

УДК 53.01

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОЖДЕНИЯ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В GEANT4

© 2023 г. А. С. Галоян¹, В. М. Гришин², А. Рибон³, В. В. Ужинский¹, *
от имени адронной рабочей группы Geant4

¹Международная межправительственная организация
“Объединенный институт ядерных исследований”, Дубна, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук”, Москва, Россия

³Европейская организация для ядерных исследований (ЦЕРН), Женева, Швейцария

*E-mail: uzhinsky@jinr.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Ожидается, что очарованные частицы во множестве будут рождаться на будущем кольцевом коллайдере (FCC). Из-за относительно большого времени жизни этих частиц потребуется учитывать их взаимодействия с окружающими материалами и материалами детекторов. Чтобы удовлетворить этим требованиям рождение очарованных частиц в мягких взаимодействиях было введено в пакет Geant4 в моделях QGS и FTF. Рассматриваются некоторые детали этой реализации.

DOI: 10.31857/S0367676523702022, EDN: ZBTRPZ

Очарованные частицы были открыты и наблюдались в экспериментах с фиксированной мишенью на ускорителях ЦЕРНа, Фермилаб и ДЕЗИ с адронными пучками при энергиях от 200 до 900 ГэВ. В частности, они изучались в эксперименте SVD в Протвино (Россия) на протонном пучке 70 ГэВ. Их изучение включено в программы работ крупнейших коллабораций RHIC и LHC. Исследование очарованных частиц является одной из главных задач будущих экспериментов на ускорительном комплексе NICA (Дубна, Россия) — MPD и SPD. Множественное рождение очарованных частиц ожидается на будущем кольцевом коллайдере — Future Circular Collider (FCC, <https://fcc-cdr.web.cern.ch/>). Поэтому в пакете Geant4 [1–3] было решено ввести рождение и транспортировку очарованных частиц, которые доступны начиная с версии Geant4 10.7.

Geant4 содержит две основные компоненты — моделирование электромагнитных взаимодействий и моделирование сильных адронных соударений. Электромагнитная часть хорошо описана в работах [1–3]. Для моделирования адронных взаимодействий при высоких энергиях ($E > 3$ ГэВ) используются две модели — модель кварк-глюонных струн (QGS) [4, 5] и модель Fritiof (FTF) [6, 7]. Для моделирования взаимодействий с различными материалами необходимо, прежде всего, задать неупругие сечения взаимодействий адронов с разными ядрами. Здесь мы используем, так называемые, сечения Барашенкова—Глаубера—Грибо-

ва (BGG) [3]. Для расчета сечений взаимодействий очарованных частиц применяется подход, описанный в работе [8]. Каждая из моделей (QGS или FTF) использует различные методы определения числа внутриядерных соударений. Модель FTF использует глауберовское приближение и параметризации сечений взаимодействий различных адронов с нуклонами (см. [3], стр. 22, 23). Процедура расчета сечений в модели QGS хорошо известна [4, 5, 9]. В конце этих этапов формируются определенные наборы кварк-глюонных струн.

В модели FTF предполагается, что все неупругие адрон-адронные соударения являются бинарными реакциями: а) $h_1 + h_2 \rightarrow h_1^* + h_2$; б) $h_1 + h_2 \rightarrow h_1 + h_2^*$; в) $h_1 + h_2 \rightarrow h_1^* + h_2^*$. Процесс “а” представляет дифракционную диссоциацию налетающего адрона. Процесс “б” — дифракционную диссоциацию адрона- мишени. Процесс “в” — недифракционные процессы. Для определения сечений/вероятностей этих процессов используются экспериментальные данные. h_1^* и h_2^* — возбужденные состояния исходных адронов h_1 и h_2 . Возбужденные состояния характеризуются массой M_h . В процессах “а” и “б” распределение по M_h^2 имеет вид $1/M_h^2$. В процессе “в” — $D/M_h^2/\ln(M_h^{\max 2}/M_h^{\min 2}) + (1 - D)/(M_h^{\max 2} - M_h^{\min 2})$, где $D = 0.55$ — параметр. Возбужденные состояния рассматриваются как кварк-глюонные стру-

ны и разделяются на составляющие антикварки и кварки (мезоны) или кварки и дикуарки (барионы). При фрагментации струн возникают наблюдаемые адроны. Фрагментация струн осуществляется согласно LUND алгоритму [10] в FTF модели.

В модели QGS предполагается, что при высоких энергиях в адрон-адронных взаимодействиях в t -канале упругих соударений доминируют поперечные обмены. “Разрезание” поперечных обменов дает неупругие недифракционные сечения. Каждому “разрезанному” поперечному сопоставляются две кварк-глюонные струны. Определение масс и кинематических характеристик струн описано в [11]. Для фрагментации струн используется специальный алгоритм. В этом подходе учет невакуумных обменов и фрагментаций струн с малой массой представляет значительную сложность.

При фрагментации кварков или дикуарков (анти-кварков или анти-дикуарков) возможны два процесса: образование мезона (M) или бариона (B) с соответствующими вероятностями P_M или P_B ($P_M = 93\%$ и $P_B = 7\%$ для кварков, и $P_M = 30\%$ и $P_B = 70\%$ для дикуарков). Считается, что процессы происходят при образовании пары кварк-антикварк из вакуума (морские пары) в поле струны с последующим подхватом кварка или антикварка фрагментирующей системой. Возможно рождение пар u -анти- u , d -анти- d , s -анти- s и c -анти- c с соответствующими вероятностями: $P_{u\text{-анти-}u} = P_{d\text{-анти-}d} = 44\%$, $P_{s\text{-анти-}s} \approx 12\%$ и $P_{c\text{-анти-}c} \approx 0.02\%$. Значения $P_{u\text{-анти-}u}$ и $P_{s\text{-анти-}s}$ были определены в результате сравнения многочисленных расчетов с разнообразными экспериментальными данными. Значение $P_{c\text{-анти-}c}$ было предложено в работах [12–14].

При выбранном рожденном адроне необходимо определить его кинематические характеристики. Прежде всего определяется поперечный импульс адрона — P_T . Существуют два метода определения P_T : использовать гауссовское

распределение по $P_T - e^{-\frac{P_T^2}{\langle P_T^2 \rangle}} / \pi \langle P_T^2 \rangle$, или распределение по поперечной массе — $m_T = (m_h^2 + P_T^2)^{0.5}$ вида $B \cdot e^{-B(m_T - m_h)}$, $B \approx 200 \text{ МэВ}^{-1}$. Здесь $\langle P_T^2 \rangle$ среднее значение квадрата поперечного импульса, а m_h — масса адрона. Первый метод является традиционным и восходит к работам [10, 15, 16]. Вторым методом начал использоваться недавно [16, 17].

При известном P_T , продольный импульс адрона (вдоль оси струны) определяется как $P_L = (zP_0^+ - m_T^2/zP_0^+)/2$, где P_0^+ — импульс струны на световом конусе, $P_0^+ = E_0 + P_{L0}$. Распределение по z называется функцией фрагментации.

В FTF модели в качестве функции фрагментации используется симметричная лундовская функция — $F(z) \sim z^\alpha (1-z)^\beta \exp(-bm_T^2/z)/z$, при $\alpha = 0$, $\beta = 1$, $b = 0.7 \text{ ГэВ}^{-2}$. В модели QGS аналогичная функция имеет вид: $F(z) \sim z^\alpha (1-z)^\beta$. Таблицы значений α и β для разных кварков и дикуарков (анти-кварков и анти-дикуарков) и разных рожденных адронов даны в [18–21]. Существенным параметром этих функций фрагментации является интерсепт реджеонной траектории, на которой лежат c -анти- c мезоны — $\alpha_\psi(0)$. Следуя работе [21], мы выбрали $\alpha_\psi(0) \approx -2.2$.

При излучении адрона струной ее масса уменьшается. При достижении некоторого значения массы, струна или рассматривается как адрон вне массовой поверхности и выполняется процедура выведения на массовую поверхность, то есть струне приписывается масса адрона и переопределяются импульсы всех рожденных частиц для удовлетворения закона сохранения энергии-импульса, или моделируется 2-частичный распад струны. В Geant4 используется второй подход, а именно, перед каждым шагом фрагментации проверяется возможность 2-частичного распада, вероятность которой имеет вид $\exp(-a(M_{st}^2 - M_{min}^2))$, $a = 0.66 \text{ ГэВ}^2$. M_{min} — минимальная масса струны, которая в простейшем подходе определяется как сумма масс легчайших адронов, которые можно родить.

Наиболее существенным параметром моделей FTF и QGS для рождения очарованных адронов является $P_{c\text{-анти-}c} \approx 0.02\%$, который определяет общий выход очарованных мезонов. Мы проверили, что выбранное значение параметра позволяет описать известные экспериментальные данные (см. рис. 1).

Другой важный параметр — средний квадрат поперечного импульса адронов ($\langle P_T^2 \rangle$) в модели QGS при использовании гауссовского распределения, или параметр $B \approx 200 \text{ МэВ}^{-1}$ при использовании распределения по m_T в модели FTF. Изменяя параметр B в модели FTF, можно описать распределения очарованных частиц по P_T^2 до $P_T^2 \approx 3 (\text{ГэВ} \cdot \text{с}^{-1})^2$ (см. рис. 2б). При использовании гауссовского распределения в модели QGS при $\langle P_T^2 \rangle \approx 0.25 (\text{ГэВ} \cdot \text{с}^{-1})^2$ не удастся воспроизвести распределения по P_T^2 . Однако, при использовании m_T -распределения в модели QGS можно получить удовлетворительное описание (см. рис. 2а).

Распределения адронов по переменной Фейнмана x_F регулируется функциями фрагментации. Как уже говорилось выше, в модели FTF используется LUND алгоритм фрагментации струн с симметричной функцией фрагментации. Это поз-

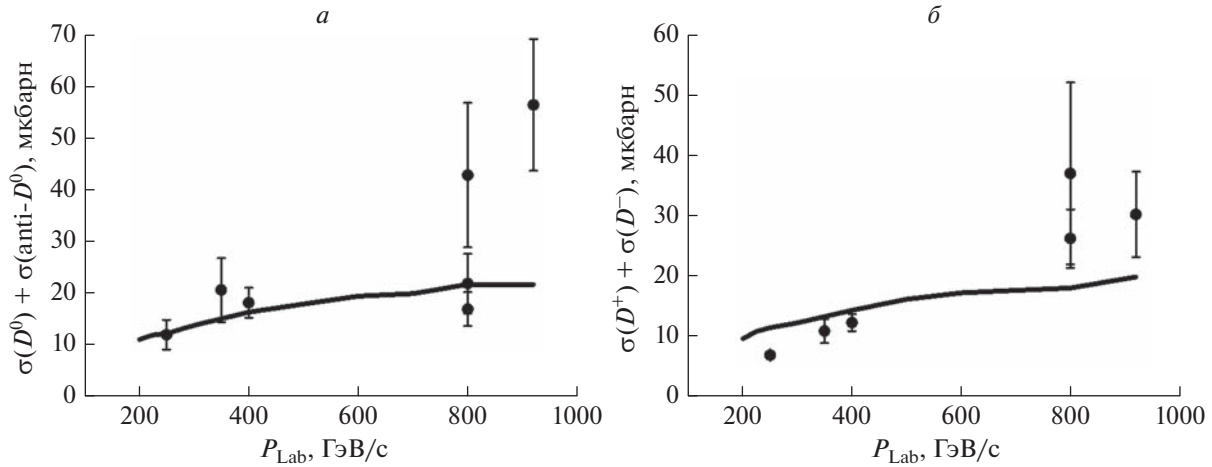


Рис. 1. Выходы D^0 и анти- D^0 мезонов (а), D^+ и D^- мезонов (б) в pp -взаимодействиях как функции импульсов налетающих протонов — P_{Lab} . Сплошные линии — расчеты по модели FTF. Точки — экспериментальные данные, представленные в [22] (см. табл. 4, стр. 144).

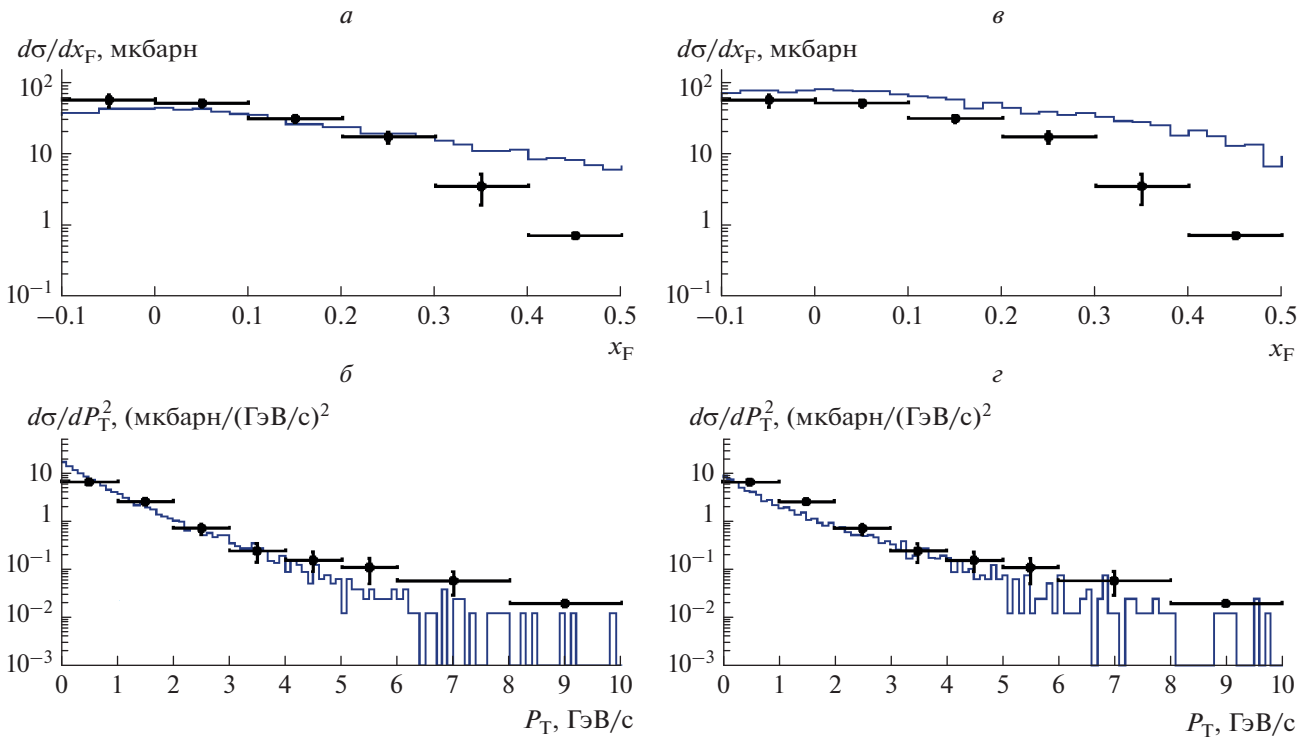


Рис. 2. Распределения D^0 и анти- D^0 мезонов в pp -взаимодействиях при импульсах налетающих протонов $250 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-1}$ по переменной x_F и по квадрату поперечного импульса в модели FTF (а и б) и модели QGS (в и г). Точки — экспериментальные данные работы [23]. Все расчеты по моделям FTF и QGS выполнены при использовании m_T -распределения.

воляет описать большинство известных распределений очарованных мезонов по x_F (см. рис. 3). Однако, при высоких энергиях, в частности при 920 ГэВ, мы получаем существенно заниженный выход D^0 -мезонов. Наиболее естественный выход —

учесть “жесткие” соударения адронов, описываемые квантовой хромодинамикой (QCD), что до сих пор не сделано в модели FTF. “Жесткие” взаимодействия не учитываются также в модели QGS пакета Geant4.

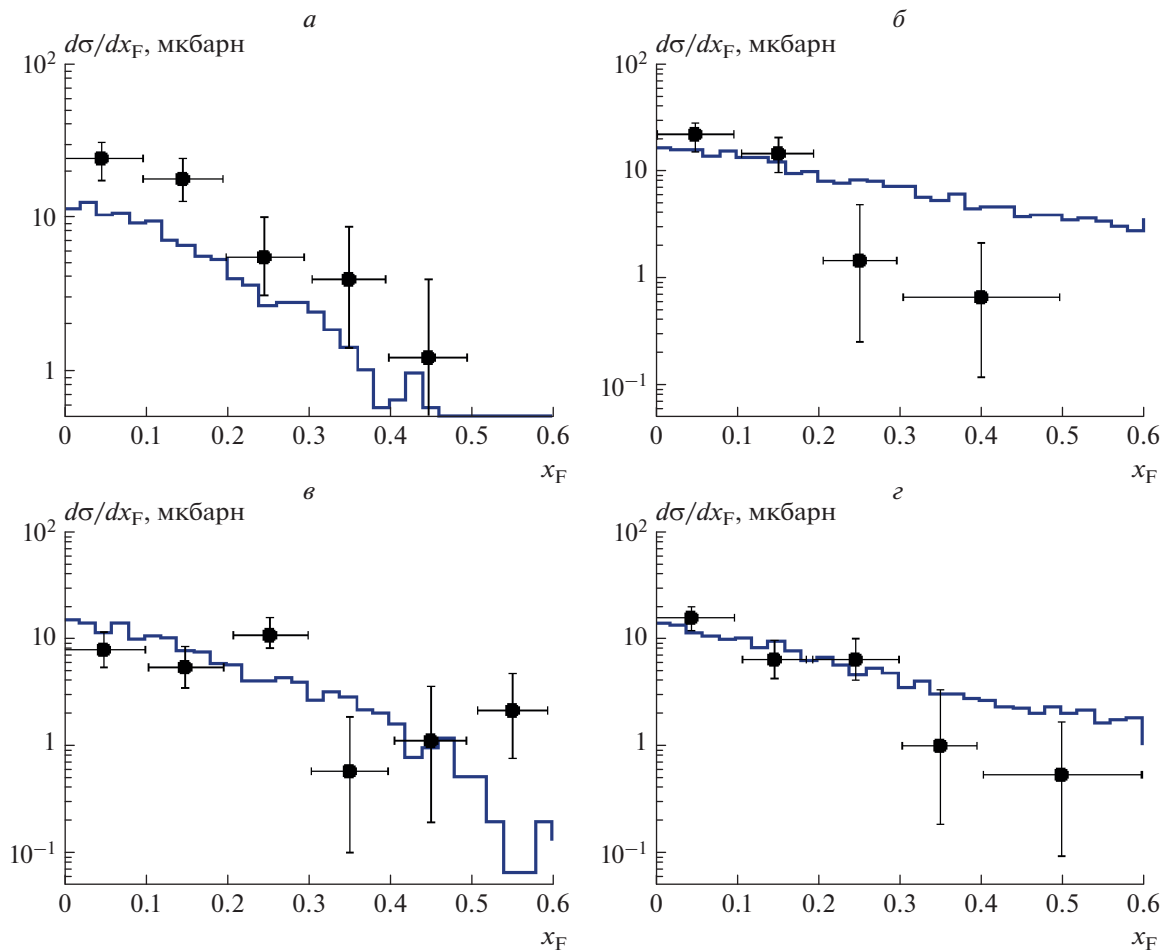


Рис. 3. Распределения D^0 , анти- D^0 , D^+ и D^- мезонов в pp -взаимодействиях при импульсах налетающих протонов $400 \text{ ГэВ} \cdot \text{с}^{-1}$ по x_F (а, б, в и г, соответственно). Точки — экспериментальные данные работы [24]. Гистограммы — расчеты по модели FTF.

Рождение очарованных частиц реализовано в FTF и QGS моделях пакета Geant4. Выбранные значения свободных параметров позволяют воспроизвести существующие экспериментальные данные, за исключением спектров “жестких” частиц. Предполагается, что очарованные частицы, в основном, рождаются при фрагментации кварк-глюонных струн. Благодаря расчету сечений взаимодействий очарованных частиц с ядрами возможно моделирование прохождения этих частиц через вещество.

Авторы благодарны команде гетерогенных вычислений ЛИТ ОИЯИ (HybriLIT) за поддержку вычислений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.
2. Allison T., Amako K., Apostolakis J. et al. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. P. 270.
3. Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. (Geant4 Collaboration) // Nucl. Instrum. Meth. A. 2016. V. 835. P. 186.
4. Kaidalov A.B. // Phys. Lett. 1982. V. 116B. P. 459.
5. Kaidalov A.B., Ter-Martirosian K.A. // Phys. Lett. 1982. V. 117B. P. 247.
6. Andersson B., Gustafson G., Nilsson-Almqvist B. // Nucl. Phys. B. 1987. V. 281. P. 289.
7. Nilsson-Almqvist B., Stenlund E. // Comput. Phys. Commun. 1987. V. 43. P. 387.
8. Grichine V.M. // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2020. V. 67. P. 1993.
9. Лыкасов Г.И., Аракелян Г.Х., Сергеев М.Н. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30. С. 817.
10. Andersson B., Gustafson G., Ingelman G., Sjostrand T. // Phys. Reports. 1983. V. 97. P. 31.
11. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/Physics-ReferenceManual.pdf>.

12. Боресков К.Г., Кайдалов А.Б. // ЯФ 1983. Т. 37. С. 174; Boreskov K.G., Kaidalov A.B. // Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V. 37. P. 100.
13. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // ЯФ 1986. Т. 43. С. 1545; Kaidalov A.B., Piskunova O.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. V. 43. P. 994.
14. Пискунова О.И. // ЯФ 1993. Т. 56. С. 176; Piskunova O.I. // Sov. J. Nucl. Phys. 1993. V. 56. P. 1094.
15. Field R.D., Feynman R.P. // Nucl. Phys. B. 1978. V. 136. P. 1.
16. Veselov A.I., Piskunova O.I., Ter-Martirosian K.A. // Phys. Lett. 1985. V. B158. P. 175.
17. Lykasov G.I., Sergeenko M.N. // Z. Phys. 1992. V. C56. P. 697.
18. Кайдалов А.Б., Пискунова О.И. // ЯФ. 1985. Т. 41. С. 1278.
19. Cifarelli L., Eskut E., Shabelski Yu.M. // Nuovo Cimento. 1993. V. 106A. P. 389.
20. Arakelian G.G., Volkovitsky P.E. // Z. Phys. 1995. V. A353. P. 87.
21. Sinegovsky S.I., Sorokovikov M.N. // Eur. Phys. J. 2020. V. C80. P. 34.
22. Lourenco C., Wohri H.K. // Phys. Reports. 2006. V. 433. P. 127.
23. Alves G.A. et al. (E769 Collaboration) // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 239.
24. Aguilar-Benitez M., Allison W.W.M., Bailly J.L. et al. (LEBC-EHS Collaboration) // Z. Phys. C. 1988. V. 40. P. 321.

Simulation of charmed particle production in Geant4

**A. S. Galoyan^a, V. M. Grichine^b, A. Ribon^c, V. V. Uzhinsky^{a, *}
on behalf of Geant4 hadronic working group**

^a Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia

^b Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

^c European Organization for Nuclear Research (CERN), Geneva, CH-1211 Switzerland

*e-mail: uzhinsky@jinr.ru

It is expected that charmed particles will be copiously produced at Future Circular Collider (FCC). Due to relatively large lifetime of the particles, it will be needed to account their interactions with surrounded materials and detector's materials. To satisfy the requirements, charmed particle production in soft interactions has been implemented in QGS and FTF models of the Geant4 package. Some details of the implementations are considered.