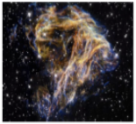
Свойства ваккуума КХД в сильном магнитном поле

В.В. Брагута

ОИЯИ

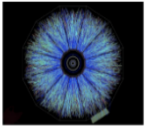
30 мая, 2012



The Earths 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

Slide of D. Kharzeev

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

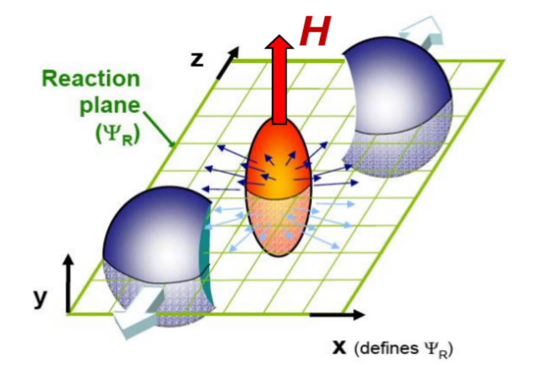


At BNL we beat them all!

Off central Gold-Gold Collisions at 100 GeV per nucleon

$$eB(\tau=0.2\,\mathrm{fm}) = 10^3 \sim 10^4\ \mathrm{MeV}^2 \sim 10^{17}\,\mathrm{Gauss}$$

Нецентральные соударения ионов



$$eH \sim (1 - 15) m_\pi^2$$

В докладе будет рассмотрено постоянное во времени и пространстве магнитное поле

Измерение проводимости вакуума (Phys.Rev.Lett. 105, 132001 (2010))

- Рассматривается коррелятор:

$G_{ik}(\tau) = \int d^3x \langle J_i(0,0) J_k(x,\tau)\rangle, \quad J_\mu(x) = \bar{q}(x)\gamma_\mu q(x)$

$G_{ik}(x) = \int DA e^{-S_{YM}[A]} Tr\left[\frac{1}{D+m}\gamma_i \frac{1}{D+m}\gamma_k\right]$

- Получаем спектральную плотность $\rho_{ik}(\omega)$:

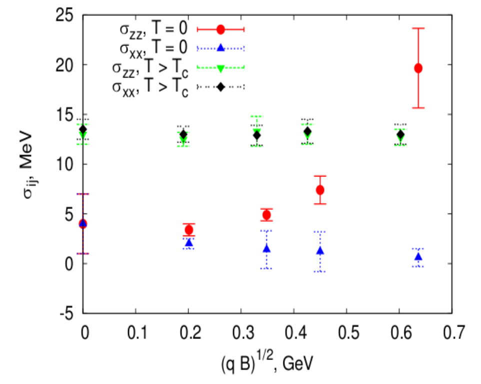
$G_{ik}(\tau) = \int_0^\infty \frac{d\omega}{2\pi} \rho_{ik}(\omega) \frac{\omega}{2T} \frac{\cosh(\tau - 1/(2T))}{\sinh(\omega/(2T))}$

- Вычисляем проводимость:

$\sigma_{ik} = \lim_{\omega\to 0} \frac{\rho_{ik}(\omega)}{4T} \qquad \langle J_i\rangle = \sigma_{ik} E_k$

β	a, fm	$N_s^3 \times N_t$	T/T_c	#conf
3.2810	0.102	$14^3 \times 14$	0.43	30
3.2810	0.102	$16^3 \times 16$	0.38	30
3.3555	0.089	$16^3 \times 16$	0.43	30
3.3250	0.095	$16^3 \times 6$	1.12	30

Переход изолятор-проводник (Phys.Rev.Lett. 105, 132001 (2010))



В присутствии магнитного поля при $T < T_c$ вакуум начинает проводить ток в направлении магнитного поля

Сверхпроводимость вакуума в постоянном магнитном поле (Phys.Rev. D82 (2010) 085011)

- $\epsilon^2(p_z) = p_z^2 + (2n - 2s_z + 1)eH + m^2$
- $M^2_{\rho^\pm}(H) = m^2_{\rho^\pm} - eH; \quad M^2_{\pi^\pm}(H) = m^2_{\pi^\pm} + eH;$
- $H_c > \frac{m^2_{\rho^\pm}}{e}$, $M^2_{\rho^\pm}(H) < 0$–конденсация $\rho^\pm$-мезонов

Гиромагнитное отношение для ρ-мезона $g = 2$!

Phys. Rev. 157, 1376 (1967); Nucl. Phys. B216, 373 (1983)...

Эффективный лагранжиан (Phys. Rev. Lett. 95, 012001 (2005))

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} \rho^{\dagger}_{\mu\nu}\rho^{\mu\nu} + m^2_\rho \rho^{\dagger}_\mu \rho^\mu - \frac{1}{4} \rho^{(0)}_{\mu\nu}\rho^{(0)\mu\nu} + \frac{m^2_\rho}{2} \rho^{(0)}_\mu \rho^{(0)\mu} + \frac{e}{2g_s} F^{\mu\nu}\rho^{(0)}_{\mu\nu}$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu\,,$$
$$f^{(0)}_{\mu\nu} = \partial_\mu \rho^{(0)}_\nu - \partial_\nu \rho^{(0)}_\mu\,,$$
$$\rho^{(0)}_{\mu\nu} = f^{(0)}_{\mu\nu} - ig_s(\rho^\dagger_\mu \rho_\nu - \rho_\mu \rho^\dagger_\nu)\,,$$
$$\rho_{\mu\nu} = D_\mu \rho_\nu - D_\nu \rho_\mu\,,$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_s\rho^0_\mu - ieA_\mu, \qquad g_s = 5.8$$

Уравнения движения

- $\partial^\nu F_{\nu\mu} = -J_\mu\,, \quad J_\mu = J^{ch}_\mu + J^{(0)}_\mu$
  $J^{ch}_\mu = ie(\rho^{\nu+}\rho_{\nu\mu} - \rho^\nu \rho^+_{\nu\mu} + \partial^\nu(\rho^+_\nu \rho_\mu - \rho_\nu \rho^+_\mu)); \quad J^{(0)}_\mu = -\frac{e}{g_s}\partial^\nu f^{(0)}_{\nu\mu}$
- $(\partial^\nu \partial_\nu + m^2_\rho)\rho^{(0)}_\mu - \partial_\mu \partial^\nu \rho^{(0)}_\nu - \frac{g_s}{e} J^{ch}_\mu = 0$
- $D^\nu \rho_{\nu\mu} + m^2_\rho \rho_\mu + i(g_s \rho^{(0)}_{\mu\nu} - eF_{\mu\nu})\rho^\nu = 0$

Конденсация ρ-мезонов в статическом пределе

$$\epsilon_0\left(\rho_\mu, \rho_\nu^{(0)}\right) = \frac{1}{2}B_{\rm ext}^2 + \frac{g_s^2}{4}\left[i\left(\rho_\mu^\dagger\rho_\nu - \rho_\nu^\dagger\rho_\mu\right)\right]^2 + ieB_{\rm ext}\left(\rho_1^\dagger\rho_2 - \rho_2^\dagger\rho_1\right) + \frac{m_\rho^2}{2}\left(\rho_\mu^{(0)}\right)^2 + m_\rho^2\rho_\mu^\dagger\rho_\mu$$

Квадратичная часть

$$\epsilon_0^{(2)}(\rho_\mu) = ieB_{\rm ext}\left(\rho_1^\dagger\rho_2 - \rho_2^\dagger\rho_1\right) + m_\rho^2\rho_\mu^\dagger\rho_\mu = \sum_{a,b=1}^{2}\rho_a^\dagger\mathcal{M}_{ab}\rho_b + m_\rho^2(\rho_0^\dagger\rho_0 + \rho_3^\dagger\rho_3)\,.$$

$$\mathcal{M} = \begin{pmatrix} m_\rho^2 & ieB_{\rm ext} \\ -ieB_{\rm ext} & m_\rho^2 \end{pmatrix}$$

$$\mu_\pm^2 = m_\rho^2 \pm eB_{ext}, \qquad \rho_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(\rho_1 + i\rho_2)$$

$$\epsilon_0(\rho_+, \rho_-) = \frac{1}{2}B_{ext}^2 + \frac{g_s^2}{2}(|\rho_+|^2 - |\rho_-|^2)^2 + \mu_+^2|\rho_+|^2 + \mu_-^2|\rho_-|^2$$

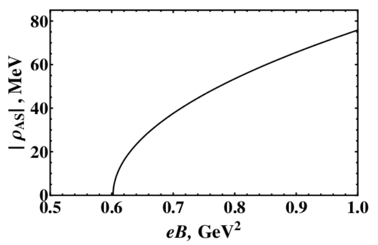
минимум достигается при $\rho_+ = 0$; $\rho_1 = -i\rho_2 = \rho$

Конденсация ρ-мезонов

$$\epsilon_0(\rho) = \frac{1}{2}B_{\text{ext}}^2 + 2(m_\rho^2 - eB_{\text{ext}})\,|\rho|^2 + 2g_s^2\,|\rho|^4$$

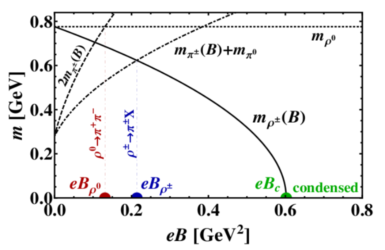
$$|\rho|_0 = \begin{cases} \sqrt{\dfrac{e(B_{\text{ext}} - B_c)}{2g_s^2}}, & B_{\text{ext}} \geqslant B_c \\ 0, & B_{\text{ext}} < B_c \end{cases}$$

$$\frac{\varepsilon_0(|\rho| = |\rho|_0)}{\varepsilon_0(|\rho| = 0)} = \begin{cases} 1 - \frac{e^2}{g_s^2}\left(1 - \frac{B_c}{B_{\text{ext}}}\right)^2, & B_{\text{ext}} \geqslant B_c \\ 1, & B_{\text{ext}} < B_c \end{cases}$$



Моды распада ρ мезонов

- $\rho^\pm \to \pi^\pm X$, $X = \pi^0 > 99\%$
- $\rho^0 \to \pi^+\pi^- > 99\%$



ρ мезоны становятся стабильными частицами в сильных магнитных полях

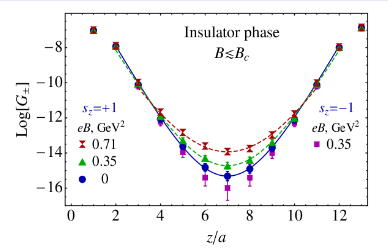
Вычисление на решетке (arXiv:1104.3767 [hep-lat])

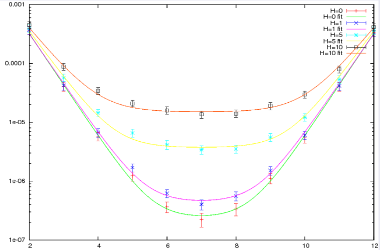
- Измеряется коррелятор: $G_{\pm}(x_{\parallel}) = \langle j_{\pm}(x_{\parallel}) j_{\pm}(0)\rangle$, $\quad j_{\pm} = \bar{u}(\gamma_1 \pm i\gamma_2)d$
- Если конденсата ρ-мезонов нет, то $G_{\pm}|_{x\to\infty} \sim exp(-\mu_{\pm}x_{\parallel})$,

  если есть, то $G_{-}|_{x\to\infty} \sim \rho^2$, $G_{+}|_{x\to\infty} \sim exp(-\mu_{+}x_{\parallel})$
- Конденсата нет: $G_{\pm} \sim (e^{-\mu_{\pm}x_{\parallel}} + e^{-\mu_{\pm}(L_s - x_{\parallel})})$

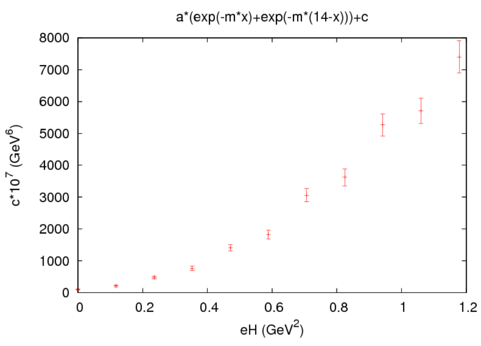
  Конденсат есть: $G_{-} \sim (e^{-\mu_{-}x_{\parallel}} + e^{-\mu_{-}(L_s - x_{\parallel})}) + \rho^2$, $G_{+} \sim (e^{-\mu_{+}x_{\parallel}} + e^{-\mu_{+}(L_s - x_{\parallel})})$

Пример вычисления коррелятора



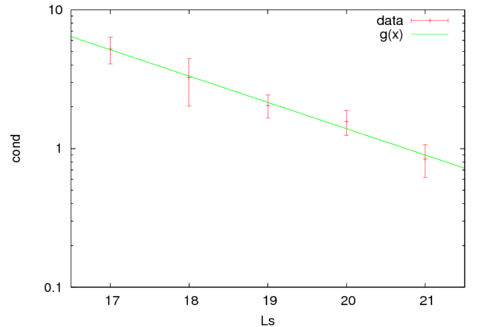


Результат вычисления конденсата на решетке 14^4, $a = 0.1$fm



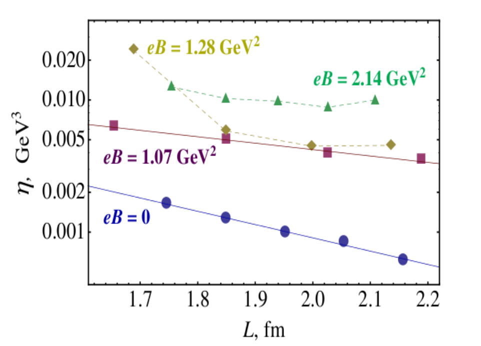
- Конденсат не равен нулю $\rho \neq 0$
- Значительное увеличение ρ при увеличении магнитного поля
- Важно изучить эффекты конечного объема!

Эффекты конечного объема при $H = 0$



- Результаты хорошо фитируются функцией $\rho \sim exp(-aL_s)$
- При $H = 0$ конденсата нет
- При исследовании случая $H \neq 0$ важно учитывать квантование магнитного поля на решетке $eH = \frac{2\pi n}{L_s^2 a^2}$

Эффекты конечного объема при $H \neq 0$



- Результаты хорошо фитируются функцией $\rho \sim exp(-aL_s)$ при $eH = 0, 1.07$ GeV^2 и $\rho \sim exp(-aL_s) + const$ при $eH = 1.28, 2.14$ GeV^2
- Видим предсказанный эффект $eH_c \in (1.07, 1.28)$ GeV^2.

Выводы

- Результаты вычислений на решетке подтверждают теоретические предсказания
- Критическое значение магнитного поля $eH_c \in (1.07, 1.28)$ GeV^2, $H_c \in (1.8, 2.1) \cdot 10^{16}$ Гаусс
- Возможно проявление сверпроводимости вакуума будет видно на современных экспериментах по соударению ионов

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ