

Большой адронный коллайдер и суперкомпьютеры: передовые рубежи натурного и численного эксперимента в физике высоких энергий

М.И. Поликарпов (ИТЭФ, Москва)

- Введение
- Численные расчеты
- Теория невылетания цвета

МФТИ 10 марта 2010

Большой адронный коллайдер и суперкомпьютеры: передовые рубежи натурного и численного эксперимента в физике высоких энергий

М.И. Поликарпов (ИТЭФ, Москва)

- Введение

- Численные расчеты

- Теория невылетания цвета

МФТИ 10 марта 2010

Большой адронный коллайдер и суперкомпьютеры: передовые рубежи натурного и численного эксперимента в физике высоких энергий

М.И. Поликарпов (ИТЭФ, Москва)

- Введение
- Численные расчеты
- Теория невылетания цвета

МФТИ 10 марта 2010

Большой адронный коллайдер и суперкомпьютеры: передовые рубежи натурного и численного эксперимента в физике высоких энергий

М.И. Поликарпов (ИТЭФ, Москва)

- Введение
- Численные расчеты
- Теория невылетания цвета

МФТИ 10 марта 2010

Experiment

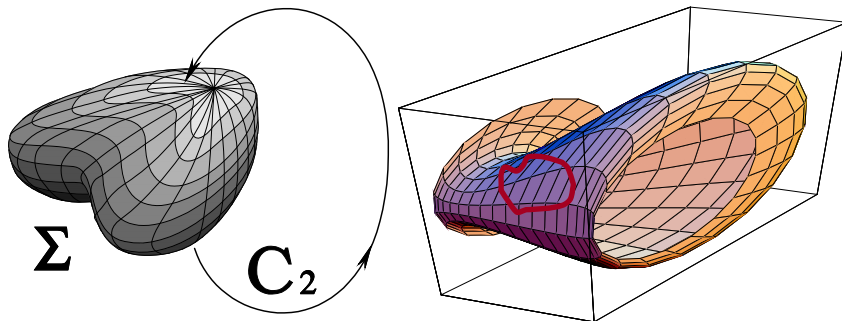
LHC

RHIC



Theory

$$L = -\frac{1}{g^2} \text{Tr} F_{\mu\nu}^2 + \sum_f \bar{\psi}_f (D + m) \psi_f$$



Supercalculations



Основные результаты получены в коллаборациях

ДЭЗИ (Германия)-ИТЭФ-Каназава (Япония)
и ИТЭФ-Университет Сан Франциско (США)

ITER  **Lattice**

F.V. Gubarev, A.V.Kovalenko, S.M. Morozov, MIP, S.V. Syritsyn, V.I. Zakharov, P.Yu Boyko,
P.V. Buividovich, M.N. Chernodub, V.G. Boryakov, E.N. Lushevskaya, A.I.Veselov, A.A.
Slavov

DESY, Gumboldt University, Germany

G.Schierholz, D.Pleiter, T.Streuer, H.Stuben, F. Weinberg, M. Mueller-Proyssker, E.M.
Ilgenfritz

Kanazawa University, Japan

H.Ichie, S.Kitahara, Y.Koma,Y.Mori, Y.Nakamura, T.Suzuki, A. Nakamura

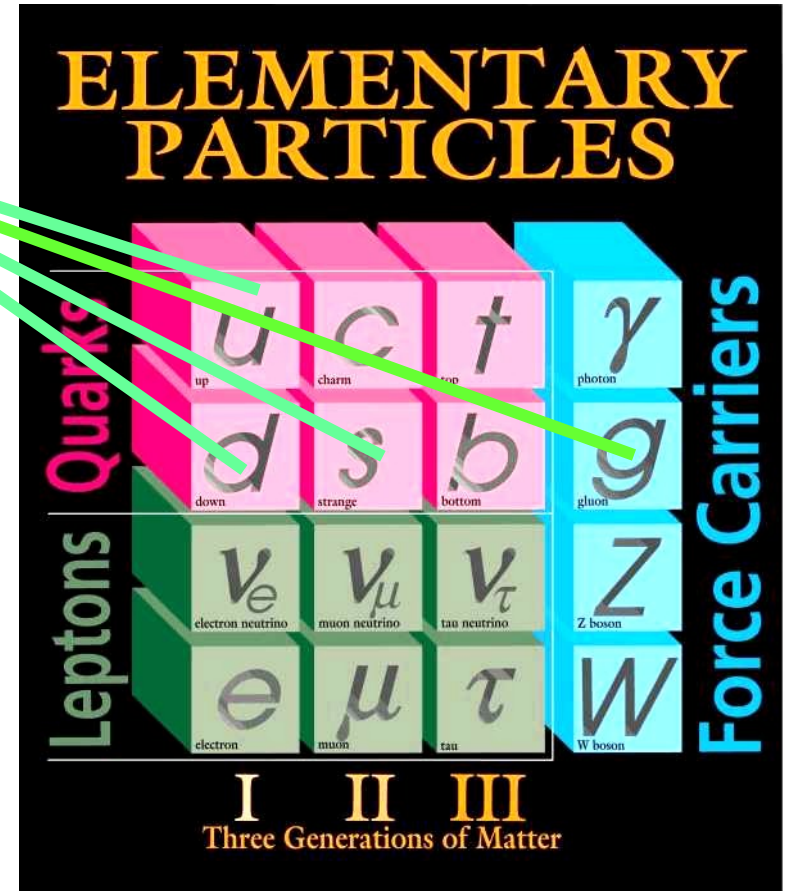
San Francisco University, USA

J. Greensite, S. Olejnik (+ Bratislava University, Slovakia)

Основные задачи теории сильных взаимодействий

Стартуя с Лагранжиана КХД

$$L = -\frac{1}{g^2} \text{Tr} F_{\mu\nu}^2 + \sum_f \bar{\psi}_f (D + m) \psi_f$$



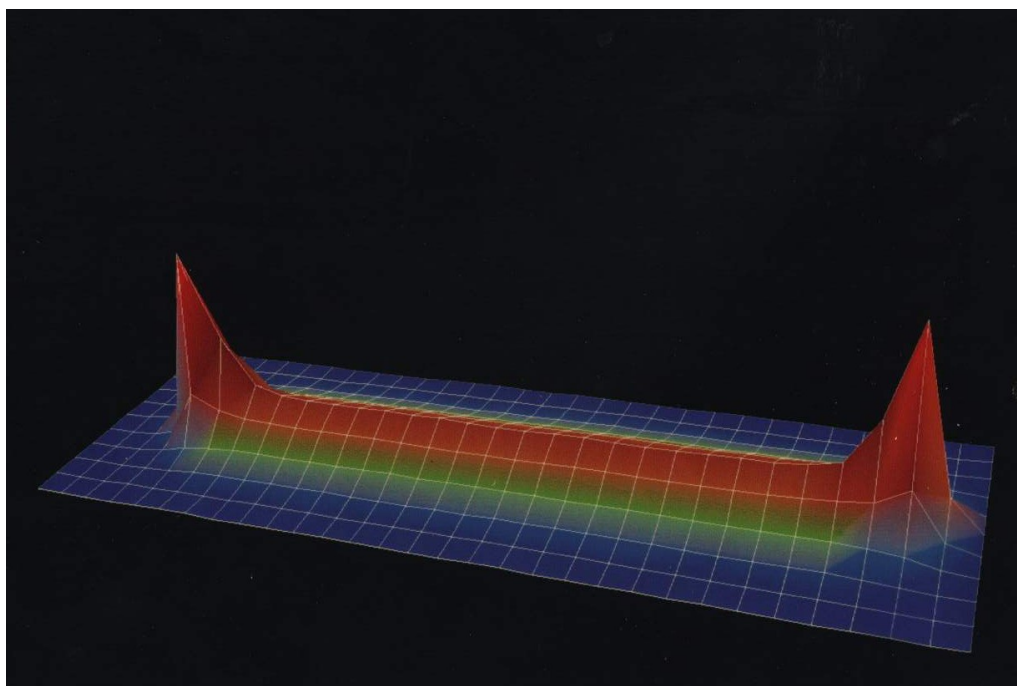
- (1) Получить спектр адронов,
- (2) Посчитать матричные элементы,
- (3) Описать фазовую диаграмму теории
- (4) **Объяснить невылетание цвета**

http://www.claymath.org/millennium/Yang-Mills_Theory/ (1 000 000 \$US)

Невылетание цвета

(почему мы не видим свободных кварков и глюонов?)

Основная сложность – отсутствие аналитических методов для описания теории сильных взаимодействий, но (супер)компьютеры могут многое предсказывать исходя из Лагранжиана КХД



**Сила между
кварком и
антикварком
12 тонн!!!**

INTRODUCTION

Methods

- Imaginary time $t \rightarrow it$

$$Z = \int D\varphi \exp\{i S[\varphi]\} \longrightarrow Z = \int D\varphi \exp\{- S[\varphi]\}$$

- Space-time discretization

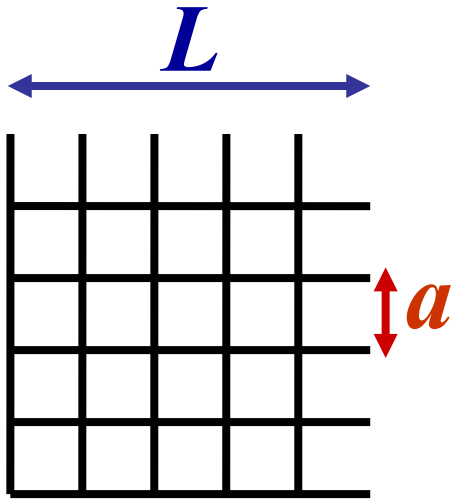
$$D\varphi(x) \Rightarrow \prod_x d\varphi_x$$

$$Z = \int \prod_x d\varphi_x \exp\{- S[\varphi]\}$$

- Thus we get from functional integral the partition function for statistical theory in four dimensions

INTRODUCTION

Three limits



Lattice spacing

Lattice size

Quark mass

$$a \rightarrow 0$$

$$L \rightarrow \infty$$

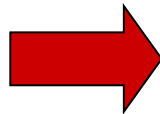
$$m_q \rightarrow 0$$

Typical values

$$a \approx 0.1 \text{ fm}$$

$$L \approx 2 \div 4 \text{ fm}$$

$$m_q \approx 100 \text{ Mev}$$



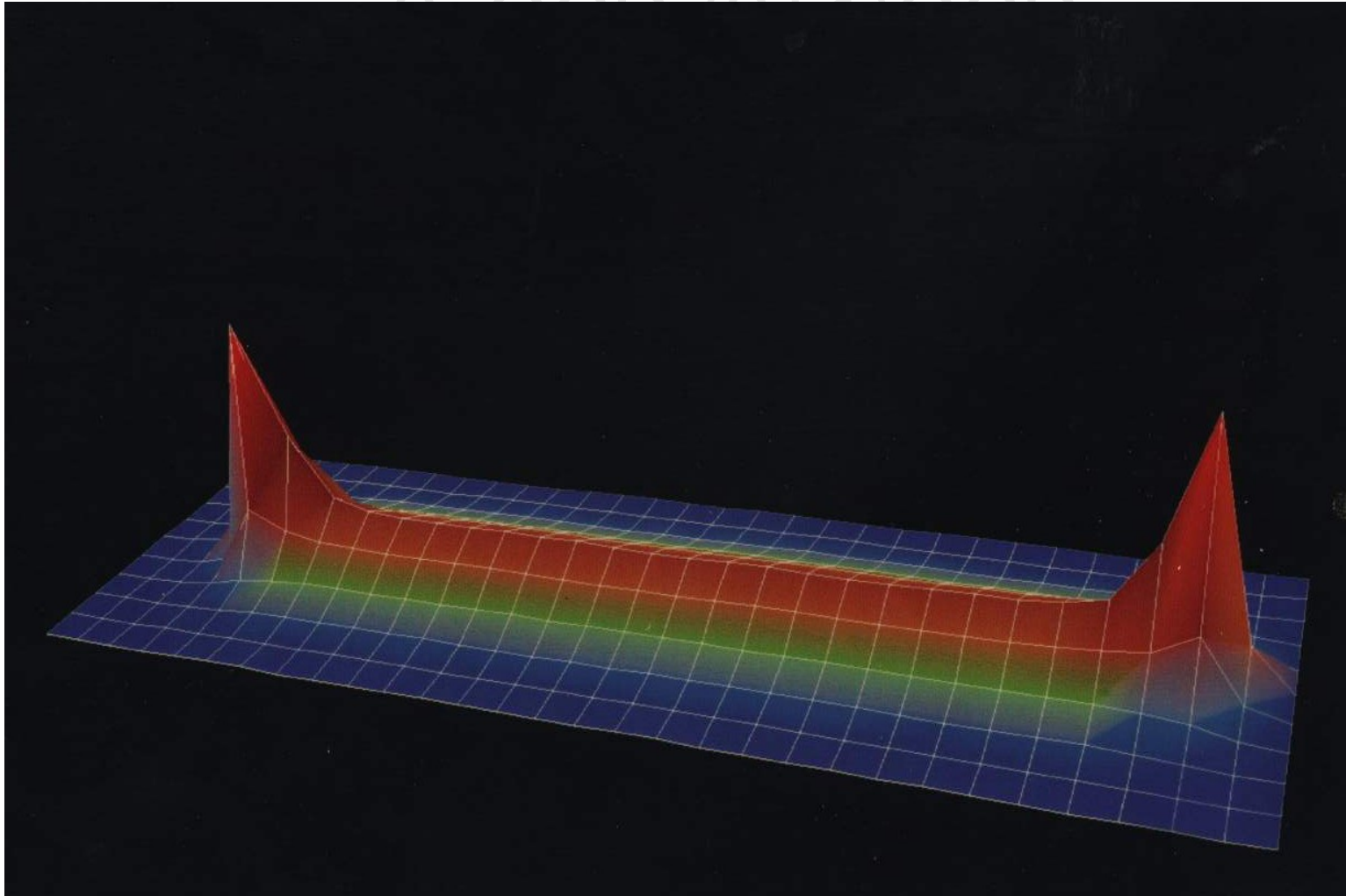
Extrapolation

+

Chiral perturbation
theory

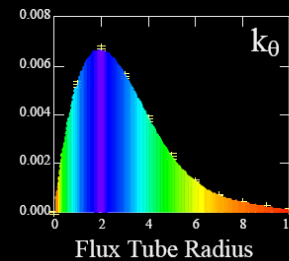
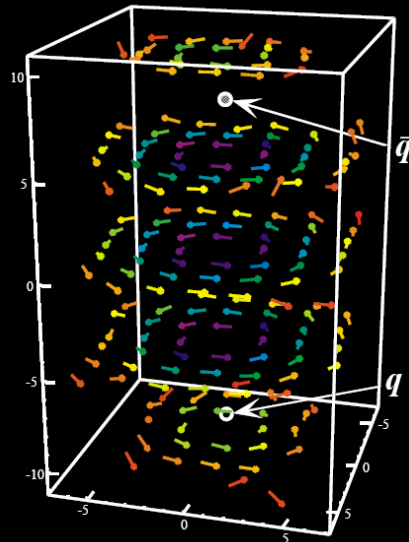
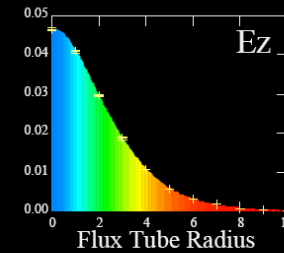
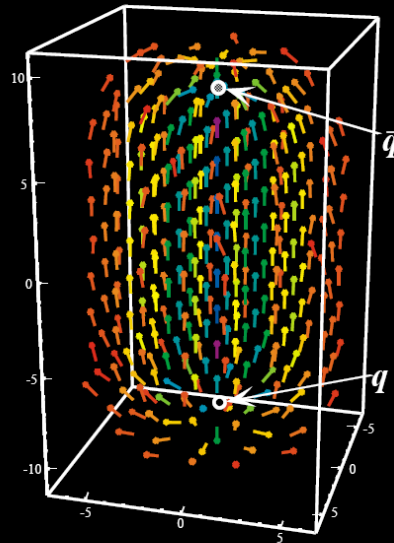
$SU(2)$ glue $SU(3)$ glu

Сила между кварком и антикварком 12 тонн!!!

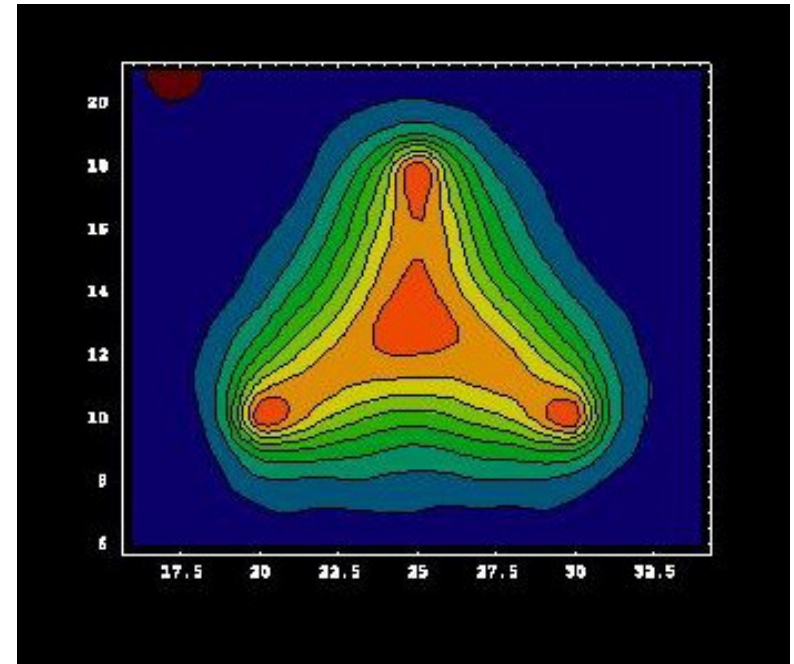
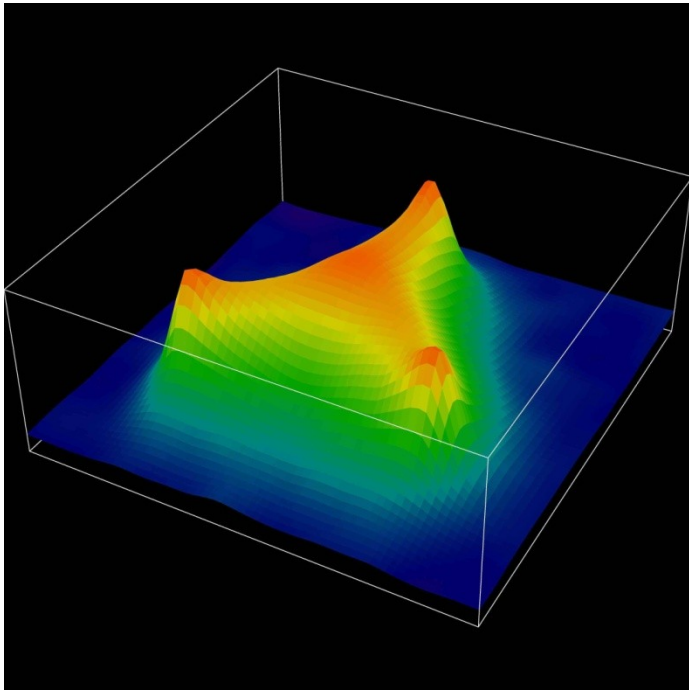


SU(2) glue

AP-SU(2) FLUX-TUBE PROFILE



SU(2) glue SU(3) glue 2qQCD (2+1)QCD
Three body forces!



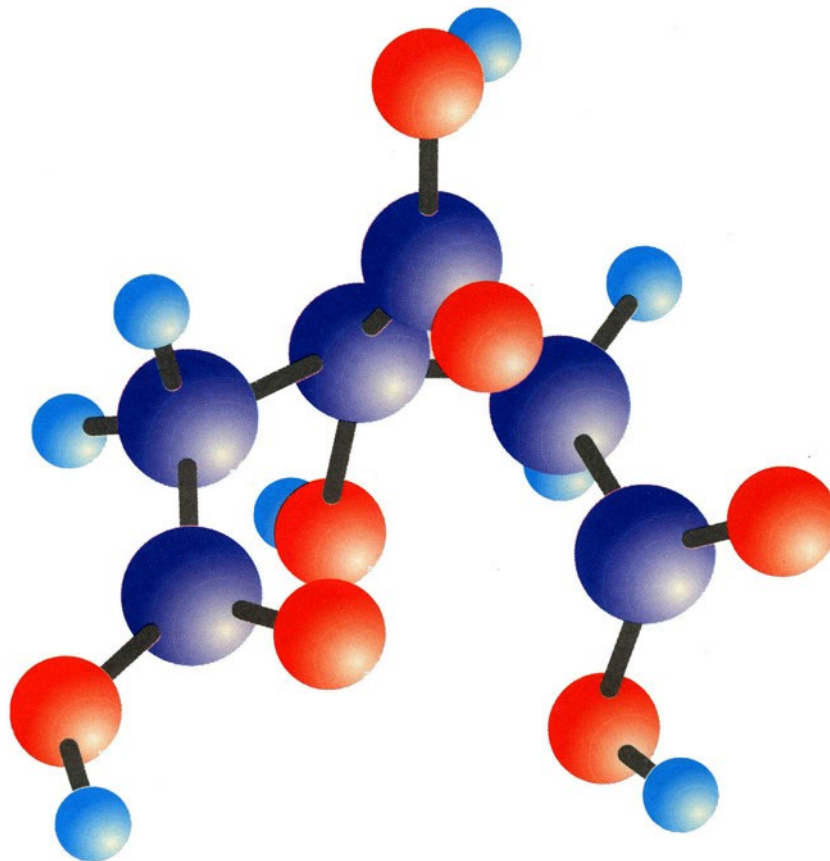
$$V(r_1, r_2, r_3) \neq V(r_1 - r_2) + V(r_2 - r_3) + V(r_3 - r_1)$$

← 1 м →

Происхождение массы

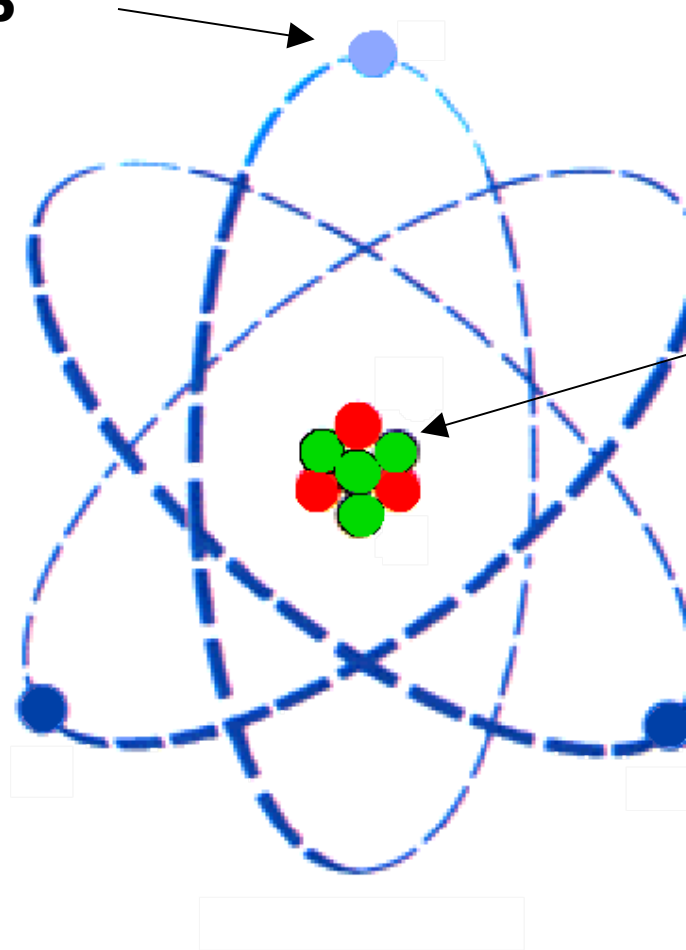


← $10^{-8..10}$ M →



$\longleftrightarrow 10^{-10} \text{ M} \longrightarrow$

$m_e \approx 0.5$
MeV



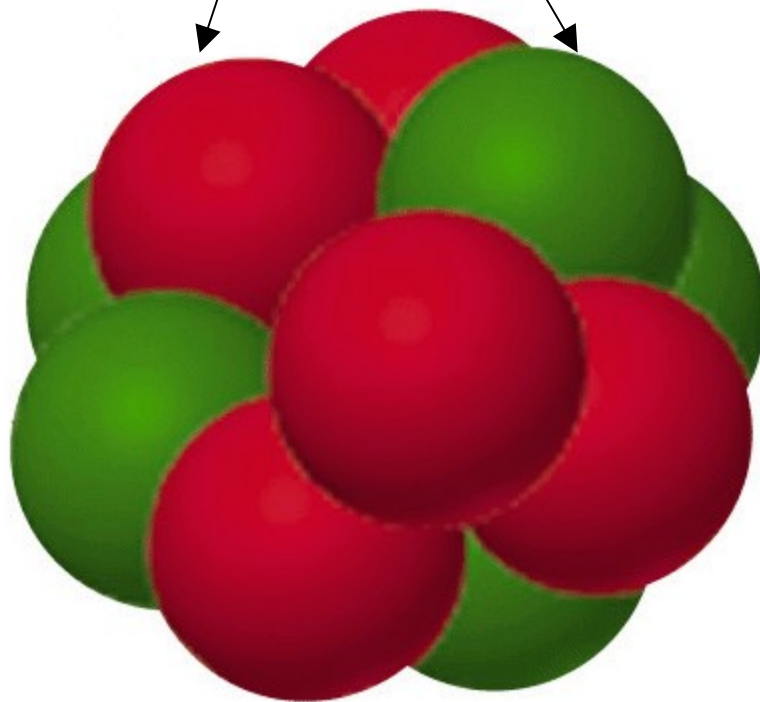
$m_n \approx 1000$
MeV

← $10^{-14..15}$ M →

m_p

\approx

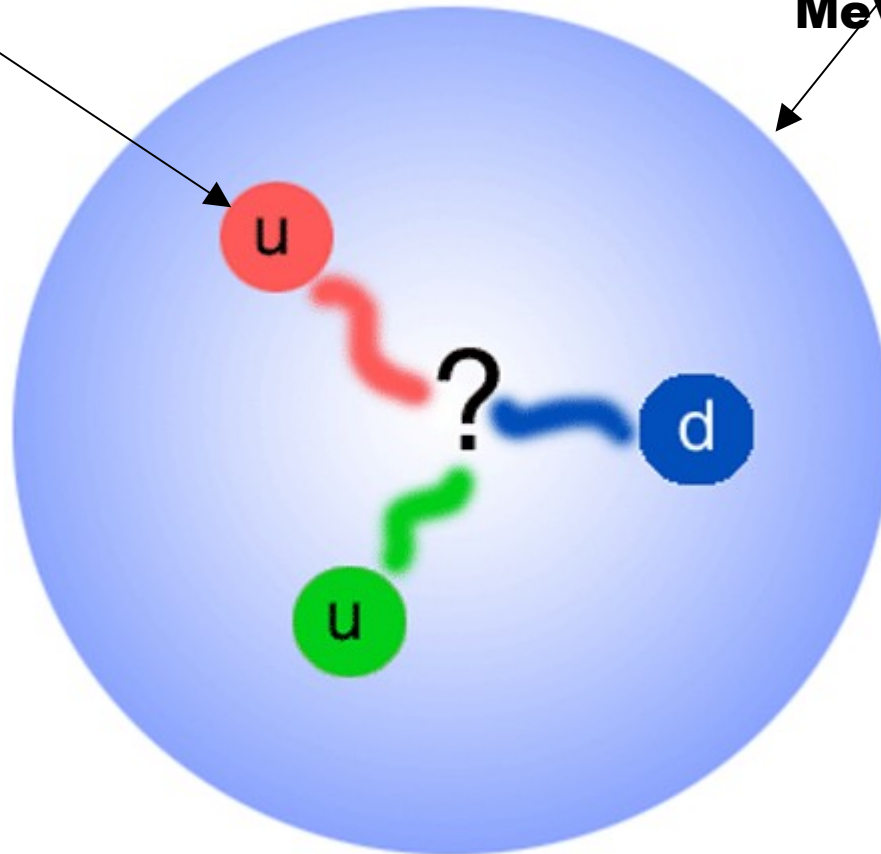
m_n



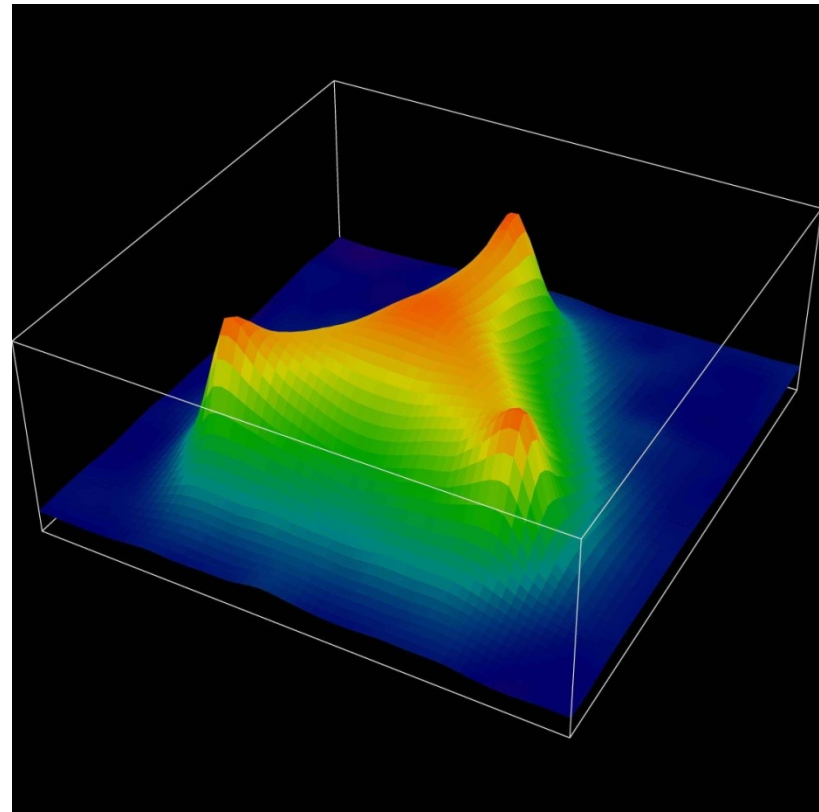
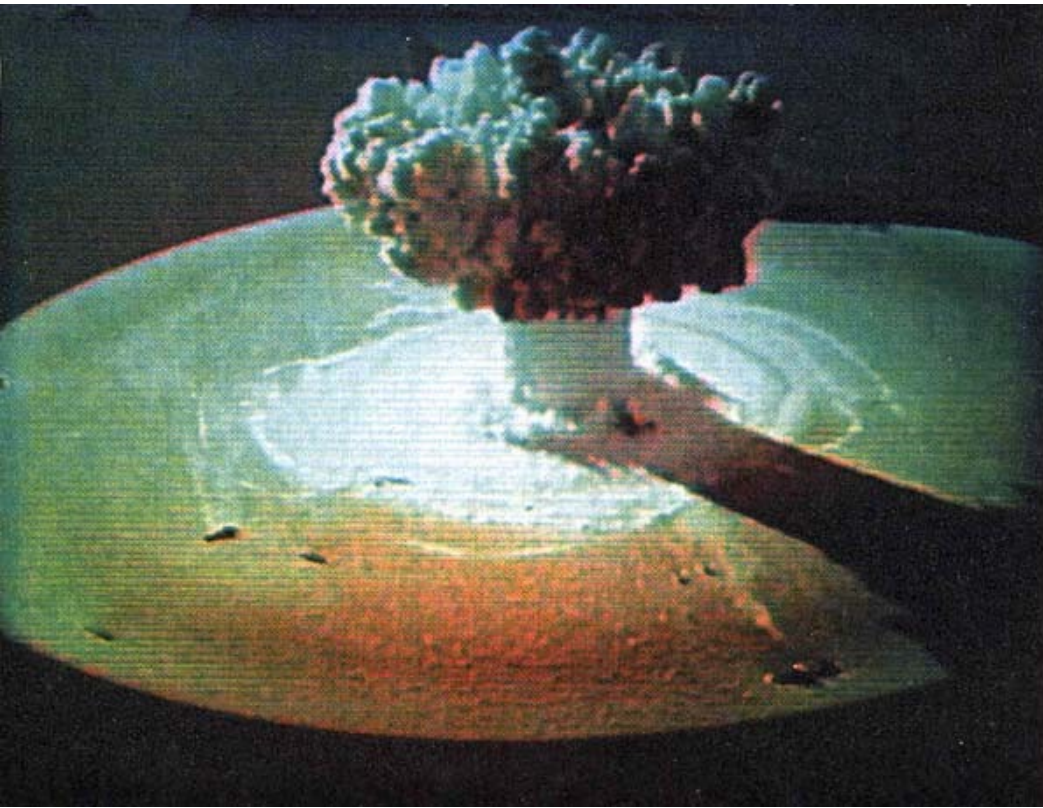
$\longleftrightarrow 10^{-15} \text{ M} \longrightarrow$

$m_{u,d} \approx 3..5$
MeV

$m_p \approx 1000$
MeV



Masses of material objects is due to gluon fields inside baryon



$$E = m_0 c^2$$

$$3m_q / m_{\text{baryon}} \approx 1/100$$

$$m_0 = \frac{E}{c^2}$$

Three body forces!

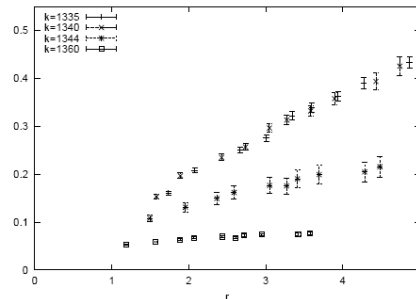
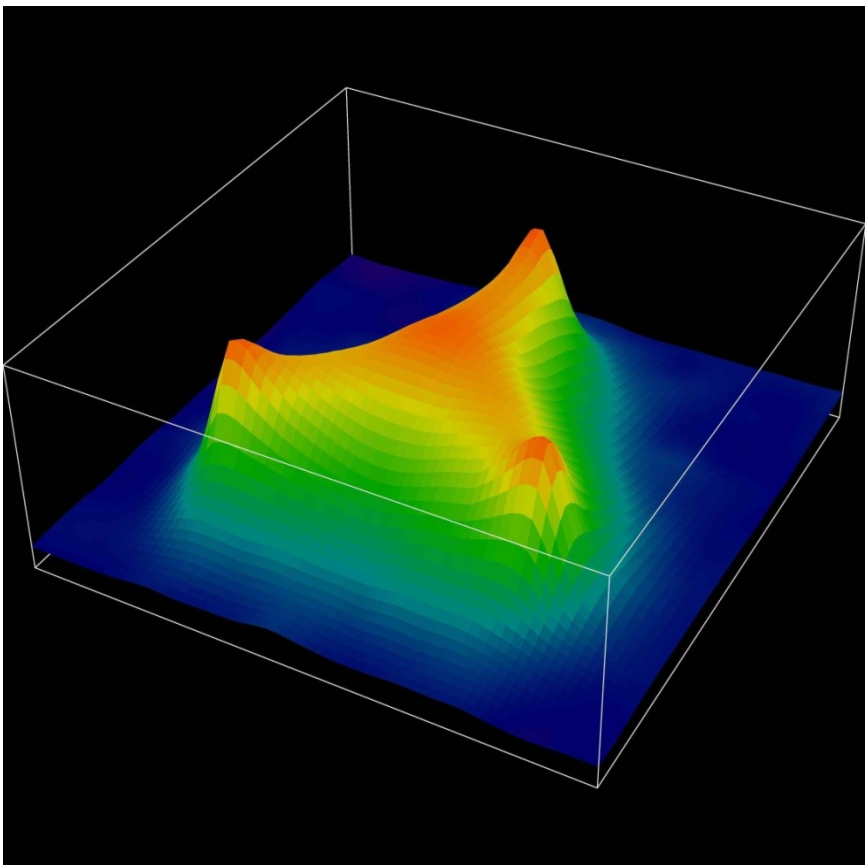


Figure 9: The monopole part of the baryon potential at finite temperature in full QCD as a function of L_T ($T < T_c$) and L_D ($T > T_c$), respectively, in units of *God knows what*.

In Fig. 9 we show the baryon potential on the $16^3 8$ lattice at $\beta = 5.2$ for several values of κ . At this β value

$$T \propto \exp(-2.81/\kappa). \quad (4.1)$$

Increasing κ thus increases the temperature. We cross the finite temperature phase transition at $\kappa = 0.1344$ [14]. We see that the potential flattens off while we approach the transition point. However, the distances we were able to probe are not large enough to make any statement about string breaking.

To compute the action density ρ_A^{3Q} and the electric field and monopole correlators E_i^{3Q} and k^{3Q} , respectively, we need to reduce the statistical noise. Note that the Polyakov loops span an area of $\approx 16 \times 8$ lattice spacings. We do that by using extended operators

$$\begin{aligned} \rho_A^{3Q}(s) \longrightarrow & \frac{1}{8} \{ \rho_A^{3Q}(s) + \rho_A^{3Q}(s - \hat{x} - \hat{y} - \hat{z}) + \rho_A^{3Q}(s - \hat{x} - \hat{y}) \\ & + \rho_A^{3Q}(s - \hat{x} - \hat{z}) + \rho_A^{3Q}(s - \hat{y} - \hat{z}) + \rho_A^{3Q}(s - \hat{x}) \\ & + \rho_A^{3Q}(s - \hat{y}) + \rho_A^{3Q}(s - \hat{z}) \}, \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} E_i^{3Q}(s) \longrightarrow & \frac{1}{4} \{ E_i^{3Q}(s) + E_i^{3Q}(s - \hat{x} - \hat{t}) \\ & + E_i^{3Q}(s - \hat{x}) + E_i^{3Q}(s - \hat{t}) \}, \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$k^{3Q}(s, \mu) \longrightarrow \frac{1}{2} \{ k^{3Q}(s, \mu) + k^{3Q}(s - \hat{z}, \mu) \}, \quad (4.4)$$

where (again) we have assumed that the quarks lie in the (x, y) plane, and we call the direction of the Polyakov lines the t direction.

SU(2) glue SU(3) glue 2qQCD (2+1)QCD

Usually the teams are rather big, 5 - 10 -15 people

arXiv:hep-lat/0401026v1

arXiv:hep-lat/0401026v2

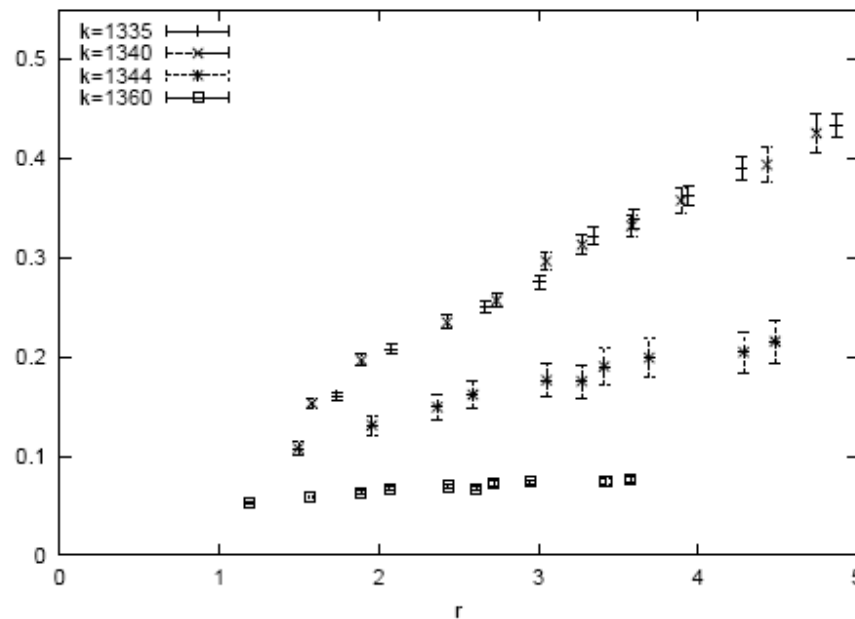
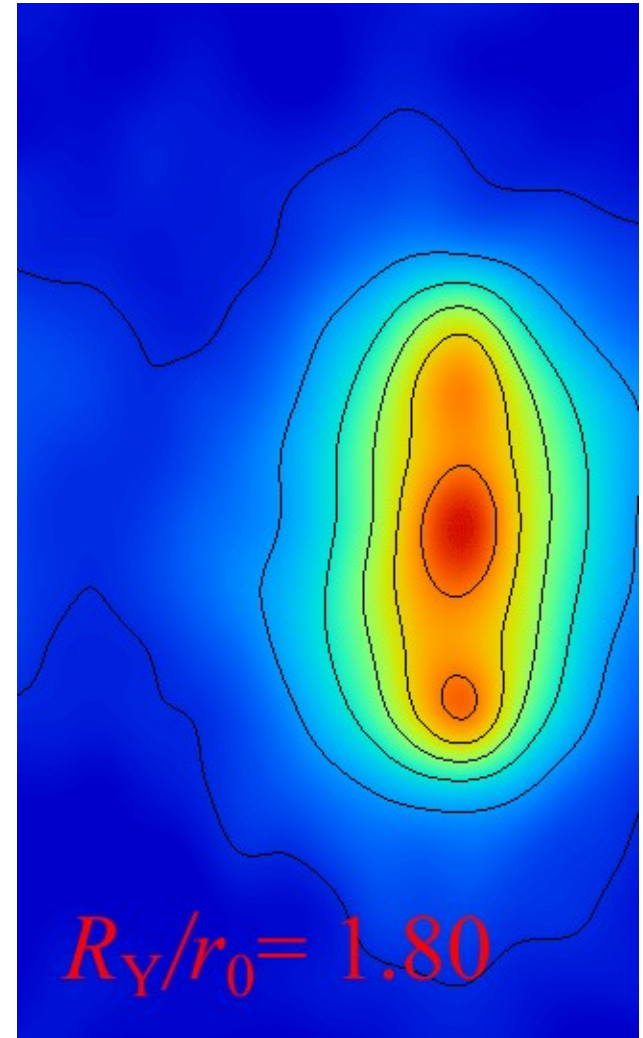
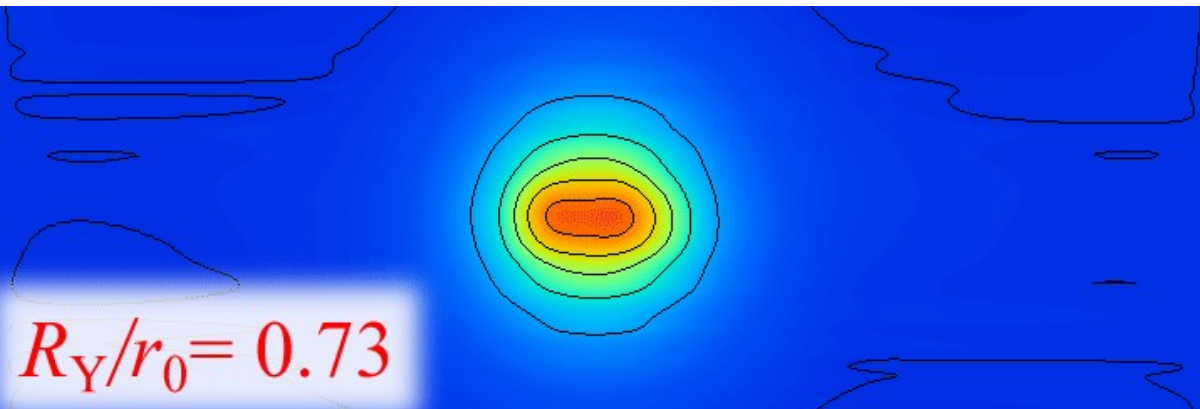


Figure 9: The monopole part of the baryon potential at finite temperature in full QCD as a function of L_Y ($T < T_c$) and L_Δ ($T > T_c$), respectively in units of *God knows what*.

In Fig. 9 we show the baryon potential on the $16^3 8$ lattice at $\beta = 5.2$ for several values of κ . At this β value

SU(2) glue SU(3) glue 2qQCD (2+1)QCD
String Breaking (DIK collaboration)



SU(2) glue SU(3) glue 2qQCD (2+1)QCD

Hadron Mass Spectrum

2qQCD (2+1)QCD

Baryon Summary Table

This short table gives the name, the quantum numbers (where known), and the status of baryons in the Review. Only the baryons with 3- or 4-star status are included in the main Baryon Summary Table. Due to insufficient data or uncertain interpretation, the other entries in the short table are not established as baryons. The names with masses are of baryons that decay strongly. For N , Δ , and Ξ resonances, the partial wave is indicated by the symbol $L_{2I,2J}$, where L is the orbital angular momentum (S, P, D, \dots), I is the isospin, and J is the total angular momentum. For Λ and Σ resonances, the symbol is $L_{1,2J}$.

† Indicates that the value of J given is preferred, but needs confirmation.

[illegible]

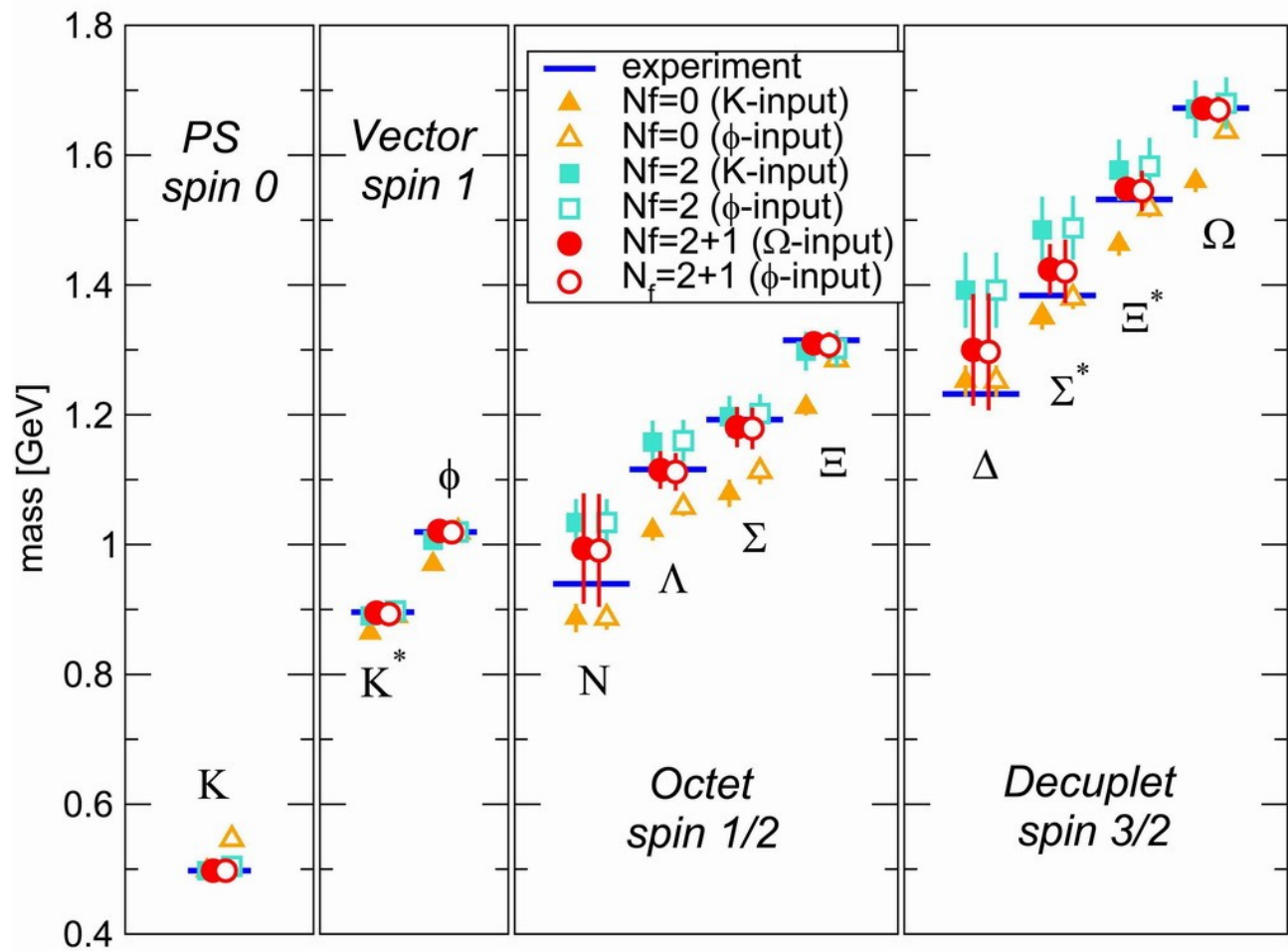
* Evidence of existence is poor.

SU(2) glue SU(3) glue 2qQCD (2+1)QCD

Wilson non-perturbatively improved Fermions
“WORKING HORSE” of lattice QCD calculations

Y. Kuramashi Lattice 2007

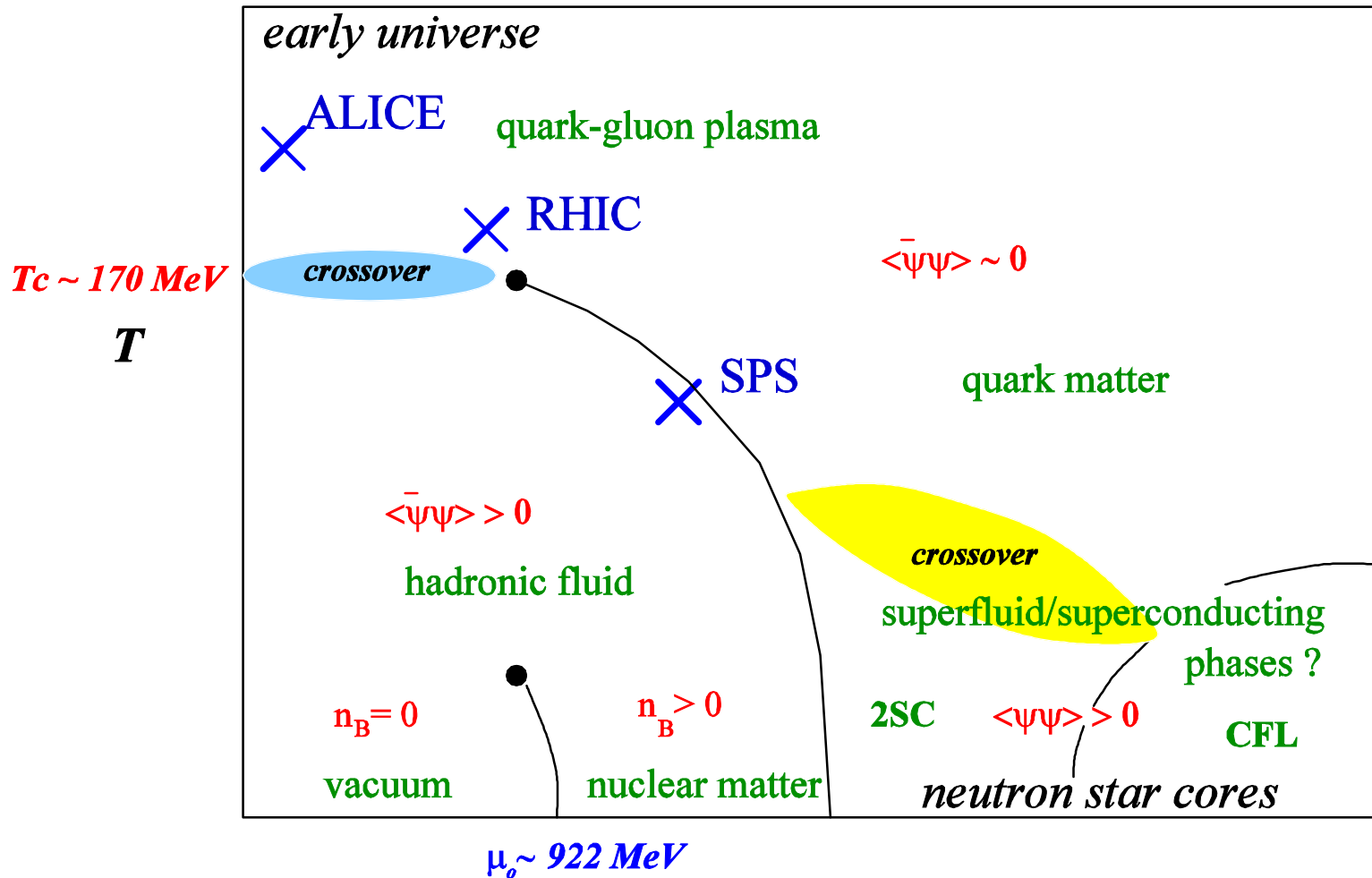
Iwasaki gauge action +
clover quarks
 $a^{-1} = 2.2\text{GeV}$,
lattice size: $32^3 \times 64$



SU(2) glue SU(3) glue 2qQCD (2+1)QCD

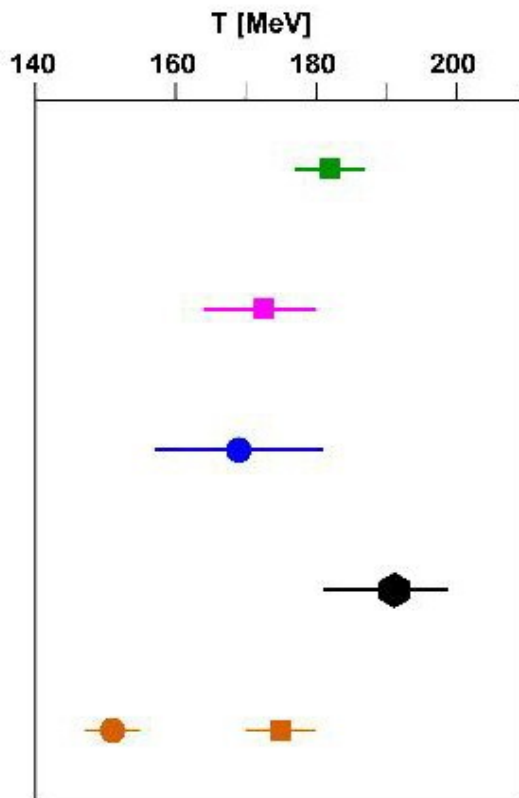
Finite Temperature

Фазовая Диаграмма КХД



Фазовая Диаграмма КХД

Summary of recent results on T_c



use $T=0$ scale: $r_0=0.469\text{fm}$

$N_f=2$:

V.G. Bornyakov et al, POS Lat2005, 157
(improved Wilson, $N_t=8, 10$; input: $r_0=0$.
(added $N_t=12$, Lattice'07) (rescaled)

Y. Maezawa et al., hep-lat/0702005 (QM)
(improved Wilson, $N_t=4, 6$; input: $m-\rho$
(no cont)

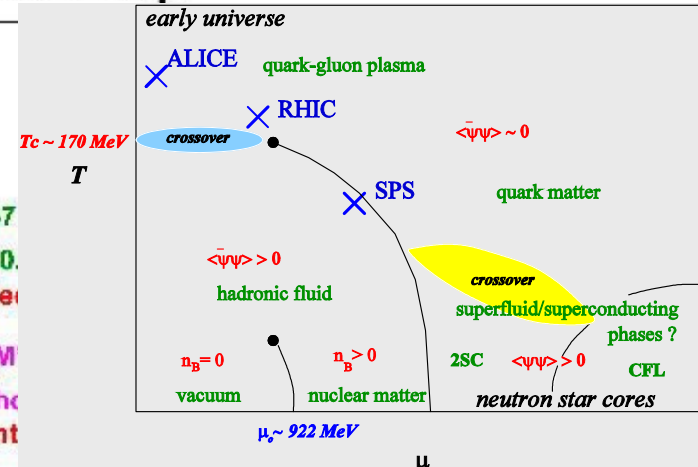
$N_f=2+1$:

C. Bernard et al., Phys.Rev. D71, 034504 (2005)
(improved staggered (asqtad), $N_t=4,6,8$, input r_1)
(rescaled to r_0)

M. Cheng et al., Phys.Rev D74, 054507 (2006)
(improved staggered (p4), $N_t=4,6$; input r_0)

Y. Aoki et al., Phys. Lett. B643, 46 (2006)
(staggered (stout), $N_t=4,6,8,10$; input fK)

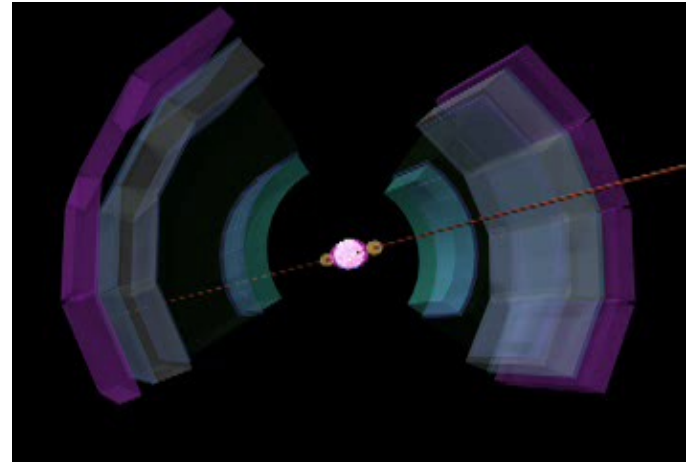
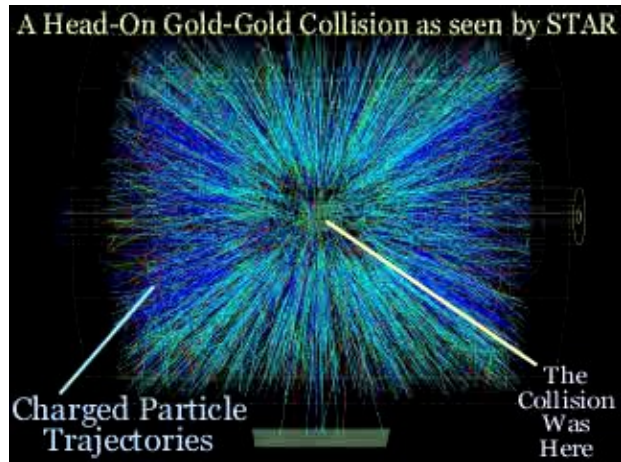
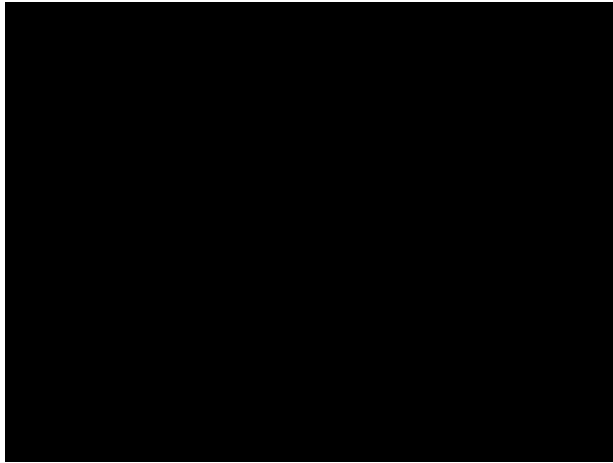
(converted to r_0)





SU(2) glue SU(3) glue

2qQCD(2+1)QCD



early universe

ALICE

quark-gluon plasma

RHIC

crossover

$\langle \bar{\psi}\psi \rangle \sim 0$

SPS

quark matter

$\langle \bar{\psi}\psi \rangle > 0$

hadronic fluid

crossover

superfluid/superconducting phases ?

$n_B = 0$

vacuum

$n_B > 0$

nuclear matter

2SC

$\langle \bar{\psi}\psi \rangle > 0$

CFL

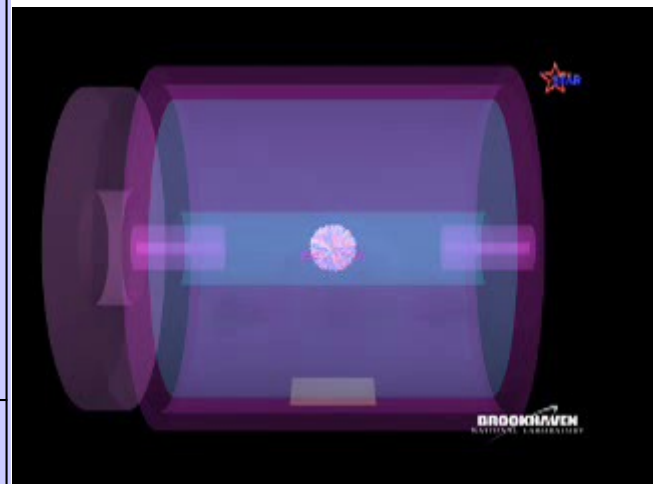
neutron star cores

$\mu_o \sim 922 \text{ MeV}$

μ

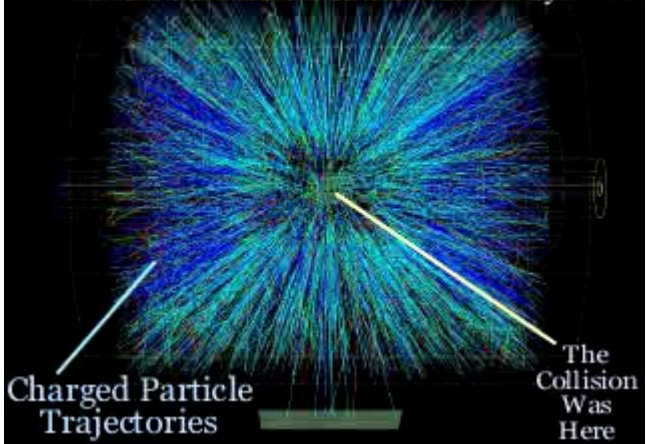
T

$T_c \sim 170 \text{ MeV}$



RHIC

A Head-On Gold-Gold Collision as seen by STAR



RHIC Collisions



Lattice gluodynamics at strong magnetic fields

P.V.Buividovich (ITEP, Moscow, Russia and JINR, Dubna, Russia),

M.N.Chernodub (LMPT, Tours University, France and ITEP, Moscow),

E.V.Luschevskaya (ITEP, Moscow, Russia and JINR, Dubna, Russia),

M.I.Polikarpov (ITEP, Moscow, Russia)



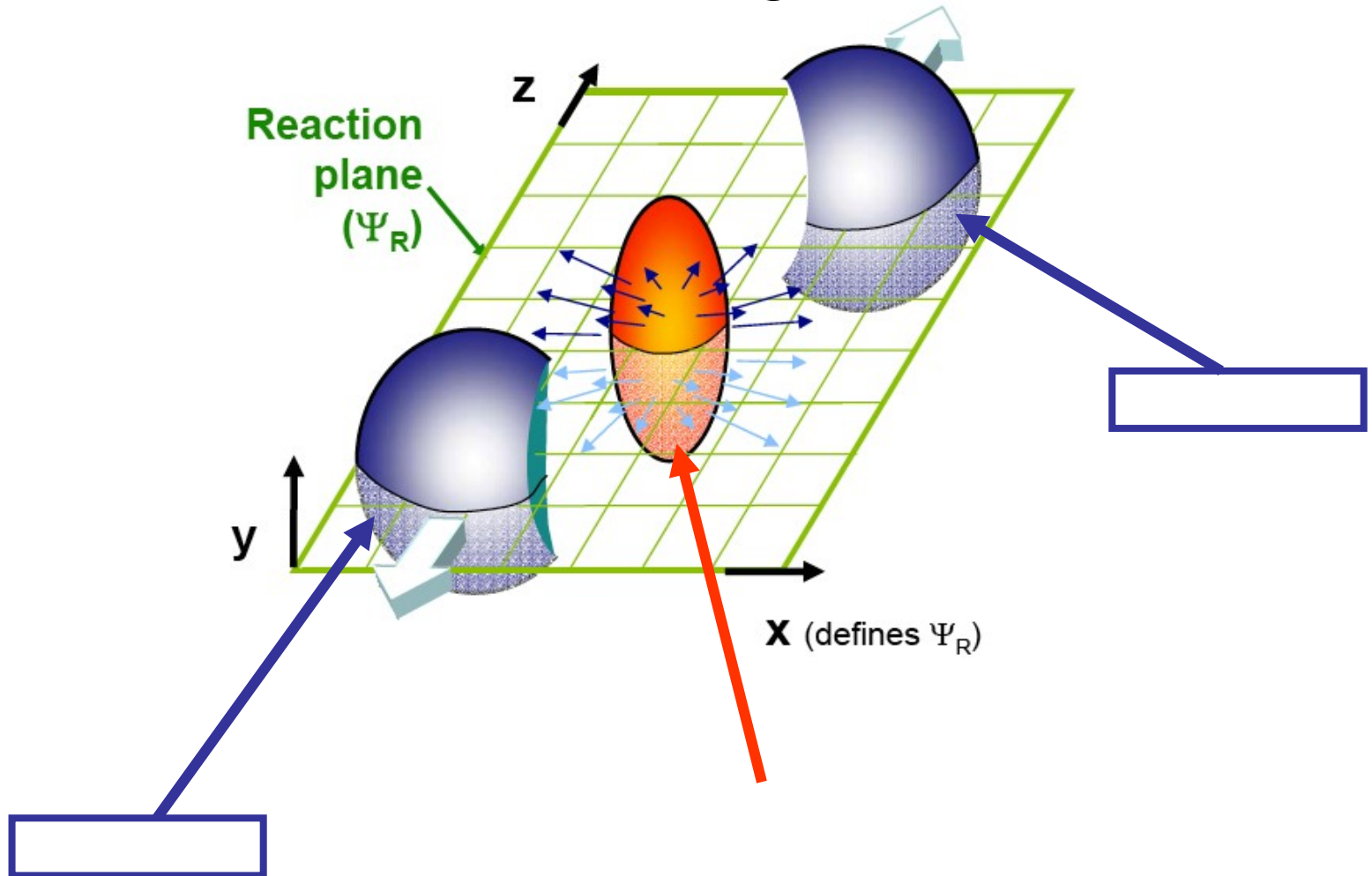
I use a lot of slides made by

M.N. Chernodub and P.V. Buividovich and some made by D.E. Kharzeev

- ▣ **Strong magnetic fields in heavy ion collisions**
 - ▣ **Lattice simulations with magnetic fields**
 - ▣ **Chiral Magnetic Effect [generation of the electric current of quarks directed along the magnetic field]**
 - ▣ **Chiral symmetry breaking**
 - ▣ **Magnetization of the vacuum**
 - ▣ **Electric dipole moment of quark along the direction of the magnetic field**

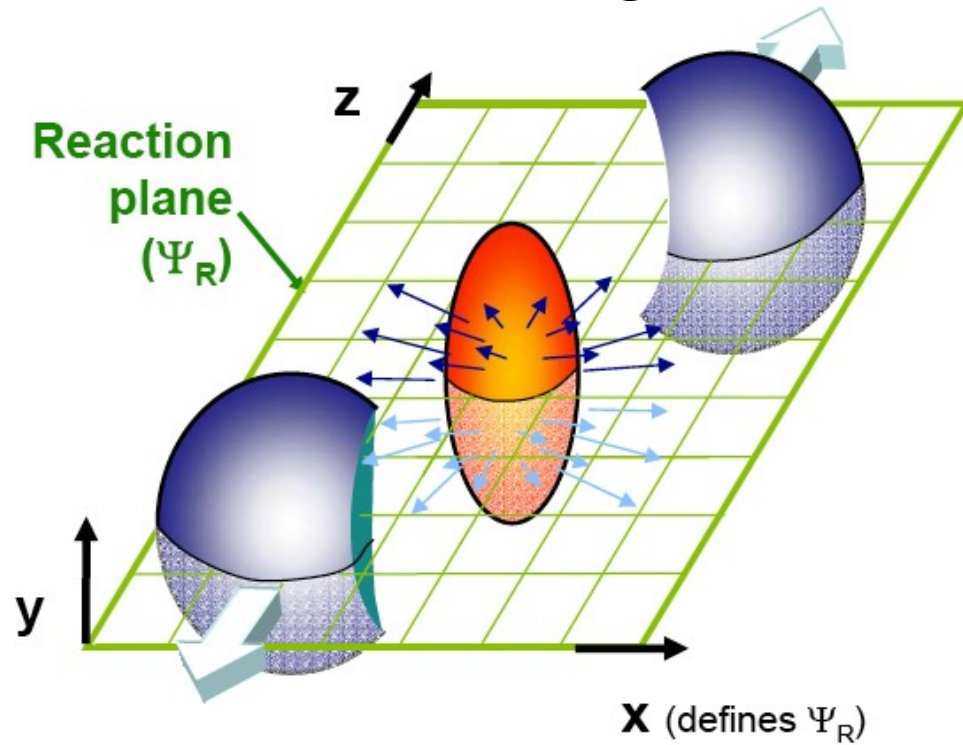
Magnetic fields in non-central collisions

[Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran '07-'08]

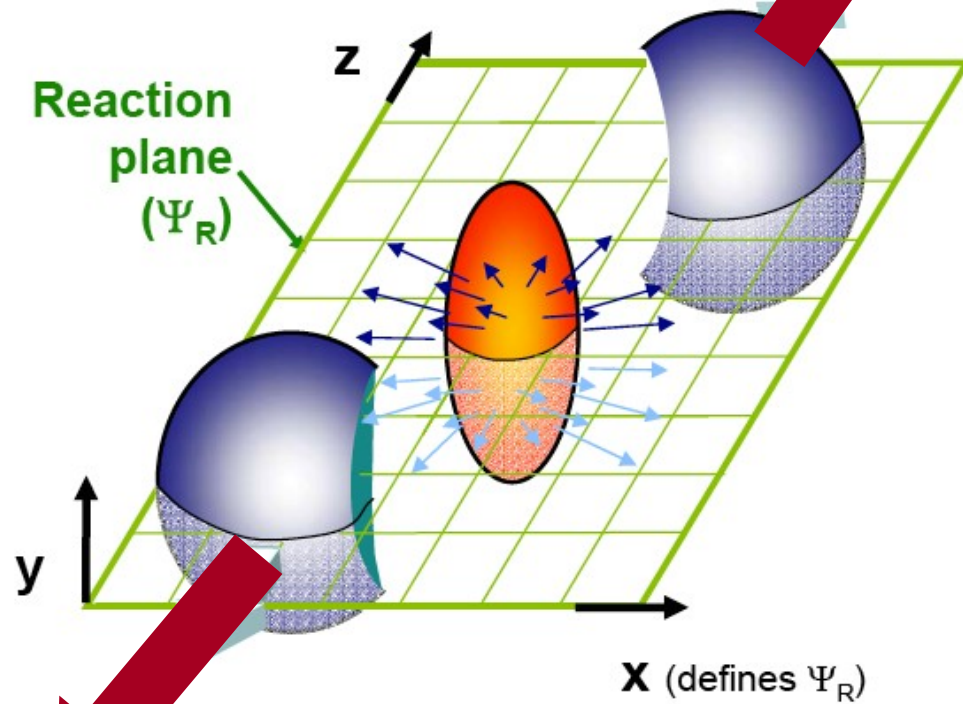


Magnetic fields in non-central collisions

[Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran '07-'08]



Magnetic fields in non-central collisions



Charge is large
Velocity is high

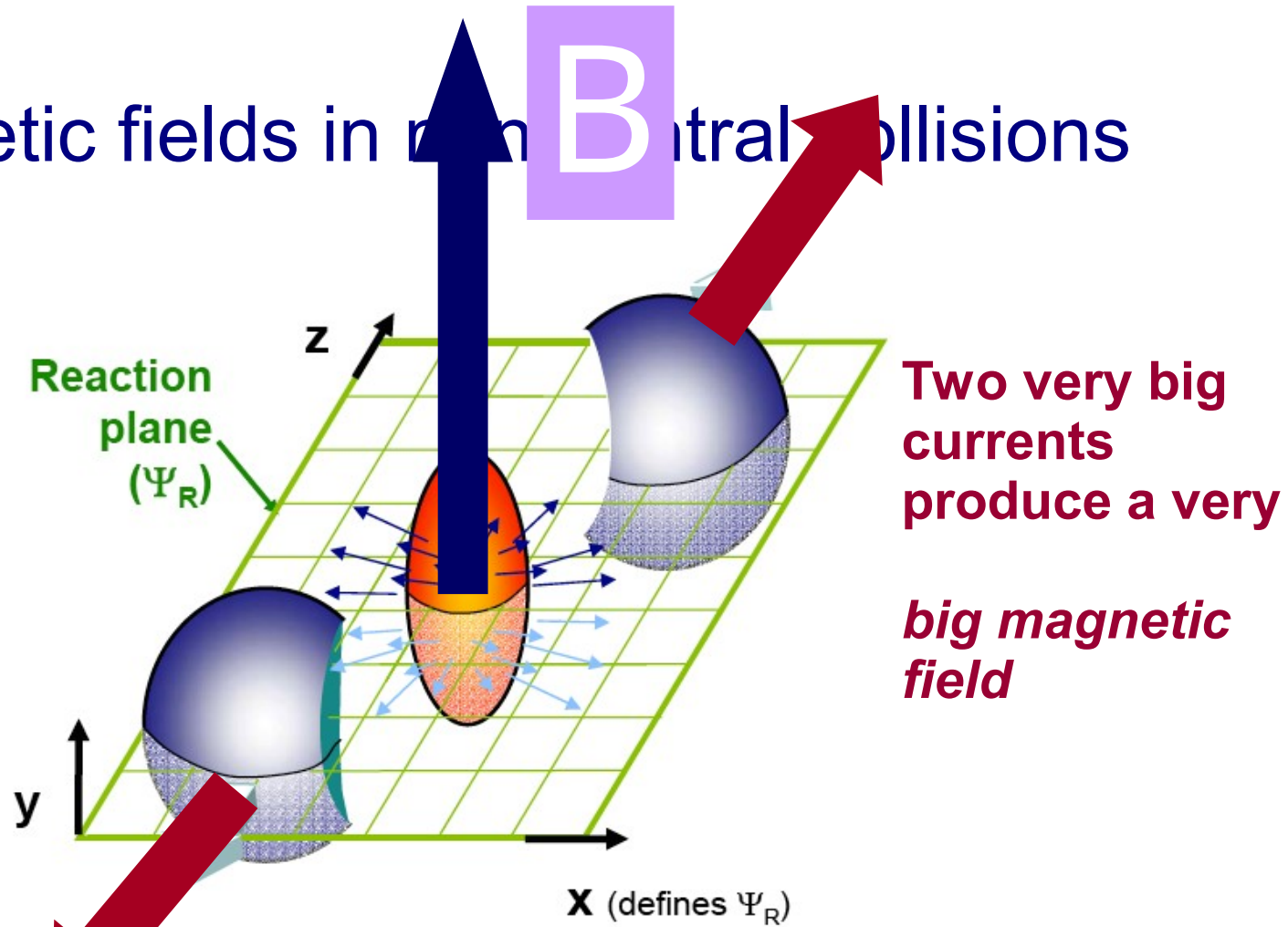
Thus we have
two very big
currents

The medium is filled by electrically charged particles

Large orbital momentum, perpendicular to the reaction plane

Large magnetic field along the direction of the orbital momentum

Magnetic fields in neutral collisions



The medium is filled by electrically charged particles

Large orbital momentum, perpendicular to the reaction plane

Large magnetic field along the direction of the orbital momentum

Comparison of magnetic fields



The Earth's magnetic field 0.6 Gauss

A common, hand-held magnet 100 Gauss



The strongest steady magnetic fields achieved so far in the laboratory 4.5×10^5 Gauss

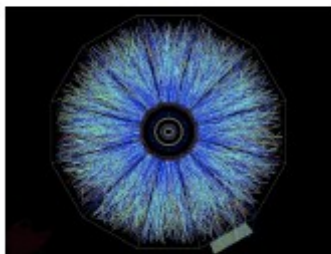
The strongest man-made fields ever achieved, if only briefly 10^7 Gauss



Typical surface, polar magnetic fields of radio pulsars 10^{13} Gauss

Surface field of Magnetars 10^{15} Gauss

<http://solomon.as.utexas.edu/~duncan/magnetar.html>



Off central Gold-Gold Collisions at 100 GeV per nucleon

$$e B(\tau = 0.2 \text{ fm}) = 10^3 \sim 10^4 \text{ MeV}^2 \sim 10^{17} \text{ Gauss}$$

Magnetic forces are of the order of strong interaction forces

first time in my life I see such effect

$$eB \approx \Lambda_{QCD}^2$$

Magnetic forces are of the order of strong interaction forces

first time in my life I see such effect

$$eB \approx \Lambda_{QCD}^2$$

We expect the influence of magnetic field on strong interaction physics

Magnetic forces are of the order of strong interaction forces

first time in my life I see such effect

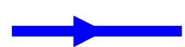
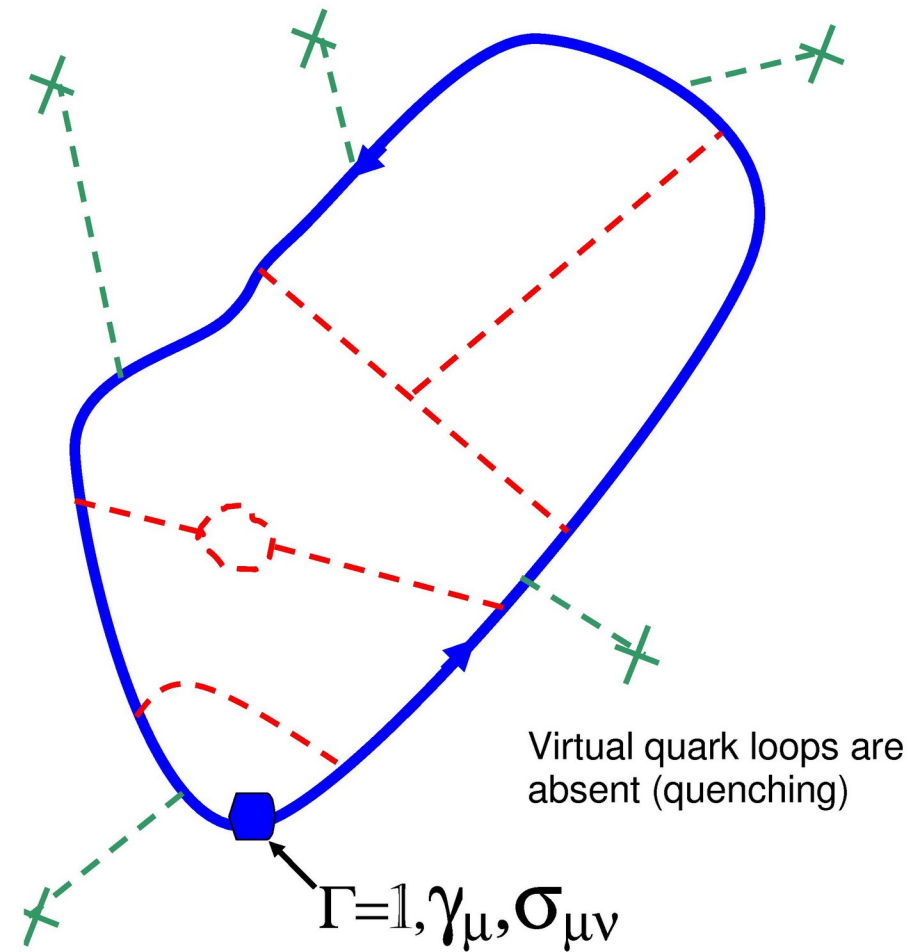
$$eB \approx \Lambda_{QCD}^2$$

We expect the influence of magnetic field on strong interaction physics

**The effects are nonperturbative,
it is impossible to perform analytic calculations
and we use**

Lattice Calculations

$$\langle \bar{\psi} \Gamma \psi \rangle; \Gamma = 1, \gamma_\mu, \sigma_{\mu\nu}$$



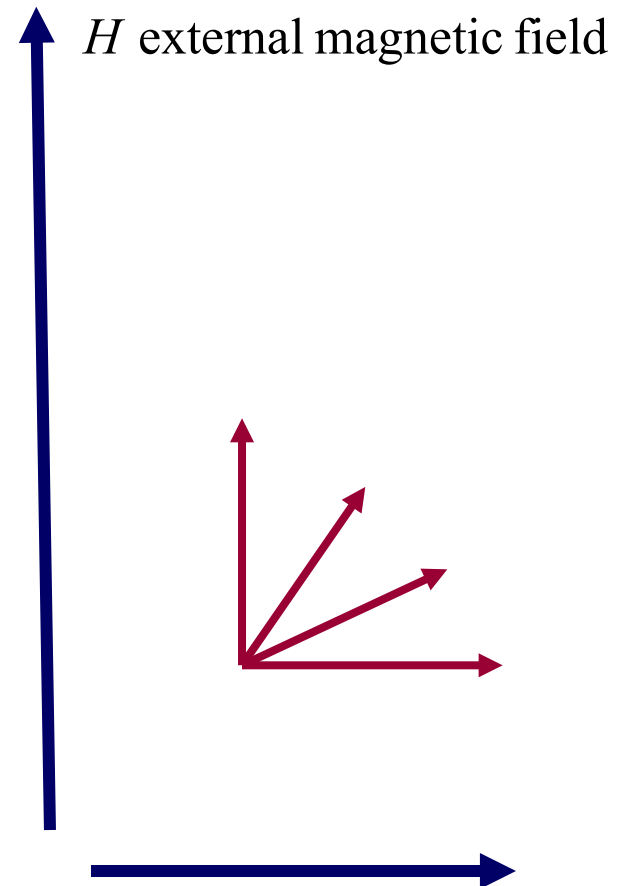
External quark

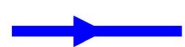
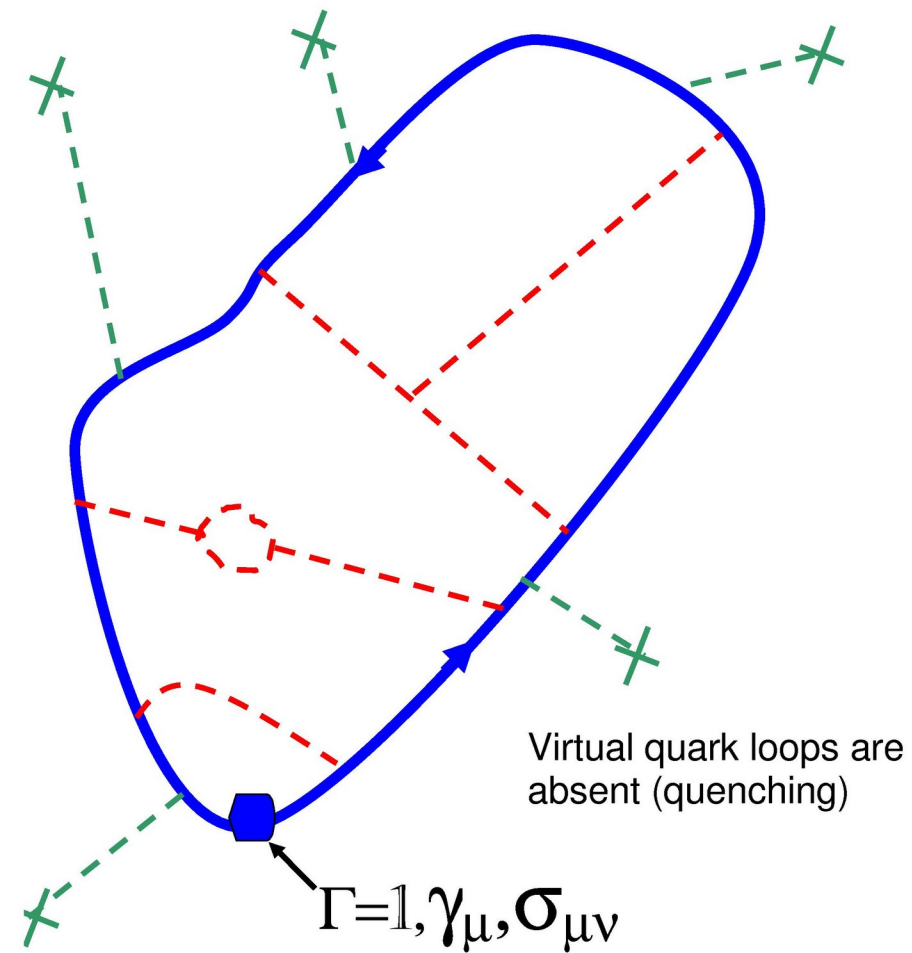


Virtual gluon



Photon (external magnetic field)





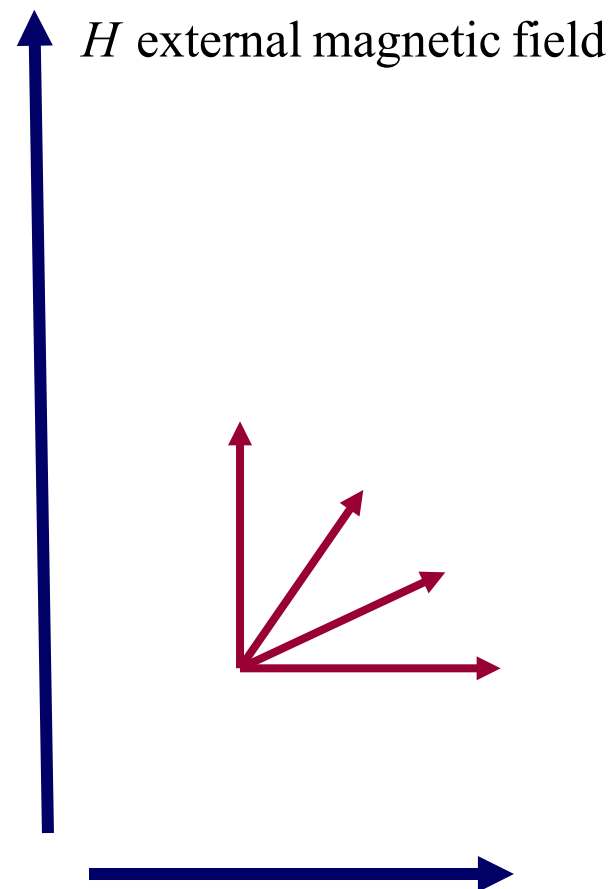
External quark



Virtual gluon



Photon (external magnetic field)



Quenched vacuum, overlap Dirac operator, external magnetic field

$$eB = \frac{2\pi qk}{L^2}; eB \geq 250 \text{ Mev}$$

Chiral Magnetic Effect

[Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran '07-'08]

Electric current appears at regions

1. with non-zero topological charge density

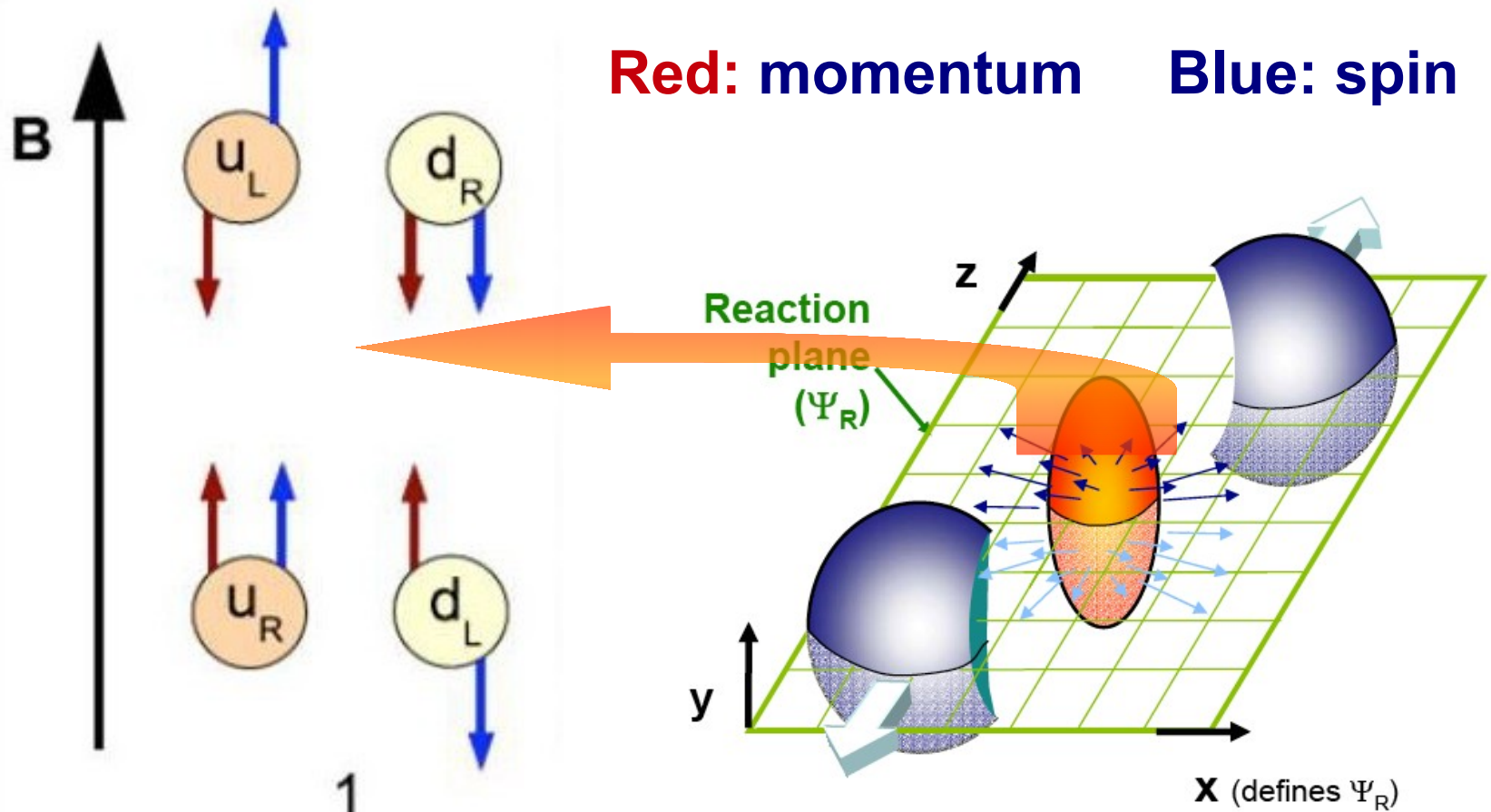
2. exposed to external magnetic field

Experimentally observed at RHIC :

charge asymmetry of produced particles at heavy ion collisions

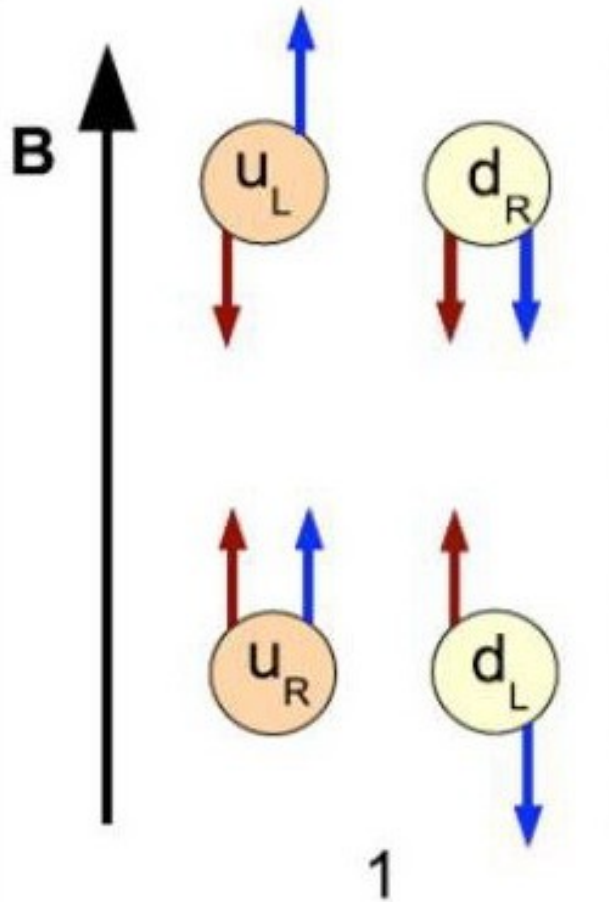
Chiral Magnetic Effect by Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran

1. Massless quarks in external magnetic field.

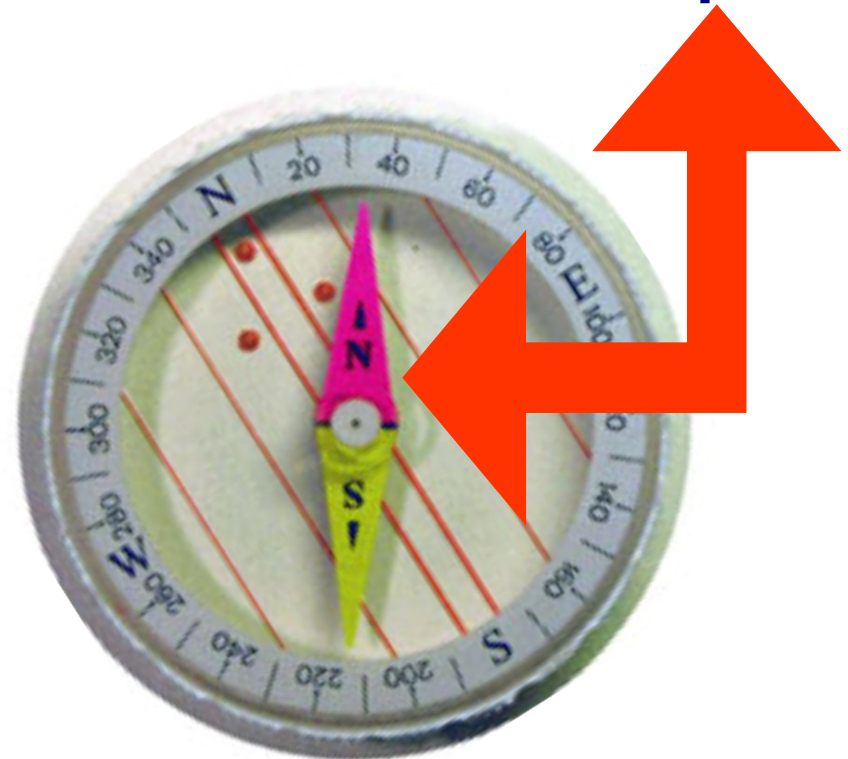


Chiral Magnetic Effect by Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran

1. Massless quarks in external magnetic field.

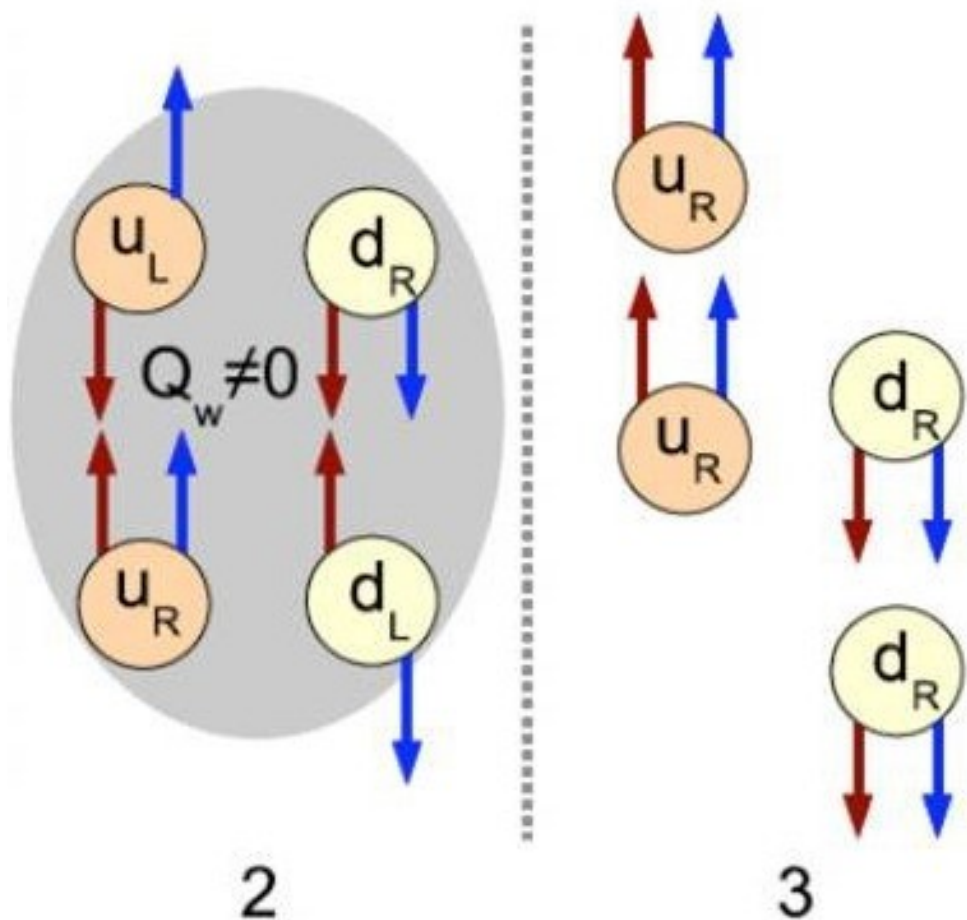


Red: momentum **Blue:** spin



Chiral Magnetic Effect by Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran

2. Quarks in the instanton field.



Red: momentum
Blue: spin

Effect of topology:

$$u_L \rightarrow u_R$$

$$d_L \rightarrow d_R$$

Chiral Magnetic Effect by Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran

3. Electric current along magnetic field

Red: momentum

Blue: spin

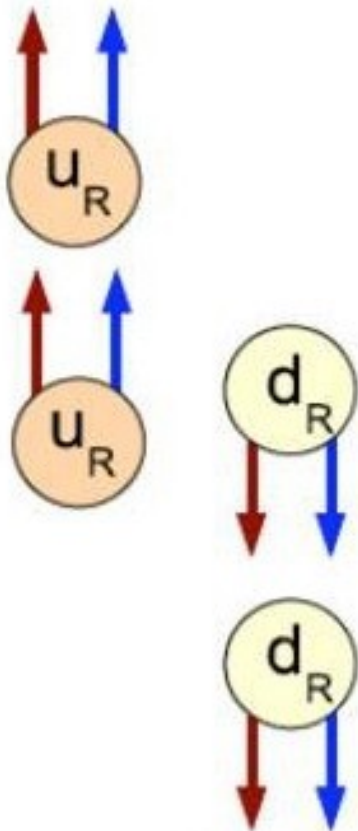
Effect of topology:

$$u_L \rightarrow u_R$$

$$d_L \rightarrow d_R$$

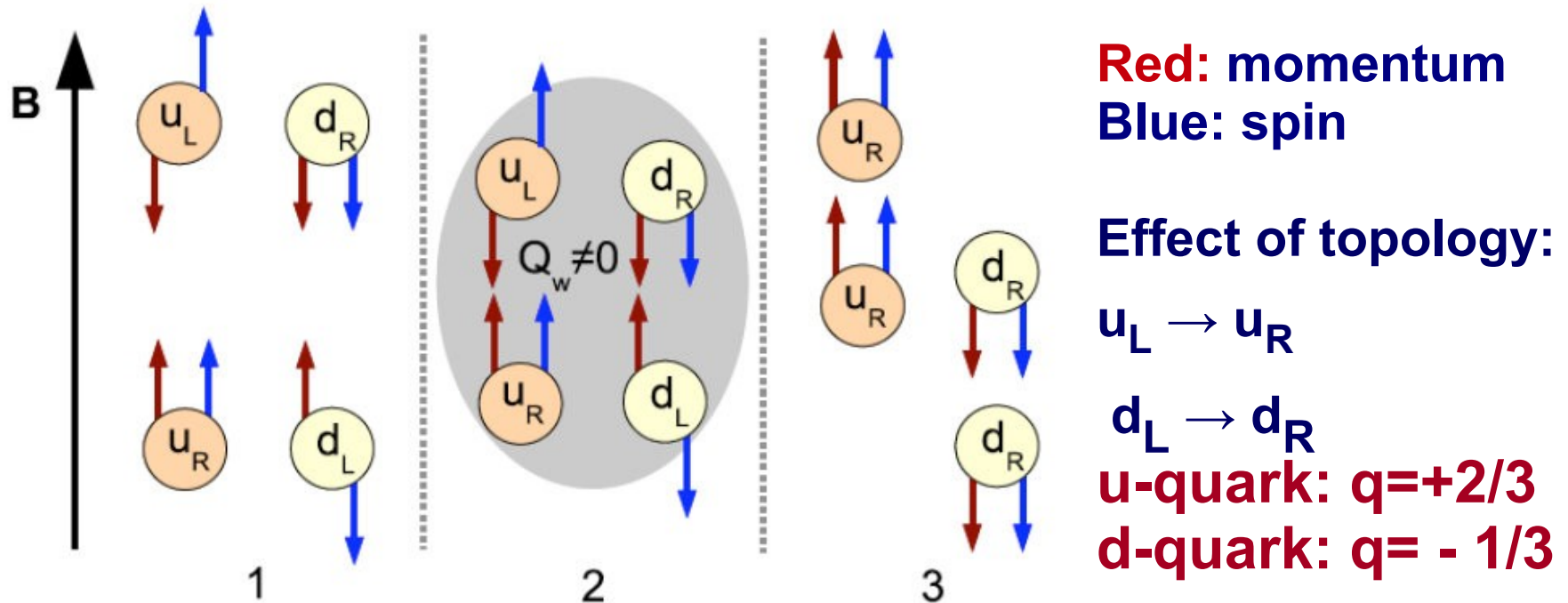
u-quark: $q=+2/3$

d-quark: $q= - 1/3$

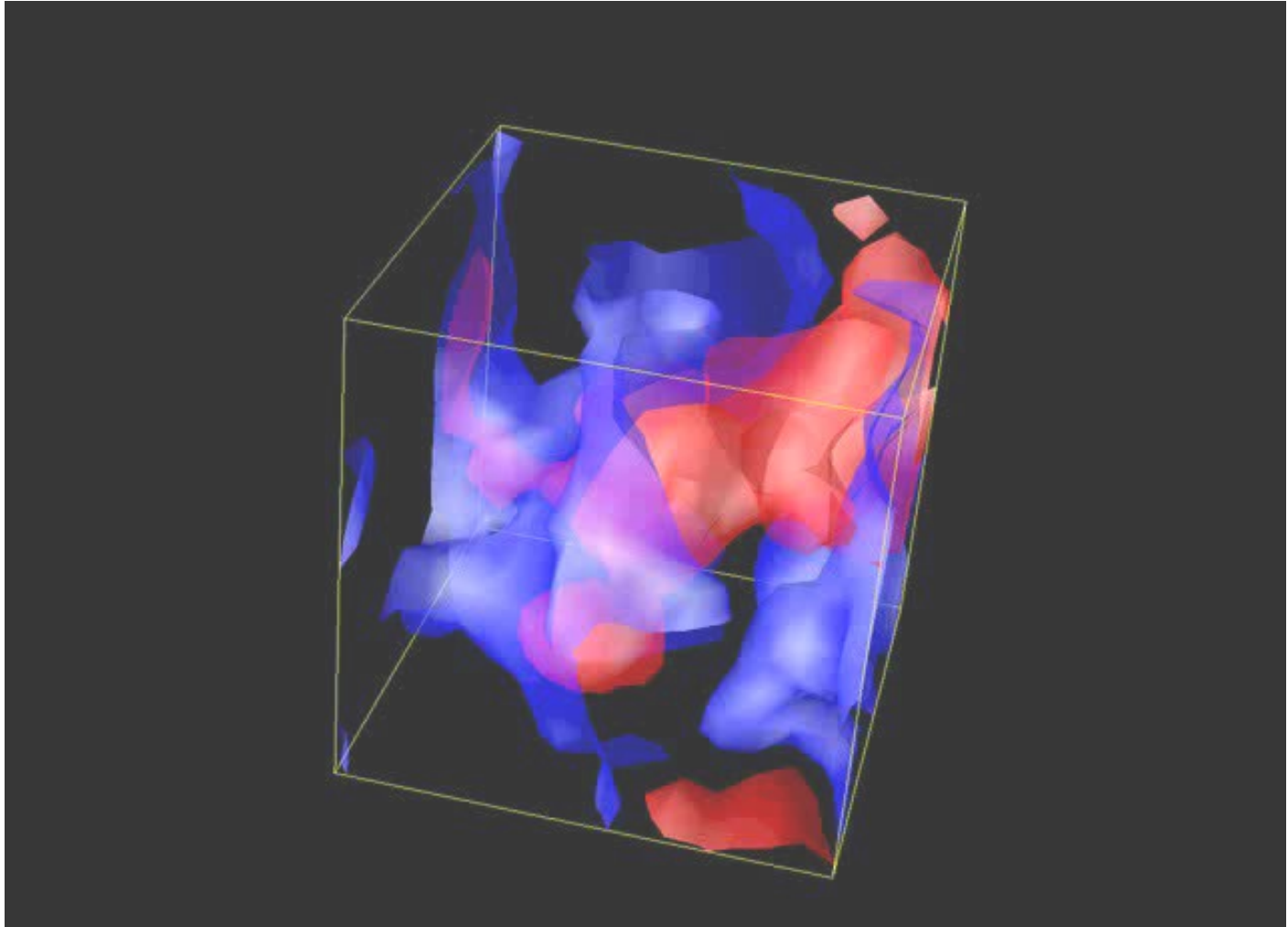


Chiral Magnetic Effect by Fukushima, Kharzeev, Warringa, McLerran

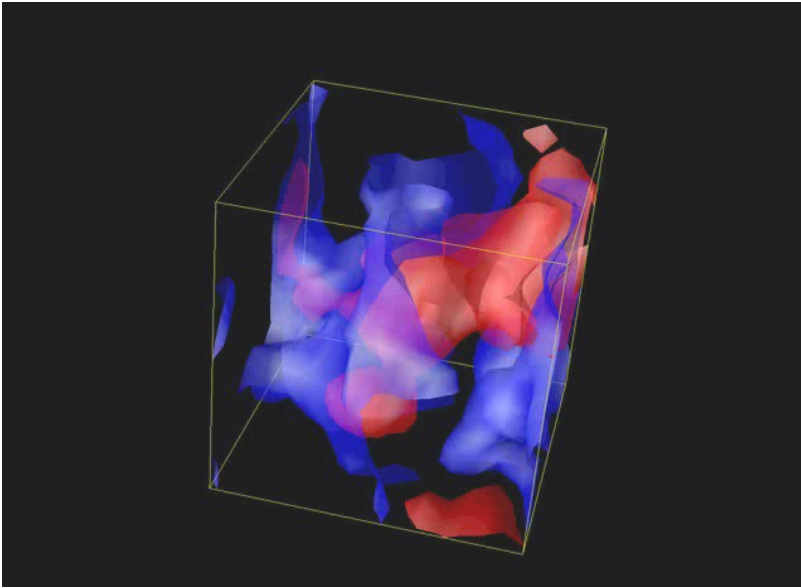
3. Electric current is along magnetic field In the *instanton* field



Topological charge density in
quantum QCD vacuum has fractal structure



Topological charge density in quantum QCD vacuum has fractal structure



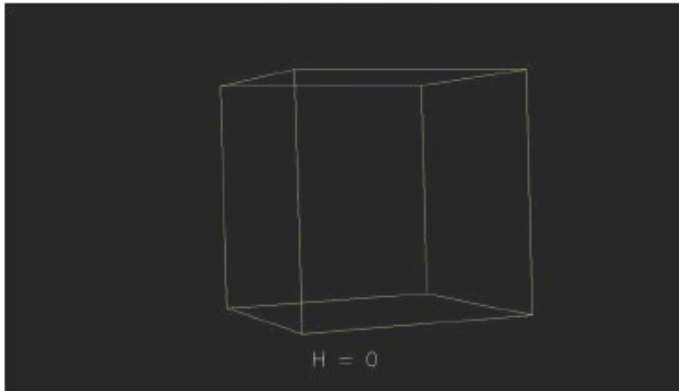
**In quantum vacuum we expect
big fluctuations of charge squared**

$$\langle j_3 \rangle = 0; \quad \langle j_3^2 \rangle \neq 0;$$

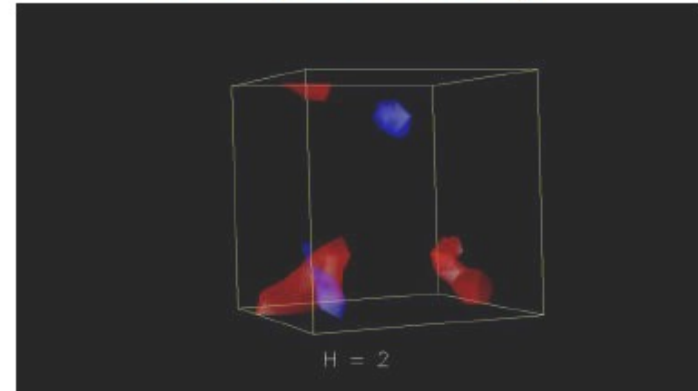
Chiral Magnetic Effect on the lattice, charge separation

Density of the electric charge vs. magnetic field

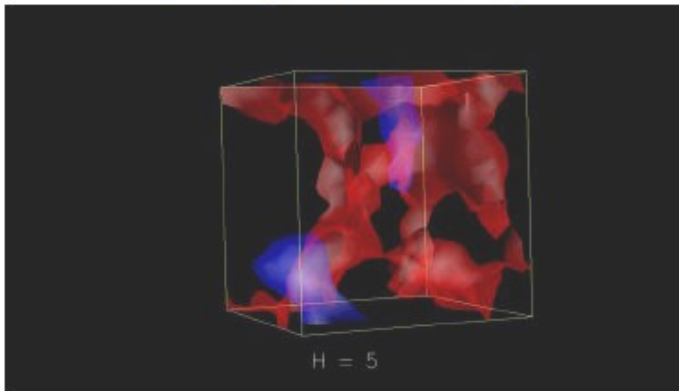
$$B = 0$$



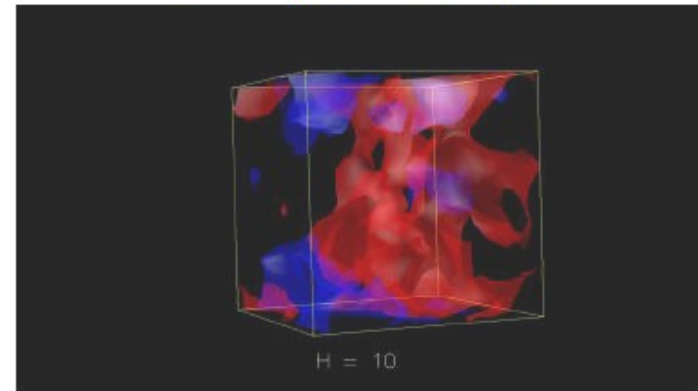
$$B = (500 \text{ MeV})^2$$



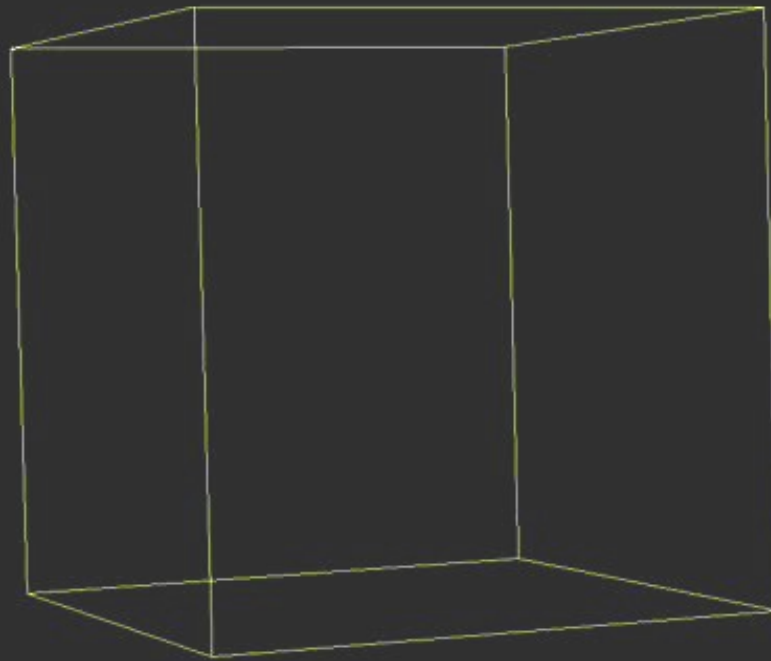
$$B = (780 \text{ MeV})^2$$



$$B = (1.1 \text{ GeV})^2$$

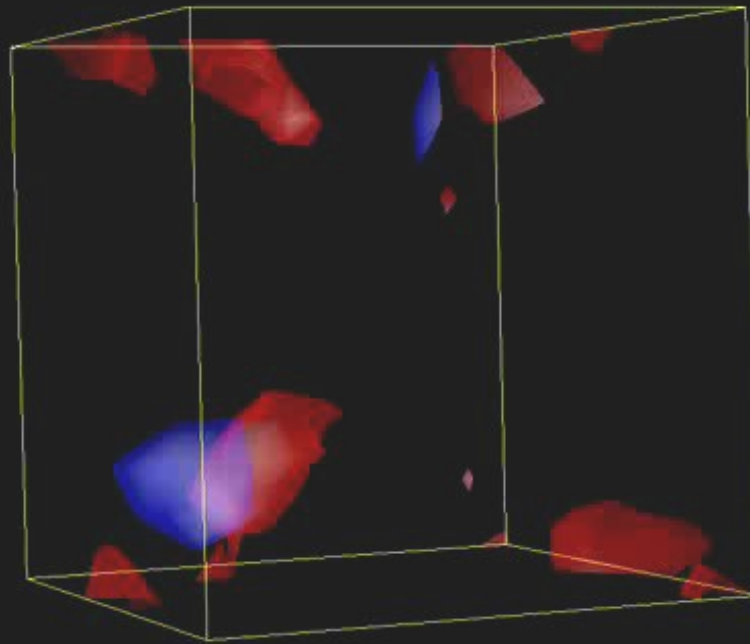


Chiral Magnetic Effect on the lattice, electric charge density, effect of magnetic field increasing

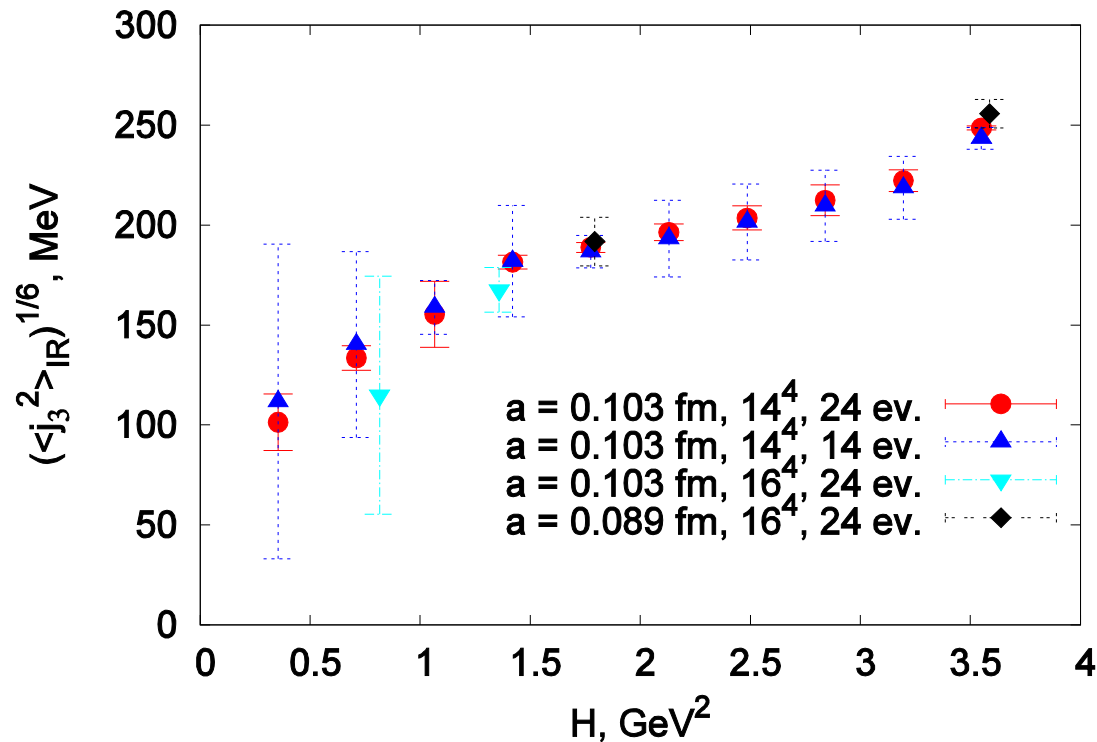


$$H = 0$$

Chiral Magnetic Effect on the lattice,
Non-zero field, subsequent time slices
Electric charge density



Chiral Magnetic Effect on the lattice, numerical results **nearzero**

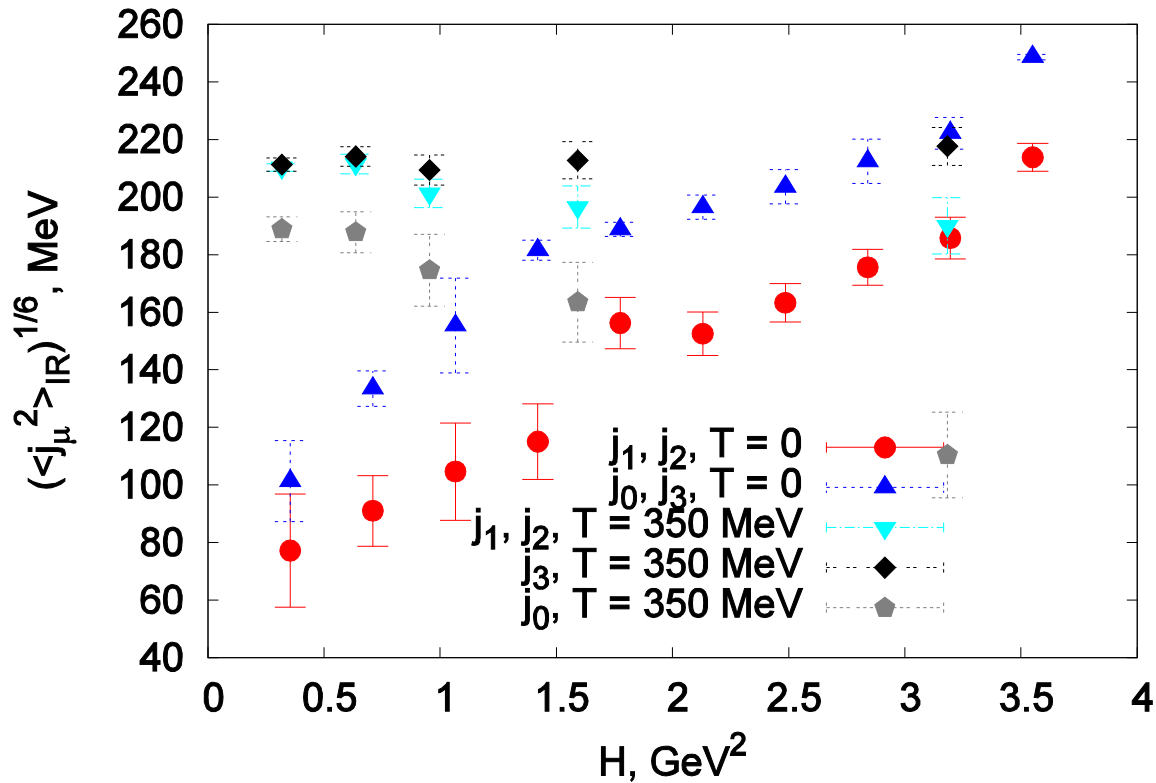


$$\langle j_3^2 \rangle_{IR} = \langle j_3^2(H, T) \rangle - \langle j_3^2(0, 0) \rangle, \quad j_3 = \bar{\psi} \gamma_3 \psi$$

Chiral Magnetic Effect on the lattice, numerical results

near T_c and near zero

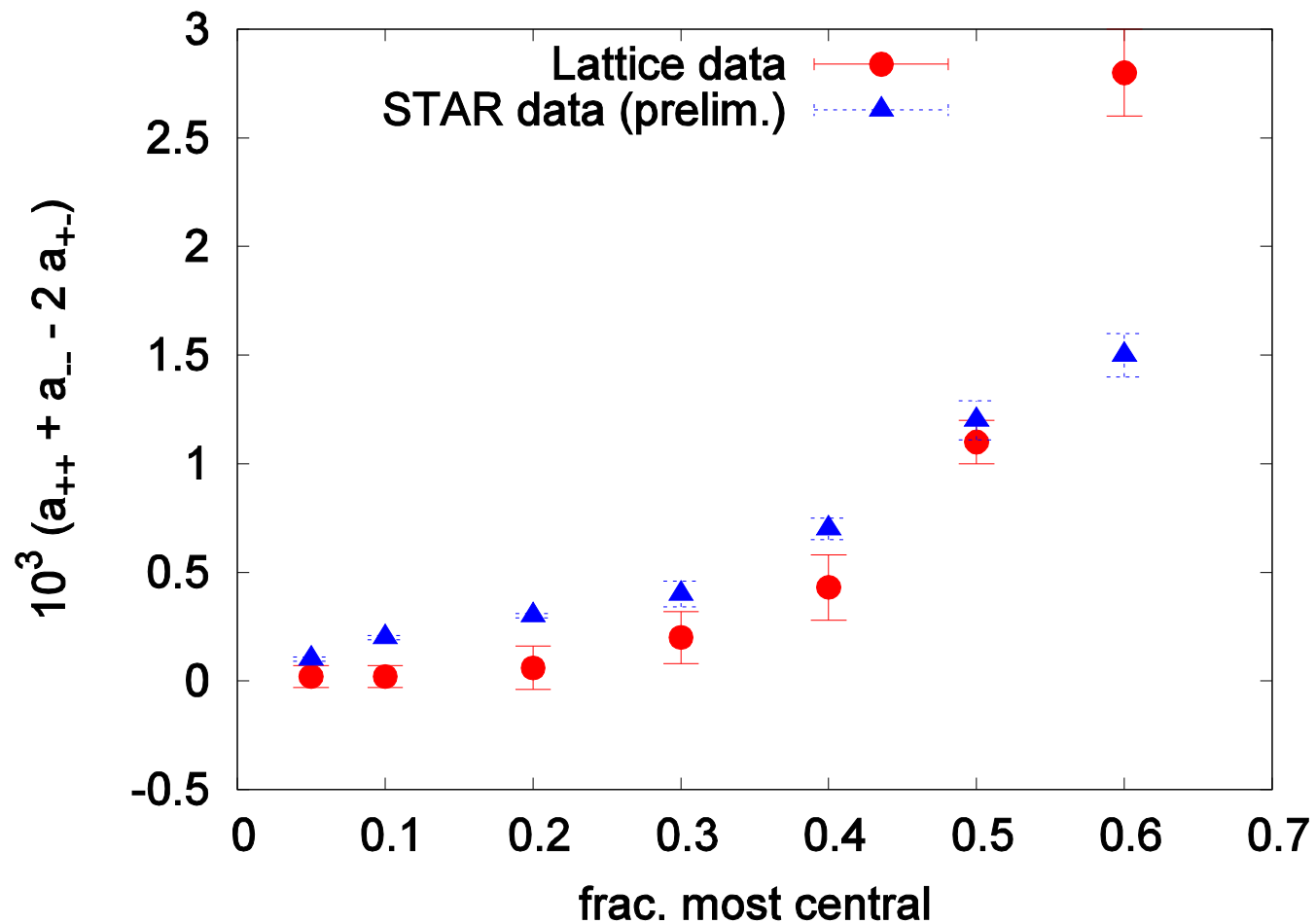
$$\begin{aligned}
 &T = 0 \\
 &F_{12} \neq 0 \\
 &\langle j_1^2 \rangle = \langle j_2^2 \rangle \\
 &\langle j_3^2 \rangle = \langle j_0^2 \rangle
 \end{aligned}$$



$$\begin{aligned}
 &T > 0 \\
 &F_{12} \neq 0 \\
 &\langle j_1^2 \rangle = \langle j_2^2 \rangle \\
 &\langle j_3^2 \rangle \neq \langle j_0^2 \rangle
 \end{aligned}$$

$$\langle j_i^2 \rangle_{IR} = \langle j_i^2(H, T) \rangle - \langle j_i^2(0, 0) \rangle, \quad j_i = \bar{\psi} \gamma_i \psi$$

Chiral Magnetic Effect, EXPERIMENT VS LATTICE DATA (Au+Au)



Chiral Magnetic Effect, EXPERIMENT VS LATTICE DATA

$$a_{ab} = \frac{1}{N_e} \sum_{e=1}^{N_e} \frac{1}{N_a N_b} \sum_{i=1}^{N_a} \sum_{j=1}^{N_b} \cos(\phi_{ia} + \phi_{jb})$$

experiment

$$\frac{\langle (\Delta Q)^2 \rangle}{N_q^2} = a_{++} + a_{--} - 2a_{+-}$$

$R \approx 5 \text{ fm}$
 $\rho \approx 0.2 \text{ fm}$
 $\tau \approx 1 \text{ fm}$

our fit

$$= \frac{4\pi \tau^2 \rho^2 R^2}{3N_q^2} \left(\langle j_{\parallel}^2 \rangle + 2\langle j_{\perp}^2 \rangle \right)$$

our lattice data at $T=350 \text{ Mev}$

Preliminary results: conductivity of the vacuum

Qualitative definition of conductivity □

$$\langle j_\mu(x) j_\nu(y) \rangle = C + A \cdot \exp\{-m|x-y|\}$$

$$\sigma \propto C$$

Preliminary results: conductivity of the vacuum

$$\sigma_{ij} = \frac{\rho_{ij}(0)}{4T} \quad \text{- conductivity}$$

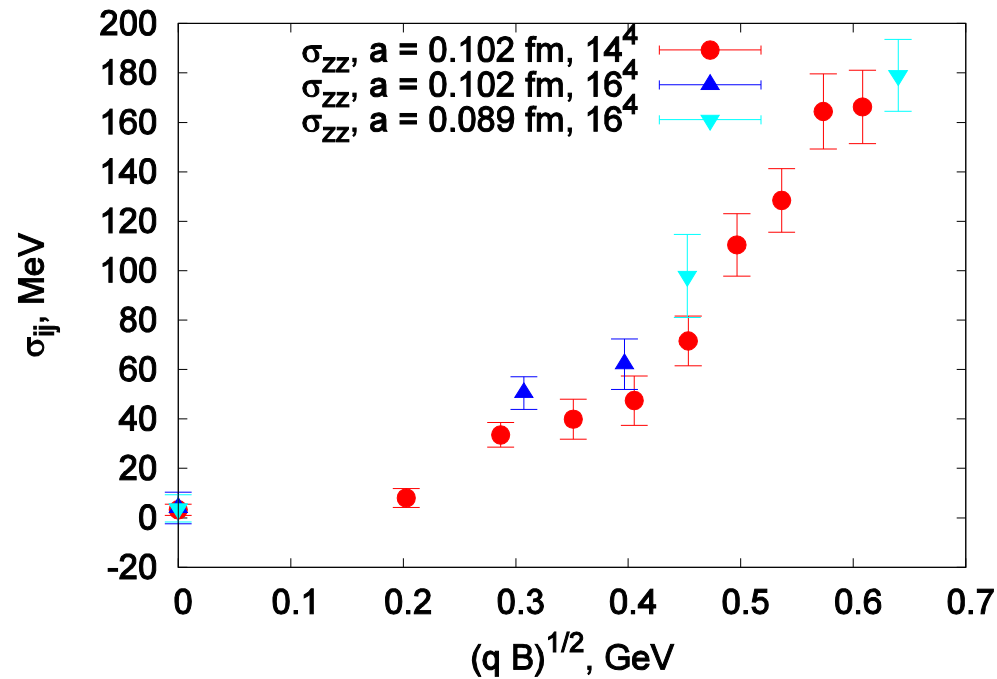
$$G_{ij}(\tau) = \int_0^{+\infty} \frac{dw}{2\pi} K(w, \tau) \rho_{ij}(w),$$

$$K(w, \tau) = \frac{w}{2T} \frac{\cosh\left(w\left(\tau - \frac{1}{2T}\right)\right)}{\sinh\left(\frac{w}{2T}\right)},$$

$$G_{ij}(\tau) = \int d^3\vec{x} \langle j_i(\vec{0}, 0) j_j(\vec{x}, \tau) \rangle$$

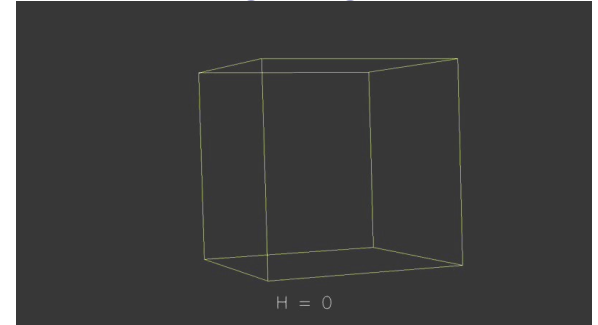
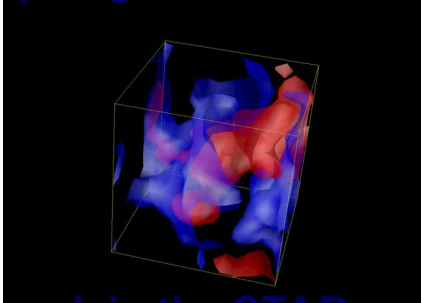
Preliminary results: conductivity of the vacuum

Conductivity at T=0

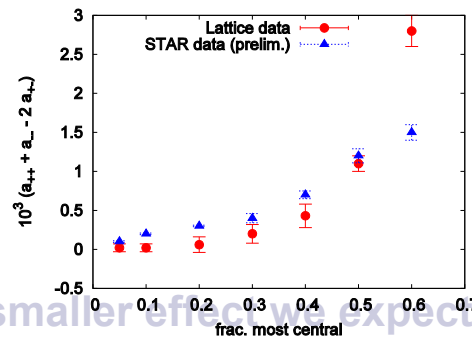


Lessons from computer calculations

1. In the vacuum of QCD we observe the **charge separation** in the strong magnetic field, the topological structure is complicated



2. We can explain the STAR experimental data, but **the growth of asymmetry is due to the kinematical factor**, and is not related to the growth of the magnetic field



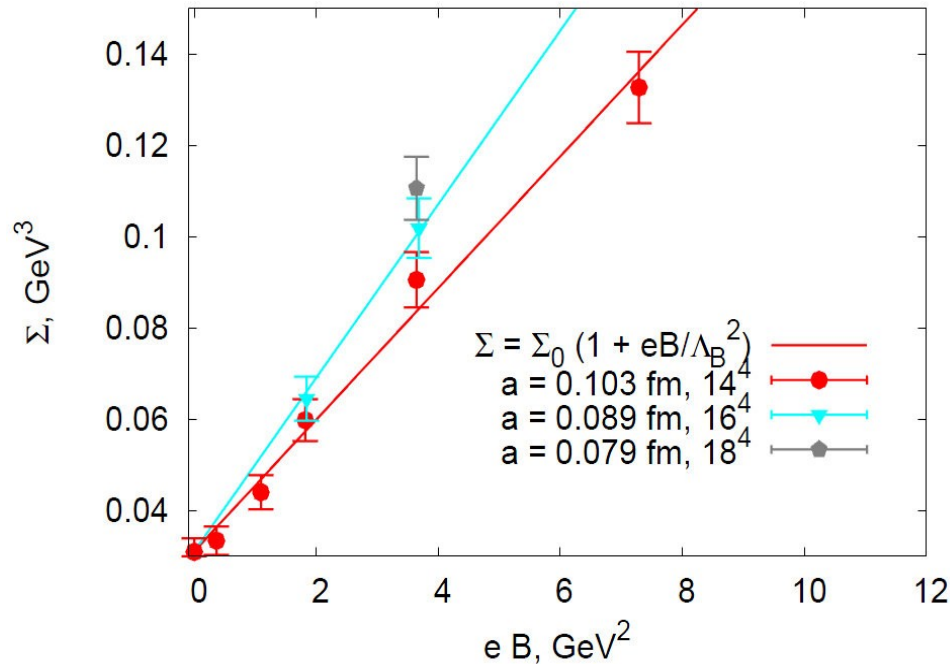
3. The larger is the quark mass the **smaller effect we expect**, thus it is important to **measure the asymmetry for mesons containing S and C quarks**

2. Chiral condensate in QCD

$$\Sigma = - \langle \bar{\psi} \psi \rangle$$

$$m_{\pi}^2 f_{\pi}^2 = m_q \langle \bar{\psi} \psi \rangle$$

Chiral condensate vs. field strength



$$\Sigma = \Sigma_0 \left(1 + \frac{eB}{\Lambda_B^2}\right)$$

- Our value for Λ_B :

$$\Lambda_B^{\text{fit}} = (1.41 \pm 0.14 \pm 0.20) \text{ GeV}$$

- χ PT result:

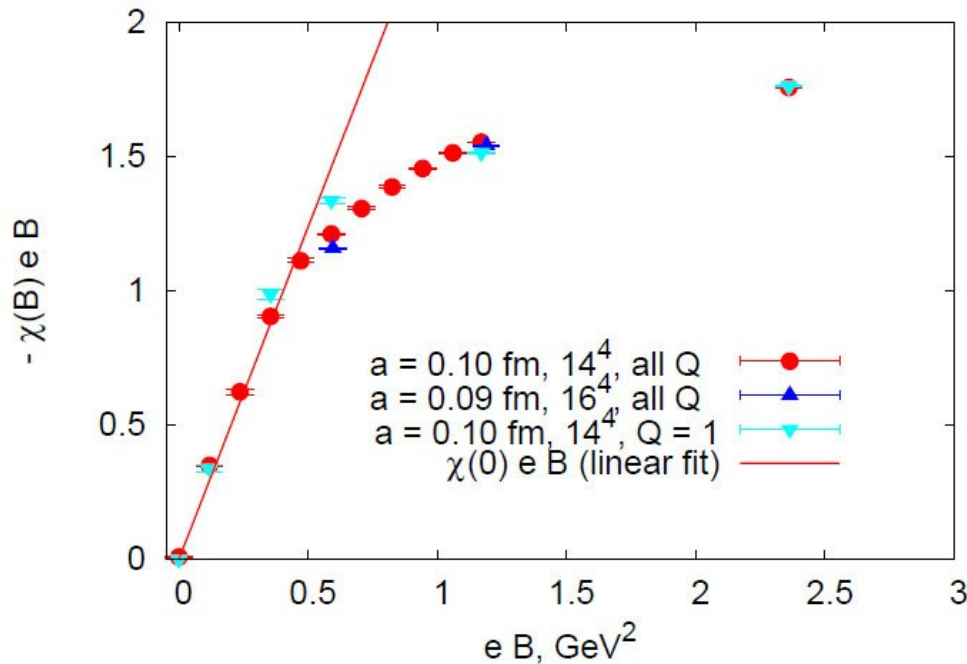
$$\Lambda_B^{\chi PT} = 1.96 \text{ GeV} \quad (F_\pi = 130 \text{ MeV} - \text{real world})$$

$$\Lambda_B^{\chi PT} = 1.36 \text{ GeV} \quad (F_\pi = 90 \text{ MeV} - \text{quenched})$$

- Chiral condensate at $B = 0$: $\Sigma_0^{\text{fit}} = [(310 \pm 6) \text{ MeV}]^3$

We are in agreement with the chiral perturbation theory: the chiral condensate is a linear function of the strength of the magnetic field!

3. Magnetization of the vacuum as a function of the magnetic field



Spins of virtual quarks turn parallel to the magnetic field



$$\langle \bar{\psi} \sigma_{\alpha\beta} \psi \rangle = \chi \langle \bar{\psi} \psi \rangle F_{\alpha\beta}$$

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{2i} [\gamma_\alpha, \gamma_\beta]$$

$$\langle \bar{\psi} \psi \rangle \chi = -46(3) \text{ MeV} \leftrightarrow \text{our result}$$

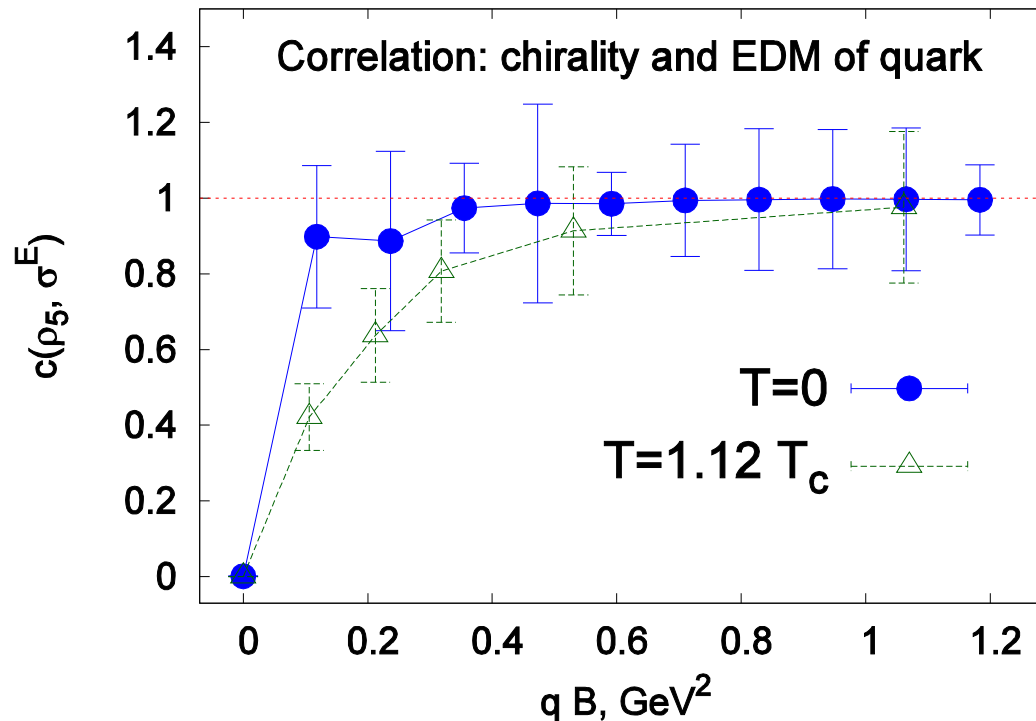
$$\langle \bar{\psi} \psi \rangle \chi \approx -50 \text{ MeV} \leftrightarrow \text{QCD sum rules}$$

(I. I. Balitsky, 1985, P. Ball, 2003.)

4. Generation of the anomalous quark electric dipole moment along the axis of magnetic field

$$\sigma_{0i} = i\bar{\psi}[\gamma_0, \gamma_i]\psi$$

$$\rho_5 = \bar{\psi}\gamma_5\psi$$



Results [arXiv:0909.1808](#)

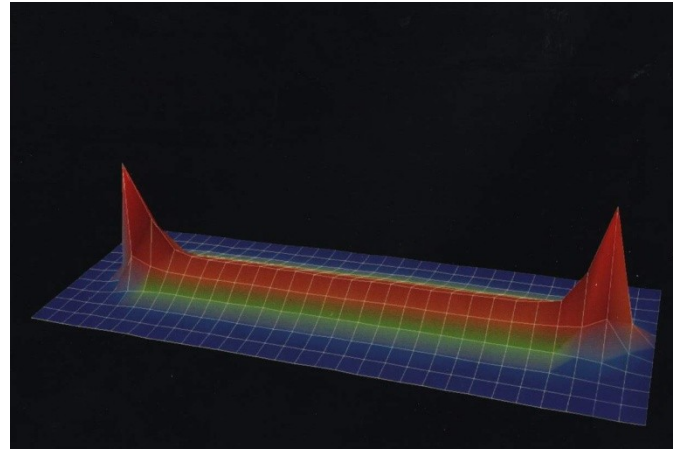
- 1. We observe signatures of the Chiral Magnetic Effect, but the physics may differ from the model of Kharzeev, [\(arXiv:0907.0494, Phys.Rev.D79:106003,2009 \)](#)
- 2. We observe that the chiral condensate is proportional to the strength of the magnetic field, the coefficient of the proportionality agrees with Chiral Perturbation Theory. Microscopic mechanism for the chiral enhancement is the localization of fermion modes in the vacuum [\(arXiv:0812.1740, Phys.Lett. B682\(2010\)484\)](#)
- 3. The calculated vacuum magnetization is in a qualitative agreement with model calculations [\(arXiv:0906.0488, Nucl.Phys. B 826 \(2010\) 313\)](#)
- 4. We observe very large [\(arXiv:0909.2350 \)](#)

Conclusions

- 1. We observe charge separation, but the physics may differ from the model of Kharzeev,
- 2. The charge separation is weaker for heavy quarks, thus it is interesting to measure in experiments charge asymmetry for S and C quarks
- 3. The strong magnetic field exists only very short time $\sim 1 \text{ fm}$ still it can influence physics of strong interactions
- **central collisions \Leftrightarrow noncentral collisions**

THEORY

To explain



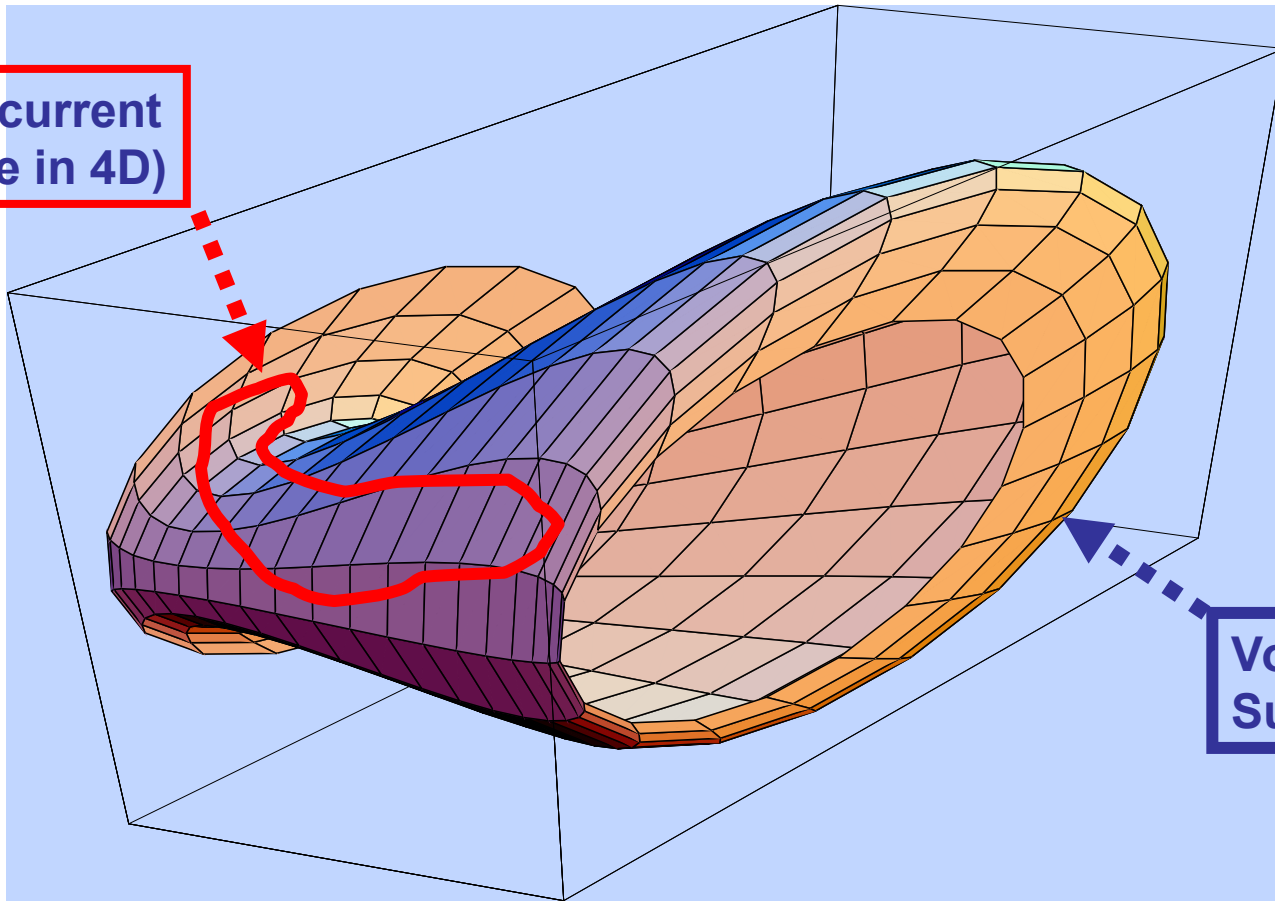
We have to prove in gluodynamics that

$$\langle W(C) \rangle = \langle \text{Tr } P \exp \left\{ \oint_C A_\mu dx_\mu \right\} \rangle \propto \exp \{ - \sigma \cdot \text{Area} \}$$

SU(2) gauge theory

J.Ambjorn, J.Giedt and J.Greensite, JHEP 0002 (2000) 033. A.V.Kovalenko, M.I.Polikarpov, S.N.Syritsyn and V.I.Zakharov, Phys. Rev. D71 (2005) 054511; Phys. Lett. B613 (2005) 52; Ph. de Forcrand and M. Pepe, Nucl. Phys. B598 (2001) 557.

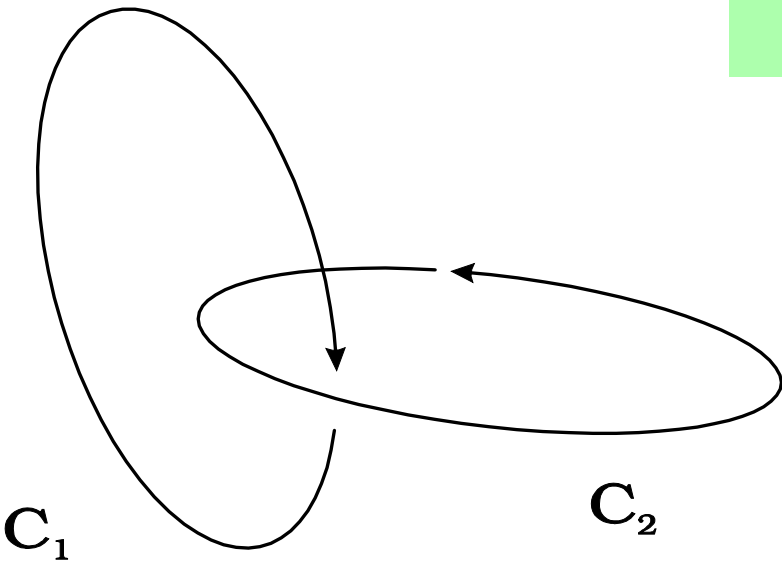
Monopole current
(closed line in 4D)



Vortex (closed
Surface in 4D)

Linking number

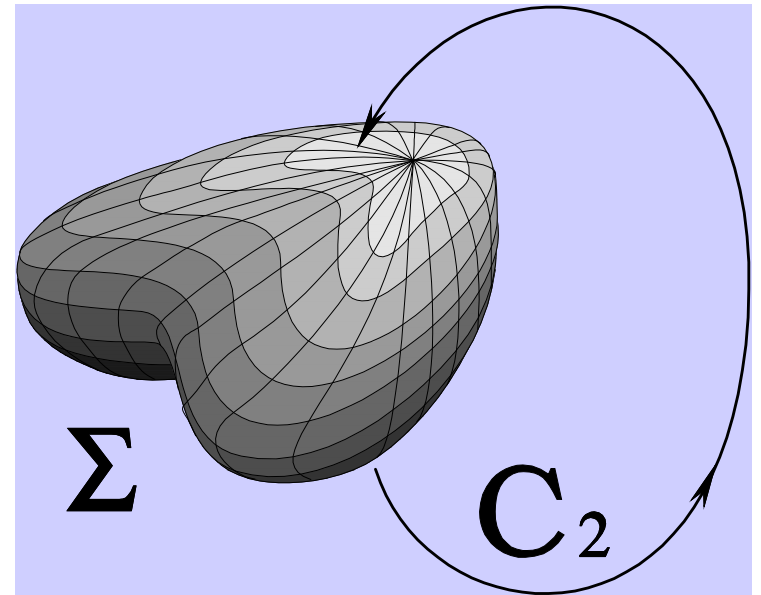
3D



$$L = \frac{1}{4\pi} \oint_{C_1} dx_i \oint_{C_2} dy_k \varepsilon_{ikl} \partial_l \frac{1}{|x - y|}$$

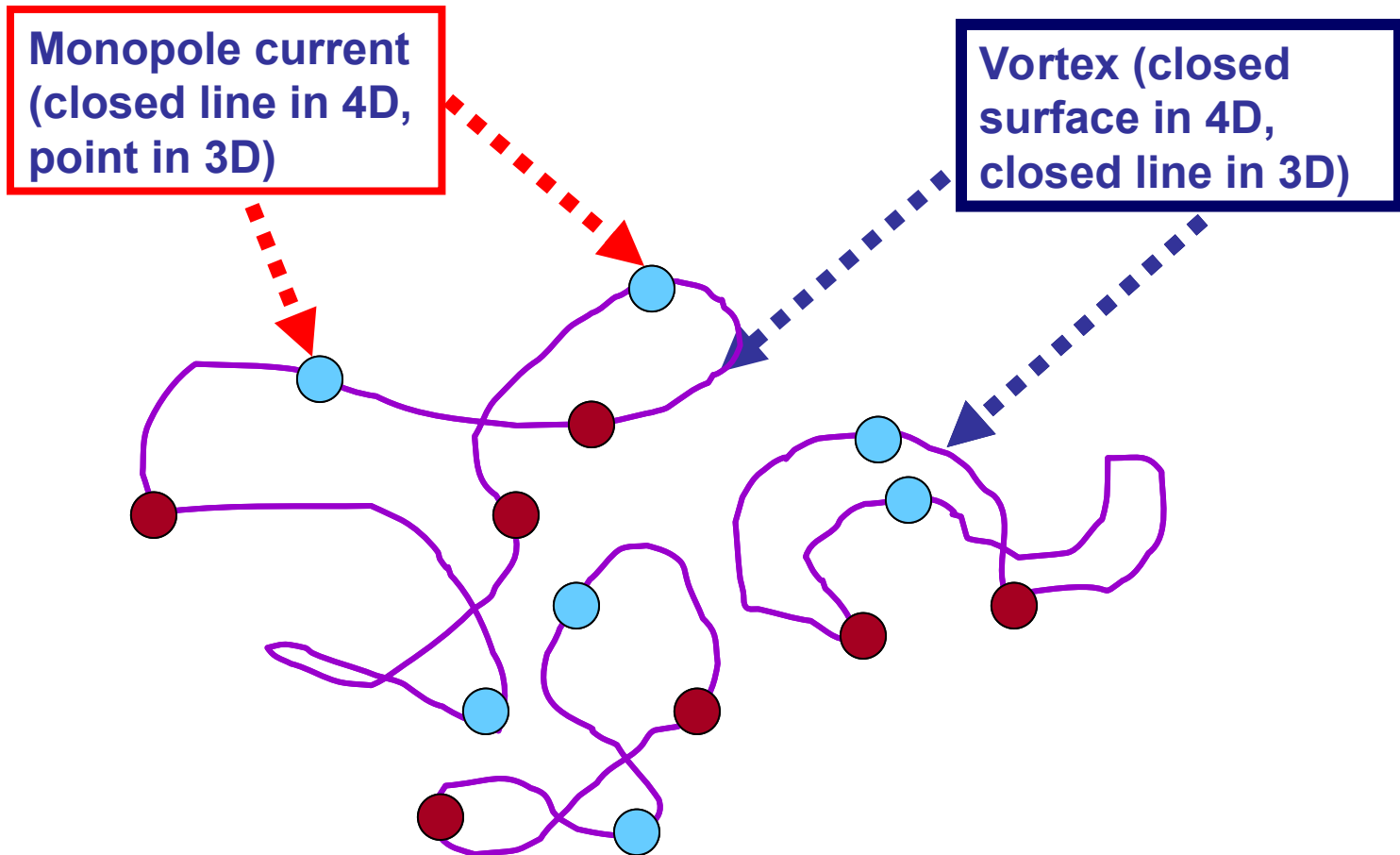
4D

$$L = \frac{1}{8\pi^2} \oint_{C_1} d\Sigma_{\alpha\beta}(x) \oint_{C_2} dy_\gamma \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} \partial_\delta \frac{1}{|x - y|}$$



SU(2) gauge theory

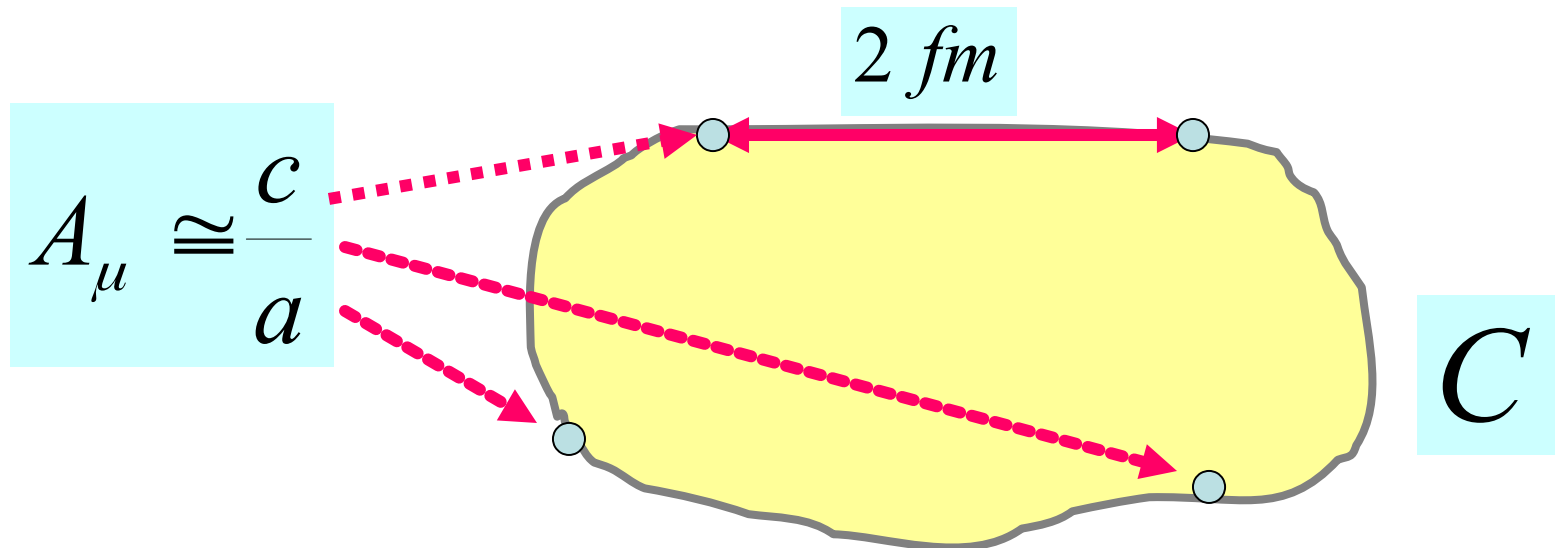
(what we see on 3d slice of 4D lattice)



THEORY

All information about confinement, quark condensate and any Wilson loop is encoded in 3d branes

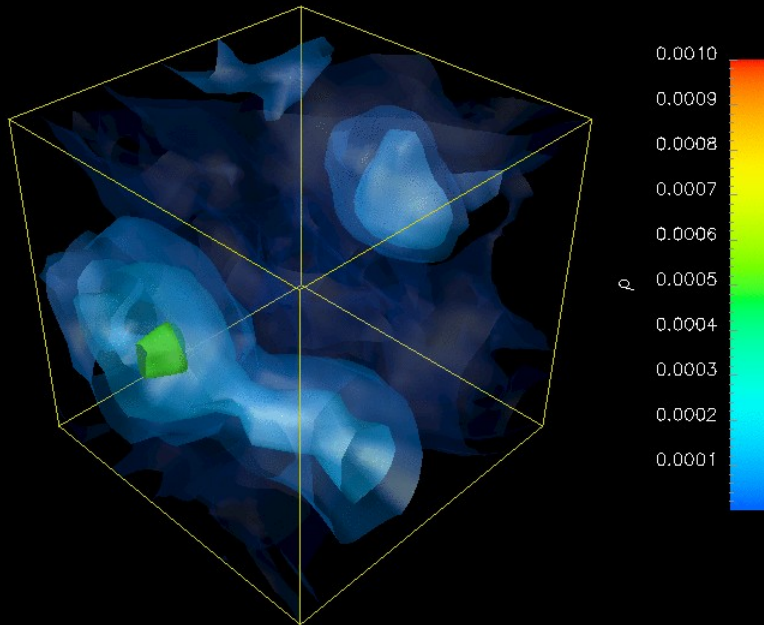
Holography



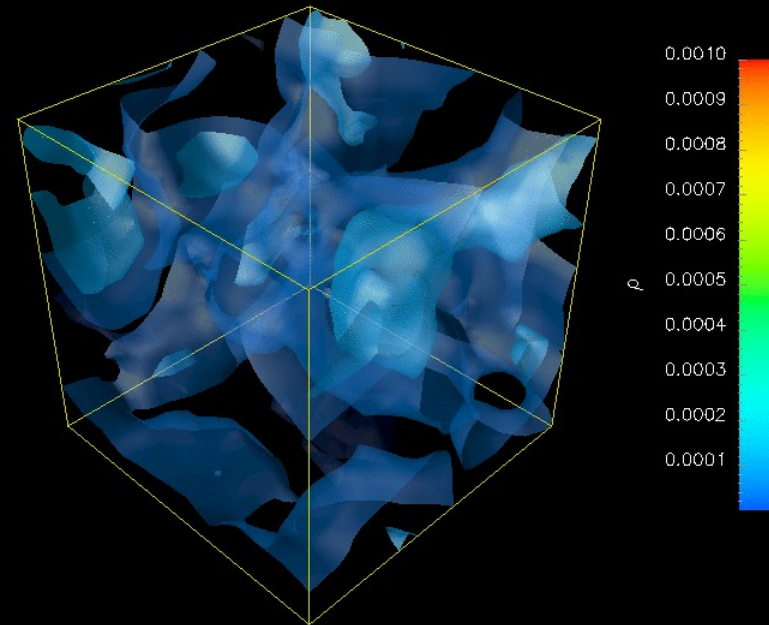
THEORY

Chiral symmetry breaking and topological susceptibility
is due to low-dimensional regions

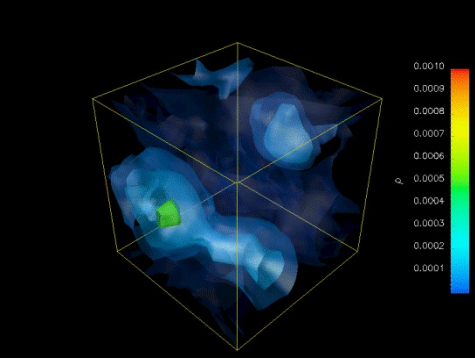
Time slices for ρ^2 , $\rho_\lambda(x) = \psi_\lambda^\dagger(x)\psi_\lambda(x)$



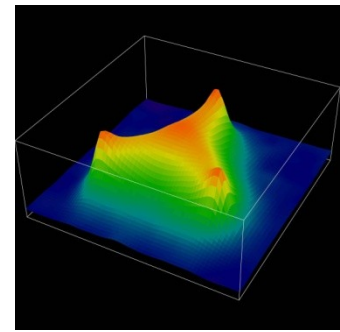
IPR=5.13
chirality=-1



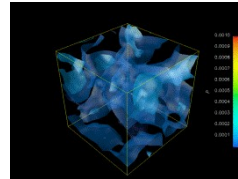
IPR=1.45
chirality=0



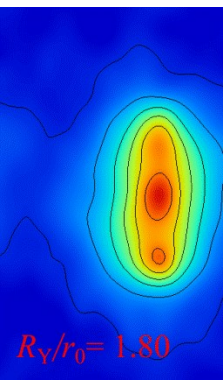
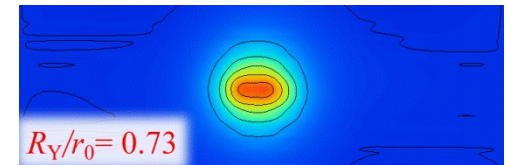
Instead of Conclusions



Computer simulations a) reproduce well known hadron properties b) predict new phenomena c) help to create new theoretical ideas.



Low dimensional objects (regions) are responsible for most interesting nonperturbative effects: chiral symmetry breaking, topological susceptibility and confinement.



The era of traditional quantum field theory (Feynman graphs, perturbation theory) is over, nonperturbative field theory is close in spirit to solid state theory; we have to study dislocations, fractals, phase transitions etc.

Премия РФ по науке и технике
для молодых ученых
за 2007 год

за численное моделирование фазового
перехода в кварк-глюонной плазме с
использованием технологии
параллельных суперкомпьютеров

ПРИСУЖДЕНА

аспирантам МФТИ

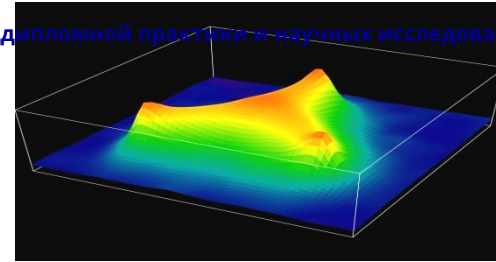
П.Бойко, А.Коваленко, С.Морозов



МФТИ, ФОПФ, кафедра теоретической астрофизики и проблем термоядерной физики новая специализация: квантовая гравитация и калибровочные поля База – ИТЭФ

Курсы базовых лекций

Дисциплина	Преподаватель
II курс (4 семестр)	
Теория групп и представлений	Ольшанецкий
Введение в современную теорию поля	Шевченко, Поликарпов
III курс (5 семестр)	
Введение в физику элементарных частиц	Данилов, Мизюк
Введение в астрофизику	Имшенник, Мануковский
Классические решения в теории поля	Горский, Захаров
III курс (6 семестр)	
ОТО	Канчели
Статистическая обработка данных	Нозик
Классические решения в теории поля	Горский, Захаров
НИР	Руководители НИР
IV курс (7 семестр)	
Нелинейные системы	Ольшанецкий, Забродин
Квантовая теория поля	Новиков
Доп. главы квантовой механики	Народенский
НИР	Руководители НИР
IV курс (8 семестр)	
Статистическая теория поля	Поликарпов
Физика сильных взаимодействий	Шевченко
Перенормировки в теории поля	Казаков
НИР	Руководители НИР
V курс (9 семестр)	
Непертурбативные методы в квантовой теории поля	Захаров, Шевченко
Введение в теорию струн	Лосев
Электрослабые взаимодействия	Высоцкий
НИР	Руководители НИР
V курс (10 семестр)	
Основы релятивистской астрофизики	Блинников С. И.
Дуальные струнные модели	Захаров, Горский
Непертурбативные методы в квантовой теории поля	Захаров, Шевченко, Поликарпов
НИР	Руководители НИР



ГЛЮОННЫЕ ПОЛЯ В ПРОТОНЕ

Расчеты на суперкомпьютерах коллаборации ДЕЗИ(Германия) - ИТЭФ(Россия) - Канадара(Япония) показали существование фундаментальных трехчастичных сил

$$V(r_1, r_2, r_3) \neq V(r_1 - r_2) + V(r_2 - r_3) + V(r_3 - r_1)$$

Зачем нужна новая специализация?

За последние 20 лет область науки, которую обычно называют физикой высоких энергий и/или квантовой теорией поля и/или теорией элементарных частиц, претерпела революционные изменения. Ученые ищут не только новые элементарные частицы, но и новые состояния вещества при очень больших энергиях, и даже пытаются понять, как отличается геометрия пространства в микромире от привычного нам четырехмерного пространства. Новые задачи потребовали новых методов и новых способов описания. Теперь квантовая теория поля – это еще и теория фазовых переходов, теория квантовой информации, это элегантные геометрические конструкции в искривленных пространствах высшей размерности (D>4) и физика черных дыр. С развитием компьютерных технологий все чаще дорогие и масштабные эксперименты заменяются расчетами на мощных суперкомпьютерах. Только с появлением суперкомпьютеров удалось получить спектр масс адронов из лагранжиана Стандартной модели и предсказать свойства нового состояния вещества – кварк-глюонной плазмы. Это состояние вещества может быть создано в столкновениях тяжелых ядер и очень активно изучается в современных экспериментах.

Специализация "Квантовая гравитация и калибровочные теории поля" создается для подготовки специалистов высшей квалификации в области теоретической и математической физики. Основным направлением данной специализации будет теоретическое и численное исследование квантовых систем с сильным взаимодействием, в частности, гравитационных и глюонных полей.

Квантовая хромодинамика на сегодняшний день – это признанная теория сильных взаимодействий, которая описывает адроны, в частности, протоны, нейтроны и пионы. Однако, эта теория достаточно хорошо изучена только в области высоких энергий. Самые же интересные и фундаментальные явления – такие, как «собрание» кварков в протоны и нейтроны – происходят при низких энергиях. Это явление до сих пор не получило своего аналитического объяснения, несмотря на то, что теория сильных взаимодействий была создана почти 40 лет назад! Эта так называемая «проблема конфайнмента» является одной из 15 так называемых «задач тысячелетия», за решение каждой из них назначена премия в один миллион долларов. Важность решения этой проблемы трудно переоценить, учитывая, что сильные взаимодействия определяют природу ядерных сил. В настоящее время основная метод исследования низкоэнергетических явлений в физике адронов – это численные расчеты на суперкомпьютерах. Численные методы исследования квантовых систем будут являться одним из важных направлений в новой специализации.

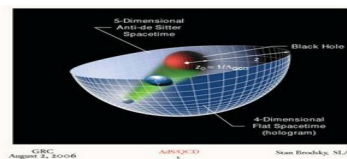
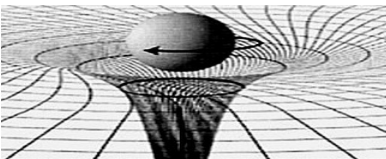
Другой фундаментальной проблемой является построение теории квантовой гравитации. Без подобной теории невозможно изучение ранней Вселенной и физики черных дыр. Успехи в наблюдательной астрономии в течение последнего десятилетия убедительно продемонстрировали, что черные дыры безусловно присутствуют в современной космологии и для их детального микроскопического описания требуются новые подходы к теории гравитации.

Замечательный прогресс, достигнутый при анализе сильно взаимодействующих калибровочных теорий в последние 10 лет, был основан на обнаружении связи теории квантовой гравитации с калибровочными теориями. Обнаруженная дуальность позволила совершенно по-новому взглянуть на проблему конфайнмента, как явление тесно связанное с физикой черных дыр. Это направление исследований, пожалуй, является одним из наиболее бурно развивающихся в современной теоретической физике, поэтому необходимо введение курсов, обеспечивающих студентов необходимой подготовкой.

Развитие фундаментальной физики в течение последних десятилетий продемонстрировало важность современных методов математической физики при анализе сильно взаимодействующих систем. В частности, исключительно важным оказалось применение современных достижений в области топологии, теории групп, алгебраической геометрии, теории нелинейных и интегрируемых систем. Наличие в ИТЭФ специалистов высшей квалификации по математической физике позволит обеспечить необходимую математическую подготовку в рамках новой специализации.

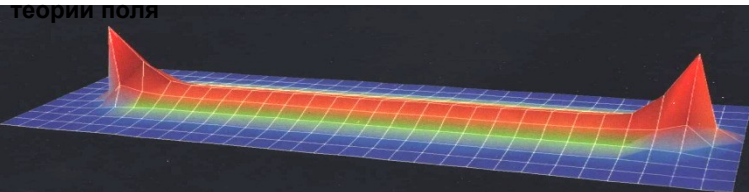
Помимо основных направлений подготовки специалистов по новой специализации необходимо отметить ряд важных смежных приложений. В последние годы методы дуальности активно применяются в теории квантовых фазовых переходов, в частности в теории графена, и теории сверхпроводимости. Методы квантовой гравитации в меньшем числе измерений позволили получить новые практически интересные результаты в физике динамики разрыва сред и теории полимеров.

Лекторы – активно работающие специалисты в области элементарных частиц, квантовой теории поля, астрофизики



ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ

оказались не только важнейшими объектами в космологии но также центральными понятиями в современной квантовой теории поля



ГЛЮОННЫЕ ПОЛЯ В МЕЗОНЕ

Поля между кварком и антикварком создают силу 14 ТОНН, за объяснение этого явления назначена премия US\$ 1 000 000, см.

Вопросы, связанные с организацией лекций, можно задавать по e-mails: gorsky@itep.ru (Горский Александр Сергеевич), polykarp@itep.ru (Поликарпов Михаил Игоревич), shevchen@itep.ru (Шевченко Владимир Игоревич)