

# 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 А и В, а вторичная зарегистрированная частица обозначена цифрой 1. Процесс (1) схематически представлен на рис.1.

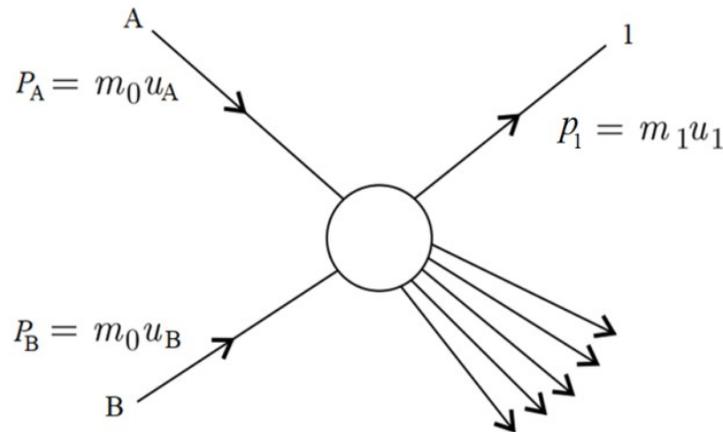


Рис. 1. Взаимодействие двух ядер:  $P_A$  - 4-импульс на нуклон ядра А;  $P_B$  - 4-импульс на нуклон ядра В и  $p_1$  - 4-импульс вторичной частицы 1;  $u_A$ ,  $u_B$ ,  $u_1$  - 4-скорости ядер А, В и частицы 1;  $m_0$  - масса нуклона,  $m_1$  - масса регистрируемой частицы

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 ( $\pi$ -мезонов, струй и др.),  $M = 0$ . Для  $K^+$ -мезонов  $M = m_\Lambda - m_0$ , где  $m_\Lambda$  - масса  $\Lambda$ -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  $\Lambda$ -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  $\varphi$ , ( $p_{1T}$  — 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  $\Pi$  [**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:

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

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

$$= A^{\frac{4}{3}} \frac{m_1}{m_0} \frac{1}{\text{sh}^2 Y} \exp \left( -\frac{2}{C_2} \frac{m_1}{m_0} \frac{\text{ch} Y}{\text{sh}^2 Y} \right).$$

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,**

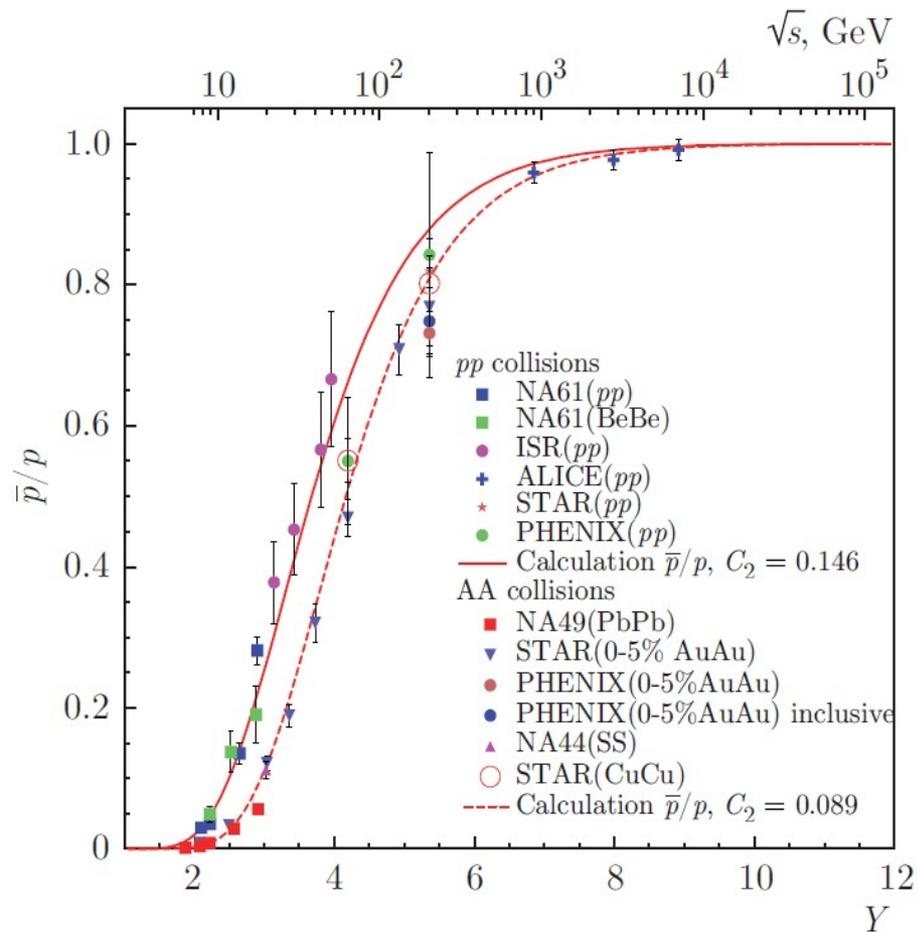


Рис.2. Зависимости отношения выходов антипротонов к протонам в центральной области быстрот от быстроты  $Y$  и энергии  $\sqrt{s}$  сталкивающихся ядер в  $pp$ -столкновениях и в наиболее центральных  $AA$ -столкновениях. Расчеты представлены соответственно штриховой и сплошной линиями.

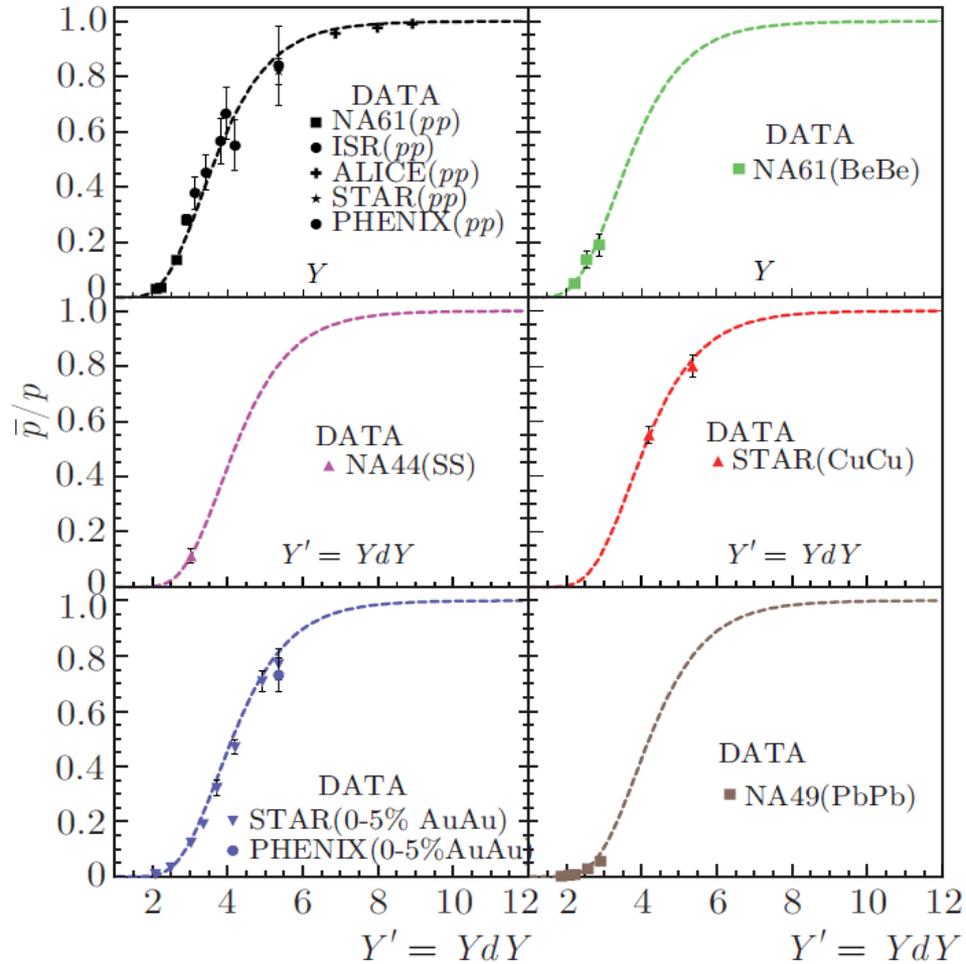


Рис.3. Зависимости отношения выходов антипротонов к протонам в центральной области быстрой от скорости взаимодействующих протонов  $Y$  для  $pp$ - и BeBe-столкновений и от  $Y' = Y - dY$  ( $dY \approx 0.5$ ) для SS-, CuCu-, AuAu- и PbPb-столкновений. Расчеты представлены штриховыми линиями.

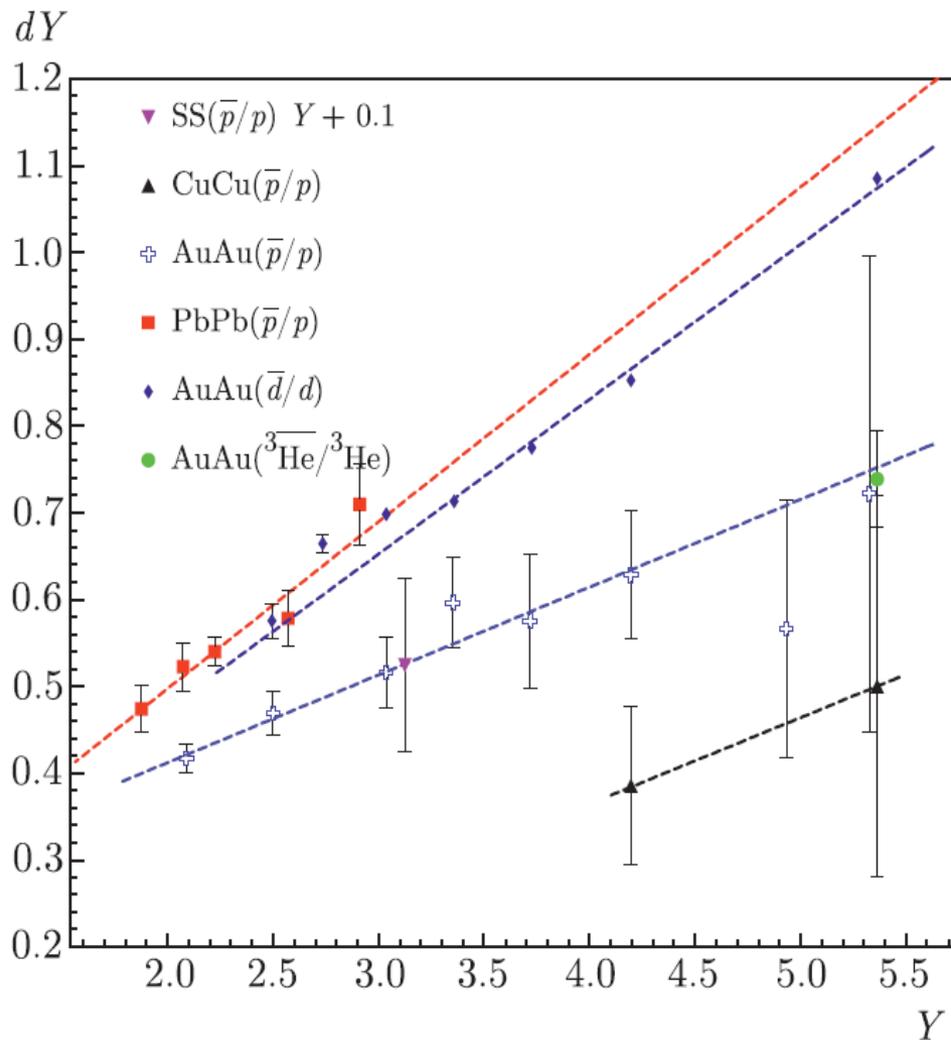


Рис.4. Зависимости потери быстроты  $dY$  от быстроты  $Y$ . Штриховые линии — линейная аппроксимация  $dY(Y) = \rho_0 + \rho_1 Y$ .

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 быстроте ( $dY(Y)$ ) приводит к улучшению описания экспериментальных данных для тяжелых ядер (AuAu) при малых быстротах.

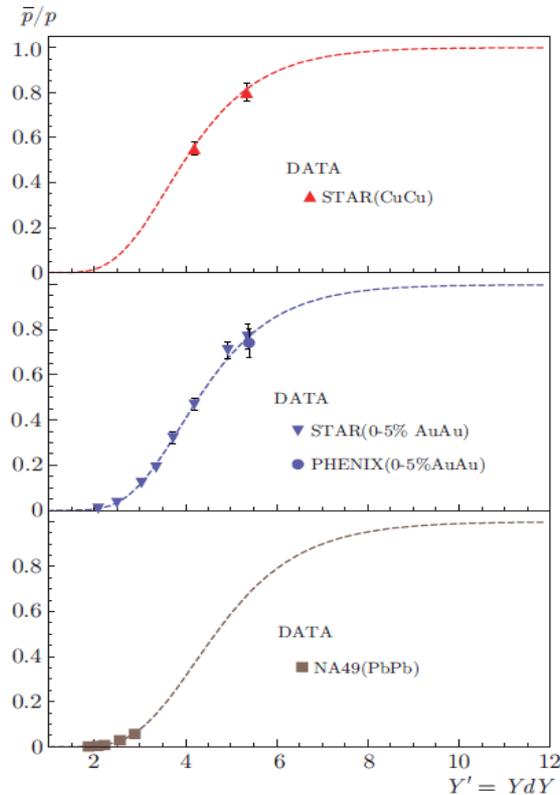


Рис.5. Описание коэффициентов выхода антипротонов к протонам при одном значении константы  $C_2 = 0.146$  с учетом зависимостей  $dY(Y)$ . Расчеты представлены штриховыми линиями.

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)].

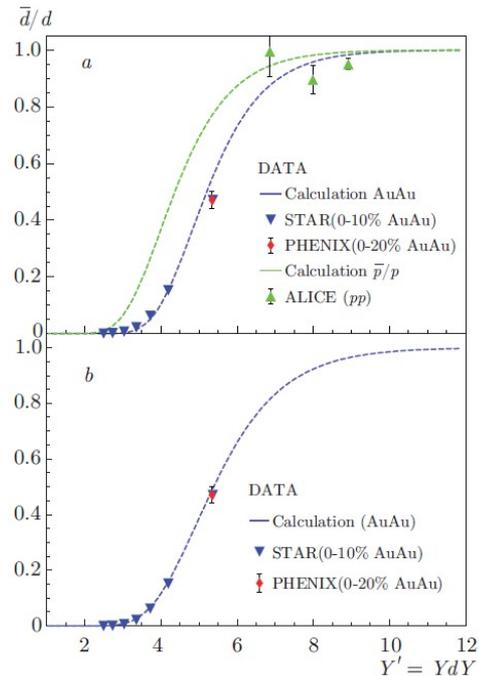


Рис.6. Расчеты зависимостей отношений выходов антидейтронов к дейтронам в центральной области быстрот от быстроты взаимодействующих ядер для  $pp$ - и AuAu-столкновений. Расчеты (штриховые синие линии) для столкновений AuAu представлены следующим образом:  $a$  — простой сдвиг быстроты (сдвиг на константу);  $b$  — 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- $^3\text{He}$  к  $^3\text{He}$  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)***].

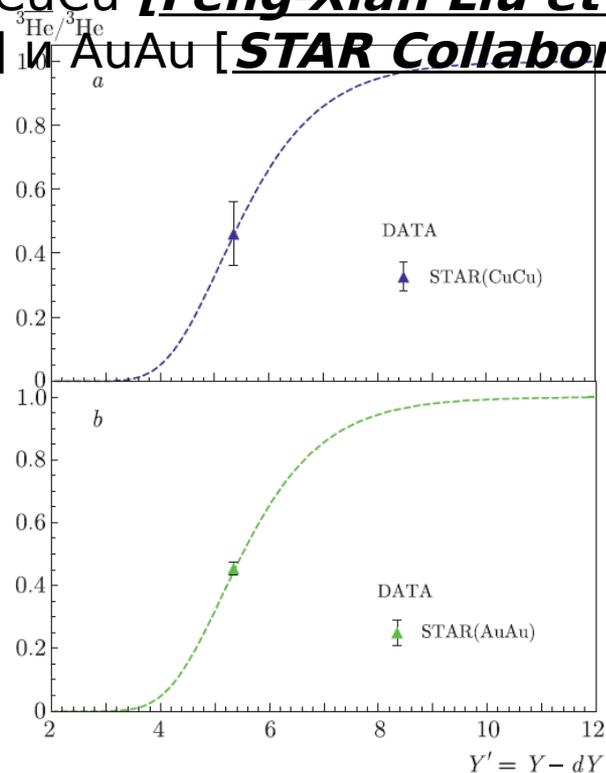


Рис. 7. Зависимости отношения выходов антигелия-3 к гелию-3 в центральной области быстрых для столкновений CuCu (a) и AuAu (b). Использовался простой сдвиг по скорости. Расчеты представлены штриховыми линиями.

- 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).**

$$\Pi = N \cdot ChY$$

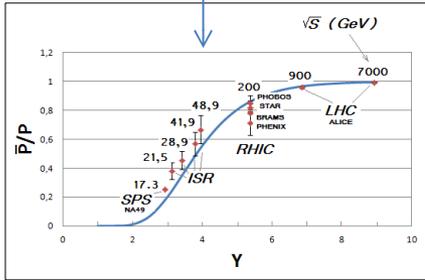
$$\text{Ratio} \left( \frac{\text{антибарионы}}{\text{барионы}} \right) = \exp \left( -2 \frac{m_1}{m_0} \frac{chY}{sh^2 Y} \right)$$

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

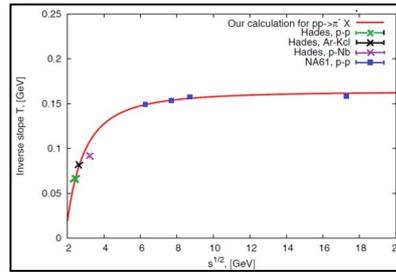
$$T = C_2 m_0(1-4m_0^2/s)$$

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

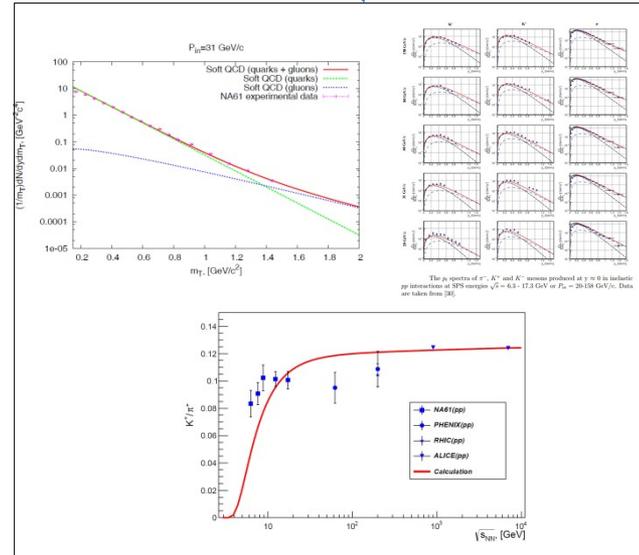
**F(y)**



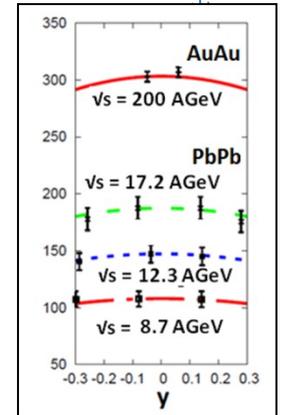
**Отношение выходов античастиц к выходам частиц**



**Энергетическая зависимость параметра наклона от энергии**



**Описание спектров вторичных частиц от P<sub>t</sub> в широкой области энергий**



**Описание зависимости выхода частиц от их скорости 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 задержки для отношения выходов антинейтрона к выходу мезона  $\pi^0$  между 0 и 1 GeV/c<sup>2</sup> 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).