

Зависимость эмиссии частиц от центральности в ядро–ядерных столкновениях на нуклонном и кварковом уровне

Г. О. Амбарян^{1,*}, В. Л. Коротких^{2,†}, Г. Х. Эйюбова^{2,‡}

¹Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра физики атомного ядра и квантовой теории столкновений Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Научно–исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

(Поступила в редакцию 23.03.2022; подписана в печать 04.01.2022)

Выполнен теоретический анализ распределения плотности частиц от числа источников их эмиссии (раненых нуклонов, кварков) в зависимости от центральности столкновения в широкой области энергий от RHIC до LHC. Используется Монте–Карло модель Глаубера для столкновения тяжёлых ионов. Показано, что скейлинг по числу раненых кварков выполняется при всех энергиях. Этот эффект связан с увеличением числа пар раненых кварков в поперечной плоскости при уменьшении прицельного параметра сталкивающихся ядер. Раненый кварк испускает одно и то же число частиц независимо от прицельного параметра сталкивающихся ядер.

PACS: 25.75.Ag, 24.10.Lx, 25.75.-q УДК: 539.1

Ключевые слова: столкновения тяжёлых ионов, Монте–Карло модель Глаубера, раненые кварки.

ВВЕДЕНИЕ

Распределение плотности частиц в модели с ранеными нуклонами от RHIC до LHC

Идея [1] описания с помощью «раненых» нуклонов множественности частиц в мягком спектре при столкновении A+B тяжёлых ионов при энергиях RHIC оказалась очень удачной. Достоинством идеи является то, что вся зависимость от центральности столкновения C (значит от расстояния между центрами ядер b) и от параметров pp взаимодействия заключена в функции средних значений раненых нуклонов, вычисляемых в рамках модели Глаубера [2, 3]. Далее мы используем обозначения работы [4].

Для симметричных сталкивающихся ионов ($A = B$) число заряженных частиц в области центральных значений быстрот может быть описана:

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(E, C) = \frac{N_{pp}}{d\eta}(E) 2\langle N_{part}(E, C) \rangle, \quad (1)$$

где $\langle N_{part}(E, C) \rangle$ — среднее по событиям число участвующих раненых нуклонов в заданном ядре, $\frac{dN_{pp}}{d\eta}(E)$ — множественность частиц в pp столкновении, E — энергия столкновения ядер. Тогда отношение $\frac{dN_{ch}}{d\eta}(E, C) / \langle N_{part}(E, C) \rangle$ не зависит от числа раненых нуклонов. Говорят, что наблюдается скейлинг по числу раненых нуклонов $\langle N_{part}(E, C) \rangle$ [5]. Это означает также независимость этого отношения от центральности. Анализ многочисленных данных для ядер Cu и Au [6–18] показывает, что модель раненых нуклонов хорошо описывает эту независимость от $\langle N_{part}(E, C) \rangle$ при энергиях RHIC.

Аналогичный анализ данных PbPb при энергиях LHC не демонстрирует явно такой скейлинг [19–23]. Мы показываем, как для этих данных проявляется скейлинг по числу раненых кварков в расширенной модели Глаубера с учётом произвольного числа конститuentов, свободно распределённых по плотности каждого нуклона ядра [4].

1. МОНТЕ–КАРЛО МОДЕЛЬ РАНЕНЫХ НУКЛОНОВ И КВАРКОВ

Число раненых кварков $N_{c-part}(E, C)$ для каждого ядра вычисляется в рамках Монте–Карло модели Глаубера [4]. Согласно этой модели, положение каждого нуклона ядер A и B разыгрывается по известному распределению плотности заряда. Для сферических ядер (например, Pb) распределение плотности нуклонов в ядре будет иметь вид функции Ферми:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}, \quad (2)$$

где R и a — это радиус ядра и толщина граничного слоя соответственно. Далее для каждого нуклона разыгрывается положение его n_c конститuentных кварков по закону:

$$\rho_c(r_c) = \exp\left(-\frac{r_c}{R_n}\right), \quad (3)$$

где r_c — расстояние до центра нуклона, а R_n — радиус нуклона, или по более сложному закону (см., например, в [4]), учитывающему искажения конечного распределения кварков. Центры ядер находятся друг от друга на расстоянии прицельного параметра b , определяющего центральность столкновения. Считается, что

* ambarian.go18@physics.msu.ru

† Vladimir.Korotkikh@cern.ch

‡ Gyulnara.Eyyubova@cern.ch

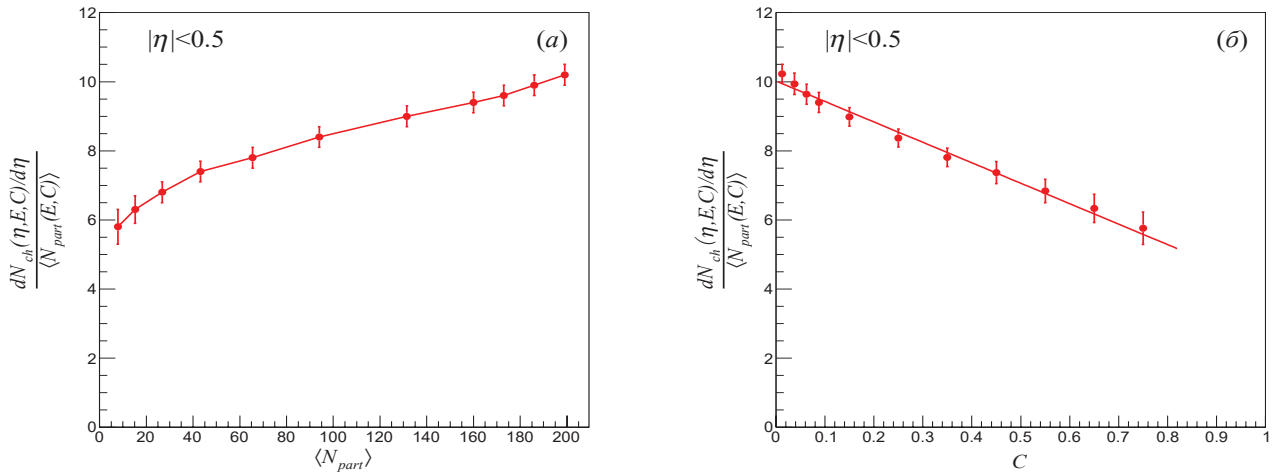


Рис. 1. Результаты эксперимента ALICE для столкновения РbРb при $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ ТэВ [22] в зависимости: от $\langle N_{part} \rangle$ на (а) и от центральности на (б)

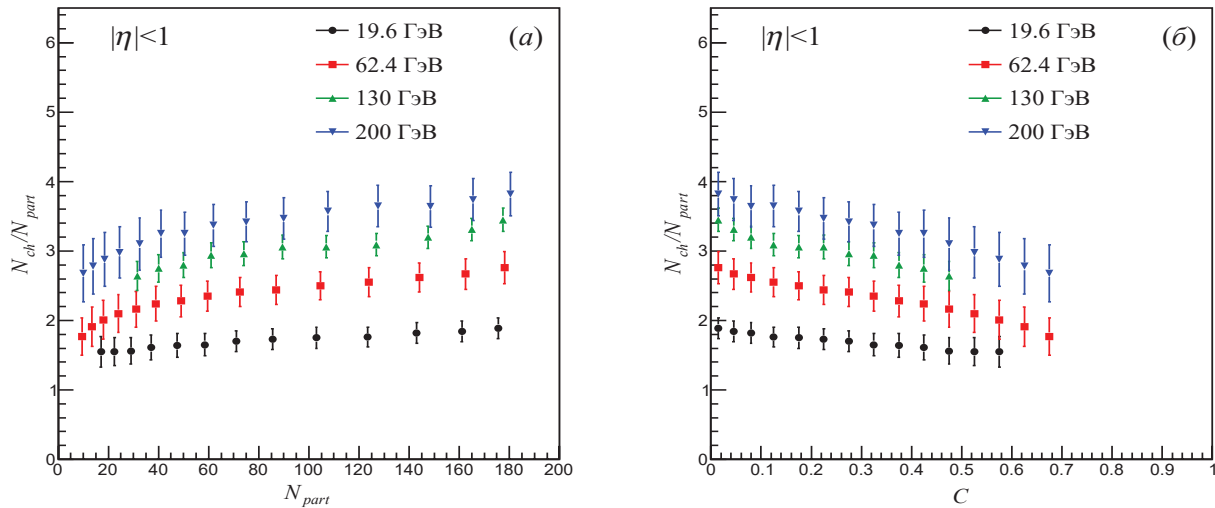


Рис. 2. Выход частиц при энергиях RHIC от 19.6 ГэВ до 200 ГэВ. (а) — в зависимости от числа раненых нуклонов [26], (б) — от центральности столкновения C

два конституента разных ядер столкнулись и стали ранеными, если расстояние d между ними в поперечной плоскости удовлетворяет неравенству:

$$d \leq \sqrt{\frac{\sigma_{cc}}{\pi}}, \tag{4}$$

где σ_{cc} — эффективное сечение взаимодействия партонов при заданной энергии и заданном числе конституентов n_c . Значения d определяются в соответствии с σ_{cc} из табл.

Смоделировав таким образом столкновение, вычисляется количество раненых кварков $N_{c-part}(E, C)$ для

каждого класса центральности C . Затем выполняется усреднение по большому числу столкновений для того, чтобы получить средние значения $\langle N_{c-part}(E, C) \rangle$ для каждого ядра.

2. СРАВНЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ ПРИ РАЗНЫХ ЭНЕРГИЯХ

Модель с ранеными кварками [4] предполагает, что число рождённых частиц пропорционально среднему

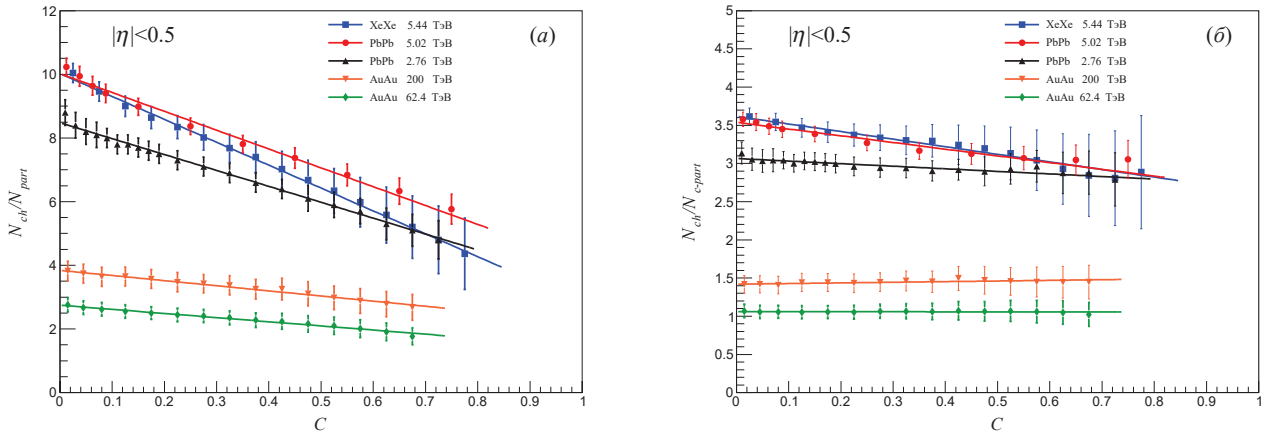


Рис. 3. Анализ зависимости множественности заряженных частиц в центральной области быстрот от центральности столкновения по данным PHOBOS, ALICE, CMS при столкновении ионов при разных энергиях. (а) — в модели раненых нуклонов, (б) — в модели раненых кварков с числом конstituентов $n_c = 3$, распределенных по формуле (3) с последующим выравниванием относительно центра нуклона

числу раненых кварков 2-х ядер:

$$\frac{dN_{ch}}{d\eta}(E, C) \sim \langle N_{c-part}(E, C) \rangle \quad (5)$$

Здесь $\langle N_{c-part}(E, C) \rangle$ — число раненых кварков при энергии E и при центральности столкновения C . Если отношение $\frac{dN_{ch}}{d\eta}(E, C)/\langle N_{c-part}(E, C) \rangle$ не зависит от числа раненых кварков, то говорят, что есть скейлинг по числу раненых кварков $\langle N_{c-part}(E, C) \rangle$. Это также означает независимость отношения от центральности. Пара раненых кварков испускает одно и то же число частиц независимо от прицельного параметра сталкивающихся ядер, но это число может зависеть от энергии.

Приведём два рисунка с данными ALICE для столкновений PbPb при энергии в системе центра масс 5.02 ТэВ для распределений по числу раненых нуклонов $\langle N_{part}(E, C) \rangle$ и по центральности столкновения C , измеряемой экспериментально как процентная доля рождённых частиц $M_i < M_{tot}$ к их общему числу M_{tot} [24]:

$$C_i = \frac{1}{M_{tot}} \int_{M_i}^{\infty} \frac{dN_{ch}}{dM} dM \quad (6)$$

Соответствие между C , прицельным параметром b и $\langle N_{part}(E, C) \rangle$ при данном b взято из работы [25]. Преимуществом представления в зависимости от центральности столкновения является возможность сравнить поведение $N_{ch}/\langle N_{part} \rangle$ для разных энергий и разных ядер на одном рисунке. На рис. 1 показаны распределения по числу раненых нуклонов $\langle N_{part} \rangle$ (а) и центральности C (б).

Экспериментальная зависимость от центральности на рис. 1, б хорошо аппроксимируются линейной функцией $\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle}(C) = \frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle}(C=0) \cdot (1 + kC)$ с параметрами $\frac{dN_{ch}/d\eta}{\langle N_{part} \rangle}(C=0) = 10$ и $k = -0.6$.

Распределения по числу раненых нуклонов подробно исследованы в работах [6–18]. На рис. 2 представлены результаты для столкновений AuAu при 4-х энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 19.6, 62.4, 130, 200$ ГэВ.

Далее в тексте для простоты обозначения значки средних значений опускаются, т.е. на рисунках $N_{part} = \langle N_{part} \rangle$, $N_{c-part} = \langle N_{c-part} \rangle$.

Из сравнения рис. 1 и 2 видно, что при переходе от энергий RHIC к энергиям LHC заметно нарушается скейлинг по N_{part} . При этом модуль наклона распределения $|k|$ по центральности столкновения C увеличивается при энергиях LHC.

Это значит, что в модели с ранеными нуклонами при энергиях LHC не выполняется скейлинг по числу раненых нуклонов N_{part} . Первые работы, исследовавшие возможность скейлинга по числу раненых кварков [27, 28], подтвердили эту гипотезу.

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ЧАСТИЦ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЯ НА НУКЛОННОМ И КВАРКОВОМ УРОВНЕ

Сравнение данных при разных энергиях в моделях с ранеными нуклонами и ранеными кварками представлено на рис. 3. Модель Глаубера с субнуклонными степенями свободы [4] предполагает образование числа N_{c-part} раненых кварков от возможного числа источников (конституентов) n_c при сближении их на расстоянии меньше, чем $\sqrt{\frac{\sigma_{ch}}{\pi}}$. Зависимость от пара-

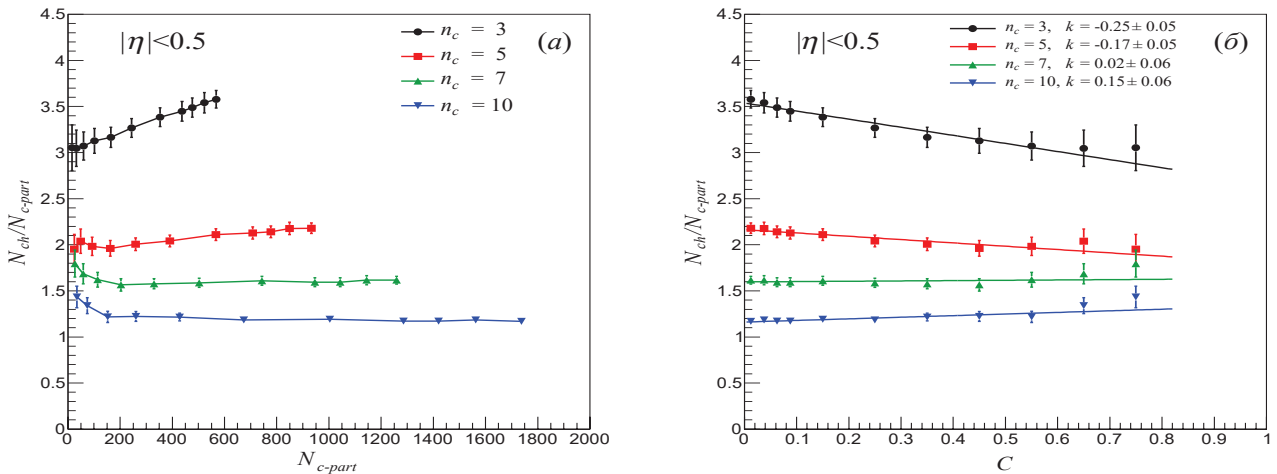


Рис. 4. Зависимость отношения N_{ch}/N_{c-part} от (а) числа пар раненых кварков N_{c-part} и от (б) центральности столкновения C ядер РbРb при 5.02 ТэВ при разных значениях конstituентов n_c . Каждая точка на рисунке (а) при заданном N_{c-part} соответствует определённой центральности

метра n_c , задаваемого в модели равным 3, 5, 7, 10, рассматривается в [4] для различных характеристик.

Таблица. Параметры модели [4] для сечения нуклонов и кварков при разных энергиях

$\sqrt{s_{NN}}$, ТэВ	σ_{NN} , мб	σ_{cc} , мб			
		$n_c = 3$	$n_c = 5$	$n_c = 7$	$n_c = 10$
0.0624	35.2	6.3	2.7	1.4	0.7
0.2	42	8.3	3.7	1.8	0.8
2.76	64	15.6	8.4	4.4	2.1
5.02	70	18	10	5.5	3

Отметим, что в модели с ранеными нуклонами значение модуля параметра наклона $|k|$ увеличивается с ростом энергии сталкивающихся ядер. Особенно это заметно при переходе от энергий RHIC к энергиям ЛНС. Наклон зависимости от центральности столкновения в модели с ранеными кварками становится меньше (рис. 3(б)). Из сравнения результатов на рис. 3 (а) и (б) следует, что изменение значения параметра наклона $|k|$ в зависимости от центральности связано с предположением о рождении частиц ранеными кварками. При энергиях RHIC наклон $|k|$ в пределах ошибок отсутствует как для раненых нуклонов, так и для раненых кварков. Но при энергиях ЛНС в модели с ранеными нуклонами он отличен от нуля, а для раненых кварков на рис. 3(б) он мал ($k = 0.11 \pm 0.06, -0.27 \pm 0.08, -0.25 \pm 0.05$, соответственно при $\sqrt{s_{NN}} = 2.76, 5.44, 5.02$ ТэВ).

Наклоны для ионов РbРb и ХеХе на рис. 3(а) заметно отличаются, в то время как на рис. 3(б) для раненых кварков совпадают. Энергии для их столкновения и ядерные параметры близки.

Модель даёт возможность определить отношение N_{ch}/N_{c-part} от числа раненых кварков N_{c-part} при нескольких значениях n_c конstituентов (кандидатов в образование раненых кварков). Параметры Монте-Карло моделирования для каждой энергии представлены в таблице. Распределения по числу раненых кварков и по центральности столкновения ионов РbРb при 5.02 ТэВ представлены на рис. 4. На рис. 4 число конstituентов n_c не зависит от центральности столкновения.

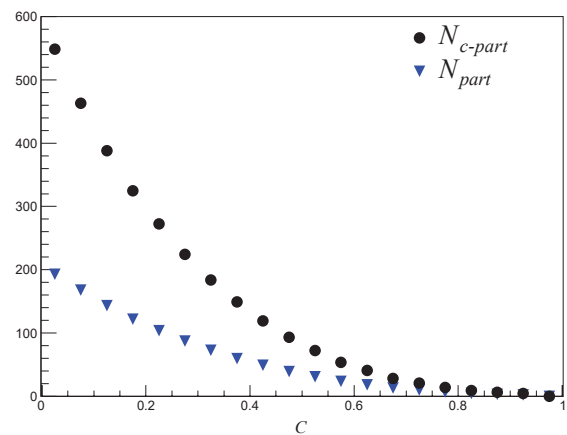


Рис. 5. Сравнение числа пар раненых кварков и раненых нуклонов при столкновении ядер РbРb при 5.02 ТэВ с параметрами модели [4] $n_c = 3$ и $\sigma_{cc} = 18$ мб

Число конstituентов n_c , которые при условии (4) создадут поток частиц, заранее неизвестно. В модели

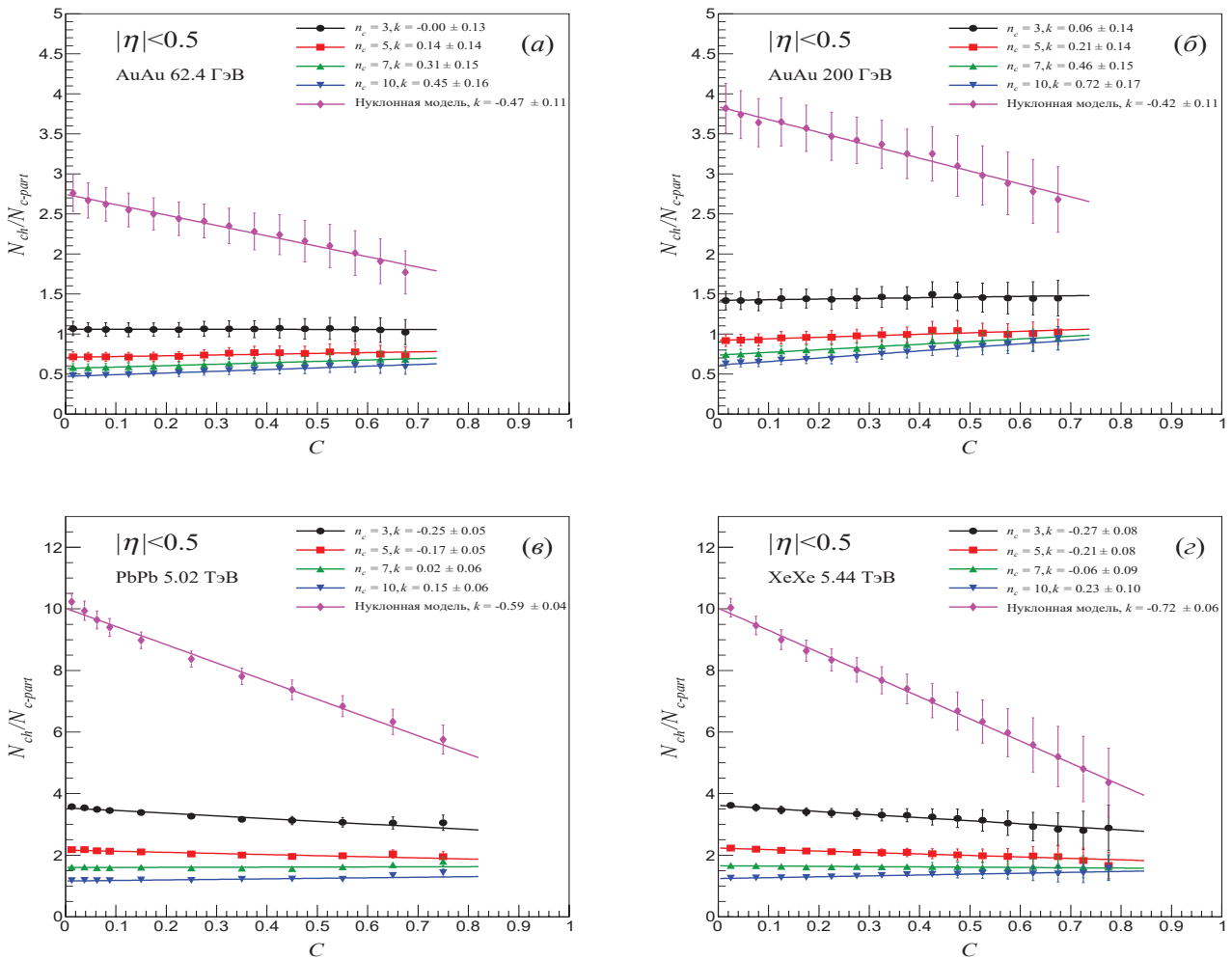


Рис. 6. Распределения отношения числа заряженных частиц к числу раненых нуклонов (кварков) от центральности столкновения в нуклонной (фиолетовая линия) и кварковой (линии с указанным числом конститuentов) моделях. (а) — PHOBOS AuAu 62.4 ГэВ [29], (б) — PHOBOS AuAu, ТЭВ 0.2 ТЭВ [29], (в) — PbPb, 5.02 ТЭВ [22], (г) — XeXe, 5.44 ТЭВ [23]

оно входит как свободный параметр. Из рис. 4(а) видно, что отношение числа частиц на пару раненых кварков N_{ch}/N_{c-part} не зависит от числа раненых кварков N_{c-part} кроме слабой зависимости при $n_c = 3$. Значения отношения N_{ch}/N_{c-part} на рис. 4(б) незначительно отличаются по максимальной величине и остаются плоскими при каждом значении n_c . Но максимальное значение N_{c-part} возрастает с увеличением числа конститuentов.

Увеличение числа раненых кварков N_{c-part} по сравнению с числом раненых нуклонов N_{part} с уменьшением центральности столкновения в модели с ранеными кварками можно объяснить значительным ростом числа пар сталкивающихся конститuentов ядер А и В при перекрытии ядер в поперечной плоскости. Рис. 5 демонстрирует значительное превышение числа раненых кварков над числом раненых нуклонов.

На рис. 6 представлено сравнение нуклонной и партонной модели для трех ядер при четырех энергиях в экспериментах RHIC и LHC. Модель раненых кварков даёт плоское распределение отношения рождённых частиц к числу раненых кварков N_{ch}/N_{c-part} в зависимости от центральности столкновения в пределах ошибок при всех рассмотренных энергиях и для разных сталкивающихся ядер, в то время как для раненых нуклонов наблюдается сильное уменьшение этого отношения с ростом центральности. При всех энергиях в модели раненых кварков наблюдается кварковый скейлинг, усиливающийся с ростом числа конститuentов n_c . Отличие моделей иллюстрируется на рис. 7 на примере параметра наклона в распределении по центральности в двух моделях.

Из рис. 7 видно, что в модели раненых нуклонов параметр наклона k отрицателен при всех энер-

гиях, а для раненых кварков равен или больше нуля. Видно, что для более высоких энергий значения наклона в нуклонной модели по модулю больше, чем в кварковой модели.

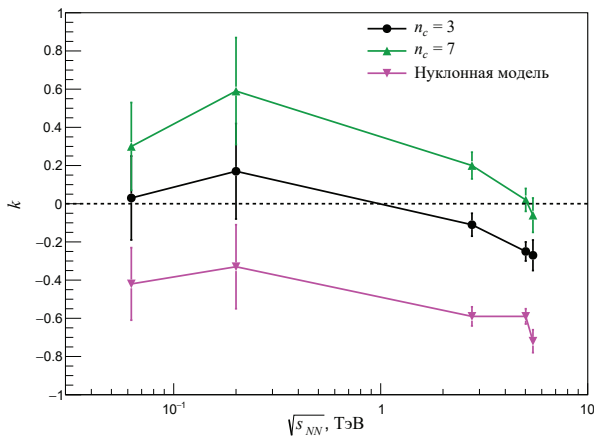


Рис. 7. Зависимость от энергии параметра наклона $k(\sqrt{s_{NN}})$ для зависимостей $N_{ch}/N_{c-part}(C)$ и $N_{ch}/N_{part}(C)$ при столкновении ядер

стикой для разных ионов и при резко отличающихся энергиях. В модели с ранеными нуклонами значение параметра наклона k в зависимости от центральности столкновения отрицательно при всех энергиях сталкивающихся ядер, в то время как для раненых кварков оно положительно или близко к нулю.

Наш анализ выхода частиц на один источник испускания при разных энергиях свидетельствует в пользу модели Монте-Карло с ранеными партонными источниками и подтверждает скейлинг по числу раненых кварков при энергиях столкновения от RHIC до LHC. Пара раненых кварков испускают одно и то же число частиц, независимое от прицельного параметра сталкивающихся ядер, но разное при разных энергиях.

Наблюдаемая закономерность может быть интерпретирована следующим образом. Независимость отношения числа рождённых частиц к числу пар раненых кварков от центральности при энергиях LHC в отличие от модели с ранеными нуклонами связана с увеличением пар сталкивающихся конstituентов ядер A и B в поперечной плоскости. Увеличивается число случаев, когда расстояние d между конституентом в ядре A и конституентом в ядре B будет достаточно для образования пары раненых кварков. Это приводит к увеличению количества раненых кварков с уменьшением прицельного параметра и к скейлингу по центральности столкновения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнение зависимости от центральности столкновения рождённых частиц на один источник испускания в модели Глаубера показывает её разное поведение при энергиях RHIC и LHC. Отличие зависимостей особенно видно, если строить ее как функцию центральности столкновения, которая является общей характери-

Благодарности

Авторы искренне благодарят сотрудников лаборатории сильных взаимодействий отдела экспериментальной физики высоких энергий НИИЯФ МГУ за полезные советы и С. Loizides за консультации при использовании программы Монте-Карло с кварковыми степенями свободы.

- [1] Bialas A. // J. Phys. G. 2008. **35**, 044053.
- [2] Glauber R.J. // in Lectures in Theoretical Physics, edited by W.E. Brittin and L.G. Dunham (Interscience, New York, 1959) Vol. 1, P. 315.
- [3] Czyz W., Maximon L.C. // Ann. Phys. (N.Y.) 1969. **52**, 59.
- [4] Loizides C. // Phys. Rev. C. 2016. **94**, 024914. arXiv:1603.07375.
- [5] Rohmoser M., Broniowski W. // Phys. Rev. C. 2016. **94**, 024914. arXiv:1603.07375.
- [6] Netrakanti P., Kumar, Mohanty B. // Phys. Rev. C. 2004. **70**, 027901. arXiv:0401036.
- [7] Bialas A., Bzdak A. // Phys. Lett. B. 2007. **649**, 263. arXiv:0611021.
- [8] Bialas A., Bzdak A. // Phys. Rev. C. 2008. **77**, 034908. arXiv:0707.3720.
- [9] Alver B., Baker M., Loizides C., Steinberg P. // arXiv:0805.4411. 2008.
- [10] Agakishiev G. et al. (STAR Collaboration) // Phys. Rev. C. 2012. **86**, 014904. arXiv:1111.5637.
- [11] Adler S.S. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys. Rev. C 2014. **89**, 044905. arXiv:1312.6676.
- [12] Loizides C., Nagle J., Steinberg P. // SoftwareX. 2015. **1-2**, 13. arXiv:1408.2549.
- [13] Adare A. et al. (PHENIX Collaboration) // Phys. Rev. C. 2016. **93**, 024901. arXiv:1509.06727.
- [14] Lacey R.A. et al. // Universe. **2018**, 4(1), 22. arXiv:1601.06001.
- [15] Bozek P., Broniowski W., Rybczynski M. // Phys. Rev. C. 2016. **94**, 014902. arXiv:1604.07697.
- [16] Zheng L., Yin Z. // Eur. Phys. J. A. 2016. **52**, 45. arXiv:1603.02515.
- [17] Sarkisyan E.K.G. et al. // Phys. Rev. D. 2016. **94**, 011501. arXiv:1603.09040.
- [18] Mitchell J.T. et al. // Phys. Rev. C. 2016. **93**, 5. arXiv:1603.054910

- [19] *Chatrchyan S.* et al., (CMS Collaboration) // JHEP. 2011. **08**, 141. arXiv:1107.4800.
- [20] *Aad G.* et al. (ATLAS Collaboration) // PLB 2012. **710**, 363. arXiv:1108.6027.
- [21] *Chatrchyan S.* et al., (CMS Collaboration) // JHEP 2011. **08**, 141. e-Print:1107.4800.
- [22] *Adam J.* et al., (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 2016. **116**, 222302. arXiv:1512.06104.
- [23] *Sirunyan A.* et al., (CMS Collaboration) // Phys. Lett. B. 2019. **799**, 135049. arXiv:1902.03603.
- [24] *d'Enterria D., Loizides C.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2021. **71**, 315. arXiv:2011.14909.
- [25] *Loizides C., Kamin J., d'Enterria D.* // Phys. Rev. C. 2018. **97**, 054910. arXiv:1710.07098.
- [26] *Alver B.* et al., (PHOBOS Collaboration) // Phys. Rev. C. 2011. **83**, 024913. arXiv:1011.1940.
- [27] *Eremin S., Voloshin S.* // Phys. Rev. C. 2003. **67**, 064905. arXiv:nucl-th/0302071.
- [28] *Adare A.* et al. (PHENIX) // Phys. Rev. C. 2016. **93**, 024901. arXiv:1509.06727.
- [29] *Alver B., Back B.B., Baker M.D.* et al. // Phys. Rev. C. 2011. **83**, 024913. arXiv:1011.1940

Centrality dependence of particle emission in nucleus–nucleus collisions at the nucleon and quark levels

G. O. Ambaryan^{1,a}, V. L. Korotkikh^{2,b}, G. Kh. Eyyubova^{2,c}

¹*Department of Atomic Physics and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University Moscow 119991, Russia*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics. Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^aambarian.go18@physics.msu.ru, ^bVladimir.Korotkikh@cern.ch, ^cGyulnara.Eyyubova@cern.ch

A theoretical analysis of the particle multiplicity as a function of centrality is made with respect to particle emission sources (wounded nucleons, quarks) in a wide energy range from RHIC to LHC. The Monte Carlo Glauber model is used for heavy ion collisions. It is shown that scaling in terms of the number of wounded quarks is fulfilled at all energies. This effect is associated with an increase of the wounded quarks pairs in the transverse plane with a decrease of the colliding nuclei impact parameter. A wounded quark emits the same number of particles regardless of the colliding nuclei impact parameter.

PACS: 25.75.Ag, 24.10.Lx, 25.75.-q.

Keywords: heavy ion collisions, Glauber Monte Carlo model, wounded quarks.

Received 23 March 2022.

Сведения об авторах

1. Амбарян Гарник Овикович — студент; e-mail: ambarian.go18@physics.msu.ru.
2. Коротких Владимир Леонидович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотрудник, профессор; e-mail: Vladimir.Korotkikh@cern.ch.
3. Эйюбова Гюльнара Ханларовна — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; e-mail: Gyulnara.Eyyubova@cern.ch