Цветомагнтные монополи в решеточной КХД при конечной температуре

В.Г. Борняков

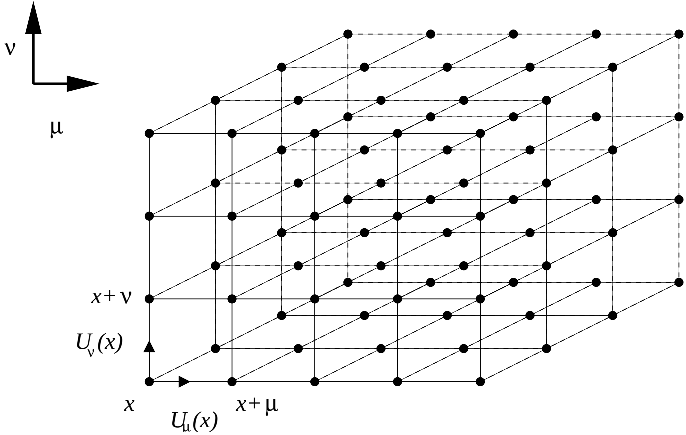
Институт Физики Высоких Энергий, Протвино
и
Институт Теоретической и Экспериментальной Физики, Москва

Дубна 18.07.12

Соавторы:
Брагута В. (ИФВЭ и ИТЭФ), Кононенко А. (ОИЯИ и МГУ), Митрюшкин В. (ОИЯИ и ИТЭФ)

Мотивация:
– вычисление температуры перехода в КХД
– свойства термальных монополей в фазе кварк-глюонной плазмы в КХД

Компьютерные симуляции калибровочных теорий в решеточной регуляризации - непертурбативный метод вычислений, не использующий неконтролируемых приближений



$$A_\mu(x) \longrightarrow U_{x,\mu} \in SU(3)$$

$$\int \mathcal{D}\psi\mathcal{D}\bar{\psi}\, e^{\bar{\psi}M(U)\psi} = \det M(U)$$

$$\int \mathcal{D}\psi\mathcal{D}\bar{\psi}\;\bar{\psi}^a_y\psi^b_x\; e^{\bar{\psi}M(U)\psi} = (M^{-1}_{x,y}(U))^{ab}\det M(U)$$

$$< \mathcal{O} >= \frac{1}{\mathcal{Z}}\int \mathcal{D}U\,\mathcal{O}(\mathcal{U})\,e^{-S_{\text{eff}}(U)}\,,$$

$$\mathcal{Z} = \int \mathcal{D}U\,e^{-S_{\text{eff}}(U)}\,,$$

$$S_{\text{eff}}(U) = S^G_W(U) - N_f \ln\det M(U),$$

$$\mathcal{D}U = \prod_{x,\mu} dU_\mu(x),$$

$$< \mathcal{O} >\approx \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\mathcal{O}_i(U)\,,$$

Одна из популярных моделей конфайнмента - дуальный сверхпроводник
т' Хуфт '75, Мандельстам '76
Конфайнмент в КХД - следствие конденсации монополей
Эффективная теория - дуальная абелевая модель Хиггса (дуальный сверхпроводник)
Трубка цветного потока между тяжелыми кварками - дуальный аналог струны Абрикосова-Нильсена-Олесена

Проблема: в КХД нет монопольных решений
Решение (т' Хуфт '81):
Частичная фиксация калибровки
$SU(N) \to U(1)^{N-1}$
$g(x)$ определяется диагонализацией $\Phi(x)$:
$\Phi'(x) = g(x)\Phi(x)g^{\dagger}(x)$

Примеры $\Phi(x)$: $F_{12}(x); L(x)$

Можно определить тензор $f_{\mu\nu}$ абелевого поля аналогично случаю модели с полем Хиггса
Калибровочное поле в окрестности сингулярностей калибровки имеет вид монополя
КХД переходит в теорию с монополями, 'фотонами' и заряженными полями материи - недиагональные глюоны и кварки

Все успехи этой идеи связаны с максимальной абелевой калибровкой
для калибровочной группы SU(2)

$$\sum_l \left(\partial_\mu \delta_{kl} + \epsilon_{k3l} A_\mu^3(x)\right) A_\mu^l(x) = 0\,, \quad k = 1,2$$

экстремумы (по g) функционала $F_{\mathrm{MAG}}[A^g]$

$$F_{\mathrm{MAG}}[A] = \frac{1}{V}\int d^4x \left\{[A_\mu^1(x)]^2 + [A_\mu^2(x)]^2\right\}$$

Абелевая проекция:
замена $A_\mu^a(x) T^a \to A_\mu^3(x) T^3$

на решетке
$F(U) = \frac{1}{V}\sum_{x,\mu} \mathrm{Tr}\left(U_\mu(x)\sigma_3 U_\mu^\dagger(x)\sigma_3\right)\,, \quad U_\mu(x) \to u_\mu(x) \in U(1)$

Гипотеза абелевой доминантности

Ezawa,Iwazaki '82

физические величины, связанные с инфракрасными свойствами теории, могут быть вычислены приближенно с помощью операторов построенных только из абелевых переменных

$$< \mathcal{O} >= \frac{1}{\mathcal{Z}} \int e^{-S} \mathcal{O}(U_\mu) \mathcal{D} U_\mu(s)$$

$$< \mathcal{O} >^{Ab}= \frac{1}{\mathcal{Z}} \int e^{-S} \mathcal{O}(u_\mu) \mathcal{D} U_\mu(s)$$

дают значения для физических величин, характеризующих инфракрасное поведение теории, совпадающие между собой с хорошей точностью.

Непертурбативная фиксация калибровки

Если нет грибовских копий

$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{1}{Z} \int DU\, e^{-S(U)} \mathcal{O}(U^{g^*})$$

где U^{g^*} - решение уравнения $f(U) = 0$.

Йона-Лазинио-Парринелло'90, Цванцигер'90:

$$Z = \int DA\, e^{-S(A)}\, I^{-1}(A) \int Dg\, e^{-\lambda F(A^g)}$$

$$I(A) = \int Dg\, e^{-\lambda F(A^g)}$$

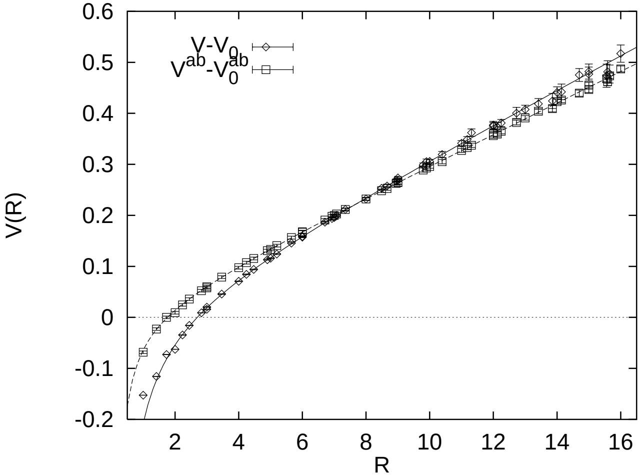
λ - калибровочный параметр

Вакуумное среднее

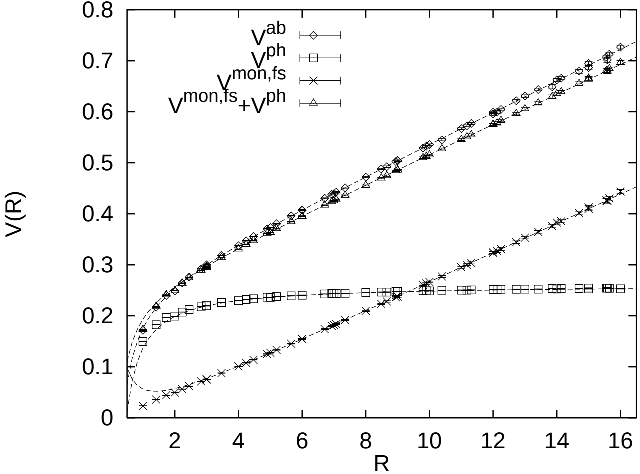
$$\langle \mathcal{O} \rangle = \frac{1}{Z} \int DA\, e^{-S(A)}\, I^{-1}(A) \int Dg\, e^{-\lambda F(A^g)} \mathcal{O}(A^g)$$

В пределе $\lambda \to \infty$ $\quad \int Dg \to$ сумма по глоб. мин. $F(A^g)$

Абелевая и монопольная доминантность в SU(2) решеточной калибровочной теории



Абелевый и неабелевый потенциалы. Бали, ВБ, Мюллер-Пройскер, Шиллинг, 1996



Абелевый потенциал в сравнении с фотонным, монопольным и их суммой

Результаты:

$$\sigma^{ab}/\sigma = 0.92(4)$$

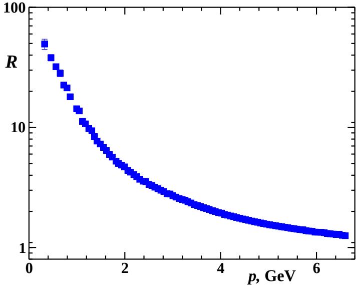
$$\sigma^{mon}/\sigma^{ab} = 0.95(2)$$

$$\sigma^{ab,2}/\sigma^{ab} = 2.23(5)$$

σ^{ab}/σ вычислено в пределе снятия обрезания

σ^{ab}/σ вычислено для другого решеточного действия, проверена универсальность абелевой доминантности обнаружена доминантность пропагатора диагонального глюона в ИК области

$$\frac{D_{diag}(p_{min})}{D_{offdiag}(p_{min})} = 50(5), \quad p_{min} = 325 \text{ МэВ}$$



Отношение поперечных диагонального и недиагонального формфакторов

ВБ, Морозов, Поликарпов, 2002

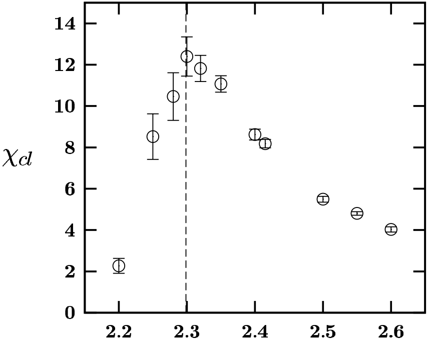
Свойства монопольных кластеров

$$j_\mu \equiv \frac{1}{4\pi}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\partial_\nu\overline{\Theta}_{\rho\sigma} = -\frac{1}{2}\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}\partial_\nu m_{\rho\sigma}$$

ВБ, Митрюшкин, Мюллер-Пройскер, 1992

Конденсация монополей означает перколяцию монопольного кластера

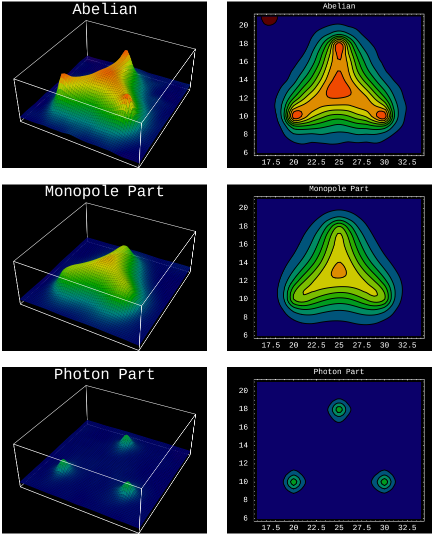
Первый результат, демонстрирующий перколяционный переход при конечной температуре T, совпадающей с T_c :



Абелева и монопольная доминантность в решеточной SU(3) глюодинамике и в решеточной КХД

DIK (DESY-ITEP-Kanazawa) коллаборация, 2001 :
Обобщение подхода, использованного в SU(2) глюодинамике на случай SU(3)
Впервые абелева и монопольная доминантность исследовалась в РКХД ($N_f = 2$)
Впервые в абелевой проекции изучалась структура адронной струны между статическими кварком и антикварком
Результаты:

m_π/m_ρ	$\sigma_{\rm ab}/\sigma$	$\sigma_{\rm mon}/\sigma_{\rm ab}$	δ, Фм	λ, Фм
0.60(1)	0.89(4)	0.80(4)	0.29(1)	0.15
-	0.83(3)	0.84(3)	0.29(1)	0.17



Абелевая плотность действия в 3-х кварковой системе в РКХД

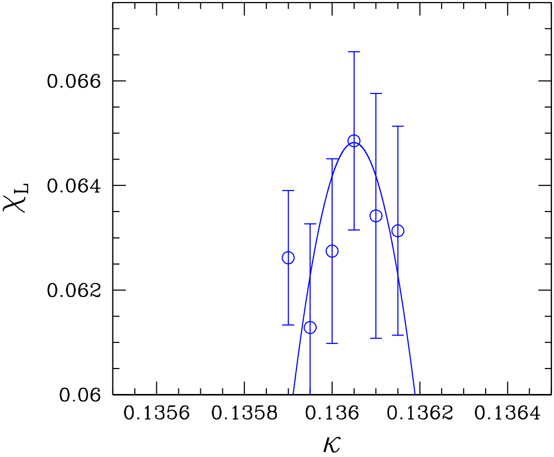
DIK коллаборация

- $N_f = 2$ решеточная КХД при $T > 0$

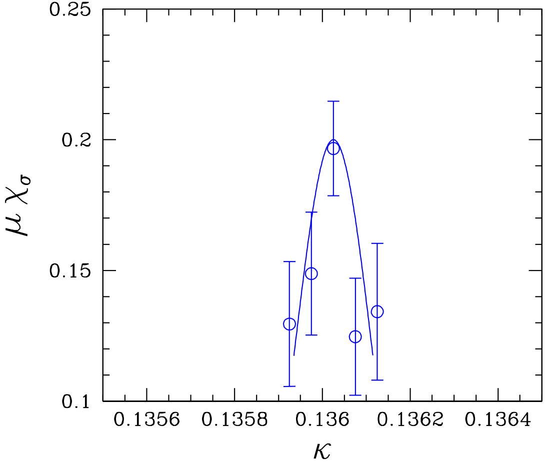
- Решеточное действие:
- Вильсоновское действие для калибровочного поля
- Улучшенное вильсоновское фермионное действие

$$S_F = S_F^{(0)} - \frac{\mathrm{i}}{2}\kappa\, g\, c_{sw} a^5 \sum_s \bar{\psi}(s)\sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}(s)\psi(s)$$

- Lattice size $12 \times (32)^3$

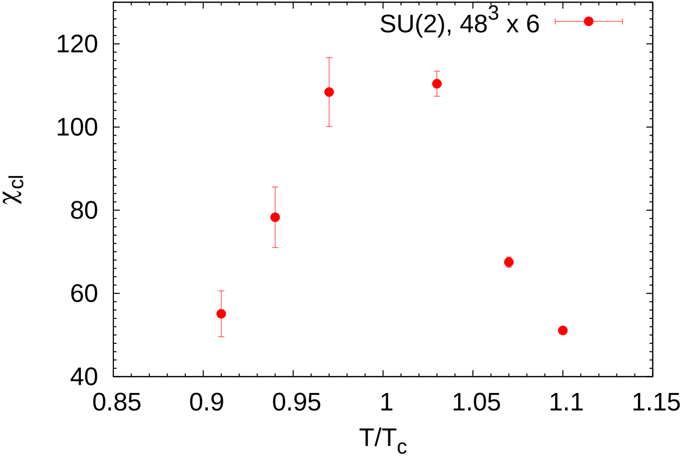


Восприимчивость для поляковской петли. DIK, $32^3 \times 12$

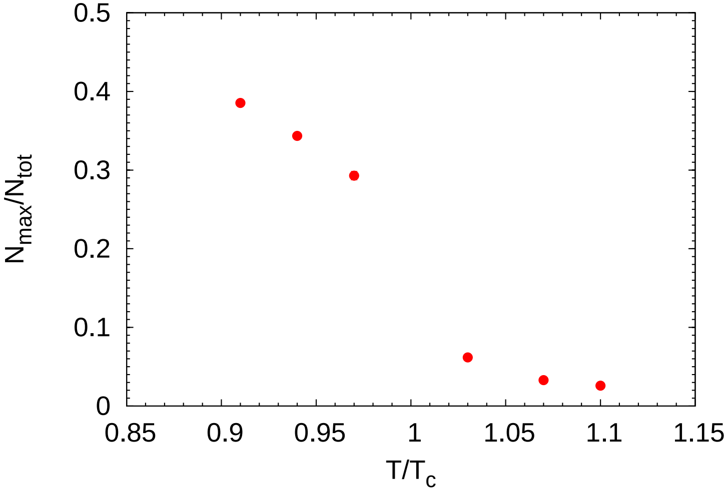


Восприимчивость для кирального конденсата. DIK, $32^3 \times 12$

I. Окрестность фазового перехода
Результаты для $SU(2)$, решетка $48^3 \times 6$

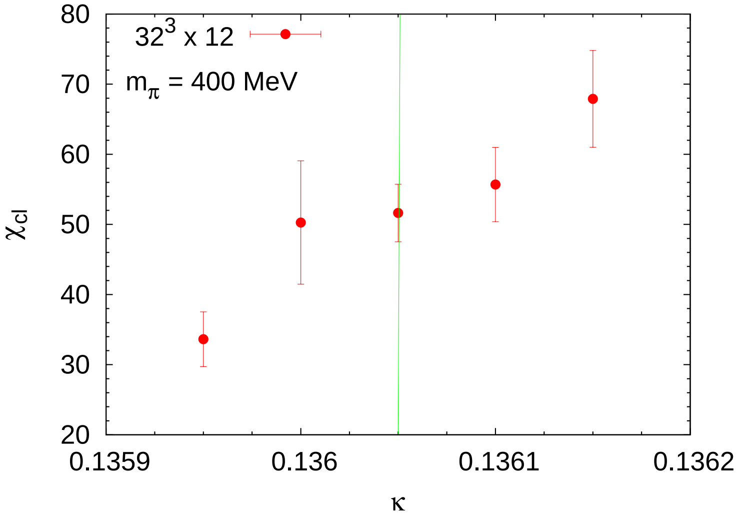


Восприимчивость для перколирующего кластера

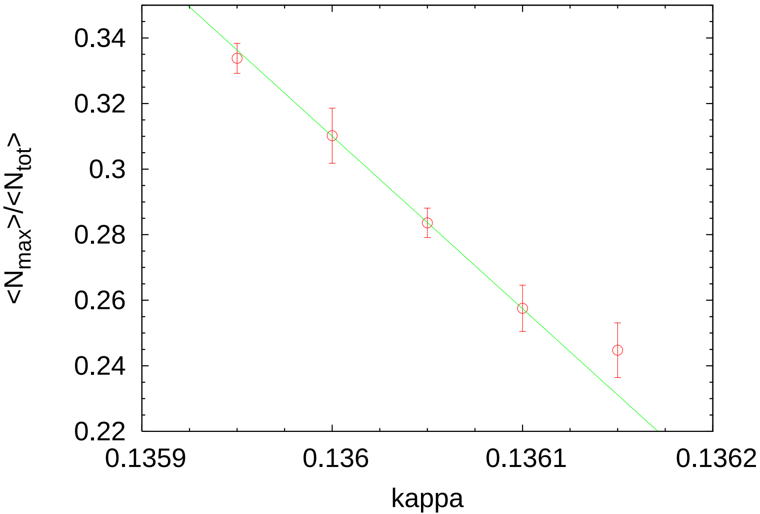


Отношение размера максимального кластера к полному числу монополей

Результаты для КХД, решетка $32^3 \times 12$



Восприимчивость для перколирующего кластера



Отношение размера максимального кластера к полному числу монополей

$$N_{wr} = \frac{1}{L_t} \sum_{j_4(x) \in cluster} j_4(x)$$

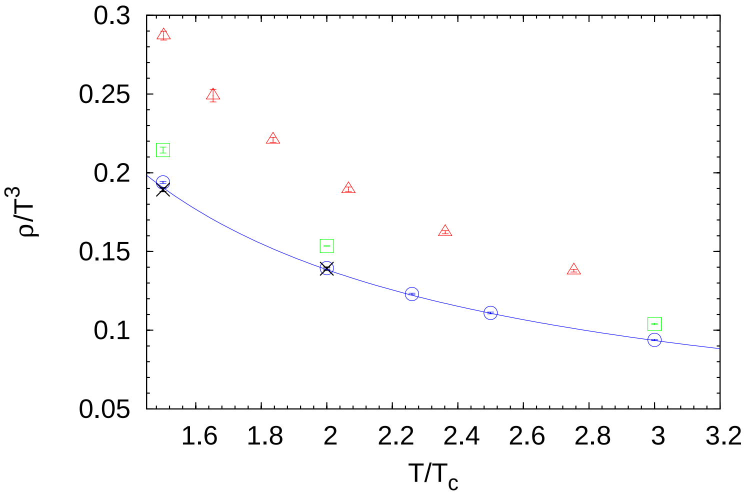
$$\rho = \frac{\langle \sum_{clusters} |N_{wr}| \rangle}{L_s^3 a^3}$$

$$g_{MM}(r) = \frac{\langle \rho_M(0) \rho_M(r) \rangle}{\rho_M^2} + \frac{\langle \rho_A(0) \rho_A(r) \rangle}{\rho_A^2}$$

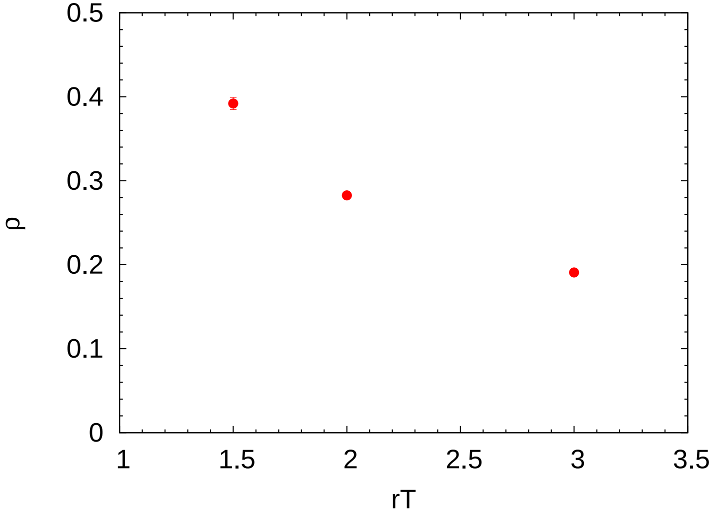
$$g_{AM}(r) = \frac{\langle \rho_A(0) \rho_M(r) \rangle}{\rho_A \rho_M} + \frac{\langle \rho_M(0) \rho_A(r) \rangle}{\rho_A \rho_M}$$

$$g_{MM,AM}(r) = e^{-V(r)/T}$$

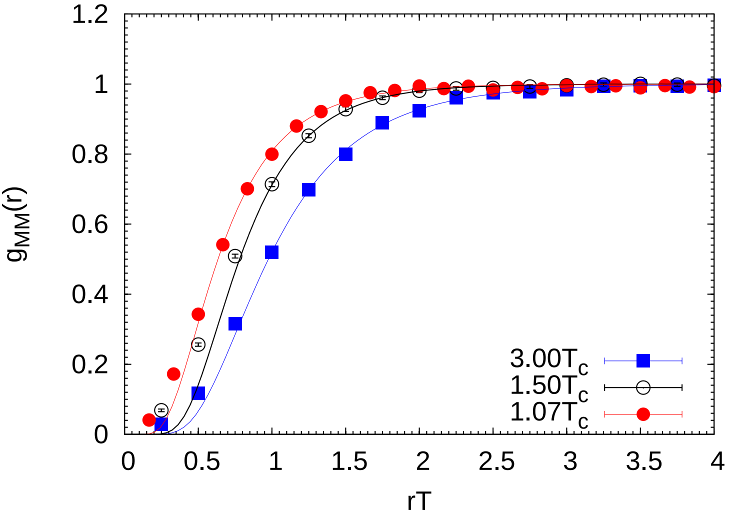
$$V(r) = \frac{\alpha_m}{r} e^{-m_D r}$$



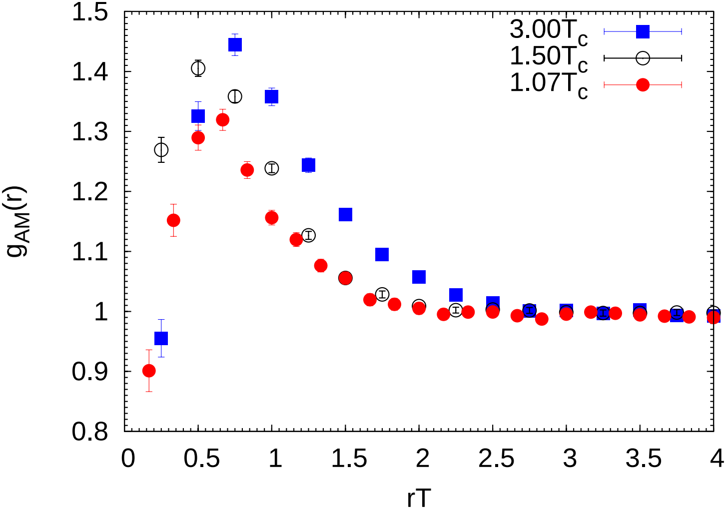
Плотность термальных монополей в SU2



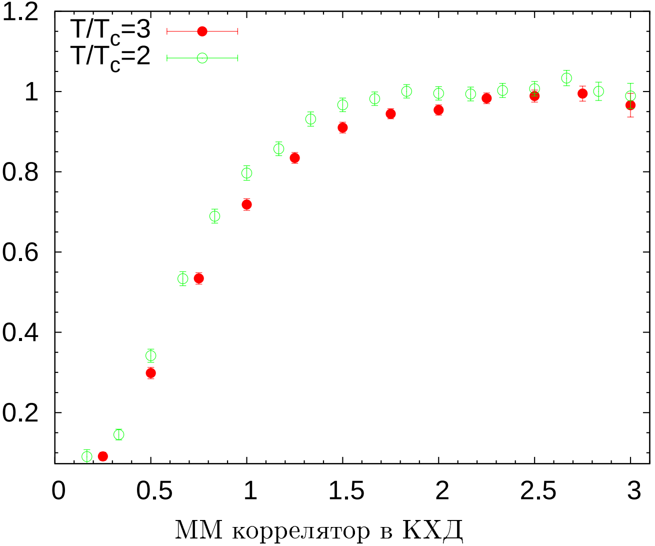
Плотность термальных монополей в КХД

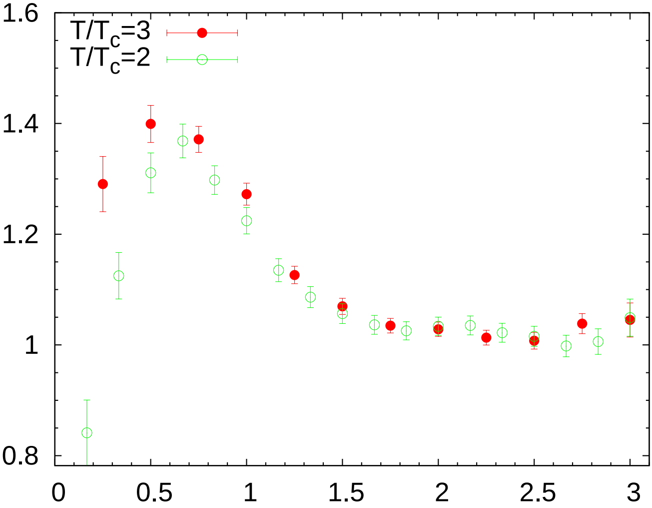


MM коррелятор в SU(2)



MA коррелятор в SU(2)


T/T$_c$=3
T/T$_c$=2
1.2
1
0.8
0.6
0.4
0.2
0
0.5
1
1.5
2
2.5
3
ММ коррелятор в КХД



MA коррелятор в КХД