

Рождение антиматерии в релятивистских ядерных столкновениях

А. Малахов

2 февраля 2023 г.

Семинар ЛТФ, посвященный памяти
В.В. Бурова



**Дискуссия с А.М. Балдиным
(1996 г.)**

«Балдинская осень»



С 1977 г зам.председателя оргкомитета, а с 2002 г. сопредседатель оргкомитета Международного семинара по проблемам физики высоких энергий и квантовой хромодинамики «Балдинская осень»,



Report of the Expert Group

Scientific Program on the Nuclotron

Presented by V.V. Burov

PAC for Particle Physics

November 17, 2003

April 5, 2004

The Expert Group

- *D.Blaschke – co-coordinator, BLTP*
- *S.Vokal – co-coordinator, VBLHE*
- *V.Burov – deputy coordinator, BLTP*
- *P.Zarubin – deputy coordinator, VBLHE*
- *A.Litvinenko – member of the group, VBLHE*
- *Yu.Panebratsev - member of the group, VBLHE*
- *E.Strokovsky - member of the group, LPP*
- *S.Gerasimov - member of the group, BLTP*
- *V.Lukyanov - member of the group, BLTP*
- *O.Teryaev - member of the group, BLTP*
- *V.Toneev - member of the group, BLTP*
- *V.Karnauhov - member of the group, DLNP*

Conclusion on Long-Term Research Program

- The presented Scientific Program has high level of quality and concurrence.
- The Scientific Program fits to international plans on Relativistic Nuclear Physics.
- The Scientific Program gives wide possibility for international cooperation.
- The Scientific Program **has to proof** and it is necessary **to support** the realization of this program.

Описание выходов частиц в пространстве четырёхмерных скоростей в центральной области быстрот

Экспериментально наблюдаемые величины, характеризующие многокварковые процессы, представляют собой сечения множественного рождения частиц в релятивистских ядерных столкновениях



В реакции (1) сталкиваются ядра A и B, а вторичная зарегистрированная частица обозначена цифрой 1. Процесс (1) схематически представлен на рис.1.

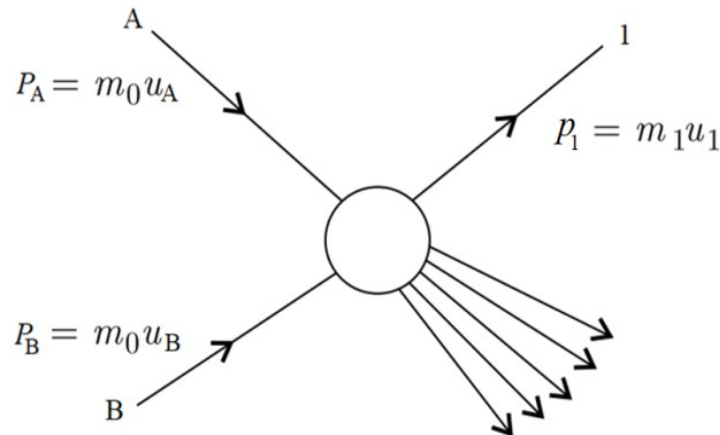


Рис. 1. Взаимодействие двух ядер: P_A - 4-импульс на нуклон ядра A; P_B - 4-импульс на нуклон ядра B и p_1 - 4-импульс вторичной частицы 1; u_A , u_B , u_1 - 4-скорости ядер A, B и частицы 1; m_0 - масса нуклона, m_1 - масса регистрируемой частицы

Для процесса (1), если мы наблюдаем только одну вторичную частицу, можно написать закон сохранения 4-импульса в следующем виде:

$$(N_A P_A + N_B P_B - p_1)^2 = (N_A m_0 + N_B m_0 + M)^2, \quad (2)$$

где N_A и N_B — кумулятивные числа (точнее, доли переданного 4-импульса) для ядер А и В, P_A и P_B - 4-импульсы на нуклон ядер А и В, соответственно, p_1 - 4-импульс частицы 1, m_0 - масса нуклона, M — масса частицы, обеспечивающей сохранение барионного числа, странности и других квантовых чисел.

Для антиядер и K^- - мезонов $M = m_1$, для ядерных фрагментов $M = -m_1$. Для частиц, образующихся без сопровождающих античастиц (π -мезонов, струй и др.), $M = 0$. Для K^+ -мезонов $M = m_\Lambda - m_0$, где m_Λ - масса Λ -гиперона. Это следствие того, что рождается K^+ -мезон с положительным зарядом (в ядре уже имеются положительные заряды) в отличие от случая рождения K^- -мезона. Для рождения массы K^+ - мезона достаточно превышения энергии над массой нейтрального Λ -гиперона.

Для описания взаимодействий релятивистских ядер в пространстве 4-скоростей в работе ***A.M. Baldin and A.A. Baldin, Phys. Particles and Nuclei 29, 232 (1988)***

введен параметр подобия:

$$\Pi = \frac{1}{2} \sqrt{(u_A N_A + u_B N_B)^2}$$

В этом случае инвариантные сечения выхода инклюзивных частиц разных типов при ядерных взаимодействиях с атомными номерами A и B описываются универсальной зависимостью в широком диапазоне энергий и различных атомных номеров сталкивающихся ядер [3, 4]:

$$E \frac{d^3 \sigma}{dp^3} = C_1 A^{\alpha(N_A)} B^{\alpha(N_B)} \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right),$$

где $\alpha(N_A) = 1/3 + N_A/3$,

$\alpha(N_B) = 1/3 + N_B/3$,

$C_1 = 1,9 \cdot 10^4 \text{ мб} \cdot \text{ГэВ}^{-2} \cdot \text{с}^3 \cdot \text{ср}^{-1}$ и

$C_2 = 0.125 \pm 0.002$.

Учитывая, что $E d^3\sigma/dp^3 = d^3\sigma/(d\varphi dy p_{1T} dp_{1T})$ и интегрируя выражение (4) по азимутальному углу φ , (p_{1T} — поперечный импульс регистрируемой частицы) запишем:

$$\frac{d^2\sigma}{m_{1T} dm_{1T} dy} = 2\pi C_1 A^{\alpha(N_A)} B^{\alpha(N_B)} \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right),$$

где $m_{1T} = (m_1^2 + p_{1T}^2)^{1/2}$ - поперечная масса регистрируемой частицы.

В итоге получаем:

$$\frac{d^2\sigma}{dm_{1T} dy} = 2\pi m_{1T} C_1 A^{\alpha(N_A)} B^{\alpha(N_B)} \exp\left(-\frac{\Pi}{C_2}\right)$$

В центральной области быстрот можно найти аналитическое выражение для Π [**A. M. Baldin and A. I. Malakhov, *JINR Rapid Comm. No. 1(87)-98, 5 (1998)***]. В этом случае N_A и N_B равны друг другу, $N_A = N_B = N$,

$$\Pi = N \operatorname{ch} Y \quad (3)$$

(Уравнение Балдина-Малахова),

где

$$N = \left[1 + \sqrt{1 + \frac{\Phi_M}{\Phi^2}} \right] \Phi,$$

$$\Phi = \frac{1}{2m_0} \frac{m_{1T} \operatorname{ch} Y + M}{\operatorname{sh}^2 Y}$$

$$\Phi_M = \frac{M^2 - m_1^2}{4m_0^2 \operatorname{sh}^2 Y}.$$

Здесь Y – быстрота взаимодействующих ядер.

Отношения выходов антиядер к выходам ядер

Malakhov, A.I., Zaitsev, A.A. The Yield Ratio of Anti-Nuclei and Nuclei in Relativistic Nuclear Collisions in the Central Rapidity Region. J. Exp. Theor. Phys. 135, 209-214 (2022).

Используя форму (3) можно записать для барионов:

$$\Pi_b = \frac{(m_{1T} \operatorname{ch} Y - m_1) \operatorname{ch} Y}{m_0 \operatorname{sh}^2 Y},$$

$$\Pi_a = \frac{(m_{1T} \operatorname{ch} Y + m_1) \operatorname{ch} Y}{m_0 \operatorname{sh}^2 Y}.$$

Для отношения выхода антибарионов к барионам мы получаем следующее выражение:

$$\operatorname{Ratio} \left(\frac{\text{antibaryon}}{\text{baryon}} \right) = \frac{2\pi \int_0^{\infty} m_{1T} C_1 A^{\alpha(N_A)} B^{(N_B)} \exp\left(-\frac{\Pi_a}{C_2}\right) dm_{1T}}{2\pi \int_0^{\infty} m_{1T} C_1 A^{\alpha(N_A)} B^{\alpha(N_B)} \exp\left(-\frac{\Pi_b}{C_2}\right) dm_{1T}}$$

$$\begin{aligned} \text{Ratio} \left(\frac{\text{antibaryon}}{\text{baryon}} \right) &= A^{\frac{4}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \frac{\int_0^\infty m_{1T} C_1 A^{\frac{2}{3}} \frac{m_{1T}}{m_0} \text{ch} Y \exp \left(-\frac{\Pi_a}{C_2} \right) dm_{1T}}{\int_0^\infty m_{1T} C_1 A^{\frac{2}{3}} \frac{m_{1T}}{m_0} \text{ch} Y \exp \left(-\frac{\Pi_b}{C_2} \right) dm_{1T}} \\ &= A^{\frac{4}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \exp \left(-\frac{2}{C_2} \frac{m_1}{m_0} \frac{\text{ch} Y}{\text{sh}^2 Y} \right). \end{aligned}$$

Для случая несимметричных сталкивающихся ядер А и В имеем:

$$\text{Ratio} \left(\frac{\text{antibaryon}}{\text{baryon}} \right) = (A B)^{\frac{2}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \exp \left(-\frac{2}{C_2} \frac{m_1}{m_0} \frac{\text{ch} Y}{\text{sh}^2 Y} \right).$$

Результаты расчетов отношения выходов антипротонов к протонам с использованием выражений приведенных выше формул представлены на рис. 2 вместе с экспериментальными данными, включая последние данные, полученные на SPS, RHIC, LHC [см. следующий слайд].

Экспериментальные данные по отношению выходов антипротонов к выходам протонов опубликованы в следующих работах:

- 1. R. Klingenberg et al., Nucl. Phys. A 610, 306 (1996).**
- 2. A. Tawfik, Nucl. Phys. A 859, 63 (2011).**
- 3. <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/p7907>.**
- 4. A. Aduszkiewicz et al. (NA61/SHINE Collab.), Eur. Phys. J. C 77, 671 (2017).**
- 5. A. M. Rossi et al., Nucl. Phys. B 84, 269 (1975).**
- 6. K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration), Phys. Rev. Lett. 105, 072002 (2010).**
- 7. B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration), Phys. Rev. C 79, 034909 (2009).**
- 8. S. S. Adler et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. C 69, 034909 (2004).**
- 9. A. Acharya et al. (NA61/SHINE Collab.), Eur. Phys. J. C 81, 73 (2021).**
- 10. E. Kornasa for the NA49 Collab. Eur. Phys. J. C 49, 293 (2007).**
- 11. A. Adare et al. (PHENIX Collab.), Phys. Rev. C 83, 064903 (2011).**
- 12. I. G. Bearden et al. (The NA44 Collab.), Phys. Rev. C 57,**

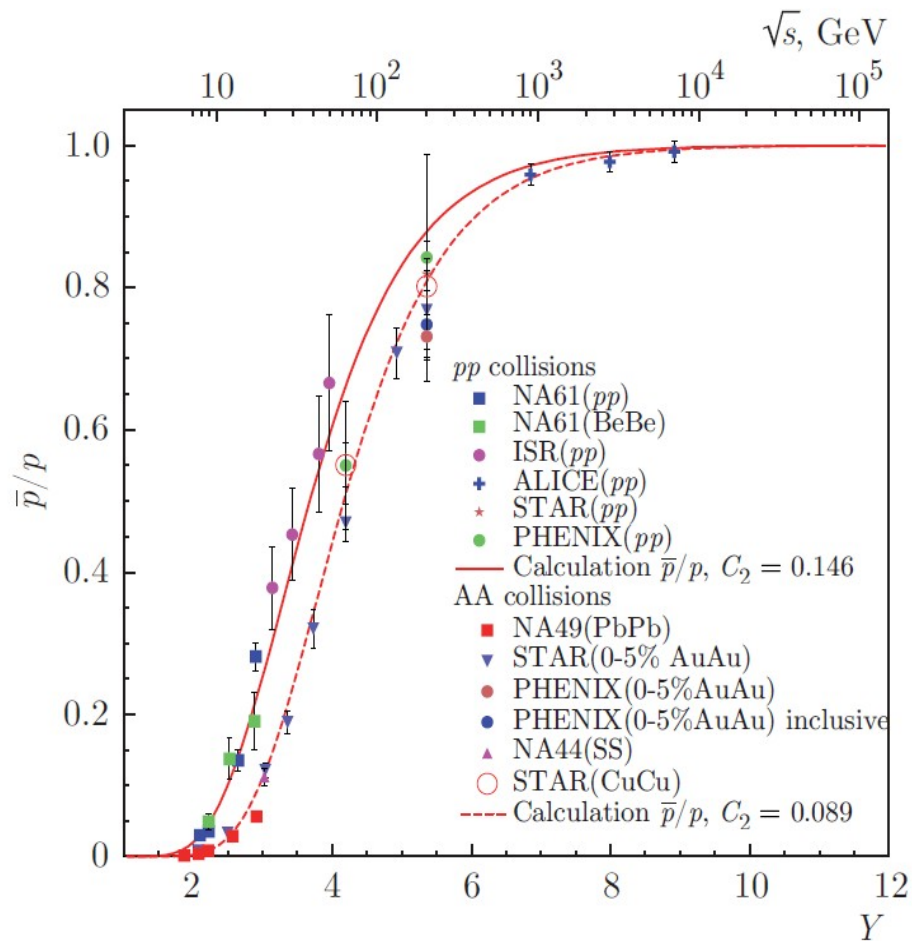


Рис.2. Зависимости отношения выходов антипротонов к протонам в центральной области быстрот от быстроты Y и энергии \sqrt{s} сталкивающихся ядер в pp -столкновениях и в наиболее центральных AA -столкновениях. Расчеты представлены соответственно штриховой и сплошной линиями.

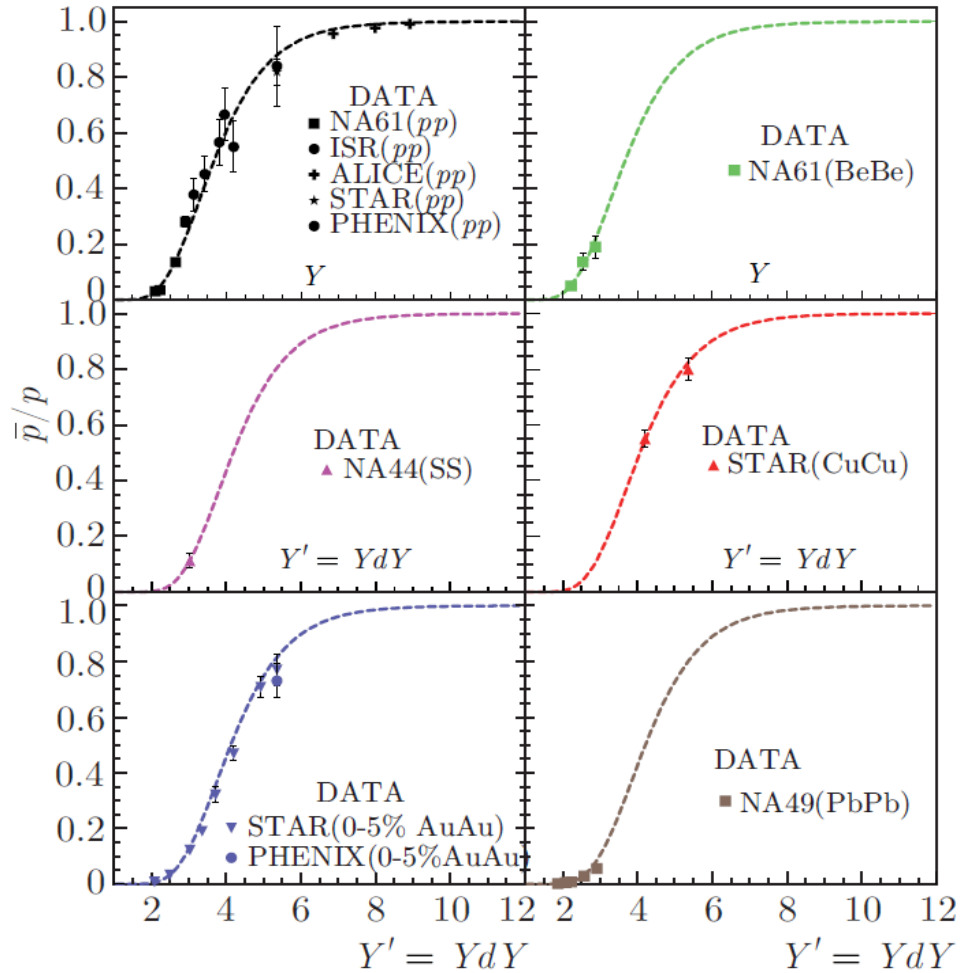


Рис.3. Зависимости отношения выходов антипротонов к протонам в центральной области быстрой от быстроты взаимодействующих протонов Y для pp - и BeBe-столкновений и от $Y = Y - dY$ ($dY \approx 0.5$) для SS-, CuCu-, AuAu- и PbPb-столкновений. Расчеты представлены штриховыми линиями.

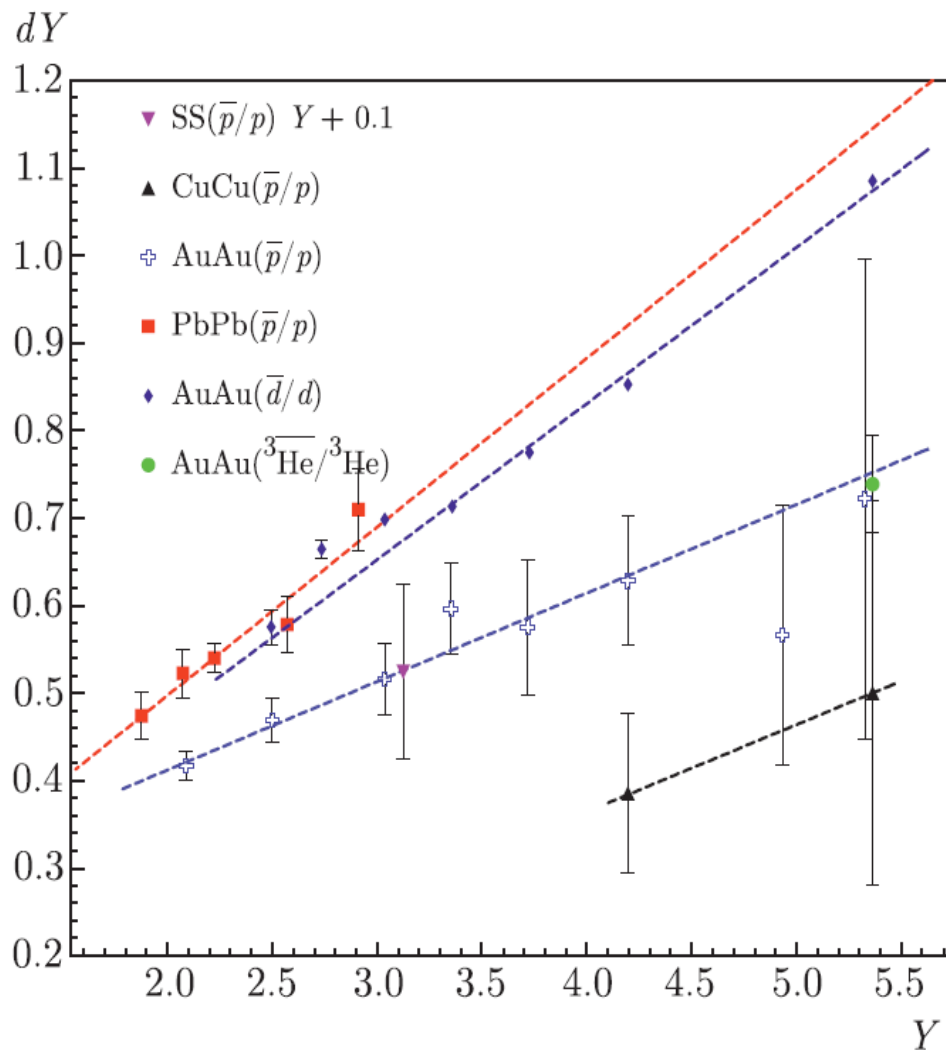


Рис.4. Зависимости потери быстроты dY от быстроты Y . Штриховые линии — линейная аппроксимация $dY(Y) = \rho_0 + \rho_1 Y$.

Рис.5 иллюстрирует экспериментальные данные по отношениям выхода антиядер к ядрам при той же константе $C_2 = 0.146$ с учетом зависимостей $dY(Y)$. Видно, что учет введения дополнительной зависимости по быстрой ($dY(Y)$) приводит к улучшению описания экспериментальных данных для тяжелых ядер (AuAu) при малых быстрой.

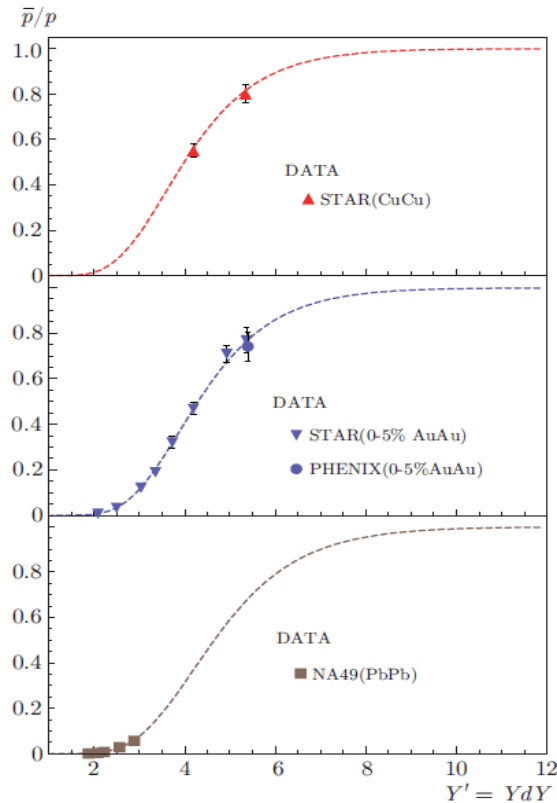


Рис.5. Описание коэффициентов выхода антипротонов к протонам при одном значении константы $C_2 = 0.146$ с учетом зависимостей $dY(Y)$. Расчеты представлены штриховыми линиями.

Расчеты зависимости отношений выходов антидейтронов к дейтронам в центральной области быстрот от быстроты взаимодействующих ядер AuAu [18, 21] с $C_2 = 0.146$ и постоянным сдвигом по быстроте показаны на рис. 6а. Наилучшее описание экспериментальных данных [J. Adam et al. (STAR Collab.), Phys. Rev. C 99, 064905 (2019); S. Adler et al. (PHENIX Collab.), Phys. Rev. Lett. 94, 122302 (2005)] было получено при использовании зависимости по быстроте $dY(Y)$, см. рис. 6b. На этом же рисунке представлен расчет отношения выхода антидейтронов к дейтронам в pp -столкновениях в сравнении с данными ALICE [S. Acharya et al. (ALICE Collab.), Phys. Rev. C 97, 024615 (2018)].

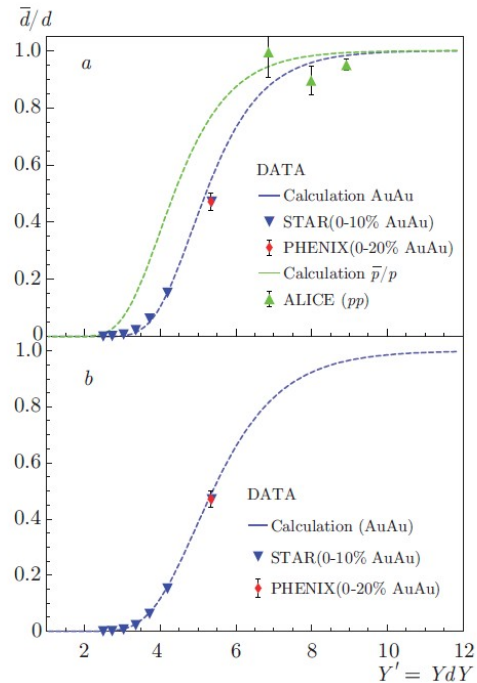


Рис.6. Расчеты зависимостей отношений выходов антидейтронов к дейтронам в центральной области быстрот от быстроты взаимодействующих ядер для pp - и AuAu-столкновений. Расчеты (штриховые синие линии) для столкновений AuAu представлены следующим образом: a — простой сдвиг быстроты (сдвиг на константу); b — с использованием зависимости $dY(Y)$ на рис. 4. Расчет (штриховая зеленая линия) \bar{d}/d в pp -столкновениях представлен без учета сдвига по быстроте.

На рис. 7 показаны расчеты зависимости отношения выходов анти- ^3He к ^3He в центральной области быстрых от скорости сталкивающихся ядер в наиболее центральных столкновениях CuCu [***Feng-Xian Liu et al., Phys. Rev. C 99, 034904 (2019)***] и AuAu [***STAR Collaboration, Science 328, 58 (2010)***].

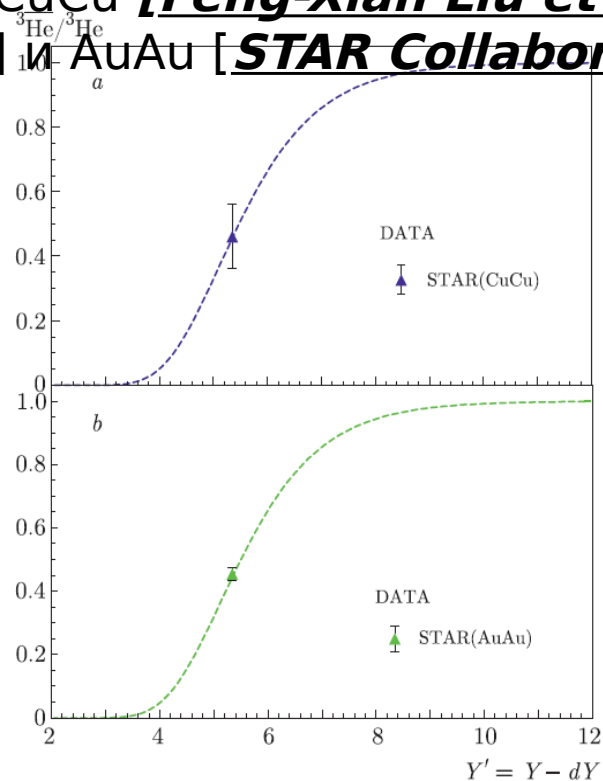


Рис. 7. Зависимости отношения выходов антигелия-3 к гелию-3 в центральной области быстрых для столкновений CuCu (a) и AuAu (b). Использовался простой сдвиг по скорости. Расчеты представлены штриховыми линиями.

- Впервые показано успешное применение подхода с использованием параметра подобия для расчета отношения выхода антиядер.
- Установлено, что в случае ядро-ядерных взаимодействий при расчетах необходимо учитывать потери скорости (стоппинг).
- Наш подход позволил удовлетворительно описать экспериментальные данные по отношениям выхода антипротонов к протонам, антидейтронов к дейтронам и антигелия-3 к гелию-3 в центральной области скоростей в широком диапазоне сталкивающихся ядер от SS до PbPb.

A.M. Baldin and A.A. Baldin, Phys. Particles and Nuclei 29, 232 (1988).

$$\Pi = N \cdot ChY$$

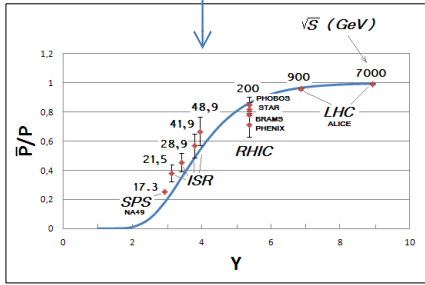
$$\text{Ratio} \left(\frac{\text{антибарионы}}{\text{барионы}} \right) = \exp \left(-2 \frac{m_1}{m_0} \frac{chY}{sh^2 Y} \right)$$

$$E(d^3\sigma/dp^3) \sim \exp(-\Pi/C_2) = \exp(-m_T/[C_2 m_0(1-4m_0^2/s)])$$

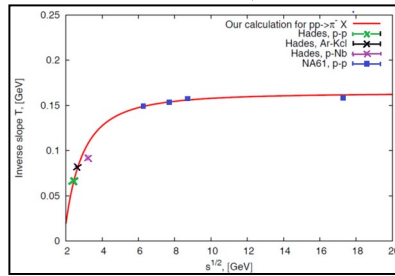
$$T = C_2 m_0(1-4m_0^2/s)$$

$$\Pi = \left\{ \frac{m_{1t}}{2m_0\delta} + \frac{M}{\sqrt{s}\delta} \right\} \left\{ 1 + \sqrt{1 + \frac{M^2 - m_1^2}{m_{1t}^2}} \delta \right\},$$

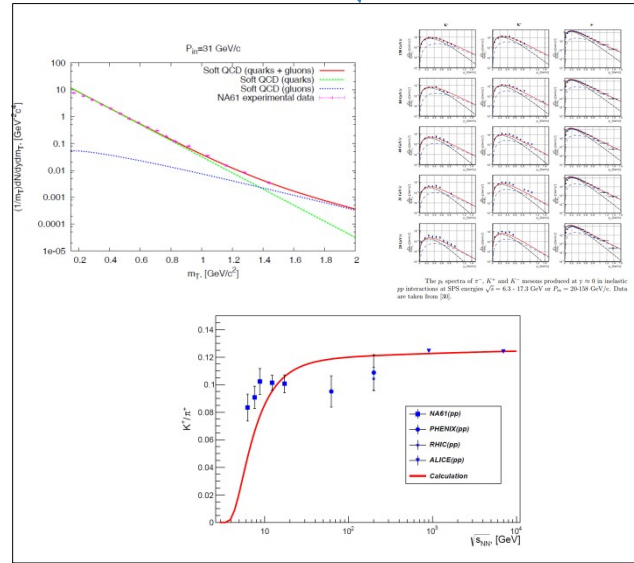
$$F(y)$$



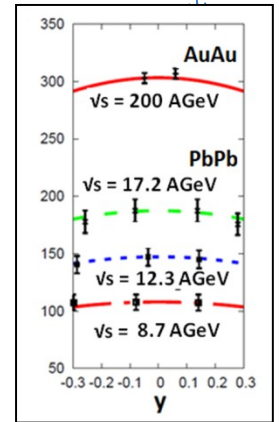
Отношение выходов античастиц к выходам частиц



Энергетическая зависимость параметра наклона от энергии



Описание спектров вторичных частиц от P_t в широкой области энергий



Описание зависимости выхода частиц от их быстроты при -0.3 < y < 0.3

***Спасибо за
внимание!***

Интерес к исследованию выхода легких ядер и антиядер связан с возможностью изучения механизма образования нуклонных кластеров внутри горячей адронной материи, а также внутренней динамики файербола, образуемого при столкновении релятивистских ядер.

Расчеты в рамках микроскопических моделей ядро-ядерных столкновений [***M. Bleicher et al., J. Phys. G 25, 1859 (1999)***] показывают, что вследствие значительного эффекта аннигиляции в плотной барионной материи формы спектров для ядер и антиядер должны различаться, при этом наибольшая разница предсказывается при малых значениях p_T вблизи центральных быстрот [***F. Wang, J. Phys. G 27, 283 (2001)***].

В отсутствие ядерной аннигиляции для отношения выходов антинейтрона к выходу мезона π^0 между 0 и 1 GeV/c² незначительное влияние процесса аннигиляции в файерболе на характеристики рожденных античастиц, что является ожидаемым в случае образования легких антиядер в конце процесса эволюции источника частиц (freeze-out).