Nagoya Institute of Technology
Ichinose Lab.

光学格子上2成分Bose粒子系の有効場の理論とその応用

“Effective Field Theory of Two-Component Bose system in an Optical Lattice”

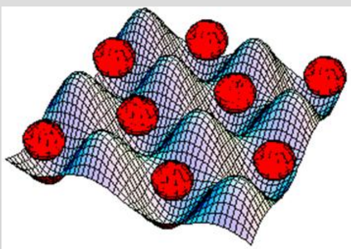
名古屋工業大学大学院　工学研究科
久野義人(M2)、　一瀬郁夫
片岡啓介

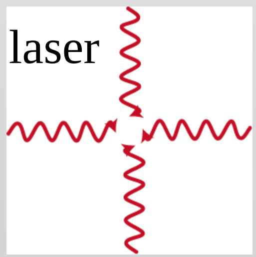
Two-Component Bose system（ $^{87}Rb\ ^{85}Rb$, $^{41}K\ ^{87}Rb$ ）

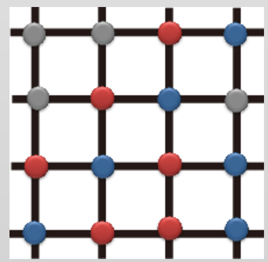
1. Optical lattice （実験環境）

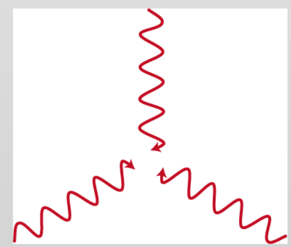
→ 粒子間の相互作用、hopping振幅などが操作可能

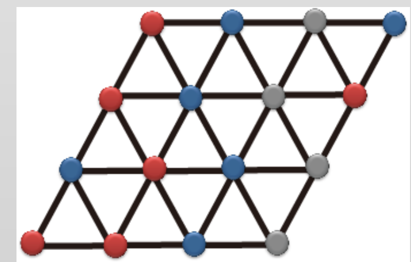
→ システム設定　(格子形状、次元、低励起、極低温化、粒子濃度)







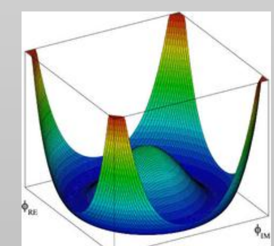




2. Two-Component Boson → pseudo-spin (Flavor)

→複雑な相構造　　スピン秩序 ＋ BEC,　相分離

(Super Counter flow, Super Solid, Frustration, etc…)



3. Low-energy Excitation **の興味**

→種類の違う Nambu-Goldstone boson (mode) , Amplitude mode ?(Higgs)

QFTからの解析的アプローチ → 有効場の理論による解析 （絶対零度）

Monte-Carlo simulation からアプローチ → 系の物理量とOrder-Parameter 数値計算

→ 推測される相構造（2D立方、2D三角）

Model: Bosonic t-J model

a原子、b原子

$$H_{tJ} = -\sum_{i,j} t\left(a_i^\dagger a_j + b_i^\dagger b_j + h.c.\right) + J_z \sum_{i,j} S_i^z S_j^z$$
$$- J_\perp \sum_{i,j}\left(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y\right) - \mu \sum_i \left(1 - n_{a,i} - n_{b,i}\right)$$

$$\hat{S}_x = (\hat{a}^\dagger, \hat{b}^\dagger)\hat{\sigma^x}\begin{pmatrix}\hat{a}\\ \hat{b}\end{pmatrix} = \hat{a}^\dagger\hat{b} + \hat{b}^\dagger\hat{a}$$

$$\hat{S}_y = (\hat{a}^\dagger, \hat{b}^\dagger)\hat{\sigma^y}\begin{pmatrix}\hat{a}\\ \hat{b}\end{pmatrix} = -i(\hat{a}^\dagger\hat{b} - \hat{b}^\dagger\hat{a})$$

$$\hat{S}_z = (\hat{a}^\dagger, \hat{b}^\dagger)\hat{\sigma^z}\begin{pmatrix}\hat{a}\\ \hat{b}\end{pmatrix} = \hat{a}^\dagger\hat{a} - \hat{b}^\dagger\hat{b}$$

超流動 vs スピン秩序

ホールはhard core bosonとして
モデルに組み込むことが可能

MC Simulation

Nagoya Institute of Technology
Ichinose Lab.

Bosonic t-J model

振幅場、位相場に変換
振幅場の経路積分実行

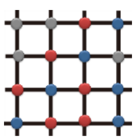
拡張された XY model

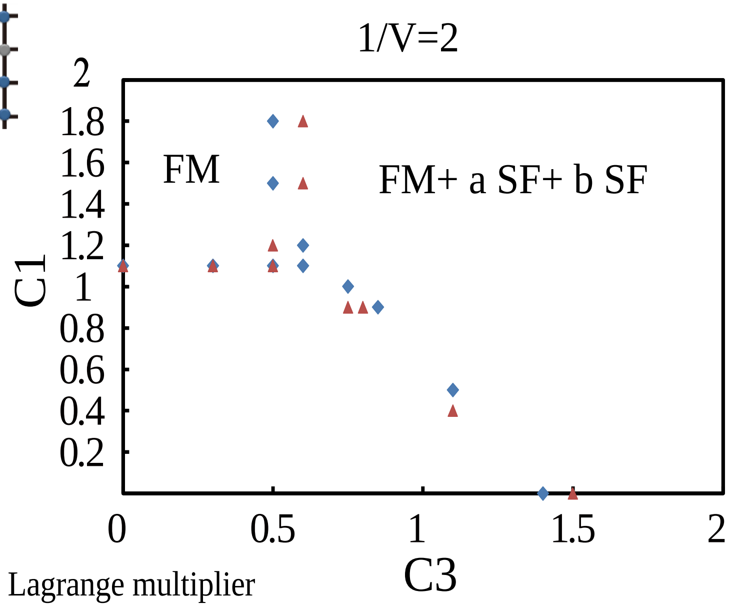
$$A = -\frac{1}{V_0}\sum_{x,\tau,i}(\phi_{i,x+\tau}-\phi_{i,x}) + \sum_{x,\mu}\Big[C_1 cos(\phi_{12,x}-\phi_{12,x+\mu})$$
$$+C_3 cos(\phi_{13,x}-\phi_{13,x+\mu}) + C_3 cos(\phi_{23,x}-\phi_{23,x+\mu})\Big]$$

$C_1 \propto J \quad C_3 \propto t$

$$\phi_{12,x} = \phi_{1,x} - \phi_{2,x}$$
$$\phi_{13,x} = \phi_{1,x} - \phi_{3,x}$$
$$\phi_{23,x} = \phi_{2,x} - \phi_{3,x}$$

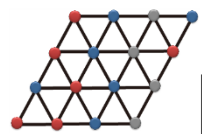
A粒子、B粒子、hole の位相場

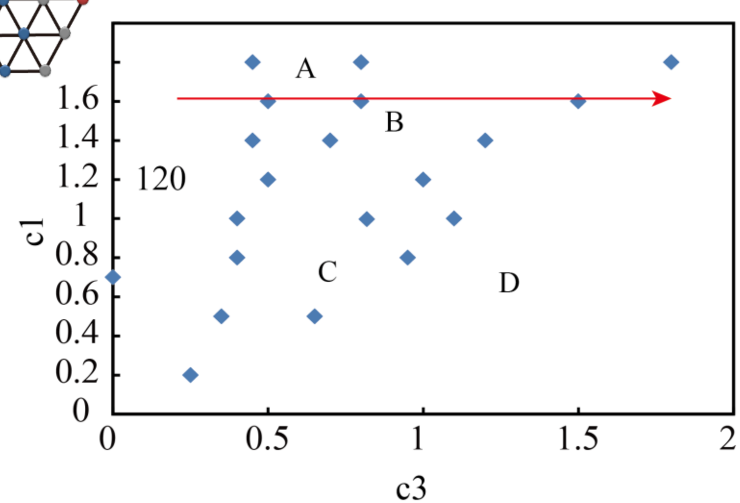




▲ : Lagrange multiplier

◆ : Non-Lagrange multiplier





A; 120+(aSF or bSF)

B; 120+2SF

C; PM+2SF

D; FM(XY)+2SF

Effective field theory

$$H_{tJ} = -\sum_{i,j} t\left(a_i^\dagger a_j + b_i^\dagger b_j + h.c.\right) + J_z \sum_{i,j} S_i^z S_j^z - J_\perp \sum_{i,j}\left(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y\right) - \mu \sum_i \left(1 - n_{a,i} - n_{b,i}\right) + V_0 \sum_i (\delta\rho_1^2 + \delta\rho_2^2 + \delta\rho_3^2)$$

濃度を均一化するポテンシャル

拡張された roter model

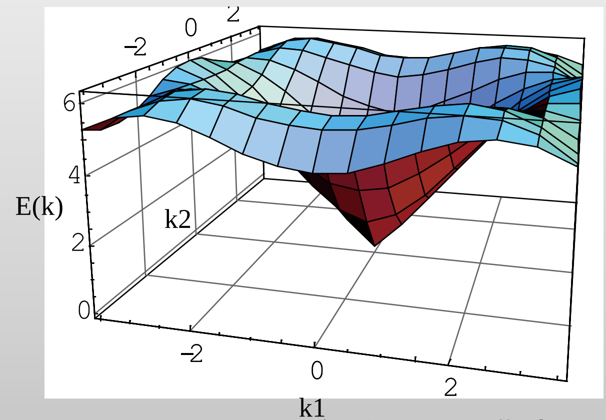
Hubbard Storatonovich trm

$$Z = \int [d\Phi][dB_1][dB_2] e^{A_{eff}}$$

$$e^{-i(\phi_{1,x}-\phi_{2,x})} = e^{-i\phi_{12,x}} \Rightarrow \Phi_x$$ Spinのそろい具合を反映

$$e^{-i(\phi_{1,x}-\phi_{3,x})} = e^{-i\phi_{13,x}} \Rightarrow B_{1,x}$$ a粒子に対応する場

$$e^{-i(\phi_{2,x}-\phi_{3,x})} = e^{-i\phi_{23,x}} \Rightarrow B_{2,x}$$ b粒子を対応する場



Aeffから求まる三角格子120構造の dispersion

Effective Action

$$\begin{aligned} A_{eff} &= \int d\tau \Bigg[\sum_{i,\mu} \left(\underline{-a_s \Phi_i^\dagger \Phi_{i+\mu} + a_h B_{1,i}^\dagger B_{1,i+\mu} + a_h B_{2,i}^\dagger B_{2,i+\mu}} \right) \\ &- \sum_i \left(\frac{1}{V_0}\partial_\tau \Phi_i^\dagger \partial_\tau \Phi_i + \frac{1}{V_0}\partial_\tau B_{1,i}^\dagger \partial_\tau B_{1,i} + \frac{1}{V_0}\partial_\tau B_{2,i}^\dagger \partial_\tau B_{2,i} + \underline{V_0|\Phi_i|^2 + V_0|B_{1,i}|^2 + V_0|B_{2,i}|^2} \right) \\ &- g\left(\Phi_i^\dagger B_{1,i} B_{2,i}^\dagger + \Phi_i B_{1,i}^\dagger B_{2,i} \right) + \lambda_1 |\Phi_i|^4 + \lambda_1 |B_{1,i}|^4 + \lambda_1 |B_{2,i}|^4 \Bigg] \end{aligned}$$

Phase transition

強磁性超伝導現象を記述する格子GLの数値シミュレーションによる研究

名古屋工業大学大学院　工学研究科
小澤秀敏
一瀬郁夫
野口剛裕

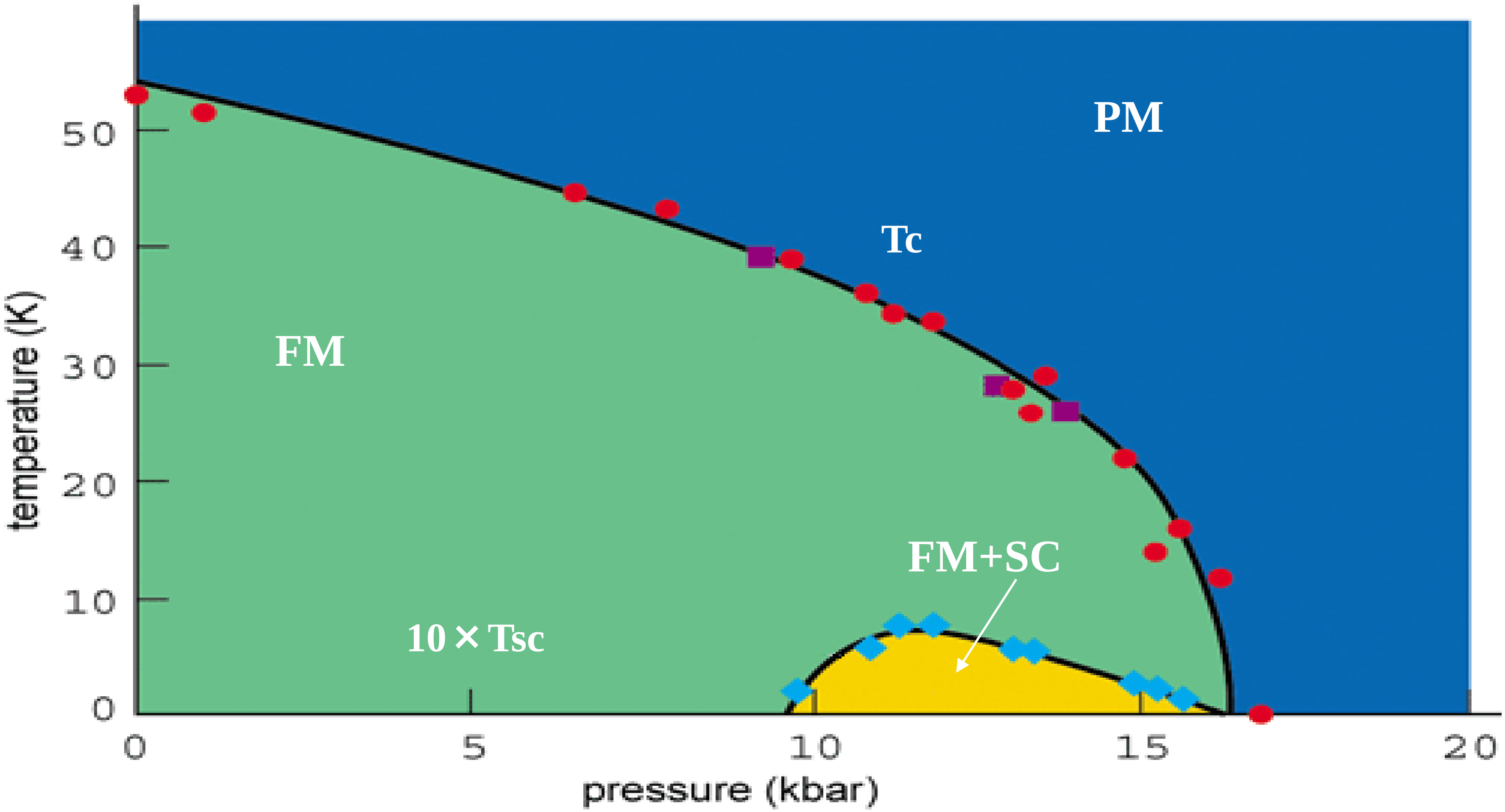
強磁性超伝導

- 2000年に強磁性と超伝導両方の性質を併せ持つ強磁性超伝導を発見
- 超伝導はマイスナー効果で完全反磁性を持つので衝撃的

⇩

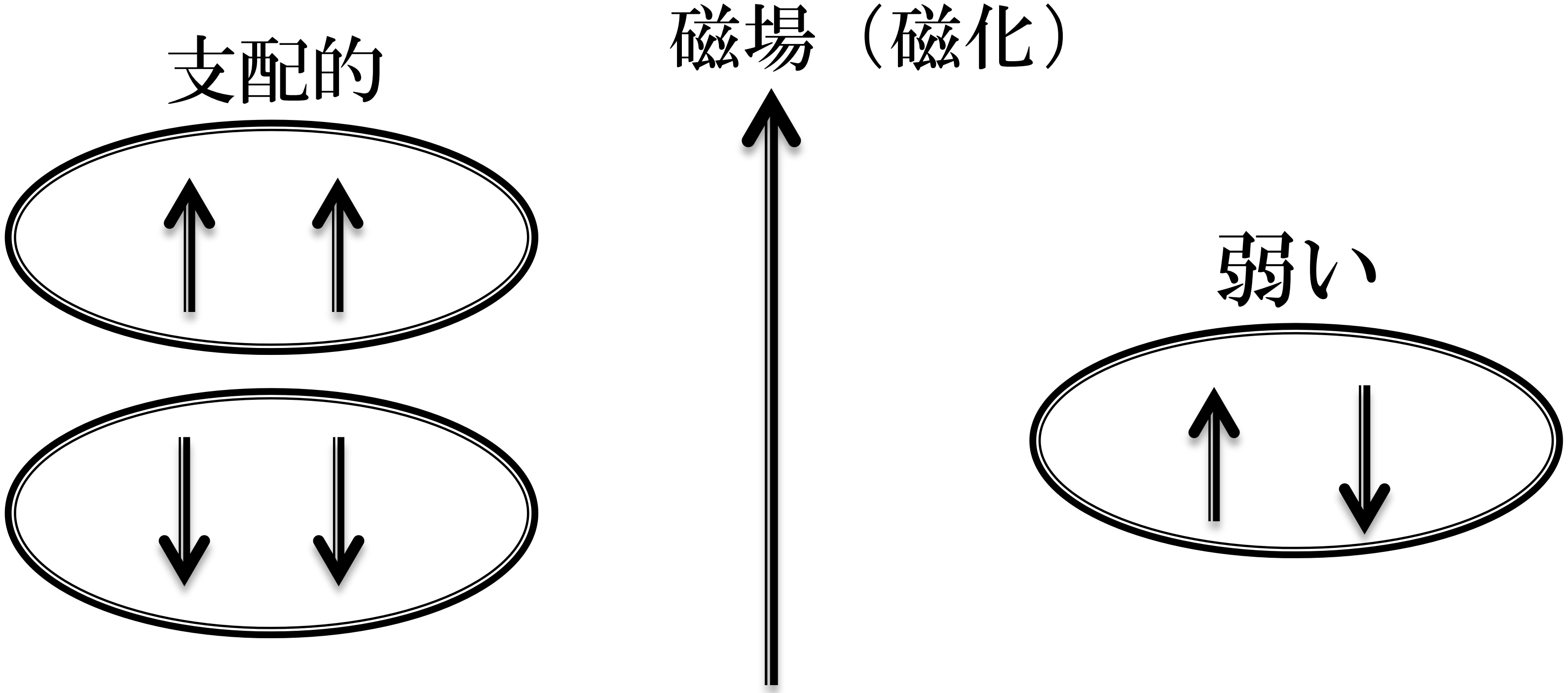
強磁性超伝導のメカニズムについて研究

強磁性超伝導(ＵＧｅ２)の相図



強磁性超伝導の波動関数

- 2電子から成るクーパー対を2成分で表すことで超伝導のモデルを作り、内部磁場を加えることで強磁性にし、その相構造の変化を調べる。（スピン三重項）



ＧＬ理論

クーパー対の波動関数をオーダーパラメータとした超伝導自由エネルギー

$$\mathrm{F}_{SO} = F_{N0} + \int [\frac{\hbar^2}{4m} |\nabla\psi - \frac{2ie}{\hbar} A(r)\psi|^2 + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4] d^3 r$$

密度のゆらぎと位相の項に分離したことが通常のＧＬ理論とは異なる所である

$$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_{\uparrow\uparrow} \\ \Psi_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} = R \begin{pmatrix} Z_{\uparrow\uparrow} \\ Z_{\downarrow\downarrow} \end{pmatrix} \quad : |Z_{\uparrow\uparrow}|^2 + |Z_{\downarrow\downarrow}|^2 = 1$$

R:密度のゆらぎ　Ｚ：位相

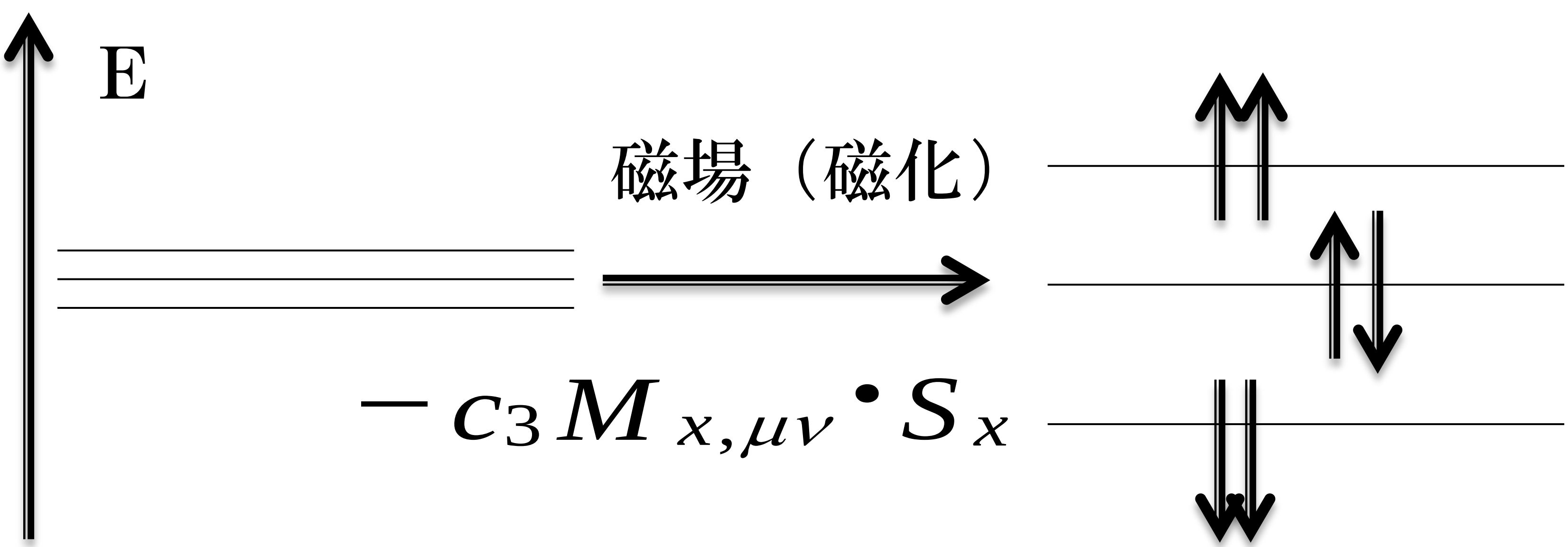
ゼーマン効果

磁性下においてはその方向によって $\psi_{\uparrow\uparrow}, \psi_{\downarrow\downarrow}$ のどちらかが支配的

つまり $\psi_{\uparrow\uparrow} \neq \psi_{\downarrow\downarrow}$ このとき、クーパー対がつくる磁気モーメントが発生

$$S_x = |Z_{x\uparrow\uparrow}|^2 - |Z_{x\downarrow\downarrow}|^2$$

縮退している軌道エネルギーが磁気モーメントと磁場の相互作用によって分裂する。



一次元光学格子中の冷却Bose気体系に対する量子輸送方程式による緩和過程の解析

桑原　幸朗，中村　祐介，山中　由也
早稲田大学大学院　基幹理工学研究科　電子光システム学専攻

モチベーション

H. Umezawa, Advanced Field Theory ― Micro, Macro, and Thermal Physics (AIP, New York, 1993).
Y. Nakamura, T. Sunaga, M. Mine, M. Okumura, Y. Yamanaka, Ann. Phys. (N.Y.) **325**, 426 (2010).
Y. Nakamura and Y. Yamanaka, Ann. Phys. (N.Y.) **326**, 1070 (2011).

熱場の量子論に対する定式化の一つである非平衡Thermo Field Dynamics (TFD)の発展

量子輸送方程式が導出される

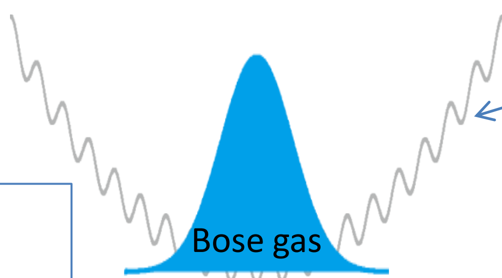
外場が時間依存するモデルの緩和過程を量子輸送方程式によって解析

モデル

※Bose-Einstein凝縮していない場合を考える

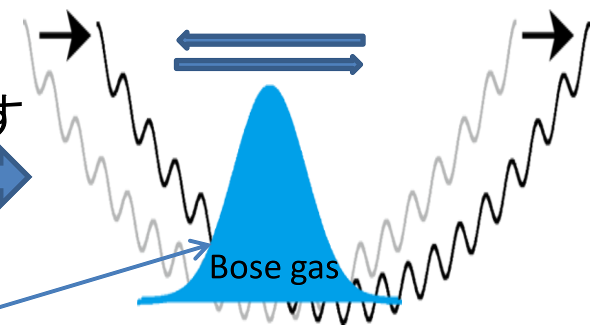
冷却Bose気体 ⇒ 調和振動子ポテンシャル + 光学格子ポテンシャルで捕捉

緩和が遅くて
熱場の理論の
検証に適している



$t < 0$
平衡分布を用意

$t = 0$ でずらす



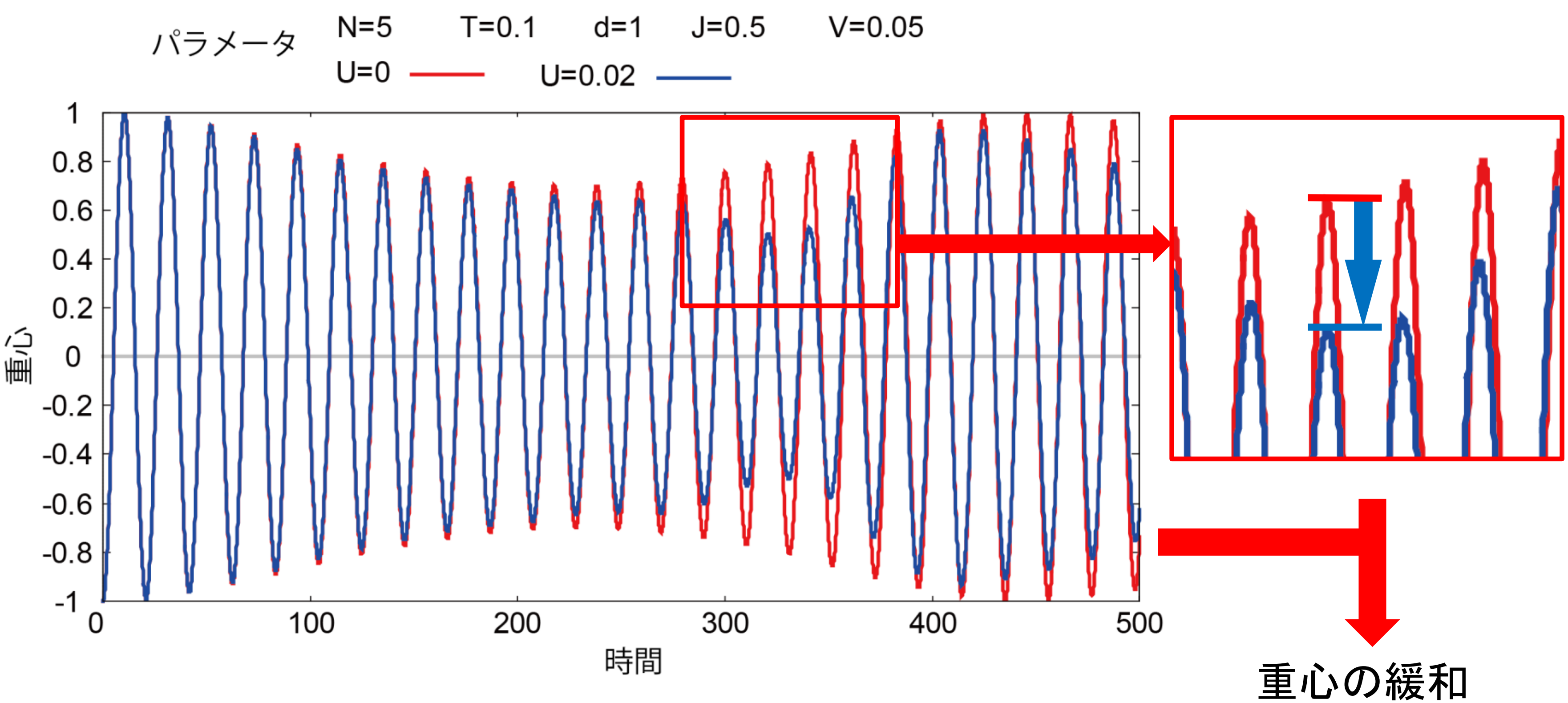
気体が揺れる ⇒ $t > 0$ 非平衡分布

熱緩和過程を非平衡TFDにより解析する！

結果

非平衡TFDにより導出される量子輸送方程式 ➡ non-Markov型

$$\dot{n}_\ell(t) = 4U^2 \mathrm{Re} \sum_{m_1 m_2 m_3} \int_{-\infty}^{t} ds\; I_{\ell m_3; m_2 m_1}(t) I^*_{\ell m_3; m_2 m_1}(s)$$
$$\times \boxed{[n_{m_1} n_{m_2}(1+n_{m_3})(1+n_\ell) - (1+n_{m_1})(1+n_{m_2}) n_{m_3} n_\ell]_s}$$



捕捉されたBose-Einstein凝縮系における Bogoliubov de-Gennesの方法とゼロモード

早稲田大学大学院 基幹理工学研究科 電子光システム学専攻

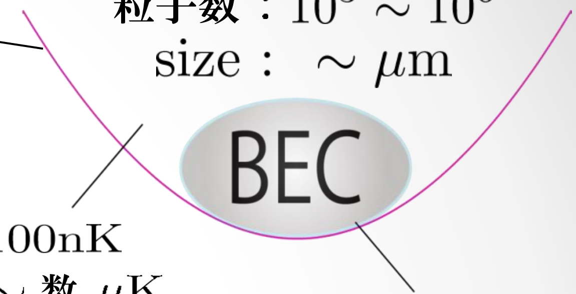
高橋 淳一, 中村 祐介, 山中 由也

2012年 「熱場の量子論とその応用」@ 京都大学 基礎物理学研究所

研究目的

- **研究対象**
  - ○ **冷却中性原子系**

$$H=\int d^3\boldsymbol{x}\left[\psi^\dagger\left(-\frac{1}{2m}\nabla^2+V-\mu\right)\psi+\frac{g}{2}\psi^\dagger\psi^\dagger\psi\psi\right]$$



- **問題意識**

Bogoliubov**近似**

$\boldsymbol{k}=0$ **成分 (ゼロモード) をc数である凝縮原子数に置き換える近似**

$$a_0\to\sqrt{N_c}$$

一様系

$$\varphi(\boldsymbol{x},t)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int d\boldsymbol{k}a_{\boldsymbol{k}}(t)e^{i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{x}}$$

・**積分の一点を無視**

非一様系

$$\varphi(\boldsymbol{x},t)=\sum_{\boldsymbol{k}}a_{\boldsymbol{k}}(t)u_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{x})$$

・**和の一点を無視**

⇨ **正準交換関係を自明に破る**

$$[\varphi(\boldsymbol{x},t),\varphi^\dagger(\boldsymbol{x}',t)]=\delta(\boldsymbol{x}-\boldsymbol{x}')-u_0(\boldsymbol{x})u_0^*(\boldsymbol{x}')$$

M. Okumura and Y. Yamanaka, Phys. Rev. A **68**, 013609 (2003).

動機

- **動機**

ゼロモードを含んだ定式化が必要

先行研究：秩序変数が実関数のとき

M. Okumura and Y. Yamanaka, Phys. Rev. A **68**, 013609 (2003).
M. Okumura and Y. Yamanaka, Prog. Theor. Phys. **111**, 199 (2004).
H. Enomoto, M. Okumura, and Y. Yamanaka, Ann. Phys. **321**, 1892 (2006).

さらに一般化したい

Bogoliubov-de Gennes の方法

M. Lewenstein and L. You, Phys. Rev. Lett. **77**, 3489 (1996).
H. Matsumoto and S. Sakamoto, Prog. Theor. Phys. **107**, 679 (2002).

Bogoliubov-de Gennes方程式の固有関数で非摂動Hamiltonianを対角化

$$\psi(\boldsymbol{x},t) = \underbrace{\xi(\boldsymbol{x})}_{\text{凝縮相}} + \underbrace{\varphi(\boldsymbol{x},t)}_{\text{非凝縮相}}$$

完備化：ゼロモードと対になるモード (adjoint mode $\boldsymbol{y}_{-1}$) **を導入**

$$\begin{pmatrix} \varphi \\ \varphi^\dagger \end{pmatrix} = -iq\boldsymbol{y}_0(\boldsymbol{x}) + p\boldsymbol{y}_{-1}(\boldsymbol{x}) + \sum_{n=1,K=\pm} K\hat{a}_{n,K}\boldsymbol{y}_n^{(K)}(\boldsymbol{x})$$

$H_0 = \varphi$**の二次の項** ⇒

$$H_0 = \frac{p^2}{2}I + \sum_{n=1} \omega_n a_n^\dagger a_n$$

量子座標

研究結果

- 結果
  - Bogoliubov-de Gennes の方法におけるゼロモード部分の真空を決定
  - 理論が対称性を保つことをWard-高橋恒等式の成立を示すことで確認
  - 熱平衡TFDを用いて有限温度へ拡張し、有限温度でもWard-高橋恒等式の成立を確認

非平衡の場の理論を用いた粒子数期待値に対する相互作用からの寄与の研究

広島大学　理学研究科

堀田　龍一

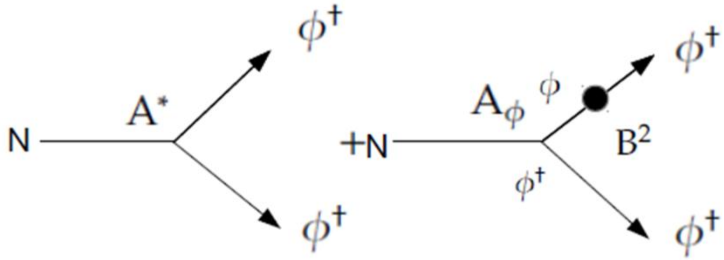
広島大学　　　　　両角　卓也
トムスク教育大学　高田　浩行

arXiv:1206.4824

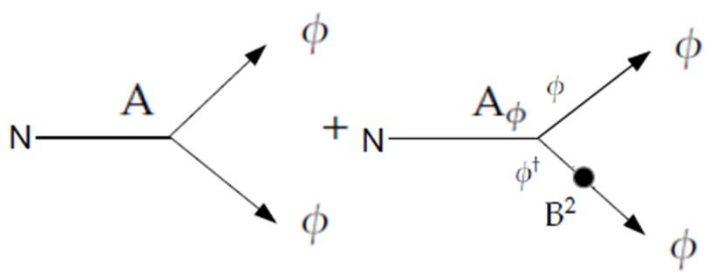
概要

- 素粒子物理現象における粒子数生成過程のより深い理解を得るために、CP非対称、粒子数非保存な模型を設定し解析を行った。2particle-irreducible closed-time-path formalism を用いてcurrent divergenceの摂動的な計算を行い、相互作用からもたらされる粒子数期待値の変化率が有限の時刻tに対して、どの様に時間発展するのかを数値計算によって求めた。

模型



Particle number 0 →-2 process



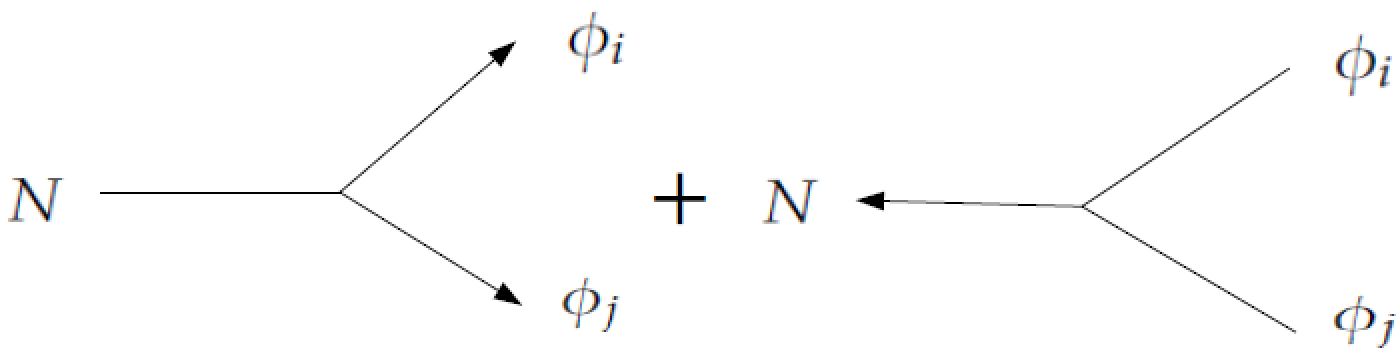
Particle number 0→2 process

左図の様な重い中性スカラー粒子が軽い複素スカラー粒子のペアに崩壊する過程を考える。

上段と下段のamplitudeの差が粒子数を生成する。

Lagrangian

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu N \partial^\mu N - \frac{1}{2} m_N^2 N^2 + |\partial_\mu N|^2 - m_\phi^2 |\phi|^2$$
$$+ B^2\phi^2 + B^{*2}\phi^{*2} + AN\phi^2 + A^* N\phi^{*2} + A_\phi N\phi\phi^*$$



適当な近似、初期条件の下で摂動的な計算を行うと、上図の様にBose統計分布に従い分布している粒子のdecayプロセスとinverse decay プロセスの和で記述することが出来る。

結果

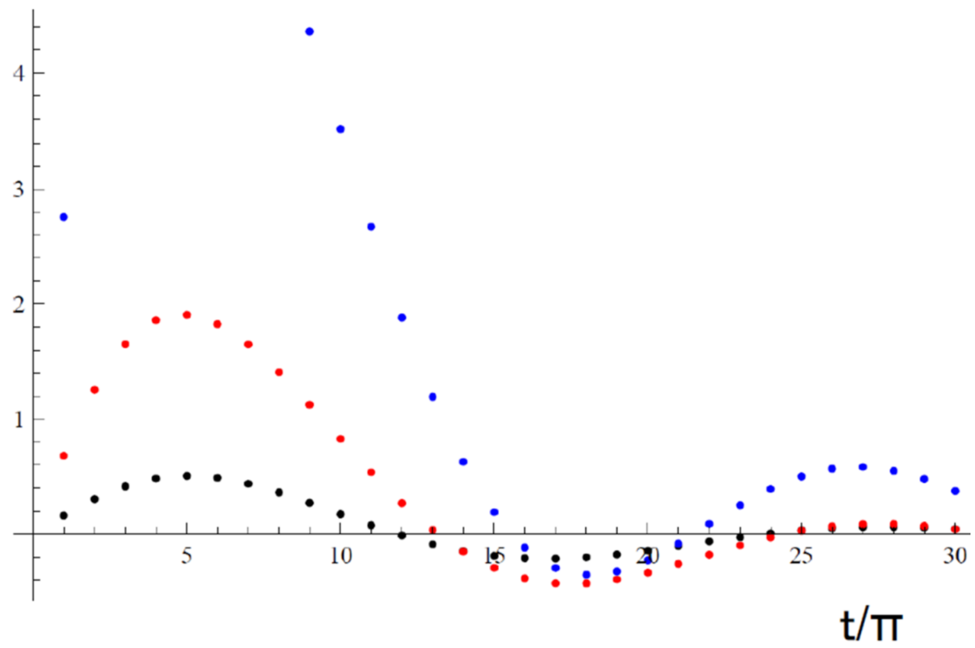


figure3.N の崩壊により生成される粒子数の生成率

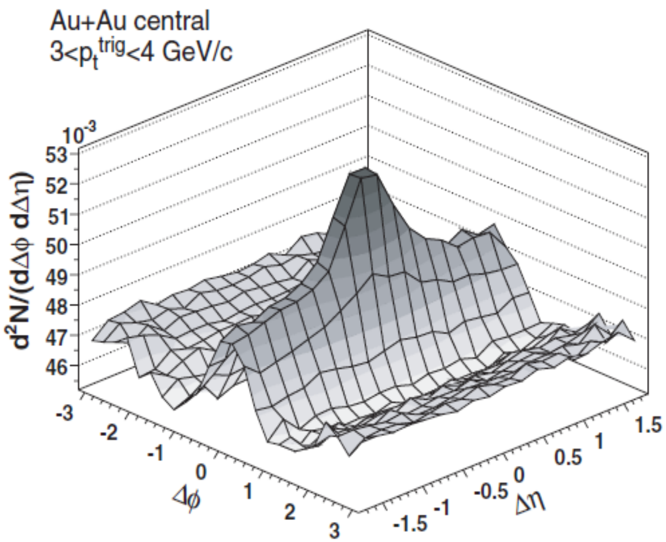
黒、赤、青の順で B が（C P の破れが）大きくなっている。

1+1次元における相対論的粘性流体の摂動計算

熱場の量子論とその応用
２０１２／８／２２-２４

福田恭平 （名大）
野中千穂 （名大、KMI）
赤松幸尚 （名大、KMI）

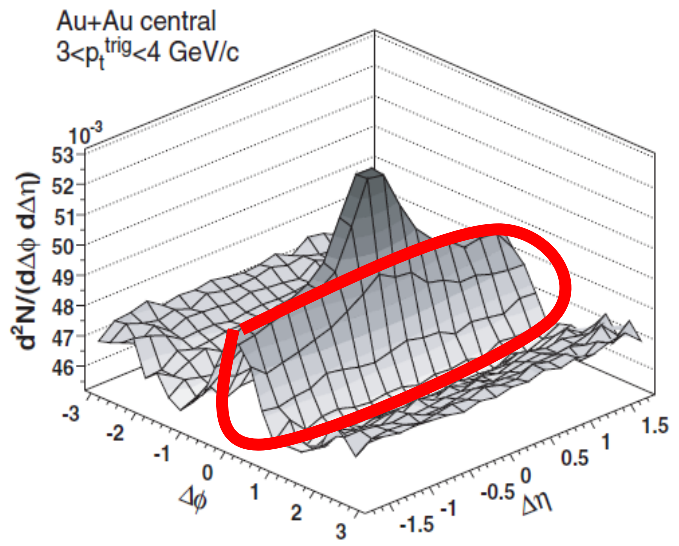
モチベーション



リッジ

- ➢ 長いラピディティ範囲に及ぶ相関
- ➢ 相対方位角の相関が狭い

モチベーション



リッジ
- 長いラピディティ範囲に及ぶ相関
- 相対方位角の相関が狭い

流体模型による定性的評価

計算

エネルギー運動量保存則、状態方程式

$$\partial_\mu\left({T_{(0)}}^{\mu\nu} + {T_{(\Pi)}}^{\mu\nu}\right) = 0,\ \epsilon = gp$$

変数変換: $\begin{cases} z^\pm = z^0 \pm z^1 \\ e^{-\theta} = \dfrac{T}{T_0} \\ y = \dfrac{1}{2}\log\dfrac{u^0+u^1}{u^0-u^1} \end{cases}$

$$\partial_+ e^{-\theta+y} - \partial_- e^{-\theta-y} + \Delta P = 0$$
$$\partial_+ e^{-g\theta+y} + \partial_- e^{-g\theta-y} + \Delta Q = 0$$

バルク粘性項の導入:

${T_{(\Pi)}}^{\mu\nu} = \Pi\Delta^{\mu\nu}, (\Delta^{\mu\nu} = u^\mu u^\nu - g^{\mu\nu})$

$\Pi = -\varsigma\partial_\mu u^\mu$

$\Delta P, \Delta Q$: 粘性項

$$\begin{cases} \Delta P = \dfrac{2g^2}{(g+1)^2\epsilon_0} e^{g\theta}\left(-\sinh y\,\partial_\mu {T_{(\Pi)}}^{\mu 0} + \cosh y\,\partial_\mu {T_{(\Pi)}}^{\mu 1}\right) \\ \Delta Q = \dfrac{g}{(g+1)\epsilon_0} e^{\theta}\left(\cosh y\,\partial_\mu {T_{(\Pi)}}^{\mu 0} - \sinh y\,\partial_\mu {T_{(\Pi)}}^{\mu 1}\right) \end{cases}$$

$$\partial_-\Phi = e^{-\theta+y} + F$$
$$\partial_+\Phi = e^{-\theta-y} - F$$

$$\left(F(t,z) = \int_0^{2z} dz\,\Delta P(t,z) \right)$$

$$\partial_+\left\{(\partial_-\Phi - F)^{\frac{g+1}{2}}(\partial_+\Phi + F)^{\frac{g-1}{2}}\right\}$$
$$+\partial_-\left\{(\partial_-\Phi - F)^{\frac{g-1}{2}}(\partial_+\Phi + F)^{\frac{g+1}{2}}\right\} + \Delta Q = 0$$

<u>摂動論</u>

展開パラメーター: ζ_0 $(\zeta = \zeta_0 \tilde{\zeta}(\tau))$

$\Phi = \Phi^{(0)} + \varsigma_0 \Phi^{(1)} + \cdots$

$$\partial_+ \left\{ (\partial_- \Phi - F)^{\frac{g+1}{2}} (\partial_+ \Phi + F)^{\frac{g-1}{2}} \right\} + \partial_- \left\{ (\partial_- \Phi - F)^{\frac{g-1}{2}} (\partial_+ \Phi + F)^{\frac{g+1}{2}} \right\} + \Delta Q = 0$$

0次の解: $\left.\left(\frac{T}{T_0}\right)\right|^{(0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{1/g}$, $y = \eta$ (Bjorken解)

1次の方程式:

$$\underline{\frac{1}{2{\tau_0}^2} e^{-\left(-\frac{1}{g}+2\right)t} \{ g\partial_{tt} - \partial_{xx} - (g-1)\partial_t \} \Phi^{(1)}} - \frac{1}{2{\tau_0}^2} e^{-\left(-\frac{1}{g}+2\right)t} \frac{2g}{(g+1)\epsilon_0} \tilde{\zeta} = 0$$

Φに関する斉次項は1次以降、<u>すべて次数で同じ形</u>をとる。

ただし、

$$t = \log\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right), x = \eta$$

$\Phi^{(1)}$の解（グリーン関数を用いて構成）

$$\Phi^{(1)}=\Phi^{(1)}_{\mathrm{src}}+\Phi^{(1)}_{\mathrm{IF1}}+\Phi^{(1)}_{\mathrm{IF2}}+\Phi^{(1)}_{\mathrm{IG}}+\Phi^{(1)}_{\mathrm{non-int}}$$

ただし、

$$\Phi^{(1)}_{\mathrm{src}}=\frac{g}{2\alpha g_{+\epsilon_0}}\Big[-\frac{1}{\frac{(1+\beta)\sqrt{g}}{2}-\alpha}\left(e^{2\alpha\tilde{t}}-e^{(1+\beta)\sqrt{g}\tilde{t}}\right)+\frac{2}{(1+\beta)\sqrt{g}}\left(1-e^{(1+\beta)\sqrt{g}\tilde{t}}\right)\Big]$$

$$\Phi^{(1)}_{\mathrm{IF1}}=\alpha\tilde{t}\frac{e^{\alpha\tilde{t}}}{2}\int_{-1}^{1}du I_0(\alpha\tilde{t}\sqrt{1-u^2})f_1(x+\tilde{t}u)$$

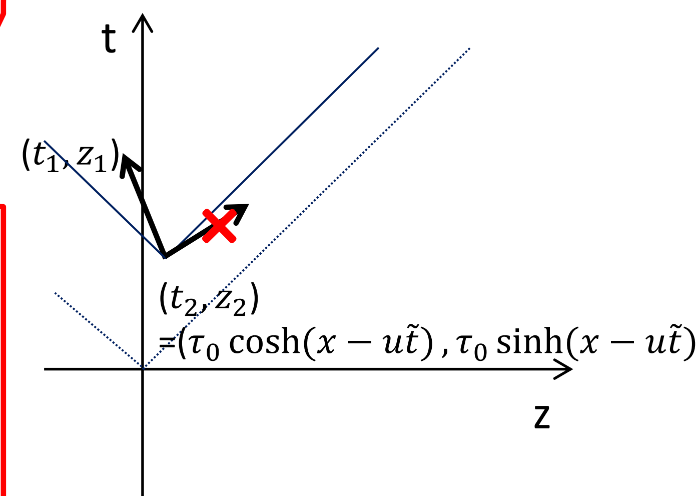
$$\Phi^{(1)}_{\mathrm{IF2}}=\alpha\tilde{t}\frac{e^{\alpha\tilde{t}}}{2}\int_{-1}^{1}\frac{du}{\sqrt{1-u^2}}I_1(\alpha\tilde{t}\sqrt{1-u^2})f_1(x+\tilde{t}u)$$

$$\Phi^{(1)}_{\mathrm{IG}}=\alpha\tilde{t}\frac{e^{\alpha\tilde{t}}}{2}\int_{-1}^{1}du I_0(\alpha\tilde{t}\sqrt{1-u^2})g_1(x+\tilde{t}u)$$

$$\Phi^{(1)}_{\mathrm{non-int}}=\frac{e^{\alpha\tilde{t}}}{2}\left(f_1(x+\tilde{t})+f_1(x-\tilde{t})\right)$$

- 初期条件: $f_1(x), g_1(x)$
- 変形ベッセル関数: I_0, I_1
- $\zeta=\zeta_0 e^{2\beta t}$ (β: パラメーター)

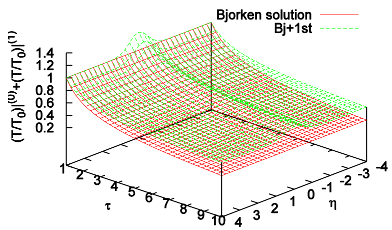
因果律



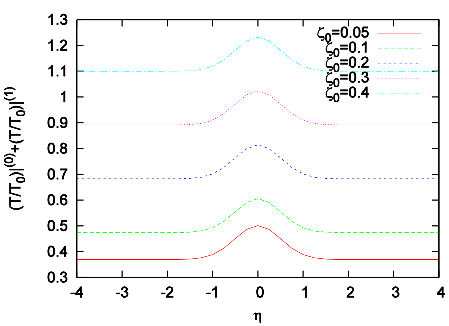
解の形（グリーン関数）から因果律を満たしていることが示すことができる。

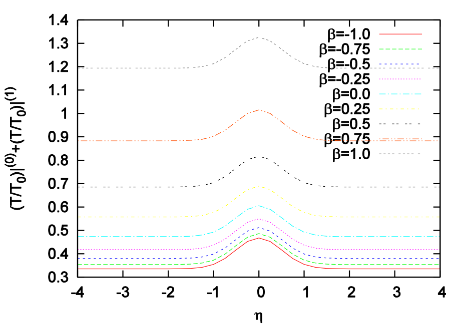
まとめ

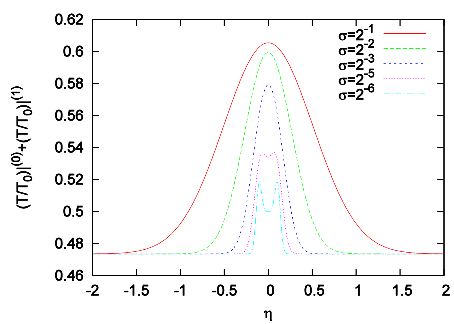
- ◆ 1+1次元の粘性流体方程式を粘性係数の摂動として解析的に解いた
- ◆ 解は因果律を満たしている
- ◆ 初期条件を変化させることによって定性的にリッジ構造を議論した



➢ $\tau = 10$ (fm/c)におけるラピディティ依存性







量子渦の非可換統計
-SO(N)対称性を持つマヨラナフェルミオン-

Phys. Rev. B 86, 014508 (2012) [arxiv:1203.0173]

広野雄士 (東京大/理研)

共同研究者:安井繁宏(KEK)・板倉数記(KEK)・新田宗土(慶応大)

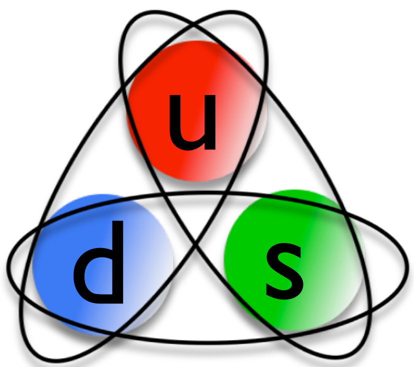
非可換エニオンとは？

- ボソン $$\phi(r_1, r_2) = +\phi(r_2, r_1)$$
- フェルミオン $$\psi(r_1, r_2) = -\psi(r_2, r_1)$$
- エニオン $$\chi(r_1, r_2) = e^{i\alpha}\chi(r_2, r_1)$$
- 非可換エニオン

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \xi_a(r_1, r_2) \\ \xi_b(r_1, r_2) \\ \vdots \end{pmatrix}}_{\text{縮退した状態}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \alpha_{aa} & \alpha_{ab} & \cdots \\ \alpha_{ba} & \alpha_{bb} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix}}_{\text{行列によって変換}} \begin{pmatrix} \xi_a(r_2, r_1) \\ \xi_b(r_2, r_1) \\ \vdots \end{pmatrix}$$

マヨラナフェルミオンと非可換エニオン

- 超伝導渦中のマヨラナフェルミオンにより非可換エニオンが実現
  - 状態空間、粒子の交換に伴う変換性 [Ivanov, '01]
- 複数のマヨラナフェルミオンが束縛され得る
  - 例：カラー超伝導(カラー・フレーバー・ロック相)



研究内容

- 複数個のマヨラナフェルミオンを内部に持つ量子渦の非可換統計
- 渦の交換に伴う状態の変換性に普遍的な性質
  - Ivanov × 対称群の表現行列
- 奇数個のフェルミオンが束縛される場合には常に成立することを証明

~~相対論的流体模型に於ける熱揺らぎと~~
~~重イオン衝突への応用~~

重イオン衝突における相対論的“揺動”流体
～因果律と記憶効果と有色雑音～

村瀬 功一 (東京大学), 平野哲文 (上智大学)

2012/08/22 TQFT2012

Introduction

- 高エネルギー重イオン衝突で探る QGP の性質

実験

加速器 @ LHC, RHIC

1. 原子核同士の衝突

2. QGP を生成
3. 冷えた後の粒子分布を測定

[ALICE Collaboration (LHC)] Pb+Pb @ √s = 2.76 TeV

理論

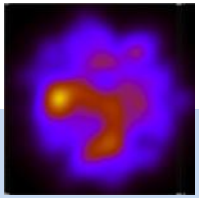
- 相対論流体模型に基づく数値シミュレーション

理論と実験の比較

- 理論のパラメータを制限
  →重イオン衝突の初期状態
  → QGP の性質
  - 剪断粘性係数 η
  - 体積粘性係数 ζ
  - 緩和時間 τ

✓数値計算結果と実験結果の比較 → QGP の性質を探る

事象毎の揺らぎ



- 相対論的重イオン衝突と揺らぎ

実験

- 最近注目を集めている衝突の**事象毎の揺らぎ** @ 測定量 v_n

理論

相対論的流体模型 ＝ 複数の模型を繋げた<u>数値計算の枠組み</u>

初期状態 (平衡化) → QGP 流体 時空発展 → ハドロン化 → ハドロンガス 時空発展

初期の**揺らぎ**
<u>最近研究が盛ん</u>

散逸流に入る**熱揺らぎ**
流体の“揺動” ← 今回

✓今回注目するのは時空発展に入る「**流体の“揺動”**」

流体の“揺動”とは?

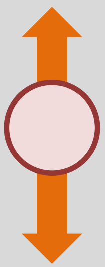
ブラウン粒子の場合

$$m\ddot{x} = \underline{-\gamma\dot{x}} + \underline{\xi}$$

抵抗 (= 散逸) 平均的振る舞い

揺らぎ 平均からのずれ

揺動散逸関係
揺動 ξ の強度
⇔ 散逸の大きさ



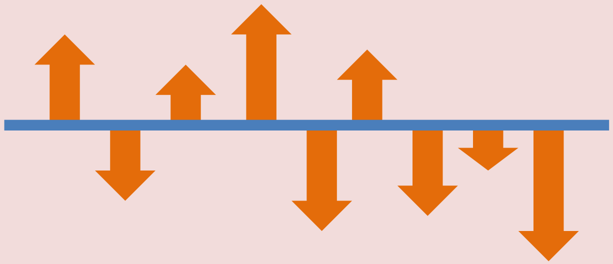
散逸流体の場合

- 流体の場に<u>空間の各点で独立</u>に**熱揺らぎ**が現れる

  例:

$$P + \Pi = \underline{P(e,n) - \zeta\theta} \ \ + \underline{\delta\Pi},$$

状態方程式＋**体粘性**　**流体の“揺動”**



- 流体模型に取り入れるには? → 詳細はポスターで!!

✓**Key**: **因果律、記憶効果、有色雑音**

PNJL模型によるメソンガスの状態方程式

東大駒場　山崎加奈子

共同研究者　東大駒場　松井哲男

★ Motivation : QCD 相図の解明

クォーク・グルーオン・プラズマ

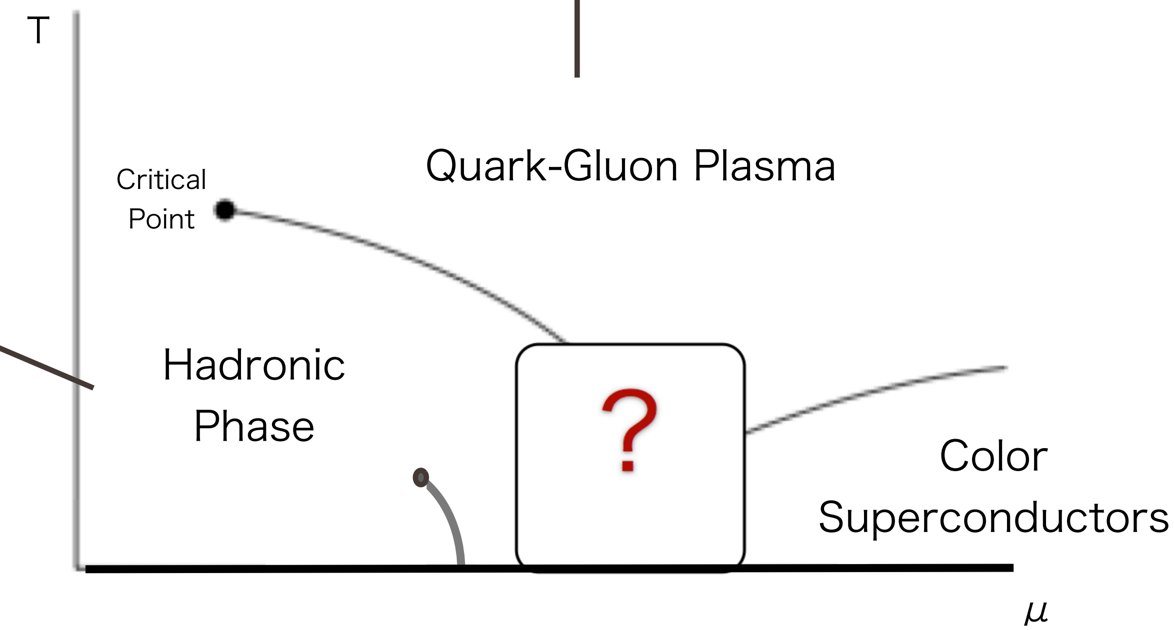
・カイラル相転移

・非閉じ込め相転移

ハドロン相

・カイラル対称性の破れ

・カラーの閉じ込め



★ 有効模型による計算

・**カイラル相転移**と**非閉じ込め相転移**を両方記述できる
・**閉じ込め相**では**ハドロン**が存在する

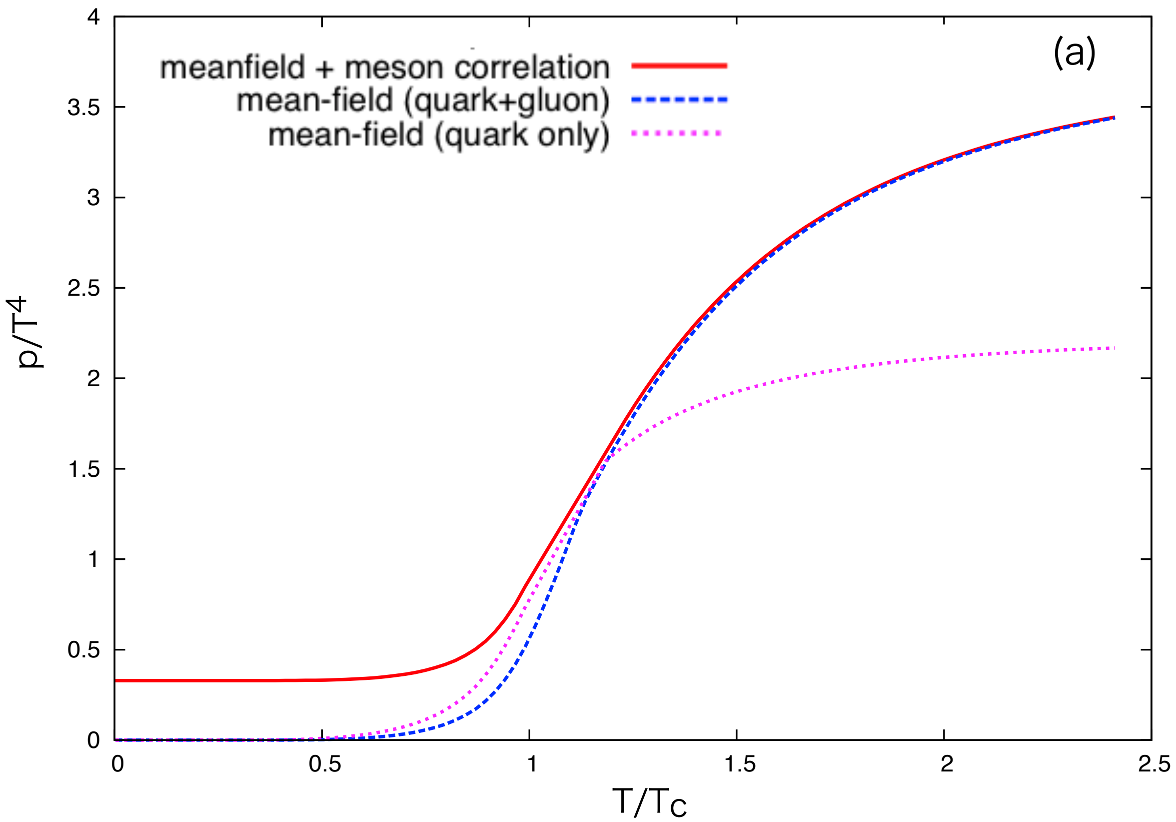
} 模型を用いる

Nambu-Jona-Lasinio model with Polyakov loop (PNJL模型)

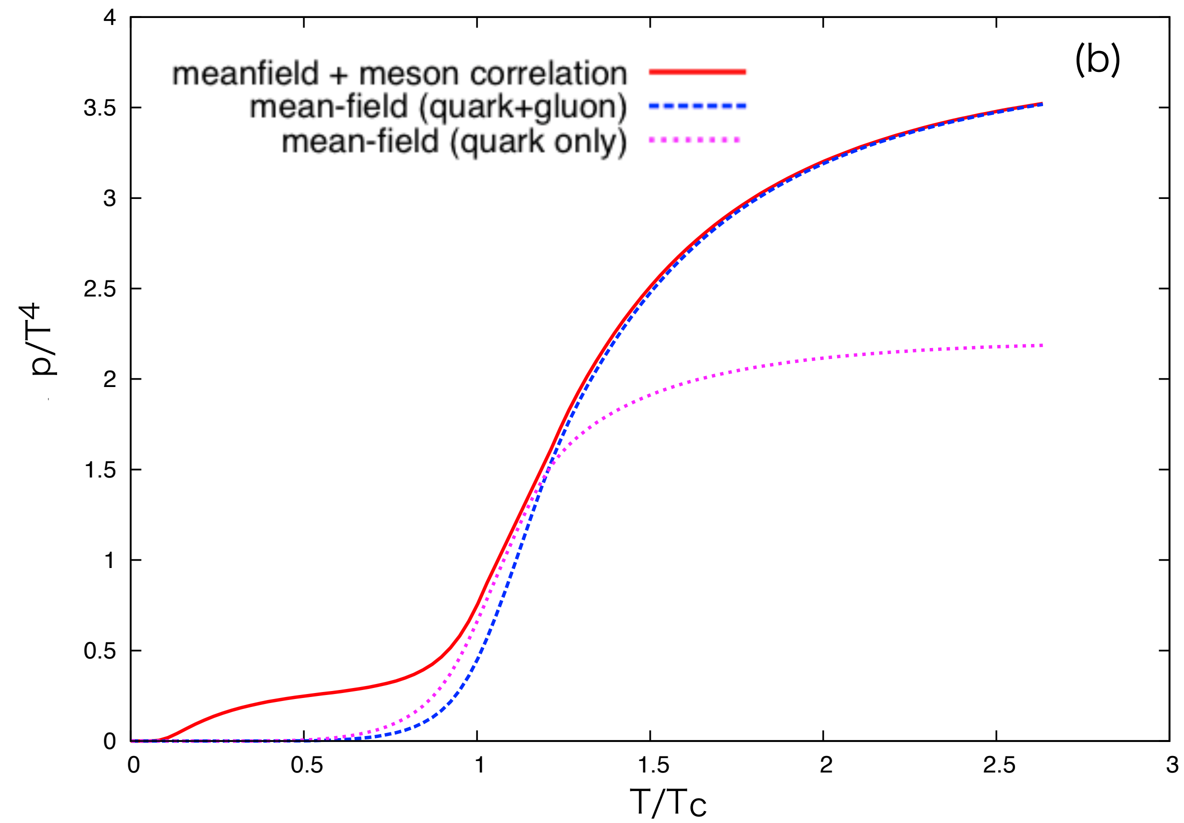
平均場近似+メソン励起

本研究ではゼロ密度で、メソンを取り込み状態方程式の計算を行う。

★ 結果



(a) カイラル極限 $m_0 = 0$



(b) $m_0 \neq 0$

低温（**閉じ込め相**）では**メソン励起**が支配的であり、高温（**非閉じ込め相**）では**クォーク、グルーオン**が支配的である。高温で、メソン励起からの寄与はほとんど無い。

★メソン励起の内訳

- collective モードとnon-collective モード(個別励起)
- 状態方程式にはcollectiveモードが効く
- non-collectiveモードは何か？

Study of Dipolar Fermi Gases with the Renormalization Group

Yuya Tanizaki[1]
in collaboration with T.Hatsuda[2]

22-24. Aug. 2012, TQFT(YITP)

[1]The University of Tokyo
[2]RIKEN

Motivation

Dipole-Dipole Interaction: ($\boldsymbol{S}$: spin matrix, $\boldsymbol{q}$:three momenta)

$$V_{\alpha\beta,\beta'\alpha'}(\boldsymbol{q}) = \frac{1}{3}\gamma^2 \left[3(\boldsymbol{S}_{\alpha\alpha'} \cdot \hat{\boldsymbol{q}})(\boldsymbol{S}_{\beta\beta'} \cdot \hat{\boldsymbol{q}}) - \boldsymbol{S}_{\alpha\alpha'} \cdot \boldsymbol{S}_{\beta\beta'}\right].$$

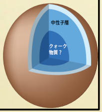
Long range and anisotropic nature induces some unexpected phenomena!

High Density Nuclear Matter

Neutron Superfluid in ${}^3P_2$ channel

Meson Condensations

Realized inside Neutron Stars and Important Effects to the Cooling



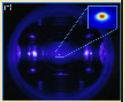
↔

Cold Atomic System

Idealistic Environment in the Experiments

Nice Realization of the BCS-BEC crossover

Success of the Degenerated Fermi Gas with the Dipole-Dipole Interaction (Recent Progress!)



Realization of the dgenerated dipolar Fermi gas (B.Lev)

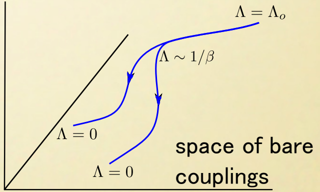
T.Takatsuka, et al., PTP59,1933 (1978); M.Lu, et al., PRL108,215301 (2012)

RG flow equation

We define the effective action S_Λ with the path integral

$$\exp(-S_{\Lambda'}[\psi,\overline{\psi}]) = \int \prod_{\Lambda' \le |k-k_F| \le \Lambda} \mathrm{d}\psi_k \mathrm{d}\overline{\psi}_k \exp(-S_\Lambda).$$

By repeating the successive integrations with the infinitesimal shell, we can get the flow of the effective couplings in S_Λ.



If the effective cutoff Λ is much higher than other scales such as $1/\beta$, the flows in the vacuum and in the matter coincides, but at the scale $\Lambda \sim 1/\beta$ those flows show different behaviors.

Solution of the Flow

In the simplest approximation (i.e., Only the Renormalization of the four-point couplings), we find the RG flow in the BCS channel:

$$\boldsymbol{V}(\Lambda) = \boldsymbol{V_o}\left(\mathbf{1} - \boldsymbol{V_o}\int_{\Lambda}^{\Lambda_o} \frac{\mathrm{d}\Lambda'}{\Lambda'}\frac{1}{2}\tanh\left(\frac{\beta}{2}v_F\Lambda'\right)\right)^{-1}.$$

$\boldsymbol{V_o}$: the dimensionless bare coupling matrix.

We see that if it has a positive eigenvalue the Landau pole appears in the low-temperature regions.

強く相互作用するクォーク相を含む中性子星の状態方程式と最大質量

熱場の量子論とその応用@京都大学基礎物理学研究所

2012. 7.22-24

益田晃太　東大理

初田哲男　理研

高塚龍之　岩手大

arXiv:1205.3621 [nucl-th]

最近の観測と問題点

NSの物理

(特にM-R relation)

理論

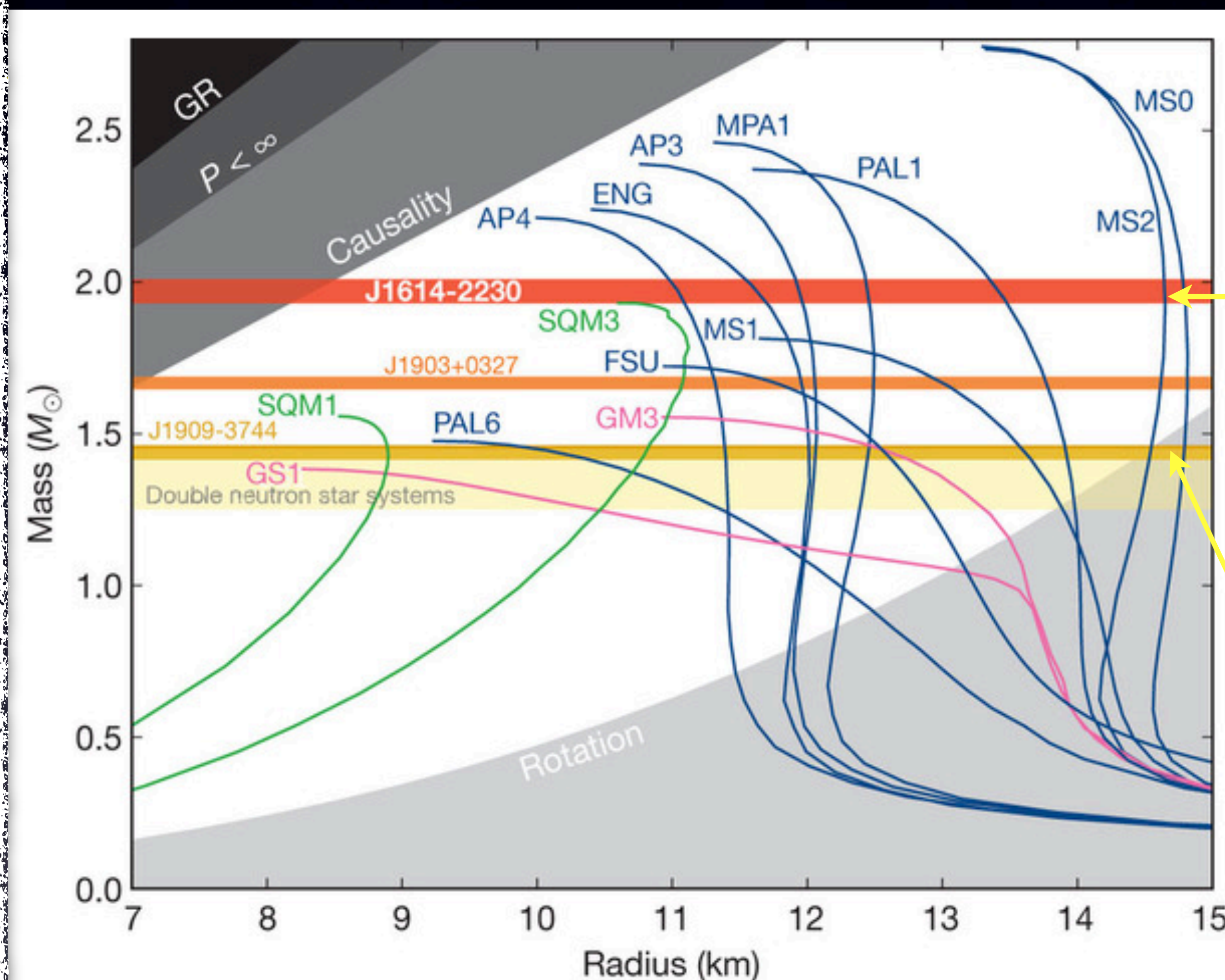
EOS
+
TOV方程式

1:1対応

M-R relation

制限

観測

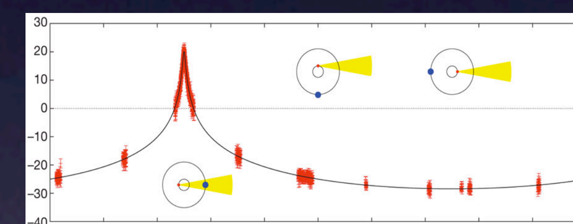


NSの質量

2010年

$(1.97 \pm 0.04) M_\odot$ の

WD-NS連星系観測



P.B.Demorest, T.Pennucci, S.M.Ransom, M.S.E.Roberts &J.W.T.Hessels,

Nature **467** (2004), 1081-1083

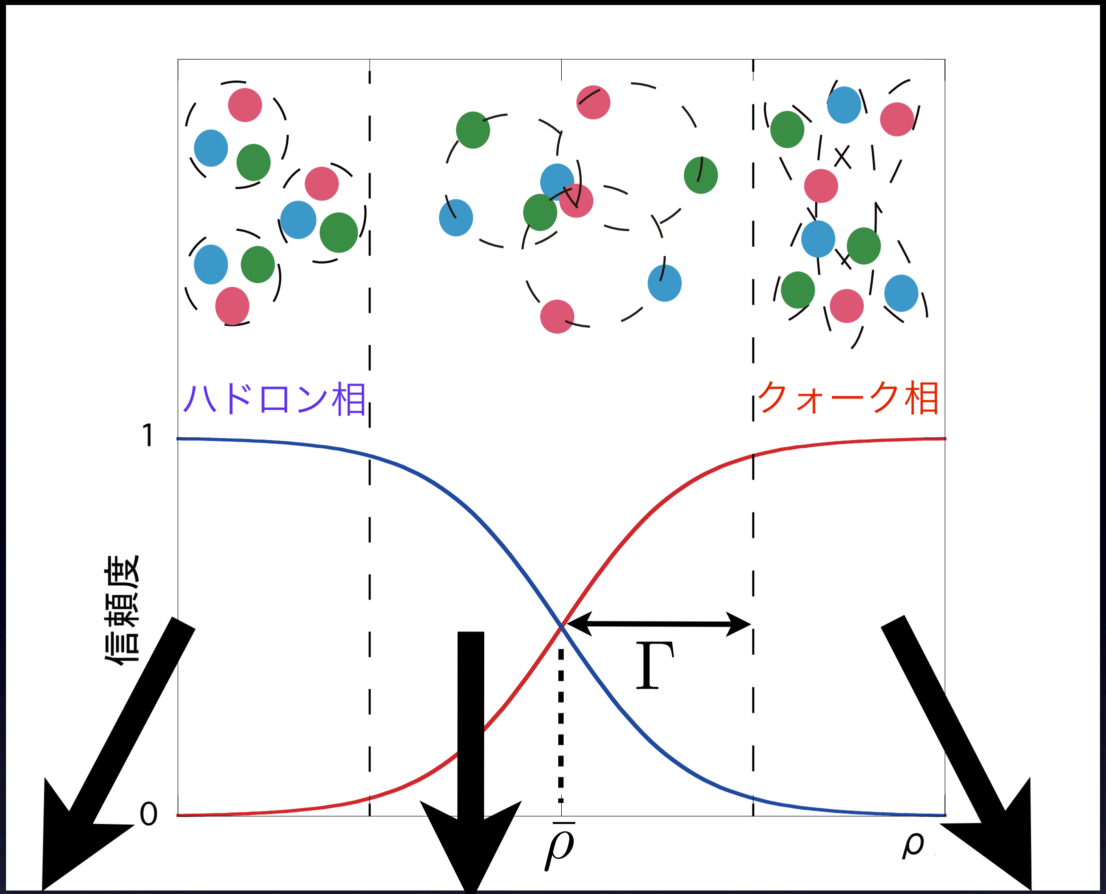
従来

Key Question

[1] 重いNSを支えるEOSはどのようなものか？

[2] NS内部でhadron-quark相転移は生じるのか？

手法



ハドロン相

- ハイペロン
- ユニバーサル三体力

中間領域

Key Concept
クロスオーバー

↕

1次相転移 Maxwell/Gibbs condition

クォーク相

強く相互作用しているモデル

(2+1)-flavor NJL

$$P = P_H \times \frac{1-\tanh\left(\frac{\rho-\bar{\rho}}{\Gamma}\right)}{2} + P_Q \times \frac{1+\tanh\left(\frac{\rho-\bar{\rho}}{\Gamma}\right)}{2}, \quad P = \rho^2 \frac{\partial(\varepsilon/\rho)}{\partial\rho}$$

Asakawa & Hatsuda
Phys. Rev. D55 (1997), 4488

特色

本研究

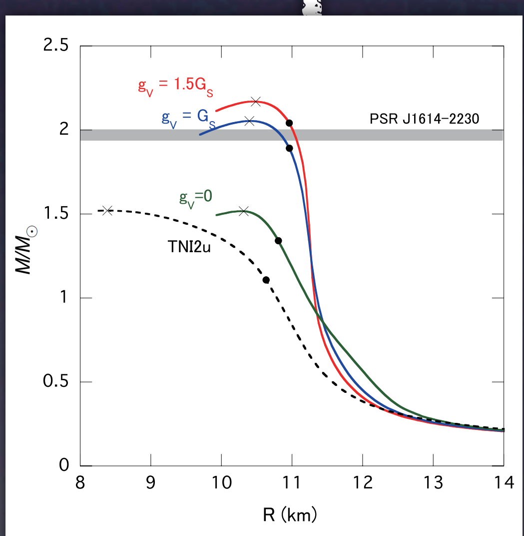
クロスオーバーを仮定

(1) クロスオーバーが低密度で生じる

(2) クォーク相が強く相互作用している

ハドロン相のみのEOSより

かたいEOSを得る $\longrightarrow 2M_{\odot}$



クォーク相こそが重いNSを支える

従来

1次相転移

かたい

ハドロン相

QCD和則による
有限温度クォーコニウムのMEM解析

鈴木 渓(東工大)

Philipp Gubler(理研), 森田 健司(京大基研), 岡 真(東工大,KEK)

P. Gubler, K. Morita, and M. Oka, Phys. Rev. Lett. **107**, 092003 (2011)
K. Suzuki, P. Gubler, K. Morita, and M. Oka, arxiv:1204.1173 [hep-th]

研究の概要

- 背景

  <u>QGP相でクォーコニウムが消失する</u>

- 目的

  <u>消失温度</u>を求める

- 手法

  <u>MEM</u>を用いた<u>QCD sum rule</u>

クォーコニウム抑制

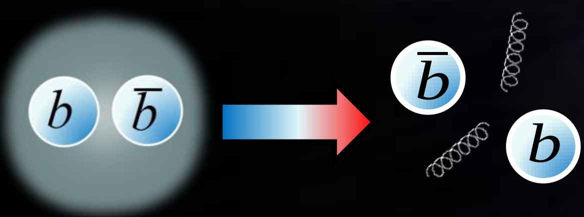
Submitted on 14/Aug/2012

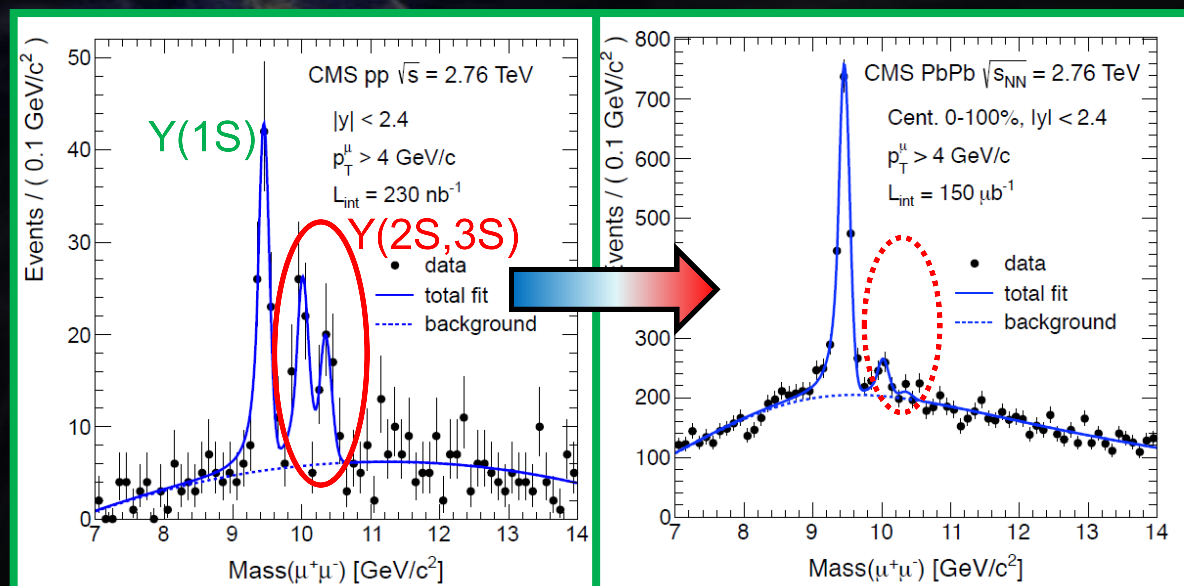
QGP相で<u>クォーコニウムが消失する</u>現象

⇒QGP生成を示唆するシグナル？

- LHCからの最新結果

S. Chatrchyan et al. [CMS Collaboration], arxiv:1208.2826





クォーコニウムの<u>種類</u>

（J/Ψ,ηc,Υ…）によって

消失温度が異なる

⇒QGPの温度計!!

p-p衝突とPb-Pb衝突で生成するΥの収量を比較

⇒Υの励起状態(2S,3S)は基底状態(1S)より低温で消失

クォーコニウム抑制の理論的アプローチ

クォーコニウム抑制をQCDからどのように記述するか？

⇒スペクトル関数の温度変化を見ればよい

クォーコニウム相関関数

非摂動的QCDアプローチ

格子QCD, QCD和則 etc.

ハドロン束縛状態のスペクトル関数

温度依存性 input

温度依存性 output

Input：相関関数の演算子積展開(OPE)

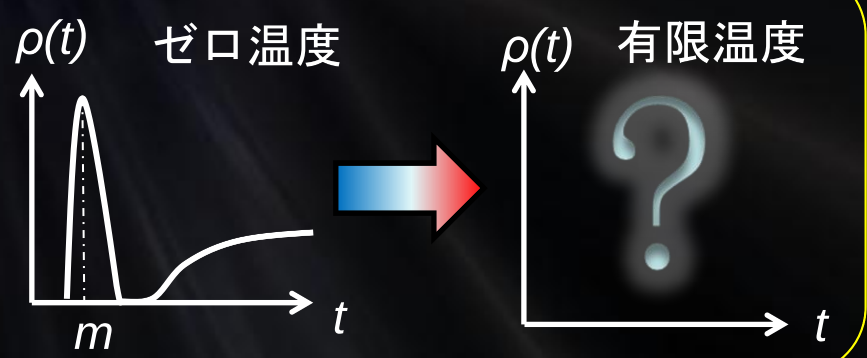
①摂動的QCD

②QCD非摂動効果（カイラル凝縮、グルーオン凝縮…）

これに加えて、

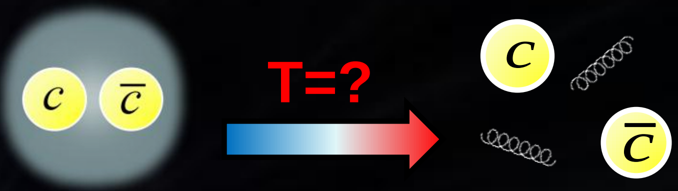
Input：関数形の現象論的仮定「極＋連続状態」(従来の手法)

~~Input~~：関数形の確率論的推定「MEM」(我々の手法)

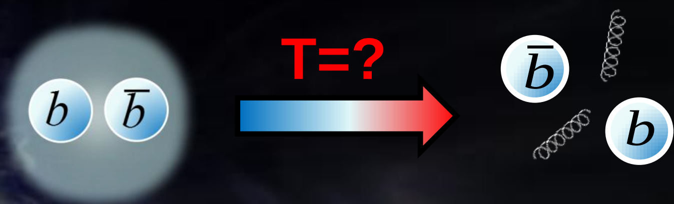


研究成果

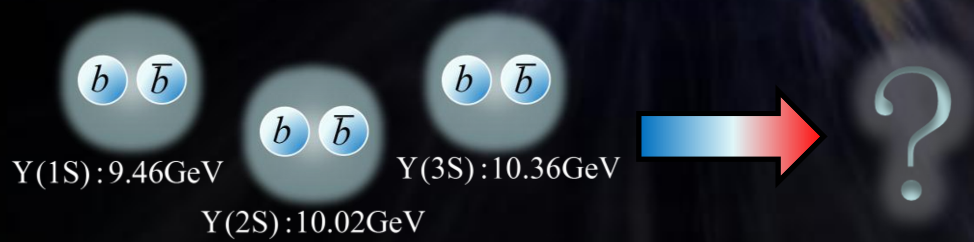
１．チャーモニウム



２．ボトモニウム

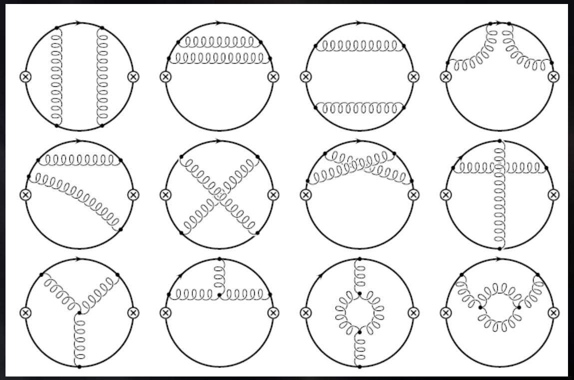


３．ボトモニウム励起状態



４．高次補正の寄与 (計算中)

Coming Soon!

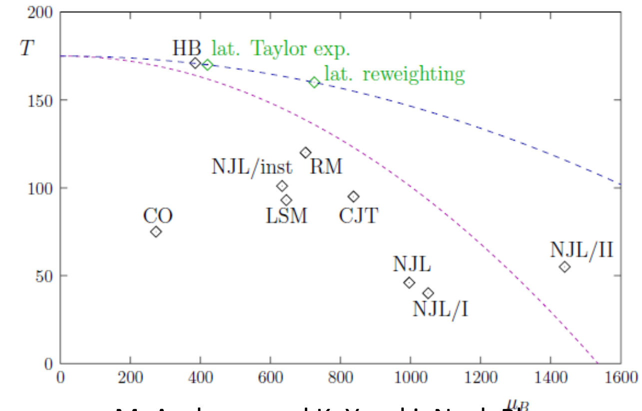


揺らぎを取り入れた 強結合格子QCDに基づく QCD相図

発表者　市原　輝一[A]
共同研究者　中野　嵩士[A,B]、大西　明[B]
京大理[A]、京大基研[B]

QCD臨界点

- QCD臨界点の位置
  →模型依存性が大きい



M. Asakawa and K. Yazaki, Nucl. Phys. A **504** (1989), 668
M. Stephanov, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. 153 (2004), 139. ・・・

- QCD臨界点＝2次相転移点
  →秩序変数の揺らぎ大

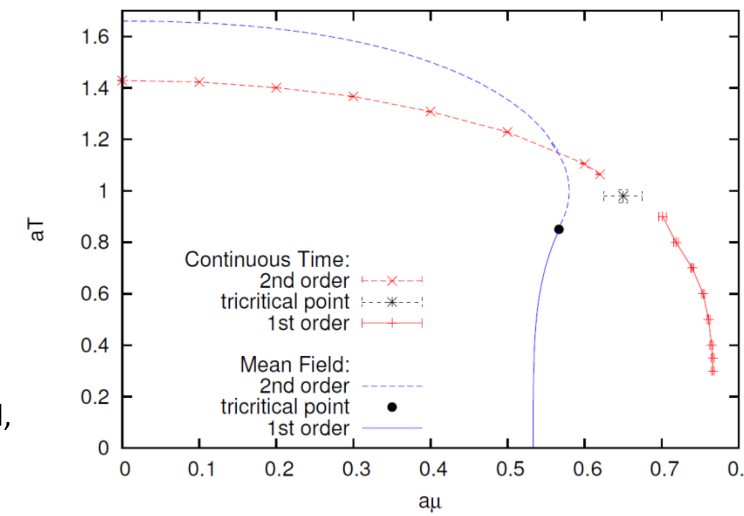
物理量の揺らぎを考慮

-MDP（モノマー・ダイマー・ポリマー）シミュレーション

モデル　強結合格子QCD

揺らぎによって相構造が
変化する可能性を示唆

W. Unger, Philippe de Forcrand, arXiv:1111.1434v1



2.研究目的

平均場を越えたQCD相図の理解

- モデル　強結合格子QCD
  格子QCDの作用から出発
  結合定数の逆べき$(1/g^2)$で展開する手法
  符号問題の影響を弱めうる

- MDPシミュレーションは作用の拡張が直接的ではない
  →有限結合効果への拡張が容易な定式化を採用

- 揺らぎをMonte-Carlo法で、厳密に評価する手法の開発
  符号問題は？強結合展開での正当性

揺らぎの導入

- 補助場(メソン場)の揺らぎを導入 $M = \langle\sigma\rangle$

$$e^{\alpha M^2} = \int d\sigma e^{-\alpha\sigma^2 + 2\alpha\sigma M}$$

平均場：鞍点で評価
今回　：モンテカルロ計算

- 符号問題の出方
モンテカルロ(MC)計算の妥当性は？
強結合極限
有限結合効果(Next-Leading-Order)

媒質中でのη'中間子の質量変化とη'-N相互作用

酒井俊太郎(京大理)
慈道大介(京大基研)

η’中間子とは

- 他の擬スカラー中間子に比べ大きな質量

↑

$U_A(1)$anomalyの影響

E.Witten,NPB156,269(1979)
G.Veneziano,NPB159,213(1979)

- カイラル対称性との関連

S.H.Lee,T.Hatsuda,PRD54,54(1996)
D.Jido, H.Nagahiro, S.Hirenzaki, PRC85, 032201(R) (2012).

⇒ カイラル対称性が回復した際に大きな質量減少の期待

- 小さな核子吸収 M.Nanova,et al. PLB710,600(2012)

↑

実験的示唆(pγ→pη’反応による)

η′-原子核系の観測による
カイラル対称性の部分的回復の
検証の可能性

理論的に存在の可能性を検証したい

η′-核子間の相互作用の情報が必要
(まだわかっていない)

線形σ模型を用いてη′の性質の
媒質中での変化、η′-N相互作用を決定

決定された相互作用の強さより…

- η′の有限密度中での質量
- 散乱長、有効距離の計算
- η′-N系の解析

が計算できる

線形σ模型の範囲内で決定された値

相互作用強度 [MeV^{-1}]	散乱長 [fm]	有効距離 [fm]	束縛状態のエネルギー [MeV]	ρ_0と真空でのη′の質量差 [MeV]
-0.0519	-3.20	-37.35	1893	150

η′-N間で束縛状態を作りうるほど強い引力が働く示唆