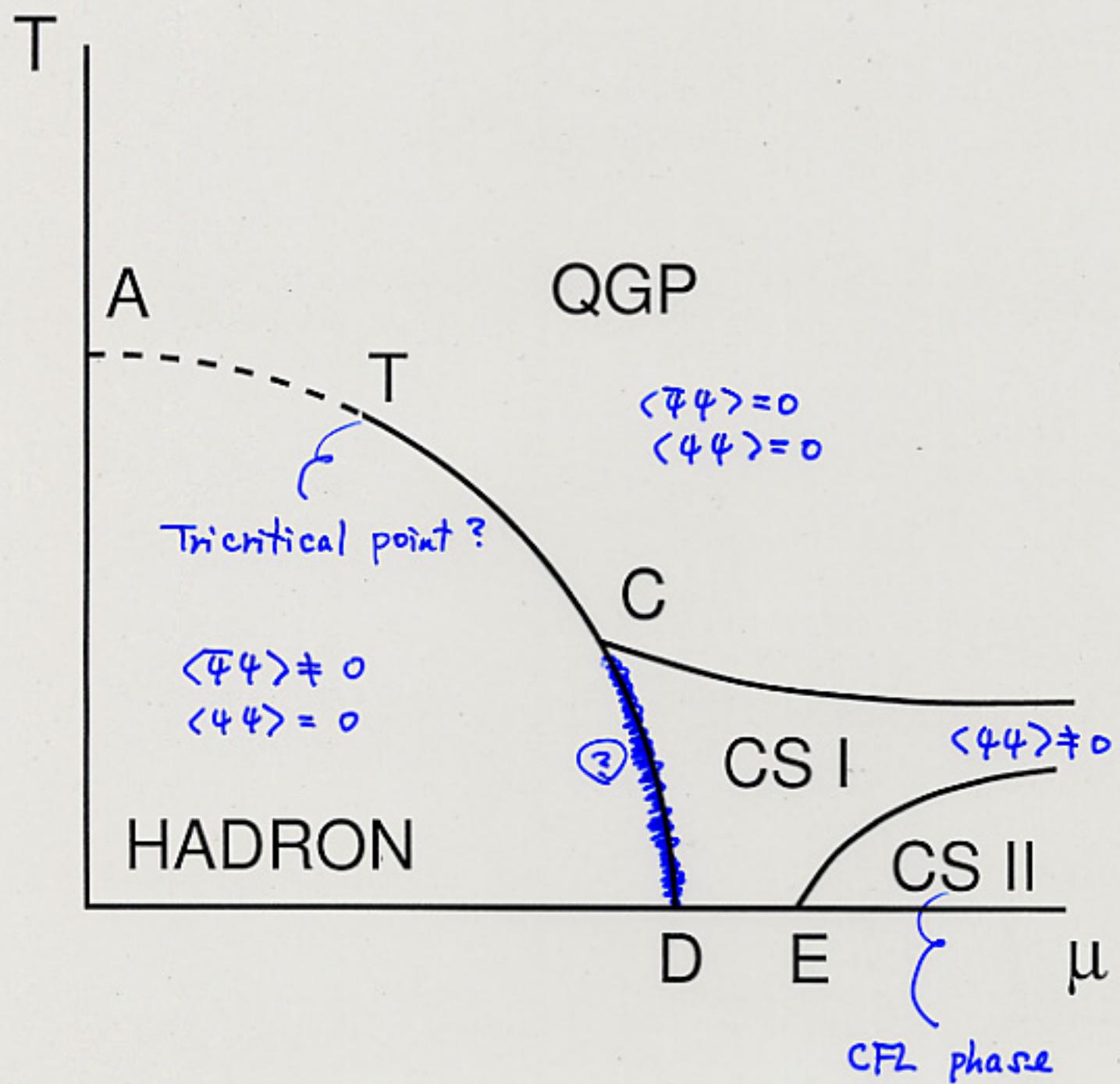


Nuclear / Hadron Physics

M. Asakawa (kyoto University)

Dec. 11, 2001



Lattice Result ?

Lattice QCD

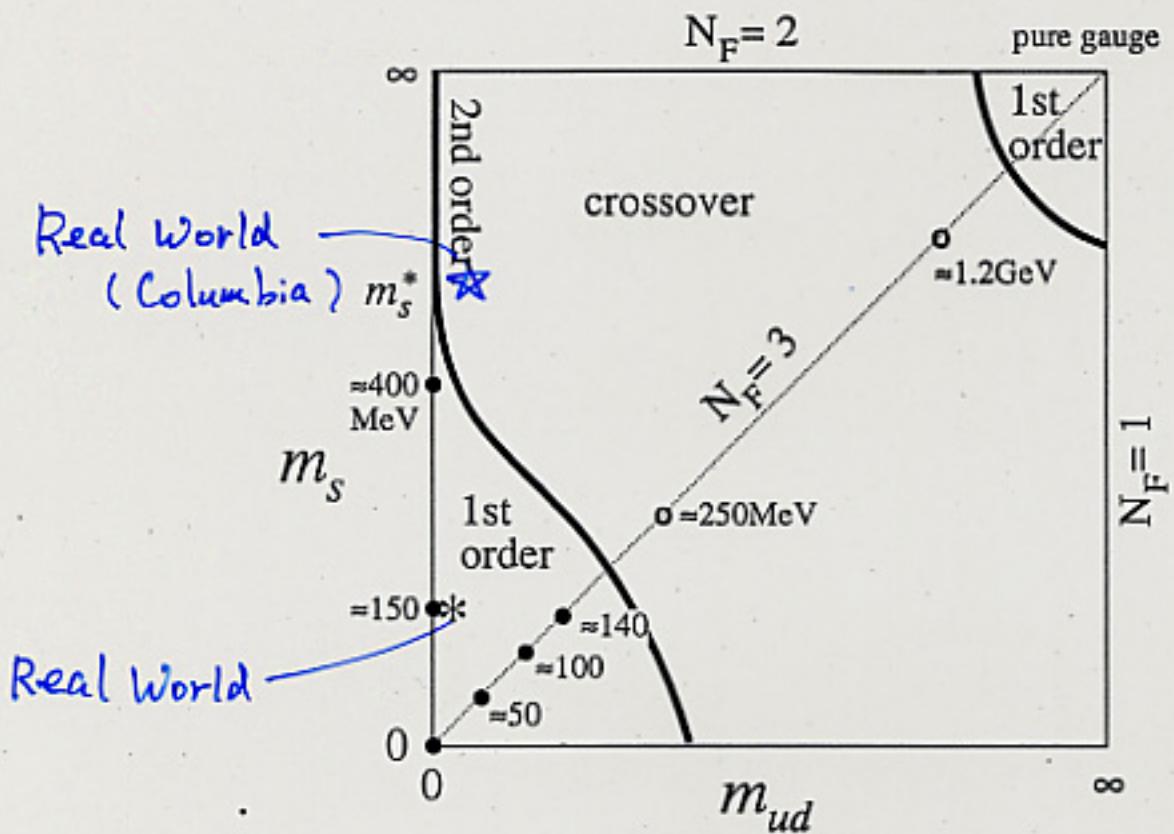
- Continuum Field Theory \Rightarrow Discretized
- Path Integral \Rightarrow Evaluated by Monte Carlo method

So far, Most Calculations: $T \neq 0, \mu = 0$

Even $T \neq 0$ and $\mu = 0$,
the order of phase transition: not conclusive yet!

- Cross Over: Kogut-Susskind Fermion (Columbia group, 1991)
- 1st Order: Wilson Fermion (Tsukuba group, 1996)

\implies Need to go to Larger and Finer Lattice



Iwasaki et al. PRD '96
(Tsukuba)

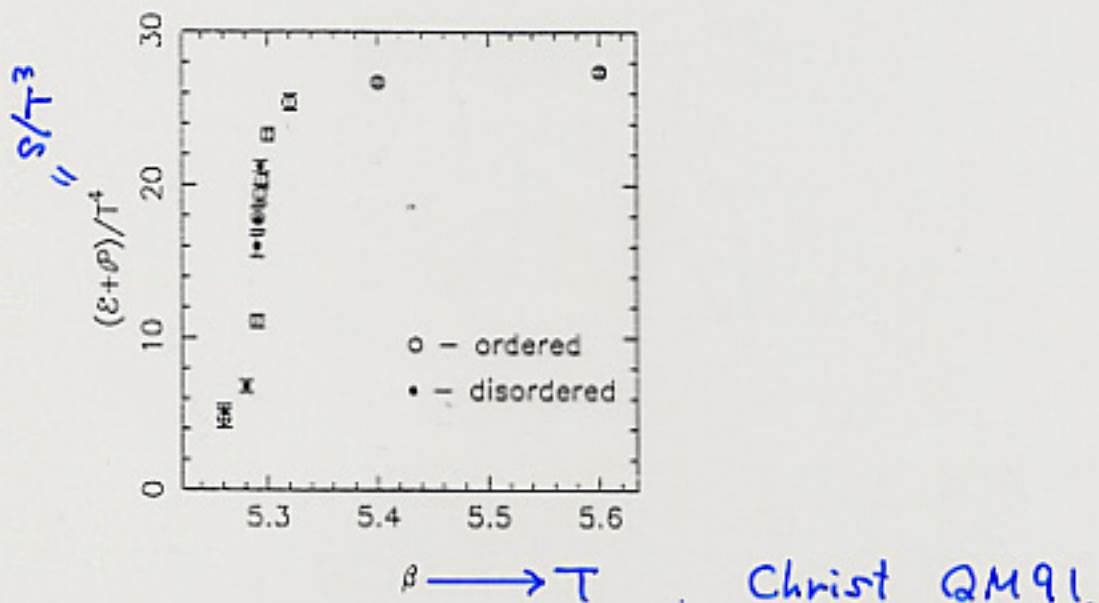


Figure 4. A plot of the entropy density as a function of $\beta = 6/g^2$ for two flavors with $m_{ud}a = 0.025$, where no first order transition occurs. The rapid jump in entropy seen here occurs within a β interval of less than 0.02 which corresponds to an interval in temperature of less than $\approx 10 MeV$.

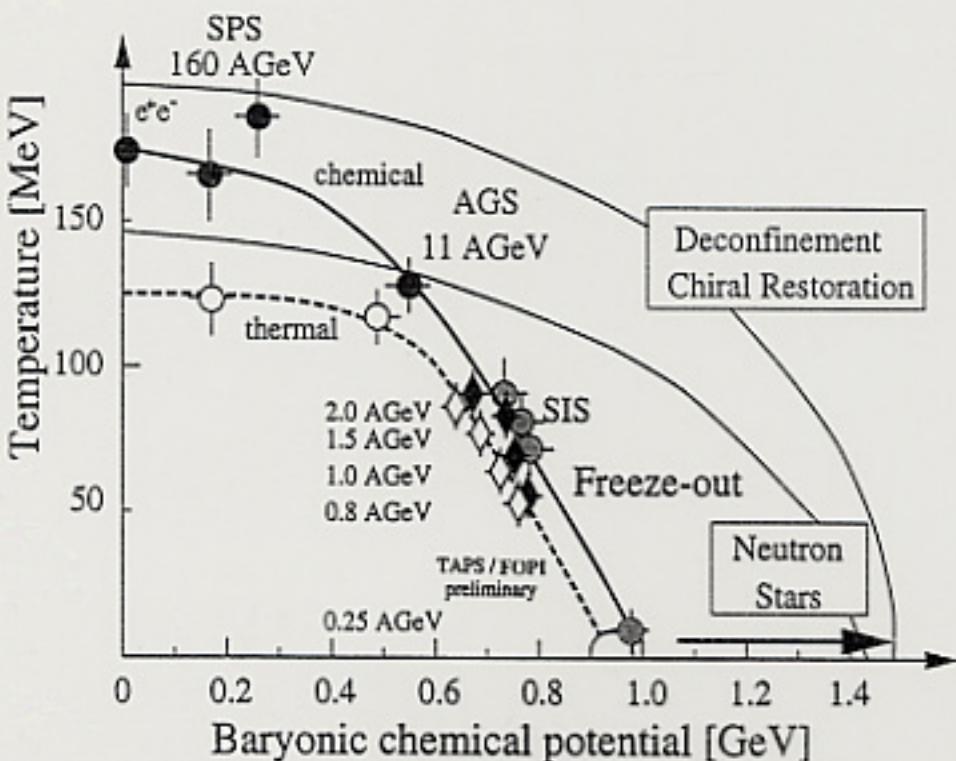
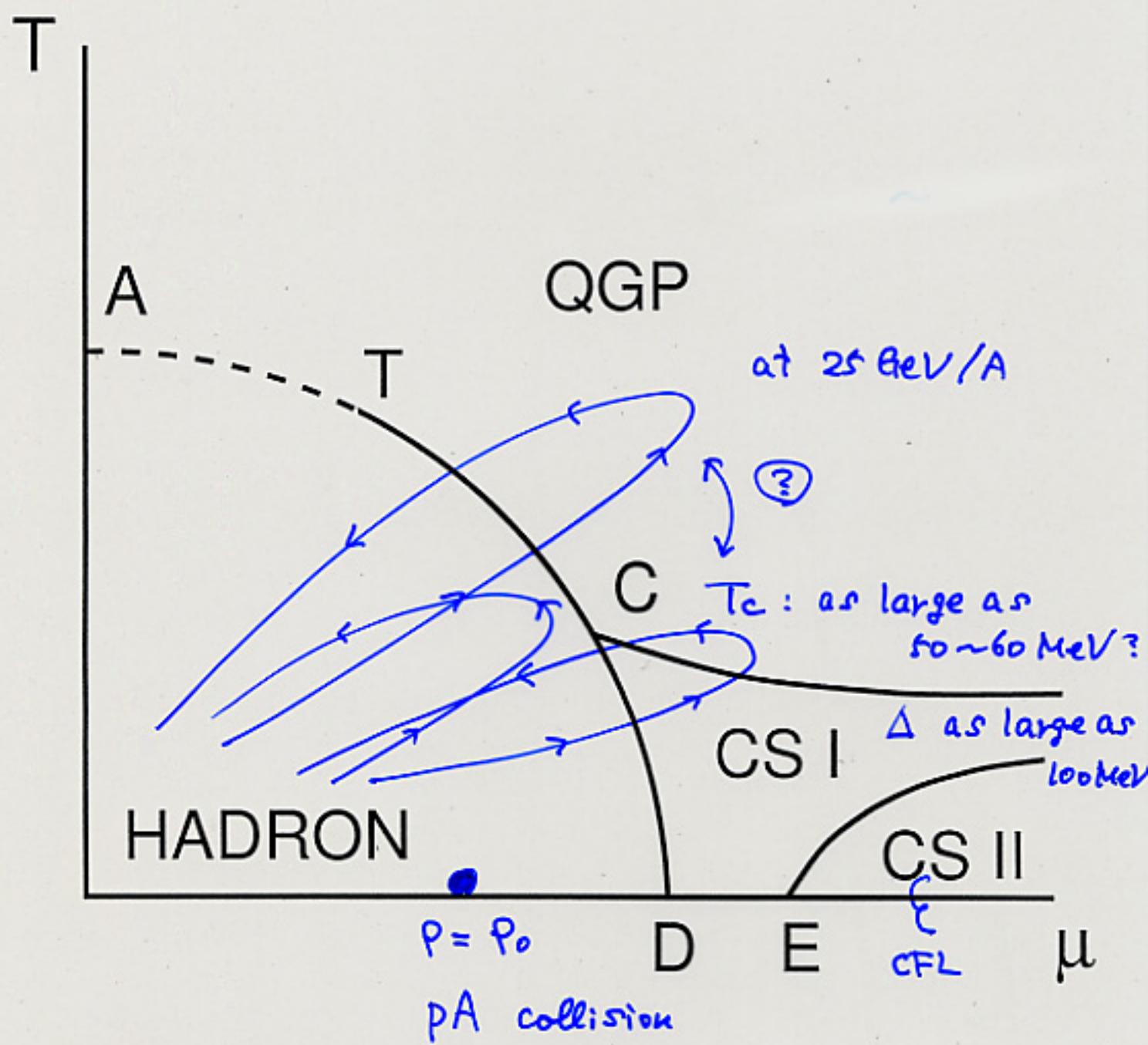


Fig.1. Compilation of freezeout points from SIS to SPS energies. Filled symbols: chemical freeze-out points from hadron abundances. Open symbols: thermal freeze-out points from momentum spectra and two-particle correlations. (For each system, chemical and thermal freeze-out were assumed to occur at the same value μ_B/T .) The chemical freeze-out point from e^+e^- collisions [1] has been included while those from pp and $p\bar{p}$ collisions [2] were omitted for clarity. (Generalization of the figure presented by Braun-Munzinger and Metag to whom I am grateful for help.)

Heinz QM97



What can be seen?

- Suppose, only $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$, $\langle q\bar{q} \rangle = 0$ region
can be probed. PA PA, AA
- Then, no physics related to XSB restoration,
OR CSC can be seen?

\Rightarrow No.

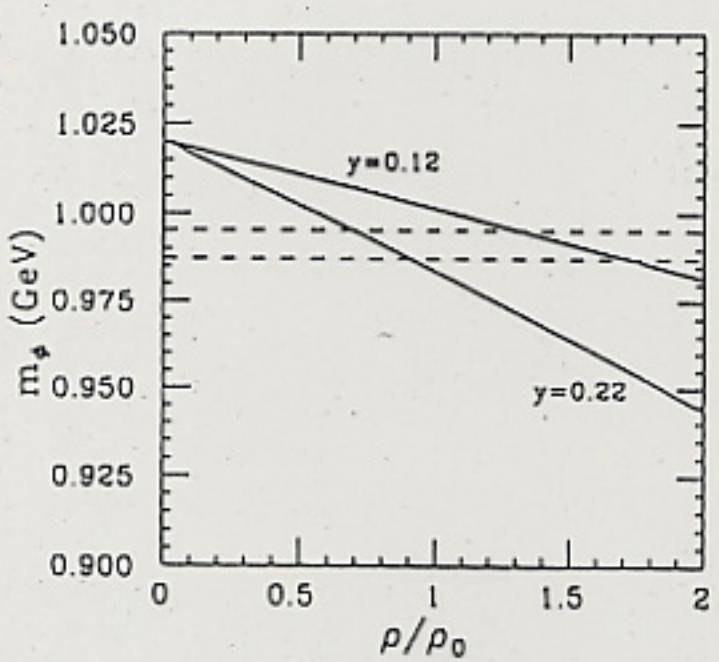
Let's explore possibilities in $\langle \bar{q}q \rangle = 0$
 $\langle q\bar{q} \rangle = 0$
regions

• What happens in Hadron Phase, $\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$
 $\langle q\bar{q} \rangle = 0$?

i) $\langle \bar{q}q \rangle$, $\langle \bar{q}P_1 q \bar{q}P_2 q \rangle$ remain $\neq 0$, but modified.

ex). $\langle \bar{q}q \rangle_p \sim \langle \bar{q}q \rangle_0 + p \langle N | \bar{q}q | N \rangle_p \quad (p \approx 0)$

From $\langle \bar{q}q \rangle_p$, $\langle \bar{q}P_1 q \bar{q}P_2 q \rangle_p$... etc.



Hatsuda & Lee '92

ii) Fluctuation of order parameter $\bar{q}q$
(chiral)

fluctuation of $\bar{q}q = \bar{u}u + \bar{d}d \sim \sigma(f_0)$ meson



definition of spectral function.
Later

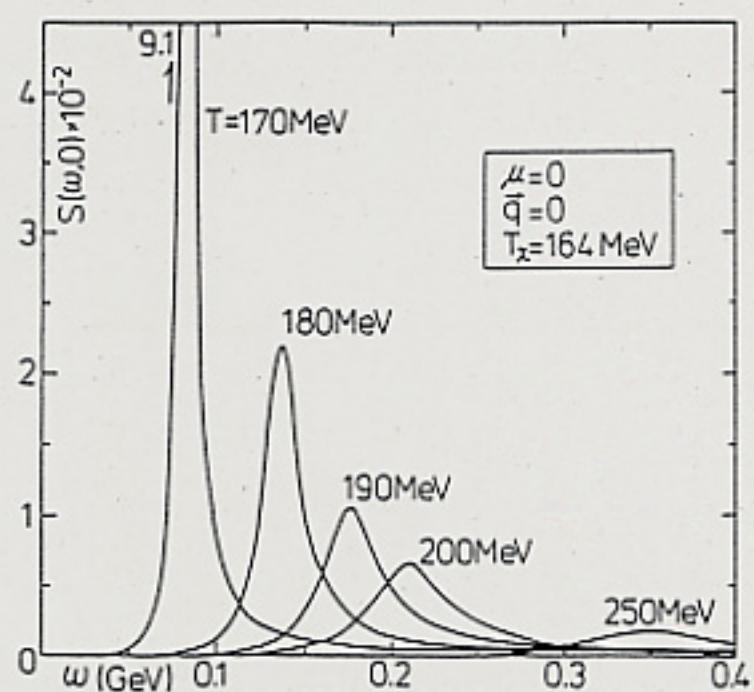
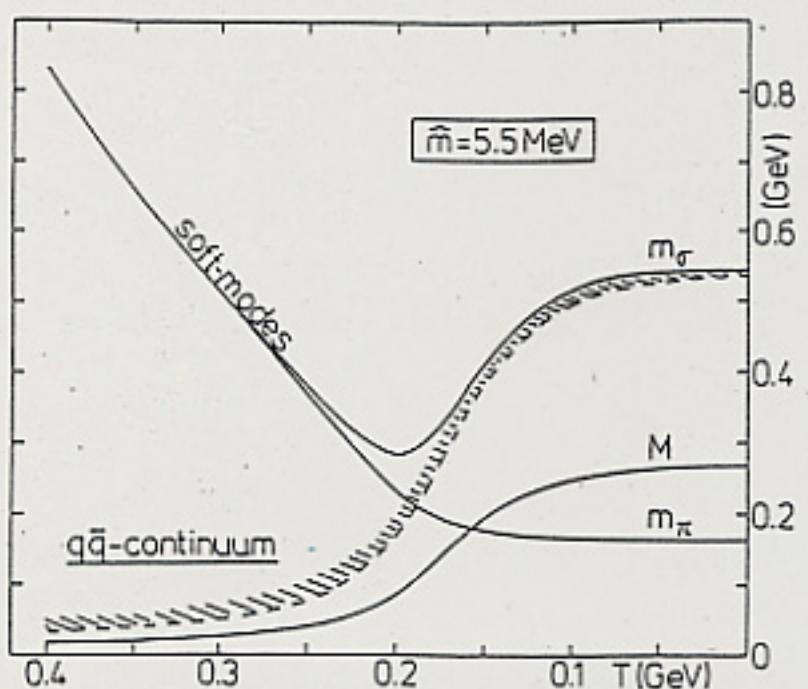
As $T \rightarrow T_c$.
 $\mu \rightarrow \mu_c$, $m_\sigma \downarrow m_\pi$ soft-mode

even at $T > T_c$.

$\mu > \mu_c$, collective mode remain.
 $\langle \bar{q}q \rangle = 0$

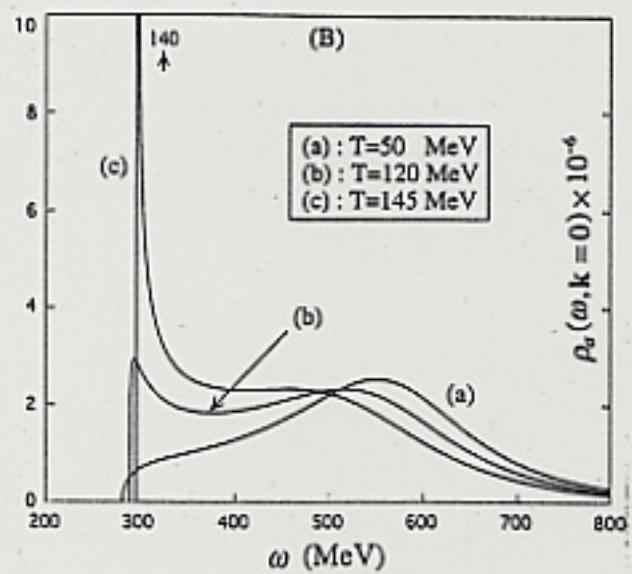
As $T \rightarrow T_c -$
 $\mu \rightarrow \mu_c -$, $T_\sigma \rightarrow 0$. prominent peak ?

$S(\omega, \vec{p}=0)$ in the chiral limit



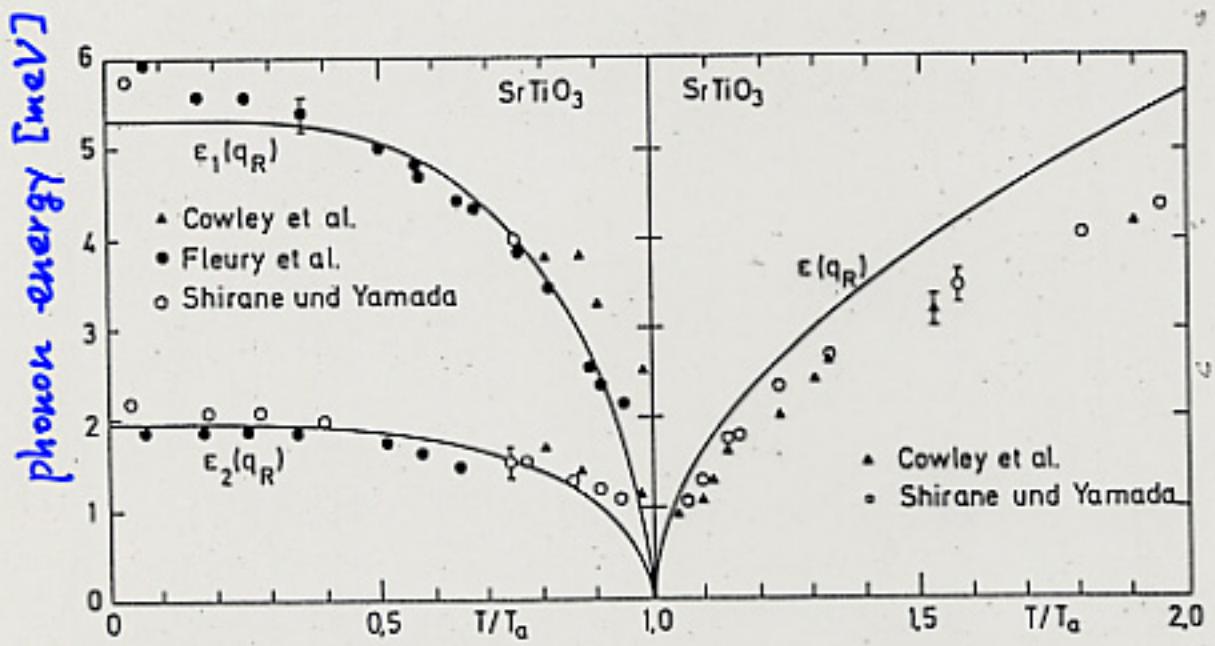
NJL model.

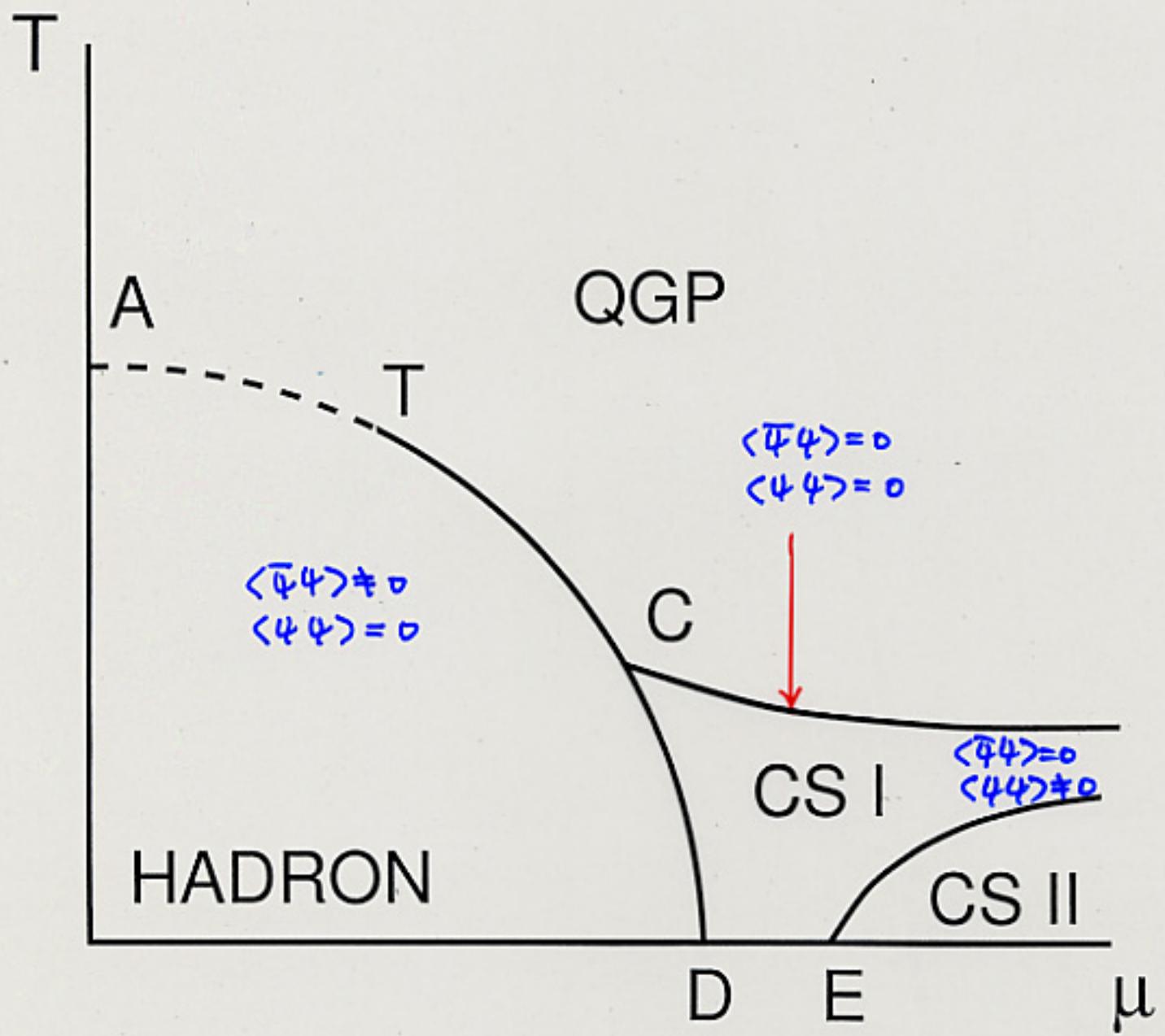
Hatsuda & Kunihiro
Phys. Rep.



σ-model

Chiku-Hatsuda PRD. '92

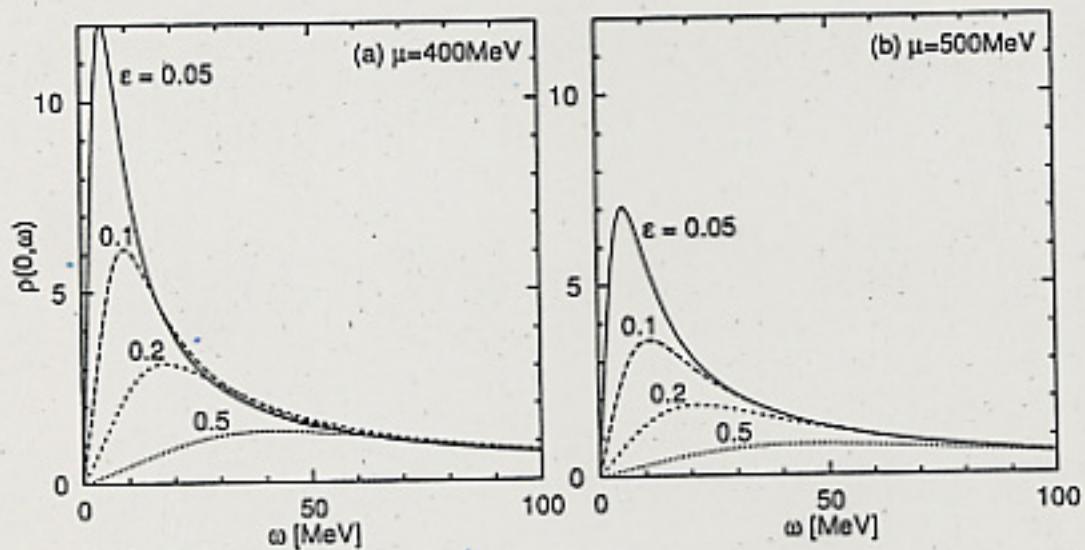




• What happens in $\langle \bar{q}q \rangle = 0$
 $\langle q\bar{q} \rangle = 0$ phase. (QGP phase)?

- Again, fluctuation of order parameter. $\rightarrow^{+\infty}$ as $T \rightarrow T_c$.
- Even at $T > T_c$. Spectral function of diquark channel
may have a prominent peak (kitazawa et al.)
nucl-th/0111022

$$\epsilon = \frac{T - T_c}{T_c}$$



NJL model

Kitazawa et al, nucl-th/0111022

- In this phase, $\langle \psi \psi \rangle = 0$, but collective excitation of $\psi \psi$ exists. Through this excitation, may be possible to observe "trace" or "precursor" of phase transition to CSC.
- CSC — SC in the strong coupling region.
size of Cooper pair \gg mean quark-quark distance
- High T_c SC — strongly correlated system
pseudo-gap in one particle state density.

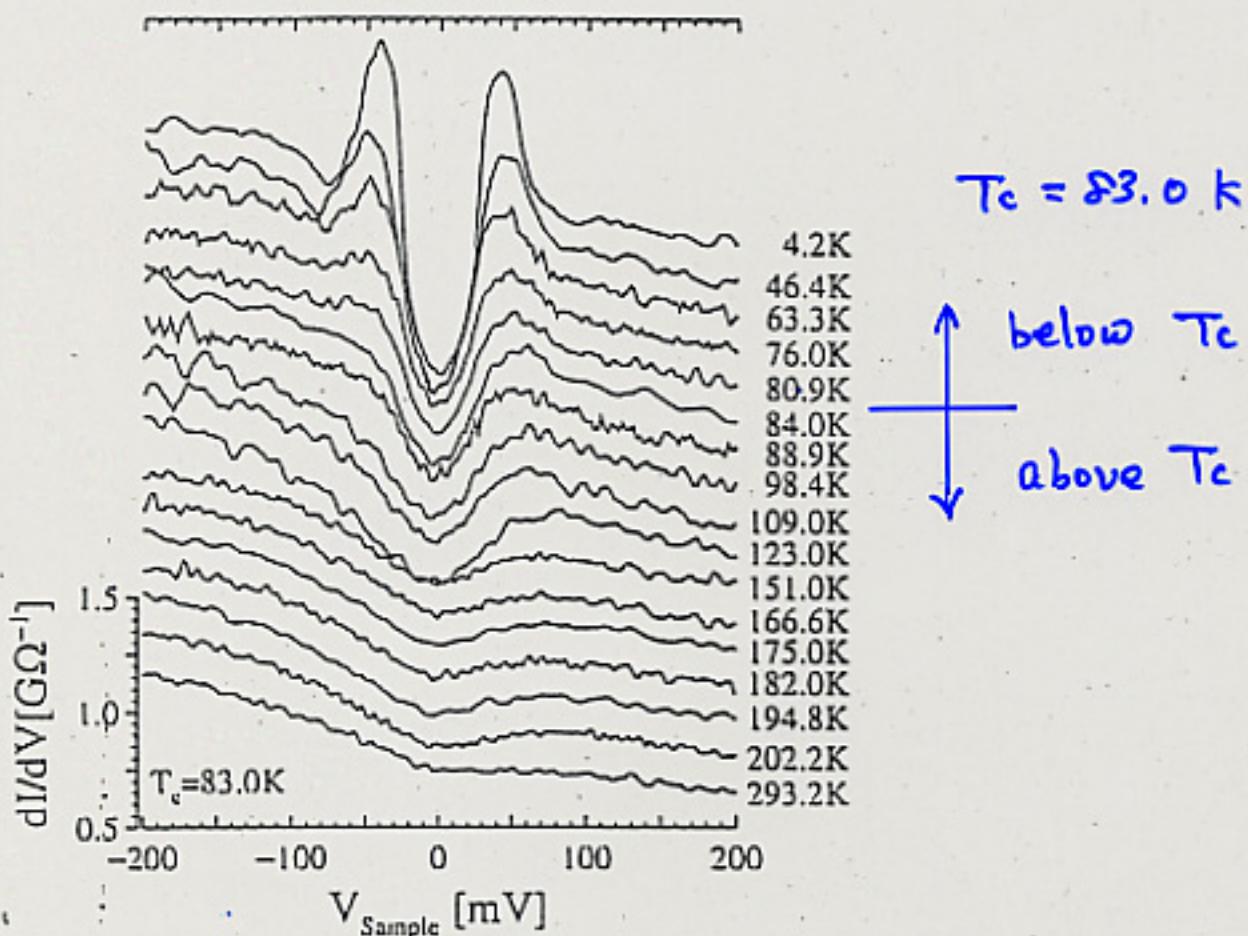
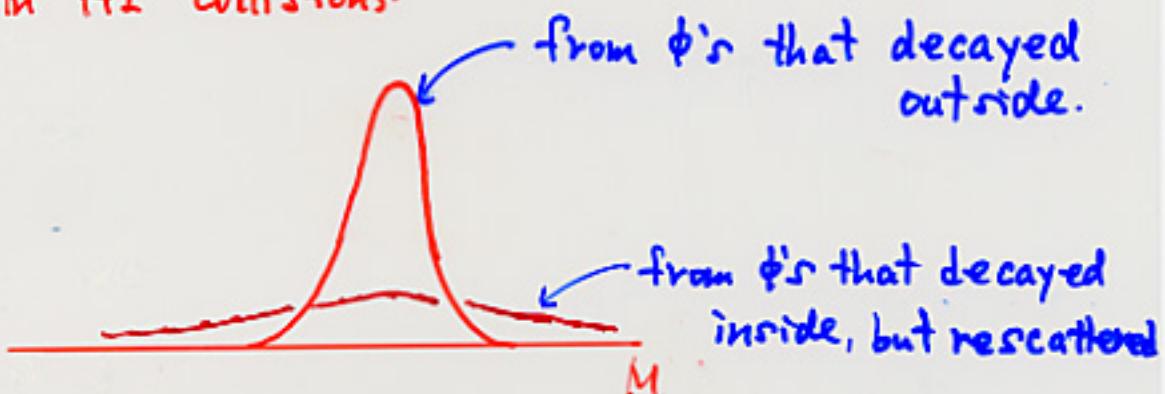


Figure 16. Tunnelling conductance for underdoped Bi2212. A gap-like feature at zero bias is seen to persist in the normal state which is direct evidence of a pseudogap in the tunnelling conductance. In the superconducting state a peak develops at ± 45 meV followed by a dip and a broad maximum. The gap frequency does not seem to be temperature dependent.

- Phenomenology. What can be seen + How to see

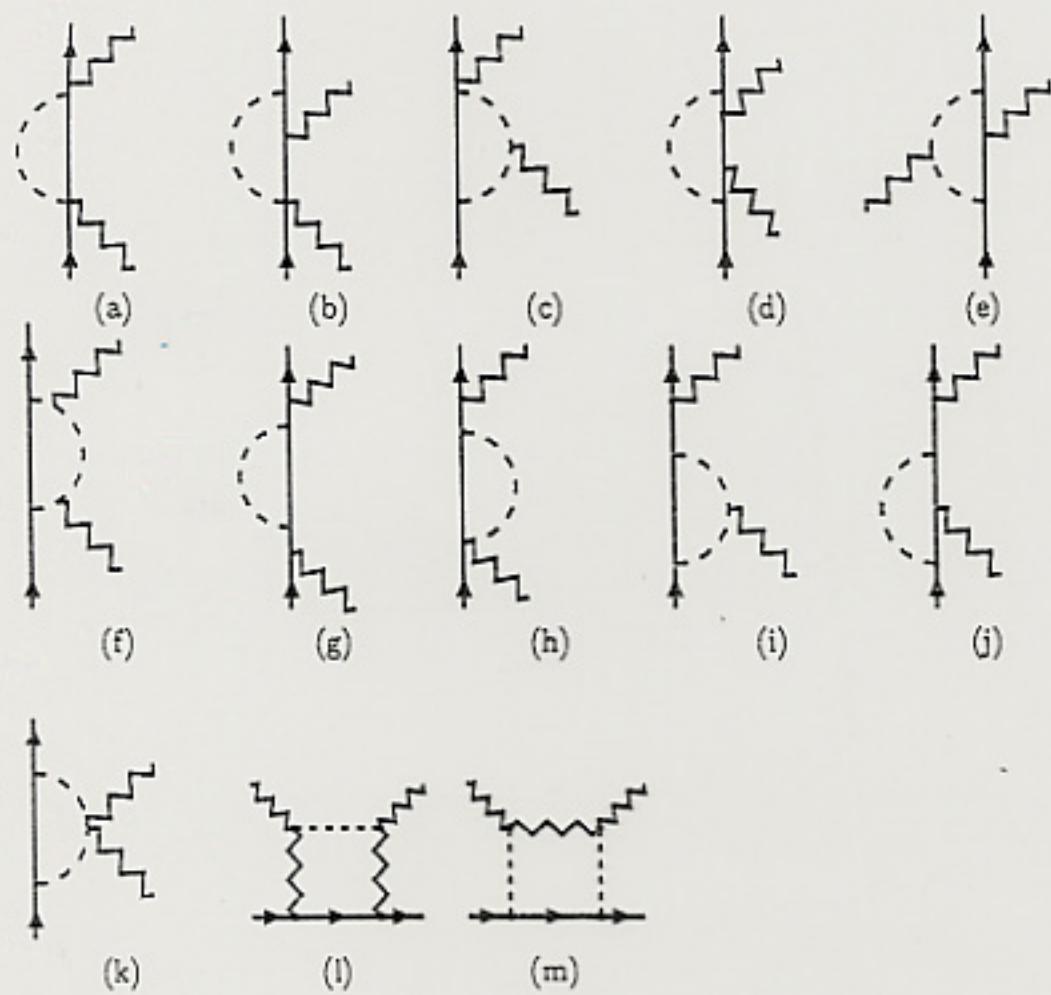
- {
 - Dilepton leptons
 - Diphoton photons NOT subject to final state int.
 - hadrons subject to final state int.

- $\phi \rightarrow K\bar{K}$ in HI collisions

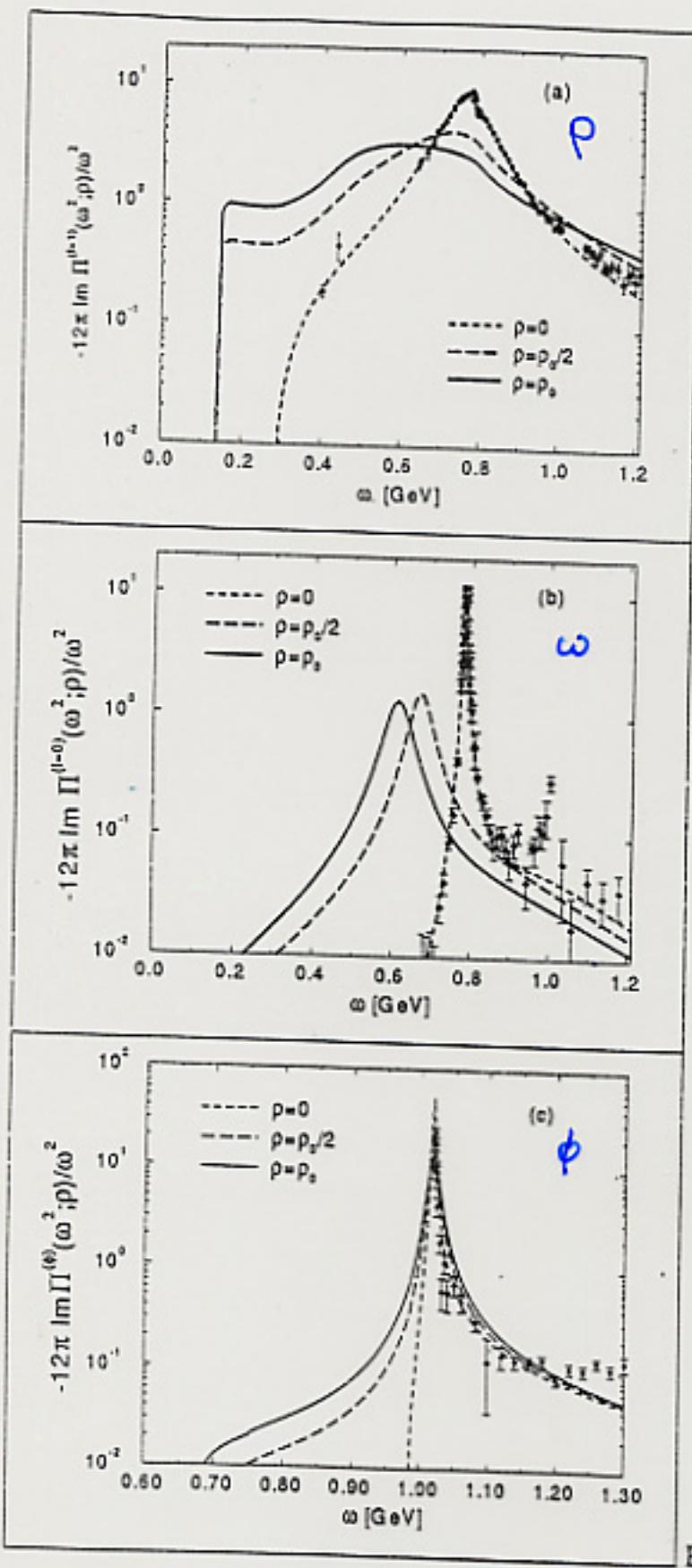


- often called. mass shift, hadron modification etc

- but . what matters "spectral function."



Klingl-Kaiser-Weise '97



Klingl, Kaiser, Weise
'97

Fig.9

Li 6708 Å Line

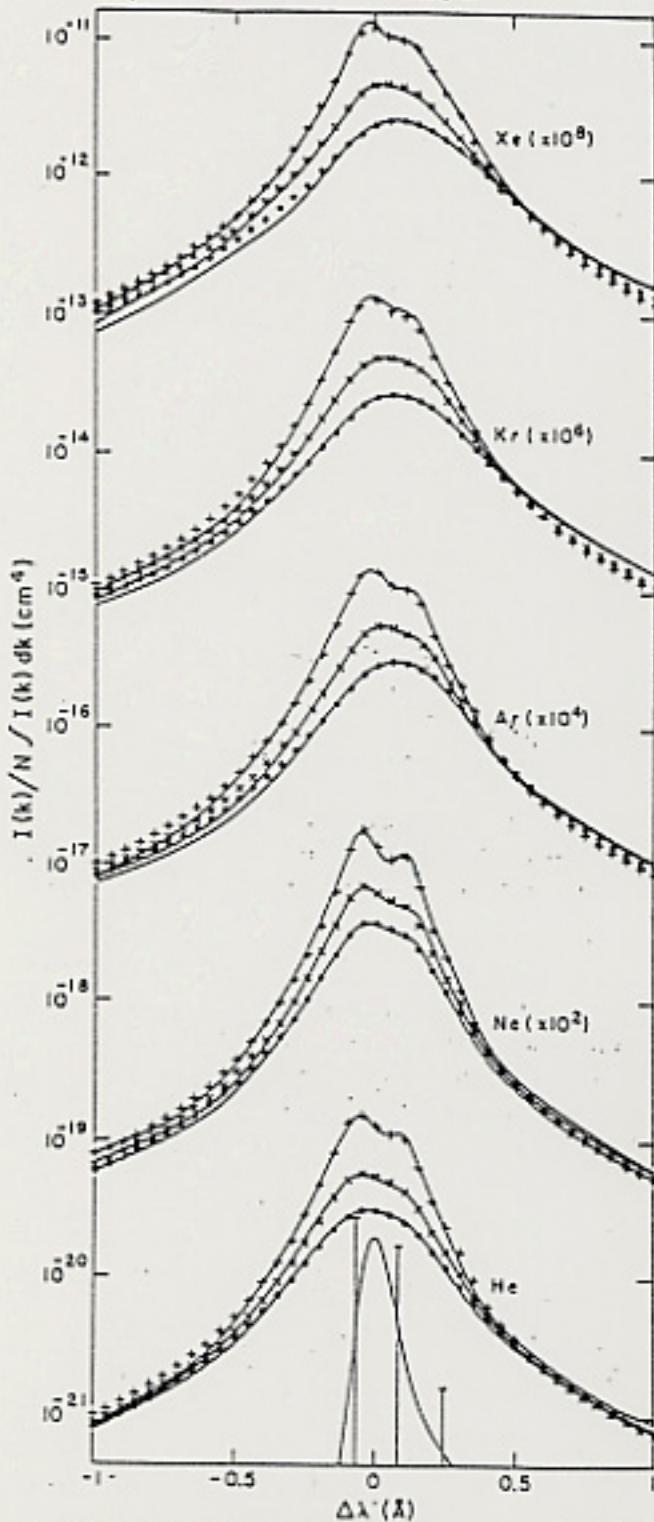


FIG. 2. Observed normalized emission spectra in the line-core region, taken with 0.075 \AA instrumental resolution. For each perturber case the upper line is for 600 Torr perturber pressure, the middle for 1200 Torr and the lowest for 1800 Torr. The fine-structure and isotopic line components and the convolution of the instrument function with the ^7Li Doppler profile are indicated at the bottom of the figure. Theoretical convolutions of Lorentzian line components with the indicated effective instrument function are given as points. These convolutions have been shifted to fit the data. The shift and Lorentz width parameters used in these convolutions are given in Fig. 3.

*400 °C
600 - 1200 - 1800 Torr*

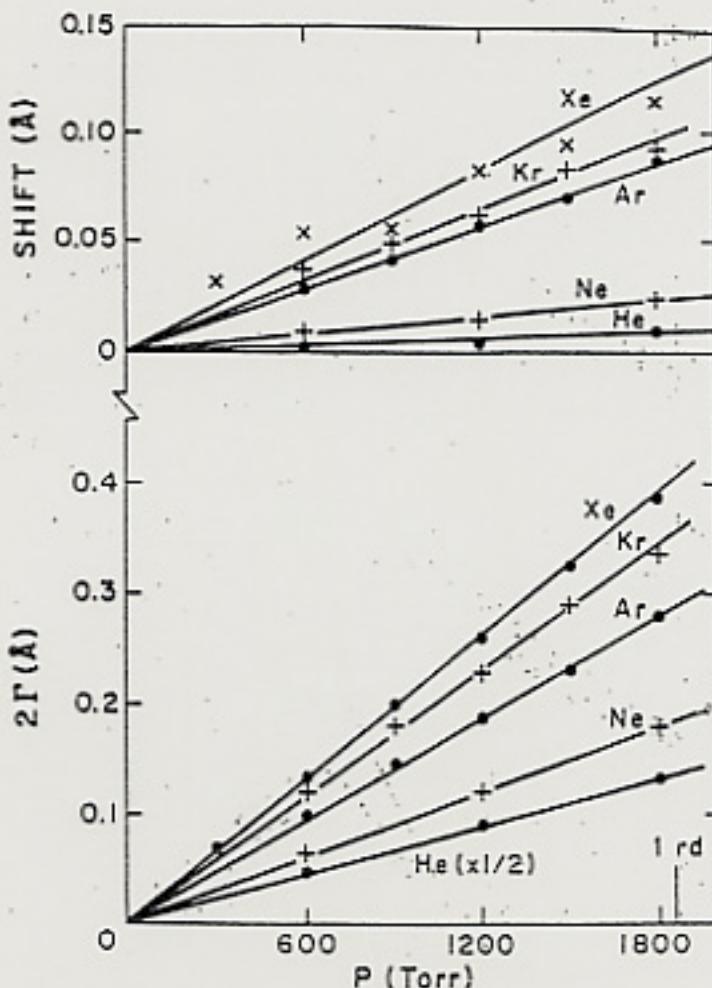
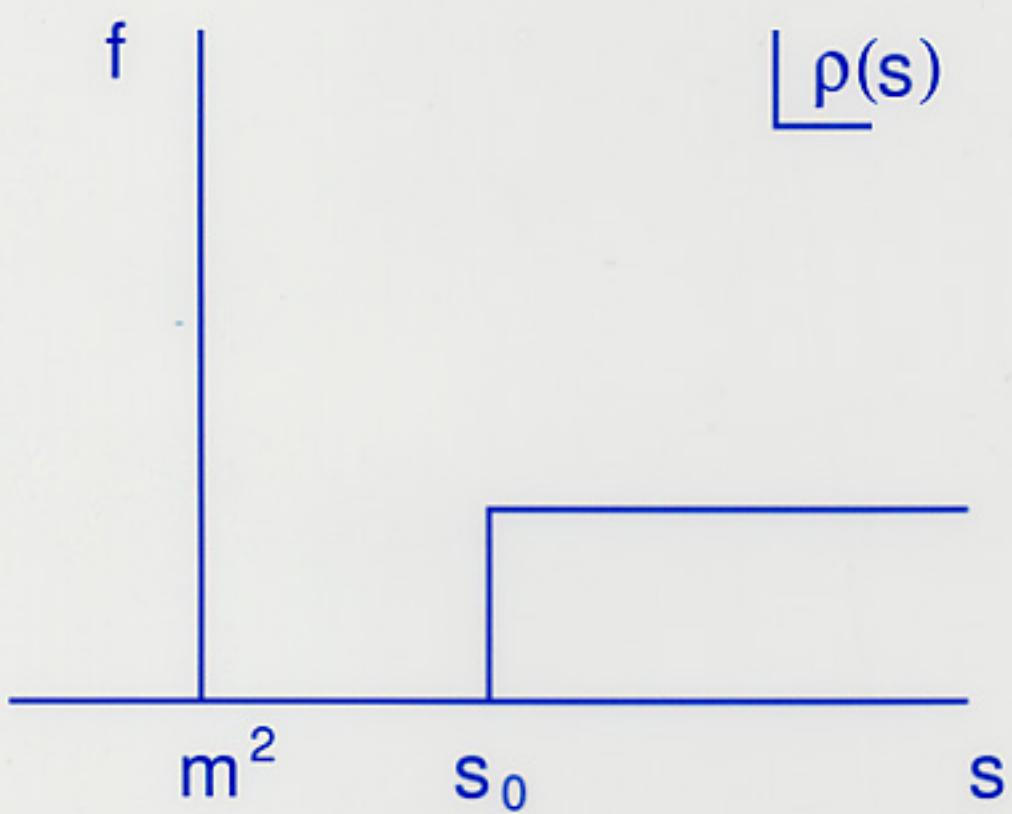


FIG. 3. Shift and Lorentz widths of the line-core regions, obtained by convolution fits as indicated in Fig. 2. The fitted wavelength regions are given in Table I, column 4.

Gallagher

Phys. Rev. A '75



However, the basic idea of QCDSR is **MATCHING**.

It's not a mass formula theory !

Matching of $\Pi_{\Gamma\Gamma'}^R$,

$$\Pi_{\Gamma\Gamma'}^R(q^0, \vec{q}) = i \int e^{-iqx} \langle R j_\Gamma(x) j_{\Gamma'}(x) \rangle_{T/\mu} d^4x$$

at $q^2 \rightarrow -\infty$ (OPE) and $q^2 > 0$ (Spectral Function).

For simplicity, let $\vec{q} = \vec{0}$ and $\Gamma(\Gamma') = \mu(\nu)$.

Suppose OPE gives

$$\Pi_l^R(Q^2) = -C_0 \log \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{C_n}{(Q^2)^n} \quad (Q^2 = -\omega^2 \rightarrow \infty) \\ (C_n: \text{condensates}).$$

and

$$\rho(\omega) \equiv \frac{1}{\pi} \text{Im} \Pi_l^R(\omega) \quad (\omega^2 > 0).$$

Then, Sum Rules are satisfied, e.g,

$$\int_0^{s_0} \rho(\omega) \omega^{2n} d\omega^2 = \frac{C_0}{n+1} s_0^{n+1} + (-1)^n C_{n+1} \\ (\text{Finite Energy SR})$$

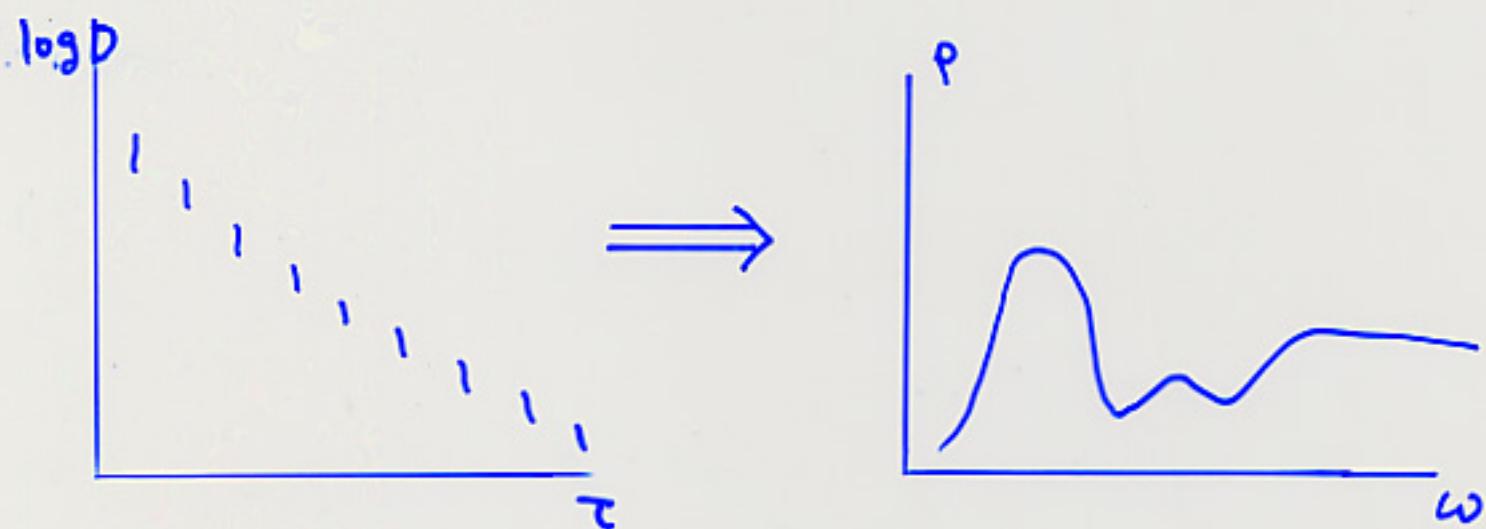
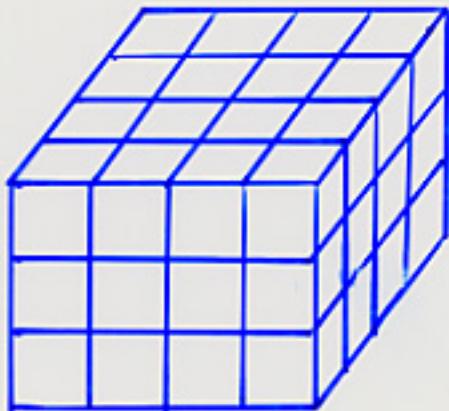
Sum Rules must be checked also for Spectral Functions obtained in Effective Model Approaches. (Ko and M.A., 1993)

◦ First principle calculation ?

Lattice QCD (mainly at $\mu=0$)

Difficulties

- Euclidean space
- Discrete points
- Noise (Monte Carlo)



CRAZY ?

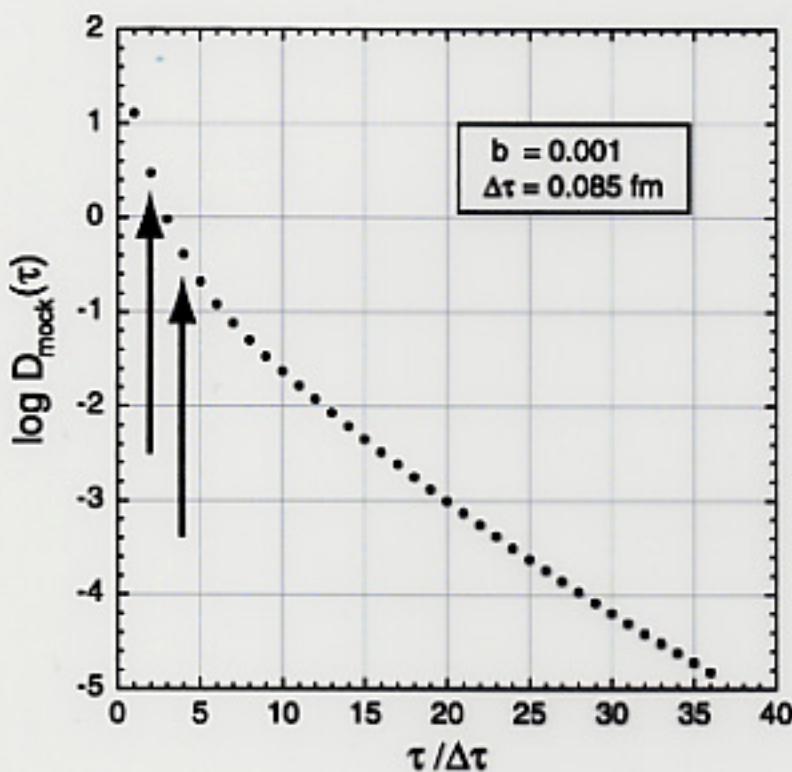
Also,

- conventional lattice analysis cannot be used, ex.
if ρ can decay into 2π .

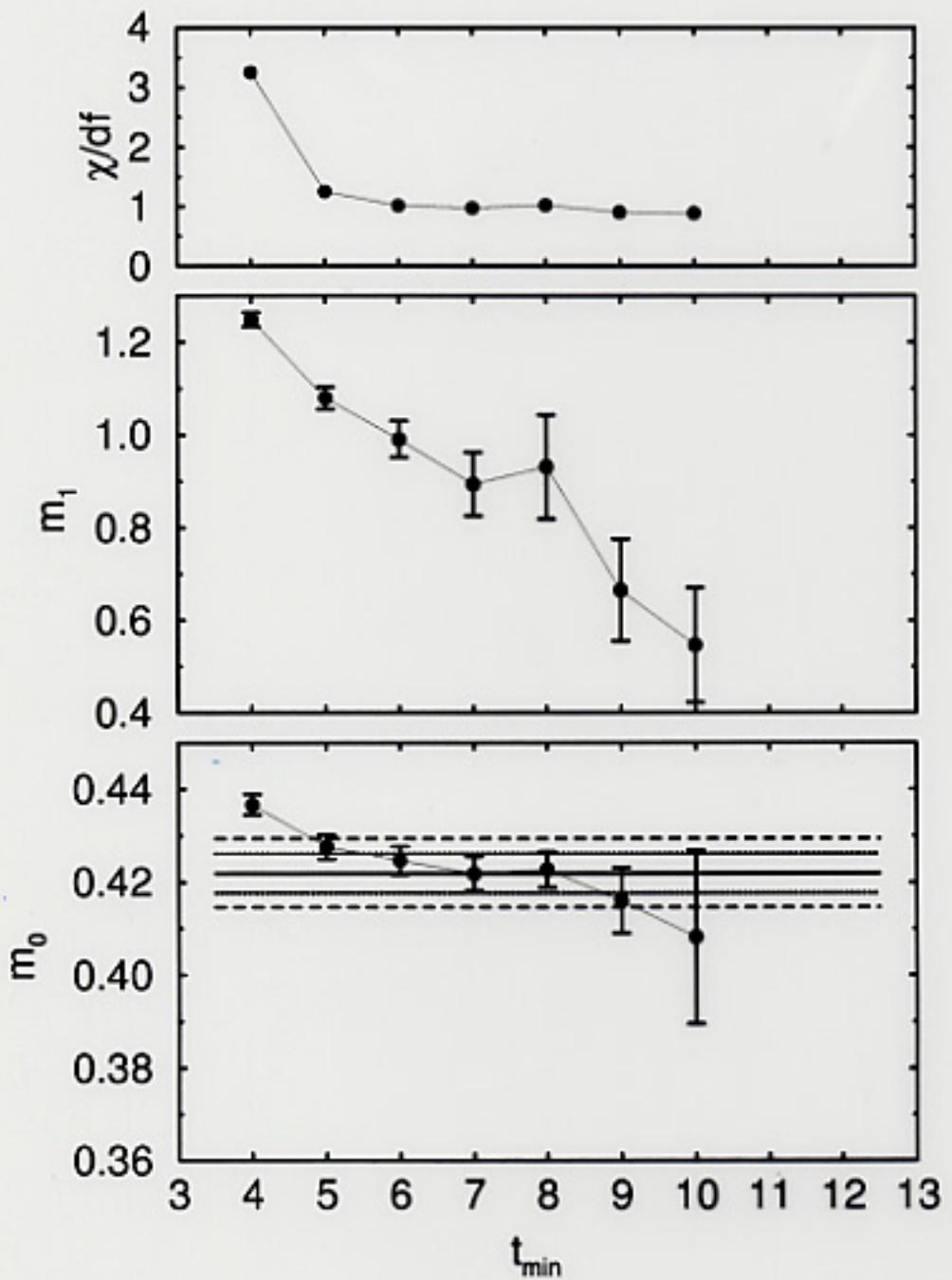
- How can we circumvent this difficulty?

- χ^2 -fitting

- need to assume the form of $A(\omega)$
(1-pole, 2-poles, 1-pole+ continuum...etc.)
- many degrees of freedom \Rightarrow many solutions
- $m_{\text{resonance}}$ depends on τ_{\min}



\Rightarrow We need a New Approach!



QCDPAX, 1995

$\beta = 6.0$

$24^3 * 54$ lattice

- Maximum Entropy Method (MEM)
 - has been successfully applied for analysis of spin systems, image reconstruction in crystallography, astrophysics, ...etc.

MEM is

- i) a method to infer the most statistically probable $A(\omega)$ given data.
- ii) used only after data (average, variance, ...etc.) are given.
not used to predict the form of $A(\omega)$...etc..
- iii) not a method that maximizes (Shannon-Jaynes) entropy.



セミ導半導体 MBE (DPS) の開拓者、佐野義一
スケルトンの手稿が公表され、物理学者としての功業が評価される。また、高橋正義、小林千賀子、大庭義一、
高橋千賀子の手稿が公表され、物理学者としての功業が評価される。

交換および相間効果について、全系のエネルギーが得るように状態遷移が起こる。その結果、スピンが偏極し、かつ、全軌道角運動量が最大となったとき、電子密度が最大となる多電子状態： $(n, l) = (0, 0)^1, (0, 1)^1, \dots, (0, N-1)^1$ (N は電子数) がつくられる。この状態は“最大電子密度波浪(MDD)”と呼ばれる。MDD は、直接反発が大きくなりすぎない限りにおいて、磁場とともに収縮する。しかし、最後には、直接反発に耐えられなくなつて MDD は解消し、新たな多電子状態が構築される。一方、MDD に至るまでの多電子状態の変化は、通常、反平行スピン 1 個ずつの反転過程として説明されている。このモデルでは、クーロン遮蔽のために偏極スピンが充満したリングができる。これをはさんで外側には偏極スピンが部分的に満たされた電子流体、内側には平行、反平行スピンの共存状態が存在する。このとき、内側の反平行スピンが 1 個消えて、外側の電子流体に平行スピンが 1 個加わるような状態遷移が

起こる。しかし、少數個の電子を含む人工原子の実験では、必ずしもスピン 1 個ずつの反転に対応する状態遷移は観測されていない。これは相間効果のために、平行スピンが増えないような状態遷移もひんぱんにくり返されることが原因と考えられる。

さらに強磁場をかけて、MDD 領域を越えると、強い相互作用の極限としてウイグナー結晶の出現が予測されている。実験的にはまだ確認されていないが、興味深い研究テーマであることは間違いない。

1998 年のノーベル物理学賞に、「分散電荷をもつ量子流体の発見」が選ばれた。分散電荷は半導体中の 2 次元電子に強磁場を加えたときの多体の相互作用を起源とする。1 次元、0 次元の系ではさらに強い多体効果の出現が予測されているものの、2 次元系に比べて構造の不完全性の影響が大きく、その本質を実験的に揃えることがむずかしい。しかし、技術の進歩は確実にこの問題をクリアしつつあ

る。本稿ではとくに、理想的な人工原子をつくることで、電子間相互作用に起因するさまざまな電子状態の変化が観測されることを述べた。このほかにも量子細胞、ドットにおける多体効果の物理の解明を目指して、さまざまなアプローチが行われている。来るべき 21 世紀へ向けて、これらの物理が、より多くの若い研究者の挑戦によって、新しい展開を迎えるであろうことを期待したい。

参考文献

- 1) S. Tarucha *et al.* : Phys. Rev. Lett. 77, 3613 (1996); 特集情報: パリティ 1998 年 9 月号 15 ページ。
- 2) L. P. Kouwenhoven *et al.* : Science 275, 1896 (1997); S. Tarucha *et al.* : Physica E (1998) in print.
- 3) R. Ashoori : Nature 379, 413 (1996); T. H. Oosterkamp *et al.* submitted to Phys. Rev. Lett.
- 4) P. L. McEuen *et al.* : Phys. Rev. B 48, 70 (1993).

結晶学

原田仁平

結晶による X 線回折はラウエ (Laue) の発見 (1912) による。この発見は物理の世界はもとより、化学、生物学の研究の仕方を、原子レベルで行う方向に変えた。今日の物性研究、技術、産業界にもたらした意義は非常に大きい。すでに発見から 85 年以上を経ているが、X 線散乱、回折、分光の領域では基礎と応用の両面から、また理論と実験とがお互い有効に影響を及ぼし合って、着実な進歩を遂げてきた。最近では電子計算機の発達、放射光の利用が可能になって、さらに著しい飛躍が見られる分野である。この 1 年の間で著者らの興味をそそった 2 つの研究を取り上げる。

マキシマムエントロピー法

小澤哲也

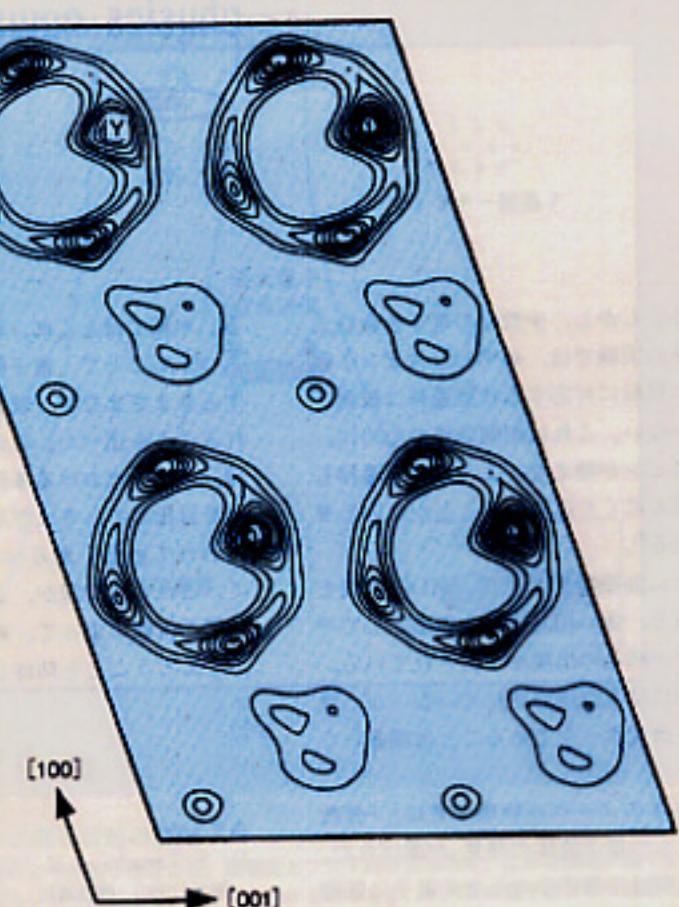
マキシマムエントロピー法 (Maximum Entropy Method : MEM) とは、もともとは情報理論の分野で開発された理論であり、ノイズの混じったデータの中から、本来のデータを予測する手段として確立された方法である。回折結晶学の分野では、タンパク質の構造解析において、位相決定にこの方法を利用する試みがなされた。その後、与えられたデータに対しもっとも信頼しうる電子密度 (原子核

密度) を求める方法として MEM が取り入れられ、その有用性が示された。

MEM を用いた電子密度の導出方法は、従来のフーリエ合成法に代わるものとして注目を浴びた。ここで使われるエントロピーというものは、単位格子内において存在すべき電子がどのように散らばっているか、その状態 (乱雑さ) を表す量として解釈されている。つまり、エントロピーが最大になるのは、格子内のすべ

図1 Y₂C₃O₁₂の(010)MEM 電子密度分布

等高線は、0.0~7.0e/A³の範囲を0.5e/A³ステップで描いてある。(坂田誠、高田昌樹：日本結晶学会誌36, 244(1996)より抜粋)



ての場所で同じ数の電子が存在している状態であり、電子の分布に偏りがあれば、エントロピーは小さい値を示す。そして、エントロピーの高い状態が、より自然な状態であることを示す。このエントロピーを利用して、精密な電子密度を求めるのである。

ところで、X線回折で測定されるのは実像である電子密度のフーリエ像であるため、完全な電子密度を求めるためには、そのフーリエ級数に相当する回折線のすべてを測定することが、原理的に必要となる。しかし、すべてを測定することは不可能である。現在用いられているフーリエ合成では、測定された情報のみを用いて変換するため、欠落した情報が擬似ピークをつくり出してしまい(打ち切り効果)、精密な議論をむずかしくさせる要因となっている。一方MEMは、測定された情報を満たす条件のもとで、電子分布のエントロピーが最大となるものを解とする方法である。つまり、欠落した情報をエントロピーという量とともに“推定”していることになり、信頼しうる分布を再現することができる。これまでも、粉末結晶の回折データでは

情報の欠落が激しく、フーリエ合成を行うには不向きとされていた。ところが、MEMを用いることによって、与えられたデータに対してもっとも信頼しうる電子密度を求めることが可能になり、結晶内の原子間に存在する結合電子の存在まで議論できるようになった。これは、単結晶での測定が困難な物質においても、精密な電子密度の議論が行なえることを意味し、対象物質の適用範囲を大きく広げることになる。

一方、粉末回折ではリートベルト解析という強力な解析手段が存在し、さまざまな研究に適用してきた。現在ではこ

の2つの方法を組み合わせた解析が行われている。その応用例として、金殻内包フラー・レン Y₂C₃O₁₂の構造解析が挙げられる。イットリウム原子の位置が、炭素ケージの外側にあるのか、内側にいるのかが問題であった。解析の結果、図1からもはっきりわかるとおり、ケージの内側に貼り付いている様子が確かめられた。これは、2つの解析を結合することによって原子位置(位相)が求められたということであり、今後の構造解析にとって強力な武器になる可能性を示唆している。このような解析過程を実現するため、リートベルト解析の代表的なプログラム RIETAN[®]と、MEMを用いて電子密度を求めるプログラム MEED[®]を融合させる、新しいプログラムの開発も試みられるようになつた。

参考文献

- 1) C. E. Shannon : Bell Sys. Tech. J. 27, 379 (1948).
- 2) E. T. Jaynes : IEEE Trans. Sys. Sci. Cybern. SSC-4, 227 (1968).
- 3) D. M. Collins : Nature 298, 49 (1982).
- 4) 坂田誠、高田昌樹：日本結晶学会誌34, 100, (1992).
- 5) M. Takata et al. : Nature 377, 46 (1995).
- 6) F. Izumi : "The Rietveld Method," ed. By R. A. Young, Oxford Univ. Press, Oxford (1993).
- 7) S. Kumazawa et al. : J. Appl. Cryst. 26, 453 (1993)

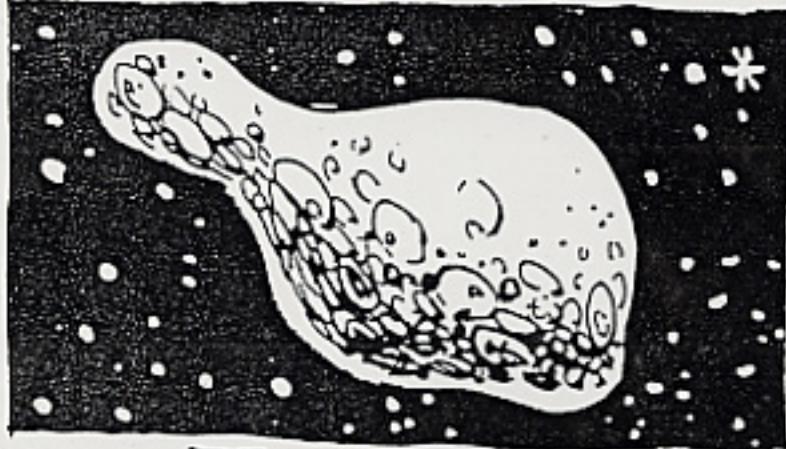
位相コントラスト

栗林 勝

X線による透過像は、被写体の吸収係数の違い、厚さの違いにより透過X線の強度に差が生じるので利用し、被写体の構造を観察するのに使われている。それを

吸収コントラストとよんでいる。したがって、薄い膜や、吸収係数にあまり差がないような試料を観察することはできないと思われていた。しかしながら、

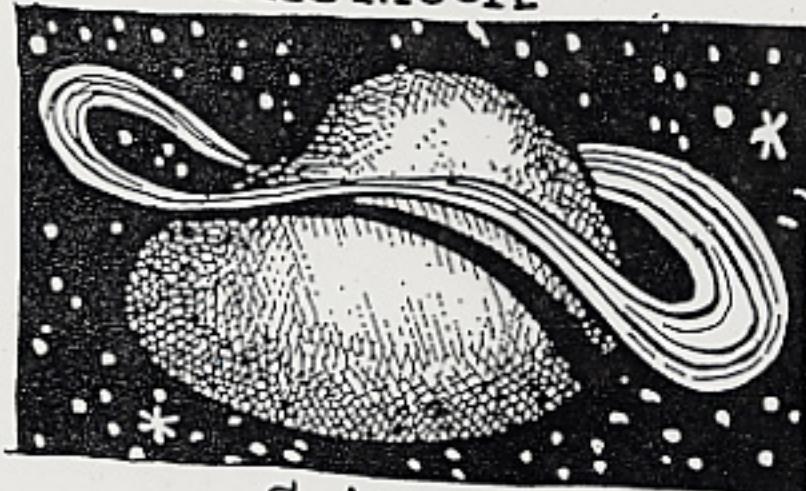
FIRST photos from the Hubble



The moon



Jupiter



Saturn

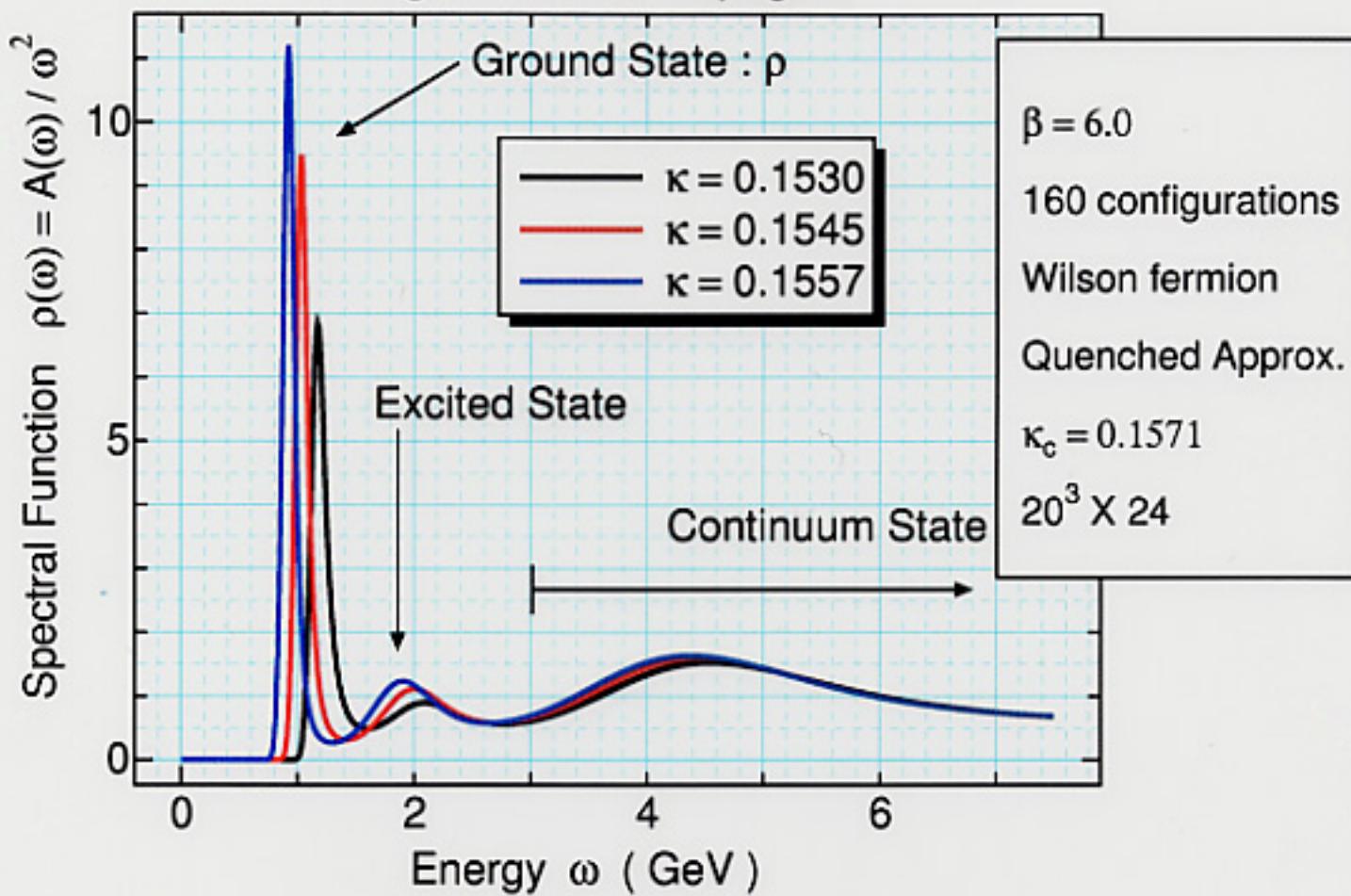


Taxpayers

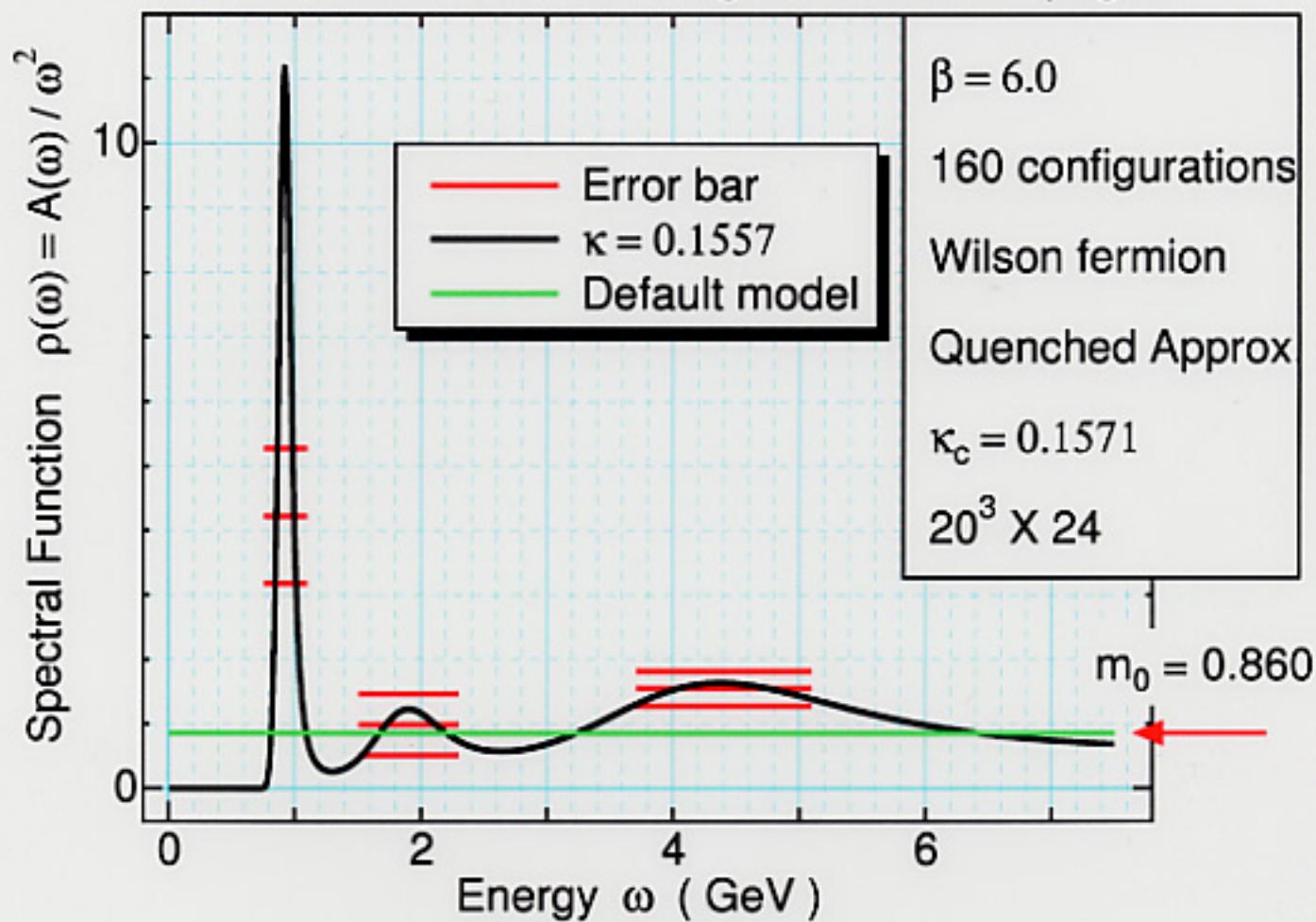
Reprinted by permission of NEA, Inc.

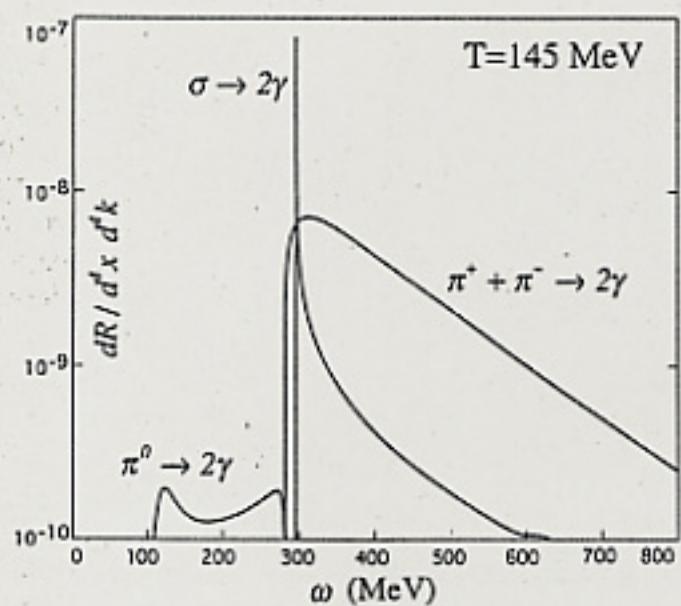
McNICK©1990NEA

Spectral Function in the Vector Channel using the Lattice Propagator



Error Analysis for the Extracted Spectral Function in the Vector Channel using the Lattice Propagator



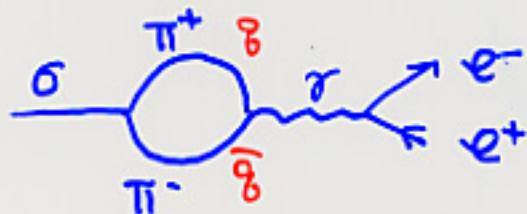


σ -model

Chiku & Hatsuda '98

- $\sigma \rightarrow 2\gamma$ experimentally hard, but interesting.
sharp peak near T_c ?

- $\sigma \rightarrow e^+e^-$ at finite μ .
 σ with finite $|\vec{p}|$ can decay into e^+e^-

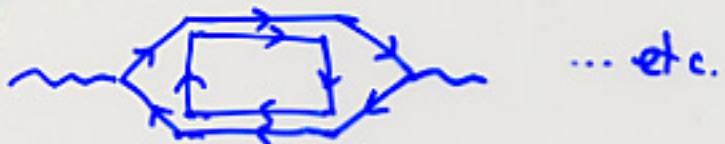


Weldon
Blaschke et al.

\Rightarrow scalar - vector mixing

- Effect of $q\bar{q}$ fluctuation.

Its effect on dilepton spectrum indirect



work in progress (Kitazawa et al)

Hadron Modification?

Suppose, in-medium width of pseudo-particle is small enough and $m^* \neq m$.

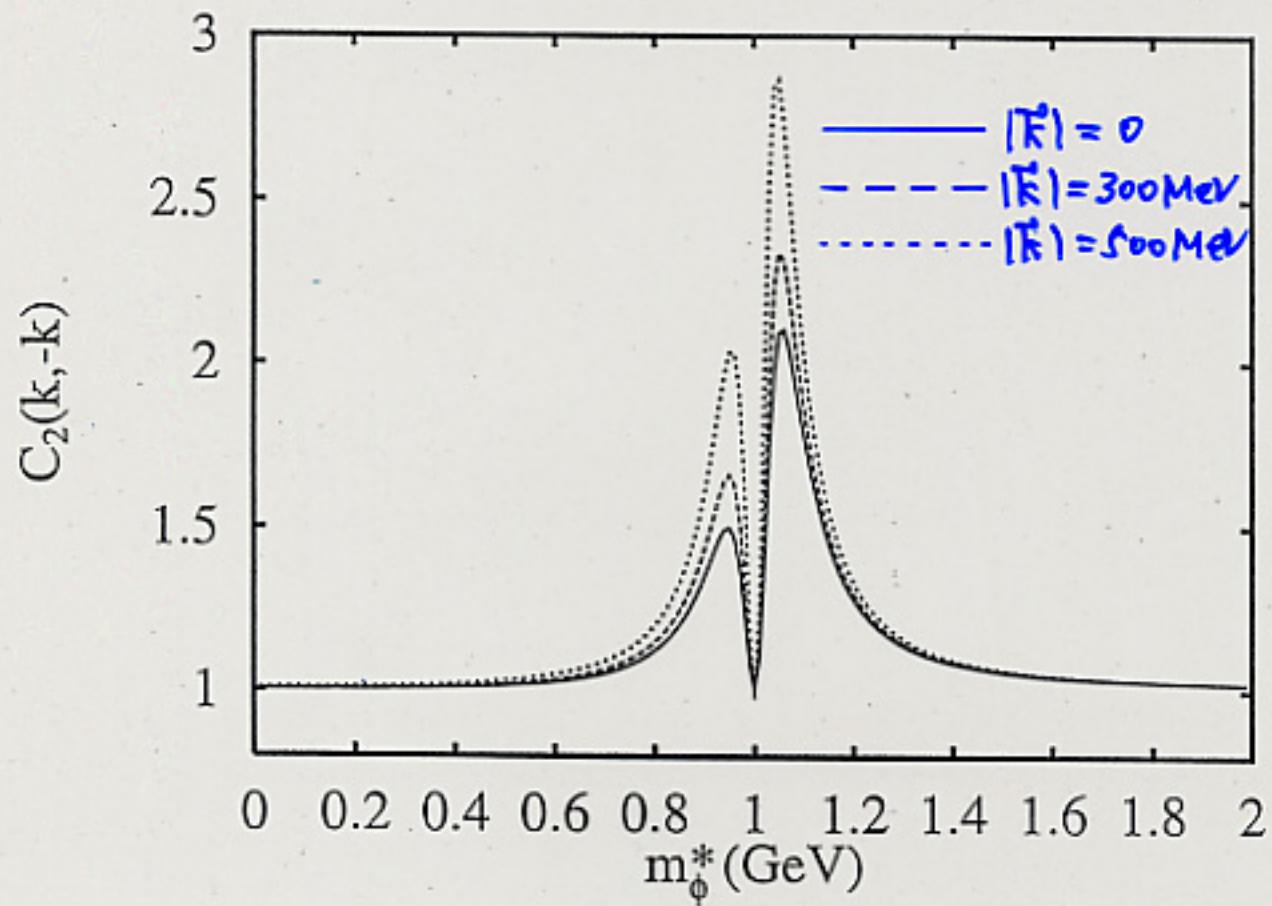
- in general, quantum-mechanically,
 $| \text{in-medium state} \rangle \neq | \text{asymptotic state} \rangle$
heavy fermion in condensed matter
+
electron, muon, τ , t , ...
 - decay mode of in-medium state
+
decay mode of asymptotic state
 - Not necessarily $\phi^* \rightarrow k^* \bar{k}^*$ ($*$: in-medium)
 - Not necessarily $| h^* \rangle \rightarrow | h \rangle$ (as $T/\rho \rightarrow 0$)
- Gedanken Experiment ~ freeze-out in high-energy H₁ collisions
- Finite T/ρ
 $| h^* \rangle$

\Rightarrow

sudden freeze-out $| h \rangle$

The effect of $| h^* \rangle \neq | h \rangle$ may appear in two particle corr

$\phi - \phi$ correlation



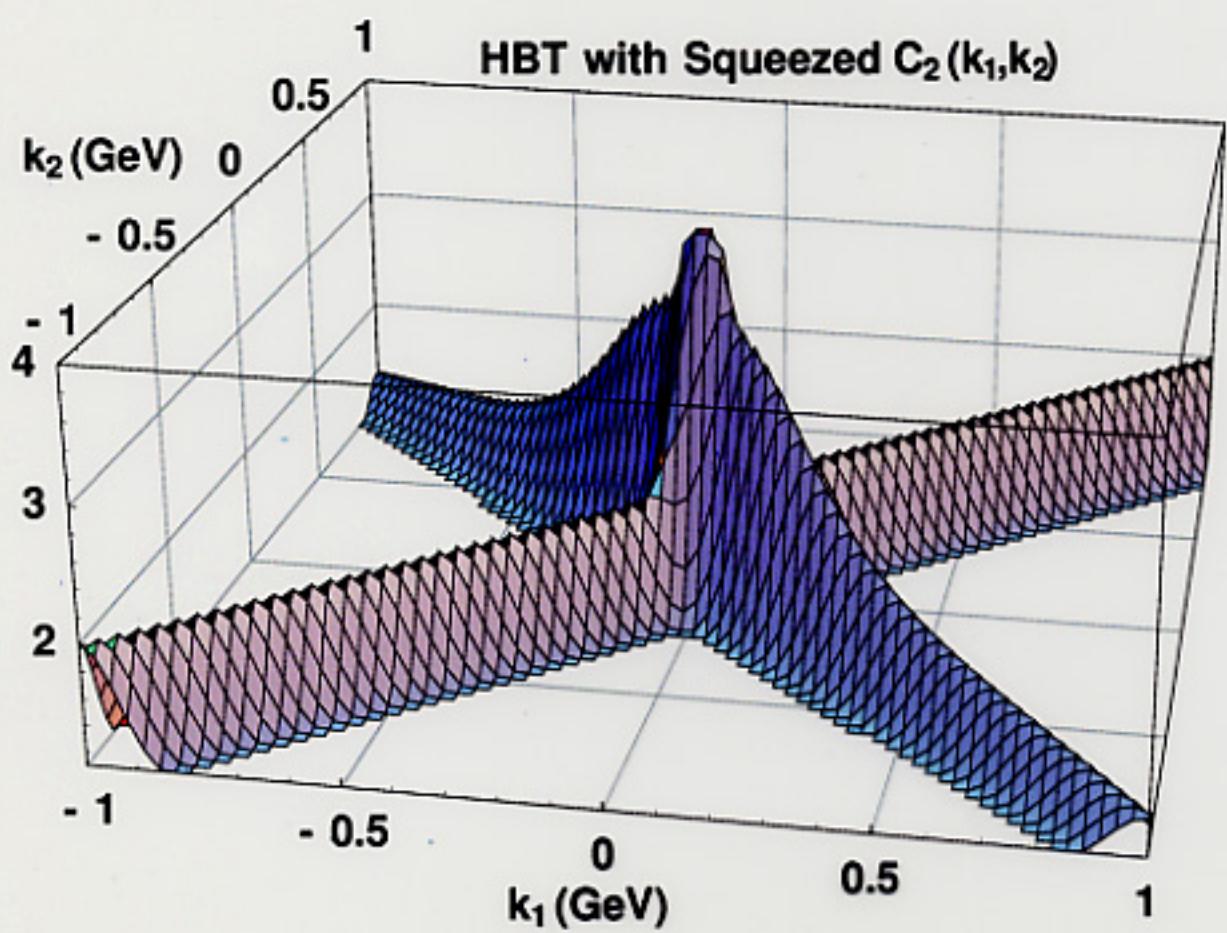
$$\delta t = 2 \text{ fm}$$

$$F(t) = \Theta(t - t_0) \delta t \exp\left[-\frac{|t - t_0|}{\delta t}\right]$$

$F(t)$: freezeout probability

$$T_c = 140 \text{ MeV}$$

Csörgő, Gyulassy, M.A. PRL '99



Summary.

- QCD phase diagram seems richer than previously thought
- Not only expectation values of $\bar{q}q$, $q\bar{q}$,
but also their correlations, fluctuations ... interesting
- A variety of newly proposed precursory phenomena
- To explore them, { only hadrons not sufficient
 { photons necessary
 and/or leptons
- Progress in exploring QCD many body physics
with Lattice gauge theory PLUS information theory
- When talking about hadron modification,
always be careful your argument is
quantum-mechanically sensible