

В.В. САГУН

Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України
(Вул. Метрологічна, 14б, Київ 03143; e-mail: v_sagun@ukr.net)

Λ-АНОМАЛІЯ ПРИ АДРОННОМУ ХІМІЧНОМУ ФРІЗАУТІ

УДК 539

У даній роботі запропоновано новий спосіб подолання вибіркового пригнічення виходів Λ гіперонів, відомого як Λ-аномалія. Для вирішення цієї проблеми було введено додатковий радіус Λ гіперону в модель адронного резонансного газу із мультикомпонентним відштовхуванням типу твердого кору. Розроблений підхід дозволив високоякісно описати відношення адронних множинностей, виміряних при енергіях AGS, SPS та RHIC, із точністю $\chi^2/dof = 52/55 \simeq 0,95$.

Ключові слова: адронні множинності, відштовхування твердого кору, хімічний фрізаут, пригнічення дивності.

1. Вступ

Впродовж останніх десятиріч було проведено цілу низку надзвичайно складних експериментів із зіткнень важких іонів, спрямованих на дослідження властивостей сильновзаємодіючої матерії в екстремальних умовах. Так, основною метою експериментів, які проводяться на установках RHIC та LHC, є дослідження властивостей сильновзаємодіючої речовини в екстремальних умовах та пошуки нового стану КХД матерії – кварк-глюонної плазми. Теоретичні зусилля ґраткової КХД та феноменологічних підходів також направлені на побудову відповідної фазової діаграми. Застосуванням гідродинамічних, кінетичних та термальних моделей, кожна з яких не може повністю описати весь процес зіткнення, а тільки його певну стадію, вдається відтворити всі стадії еволюції системи. Так, стадія хімічного фрізауту (ХФ) описується моделлю адронного резонансного газу (МАРГ) [1–3]. Слідуючи за [1–3], ХФ розглядається як стадія зіткнень важких іонів, при якій всі частинки перестають взаємодіяти непружно, а отже, адронні множинності після цього змінюються лише за рахунок розпадів. Крім того, МАРГ базується на припущенні про наявність термальної рівноваги в системі. Тому, виходи адронів повністю визначаються рівноважними параметрами ХФ, а саме, температурою T та хімічними потенціалами μ_B , μ_S , μ_{I3} , які відповідають збереженню баріонного заряду, дивності та третьої проекції ізоспіну. Успі-

шність застосування такого підходу для опису виходів частинок було продемонстровано для енергій зіткнення в діапазоні від AGS до LHC [1–5].

Необхідно зазначити, що до недавнього часу МАРГ мала суттєві проблеми із описом адронів, в які входили (анти)дивні кварки, що, в свою чергу, не давало можливість описати з високою точністю наявні експериментальні дані. Особливо ці проблеми стосувалися залежності від енергії зіткнення таких відношень множинностей, як K^+ до π^+ , або Пік Дивності, та Λ до π^- .

Традиційно, для покращення опису всіх дивних адронів використовується фактор пригнічення дивності, який було запропоновано в [6], як вільний параметр при моделюванні. Даний параметр описує відхилення (анти)дивних адронів від хімічної рівноваги в системі. Однак, як виявилось, включення параметра γ_s в модель із однокомпонентним відштовхуванням типу твердого кору не привело до суттєвого покращення опису адронних множинностей [7, 8]. Досягнути високої якості опису експериментальних даних (із $\chi^2/dof \simeq 1,06$) та продемонструвати важливість застосування фактора пригнічення дивності вперше вдалося саме за допомогою МАРГ із мультикомпонентним відштовхуванням [4]. Крім того, на відміну від попередніх результатів [7], при низьких енергіях було виявлено підсилення дивності [4, 9], а не її пригнічення. Хоча підхід на основі введення параметра γ_s обговорюється вже понад 20 років, але тільки останнім часом було знайдено в [4, 10, 11] його фізичне обґрунтування за допомогою підходу від-

окремлених ХФ для дивних та недивних адронів. Як було продемонстровано в [9], розглядаючи тільки один ХФ для всіх адронів у системі, ми незмінно отримуємо $\gamma_s > 1$. Цей результат дійсно сигналізує про відсутність хімічної рівноваги між дивними та всіма іншими адронами, особливо при низьких енергіях зіткнень, а також про необхідність введення для них відокремлених фірзаутів.

Оскільки, на сьогоднішній день, застосування γ_s фіта залишається, по-перше, набагато більш простим та ефективним способом описання даних, а, по-друге, більш точно описує Пік Дивності, тому в даній роботі і застосовується саме підхід на основі параметра γ_s .

Як було продемонстровано в [3], необхідним елементом МАРГ є мультикомпонентне відштовхування типу твердого кору. Впровадження відповідних радіусів адронів враховує відштовхування між конститuentами, в той час, як притягання між ними враховується за допомогою багатьох сортів адронів. Адекватним способом введення відштовхування твердого кору є розгляд адронного газу як мультикомпонентної суміші частинок із різними радіусами [3, 4, 12, 13]. Задля забезпечення найкращого опису всіх даних у [4] радіуси баріонів R_b та мезонів R_m фіксувалися на значеннях 0,2 фм та 0,4 фм, відповідно, в той час, як радіуси каонів R_K та π -мезонів R_π фітувалися незалежним чином. В результаті, проведено високоякісний фіт експериментальних даних за допомогою мультикомпонентної МАРГ та вільного параметра γ_s із $\chi^2/dof \simeq 1,15$ для 111 незалежних відношень адронних множинностей, виміряних при 14 значеннях енергії зіткнення в системі центра мас в інтервалі від 2,7 ГеВ до 200 ГеВ. Особливо, значне покращення опису спостерігається для залежності відношення K^+/π^+ від енергії з точністю $\chi^2/dof = 3,3/14$ (в порівнянні із попередніми результатами $\chi^2/dof = 7,5/14$ [3]). В той самий час, для Λ/π^- та $\bar{\Lambda}/\pi^-$ відношень теоретичний опис експериментальних даних не є задовільним. Так, наприклад, один із найкращих описів відношення Λ/π^- в [14] проведено з точністю $\chi^2/dof = 10/8$. Помітні проблеми із описом відношень, в які входять Λ та $\bar{\Lambda}$ гіперони, не є новою. Як зазначалося в [2, 3, 14, 15], надто повільний спад модельного опису даних для Λ/π^- є наслідком $\bar{\Lambda}$ -аномалії, що була помічена в [2, 16]. Подібні висновки про вибіркоче пригнічення виходів \bar{p} , $\bar{\Lambda}$ та Ξ множин-

ностей також наведено в [5, 17, 18]. Для вирішення даної проблеми запропоновано ввести радіус твердого кору Λ гіперону, врахувавши таким чином відмінності його взаємодії від всіх інших адронів. Як буде продемонстровано далі, дане доповнення МАРГ допомагає не тільки суттєво покращити опис найпроблематичніших відношень множинностей частинок, а й загальний опис всіх інших відношень частинок, виміряних в широкому діапазоні енергій від АGS до RHIC.

Роботу побудовано таким чином. В наступному розділі представлено основні положення МАРГ. Розділ 3 присвячений розгляду експериментальних даних, що використовувалися в даній роботі. Отримані результати фіта та міркування з приводу покращення опису множинностей адронів подано в розділі 4. Завершує роботу розділ 5 із підсумковими висновками.

2. Модель адронного резонансного газу

Опис адронних множинностей проводиться за допомогою мультикомпонентної МАРГ, що є однією з найкращих термальних моделей на сьогоднішній день. Як було продемонстровано в [1–3, 7, 12], при відповідних температурах адронного газу квантовою статистикою можна виправдано знехтувати і ефективно описувати відштовхування між конститuentами за допомогою радіусів твердого кору. В той самий час, притягання між адронами описується, як і в моделі статистичного бутстрапу [19], за рахунок великої кількості адронних ступенів вільності. Для ефективного опису адронних множинностей фітувалися радіуси твердого кору піонів, каонів, всіх інших мезонів, Λ гіперонів та всіх інших адронів.

Для термодинамічного опису ХФ адронів розглядається бoльцманівський газ, що складається з s адронних сортів, і має температуру T та об'єм V . Сукупність адронів i -го сорту будемо характеризувати змінною N_i , а загальну кількість частинок, як $M = \sum_{i=1}^s N_i$. Для двох будь-яких типів частинок i та j , що взаємодіють, введемо виключений об'єм $b_{ij} = \frac{2\pi}{3}(R_i + R_j)^3$, що, в свою чергу, входить в матрицю віріальних коефіцієнтів $B = (b_{ij})$. Ця матриця є симетричною, а саме $b_{ij} = b_{ji}$.

Канонічна функція розподілу для суміші ван дер ваальсівських газів із мультикомпонентним

відштовхуванням має вигляд [12]:

$$Z_{VdW}(T, V, N_i) = \left[\prod_{i=1}^s \frac{\phi_i^{N_i}}{N_i!} \right] \left[V - \frac{N^T B N}{M} \right]^M, \quad (1)$$

де N є матрицею стовпчиком

$$N = \begin{pmatrix} N_1 \\ N_2 \\ \dots \\ N_s \end{pmatrix}, \quad (2)$$

а N^T , відповідно, транспонованою їй матрицею. Одночастинкова термальна густина $\phi_i(T, m, g)$, що відповідає адрону маси m_i та фактором виродження g_i , знаходиться з рівняння

$$\phi_i(T) = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int \exp\left(-\frac{\sqrt{k^2 + m_i^2}}{T}\right) d^3k. \quad (3)$$

Кожен адронний сорт характеризується повним хімічним потенціалом $\mu_i \equiv Q_i^B \mu_B + Q_i^S \mu_S + Q_i^{I3} \mu_{I3}$, що виражається через баріонний хімічний потенціал μ_B , хімічний потенціал третьої проекції ізоспіну μ_{I3} , дивний хімічний потенціал μ_S та відповідні заряди Q_i^L ($L \in \{B, S, I3\}$).

Оскільки, при зіткненнях важких іонів кількість частинок не зберігається, слід перейти до великого канонічного ансамблю із статистичною сумою у вигляді:

$$\mathcal{Z} = \sum_{N_1=1}^{\infty} \sum_{N_2=1}^{\infty} \dots \sum_{N_s=1}^{\infty} \left(\prod_{i=1}^s \exp\left[\frac{\mu_i N_i}{T}\right] \right) Z_{VdW}. \quad (4)$$

Слідуючи методу максимального члена [20] в термодинамічній границі статистичну суму (4) можна замінити членом, який дає найбільший внесок в \mathcal{Z} . Нехай, саме такий внесок дає матриця N^* . Відтак, тиск системи буде визначатися співвідношенням

$$p/T = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{\mathcal{Z}}{V} = \lim_{V \rightarrow \infty} \frac{1}{V} \ln \left[\prod_{i=1}^s \frac{A_i^{N_i^*}}{N_i^*!} \left(V - \frac{(N^*)^T B N^*}{M^*} \right)^{M^*} \right], \quad (5)$$

де $A_i = \phi_i \exp\left[\frac{\mu_i}{T}\right]$. Для знаходження значення N^* застосуємо умову максимуму функції ($i = 1 \dots s$):

$$\frac{\partial}{\partial N_i^*} \left[\ln \left[\prod_{i=1}^s \frac{A_i^{N_i^*}}{N_i^*!} \left(V - \frac{(N^*)^T B N^*}{M^*} \right)^{M^*} \right] \right] = 0. \quad (6)$$

Диференціюючи та проводячи наступну заміну $\xi_i = \frac{N_i^*}{V - \frac{(N^*)^T B N^*}{M^*}}$, отримуємо

$$\xi_i = A_i \exp\left(-\sum_{j=1}^s 2\xi_j b_{ij} + \frac{\xi^T B \xi}{\sum_{j=1}^s \xi_j}\right). \quad (7)$$

Змінна ξ є вектором стовпчиком відповідних коефіцієнтів ξ_i , подібно до (2).

Величина $T\xi_i$ є нічим іншим, як парціальним тиском адронів i -го сорту. Отже, використавши (7), адронну густина $n_i = \frac{N_i^*}{V}$ та тиск системи p виразимо, як

$$p = T \sum_{i=1}^s \xi_i, \quad (8)$$

$$n_i^L = \frac{Q_i^L \xi_i}{1 + \frac{\xi^T B \xi}{\sum_{j=1}^s \xi_j}}. \quad (9)$$

Рівняння (7) та (8) дозволяють знайти тиск системи за відомих значень T та μ_i , а рівняння (9) – термальну множинність зарядів Q^L .

Основними параметрами фітування в моделі є: температура T , баріонний хімічний потенціал μ_B та хімічний потенціал третьої проекції ізоспіну μ_{I3} , в той час, як дивний хімічний потенціал μ_S знаходився із умови рівності нулеві повної дивності в системі. Залежність параметрів моделі від енергії зіткнення продемонстровано на рис. 1 для T , μ_B та μ_{I3} . Більш детальний опис моделі наведено в [3, 13].

Крім того, в представленій роботі розглядається можливе відхилення від рівноваги дивних частинок шляхом загальноприйнятого введення фактора пригнічення дивності γ_s . Математично це реалізується за рахунок заміни одночастинкової термальної густини $\phi_i(T)$ у рівнянні (3) на

$$\phi_i(T) \rightarrow \phi_i(T) \gamma_s^{s_i}, \quad (10)$$

де s_i дорівнює загальній кількості дивних валентних кварків та антикварків. Це стандартна процедура [6], що дозволяє врахувати можливе відхилення дивного заряду від повної хімічної рівноваги.

Одним із важливих елементів даної моделі є врахування ширини адронного стану Γ_i . Оскільки, як було продемонстровано в [3, 21], термодинамічні

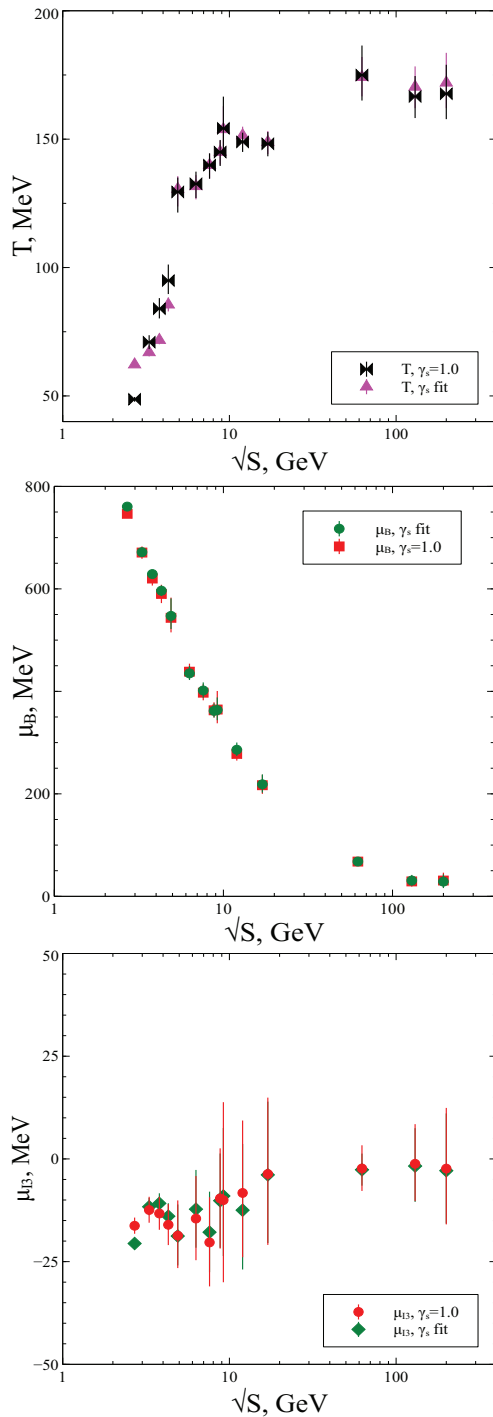


Рис. 1. Поведінка параметрів хімічного фрізауту в моделі із $\gamma_s=1$ та фітом параметра γ_s . Температура хімічного фрізауту (верхній рисунок), баріонний хімічний потенціал (середній рисунок) та хімічний потенціал третьої проекції ізоспіну (нижній рисунок) залежно від енергії зіткнення

властивості адронної системи є надзвичайно чутливими до ширини. Введення скінченної ширини резонансів здійснювалося за рахунок загальноприйнятої модифікації одночастинкової термальної густини $\phi_i(T)$ [2]. А саме, усереднюючи всі члени, в які входить маса, Брейт-Вігнерівською функцією розподілу із порогом M_i для кожного резонансу. В результаті, модифікована одночастинкова термальна густина i -го сорту має вигляд

$$\int \exp\left(-\frac{\sqrt{k^2+m_i^2}}{T}\right) d^3k \rightarrow \frac{\int_{M_i}^{\infty} \frac{dx}{(x-m_i)^2+\Gamma_i^2/4} \int \exp\left(-\frac{\sqrt{k^2+x^2}}{T}\right) d^3k}{\int_{M_i}^{\infty} \frac{dx}{(x-m_i)^2+\Gamma_i^2/4}}, \quad (11)$$

де m_i – середня маса адрону.

Експериментально задетектовані адронні множинності є сумою термальної складової та складової, що виникає внаслідок розпадів адронів. Так, наприклад, велика частина піонів з'являється завдяки розпадам важких адронів. Ефект резонансних розпадів $Y \rightarrow X$ до фінальних адронних множинностей враховується, як

$$n^{\text{fn}}(X) = \sum_Y BR(Y \rightarrow X)n^{\text{th}}(Y), \quad (12)$$

де $BR(Y \rightarrow X)$ – імовірність розпаду Y -го адрона в адрон X . Крім того, для зручності вважається, що $BR(X \rightarrow X) = 1$. Всі параметри (маси m_i , ширини Γ_i , фактори виродження g_i та імовірності розпадів за каналами для всіх сильних розпадів), що застосовувалися при фітуванні даних, бралися із таблиць частинок термодинамічного коду THERMUS [22].

3. Експериментальні дані

За допомогою представленої моделі фітувалися експериментальні дані по зіткненням важких іонів, а саме відношення виходів частинок, вимірених у центральній області швидкості. На відміну від окремого фіта виходів частинок, фіт їх відношень дозволяє зменшити число параметрів моделі за рахунок виключення ефективного об'єму системи [4].

Так, при енергіях зіткнень AGS в діапазоні $\sqrt{s_{NN}} = 2,7 - 4,9$ GeV (кінетична енергія пучка

від 2 GeV до 10,7 GeV на нуклон) доступними є високоякісні дані. Для енергій 2, 4, 6 та 8 GeV на нуклон доступні виходи піонів [23, 24], протонів [25, 26], каонів [24] (окрім енергії 2 GeV на нуклон), а також Λ гіперонів, проінтегрованих по куту 4π [27]. Для енергії пучка 6 GeV на нуклон виміряні множинності Ξ^- гіперону, проінтегрованого по 4π , [28]. Експериментально виміряні виходи Λ та Ξ^- гіперонів в центральній області швидкості, згідно з [2], не відповідають вимогам, натомість розглядаються вже відкоректовані дані із роботи [2]. Для енергії в системі центра мас $\sqrt{s_{NN}} = 4,9$ GeV доступні також виходи ϕ мезону [29], Λ та $\bar{\Lambda}$ гіперонів [16, 30]. Слідуючи за [3], було використано результати експериментальних вимірів множинностей частинок колаборацією NA49 в центральній області швидкостей [31–36]. Оскільки результати різних колаборацій на прискорювачі RHIC для зіткнень важких іонів при високих енергіях збігаються між собою, аналізувалися дані колаборації STAR для $\sqrt{s_{NN}} = 9,2$ GeV [37], $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ GeV [38], $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV [39–42], а також 200 GeV [42–44].

Критерієм найкращого опису експериментальних даних була мінімальність відносного відхилення фіта від експериментальних даних $\chi^2 = \sum_i \frac{(r_i^{\text{theor}} - r_i^{\text{exp}})^2}{\sigma_i^2}$, де r_i^{exp} – експериментальне значення виходу i -ї частинки, r_i^{theor} – передбачуване теоретичне значення, σ_i – повна похибка експериментального значення.

Для пошуку відповідних значень радіусів твердого кору, що задовольняють критерій мінімальності середньоквадратичного відхилення, було проведено глобальний фіт експериментальних даних. Отримані за результатами даного фіта радіуси адронів було зафіксовано і проведено новий фіт. Таким чином, в підрахунку ступенів вільності в моделі радіуси частинок, як зазвичай [1–5], не враховуються, адже вони є попередньо зафіксованими.

4. Результати підгонки

Для 14 енергій зіткнення $\sqrt{s_{NN}} = 2,7, 3,3, 3,8, 4,3, 4,9, 6,3, 7,6, 8,8, 9,2, 12, 17, 62,4, 130, 200$ GeV найкращий опис експериментальних даних, що відповідає мінімальності χ^2 , отримано для $R_b = 0,355$ фм, $R_m = 0,4$ фм, $R_\pi = 0,1$ фм, $R_K = 0,38$ фм та $R_\Lambda = 0,11$ фм. Крім того, виявлено

слабку залежність модельних параметрів від радіуса піонів, на відміну від зміни радіуса Λ гіперону.

Проведений фіт експериментальних даних для випадку $\gamma_s=1$ демонструє незначне покращення опису $\chi^2/dof = 75,49/69 \simeq 1,09$, в порівнянні із подібним фітом для чотирьох радіусів твердого кору $\chi^2/dof = 80,5/69 \simeq 1,16$ [4]. Розглянемо більш детально всі найпомітніші покращення в описі адронних множинностей. Для енергій зіткнення $\sqrt{s_{NN}} = 2,7, 3,3, 3,8, 4,3$ GeV вдосконалення і так бездоганно описаних даних в [2] немає, адже експериментально виміряна кількість відношень становить всього лише 4, 5, 5, 5, відповідно, і тільки каони та Λ гіперони складаються із дивних кварків. Для енергії AGS $\sqrt{s_{NN}} = 4,9$ GeV введення додаткового радіуса R_Λ значно покращило опис відношень K^-/K^+ та p/π^- , в той час, як погіршило опис K^+/π^+ та Λ/π^- відношень (подробіці див. на рис. 2). Значні покращення в описі Λ та $\bar{\Lambda}$ гіперонів помітні для енергій $\sqrt{s_{NN}} = 6,3, 8,8, 12, 17, 130$ та 200 GeV. Як видно з рис. 2, якість опису відношень, в які входять Λ та $\bar{\Lambda}$ гіперони (Λ/π^- , $\bar{\Lambda}/\pi^-$, $\bar{\Lambda}/\Lambda$), значно покращилася, але натомість не систематично погіршився опис відношень, в які входять каони. Так, при $\sqrt{s_{NN}} = 12$ GeV незначно погіршилася якість опису K^+/π^+ , K^-/K^+ та φ/K^+ відношень.

Додаючи γ_s , як вільний параметр фіта, вдається якісніше описати відношення виходів всіх частинок із точністю $\chi^2/dof = 52/55 \simeq 0,95$. При цьому, як продемонстровано на рис. 3, сам параметр γ_s при низьких енергіях набуває значення більші за 1, що є підтвердженням підсилення дивності, знайденого в [4]. Згідно з рис. 3, в діапазоні енергій 4,3–4,9 GeV $\sqrt{s_{NN}}$ залежність параметра γ_s має локальний мінімум, що може сигналізувати про якісну зміну властивостей системи [21]. Пошук даного типу нерегулярностей має важливе значення, адже вони можуть бути сигналами фазового переходу деконфайнменту. Для більш точного твердження про нерегулярності в даному діапазоні енергії необхідно провести детальний експериментальний скан в діапазоні енергій зіткнення в системі центра мас від 4 до 5 GeV.

Розглядаючи якість опису відношень частинок для випадку γ_s фіта, можна стверджувати, що спостерігається загальне покращення опису множинностей частинок, особливо тих, в які входять Λ гіперони. Для енергії $\sqrt{s_{NN}} = 4,9$ GeV, на відміну від

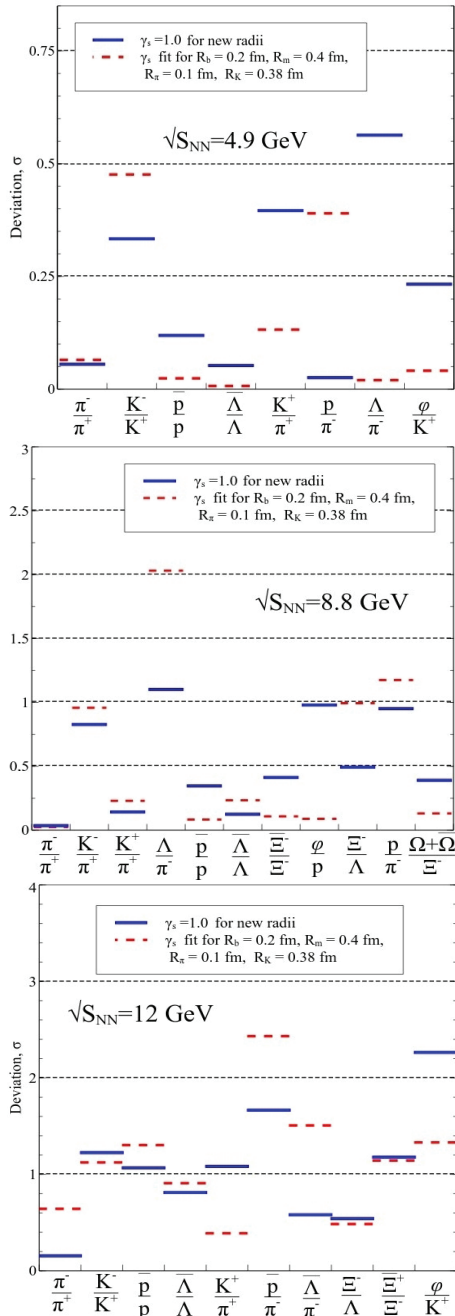


Рис. 2. Відносне відхилення теоретичного опису адронних множинностей від експериментальних значень в одиницях експериментальної помилки σ . По осі абсцис зазначено відповідні відношення частинок, а по осі ординат – $\frac{|r^{\text{theor}} - r^{\text{exp}}|}{\sigma_{\text{exp}}}$, тобто модулі відносного відхилення для $\sqrt{s_{NN}} = 4,9, 8,8$ і 12 GeV. Суцільна лінія відповідає $\gamma_s = 1$, в той час, як пунктирна лінія відповідає результату фіта з [3] при вільному γ_s параметрі

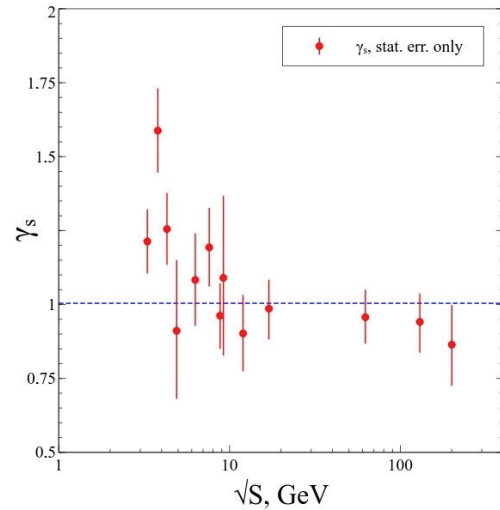


Рис. 3. $\sqrt{s_{NN}}$ залежність γ_s параметра

попереднього результату фіта для $\gamma_s = 1$, покращено опис K^+/π^+ , K^-/K^+ та p/π^- відношень, що ще раз переконує в необхідності використання γ_s фактора. На рис. 4 наведено приклади покращеного теоретичного опису адронних множинностей для $\sqrt{s_{NN}} = 4,9, 8,8$ та 12 GeV.

Важливим результатом є покращення опису $\sqrt{s_{NN}}$ залежності найбільш проблематичних відношень для МАРГ. Так, точність опису залежності Λ/π^- відношення від енергії зіткнення збільшилася для двох варіантів фіта: для $\gamma_s = 1$ ($\chi^2/dof = 14,48/12$) і для γ_s , як вільного параметра, ($\chi^2/dof = 10,22/12$), в порівнянні з найвищою попередньою точністю опису в [4], що становила $\chi^2/dof = 14,85/12$. На рис. 5 продемонстровано високоякісний фіт залежності від енергії зіткнення відношення $\bar{\Lambda}/\pi^-$ з точністю $\chi^2/dof = 6,49/8$ для вільного параметра γ_s , який є кращим, аніж у попередній роботі із $\chi^2/dof = 10/8$ [14]. Фіт Піка Дивності демонструє незначне погіршення, в порівнянні із його найкращим описом в [14] із $\chi^2/dof = 1,5/14$, але загалом є якісним, адже повністю описує максимум залежності. У випадку фіксованого γ_s фактора точність опису $\sqrt{s_{NN}}$ залежності відношення K^+/π^+ становить $\chi^2/dof = 7,25/14$, а при вільному γ_s параметрі $\chi^2/dof = 3,92/14$.

Незважаючи на те, що χ^2/dof для випадків фіксованого та вільного параметра γ_s мало відрізняються (1,09 та 0,95, відповідно), але значення χ^2

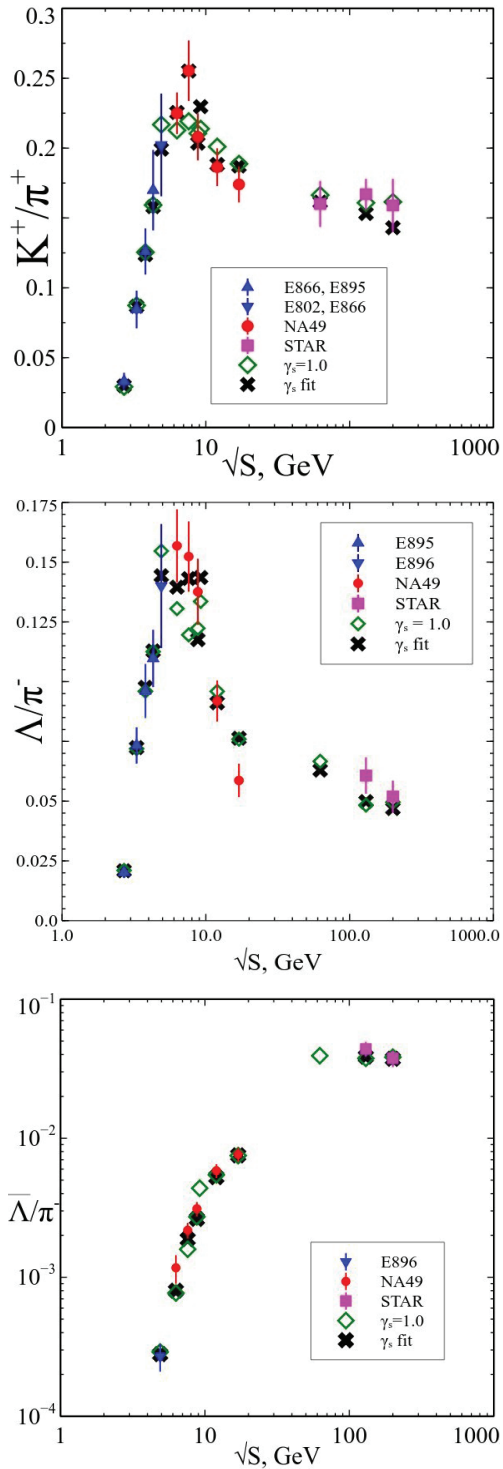


Рис. 4. $\sqrt{s_{NN}}$ залежність відношень K^+/π^+ (верхній рисунок), Λ/π^- (середній рисунок) та $\bar{\Lambda}/\pi^-$ (нижній рисунок) для випадків $\gamma_s = 1$ та для вільного γ_s параметра

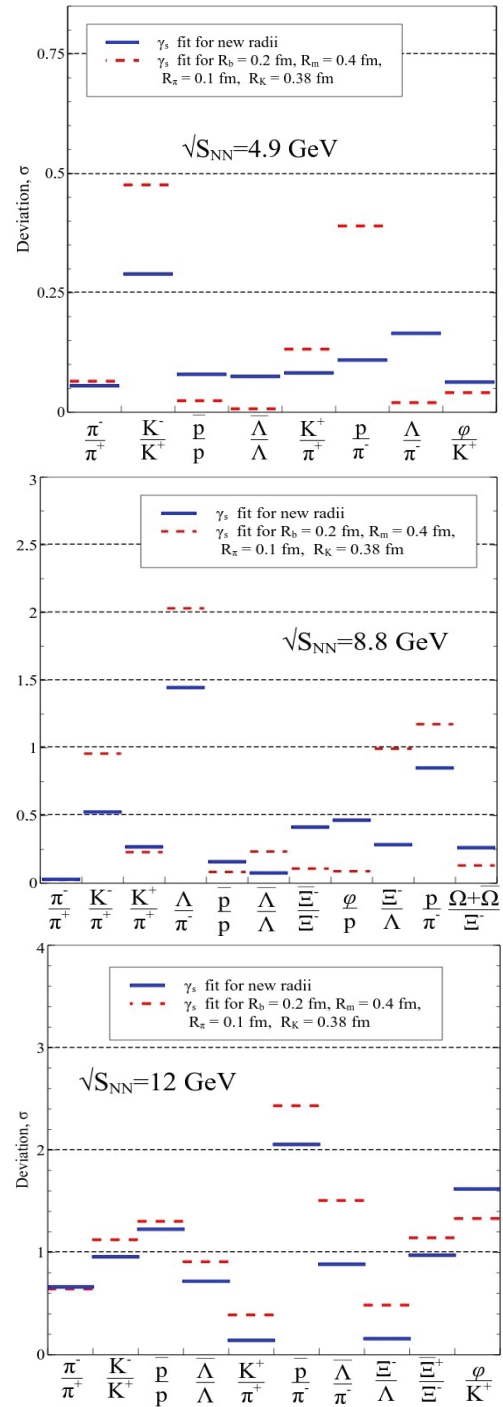


Рис. 5. Відносне відхилення теоретичного опису адронних множинностей від експериментальних значень в одиницях експериментальної помилки σ для проведеного фіта із вільним параметром γ_s в порівнянні із результатами фіта в роботі [3] також для вільного параметра γ_s

не розділене на dof , зменшилося від 75 до 52, що свідчить про суттєве покращення опису даних. У випадку незначних відмінностей значень χ^2/dof можна зробити висновок про необхідність введення додаткового критерію якості опису даних. Даним критерієм було прийнято якість опису Λ/π^- та $\bar{\Lambda}/\pi^-$ відношень множинностей. Помітне покращення опису найпроблематичніших відношень в МАРГ є важливим аргументом для феноменології КХД на користь γ_s . Знайдені при низьких енергіях значення $\gamma_s > 1$ сигналізують про відсутність хімічної рівноваги між (анти)дивними та всіма іншими адронами, що пояснюється гіпотезою відокремлених хімічних фізаутів [4, 9, 11].

5. Висновки

Для мультикомпонентної моделі адронного резонансного газу систематично проаналізовано вплив значень радіусів твердого кору адронів на якість опису їх експериментальних виходів. Знайдено значення радіусів твердого кору баріонів $R_b = 0,355$ фм, мезонів $R_m = 0,4$ фм, піонів $R_\pi = 0,1$ фм, каонів $R_K = 0,38$ фм та Λ гіперонів $R_\Lambda = 0,11$ фм, що задовольняють умову мінімальності χ^2 та забезпечують найкращу якість опису експериментальних даних. Зазначені покращення моделі дозволили отримати високоякісний фіт експериментальних даних, виміряних в діапазоні енергій від АГС до RHIC ($\sqrt{s_{NN}}$ від 2,7 до 200 GeV). Введення додаткового радіуса твердого кору для Λ гіперону суттєво покращило опис залежності Λ/π^- та $\bar{\Lambda}/\pi^-$ відношень від енергії зіткнення із точністю $\chi^2/dof = 10,22/12$ та $\chi^2/dof = 6,49/8$, відповідно. Опис Піка Дивності демонструє абсолютну відповідність між експериментальними та теоретично визначеними точками із $\chi^2/dof = 3,92/14$. При енергіях зіткнення $\sqrt{s_{NN}} = 3,3, 3,8, 4,9, 6,3, 7,6, 8,8$ GeV отримано значення $\gamma_s > 1$, що відповідають підсиленню дивності. Як видно з рис. 3, в діапазоні енергій зіткнення в системі центра мас 4,3–4,9 GeV виявлено локальний мінімум значення параметра γ_s , що може бути додатковим аргументом на користь якісної зміни властивостей системи за цих енергій [21]. За допомогою даного підходу вдалося описати відношення всіх адронних множинностей із точністю $\chi^2/dof = 52/55 \simeq 0,95$, яка є найкращою на сьогоднішній день.

Автор виражає подяку Д.Р. Олійниченко, О.І. Іваницькому та, особливо, К.О. Бугаєву за неоціненну допомогу в підготовці цієї публікації. Крім того, В.В.С. виражає подяку за фінансову підтримку в рамках програми “Перспективні фундаментальні дослідження в ядерній та фізиці високих енергій” секції Ядерної фізики НАН України.

1. P. Braun-Munzinger, K. Redlich, and J. Stachel, In *Hwa, R.C. (ed.) et al.: Quark gluon plasma*, **13**, 491 (2003).
2. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Nucl. Phys. A **772**, 167 (2006) and references therein.
3. K.A. Bugaev, D.R. Oliinychenko, A.S. Sorin, and G.M. Zinoviev, Eur. Phys. J. A **49**, 30–1-8 (2013) and references therein.
4. K.A. Bugaev, D.R. Oliinychenko, J. Cleymans, A.I. Ivanytskyi, I.N. Mishustin, E.G. Nikonov, and V.V. Sagun, Europhys. Lett. **104**, 22002 (2013).
5. J. Stachel, A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and K. Redlich, arXiv:1311.4662 [nucl-th].
6. J. Rafelski, Phys. Lett. B **62**, 333 (1991).
7. F. Becattini, J. Manninen, and M. Gazdzicki, Phys. Rev. C **73**, 044905 (2006).
8. P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, and J. Stachel, Phys. Lett. B **518**, 41 (2001).
9. V.V. Sagun, D.R. Oliinychenko, K.A. Bugaev, J. Cleymans, A.I. Ivanytskyi, I.N. Mishustin, E.G. Nikonov, arXiv:1403.6311[hep-ph].
10. S. Chatterjee, R.M. Godbole, and S. Gupta, Phys. Lett. B **727**, 554 (2013).
11. D.R. Oliinychenko, V.V. Sagun, A.I. Ivanytskyi, and K.A. Bugaev, arXiv:1403.5744[hep-ph].
12. G. Zeeb, K.A. Bugaev, P.T. Reuter, and H. Stöcker, Ukr. J. Phys. **53**, 279 (2008).
13. D.R. Oliinychenko, K.A. Bugaev, and A.S. Sorin, Ukr. J. Phys. **58**, 211 (2013).
14. K.A. Bugaev, D.R. Oliinychenko, V.V. Sagun, A.I. Ivanytskyi, J. Cleymans, E.G. Nikonov, and G.M. Zinoviev, arXiv:1312.5149 [hep-ph].
15. A. Andronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Phys. Lett. B **673**, 142 (2009).
16. B.B. Back et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 242301 (2001).
17. F. Becattini et al., Phys. Rev. C **85**, 044921 (2012).
18. F. Becattini et al., Phys. Rev. Lett. **111**, 082302 (2013).
19. R. Hagedorn, Nuovo Cimento Suppl **3**, 147 (1965).
20. T.D. Lee, C.N. Yang, Phys. Rev. **87**, 3 (1952).
21. K.A. Bugaev, A.I. Ivanytskyi, D.R. Oliinychenko, E.G. Nikonov, V.V. Sagun, and G.M. Zinoviev, arXiv:1312.4367 [hep-ph].

22. S. Wheaton, J. Cleymans and M. Hauer, *Comput. Phys. Commun.* **180**, 84 (2009).
23. J.L. Klay *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 054905 (2003).
24. L. Ahle *et al.*, *Phys. Lett. B* **476**, 1 (2000).
25. B.B. Back *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1970 (2001).
26. J.L. Klay *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 102301 (2002).
27. C. Pinkenburg *et al.*, *Nucl. Phys. A* **698**, 495c (2002).
28. P. Chung *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 202301 (2003).
29. B.B. Back *et al.* *Phys. Rev. C* **69**, 054901 (2004).
30. Albergo S. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 062301 (2002).
31. S.V. Afanasiev *et al.*, *Phys. Rev. C* **66**, 054902 (2002).
32. S.V. Afanasiev *et al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 024902 (2004).
33. T. Anticic *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 022302 (2004).
34. S.V. Afanasiev *et al.*, *Phys. Lett. B* **538**, 275 (2002).
35. C. Alt *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 192301 (2005).
36. S.V. Afanasiev *et al.*, *Phys. Lett. B* **491**, 59 (2000).
37. B. Abelev *et al.*, *Phys. Rev. C* **81**, 024911 (2010).
38. B. Abelev *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 034909 (2009).
39. J. Adams *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 182301 (2004).
40. J. Adams *et al.*, *Phys. Lett. B* **567**, 167 (2003).
41. C. Adler *et al.*, *Phys. Rev. C* **65**, 041901(R) (2002).
42. J. Adams *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 112301 (2004).
43. J. Adams *et al.*, *Phys. Lett. B* **612**, 181 (2005).
44. A. Billmeier *et al.*, *J. Phys. G* **30**, S363 (2004).

Одержано 29.04.14

V.V. Sagun

Λ-АНОМАЛИЯ
ПРИ АДРОННОМ ХИМИЧЕСКОМ ФРИЗАУТЕ

Р е з ю м е

В данной работе предложен новый способ преодоления выборочного подавления выходов Λ гиперонов, известного как Λ-аномалия. Для решения этой проблемы был введен дополнительный радиус Λ гиперонов в модель адронного резонансного газа с мультикомпонентным отталкиванием типа твердого ядра. Разработанный подход позволил высококачественно описать отношения адронных множественностей, измеренных при энергиях AGS, SPS и RHIC, с точностью $\chi^2/dof = 52/55 \simeq 0,95$.

V. V. Sagun

Λ-ANOMALY
IN THE HADRONIC CHEMICAL FREEZE-OUT

Р е з ю м е

A new way to overcome the Λ hyperon selective suppression, which is known as the Λ-anomaly, has been suggested. In particular, the additional radius of a Λ hyperon is introduced into the model of hadron resonance gas with the multicomponent hard-core repulsion. The proposed approach allows one to describe the hadron multiplicity ratios measured at the AGS, SPS, and RHIC energies with the accuracy $\chi^2/dof = 52/55 \simeq 0.95$.