

ОПИСАНИЕ ЭМИССИИ КУМУЛЯТИВНЫХ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ НА ОСНОВЕ НЕРАВНОВЕСНОГО ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДХОДА

© 2024 г. А. Т. Дьяченко^{1), 2), *}

Поступила в редакцию 23.11.2023; после доработки 23.11.2023 г.; принята к публикации 23.11.2023 г.

Проанализированы двойные дифференциальные сечения испускания кумулятивных протонов, пионов, каонов и антипротонов при столкновениях ядер углерода на фиксированной мишени при энергии 19.6 ГэВ/нуклон в эксперименте ИФВЭ на ускорителе У-70. При описании этих спектров был учтен неравновесный подход в результате совместного решения кинетического уравнения с уравнениями гидродинамики. Приведено сравнение с другими подходами.

DOI: 10.31857/S0044002724020092, EDN: KRPHNR

1. ВВЕДЕНИЕ

Инициированный А.М. Балдиным около 50 лет назад поиск объяснения механизма ядерных кумулятивных процессов [1, 2], кинематически запрещенных во взаимодействиях свободных нуклонов, до сих пор является нерешенной проблемой. Было предложено большое количество теоретических подходов, варьирующихся от образования многокварковых кластеров в ядерной материи [3–6] до эффектов многократного рассеяния при прохождении частиц через ядро [7, 8]. В работе [9] 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 в целях выяснения коллективного многочастичного механизма кумулятивных процессов и проверки различных моделей ядро-ядерного взаимодействия при промежуточных и высоких энергиях. В обзоре Г.А. Лексина [10] было указано на возможность проявления в этих процессах свойств кварк-глюонной плазмы.

В 2023 г. исполняется 70 лет применения Л.Д. Ландау гидродинамики к столкновениям

элементарных частиц высокой энергии для описания множественного рождения вторичных частиц [11]. В [12] впервые использовано равновесное уравнение состояния, предполагающее установление в системе локального термодинамического равновесия для описания столкновений тяжелых ионов. В [13–15] 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 и PHSD (струнная динамика) и последующее описание динамики ядро-ядерного столкновения на основе релятивистской гидродинамики. 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 [27] с изменяющимся фронтом [28]. Для учета неравновесной компоненты было предложено совместно с уравнениями гидродинамики решать кинетическое уравнение. Исследование кумулятивных процессов обнаруживает сходство также 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

¹⁾ Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

²⁾ Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, С.-Петербург, Россия.

* E-mail: dyachenko_a@mail.ru

[19–23] 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].

Далее изложение построено следующим образом. В разд. 2 описана схема расчета. В разд. 3 приведено сравнение с экспериментальными данными и другими моделями. В Заключение, в разд. 4, приведены основные результаты работы.

2. ОПИСАНИЕ СХЕМЫ РАСЧЕТА

Для описания системы нуклонов воспользуемся одночастичной функцией распределения $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ ($\mathbf{r}(x_1, x_2, x_3)$ — пространственная координата, $\mathbf{p}(p_1, p_2, p_3)$ — импульс, t — время), для которой при промежуточных энергиях сталкивающихся тяжелых ионов мы используем кинетическое уравнение [19–23]:

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

где $f_0(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — локально равновесная функция распределения, τ — 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. Входящий в члены взаимодействия самосогласованный потенциал $W(\rho)$ задается так же, как это делается в случае зависящих от плотности ρ эффективных сил типа сил Скирма.

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

Решение уравнения (1) ищется 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, находящийся из кинетического уравнения с помощью взятия момента с весом $p_{\parallel}^2 - p_{\perp}^2$, определяющего степень анизотропии функции распределения

в импульсном пространстве [19–23] ($p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$ — продольная и поперечная составляющие импульса соответственно). При $q = 0$ получаем уравнения равновесной, а при $q = 1$ — неравновесной длиннопробежной гидродинамики.

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 $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$.

После выделения области локального нагрева hot spot — области перекрытия сталкивающихся ядер — мы проанализировали стадии сжатия, расширения и разлета вещества в процессе столкновений тяжелых ионов. На стадии сжатия формируются бесстолкновительные ударные волны с изменяющимся фронтом [23, 24].

На стадии расширения [19–23] по достижении ударной волной границ hot spot происходит расширение первоначально сжатой системы, которое описывается с учетом ядерной вязкости, найденной нами в релаксационном τ -приближении. В рассматриваемом диапазоне энергий на этой стадии коэффициент вязкости η достаточно велик (число Рейнольдса $Re = \frac{m\rho v l}{\eta} \leq 1$). Это уменьшает скорость разлета hot spot и увеличивает его температуру. По достижении расширяющейся ядерной системой критической плотности (плотности замораживания) ρ^* , определяемой из условия $\frac{dW}{d\rho} = 0$, 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)

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

где $G(b) = \sigma_t / \sigma_g$ — фактор, учитывающий, что сечение образования hot spot $\langle \sigma_t = \pi < R_b >^2 \rangle$ всегда больше геометрического σ_g сечения перекрывающихся частей; $E = \sqrt{p^2 + m^2}$, $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2}$ и $\mathbf{p}$ — соответственно полная энергия, Лоренц-фактор и импульс протонов; Ω — телесный угол, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ — поле скоростей; $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения испускаемых протонов в пределе неравновесной компонентой на стадии замораживания

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

В (4) спиновый фактор $g = 2$, $\mu (\mu = \mu_T + m)$ — химический потенциал, который находится из условия сохранения в среднем числа частиц для большого канонического ансамбля; T — температура; δ — поправка на микроканоническое распределение [19]. 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_π , а химический потенциал μ равным нулю, поскольку число пионов не задано, $g = 1$. Для бозонов в (4) выбираем знак “ $-$ ” перед 1.

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 [31]. Временная эволюция hot spot, сжатие и последующее его разрежение напоминают флуктуации в ядерной системе, подобные флуктону Д.И. Блохинцева [32], введенному для объяснения кумулятивного эффекта.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Наш подход [19, 24, 25] применим и к испусканию кумулятивных протонов и пионов, полученных в реакции $^{12}\text{C} + ^9\text{Be} \rightarrow p(\pi^-) + X$ на ускорителе ИТЭФ при энергиях ядер ^{12}C 0.3–3.2 ГэВ/нуклон

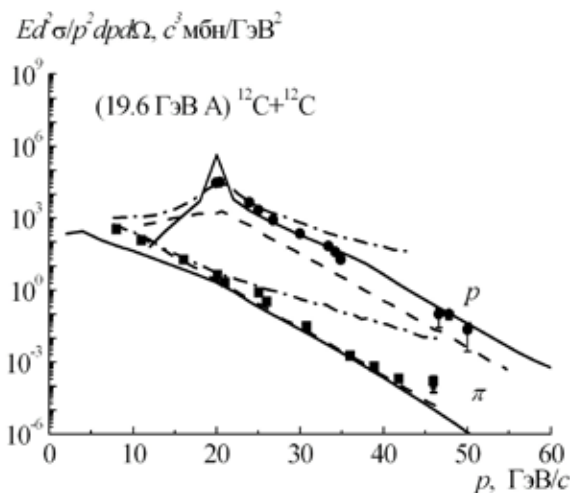


Рис. 1. Распределения протонов и π^- -мезонов по лабораторному импульсу в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow p + X$, испускаемых под углом 0° при энергии ^{12}C 19.6 ГэВ/нуклон. Сплошные кривые — наш расчет с значениями $\langle T_h \rangle \approx 150$ МэВ, $\langle R_h \rangle \approx 2.5$ Фм; штриховые кривые — параметризация А.А. Балдина; точки — экспериментальные данные из [30] (кружки — протоны, квадраты — пионы). Штрихпунктирные кривые — результаты расчетов по модели FTFR [30].

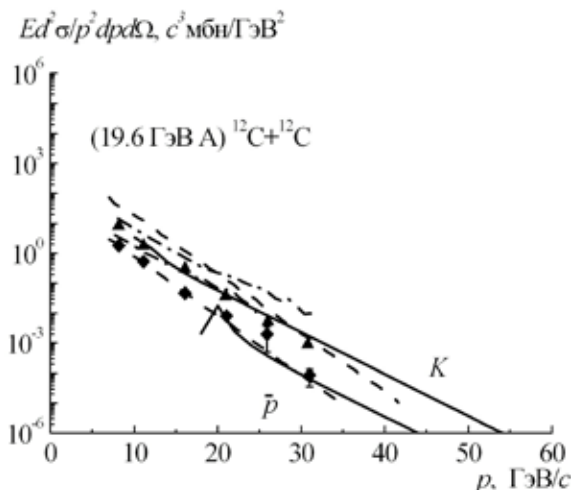


Рис. 2. То же, что на рис. 2, но для распределения каонов и антипротонов в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow K(\bar{p}) + X$ при энергии ионов ^{12}C 19.6 ГэВ/нуклон, точки — экспериментальные данные из [30] (треугольники — каоны, ромбы — антипротоны).

[33, 34]. Поэтому можно распространить этот подход и на другие реакции с тяжелыми ионами.

На рис. 1 приведены импульсные спектры протонов и отрицательных пионов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow p(\pi) + X$ под углом 0° при энергии ионов ^{12}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 FTFR (фритиоф) [30].

На рис. 2 приведены импульсные спектры каонов и антипротонов, испускаемых в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow K(\bar{p}) + X$ под углом 0° при той же энергии ионов ^{12}C 19.6 ГэВ/нуклон. Экспериментальные данные [30] — точки, сплошные кривые — наш расчет, штриховые кривые — феноменологическая параметризация А.А. Балдина, штрихпунктирные кривые — расчеты по модели FTFR [30].

Как видно из рис. 1, 2 в кумулятивной области спектров при импульсе $p > 20$ ГэВ/с, наш расчет согласуется с экспериментальными данными [30]. Из рис. 1 и рис. 2 видно, что наш расчет оказывается лучше модели фритиоф и феноменологической параметризации при описании данных [30]. Причем некоторые каскадные расчеты заметно недооценивают экспериментальные спектры в высокоимпульсной области [19, 24, 25], а модель фритиоф на рис. 1, 2 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.

4. 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 с бериллиевой мишенью [33, 34].

Проведенные расчеты воспроизводят экспериментальные данные по выходам протонов и пионов как для средних, так и для тяжелых ядер в области промежуточных и высоких энергий сталкивающихся ядер и могут быть применены к области энергий строящегося в Дубне ускорительного комплекса “NICA”. Правомомерность использования макроскопических параметров для легких систем можно объяснить. В нашем случае среднее число частиц в hot spot $N \sim 10$ и дисперсия $\sim 1/\sqrt{N} \ll 1$ не столь велика. Поправка на микроканоническое распределение улучшает описание эксперимента.

Автор благодарен В.В. Вечернину, М.Б. Жалову, В.Т. Киму, И.А. Митропольскому и О.Л. Федину за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. А. М. Балдин, С. Б. Герасимов, Н. Гиордэнеску, В. Н. Зубарев, Л. К. Иванова, А. Д. Кириллов, В. А. Кузнецов, Н. С. Мороз, В. Б. Родоманов, В. Н. Рамжин, В. С. Ставинский, М. И. Якута, *ЯФ* **18**, 79 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 41 (1974)].
2. Ю. Д. Баюков, В. С. Воробьев, Г. А. Лексин, В. Л. Стопин, В. Б. Федоров, В. Д. Хованский, *ЯФ* **18**, 1246 (1973) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **18**, 639 (1974)].
3. V. V. Burov, V. K. Lukyanov, and A. I. Titov, *Phys. Lett. B* **67**, 46 (1977).
4. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Lett. B* **83**, 407 (1979).
5. L. L. Frankfurt and M. I. Strikman, *Phys. Rept.* **76**, 215 (1981).
6. А. В. Ефремов, А. Б. Кайдалов, В. Т. Ким, Г. И. Лыкасов, Н. В. Славин, *ЯФ* **47**, 1364 (1988) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **47**, 868 (1988)].
7. M. A. Braun and V. V. Vechernin, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **19**, 517 (1993).
8. V. D. Toneev and K. K. Gudima, *Nucl. Phys. A* **400**, 173 (1983).
9. O. Panova, A. Motornenko, M. I. Gorenstein, J. Steinheimer, and H. Stoecker, *Phys. Rev. C* **100**, 054617 (2019).
10. Г. А. Лексин, *ЯФ* **65**, 2042 (2002) [*Phys. At. Nucl.* **65**, 1985 (2002)].
11. L. D. Landau, *Izv. Akad. Nauk Ser. Fiz.* **17**, 51 (1953) [Collected papers of L. D. Landau, Ed. D. Ter-Haar (Pergamon Press, Oxford, 1965), Paper no. 74].
12. H. Stöcker and W. Greiner, *Phys. Rept.* **137**, 277 (1986).
13. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, *ЯФ* **80**, 161 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 285 (2017)].
14. А. С. Хворостухин, В. Д. Тонеев, *Письма в ЭЧАЯ* **14**, 22 (2017) [*Phys. Part. Nucl. Lett.* **14**, 9 (2017)].
15. A. S. Khvorostukhin, E. E. Kolomeitsev, and V. D. Toneev, *Eur. Phys. J. A* **57**, 294 (2021); arXiv: 2104.14197v1 [nucl-th].
16. A. V. Merdeev, L. M. Satarov, and I. N. Mishustin, *Phys. Rev. C* **84**, 014907 (2011).
17. И. Н. Мишустин, В. Н. Русских, Л. М. Сатаров, *ЯФ* **54**, 429 (1991) [*Sov. J. Nucl. Phys.* **54**, 260 (1991)].
18. Yu. B. Ivanov, V. N. Russkikh, and V. D. Toneev, *Phys. Rev. C* **73**, 044904 (2006).
19. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, *ЯФ* **83**, 317 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 558 (2020)].
20. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. Part. Nucl.* **53**, 505 (2022).
21. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *EPJ Web Conf.* **204**, 03018 (2019).
22. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. At. Nucl.* **82**, 1641 (2019).
23. А. Т. D'yachenko, K. A. Gridnev, and W. Greiner, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. G* **40**, 085101 (2013).
24. А. Т. Дьяченко, И. А. Митропольский, *ЯФ* **86**, 285 (2023) [*Phys. At. Nucl.* **85**, 1053 (2022)].
25. А. Т. D'yachenko and I. A. Mitropolsky, *Phys. Part. Nucl.* **54**, 462 (2023).
26. А. Т. Дьяченко, *ЯФ* **57**, 2006 (1994) [*Phys. At. Nucl.* **57**, 1930 (1994)].
27. P. Bonche, S. Koonin, and J. W. Negele, *Phys. Rev. C* **13**, 1226 (1976).
28. W. Scheid, H. Muller, and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 741 (1974).
29. А. Т. D'yachenko, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. G* **26**, 861 (2000).
30. А. Г. Афонин, М. Ю. Боголюбский, А. А. Волков, Д. К. Елумахов, В. Н. Запольский, А. А. Иванилов, А. Ю. Калинин, А. Н. Криницын, Н. В. Кулагин, В. И. Крышкин, Д. И. Паталаха, К. А. Романишин, В. В. Скворцов, В. В. Талов, Л. К. Турчанович, Ю. А. Чесноков, *ЯФ* **83**, 140 (2020) [*Phys. At. Nucl.* **83**, 228 (2020)].
31. Y. Kanakubo, Y. Tachibana, and T. Hirano, *Phys. Rev. C* **105**, 024905 (2022), arXiv: 2108.07943 [nucl-th].
32. Д. И. Блохинцев, *ЖЭТФ* **33**, 1295 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **6**, 995 (1958)].
33. Б. М. Абрамов, М. Базнат, Ю. А. Бородин, С. А. Булычев, И. А. Духовской, А. П. Крутенкова, В. В. Куликов, М. А. Мартемьянов, М. А. Мацюк, Е. Н. Турдакина, *ЯФ* **84**, 331 (2021) [*Phys. At. Nucl.* **84**, 467 (2021)].
34. Б. М. Абрамов, П. Н. Алексеев, Ю. А. Бородин и др., *ЯФ* **78**, 403 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 373 (2015)].

DESCRIPTION OF THE EMISSION OF CUMULATIVE SECONDARY PARTICLES IN COLLISIONS OF HEAVY IONS OF INTERMEDIATE ENERGIES BASED ON THE NON-EQUILIBRIUM HYDRODYNAMIC APPROACH

© 2024 A. T. D'yachenko^{1), 2)}

¹⁾*National Research Center "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia*

²⁾*Emperor Alexander I Petersburg State Transport University, St. Petersburg, Russia*

We have analyzed 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 obtained in the IHEP experiment 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 approaches are made.