



Физический факультет
Московского
государственного университета
имени М.В.Ломоносова

Взаимодействие адронных струй с текущей кварк-глюонной плазмой

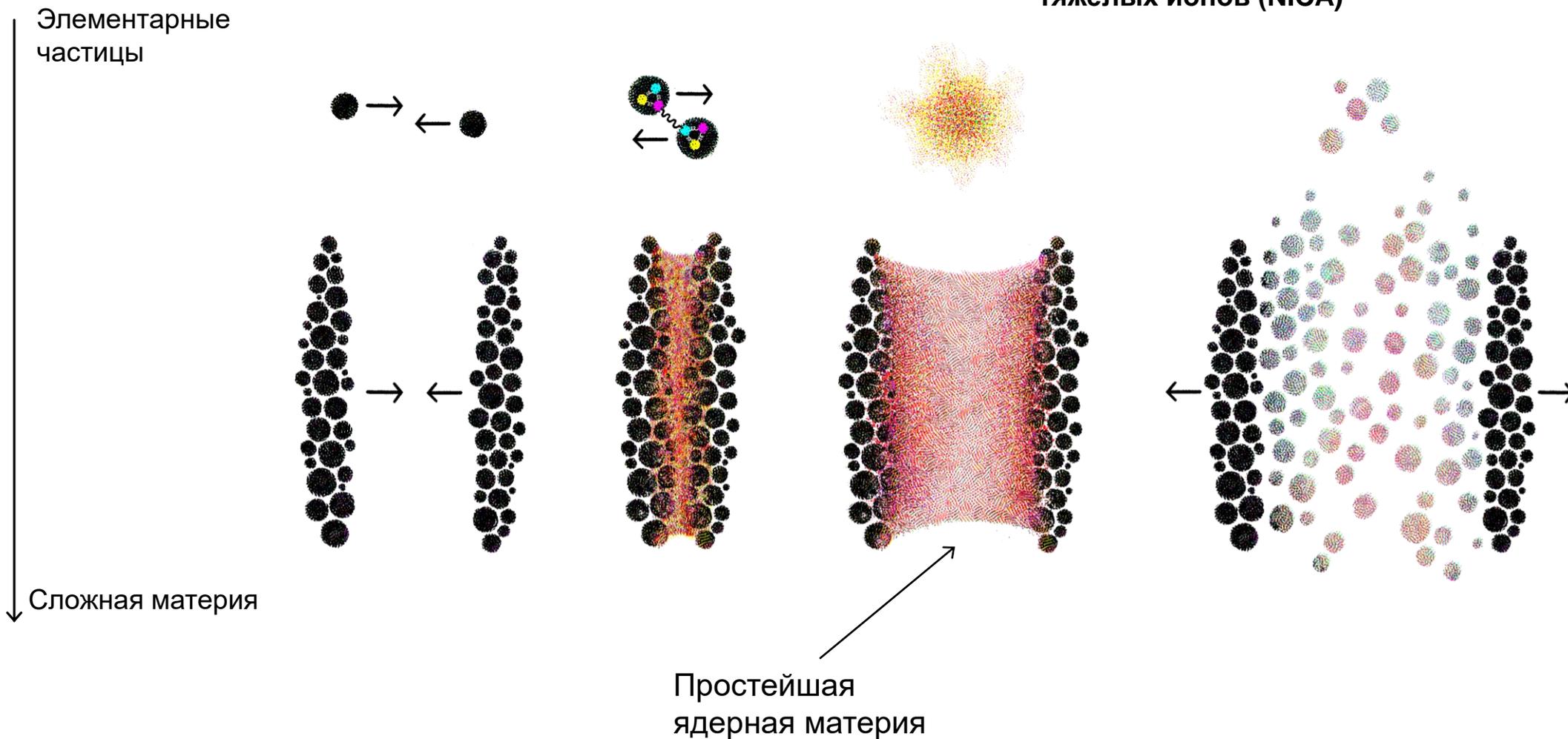
Кузьмин Матвей
Физический факультет МГУ



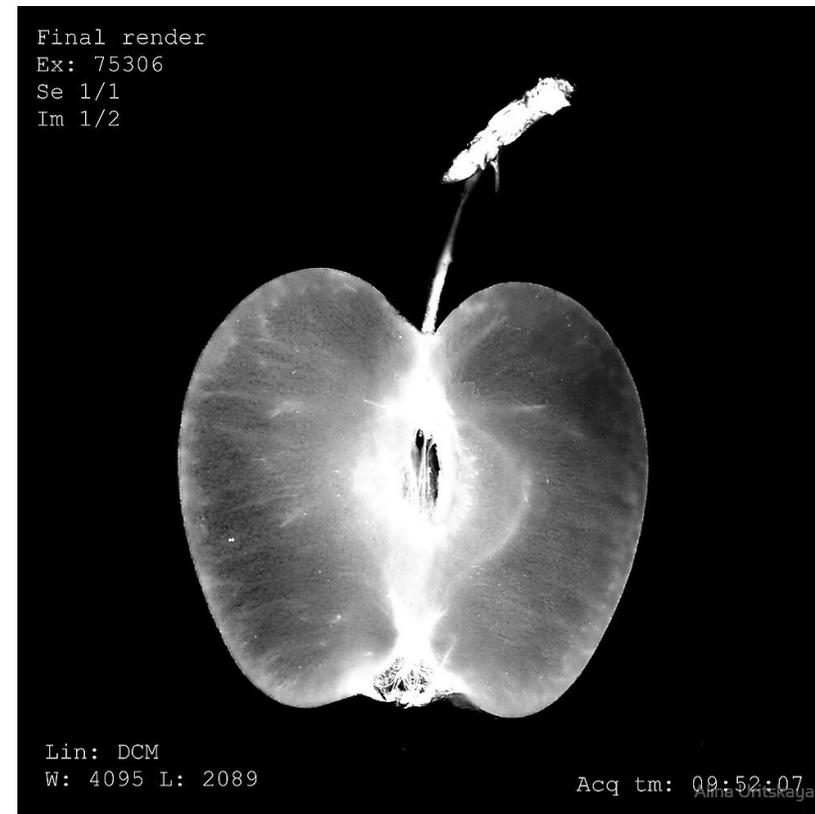
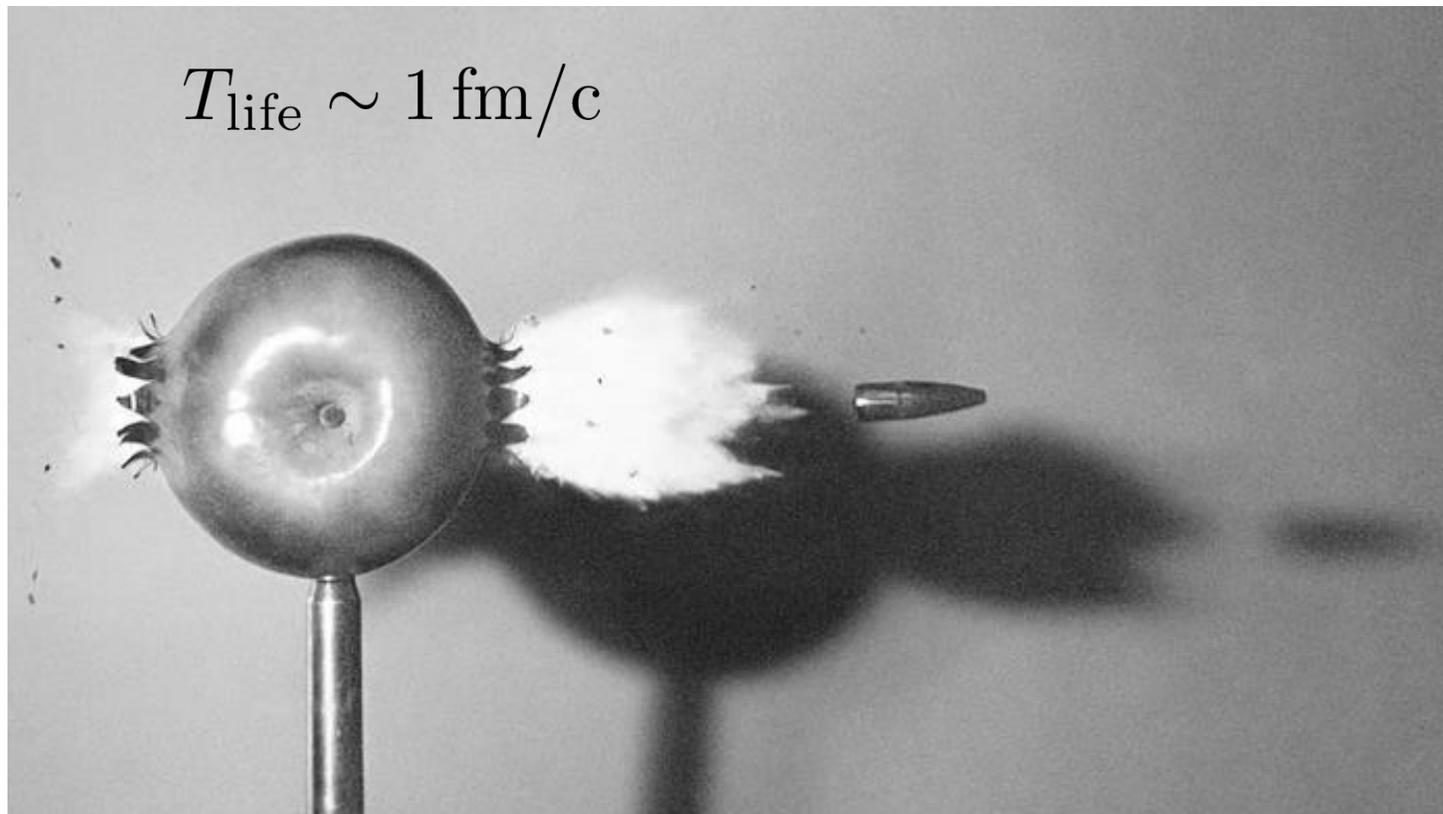
Природа ядерной материи

Экспериментальные данные

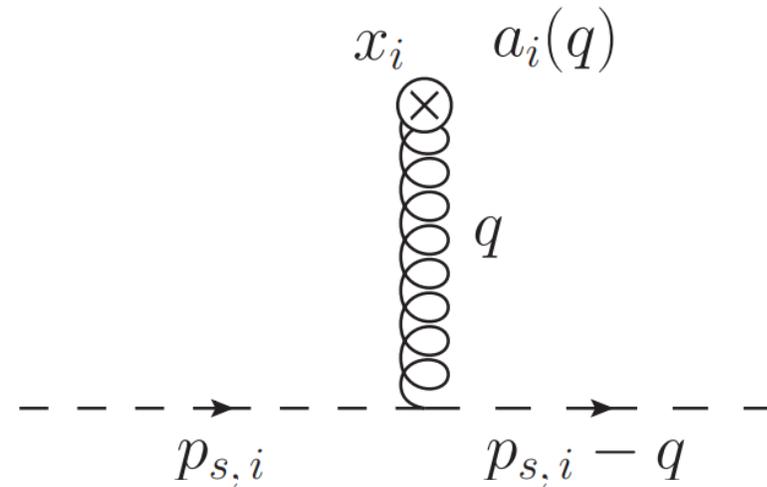
- Большой адронный коллайдер (LHC)
- Релятивистский коллайдер тяжелых ионов (RHIC)
- Сверхпроводящий коллайдер протонов и тяжелых ионов (NICA)



Как исследовать материю удалённо?



Как струя взаимодействует со средой?



Большая масса источника
 поля в среде

$$A^{\mu a}(q) = \sum_i (ig t_i^a) e^{iq \cdot x_i} (2p_{s,i} - q)_\nu \underbrace{\frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2 - \mu_i^2 + i\epsilon}}_{\text{Характерный потенциал глюонного поля в среде}} (2\pi) \delta\left((p_{s,i} - q)^2 - M^2\right).$$

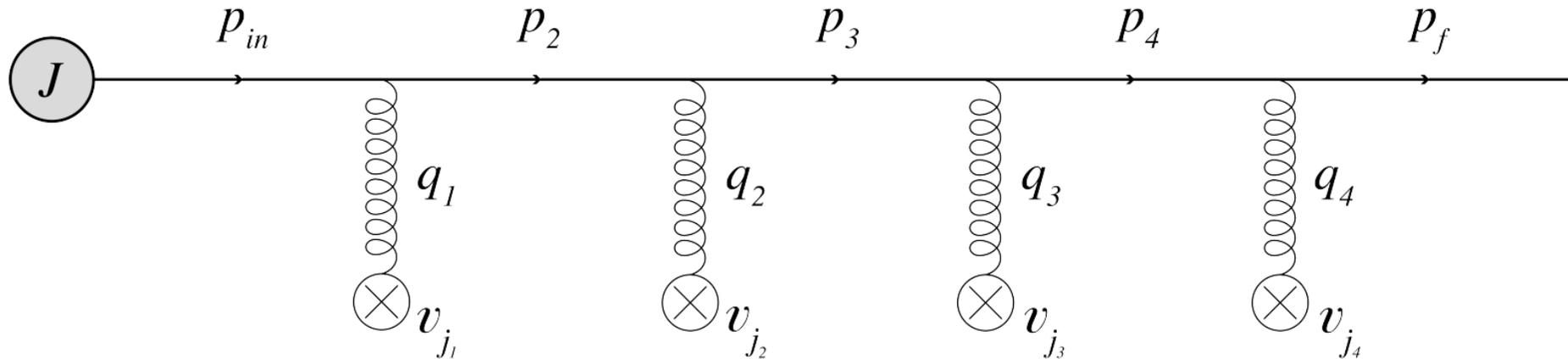
Характерный потенциал
 глюонного поля в среде

Основные приближения

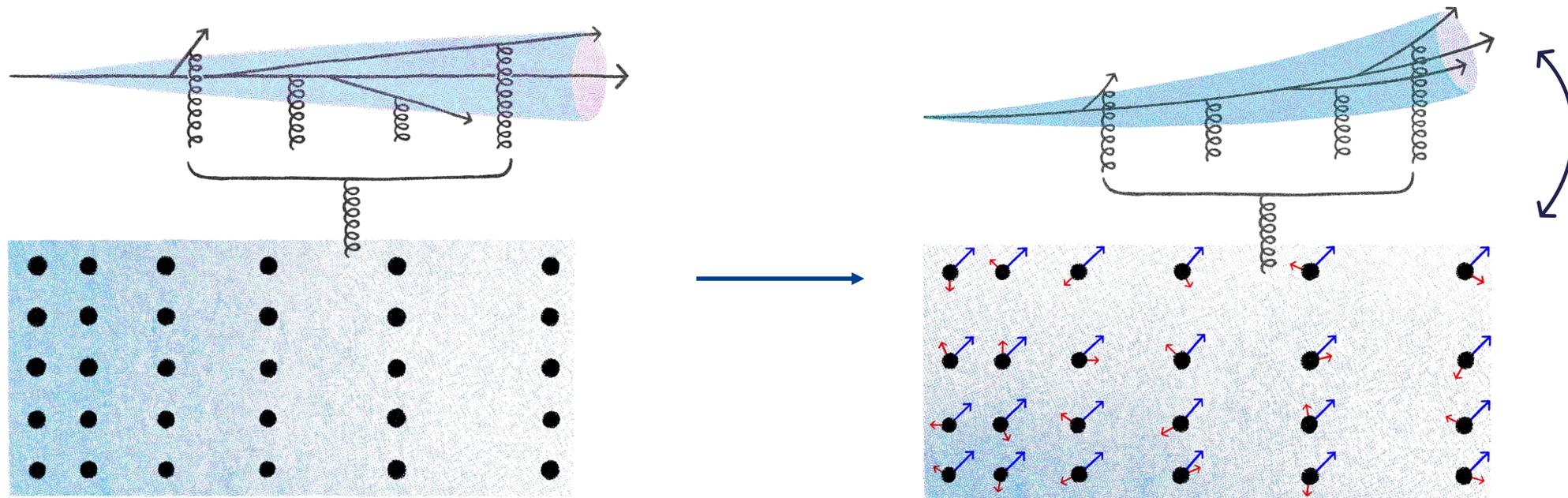
- Разложение по энергии $\frac{\perp}{E} \ll 1$
- Приближение разреженной среды $\mu\Delta z \gg 1$
- В простейшем случае среда **статическая** и **однородная**

$$v^{\text{GV}}(q) = \frac{g^2}{q^2 - \mu^2}$$

↑
Масса Дебая



Взаимодействие текущей плазмы со струями.



Гидродинамика

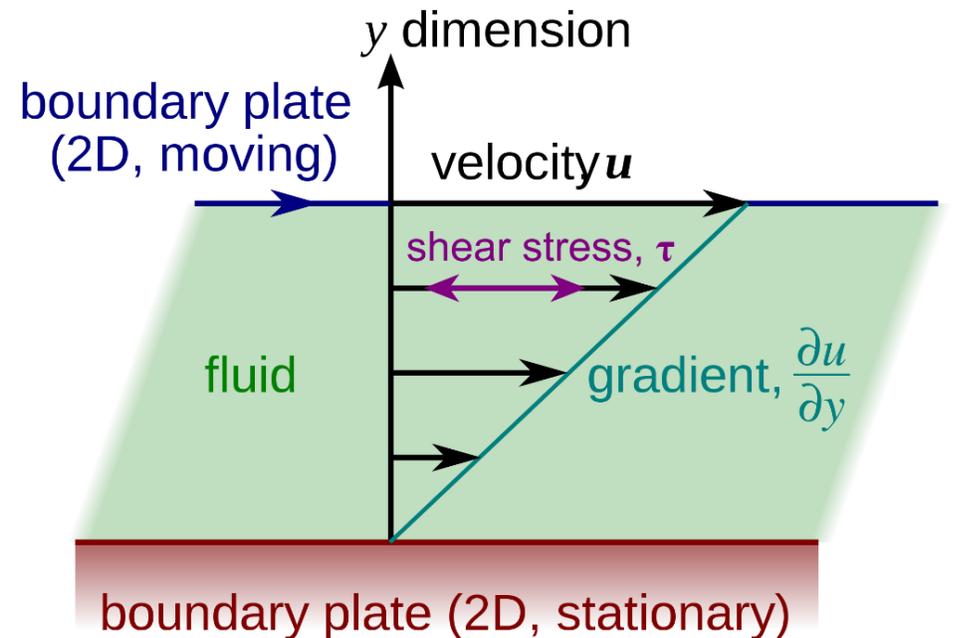
$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + P) u^\mu u^\nu + P g^{\mu\nu} + \tau^{\mu\nu}$$

$$J^\mu = n u^\mu + \nu^\mu$$

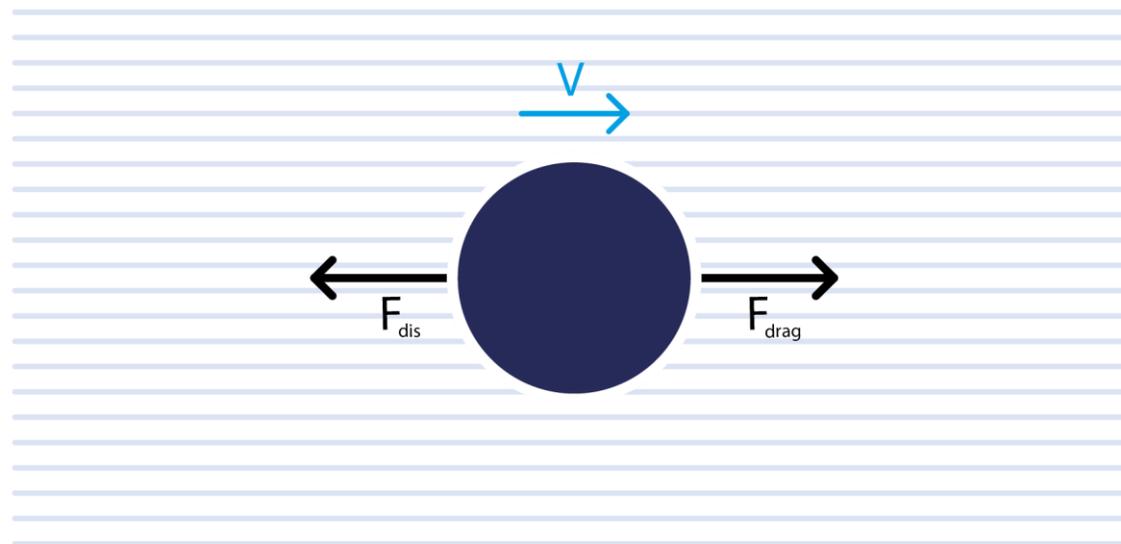
$$\tau^{\mu\nu} = \dots + \mathcal{O}(\partial^n)$$

$$\nu^\mu = \dots + \mathcal{O}(\partial^n)$$

Гидродинамика: разложение по градиентам. Как неоднородность влияет на пробную частицу? Как разложение по градиентам следует обобщить для частицы в среде?



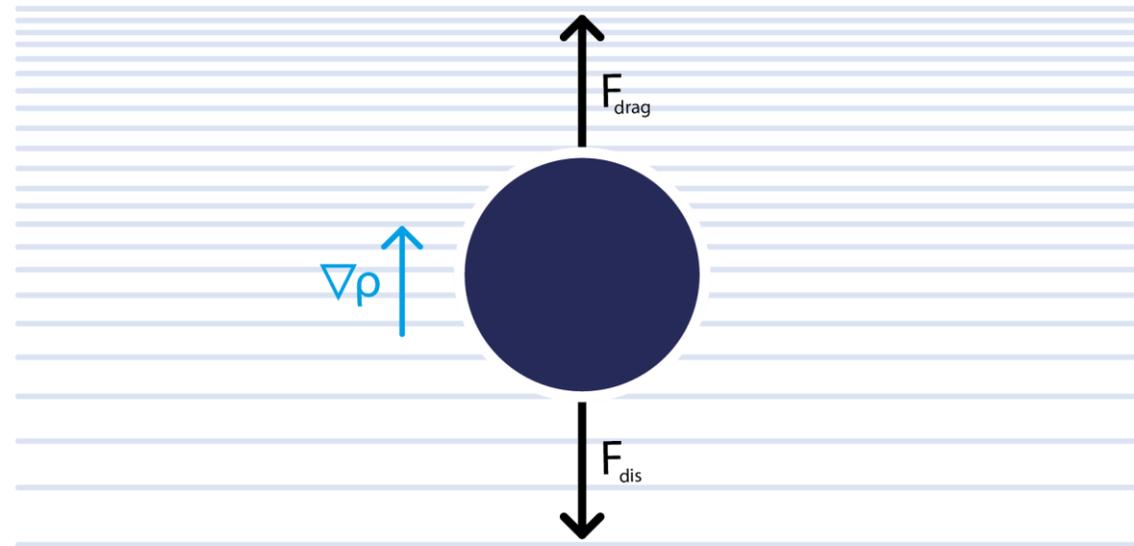
Эффект течения



$$\vec{f} \sim T^2 \vec{v}$$

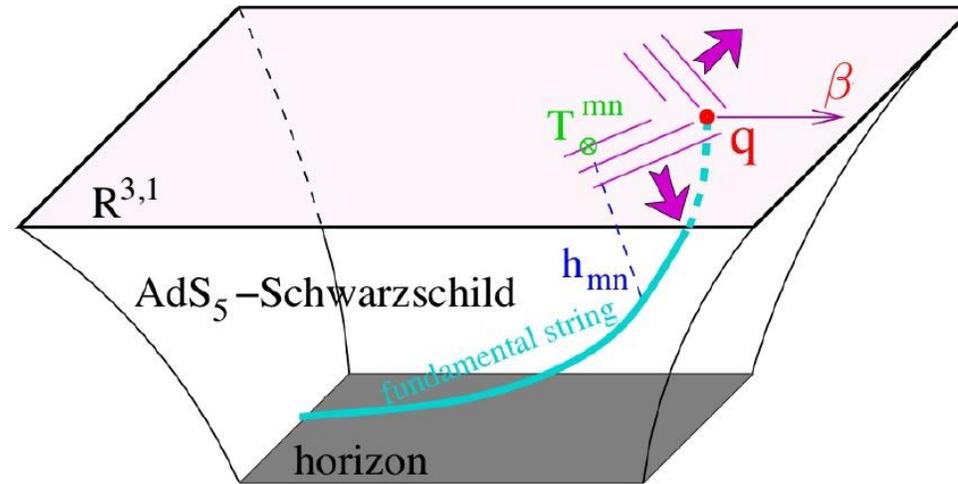


Эффект неоднородности



$$\vec{f} \sim \vec{\nabla} \rho$$

Голография

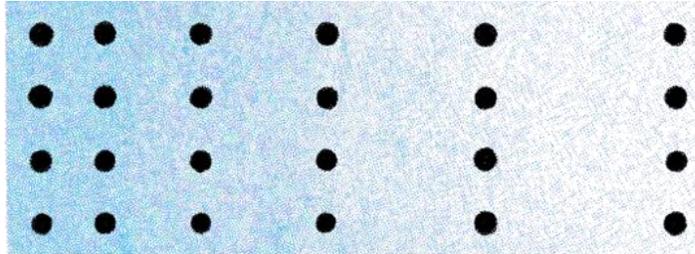


Решение задачи со
стороны гравитации

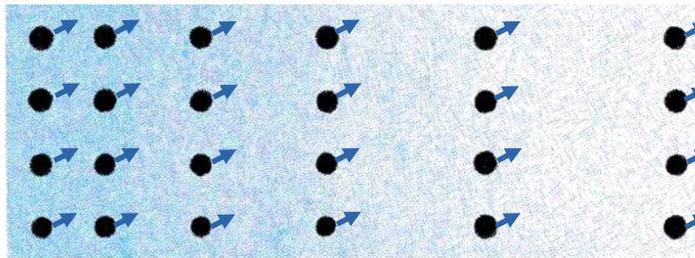


Поправки к тормозной силе
в случае тяжелого кварка в
КГП

Модификация источников



“Кирпич”



Текущая среда

$$u_\mu = (1, \mathbf{u}, u_z)$$

Глюонное поле

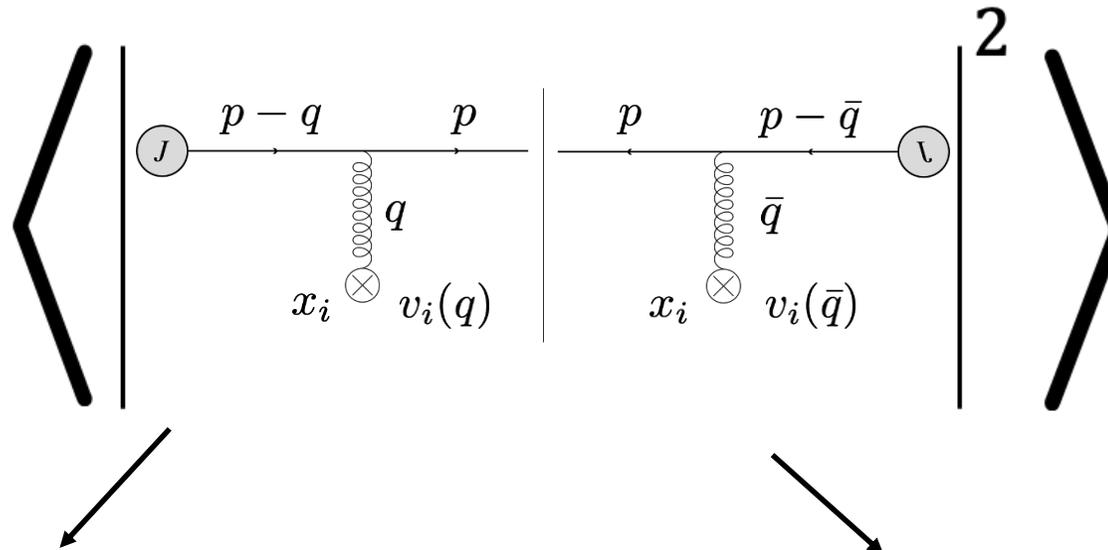
$$gA^{a\mu}(q) = \sum_i g^{\mu 0} e^{-iq \cdot x_i} t_i^a v_i(q) (2\pi) \delta(q_0)$$



$$gA^{a\mu}(q) = \sum_i u_i^\mu e^{-iq \cdot x_i} t_i^a v_i(q) (2\pi) \delta(q_0 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{u} - q_z u_z)$$

Усреднение в среде

$$gA^{a\mu}(q) = \sum_i u_i^\mu e^{-iq \cdot x_i} t_i^a v_i(q) (2\pi) \delta(q_0 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{u} - q_z u_z)$$



Условие цветовой нейтральности

$$\langle A^a(q) A^b(\bar{q}) \rangle \sim \langle t_i^a t_j^b \rangle = C \delta_{ij} \delta^{ab}$$

Суммирование по всем источникам

$$\sum_i = \int d^2 \mathbf{x} dz \rho(\mathbf{x}, z)$$

Термодинамические величины

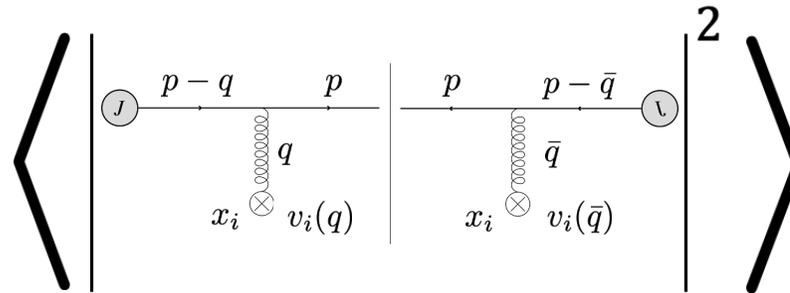
$$g(\mathbf{x}, z) \equiv \rho(\mathbf{x}, z) \quad \mu^2(\mathbf{x}, z) \quad \mathbf{u}(\mathbf{x}, z) \quad u_z(\mathbf{x}, z)$$



Градиентное разложение

Термодинамические величины:

$$g(\mathbf{x}, z) \equiv \rho(\mathbf{x}, z) \mu^2(\mathbf{x}, z) \mathbf{u}(\mathbf{x}, z) u_z(\mathbf{x}, z)$$



Поперечно однородная материя

$$g(\mathbf{x}, z) \simeq g(z)$$

$$\int_{\mathbf{x}} g(z) e^{-i(\mathbf{q} \pm \bar{\mathbf{q}}) \cdot \mathbf{x}} = g(z) (2\pi)^2 \delta^{(2)}(\mathbf{q} \pm \bar{\mathbf{q}})$$

Первый порядок градиентного разложения

$$g(\mathbf{x}, z) \simeq g(z) + \nabla_{\alpha} g(z) \mathbf{x}_{\alpha}$$

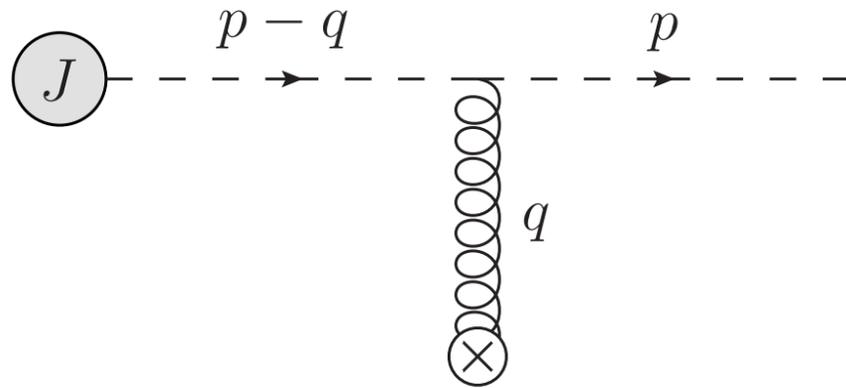
$$\int_{\mathbf{x}} \nabla_{\alpha} g(z) \mathbf{x}_{\alpha} e^{-i(\mathbf{q} \pm \bar{\mathbf{q}}) \cdot \mathbf{x}} = i \nabla_{\alpha} g(z) (2\pi)^2 \frac{\partial}{\partial (\mathbf{q} \pm \bar{\mathbf{q}})_{\alpha}} \delta^{(2)}(\mathbf{q} \pm \bar{\mathbf{q}})$$



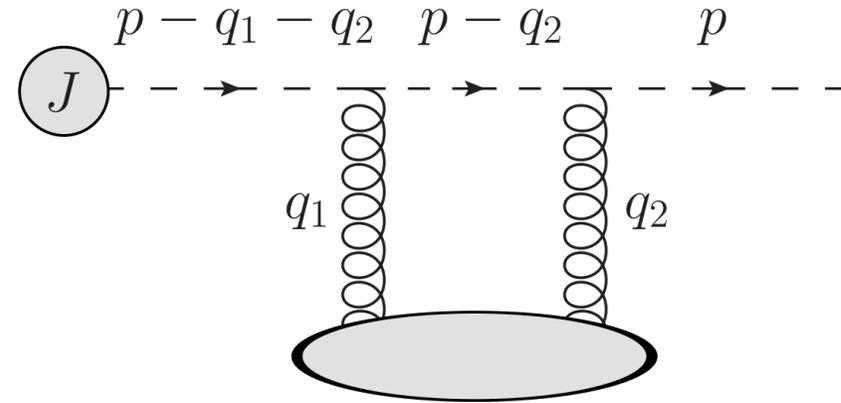
Чувствует ли струя поток?



Уширение адронных струй.



Single Born Diagram



Double Born Diagram

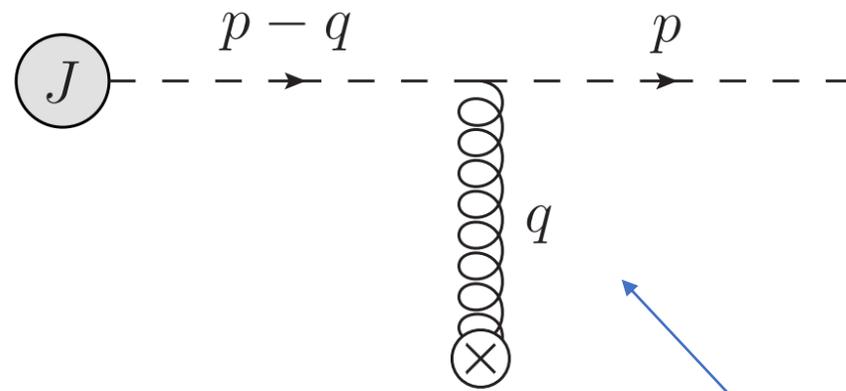
$$\langle |M|^2 \rangle = \langle |M_0^2| \rangle + \langle |M_1|^2 \rangle + \langle M_2 M_0^* \rangle + \langle M_2^* M_0 \rangle$$

Упрощения:

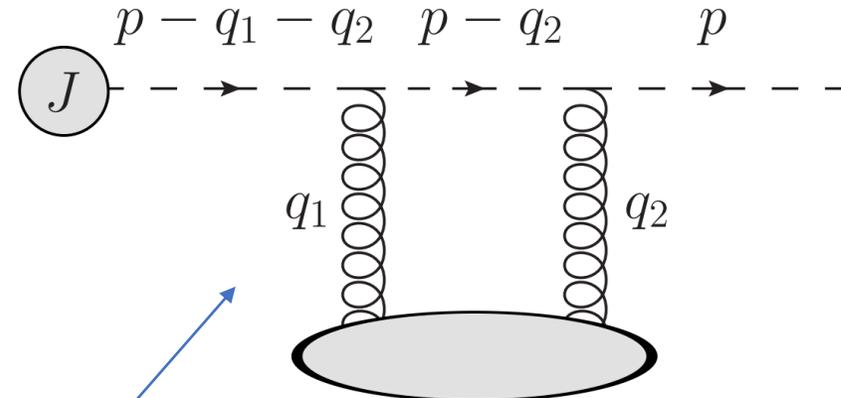
- Первый порядок в разложении по энергии

- Пертурбативное разложение $\chi \equiv C \frac{g^4 \rho}{4\pi\mu^2} L \ll 1$

Уширение адронных струй.



Single Born Diagram



Double Born Diagram

взаимодействие партона
со средой

фиксирует начальное распределение

$$iM_1(p) = \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \left[ig t_{\text{proj}}^a A_{\text{ext}}^{\mu a}(q) (2p - q)_\mu \right] \left[\frac{i}{(p - q)^2 + i\epsilon} \right] J(p - q)$$

Уширение адронных струй.

$$\frac{(2p - q)_\mu A_{ext}^\mu(q)}{(p - q)^2 + i\epsilon} \longrightarrow \frac{2u_\mu p^\mu}{(1 - u_z^2)(Q^+ - Q^-)} = 1 - \frac{\vec{u}_\perp \cdot (\vec{p} - \vec{q})_\perp}{E(1 - u_z)} + \mathcal{O}\left(\frac{p_\perp^2}{E^2}\right)$$

$$Q_{p-q}^+ = \frac{2E}{1 + u_{iz}} \left[1 - \frac{\vec{u}_{i\perp} \cdot \vec{q}_\perp}{2E} + \mathcal{O}\left(\frac{p_\perp^2}{E^2}\right) \right],$$

$$Q_{p-q}^- = \frac{\vec{u}_{i\perp} \cdot \vec{q}_\perp}{1 - u_{iz}} + \frac{(p - q)_\perp^2 - p_\perp^2}{2E(1 - u_{iz})} + \mathcal{O}\left(\frac{p_\perp^2}{E^2}\right)$$

$v(q)$

$$\mu \ll E$$

$$\mu z \gg 1$$



Финальное распределение партонов.

Связь квадрата амплитуды с
дифференциальным сечением в
процессе уширения

$$E \frac{d\mathcal{N}}{d^2p dE} \equiv \frac{1}{2(2\pi)^3} \langle |M|^2 \rangle$$



Финальное распределение партонов.

$$E \frac{d\mathcal{N}}{d^2p dE} = E \frac{d\mathcal{N}^{(0)}}{d^2p dE}$$

Функция характеризующая финальное состояние партона

$$+ \mathcal{C} \int_0^L dz \int_{\mathbf{q}} \left\{ \left[1 - \hat{\mathbf{g}}_\alpha \frac{(\mathbf{u}E - \mathbf{p} + \mathbf{q})_\alpha z}{(1 - u_z)E} \right] [1 + \mathbf{u} \cdot \mathbf{\Gamma}(\mathbf{q})] E \frac{d\mathcal{N}^{(0)}}{d^2(p - \mathbf{q}) dE} \right. \\ \left. - \left[1 - \hat{\mathbf{g}}_\alpha \frac{(\mathbf{u}E - \mathbf{p})_\alpha z}{(1 - u_z)E} \right] [1 + \mathbf{u} \cdot \mathbf{\Gamma}_{DB}(\mathbf{q})] E \frac{d\mathcal{N}^{(0)}}{d^2p dE} \right\} \rho(z) [v(\mathbf{q}^2)]^2$$

$$E \frac{d\mathcal{N}^0}{d^2pdE} \equiv \frac{1}{2(2\pi)^3} |J(E, \mathbf{p})|^2$$

$$\hat{\mathbf{g}}_\alpha \equiv \left(\nabla_\alpha T \frac{\delta}{\delta T} + \nabla_\alpha u_z \frac{\delta}{\delta u_z} + \nabla_\alpha u_\beta \frac{\delta}{\delta u_\beta} \right)$$



Вычисление средних

$$E \frac{d\mathcal{N}^{(0)}}{d^2p dE} = \frac{f(E)}{2\pi w^2} e^{-\frac{\mathbf{p}^2}{2w^2}}$$

Пример
начального распределения

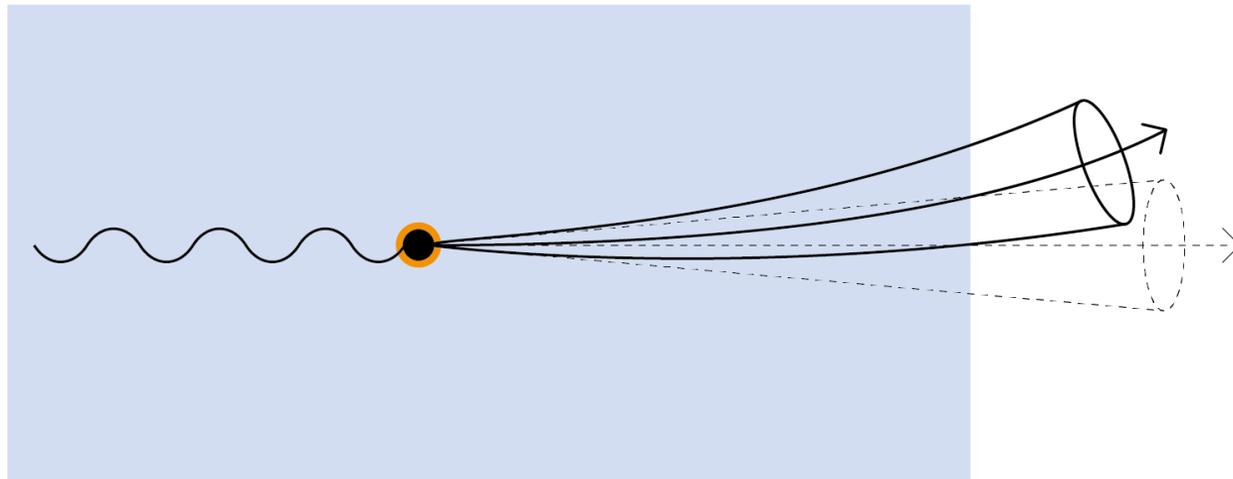
$$\langle \mathbf{p}_{\alpha_1} \dots \mathbf{p}_{\alpha_n} \rangle \equiv \frac{\int_{\mathbf{p}} (\mathbf{p}_{\alpha_1} \dots \mathbf{p}_{\alpha_n}) E \frac{d\mathcal{N}}{d^2p dE}}{\int_{\mathbf{p}} E \frac{d\mathcal{N}^{(0)}}{d^2p dE}} = (2\pi)^2 \int_{\mathbf{p}} \frac{(\mathbf{p}_{\alpha_1} \dots \mathbf{p}_{\alpha_n})}{f(E)} E \frac{d\mathcal{N}}{d^2p dE}$$

Рецепт вычисления средних величин!



Вычисление средних

$$\langle \mathbf{p}_\alpha \rangle = -\frac{1}{2} \mathcal{C} \int_0^L dz \left[1 - z \hat{\mathbf{g}} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z} \right] \rho(z) \\ \times \frac{u_\alpha}{(1 - u_z) E} \int_{\mathbf{q}} \mathbf{q}^2 \left[E \frac{f'(E)}{f(E)} + \mathbf{q}^2 \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}^2} \right] [v(\mathbf{q}^2)]^2$$



$$E \simeq 50 \text{ GeV} \Rightarrow \theta \sim 1^\circ$$

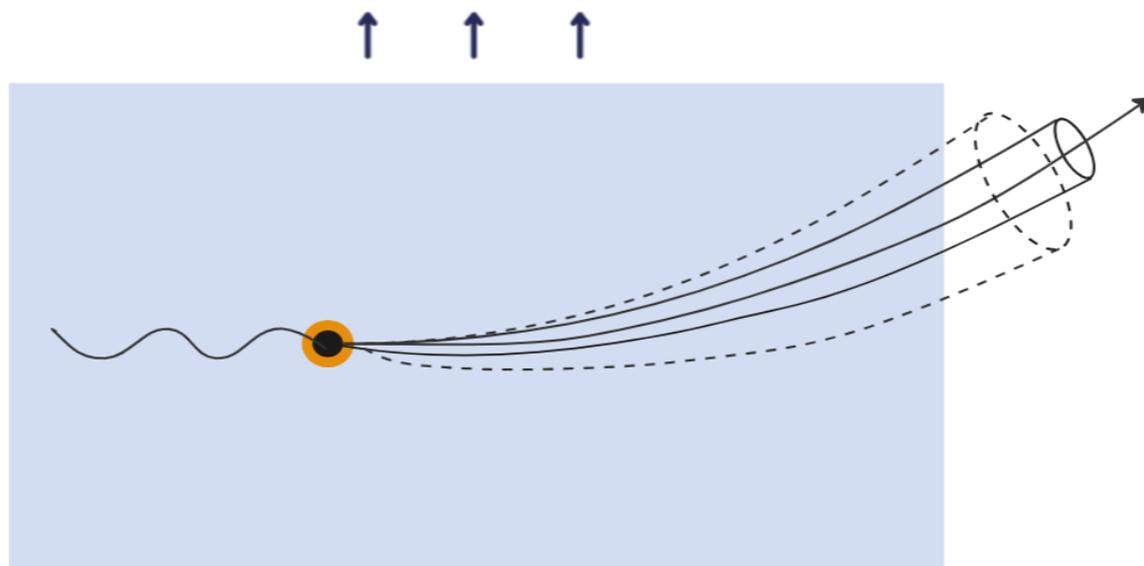
$$E \simeq 20 \text{ GeV} \Rightarrow \theta \sim 4.5^\circ$$

Вычисление средних

$$\langle p^2 \rangle = 2w^2 + C \int_0^L dz \left[1 - z \hat{\mathbf{g}} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z} \right] \rho(z) \int_{\mathbf{q}} \mathbf{q}^2 [v(\mathbf{q}^2)]^2$$

 \Rightarrow

$$\hat{q} \equiv \frac{d\langle p^2 \rangle}{dL}$$



$$\hat{q}(L) = \left[1 - \underbrace{L \hat{\mathbf{g}} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z}}_{\text{Новый вклад}} \right] \hat{q}_0(L),$$

Оценка эффекта

$$\hat{q}(z) = \left[1 - z \hat{\mathbf{g}} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z} \right] \hat{q}_0(z)$$

- Лидирующие вклады от градиентов температуры
- Зависимостью от z пренебрегаем

$$\hat{q}L = \left[1 - \frac{L}{2} \frac{\nabla \rho}{\rho} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z} \right] \hat{q}_0L$$

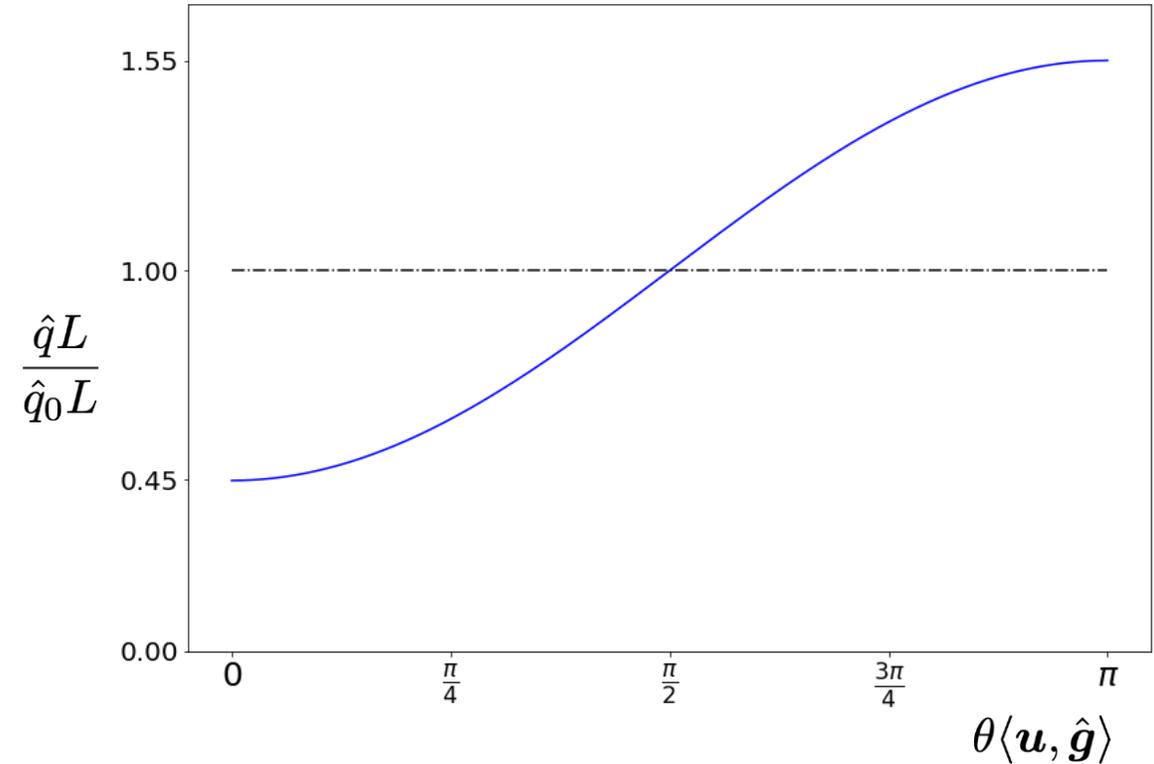
Выбор параметров

$$L \simeq 5 \text{ fm}$$

$$\left| \frac{\nabla T}{T^2} \right| \simeq 0.05$$

$$T \simeq 0.3 \text{ GeV}$$

$$u \simeq 0.7 c \quad \text{угол } \frac{\pi}{4} \text{ к оси } z$$



Оценка эффекта

$$\hat{q}(z) = \left[1 - z \hat{\mathbf{g}} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z} \right] \hat{q}_0(z)$$

- Лидирующие вклады от градиентов температуры
- Зависимостью от z пренебрегаем

$$\hat{q}L = \left[1 - \frac{L}{2} \frac{3 \left| \frac{\nabla T}{T^2} \right| T |\mathbf{u}| \cos(\theta)}{1 - u_z} \right] \hat{q}_0 L$$

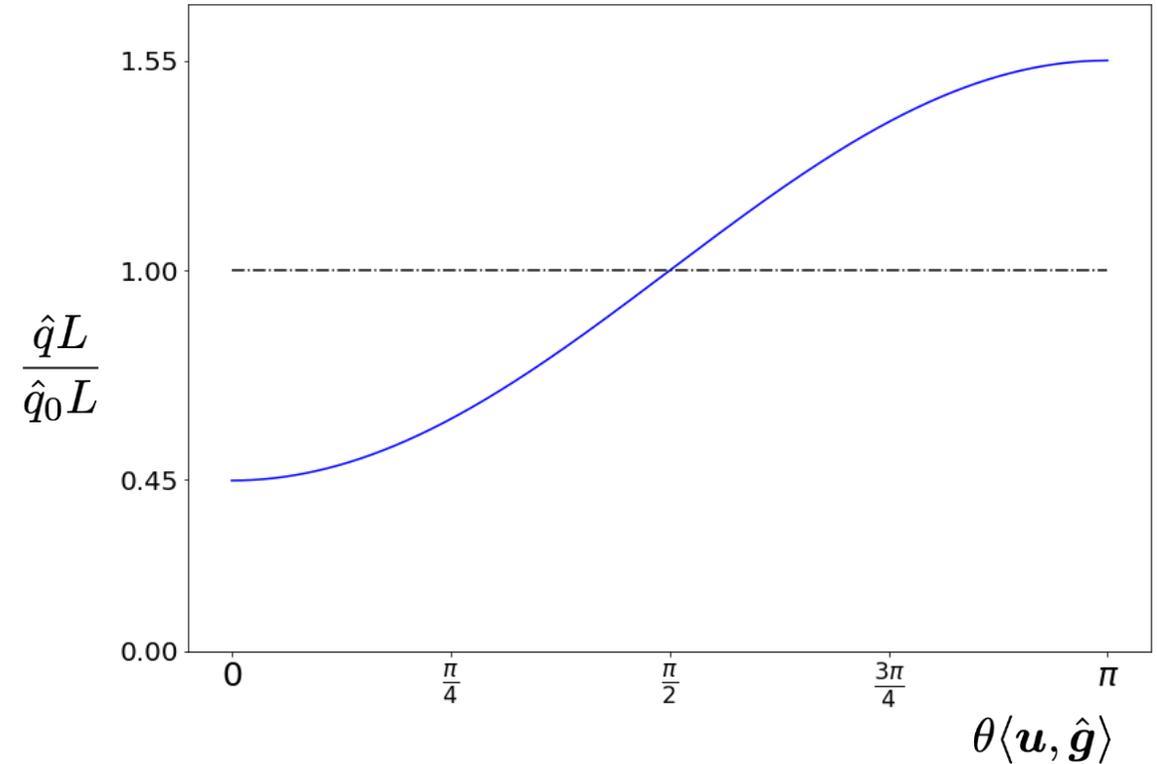
Выбор параметров

$$L \simeq 5 \text{ fm}$$

$$\left| \frac{\nabla T}{T^2} \right| \simeq 0.05$$

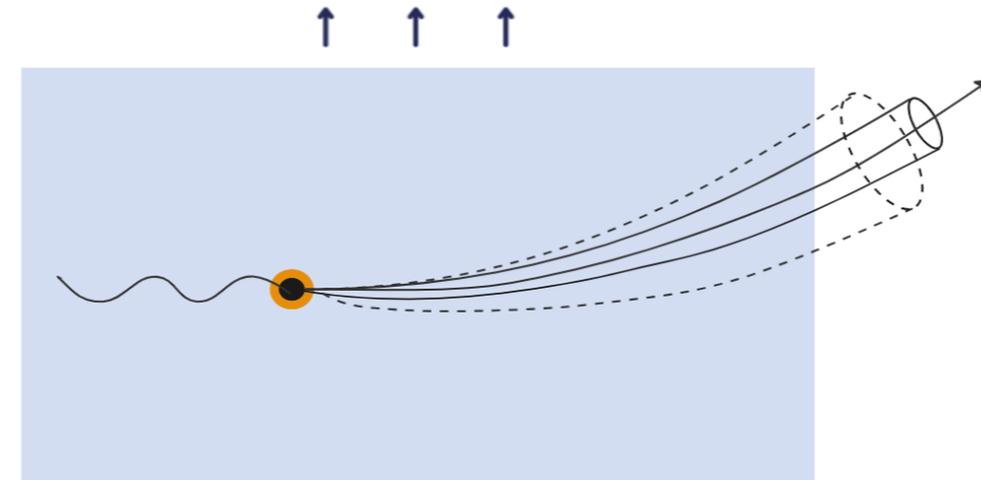
$$T \simeq 0.3 \text{ GeV}$$

$$u \simeq 0.7 c \quad \text{угол } \frac{\pi}{4} \text{ к оси } z$$



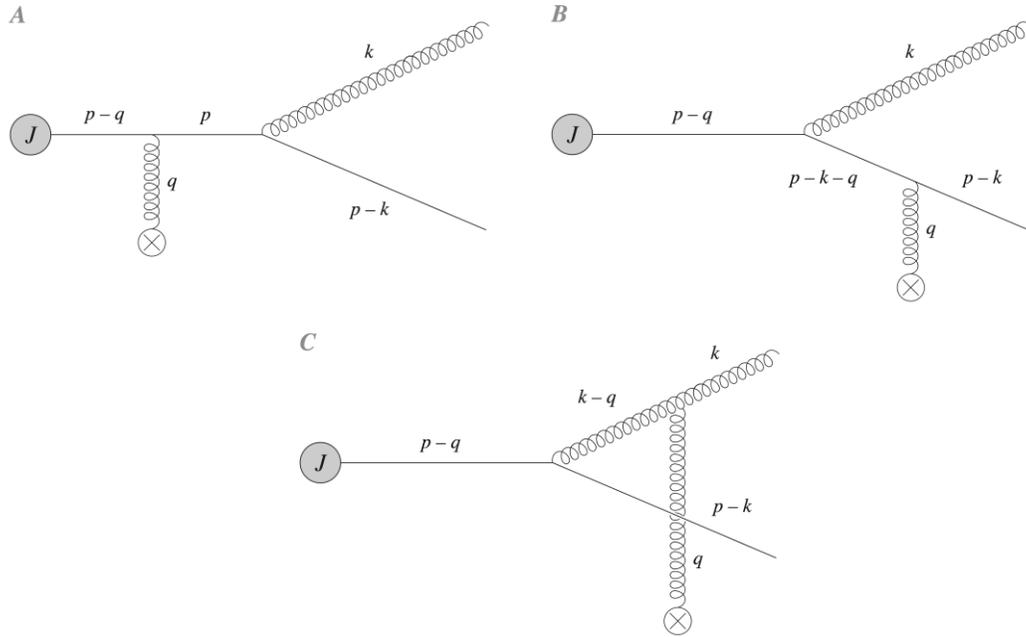
Промежуточные итоги

- Партон «чувствует» течение и неоднородность в среде!
- Посчитано распределение партонов по импульсу
- В распределении возникают характерные вклады с градиентам и скоростями

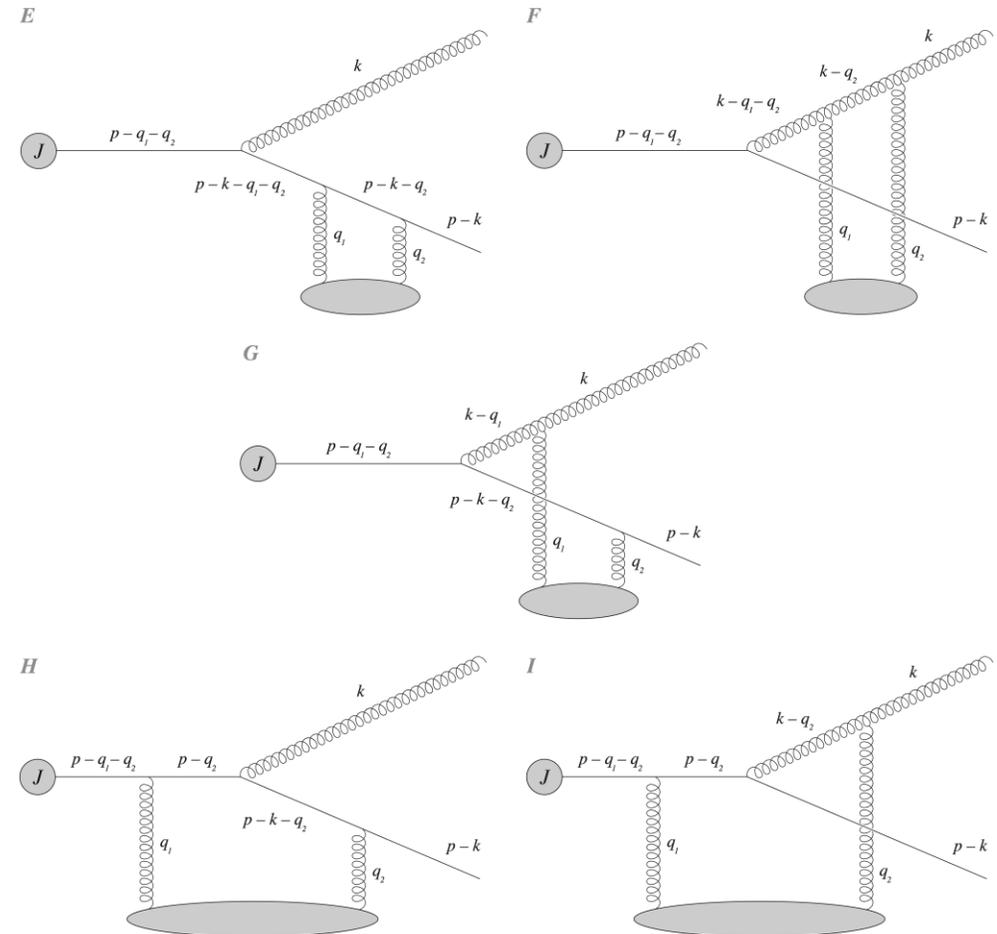


$$\hat{q}(L) = \left[1 - \underbrace{L \hat{g} \cdot \frac{u}{1 - u_z}}_{\text{Новый вклад}} \right] \hat{q}_0(L),$$

Излучение глюонов



Single Born



Double Born



Финальное распределение

$$E \frac{d\mathcal{N}^{(1)}}{d^2k dx d^2p dE} \equiv \frac{1}{[2(2\pi)^3]^2} \frac{1}{x(1-x)} \langle |\mathcal{R}_{N=1}|^2 \rangle$$

Лидирующие поправки в случае без скоростей в случае мягких глюонов

$$E \frac{d\mathcal{N}^{(1)}}{d^2k dx d^2p dE} = \frac{g^2 C_F}{(2\pi)^3 x} \left(E \frac{d\mathcal{N}^{(0)}}{d^2p dE} \right) \int_0^L dz \int_{\mathbf{q}} \rho(z) [v(\mathbf{q}^2)]^2$$

$$\times \left\{ \frac{2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{k}^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2} \left(1 - \cos \left(\frac{(\mathbf{k} - \mathbf{q})^2}{2xE} z \right) \right) \left(1 + \frac{\hat{\mathbf{g}} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{q})}{2xE} z \right) - \frac{\hat{\mathbf{g}} \cdot \mathbf{k}}{\mathbf{k}^2} \left[\frac{z}{xE} - \frac{1}{\mathbf{k}^2} \sin \left(\frac{\mathbf{k}^2}{2xE} z \right) \right] \right.$$

$$\left. + \frac{\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{q})}{\mathbf{k}^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2} \left[\frac{\hat{\mathbf{g}} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{q})}{xE} z - \hat{\mathbf{g}} \cdot \left(2 \frac{\mathbf{k} - \mathbf{q}}{(\mathbf{k} - \mathbf{q})^2} - \frac{\mathbf{k}}{\mathbf{k} \cdot (\mathbf{k} - \mathbf{q})} \right) \sin \left(\frac{(\mathbf{k} - \mathbf{q})^2}{2xE} z \right) \right] \right\}$$

Малая величина



Финальное распределение

$$E \frac{d\mathcal{N}^{(1)}}{d^2k dx d^2p dE} \equiv \frac{1}{[2(2\pi)^3]^2} \frac{1}{x(1-x)} \langle |\mathcal{R}_{N=1}|^2 \rangle$$

Смешанный эффект скорость-неоднородность,
Лидирующие вклады

$$\omega \frac{dI}{d^2k d\omega} = \frac{g^2 C_F}{(2\pi)^2} \int_0^L dz \int_{\mathbf{q}} [1 - \hat{\mathbf{g}} \cdot \mathbf{u} z] \frac{2 \mathbf{k} \cdot \mathbf{q}}{k^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2} \left[1 - \cos \left(\frac{(\mathbf{k} - \mathbf{q})^2}{2xE} z \right) \right] \rho(z) [v(\mathbf{q}^2)]^2$$



Оценки для излучения

$$\rho(\mathbf{x}, z) = 2\rho_0(\mathbf{x})e^{-\frac{2z}{L}}$$

Выбор профиля плотности

$$\rho_0 \sim T^3 \quad \mu \simeq gT$$

Модельные предположения

$$\mathbf{x} \frac{d\mathcal{I}^{(1)}}{dx d^2k} = \frac{4\alpha_s \chi N_c}{\pi} \int_{\mathbf{q}} \frac{2\mathbf{k} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{k}^2 (\mathbf{q}^2 + \mu^2)^2} \frac{L^3 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2}{L^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^4 + 16x^2 E^2} \left[1 + \left(\frac{L^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^4}{L^2 (\mathbf{k} - \mathbf{q})^4 + 16x^2 E^2} - \frac{3}{2} \right) L \frac{\mathbf{u} \cdot \nabla T}{T} \left(3 - \frac{4}{(\mathbf{q}^2 + \mu^2)} \right) \right]$$

Gyulassy, etc.

PRL [arXiv:nucl-th/0005032v1](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0005032v1)

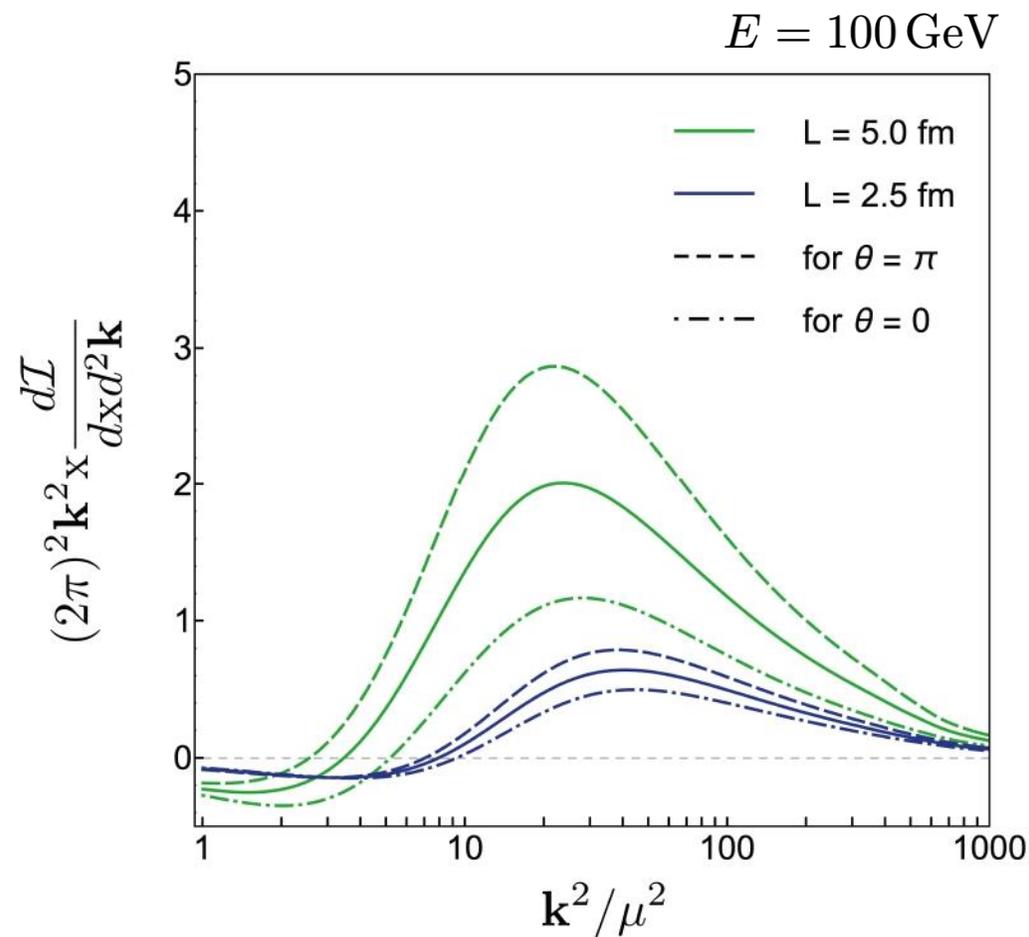
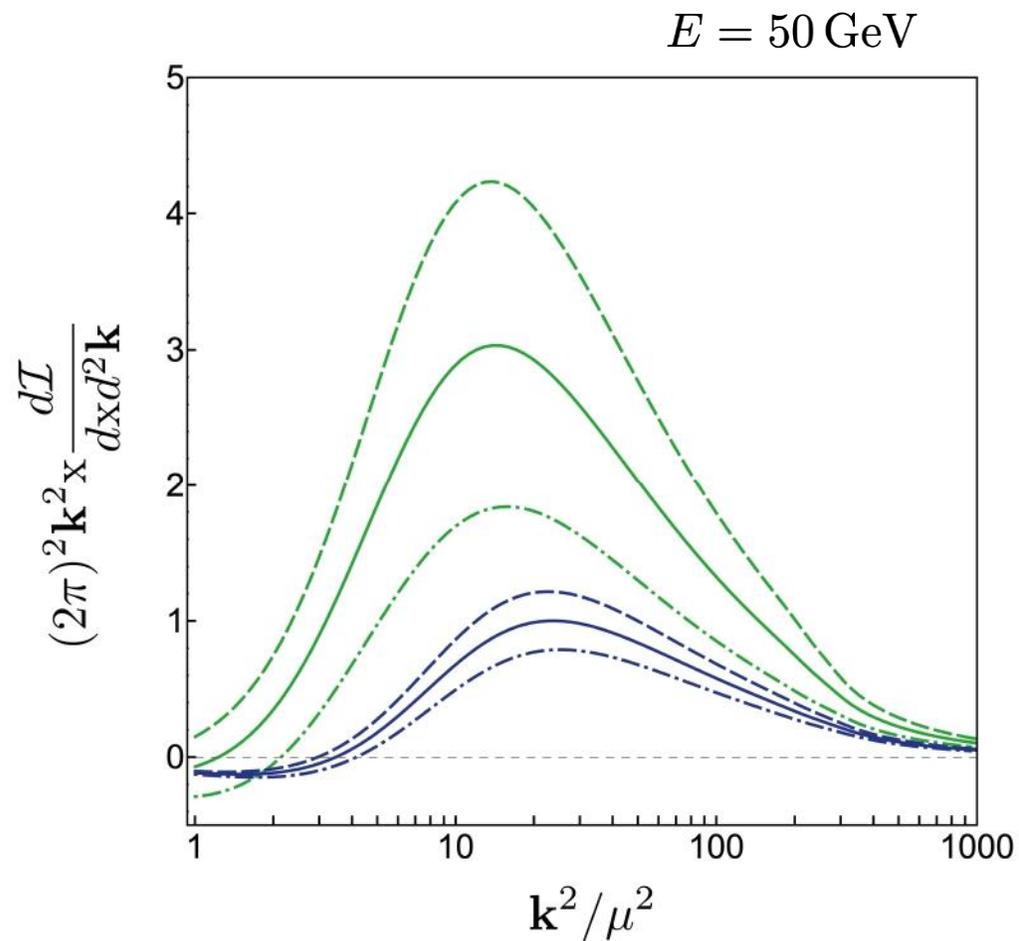
Смешанный эффект

$$\chi = \frac{C_F g^4 \rho_0}{2N_c 4\pi \mu^2} L$$

Прозрачность



Смешанные эффекты



$$\alpha_s = 0.3$$

$$\mu = 0.6 \text{ GeV}$$

$$x = 0.1$$

$$u = 0.3c$$

$$\left| \frac{\nabla T}{T^2} \right| = 0.1 \quad T = 0.3 \text{ GeV}$$

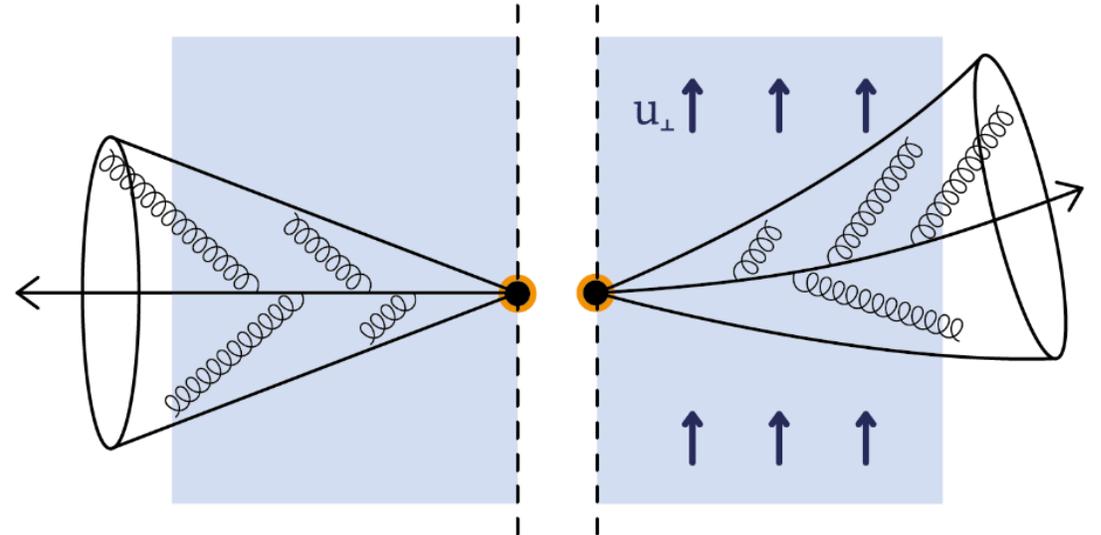


Потери энергии

$$\frac{dE}{dL} = \left[1 - L \hat{g} \cdot \mathbf{u} \right] \frac{dE_0}{dL}$$

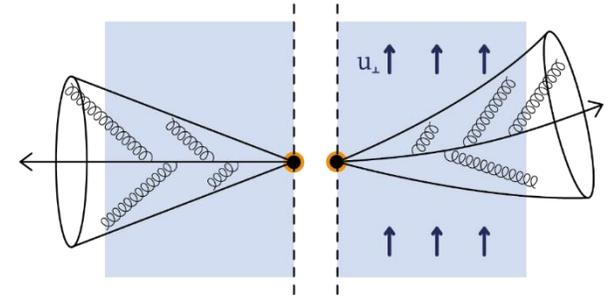
Аналогичен вкладу в уширении

$$\hat{q}(L) = \left[1 - L \hat{g} \cdot \frac{\mathbf{u}}{1 - u_z} \right] \hat{q}_0(L),$$



Подводя итоги

- Найдены дифференциальные сечения для основных процессов гашения адронных струй в текущей неоднородной кварк-глюонной плазме. Найденные сечения имеют характерные вклады, содержащие градиенты и скорости среды
- Такие вклады возникают в лидирующем порядке разложения по энергии, а численные оценки указывают на то, что они велики по сравнению с известными ранее, поэтому такие вклады представляют из себя еще один шаг к полноценному описанию струйной томографии
- Далее должно быть проведено пересуммирование полученных результатов с учетом новых вкладов.
- Теория должна быть расширена для случая неравновесной динамики среды



Сделано при поддержке гранта
РНФ 22-22-00664

