

# БАГАТОКОМПОНЕНТНА МОДЕЛЬ СИЛЬНО ВЗАЄМОДІЮЧОЇ МАТЕРІЇ ПОБЛИЗУ КХД-КРОСОВЕРУ: РЕЖИМИ ВИСОКИХ І НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР

**Я. Д. Кривенко-Еметов<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup>Національний технічний університет України, 03056, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, 03680, Київ, Україна

Релятивістські зіткнення важких ядер створюють короткоживучу сильно взаємодіючу систему, яка еволюціонує від кварк-глюонної плазми до адронного файрболу [1-3]. У проміжній області температур термодинамічний опис має враховувати не лише взаємодію між частинками, але й швидко зміну ефективного числа ступенів вільності. Стандартна багатокомпонентна модель ван дер Ваальса добре описує ефекти скінченного об'єму та середнього поля за скінченної густини, однак у вихідному вигляді використовує фіксовану виродженість і тому не може безпосередньо відтворити рівняння стану решіткової КХД [4-7].

Метою роботи є побудова компактної феноменологічної схеми, яка поєднує багатокомпонентний ван-дер-ваальсівський опис із температурно-залежною ефективною виродженістю  $g(T)$  та ефективним хімічним потенціалом  $\mu(T)$ . Такий підхід дозволяє описати трейсову аномалію КХД, тобто міру неконформності сильно взаємодіючої матерії, та інтерпретувати її максимум поблизу області кросоверу.

У малогустинному наближенні рівняння ван дер Ваальса можна записати як

$$P(T, n) \simeq Tn [1 + B(T)n],$$

що еквівалентно ідеальному газу зі зсунутим хімічним потенціалом [4,5]

$$\mu_{\text{int}} = \mu - TB(T)n.$$

Отже, взаємодія може бути подана як ефективна модифікація заселеності термодинамічних станів. Для баріонно-збагаченої матерії це природно пов'язано з перенормуванням ефективного хімічного потенціалу, тоді як для мезонного сектору потрібен окремий опис динамічної появи та зникнення ступенів вільності.

Ключовою спостережуваною величиною є трейсова аномалія

$$\Delta(T) = \frac{\varepsilon - 3P}{T^4},$$

яка в КХД пов'язана з порушенням масштабної інваріантності. З термодинамічної тотожності  $\varepsilon = T dP/dT - P$  випливає, що  $\Delta(T) = T d(P/T^4)/dT$ . Тому максимум трейсової аномалії виникає там, де безрозмірний тиск  $P/T^4$  найшвидше змінюється з температурою. У запропонованій моделі ця швидка зміна ефективно описується функцією  $g(T)$ .

Температурно-залежну виродженість подано у вигляді

$$g(T) = \begin{cases} g_0 [1 + \alpha(T/T_H)^2], & T < T_H, \\ g_0 [1 + \alpha(T/T_H)^2] + g_\infty [1 - e^{-\beta(T-T_H)}], & T \geq T_H. \end{cases}$$

Нижче  $T_H$  ця форма відображає хагедорнівське зростання густини адронних резонансів [8], а вище області кросоверу - поступову активацію партонних ступенів вільності. Обрана форма  $g(T)$  мінімально відтворює два очікувані режими: хагедорнівське зростання густини адронних станів при  $T < T_H$  та поступове насичення партонних ступенів вільності при  $T \geq T_H$ . Ефективний термодинамічний зсув хімічного потенціалу параметризовано як

$$\mu(T) = e_f - \frac{T}{m_{\text{eff}}},$$

що описує зменшення ролі зв'язаних адронних конфігурацій і поступове наближення до кварк-глюонного режиму.

У результаті трейсова аномалія в двох областях фазового простору  $(\mu, T)$  наближено отримується в вигляді розкладу за малими параметрами  $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$  та  $\frac{\mu(T)}{T} \gg 1$ :

$$\Delta(T, \mu) = g(T) \left[ 1 + B \left( \frac{\mu(T)}{T} \right)^2 + \dots \right], \quad \Delta(T, \mu) = g(T) [1 + C(\mu(T)T)^2 + \dots]$$

Параметр  $g(T)$  тут відіграє роль ефективної неконформної спектральної ваги, а множник із  $\mu(T)$  враховує додаткову неконформність, пов'язану з баріонною заселеністю системи. Такий запис є феноменологічним: він не претендує на мікроскопічне виведення з перших принципів, але акумулює основні ефекти взаємодії, спектральної густини та температурної активації ступенів вільності.

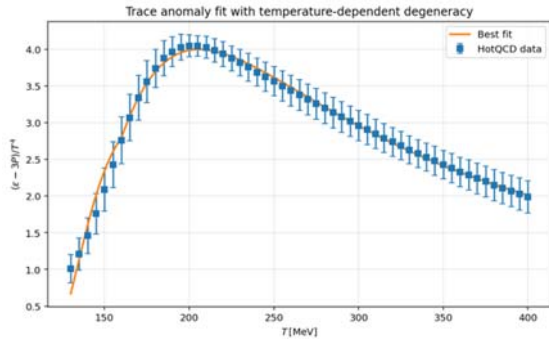


Рис. 1. Трейсова аномалія в області  $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$

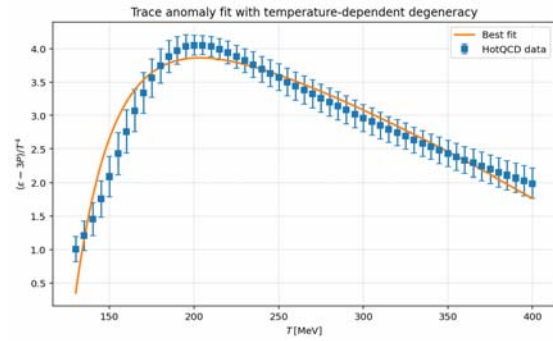


Рис. 2. Трейсова аномалія в області  $\frac{\mu(T)}{T} \gg 1$

Параметри моделі визначено шляхом  $\chi^2$ -підгонки до решіткових даних для рівняння стану КХД [6, 7]. Отримана крива (Рис.1.) в області  $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$  відтворює положення максимуму трейсової аномалії при  $T \approx 200$  MeV, її асиметричну форму та високотемпературний хвіст. Для використаного набору даних отримано  $\chi^2 = 6.92$  та  $\chi^2_{\text{red}} \approx 0.14$ . Мале значення зведеного критерію свідчить про те, що основна форма решіткових даних добре відтворюється, хоча його слід інтерпретувати обережно з огляду на можливі консервативні оцінки похибок.

В області  $\frac{\mu(T)}{T} \gg 1$  (Рис. 2.) узгодження є помітно гіршим:  $\chi^2 = 42.86$  та  $\chi^2_{\text{red}} \approx 0.89$ . Це, ймовірно, пов'язано з тим, що у даній області результати решіткової КХД мають підвищену модельну та чисельну невизначеність.

Фізично пік трейсової аномалії виникає внаслідок конкуренції двох механізмів: швидкого зростання числа активних адронних і партонних ступенів вільності та пригнічення ефективного хімічного потенціалу, пов'язаного з деконфайнментом і плавленням зв'язаних станів. Максимум trace anomaly інтерпретується як прояв швидкого crossover-перерозподілу між адронними та партонними ступенями вільності. У високотемпературній межі очікується наближення до пертурбативного режиму КХД, для якого  $\Delta(T) \rightarrow 0$ , що узгоджується з асимптотичною свободою.

Отже, запропонована схема встановлює зв'язок між ван-дер-ваальсівською динамікою адронної матерії, хагедорнівським спектром та решітковою термодинамікою КХД. КХД-кросовер у цій картині є не лише зміною набору ступенів вільності, а динамічним перерозподілом ступенів вільності між адронним і партонним режимами. Окремо розглянуто режими слабкої та сильної ефективної баріонної заселеності, що відповідають  $\frac{\mu(T)}{T} \ll 1$  та  $\frac{\mu(T)}{T} \gg 1$ : Подальший розвиток підходу може включати мікроскопічне виведення  $g(T)$  зі спектральної густини, врахування петлі Полякова, температурно-залежних квазічастинкових мас і узагальнення моделі на транспортні коефіцієнти та швидкість звуку.

1. E.V. Shuryak. The QCD Vacuum, Hadrons and Superdense Matter. 2nd ed. (Singapore: World Scientific, 2004).
2. M. Gyulassy, L. McLerran. Nucl. Phys. A 750 (2005) 30.
3. P. Braun-Munzinger, J. Stachel. Nature 448 (2007) 302.
4. Y.D. Krivenko-Emetov. Lett. High Energy Phys. 2023 (2023) 401.
5. M.I. Gorenstein, A.P. Kostyuk, Y.D. Krivenko. J. Phys. G 25(9) (1999) L75.
6. S. Borsanyi et al. Phys. Lett. B 730 (2014) 99.
7. A. Bazavov et al. Phys. Rev. D 90 (2014) 094503.
8. R. Hagedorn. Nuovo Cim. Suppl. 3 (1965) 147.