩壊生成物としても観測されている。

しかし、ハドロンの構成子モデルでは、中間子の $J^{PC} = 0^{++}$ 状態は $^3 P_0$ として構成され、1 量子励起された状態であり、予想される質量は 1.2 から 1.6 GeV ということになる。したがって、観測されているシグマ中間子の質量を得るには何らかの機構が必要になる。提案されているものとしては [7] ;

1. ダイクォーク間のカラーの磁氣的相互作用を主要な引力として実現する 4 クォーク状態。
2. パイ中間子と同様、集団モードとして低い質量を説明する。パイ中間子の「軽さ」も構成子モデルではやはり説明できないことに注意。この集団運動性はカイラル対称性により保証される。
3. 2 パイ中間子の分子共鳴。これは、NG ボソンだけで書かれた非線形シグマモデルでシグマをパイ-パイ散乱の共鳴として記述できることに動機つけられている。
4. さらに、通常の $q\bar{q}$ とグルーボールがほとんど等確率で結合した状態である、

等々。

最近、格子 QCD を用いたシグマ中間子の研究 [8] がなされた。これはフェルミオンをダイナミカルに扱う、いわゆるフル QCD の計算である。ウィルソンのフェルミオンの作用を用い、ゲージ場は簡単なプラケット作用を用いている。カレントクォーク質量の逆数に対応する κ は $\kappa = .1846, .1874, .1891$ の 3 種類を用いている。クォーク線が消えグルーオンだけの中間状態となる、いわゆる非連結ダイアグラムを計算するために Z_2 ノイズ法を用いている。格子の大きさは $8^3 \times 16$, $\beta = 4.8$ である。シグマ中間子はこの計算で使われたクォークの質量の範囲ではロー中間子と縮退している。それでも、 $2m_\pi$ の閾値よりは低いことは注意されるべきである。カイラル極限では、この閾値よりも小さくなり、たいへん小さい質量を持つシグマ中間子が予想されることになる。しかし、実際の計算自体はカイラル極限からはかなり離れたところで行われているのでこの「長駆」の外挿がどれほど信頼できるものであるかは残念ながら不明である。

さて、この低い質量の物理的起源についてのヒントを得る点で、クォークの「非連結ダイアグラム」がほとんどの寄与を占めていることは興味深い。構成子モデルに整合的なダイアグラムはクエンチ近似では取り入れられる。「非連結ダイアグラム」はクエンチ近似では現れない。逆に、非連結ダイアグラムを入れた計算では $q\bar{q}$ の対生成の寄与を取り入れることができ、自然に、4-クォーク状態やパイパイの分子状態あるいはリングの繋がった集団運動状態を取り入れることができる。残念ながら本格子計算 [8] では、これらのうちのどの成分がシグマの波動関数で支配的であるかを決定することはできない。今後の興味深い課題である。

5 有限核での可能なカイラル対称性の部分的回復

まず、有限密度においてクォーク凝縮体 $\langle \bar{q}q \rangle$ が減少することを直感的に理解してみよう [9]。

有限密度でのカイラル凝縮体 $\langle \bar{q}q \rangle$ の QCD における表式は Feynman-Hellman の定理により厳密に与えられる:

$$\frac{\langle \bar{q}q \rangle}{\langle \bar{q}q \rangle_0} = 1 - \frac{\rho}{f_\pi^2 m_\pi^2} \left[\Sigma_{\pi N} + \hat{m} \frac{d}{d\hat{m}} \left(\frac{E(\rho)}{A} \right) \right]. \quad (1)$$

ここで、 $\Sigma_{\pi N} = 45 \pm 10$ MeV はパイオン-核子シグマ項であり、 $E(\rho)/A$ はバリオン密度 ρ における 1 核子当たりの核物質の結合エネルギー、そして $\hat{m} = (m_u + m_d)/2$ 。密度について線形近似をすると $\langle \bar{q}q \rangle$ は標準核密度 ($\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$) でおよそ 35% 減少していることになる。

これは、物理的には次のように理解することができる: 物質中で $\bar{q}q(x)$ をプローブした場合、 $\bar{q}q(x)$ は真空中にヒットする場合と核子にヒットする場合がある。前者の場合、もちろん、真空の値、すなわち、負の値がプローブされる。一方、後者の場合は、 $\bar{q}q(x)$ の核子行列要素 (スカラー電荷) $\langle N | \bar{q}q(x) | N \rangle$ と核子の存在確率 (密度) の積がプローブされる。この行列要素の値はパイオン-核子シグマ項に比例し正である。したがって、核物質中では、正味のカイラル凝縮体は絶対値が減少するものとして観測される。因みに、有限温度でも同様の議論が可能であり、その場合、パイ中間子のスカラー電荷 $\langle \pi | \bar{q}q(x) | \pi \rangle$ がやはり正であることが本質的である。

さて、上記のことは重い核の中心部の密度で実効的にカイラル対称性が部分的に回復していることを意味する。したがって、有限核でのカイラル対称性の可能な部分的回復を探索することは興味深いであろう。私はシグマ中間子の存在と核物質中での可能なカイラル対称性の回復の検証を目的として、有限核にシグマ中間子を創生する実験を提案した。[4] 自由空間でシグマ中間子を同定することは簡単なことではないが [7]、カイラル対称性が部分的に回復している可能性のある原子核中ではよりきれいにこの同定が行われ得る、と考えたからである。その後の発展等は以下の論文を参照されたい [10, 11, 12]。

6 高密度クォーク物質におけるカイラル凝縮とカラー超伝導の競合 [13]

高密度クォーク物質がフェルミ面を持つとすると、カラー SU(3) の $\bar{3}$ 状態のクォーク間には引力が働いているので、クーパー不安定性が起こりある種の超伝導状態が実現すると考えられる。この場合、カラーゲージ対称性が破れるので、カラー超伝導と呼ばれる。

カラー超伝導の物理はクォークがカラーおよびフレーバーの内部自由度を持っているために、様々な対のパターンがあること、また、電荷やカラーの中性条件あるいはベータ平衡を課すことによるクォークの種類によるフェルミ面の不整合などにより、驚くほど豊富な内容を有していることが分かってきている [14]。

研究会では、クォークの対場とクォーク-反クォークが作る平均場の競合の織り成す興味深い帰結 [13] について紹介した。まず、カイラル対称性の破れた系から、カラー超伝導になり得るクォーク物質の相転移を考える場合、カイラル対称性の回復が起こるために、密度の跳びが生まれることに注意する。カラー超伝導を起こすにはフェルミ面が大きく密度が高いほど有利である。それは、与えられた化学ポテンシャル μ に対して、クォークの質量が小さい方が有利であることを意味する。ところが、これまでの研究では取り入れられていなかった

が、カイラル対称性からは存在してよい、ベクター型の相互作用

$$L_v = g_v(\bar{q}\gamma^\mu q)^2, \quad (2)$$

は有限密度では斥力の寄与を持つので、カイラル-カラー超伝導相転移において興味深い効果をもたらすことが期待できる。具体的には、有限密度系 ($\langle q^\dagger q \rangle = \rho \neq 0$) での平均場近似では

$$L_v \rightarrow 2g_v\rho q^\dagger q - g_v\rho^2, \quad (3)$$

となり、高密度系、すなわち、カイラル対称性の回復した状態や、したがって、カラー超伝導相において不利になる。

実際、この項を含めた詳細な計算 [13] によると、

1. カイラル対称性が破れ ($\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$) とカラー超伝導 ($\langle \bar{q}i\gamma_5\tau_2\lambda_2q^c \rangle \neq 0$) が共存する領域が低い温度領域に生まれる、
2. カイラル凝縮 ($\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$) を伴う、1次相転移点の終点 (Critical End Point; 略して CEP) の温度が低温側にずれていくとともに、ゼロ温度側にもう一つ新たな CEP が現れる、

等の興味深い結果が得られている。詳細は [13] を参照していただきたい。

7 有限温度クォーク物質中でのカラー超伝導の前駆現象 [15]

さて、カラー超伝導は中性子の内部コアに実現しているであろうクォーク物質やクォーク星の物理に関連してその現象論的な帰結が議論されている。では、カラー超伝導の物理を地上の実験で検証することは可能であろうか？ 地上で高密度の状態を作るとなると、それは高エネルギー重イオン衝突ということになる。流体模型によれば、高密度が実現されるとともに必然的に温度が上昇する。カラー超伝導では臨界温度が高々100MeV程度と考えられているので、高密度だが比較的低温の物質を生成する重イオン衝突の実験が望ましいことになる。これは、J-PARC や GSI で計画されている実験である。(J-PARC の場合は、残念ながら次期計画であるが。) また、温度が比較的高い $\sim 30\text{MeV}$ 場合は超新星爆発での生まれたばかりの中性子星の物理 (熱的な発展など) にも関係するであろう。

我々は高温でカラー超伝導自体は実現していないが、その前駆現象、すなわち、前駆的なクォーク対場の形成、あるいは、ゆらぎを通して、このような実験でカラー超伝導を引き起こす相関が検証できる可能性について考察してみた [15]。

まず、インスタントン誘起相互作用などの非摂動領域でのクォーク間相互作用を用いると、カラー超伝導のギャップ Δ とフェルミエネルギー E_F の比は

$$\Delta/E_F \sim 0.1, \quad (4)$$

と非常に大きく、金属での電氣的超伝導の場合の比 ~ 0.0001 に比べて桁違いであることである。これは、後者が弱結合系でBCS的な平均場近似が非常によいこと、前者はQCDの正に強結合性を反映しており、前者との対応から言えば、平均場近似はあまり妥当ではなくゆらぎの大きな系であることを意味している。もう少し付け加えると、強結合のためにクー

パー対の広がりや粒子間の平均間隔と比較して小さくなり、多粒子が関与することによる平均場近似が妥当でなくなるということである。これはさらに、カラー超伝導体は低温度ではBCSからボーズ-アインシュタイン凝縮(BEC)への移り変わりの状態(BCS-BECクロスオーバー)が実現している可能性があることを示唆している。これらのことは、Matsuzaki[16]やAbuki-Itakura-Hatsuda[17]らによって、弱結合の場合の理論から出発して議論されている。

南部-ヨナラシニオ型の相互作用を用いた解析[15]により次のような結果が得られている：

1. クォーク対場のゆらぎは集団運動モードを形成し、スペクトル関数の複素エネルギー面上に極を与える：この極は、虚数部の方が実部より大きい、逆に言うと、小さいが実部をもっており、減衰振動に対応する。温度が臨界温度に向かって下がっていくに連れて、この極は複素エネルギー面の原点に近づいていく。すなわち、対場はカラー超伝導相転移の「ソフトモード」である。
2. この対場のソフト化に対応して対場のスペクトル関数のピークはゼロエネルギーの方向に移動し、幅が狭くなっていく。
3. クォーク対の作るこの集団モードは、原子核の集団運動理論でも馴染みの「粒子-振動結合」により、クォークの自己エネルギーに寄与する。臨界温度付近では、モードのソフト化のために、フェルミ面付近のクォークの崩壊幅が増大し、クォークの状態密度にいわゆる「擬ギャップ」を生じる。これは、ランダウのフェルミ液体的な振る舞いと対照的である。すなわち、カラー超伝導にはなっていないが臨界温度に近いクォーク物質は「非フェルミ液体」である。因みに、現象としては「擬ギャップ」は高温超伝導を示す物質で顕著に見られるものであり、高温超伝導を示す物質特有の物性として知られているがその原因については未だ定説はない。

8 結語

サブアトム物理学としてQCDに基づくハドロンおよびハドロン/クォーク多体系の物理学の意義について私見を開陳した。次に、ハドロン物質中でのカイラル凝縮体の減少の形式的導出とその物理的な意味を紹介した。そこでは、核子あるいはパイ中間子のスカラー電荷が正であることが本質的であることを見た。核媒質中でのQCD相転移のについてこれまで著者が関わったものとして、カイラル相転移とカラー超伝導に関するものを紹介した。非摂動的なQCD真空の上の素励起としてハドロンを捉えること、および、素励起としてのハドロンは真空の変化に応じてその性質を変え得るといった観点の重要性を強調した。

この研究は2003年度から2005年度の文部科学省科学研究費の助成(No.14540263)を受けている。

参考文献

- [1] Y. Nambu, Phys. Rev. **117**, 648 (1960); Phys. Rev. Lett. **4**, 380 (1960).

- [2] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, Phys. Rev. **122**, 345 (1960).
- [3] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **74** (1985), 765; Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 158; Phys. Lett. **B185** (1987), 304; Phys. Rep. **247**, 221 (1994).
- [4] T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. Supplement **120**, 75 (1995); Japan-China joint symposium, “Recent Topics on Nuclear Physics”, Tokyo Institute of Technology, 30 Nov - 3 Dec, 1992, (nucl-th/0006035)..
- [5] T. Morozumi, C. S. Lim and I. Sanda, Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 404; M. Uehara, Prog. Theor. Phys. **110** (2003), 769.
- [6] T. Kunihiro and T. Hatsuda, Phys. Lett. **B240** (1990), 209; T. Hatsuda and T. Kunihiro, Nucl. Phys. **B387** (1992), 715.
- [7] F. E. Close and A. Törnqvist, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), R248. “SCALAR MESONS An Interesting Puzzle for QCD”, AIP conf. Proceedings vol. 688, Ed. by A. Fariborz, (AIP, 2003, N.Y.)
- [8] The SCALAR Collaboration, S. Muroya, A. Nakamura, C. Nonaka, M. Sekiguchi, H. Wada and T. Kunihiro, Phys. Rev. **D70**, 034504 (2004).
- [9] T. Hatsuda and T. Kunihiro, the proceedings of IPN Orsay Workshop on Chiral Fluctuations in Hadronic Matter, September 26- 28, 2001, Paris, France, nucl-th/0112027.
- [10] T. Hatsuda, T. Kunihiro and H. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 2840; D. Jido, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rev. **D63** (2001), 011901; K. Yokokawa, T. Hatsuda , A. Hayashigaki and T. Kunihiro , Phys. Rev. **C66** (2002), 022201.
- [11] F. Bonutti et al. (CHAOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 603; Nucl. Phys. **A677**, (2000), 213; J. G. Messchendorp et al, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 222302; Nucl. Phys. **A735**, 89 (2004).
- [12] T. Kunihiro, A. Hosaka and H. Shimizu ed. Prog. Theor. Phys. Suppl. **149** (2003).
- [13] M. Kitazawa, T. Koide, Y. Nemoto and T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **108**, 929 (2002).
- [14] H. Abuki, M. Kitazawa and T. Kunihiro, hep-ph/0412382.
- [15] M. Kitazawa, T. Koide, Y. Nemoto and T. Kunihiro, Phys. Rev. **D65**, 091504 (2002); ibid, **D 70**, 0965003 (2004); hep-ph/0502035.
- [16] M. Matsuzaki, Phys. Rev. **D62**, 017501 (2000).
- [17] H. Abuki, T. Hatsuda and K. Itakura, Phys. Rev. **D65**, 074014 (2002).