

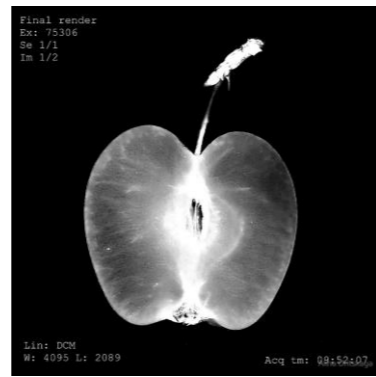
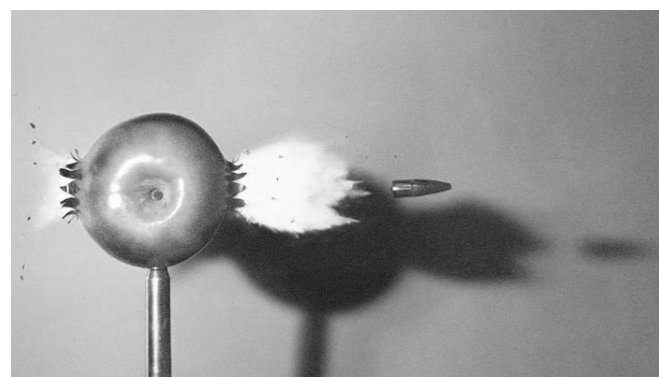
Эволюция адронных струй в текущей кварк-глюонной плазме



M.V. Kuzmin, X. Mayo Lopez, J. Reiten, A.V. Sadofyev, TBA, 2023.

Введение

В экспериментах по соударению тяжелых ионов рождается простейшее состояние ядерной материи, проявляющее коллективные свойства – кварк-глюонная плазма (КГП). Это очень короткоживущее состояние, поэтому динамику образовавшейся среды можно изучать за счёт отдельных высокоэнергетических частиц, наблюдающихся в виде струй. Такие струи появляются после того, как начальный партон и излученные им глюоны покидают среду и адронизируются. Анализируя адронные струи, мы можем косвенно узнать информацию о пространственно-временной динамике среды.



В работе [2] мы рассматриваем процессы, происходящие со струями в текущей анизотропной среде и находим новые вклады в сечения этих процессов. Также мы обсуждаем характерные эффекты, вызванные влиянием найденных поправок.

Теоретический формализм

- Следуя стандартному подходу в задаче подавления адронных струй, среда заменяется набором стохастических глюонных полей.

$$a_i(q) A^{\mu a} = \sum_i e^{iq \cdot x_i} (2p_{s,i} - q)_\nu (-igt_i^a) \times \frac{-ig^{\mu\nu}}{q^2 - \mu^2 + i\epsilon} (2\pi) \delta((p - q)^2 - M^2)$$

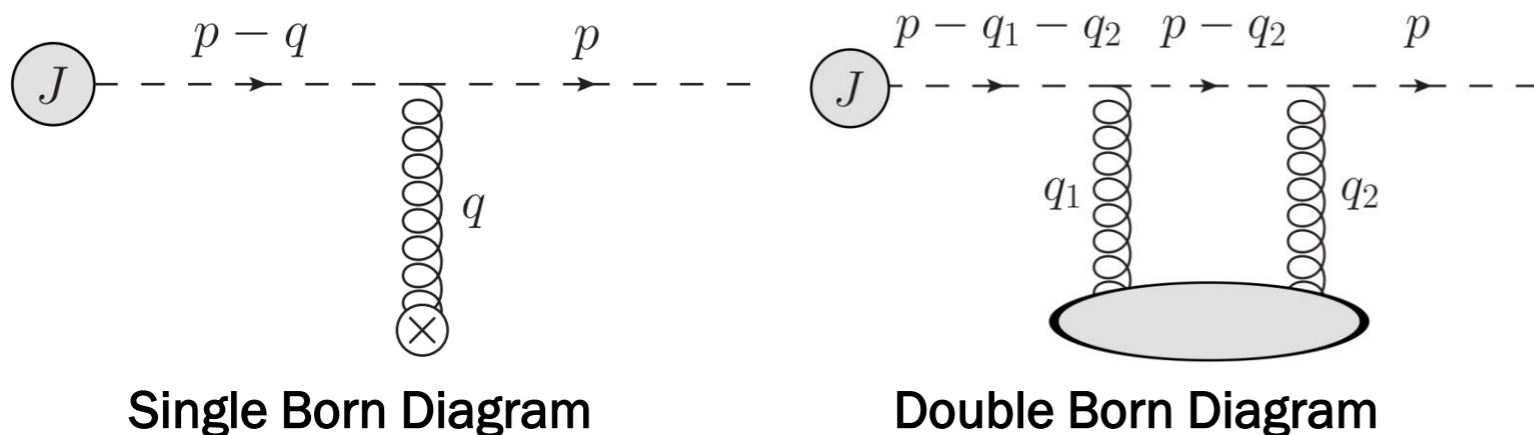
характерный потенциал глюонного поля в среде большая масса источника поля

- Мы будем считать, что энергия партона E намного больше характерной температуры среды T и поперечного импульса \perp , откуда возникает разложение по энергии.
- Будем пользоваться разложением по безразмерному параметру прозрачности χ [1], характеризующему степень разреженности среды. Для наглядности демонстрируемых результатов мы остановимся на первом порядке этого разложения.

$$\chi \equiv c \frac{g^4 \rho}{4\pi \mu^2} L \ll 1$$

Уширение адронных струй

Процесс уширения струй в первом порядке по прозрачности представлен двумя диаграммами



В рамках описанного теоретического формализма амплитуда для левой диаграммы запишется в виде

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

фиксирует начальное распределение

Учёт обеих диаграмм в сечение процесса позволяет получить конечное распределение партонов по импульсу

$$E \frac{dN^1}{d^2 p_\perp dE} = \int dz d^2 q_\perp \rho(z) \bar{\sigma}(q_\perp^2) \left[E \frac{dN^{(0)}}{d^2(p - q)_\perp dE} - E \frac{dN^{(0)}}{d^2 p_\perp dE} \right] \times \left(1 - \frac{zu_\perp^j}{1 - u_z} \left[\frac{\partial^j \rho(z)}{\rho} + 2 \frac{\partial v}{\partial \mu^2} \frac{\partial^j \mu^2}{v} \right] \right)$$

Новый вклад

Новый вклад возникает уже в лидирующем порядке по энергии. Оценим, его влияние на параметр гашения, используемый при проведении симуляций

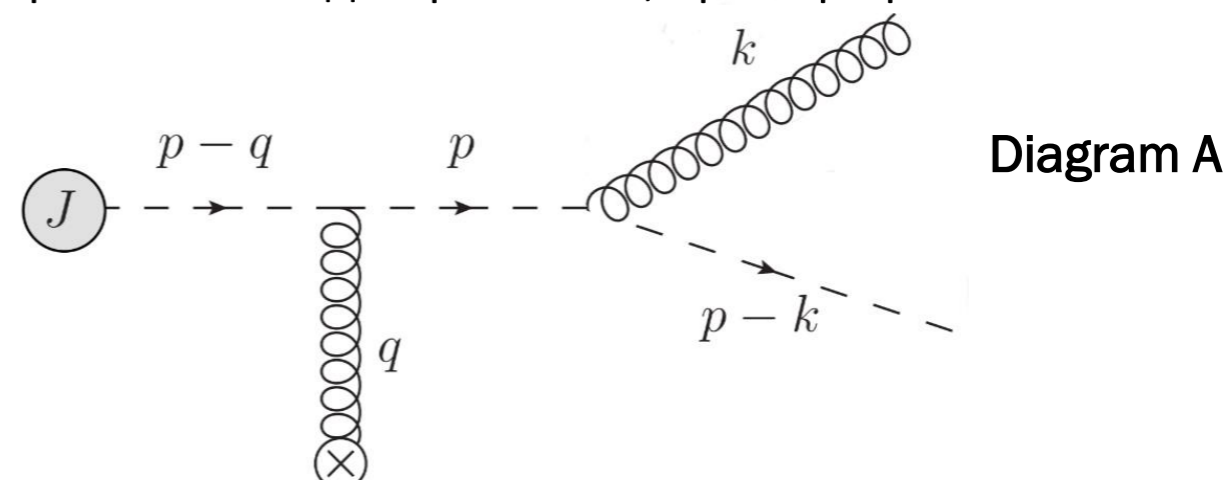
$$\hat{q} = \frac{d\langle p_\perp^2 \rangle}{dL}, \text{ тогда } \hat{q} = \hat{q}_0 \left(1 - \frac{L}{(1 - u_z)} \frac{\mathbf{u}_\perp \nabla \rho}{\rho} \right)$$

Новый вклад

Найденная поправка к параметру гашения не подавлена по энергии, а подстановка численных данных показывает, что её величина может быть сравнима с параметром в однородной среде.

Излучение глюонов

Большая часть энергетических потерь струи связана с процессом индуцированного излучения глюонов. В первом порядке по прозрачности процесс представлен 9 различными диаграммами, пример простейшей из них



Учёт новых вкладов в сечение процесса позволяет найти поправку к потерям энергии, приходящимся на единицу длины среды L

$$\frac{dE}{dL} = \left(1 - \frac{L \mathbf{u}_\perp \nabla \rho}{\rho} \right) \frac{dE_{\text{no grad}}}{dL}$$

Новый вклад

В этом случае поправка вновь не подавлена по энергии и при детальной оценке может достигать значения сравнимого с известным ранее вкладом.

Таким образом, можно ожидать, что найденные вклады оказывают значительное влияние на явление гашения адронных струй средой, поэтому они должны быть учтены при проведении симуляций для более полного описания струйной томографии.

Источники

- A. Sadofyev, M. D. Sievert, J. Vitev, Phys. Rev. D 104, 094044 (2021), arXiv:2104.09513.
- M.V. Kuzmin, X. Mayo Lopez, J. Reiten, A.V. Sadofyev, TBA, 2023