

# ЭМИССИЯ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ, ПИОНОВ, КАОНОВ И АНТИПРОТОНОВ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

*А. Т. Дьяченко*<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова  
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт»,  
Гатчина, Россия

<sup>2</sup> Петербургский государственный университет путей сообщения  
Императора Александра I, Санкт-Петербург, Россия

Получено успешное описание двойных дифференциальных сечений испускания кумулятивных протонов, пионов, каонов и антипротонов при столкновениях ядер углерода на фиксированной мишени при энергии 19,6 ГэВ/нуклон в эксперименте ИФВЭ (Серпухов) на ускорителе У-70. При описании этих спектров учтен неравновесный подход в результате совместного решения кинетического уравнения с уравнениями гидродинамики. Проведено сравнение с другими реакциями и подходами.

A successful description of the double differential cross sections for the emission of cumulative protons, pions, kaons and antiprotons in collisions of carbon nuclei on a fixed target at an energy of 19.6 GeV/nucleon was obtained in the IHEP experiment (Serpuikhov) at the U-70 accelerator. When describing these spectra, the nonequilibrium approach was taken into account as a result of the joint solution of the kinetic equation with the equations of hydrodynamics. Comparisons with other reactions and approaches are made.

PACS: 25.10.+s

## ВВЕДЕНИЕ

Начатый А. М. Балдиным около 50 лет назад поиск объяснения механизма ядерных кумулятивных процессов [1], кинематически запрещенных во взаимодействиях свободных нуклонов, до сих пор является нерешенной проблемой. Было предложено большое количество теоретических подходов, варьирующихся от образования многокварковых кла-

---

\* E-mail: dyachenko\_a@mail.ru

стеров [2, 3] и короткодействующих нуклонных корреляций в ядерной материи [4, 5] до эффектов многократного рассеяния при прохождении частиц через ядро [6, 7]. В работе [8] анализируется модель образования движущегося резонансного источника кумулятивных вторичных протонов, близкая по смыслу к предлагаемому нами здесь подходу. В этих работах исследовались реакции, инициированные в основном протонами.

Исследование этого явления в случае столкновения тяжелых ионов представляет интерес с целью выяснения коллективного многочастичного механизма кумулятивных процессов и проверки различных моделей ядро-ядерного взаимодействия при промежуточных и высоких энергиях. Это было отмечено в обзоре Г. А. Лексина [9].

Успех применения гидродинамики к столкновениям элементарных частиц высокой энергии начался с работы Л. Д. Ландау по множественному рождению вторичных частиц [10], которой исполняется уже 70 лет. В [11] впервые использовано равновесное уравнение состояния, предполагающее установление в системе локального термодинамического равновесия для описания столкновений тяжелых ионов. В [12, 13] для энергий строящегося в ОИЯИ (Дубна) ускорительного комплекса NICA предложено использовать гибридную модель, которая включает в себя быструю неравновесную кинетическую стадию на основе кода HSD (адронная струнная динамика) и последующее описание динамики ядро-ядерного столкновения на основе равновесной релятивистской гидродинамики (см. также [14, 15]). В [14] гибридная модель была усовершенствована включением вязкости в релятивистскую гидродинамику и заменой кода HSD на PHSD (партон-адронная струнная динамика). Это дополняет описание процесса столкновения тяжелых ионов, проведенное в рамках гидродинамических моделей [16–18], поскольку существенную роль в процессе столкновения ядер играет его неравновесный характер.

В [19–26] нами было показано, что локальное термодинамическое равновесие в процессе столкновений тяжелых ионов устанавливается не сразу, поскольку на стадии сжатия важна неравновесная компонента функции распределения, приводящая к формированию бесстолкновительной ударной волны, аналогично бесстолкновительным ударным волнам в расчетах по зависящему от времени методу Хартри–Фока (TDHF) [27]. Для учета неравновесной компоненты было предложено совместно с уравнениями гидродинамики решать кинетическое уравнение. В [23] нами была усовершенствована модель ударной волны с изменяющимся фронтом, предложенная в пионерской работе W. Scheid, H. Muller, W. Greiner [28], которая затем применена к процессу сжатия образующегося горячего пятна — hot spot. Исследование кумулятивных процессов обнаруживает сходство с исследованием подпороговых процессов с испусканием вторичных тяжелых мезонов и антипротонов в столкновениях тяжелых ионов промежуточных энергий [29].

В процессе развития гидродинамического подхода с неравновесным уравнением состояния [16–19] нами рассмотрены столкновения ядер

$^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  на фиксированной мишени при энергиях налетающих ядер углерода 19,6 ГэВ/нуклон, экспериментально исследованные на ускорителе У-70 (ИФВЭ), с испусканием протонов, пионов, каонов и антипротонов [30], а также данные недавней работы [31] группы ИТЭФ по кумулятивным пионам в столкновениях ядер углерода с бериллиевой мишенью при энергии ядер углерода 3,2 ГэВ/нуклон.

Далее изложение построено следующим образом. В разд. 1 описан неравновесный гидродинамический подход. В разд. 2 описана схема наших гидродинамических расчетов с учетом микроканонической поправки. В разд. 3 приведено сравнение с экспериментальными данными и другими моделями и кодами. В заключении приведены основные результаты работы.

## 1. НЕРАВНОВЕСНЫЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Для нахождения нуклонной функции распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  ( $\mathbf{r}$  — пространственная координата,  $\mathbf{p}$  — импульс,  $t$  — время) при промежуточных энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы используем кинетическое уравнение [19–22]

$$\frac{df}{dt} = \frac{f_0 - f}{\tau}, \quad (1)$$

где  $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  — локально равновесная функция распределения;  $\tau$  — время релаксации.

Уравнение (1) должно решаться совместно с уравнениями гидродинамики, следующими из (1) взятием моментов с весом 1,  $\mathbf{p}$ ,  $\mathbf{p}^2$  в импульсном пространстве для нахождения функции распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ .

Входящий в члены взаимодействия самосогласованный потенциал задается так же, как это делается в случае зависящих от плотности эффективных сил типа сил Скирма.

Время релаксации здесь выбрано в традиционной форме  $\tau = \lambda/v_T$  [19–22], где длина свободного пробега нуклонов  $\lambda = 1/\sigma\rho$ ,  $\sigma \approx 40$  мб — элементарное полное нуклон-нуклонное сечение,  $\rho$  — нуклонная плотность,  $v_T$  — средняя скорость теплового движения нуклонов. При низких энергиях для выбранной формы  $\tau$  его численное значение близко к значению, полученному для ферми-жидкости. При высоких энергиях нужно вместо сечения  $\sigma$ , вообще говоря, подставлять транспортное сечение  $\sigma_T$ , что увеличивает величину  $\tau$ . При больших временах релаксации можно использовать уравнения неравновесной длиннопробежной гидродинамики в приближении локальной плотности [23].

Решение уравнения (1) можно упростить, если искать функцию распределения в виде

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = f_1 q + f_0(1 - q), \quad (2)$$

где функция  $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  соответствует состоянию с деформированной ферми-поверхностью,  $q(\mathbf{r}, t)$  ( $0 \leq q \leq 1$ ) — релаксационный фактор, нахо-

дящийся из кинетического уравнения с помощью взятия момента с весом  $p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2$ , определяющего степень анизотропии функции распределения в импульсном пространстве [19–22] ( $p_{\parallel}$  и  $p_{\perp}$  — соответственно продольная и поперечная составляющие импульса).

В результате имеем замкнутую систему уравнений для нахождения плотности  $\rho(\mathbf{r}, t)$ , поля скоростей  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ , поля температур  $T(\mathbf{r}, t)$  и релаксационного фактора  $q(\mathbf{r}, t)$ , позволяющую найти функцию распределения  $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ .

## 2. ИНКЛЮЗИВНОЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА

После выделения области локального нагрева hot spot — области перекрытия сталкивающихся ядер — нами анализируются стадии сжатия, расширения и разлета вещества в процессе столкновений тяжелых ионов. На стадии сжатия формируются бесстолкновительные ударные волны с изменяющимся фронтом [22, 23], аналогичные ударным волнам по методу TDHF.

На стадии расширения [19–22] по достижении ударной волной границ hot spot происходит расширение первоначально сжатой системы, которое описывается с учетом ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном  $\tau$ -приближении.

Расширение hot spot происходит в соответствии с уравнениями гидродинамики, записанными в сферической системе координат. После интегрирования уравнений по объему hot spot [19] получается система обыкновенных интегродифференциальных уравнений, которая решается численно.

В рассматриваемом диапазоне энергий на стадии расширения коэффициент вязкости  $\eta$  достаточно велик (число Рейнольдса  $Re = (m\rho v l)/\eta \leq 1$ ). Это уменьшает скорость разлета hot spot и увеличивает его температуру. По достижении расширяющейся ядерной системой критической плотности (плотности замораживания)  $\rho^*$ , определяемой из условия  $dP_{\text{int}}/d\rho = \rho(dW/d\rho) = 0$ , где  $W$  — среднее поле, происходит формирование вторичных частиц (нуклонов, фрагментов, пионов) и их разлет.

Инвариантное двойное дифференциальное сечение испускания протонов в реакции  $A + B \rightarrow p + X$  имеет вид ( $b$  — параметр удара):

$$E \frac{d^2\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{2\pi}{(2\pi\hbar)^3} \int G(b) b db \int d\mathbf{r} \gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v}) f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t), \quad (3)$$

где функция распределения испускаемых протонов в пренебрежении неравновесной компонентой на стадии замораживания

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = g \left[ \exp \left( \frac{\gamma(E - \mathbf{p}\mathbf{v} - \mu) + T\delta}{T} \right) \pm 1 \right]^{-1}. \quad (4)$$

Здесь спиновый фактор  $g = 2$ ,  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$  и  $\mathbf{p}$  — полная энергия, лоренц-фактор и импульс протонов соответственно;  $\Omega$  — телесный угол;  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  — поле скоростей;  $G(b)$  — фактор, учитывающий, что сечение образования hot spot всегда больше геометрического ( $G(b) = \sigma_t/\sigma_g$ , где  $\sigma_t = \pi\langle R_b \rangle^2$  — полное сечение образования hot spot,  $\langle R_b \rangle$  — средний радиус взаимодействия перекрывающихся частей сталкивающихся ядер,  $\sigma_g$  — геометрическое сечение перекрывающихся частей);  $\mu$  ( $\mu = \mu_T + m$ ) — химический потенциал, который находится из сохранения в среднем числа частиц для большого канонического ансамбля;  $T$  — температура;  $\delta$  — поправка на микроканоническое распределение, которая введена нами [19–21] для учета отклонения функции распределения от экспоненциального равновесного бoльцмановского распределения, справедливого для большого канонического ансамбля частиц. Она проявляется на хвостах спектров вторичных частиц и используется как для равновесной, так и для неравновесной компонент функции распределения.

Знак  $\pm$  означает, соответственно,  $+$  для фермионов и  $-$  для бозонов. Для описания испускания пионов можно использовать выражения (3) и (4), где в качестве функции распределения пионов использовать функцию (4), положив везде массу пионов равной  $m_\pi$ , а химический потенциал равным нулю, поскольку число пионов не задано,  $g = 1$ .

Если для пионов химический потенциал  $\mu_\pi$  равен нулю, то для каонов он тоже невелик  $\mu_K = \mu_p - \mu_\Lambda$  с учетом каналов ассоциативного рождения странных частиц. Для учета выхода странных частиц нужно учесть фактор подавления  $\sim \exp((\mu_K - m_K)/T)$  на ассоциативное рождение странных частиц [29] при  $m_K, m_p \gg T$ . Химический потенциал для антипротонов  $\mu_{\bar{p}} = -\mu_p$ .

Кроме вклада (3) в сечение от испускания протонов из hot spot нами учитывался также вклад от слияния неперекрывающихся частей сталкивающихся ядер — «спектаторов», как в модели корона-кор при высоких энергиях [32]. Временная эволюция hot spot, сжатие и последующее его разрежение напоминают флуктуации в ядерной системе, подобные флуктону Д. И. Блохинцева [33], введенному для объяснения кумулятивного эффекта.

### 3. ОПИСАНИЕ СПЕКТРОВ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ, ПИОНОВ, КАОНОВ И АНТИПРОТОНОВ

Нам удалось воспроизвести экспериментальные данные [31] по энергетическим спектрам отрицательных пионов (рис. 1).

В сечение рождения  $\pi$ -мезонов помимо тепловых пионов также вносит вклад канал от распада  $\Delta \rightarrow N + \pi$ , который мы включили в рассмотрение аналогично [35]. Кривая 1 — наш расчет, кривая 2 — наш расчет без учета поправки на микроканоническое распределение. Кривые 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [31] в современных

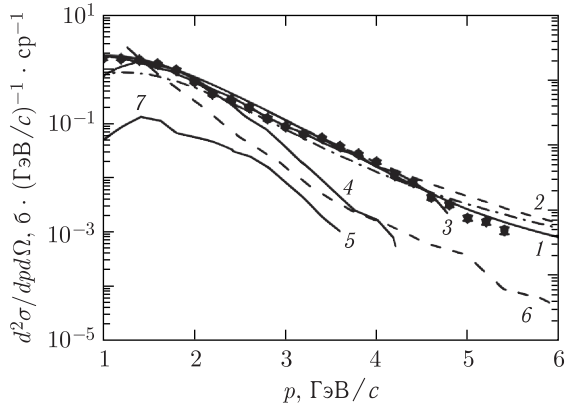


Рис. 1. Распределения  $\pi$ -мезонов по лабораторному импульсу в реакции  $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow \pi^- + X$ , испускаемых под углом  $3,5^\circ$  при энергии ионов  $^{12}\text{C}$  3,2 ГэВ/нуклон. Кривая 1 — наш расчет с значениями  $\langle T_h \rangle \approx 122$  МэВ,  $\langle R_h \rangle \approx 2$  фм,  $\mu_\pi = 0$  для hot spot; кривая 2 — наш расчет без учета поправки на микроканоническое распределение; точки — экспериментальные данные из [31]. Кривые 3, 4, 5 — результаты расчетов по транспортным кодам [31]. Кривая 6 — результат проведенного нами расчета в модели HSD [34], кривая 7 — наш расчет в пренебрежении вязкостью среды в hot spot

теоретических моделях, 3 — каскадная модель [36], 4 — транспортная модель кварк-глюонных струн [37], 5 — модель квантовой молекулярной динамики (QMD), встроенной в монте-карловский пакет GEANT4 [38]. Наш расчет в рамках гидродинамического подхода показывает хорошее согласие с экспериментальными спектрами [31]. Рассчитанный нами спектр (кривая 6) по модели HSD [34] показывает более быстрый спад, чем экспериментальный.

Кривая 7 показывает результаты нашего расчета без учета вязкости среды для тех же параметров расчета, как на кривой 2, т. е. она соответствует hot spot в идеальной жидкости.

На рис. 2 приведены импульсные спектры протонов и отрицательных пионов, испускаемых в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow p(\pi) + X$  под углом  $0^\circ$  при энергии ионов  $^{12}\text{C}$ , равной 19,6 ГэВ/нуклон. Экспериментальные данные, полученные в эксперименте на ускорителе У-70 (ИФВЭ) [30], показаны точками. Сплошными кривыми представлены результаты наших расчетов в рамках гидродинамического подхода, при этом параметры расчета — средняя температура hot spot  $\langle T_h \rangle$ , средний химический потенциал  $\langle \mu_T \rangle$ , средний радиус hot spot  $\langle R_h \rangle$  — зависят от энергии, штриховые кривые — феноменологическая параметризация А. А. Балдина, штрихпунктирные кривые — результаты расчетов по модели FTFP (the Fritiof model) [30]. Сплошная кривая 1 соответствует расчету для протонов с учетом поправки на микроканоническое распределение и с учетом вязкости сре-

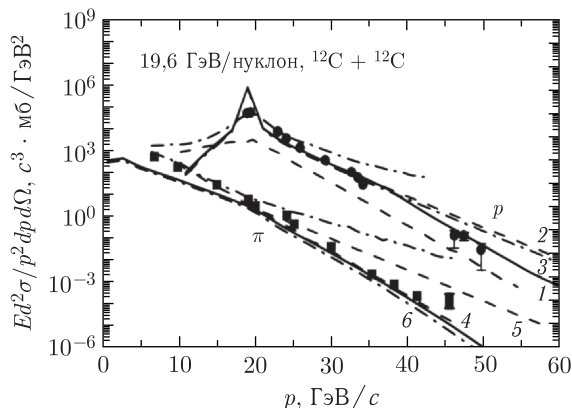


Рис. 2. Распределения протонов и  $\pi^-$ -мезонов по лабораторному импульсу в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow p(\pi^-) + X$ , испускаемых под углом  $0^\circ$  при энергии ионов  $^{12}\text{C}$  19,6 ГэВ/нуклон. Сплошные кривые — наш расчет с значениями  $\langle T_h \rangle \approx 150$  МэВ,  $\langle R_h \rangle \approx 2,5$  фм для hot spot. Кривая 1 — наш расчет для протонов с  $\langle \mu_T \rangle = -370$  МэВ, штриховая кривая 2 — наш расчет для протонов в пренебрежении поправкой  $\delta$ , штрихпунктирная кривая 3 — наш расчет для протонов в пренебрежении вязкостью. Сплошная кривая 4 — наш расчет для пионов с  $\mu_\pi = 0$ , штриховая кривая 5 — наш расчет для пионов в пренебрежении поправкой  $\delta$ , штрихпунктирная кривая 6 — для пионов в пренебрежении вязкостью среды. Штриховые кривые без номеров — параметризация А. А. Балдина; точки — экспериментальные данные из [30], штрихпунктирные кривые без номеров — результаты расчетов по модели FTFP [30]

ды, штриховая кривая 2 соответствует расчету без учета поправки, но с учетом вязкости. Штрихпунктирная кривая 3 соответствует параметрам кривой 2 без учета вязкости. Сплошная кривая 4 соответствует расчету для отрицательных пионов с учетом поправки на микроканоническое распределение и с учетом вязкости среды, штриховая кривая 5 соответствует расчету без учета поправки, но с учетом вязкости. Штрихпунктирная кривая 6 соответствует параметрам кривой 4 без учета вязкости.

На рис.3 приведены импульсные спектры каонов и антипротонов, испускаемых в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow K(p^-) + X$  под углом  $0^\circ$  при той же энергии ионов  $^{12}\text{C}$  19,6 ГэВ/нуклон. Точки — экспериментальные данные [30], сплошные кривые — наш расчет, штриховые кривые — феноменологическая параметризация А. А. Балдина, штрихпунктирные кривые — расчеты по модели FTFP [30].

Сплошная кривая 1 соответствует расчету для антикаонов с учетом поправки на микроканоническое распределение и с учетом вязкости среды, а также с учетом фактора подавления для выхода странных частиц на ассоциативное рождение. Штрихпунктирная кривая 2 соответствует параметрам кривой 1 без учета вязкости. Сплошная кривая 3 соответствует расчету для антипротонов с учетом поправки на микроканоническое

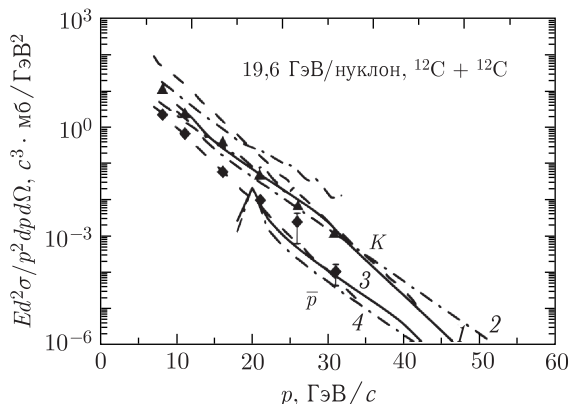


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для распределения каонов и антипротонов в реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow K^-(p^-) + X$ , при энергии ионов  $^{12}\text{C}$  19,6 ГэВ/нуклон, точки — экспериментальные данные из [30]. Сплошная кривая 1 — наш расчет для антикаонов при  $\langle \mu_{K^-} \rangle = 135$  МэВ с учетом фактора подавления выхода странных частиц, штрихпунктирная кривая 2 — наш расчет для антикаонов в пренебрежении вязкостью среды. Сплошная кривая 3 — наш расчет для антипротонов при  $\langle \mu_{p^-} \rangle = -610$  МэВ, штрихпунктирная кривая 4 — наш расчет для антипротонов в пренебрежении вязкостью среды. Штриховые кривые без номеров — параметризация А. А. Балдина, штрихпунктирные кривые без номеров — расчет по модели FTFP из работы [30]

распределение и с учетом вязкости среды. Штрихпунктирная кривая 4 соответствует параметрам кривой 3 без учета вязкости.

Как видно из рис. 1, в кумулятивной области спектров при импульсе  $p > 2$  ГэВ/с наш расчет согласуется с экспериментальными данными [31]. Расчет воспроизводит экспериментальные данные по пионам в пределах 3 порядков величины, а для протонов, полученных ранее, в пределах 5 порядков величины [19–21], что не хуже монте-карловских транспортных кодов. Причем некоторые каскадные расчеты заметно недооценивают экспериментальные спектры в высокоимпульсной области, а модель *frtiof* на рис. 2, 3 дает завышенные сечения выхода кумулятивных частиц. В области малых импульсов наш расчет также воспроизводит экспериментальные спектры пионов в эксперименте ИТЭФ. Однако в эксперименте ИФВЭ нам пока не удалось воспроизвести мягкую часть спектра вторичных частиц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе в рамках модифицированной гидродинамической модели с фиксированными параметрами уравнения состояния описаны экспериментальные высокоимпульсные спектры протонов, пионов, каонов и антипротонов, испускаемых в столкновениях ядер углерода при энергии



19,6 ГэВ/нуклон эксперимента ИФВЭ, что дополнило наши предыдущие результаты для спектра кумулятивных протонов и пионов в экспериментах ИТЭФ при энергиях 0,3–3,2 ГэВ/нуклон для налетающих ядер углерода [19–21, 24, 25].

Весьма важным моментом явилось включение в рассмотрение эффектов ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном  $\tau$ -приближении для кинетического уравнения, а также поправки на микроканоническое распределение, проявляющейся в области высокоэнергетических «хвостов» спектров протонов. При промежуточных энергиях в кумулятивной области импульсных спектров протонов важен учет испускания протонов из образующегося горячего пятна — *hot spot* — и их испускания в результате слияния неперекрывающихся областей сталкивающихся ядер. То есть в развиваемой модели представлен механизм корона-кор, получивший распространение при высоких энергиях. Это может объяснить аппроксимацию экспериментальных данных двумя экспонентами со своими температурами, проведенную в [39]. Проведенные расчеты воспроизводят экспериментальные данные по выходам протонов и пионов как для средних, так и тяжелых ядер в области промежуточных и высоких энергий сталкивающихся ядер и могут быть применены к области энергий строящегося в Дубне ускорительного комплекса NICA. Правомерность использования макроскопических параметров для легких систем можно объяснить. В нашем случае среднее число частиц в *hot spot*  $N \approx 10$ , и дисперсия  $1/\sqrt{N} \ll 1$  не столь велика. Поправка на микроканоническое распределение улучшает описание эксперимента. Плечо в кумулятивной области спектра протонов воспроизводится в нашем подходе, и иногда оно воспроизводится в транспортных каскадных кодах. Возможно, это обусловлено перерасеянием пионов [40].

Автор благодарен В. В. Вечернину, М. Б. Жалову, В. Т. Киму, И. А. Митропольскому, О. Л. Федину, А. В. Ставинскому, В. В. Куликову и С. С. Шиманскому за полезные обсуждения, а также рецензенту за полезные рекомендации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Baldin A. M. et al.* Cumulative Mesoproduction // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1974. V. 18. P. 41–44.
2. *Burov V. V., Lukyanov V. K., Titov A. I.* Large Momentum Pion Production in Proton Nucleus Collisions // *Phys. Lett. B.* 1977. V. 67. P. 46–48.
3. *Ejremov A. V., Kaidalov A. B., Kim V. T. et al.* Cumulative Hadron Production in Quark Models of Flucton Fragmentation // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1988. V. 47. P. 1364–1374.
4. *Frankfurt L. L., Strikman M. I.* On the Role of Short Range Nucleus Structure in Fast Backward Particle Production in High-Energy Processes // *Phys. Lett. B.* 1979. V. 83. P. 407–412.
5. *Frankfurt L. L., Strikman M. I.* High-Energy Phenomena, Short-Range Nuclear Structure and QCD // *Phys. Rep.* 1981. V. 76. P. 215–347.

6. *Braun M. A., Vechernin V. V.* On Interference of Cumulative Proton Production Mechanisms // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 1993. V. 19. P. 517–528.
7. *Toneev V. D., Gudima K. K.* Particle Emission in Light and Heavy Ion Reactions // *Nucl. Phys. A.* 1983. V. 400. P. 173–189.
8. *Panova O. et al.* Backward Nucleon Production by Heavy Baryonic Resonances in Proton–Nucleus Collisions // *Phys. Rev. C.* 2019. V. 100. P. 054617.
9. *Leksin G. A.* Methods for Investigating Nuclear Matter under Conditions Characteristic of Its Transition to Quark–Gluon Plasma // *Phys. Atom. Nucl.* 2002. V. 65. P. 1985–1994.
10. *Landau L. D.* On the Multiparticle Production in High-Energy Collisions // *Izv. AN SSSR. Ser. Fiz.* 1953. V. 17. P. 51–64.
11. *Stöcker H., Greiner W.* Excluded Volume Effect for the Nuclear Matter Equation of State // *Phys. Rep.* 1986. V. 137. P. 277–392.
12. *Khvorostukhin A. S., Toneev V. D.* Rapidity Distributions of Hadrons within Hybrid Model // *Phys. Part. Nucl. Lett.* 2017. V. 14. P. 9–17.
13. *Khvorostukhin A. S., Toneev V. D.* Hadron Rapidity Spectra in the HydHSD Hybrid Model // *Phys. Atom. Nucl.* 2017. V. 80. P. 285–298.
14. *Khvorostukhin A. S., Kolomeitsev E. E., Toneev V. D.* Hybrid Model with Viscous Relativistic Hydrodynamics: A Role of Constraints on the Shear-Stress Tensor // *Eur. Phys. J. A.* 2021. V. 57. P. 294–328.
15. *Petersen H. et al.* A Fully Integrated Transport Approach to Heavy Ion Reactions with an Intermediate Hydrodynamic Stage // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 78. P. 044901-1–044901-20.
16. *Merdeev A. V., Satarov L. M., Mishustin I. N.* Hydrodynamic Modeling of Deconfinement Phase Transition in Heavy-Ion Collisions at NICA–FAIR Energies // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 014907.
17. *Mishustin I. N., Russkikh V. N., Satarov L. M.* Fluid Dynamical Model of Relativistic Heavy Ion Collision // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1991. V. 54. P. 260–314.
18. *Ivanov Y. B., Russkikh V. N., Toneev V. D.* Relativistic Heavy-Ion Collisions within 3-Fluid Hydrodynamics: Hadronic Scenario // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 73. P. 044904-1–044904-30.
19. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Emission of High-Energy Protons and Photons in Heavy-Ion Collisions Treated on the Basis of a Hydrodynamic Approach with a Nonequilibrium Equation of State // *Phys. Atom. Nucl.* 2020. V. 83. P. 558–566.
20. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Emission of High-Energy Protons and Pions in Collisions of Heavy Ions within the Framework of a Nonequilibrium Hydrodynamic Approach // *Phys. Part. Nucl.* 2022. V. 53, No. 2. P. 505–512.
21. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Emission of High Energy Particles in Heavy Ion Collisions and a Non-Equilibrium Equation of State // *Eur. Phys. J. Web Conf.* 2019. V. 204. P. 03018-1–03018-8.
22. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Spectra of Protons and Subthreshold Pions for Collisions of Heavy Ions Using a Hydrodynamic Approach with a Nonequilibrium Equation of State // *Phys. Atom. Nucl.* 2019. V. 82. P. 1641–1646.
23. *D'yachenko A. T., Gridnev K. A., Greiner W.* Calculation of Heavy Ion Collisions within the Framework of the Modified Hydrodynamic Approach // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2013. V. 40. P. 085101-1–085101-9.

24. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Nonequilibrium Hydrodynamic Approach to Describing the Emission of High-Energy Secondary Particles in Intermediate-Energy Heavy-Ion Collisions // *Phys. Atom. Nucl.* 2022. V. 85. P. 1053–1062.
25. *D'yachenko A. T., Mitropolsky I. A.* Description of the Spectra of Cumulative Protons, Pions, and Photons in Collisions of Heavy Intermediate-Energy Ions Based on a Nonequilibrium Hydrodynamic Approach // *Phys. Part. Nucl.* 2023. V. 54, No. 23. P. 462–475.
26. *D'yachenko A. T.* Spectra of Fast Particles in the Hydrodynamic Model of Heavy-Ion Collisions // *Phys. Atom. Nucl.* 1994. V. 57. P. 1930–1936.
27. *Bonche P., Koonin S., Negele J. W.* One-Dimensional Nuclear Dynamics in the Time-Dependent Hartree–Fock Approximation // *Phys. Rev. C.* 1976. V. 13. P. 1226–1258.
28. *Scheid W., Muller H., Greiner W.* Nuclear Shock Waves in Heavy-Ion Collisions // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. P. 741.
29. *D'yachenko A. T.* Subthreshold  $K$ -Meson and Antiproton Production in the Nucleus–Nucleus Collisions within the Framework of the Fluid Dynamics Approach // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2000. V. 26. P. 861–869.
30. *Afonin A. G. et al.* Measurement of Cross Sections for Inclusive Forward Charged Hadron Production in Carbon–Carbon Collisions at Beam Energy of 19.6 GeV per Nucleon // *Phys. Atom. Nucl.* 2020. V. 83. P. 228–236.
31. *Abramov B. M. et al.* Cumulative  $\pi$ -Mesons in  $^{12}\text{C} + ^9\text{Be}$  Interactions at 3.2 GeV/Nucleon // *Phys. Atom. Nucl.* 2021. V. 84. P. 467–475.
32. *Kanakubo Y., Tachibana Y., Hirano T.* Unified Description of Hadron Yield Ratios from Dynamical Core–Corona Initialization // *Phys. Rev. C.* 2020. V. 101. P. 024912.
33. *Blokhintsev D. I.* On the Fluctuations of Nuclear Matter // *Sov. Phys. JETP.* 1958. V. 6. P. 995–999.
34. *Cassing W., Bratkovskaya E.* Hadronic and Electromagnetic Probes of Hot and Dense Nuclear Matter // *Phys. Rep.* 1999. V. 308. P. 65–233.
35. *D'yachenko A. T., Baryshnikov V. N.* Spectra of Fast Subthreshold Pions Produced in Nucleus–Nucleus Collisions // *Proc. of Baldin ISHEPP XIX.* 2008. V. 2. P. 234–238.
36. *Dementev A. V., Sobolevsky N. M.* SHIELD: Universal Monte Carlo Hadron Transport Code: Scope and Applications // *Nucl. Tracks Radiat. Meas.* 1999. V. 30. P. 553–557.
37. *Mashnik S. G. et al.* CEM03.03 and LAQGSM03.03 Event Generators for the MCNP6, MCNPX, and MARS15 Transport Codes. FERMILAB-CONF-08-322-APC, LA-UR-08-2931L. Los Alamos, 2008.
38. *Koi T. et al.* Validation of Hadronic Models in GEANT4 // *AIP Conf. Proc.* 2007. V. 896. P. 21–30.
39. *Abramov B. M. et al.* Protons from Carbon Ion Fragmentation at 0.3–2.0 GeV/Nucleon: Comparison with Models of Ion–Ion Interactions // *Phys. Atom. Nucl.* 2015. V. 78. P. 373–380.
40. *Braun M. A., Vechernin V. V.* Relativistic String Model in Hadron Physics // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1986. V. 44. P. 1016–1024.