

УДК 539.17.015, 539.172.17

К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ МОДЕЛИ HIJING ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ЯДРО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ЭНЕРГИЯХ НУКЛОН-НУКЛОННЫХ СОУДАРЕНИЙ 5–15 ГэВ

© 2020 г. А. С. Галоян¹, *, В. В. Ужинский²

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория физики высоких энергий имени В.И. Векслера и А.М. Балдина, Дубна, Россия

²Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория информационных технологий, Дубна, Россия

*E-mail: galoyan@lxtmx00.jinr.ru

Поступила в редакцию 30.10.2019 г.

После доработки 25.11.2019 г.

Принята к публикации 27.12.2019 г.

Найден набор параметров модели HIJING и предложены изменения модели, которые позволяют описать экспериментальные данные NA49 и NA61/SHINE о pp взаимодействиях при импульсах налетающих протонов в системе покоя протонов мишени $p_{\text{lab}} = 20, 31, 40, 80$ и $158 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$. Модифицированная модель применена к анализу данных о ядро-ядерных взаимодействиях и показано, что модель позволяет описать основные характеристики этих взаимодействий.

DOI: 10.31857/S0367676520040109

ВВЕДЕНИЕ

Модель HIJING [1, 2] уже более 30 лет широко используется при разработке экспериментальных установок для исследования ядро-ядерных взаимодействий при высоких и сверхвысоких энергиях. Однако, в течении этого времени было предложено всего несколько усовершенствований и расширений модели. В настоящее время на RHIC реализуется программа энергетического сканирования ядро-ядерных соударений – Beam Energy Scan program (BES). Аналогичные программы исследований планируются на ускорительных комплексах FAIR (GSI, Германия) и NICA (ОИЯИ, Россия). Поэтому мы полагаем, что необходима адаптация модели HIJING для сравнительно низких энергий. В представленной работе мы нашли набор параметров модели и предложили изменения модели, которые позволяют описать новые экспериментальные данные.

НАСТРОЙКИ И ИЗМЕНЕНИЯ МОДЕЛИ HIJING

Для настройки параметров модели HIJING мы обратились к экспериментальным данным Сотрудничества NA49 [3–5] о pp взаимодействиях при $p_{\text{lab}} = 158 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$. Оказалось, что стандартная модель переоценивает рождение π -мезонов в цен-

тральной области, а предсказываемые формы распределений протонов по быстротам далеки от экспериментально наблюдаемых. В модели нет параметра, прямо связанного со спектром протонов. Однако говорится, что параметр INPR2(11) отвечает за схему рождения барионов и анти-барионов. В частности, при INPR2(11) = 0 невозможно рождение барион-антибарионных пар, а дикварки рассматриваются как неделимые единицы. При INPR2(11) = 1 допускается возможность рождения барион-антибаринных пар, но дикварки трактуются как неделимые единицы. При INPR2(11) = 2 возможно рождение барион-антибаринных пар и расщепление дикварков – так называемая “porcogn модель”. По умолчанию, INPR2(11) = 1. Выбрав INPR2(11) = 2, мы получили более лучшие результаты. При этом высота дифракционного пика в распределении протонов по быстротам (y_{cms}) в системе центра масс в области $y_{\text{cms}} \sim 2.8$ явно недостаточна. Для увеличения высоты пика мы увеличили вероятности процессов одновершинной дифракции как налетающих нуклонов, так и нуклонов ядра-мишени. Конкретно, отношения сечений дифракции к неупругому нуклон-нуклонному сечению задаются в блоке HIJDAT. Для изменения их значений в головной программе мы ввели строки:

```
COMMON/HIJDAT/HIDAT0(10,10),HIDAT(10)
HIDAT0(4,1) = 0.55 ! Frac Sdiff/Sin default 0.35
HIDAT0(4,2) = 0.55 !Frac Sdiff/Sin
```

Также был изменен нижний предел применимости модели:

$$\text{HIDAT0}(10,1) = 2.0 ! \text{Ecms Low (GeV)}.$$

Форма расчетных распределений протонов несколько улучшилась. Дальнейший прогресс в описании спектров протонов был достигнут при изменении “porsogn” схемы. В программе моделирования фрагментации кварк-глюонных струн [6], которая используется моделью HIJING, предполагается, что только один мезон может образоваться при фрагментации дикварка. Мы полагаем,

что это не соответствует действительности – возможно множественное рождение мезонов при фрагментации дикварка. Мы нашли такую возможность в подпрограмме LUKFDI пакета JETSET и ввели необходимые изменения. Дополнительно к этому мы уменьшили средний поперечный импульс лидирующих протонов, произведя изменения в подпрограмме HIJSFT модели HIJING:

```
*Uzhi IF(I_SNG.EQ.1) PKC = 0.65*SQRT(
*Uzhi &-ALOG(1.0-RAN(NSEED)*(1.0-EXP(-PKCMX**2/0.65**2
IF(I_SNG.EQ.1) PKC=0.3*SQRT(! Uzhi
&-ALOG(1.0-RAN(NSEED)*(1.0-EXP(-PKCMX**2/0.3**2)))) ! Uzhi
```

Это улучшает форму спектров протонов при $y_{\text{cms}} > 2.8$. Для улучшения спектров протонов при $y_{\text{cms}} \sim 2$ мы также изменили их распределение по кинематическим переменным в схеме “porsogn”, введя команду – CALL LUGIVE(‘PARJ(45)=2.’). PARJ(45) по умолчанию равен 0.5. Параметр добавляется к стандартной величине “a”, фигурирующей в симметризованной функции фрагментации при рождении дикварков. В результате мы

достигли хорошего описания распределения протонов по быстротам в pp взаимодействиях при $p_{\text{lab}} = 158 \text{ ГэВ} \cdot \text{c}^{-1}$.

Для описания выходов каонов и антипротонов мы изменили вероятности рождения странных кварк-антикварковых пар и вероятности рождения дикварк-антидикварковых пар при фрагментации струн. Это достигается при введении команд:

```
CALL LUGIVE(‘PARJ(2) = 0.259’) ! P(ssbar)/P(uubar) D = 0.3
CALL LUGIVE(‘PARJ(1) = 0.090’) ! P(di_qq)/P(q) 0.1
```

С вышеизложенными изменениями и дополнениями мы успешно описываем экспериментальные данные коллаборации NA61/SHINE [7] (см. рис. 1).

В применении к ядро-ядерным взаимодействиям мы имеем результаты, представленные на рис. 2, где приведены данные [8, 9] о центральных взаимодействиях ядер золота при кинетической энергии налетающих ядер 2, 4, 6 и 8 ГэВ/нуклон в системе покоя ядра-мишени. Удивительно, но модель хорошо воспроизводит распределения π^- мезонов – воспроизводится не только форма спектров, но и их абсолютная нормировка. Сложнее ситуация с π^+ мезонами и протонами. Модель существенно недооценивает выход π^+ мезонов при энергии 2 ГэВ. Начиная с 4 ГэВ, расчеты по модели близки к экспериментальным данным. При 2 ГэВ модель переоценивает выход протонов в центральной области на 50%. При 4 ГэВ распределение выполаживается, расширяется и приближается к эксперименталь-

ным данным. При переходе к более высоким энергиям форма спектров протонов снова меняется. Причем это поведение не зависит от наших изменений программы.

Недавно коллаборация STAR опубликовала [10] экспериментальные данные о рождении заряженных частиц (π^+ и π^- мезонов, протонов и анти-протонов, каонов и анти-каонов) в центральной области ($y_{\text{cms}} \leq 0.1$) в Au + Au взаимодействиях при энергиях нуклон-нуклонных соударений в системе центра масс от 7.7 до 39 ГэВ. На рис. 3 мы представили некоторые из этих данных вместе с нашими расчетами. Как видно, мы описываем выходы π мезонов, протонов и анти-протонов при энергии 7.7 ГэВ. При 39 ГэВ модель HIJING недооценивает выходы частиц, оставляя место кварк-глюонной плазме. При изменении энергии соударений от 7.7 до 39 ГэВ происходит медленная эволюция расчетов без каких-либо резких изменений и отклонений от экспериментальных данных.

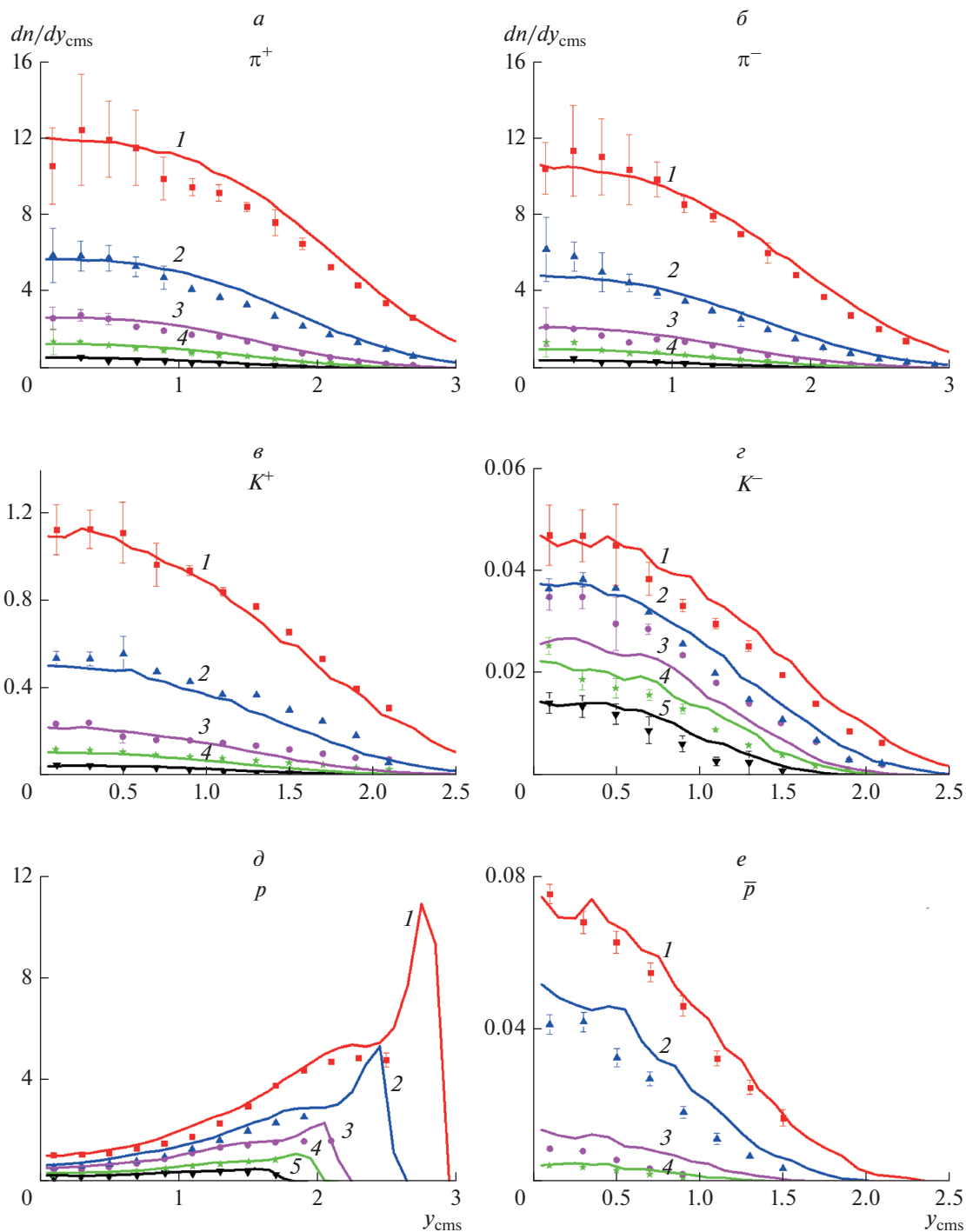


Рис. 1. Распределения π^+ (а), π^- (б), K^+ (в), K^- (г) мезонов, протонов (д) и антипротонов (е) по быструтам y_{cms} в системе центра масс (смс) pp взаимодействий при $p_{\text{lab}} = 20, 31, 40, 80$ и 158 ГэВ \cdot с $^{-1}$. Точки — экспериментальные данные [7], умноженные на соответствующий масштабный фактор (1, 2, 4, 8 и 16) для π^\pm , K^+ мезонов и протонов при соответствующих значениях $p_{\text{lab}} = 20, 31, 40, 80$ и 158 ГэВ \cdot с $^{-1}$. Фактор для K^- мезонов равен единице. Для антипротонов соответствующие факторы равны 1, 1, 2, 4 и 4. Кривые 1, 2, 3, 4, 5 — результаты расчетов по модифицированной версии программы HIJING при импульсах 158, 80, 40, 31, 20 ГэВ \cdot с $^{-1}$, соответственно.

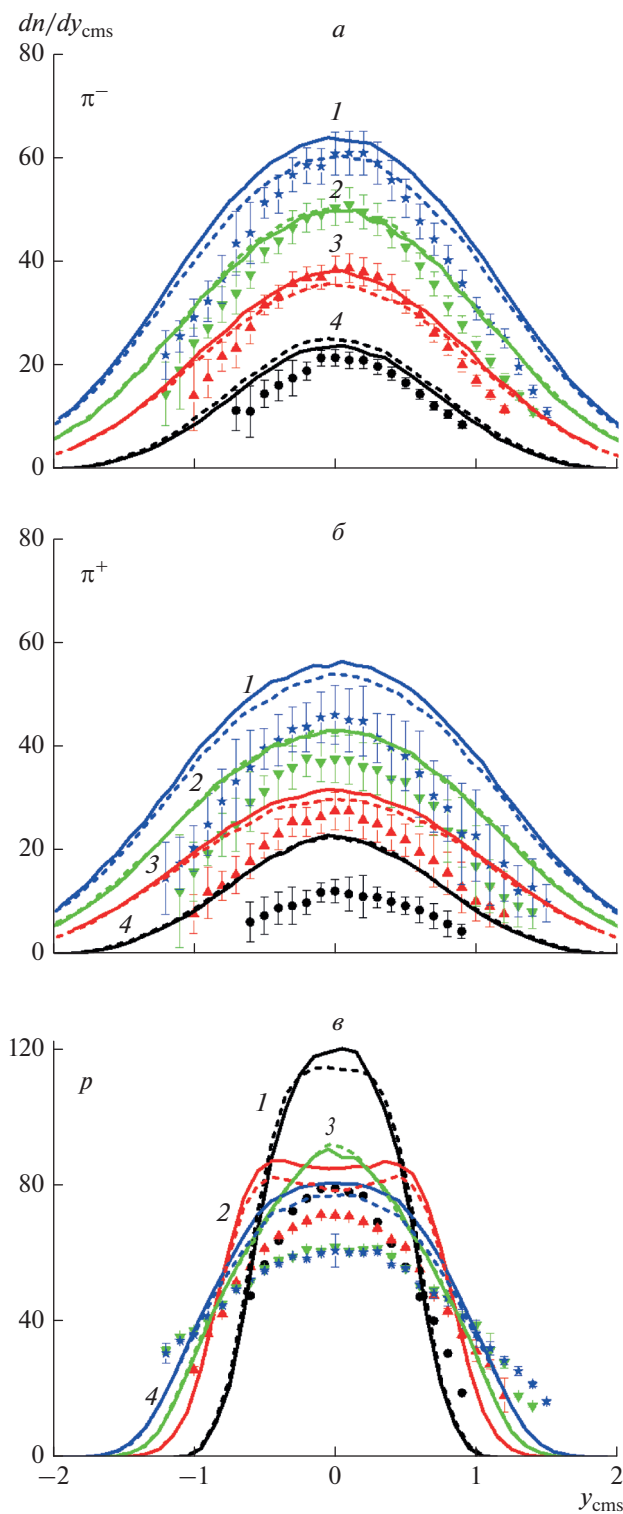


Рис. 2. Распределения π^- , π^+ мезонов и протонов по быструтам y_{cms} в центральных Au + Au взаимодействиях (рис. *a*, *б* и *в*, соответственно). Точки – экспериментальные данные [8]. Сплошные кривые 1, 2, 3 и 4 – расчеты по модифицированной версии программы HIJING при энергиях 8, 6, 4 и 2 ГэВ/нуклон в системе покоя ядра-мишени, штриховые кривые – расчеты по стандартной версии модели.

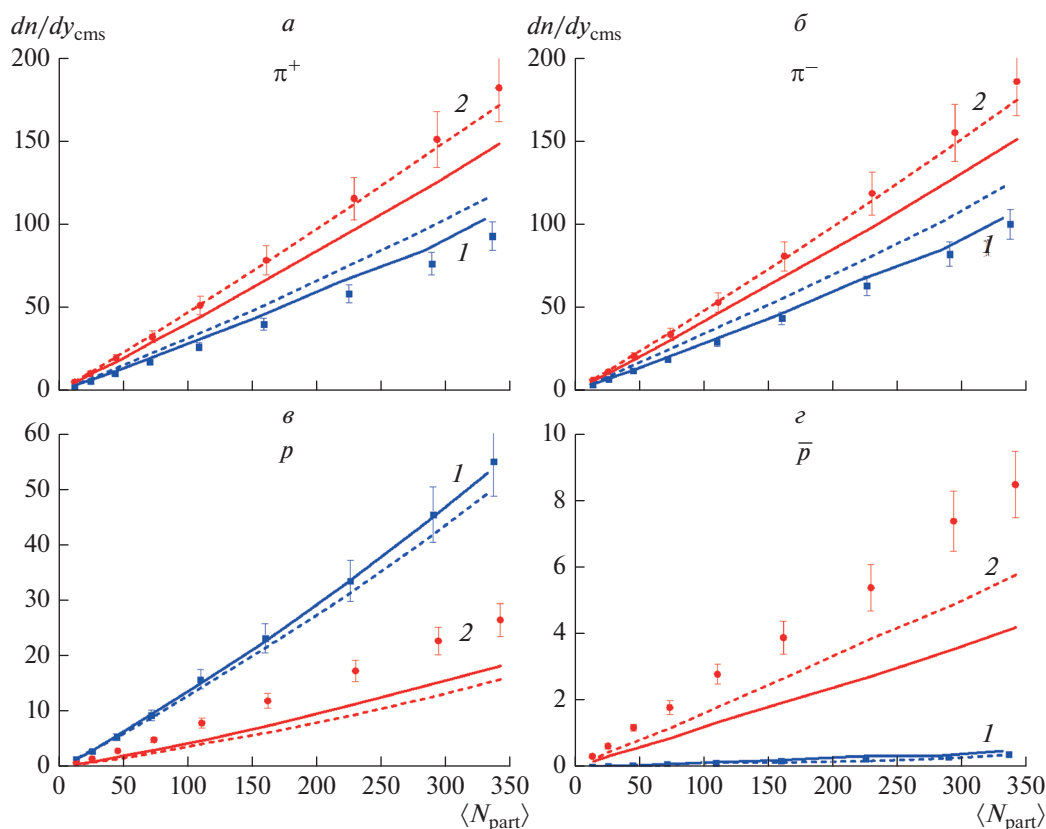


Рис. 3. Выходы π^+ (а), π^- (б) мезонов, протонов (в) и антипротонов (г) в центральной области быстрот ($|y_{\text{cms}}| \leq 0.1$) в Au + Au взаимодействиях в зависимости от среднего числа взаимодействующих нуклонов ядер — $\langle N_{\text{part}} \rangle$. Точки — экспериментальные данные [9]. Точки и линии, обозначенные цифрой 1, относятся к взаимодействиям при энергии нуклон-нуклонных соударений в системе центра масс ($\sqrt{s_{NN}}$) равной 7.7. Точки и линии, обозначенные цифрой 2, относятся к энергии $\sqrt{s_{NN}} = 39$ ГэВ. Сплошные кривые — расчеты по модифицированной версии программы HIJING, пунктирные кривые — расчеты по стандартной модели.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В целом, модифицированная нами модель HIJING позволяет быстро и успешно моделировать ядро-ядерные взаимодействия в интересующей нас области энергий. Расчеты можно рассматривать как “реперные” расчеты, не предполагающие образование кварк-глюонной плазмы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang X.-N., Gyulassy M. // Phys. Rev. D. 1991. V. 44. P. 3501.
2. Wang. X.-N., Gyulassy M. // Comp. Phys. Commun. 1994. V. 83. P. 307.
3. Anticic T., Baatar B., Bartke J. et al. // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 68. P. 1.
4. Anticic T., Baatar B., Bartke J. et al. // Eur. Phys. J. C. 2010. V. 65. P. 9.
5. Alt C., Anticic T., Baatar B. et al. // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 45. P. 343.
6. Bengtsson H.-U., Sjostrand T. // Comp. Phys. Commun. 1987. V. 46. P. 43.
7. Aduszkiewicz A., Ali Y., Andronov E. et al. // Eur. Phys. J. C. 2017. V. 77. P. 671.
8. Klay J.L., Ajitanand N.N., Alexander J.M. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. Art. № 102301.
9. Klay J.L., Ajitanand N.N., Alexander J.M. et al. // Phys. Rev. C 2003. V. 68. Art. № 054905.
10. Adamczyk L., Adkins J.K., Agakishiev G. et al. // Phys. Rev. C. 2017. V. 96. Art. № 044904.