

Голографический ренорм-групповой поток

Главный принцип:

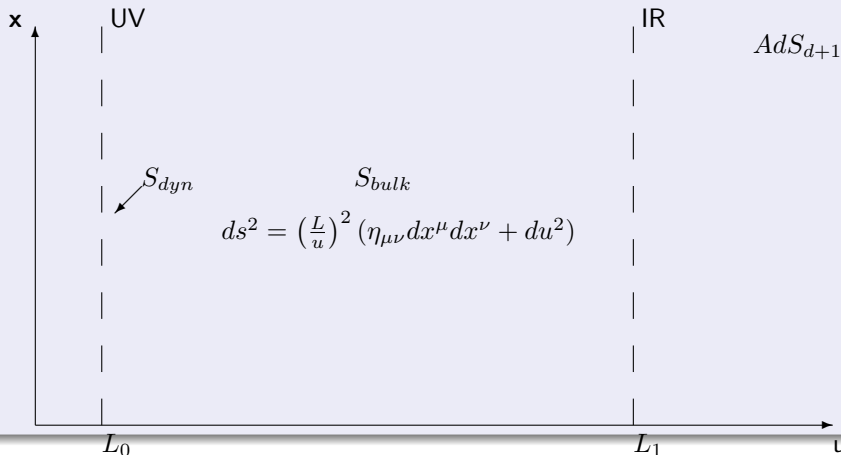
- $AdS_{d+1} \Longleftrightarrow CFT : \exp(-S[\varphi_0]) = \left\langle \exp\left(\int_{S_d} d^d x \varphi \mathcal{O}\right) \right\rangle_{CFT}$

Почему есть связь:

- $ds^2 = \left(\frac{L}{u}\right)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + du^2)$
- $\langle \mathcal{O} \mathcal{O} \rangle = \frac{\delta^2 S}{\delta \varphi_0 \delta \varphi_0}(u)$
- Уравнение Каллана-Симанчика: $\left(a \frac{\partial}{\partial a} - \beta^I \partial_I - \gamma_{I_i}^{J_i}\right) \langle \mathcal{O}_{I_1} \dots \mathcal{O}_{I_n} \rangle = 0,$
 $\gamma_I^J = \nabla_I \beta^J, \quad \beta^J = \frac{6}{U(\varphi)} G^{IJ} \partial_J U, \quad \dot{a} = \frac{1}{6} U a$

Калибровочные поля в моделях типа RS

Модель Рэндала-Сандрума:



Голографический ренорм-групповой поток

Голография для фермионов

Пуанкаре координаты: $ds^2 = \left(\frac{L}{u}\right)^2 (-dt^2 + dx_i^2 + du^2), \quad i = \overline{1, d-1}$

Граничные условия: $\psi_L = 0, \psi_R = 0|_{IR} \longleftrightarrow L_-, L_+$

Действие: $S = \frac{1}{b} \int d^{(d+1)}x \sqrt{|g|} \left(\frac{i}{2} \bar{\psi} e_A^M \gamma^A (\vec{D}_M - \overleftarrow{D}_M) \psi - M \bar{\psi} \psi \right)$

Граничные члены: $S_{UV0} = \frac{1}{2b} \int_{UV} d^d x \sqrt{|g_{ind}|} (\bar{\psi}_L \psi_R + \bar{\psi}_R \psi_L)$

Голографический ренорм-групповой поток

Голография для фермионов

Уравнения движения: $(p_\mu \gamma^\mu + \gamma^5 (\partial_u - 2 \frac{\partial_u a}{a}) - aM) \psi = 0$

Решения: $\psi_{L,R} = \frac{f_{L,R}}{f_{L,R}^0} \psi_{L,R}^0$, где

$$f_L = u^{5/2} (Y_\alpha(pu) J_\beta(pL_1) - J_\alpha(pu) Y_\beta(pL_1)), \quad \alpha = ML + \frac{1}{2}$$

$$f_R = u^{5/2} (Y_{\alpha-1}(pu) J_\beta(pL_1) - J_{\alpha-1}(pu) Y_\beta(pL_1)), \quad \beta = \alpha(-1) \text{ для } L_{-}(+)$$

Связь киральных фермионов: $\hat{p} \psi_R^1 = p \frac{f_R^0}{f_L^0} \psi_L^1 \equiv p \varphi \psi_L^1$

Дуальный CFT оператор: $\dim \mathcal{O}_R = |\alpha| + \frac{d-1}{2}$

Лоренц-нарушающее граничное действие

Нарушение: $S_{dyn} = \int d^d x \sqrt{|g_{ind}|} \frac{i}{2} \bar{\psi}_L (\overrightarrow{\partial}_v^\mu - \overleftarrow{\partial}_v^\mu) \gamma_\mu \psi_L$, $\partial_v = ((1-v)\partial_0; \partial_i)$

Дисперсионное уравнение: $(1 + \frac{\varphi}{bp} - v)p_0 = \pm(1 + \frac{\varphi}{bp})p_i$

Подходящие решения:

$$p_0 = \pm p_i \frac{1+\kappa_1}{1+\kappa_1-v}, \quad \kappa_1 = \left(\frac{L_0}{L_1}\right)^{2(\alpha-1)} \gg 1$$
$$p_0 = \pm p_i \left(1 + \kappa_0^{-\frac{1}{\alpha}} p_i^{\frac{1-\alpha}{\alpha}} v^{\frac{1}{\alpha}} + 0(v^{\frac{1}{\alpha}})\right), \quad v^{\frac{1}{\alpha}} (pL_0)^{2\frac{1-\alpha}{\alpha}} \ll 1$$

Калибровочные поля в моделях типа RS

Нахождение дуальной теории для калибровочных полей

Взаимодействие:

$$\text{Дуальное действие в } AdS_{d+1} : \quad S = \int d^d x \lambda J_\mu A^\mu$$

Нахождение функции Грина: $A = f(u) dx^\mu \Rightarrow A = \frac{d-1}{d-2} u^{d-2}$

$$\Rightarrow A_{Gr} = \frac{u^{d-2} dx_\mu}{(u^2 + |\mathbf{x}|^2)^{d-1}} - \frac{u^{d-3} x_\mu du}{(u^2 + |\mathbf{x}|^2)^{d-1}}$$

$$\Rightarrow S_b = \int d^d x d^d x' a_\mu(x) a_\nu(x') \left(\frac{\delta_{\mu\nu}}{|x-x'|^{2d-2}} - \frac{2(x-x')_\mu (x-x')_\nu}{|x-x'|^{2d}} \right)$$

Калибровочные поля в моделях типа RS

Действие

Метрика:
$$ds^2 = \left(\frac{L}{u}\right)^2 (\eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + du^2)$$

Действие и решения:
$$S = \frac{1}{g_5^2} \int_{L_1}^{L_0} du \int d^d x \sqrt{|g|} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \Rightarrow$$

$$(pu)^2 A_\nu + au A_\nu + u^2 A_\nu'' = 0, \quad a = 3 - d$$
$$A_\nu = C_\nu u (Y_{\gamma-1}(pL_1) J_\gamma(pu) - J_{\gamma-1}(pL_1) Y_\gamma(pu)), \quad \gamma = \frac{1-a}{2}.$$

Нулевая КК мода:
$$A_5 = 0, \quad A_\mu(z, x) = A_\mu(x) \Rightarrow g^2 = \frac{g_5^2}{L \log(L\mu)}$$

Калибровочные поля в моделях типа RS

Дуальное описание

Голография:
$$\langle J_\mu(0) J_\nu(q) \rangle = \eta_{\mu\nu} q \frac{1}{g_5^2} \frac{Y_{\gamma-1}(qL_0) J_{\gamma-1}(qL_1) - J_{\gamma-1}(qL_0) Y_{\gamma-1}(qL_1)}{Y_\gamma(qL_0) J_{\gamma-1}(qL_1) - J_\gamma(qL_0) Y_{\gamma-1}(qL_1)}$$
$$\simeq (qL_0 \ll 1) \simeq q^2 \frac{L}{g_5^2} \left(\log \frac{qL_0}{2} + \gamma_{EU} - \frac{\pi Y_{\gamma-1}(qL_1)}{2J_0(qL_1)} \right)$$

Теория на бране:
$$\frac{1}{p^2} \langle j(p) j(-p) \rangle \frac{1}{p^2} \sim \frac{\log p^2}{p^2}$$

Прохождение тяжелых частиц через вещество

Характерные величины

a - радиус атома, b - прицельный параметр

- $b \gg a$ - реакция атома как целого
- $b \sim a$ - взаимодействие с отдельными электронами
- $b \ll a$ - взаимодействие с кулоновским полем ядра

+ дополнительные процессы

Прохождение тяжелых частиц через вещество

Столкновение с отдельным электроном

$$T_e = 4 \frac{mM}{(m+M)^2} E \simeq \frac{4m}{M} E > \epsilon_{conn}$$

⇒ электроны можно считать свободными

Ионизационные потери

$$p_e = \int F_{\perp} dt = \frac{2Ze^2}{vb} \Rightarrow \Delta E = \frac{2Z^2e^4}{mv^2b^2}$$

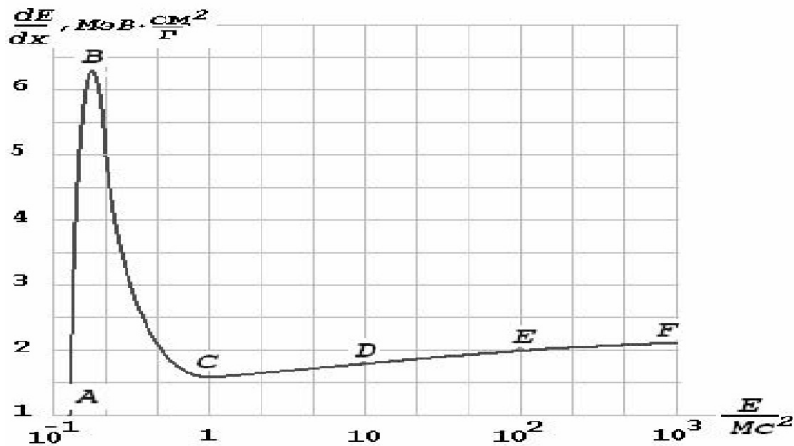
$$\frac{dE}{dx} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} -2\pi b db Zn_a \Delta E = \frac{4\pi Z^2e^4}{mv^2} Zn_a \ln \frac{b_{max}}{b_{min}}$$

$$\Delta E(b_{max}, b_{min}) = I, T_e \Rightarrow$$

Прохождение тяжелых частиц через вещество

Формула Бете-Блоха

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4}{mv^2} Z n_a \left(\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - u \right)$$

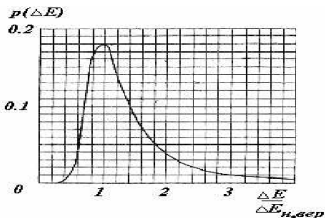


Прохождение тяжелых частиц через вещество

Флуктуации

На самом деле это вероятностный процесс.

$$\rho(\Delta E) = \psi\left(\frac{\Delta E - \Delta E_m}{\xi}\right), \quad \xi = \frac{2\pi e^4 Z^2}{mv^2} Z n_a \Delta x, \quad \Delta E_m = \xi \left(\ln \frac{2mv^2}{I} + 0.373 \right)$$



Прохождение тяжелых частиц через вещество

Другие процессы

- Потери энергии на ядрах: 0.03%
- Многократное рассеяние
- Захват