

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский ядерный университет
«МИФИ»

Отчет о научно-исследовательской работе на тему:

Флуктуации числа фотонов и адронов в pp столкновениях в эксперименте
ALICE

Научный руководитель
к.ф.-м.н. Д. Ю. Пересунько

Выполнила Е. А. Некрасова

Москва, 2020

Содержание

Введение	4
1. Эксперимент ALICE	5
1.1. Общая информация	5
1.2. Детектор PHOS	5
1.3. Детектор TPC	6
2. Измерение величины флуктуаций	8
2.1. Переменная ν_{dyn}	8
2.2. Специфика измерения π_0 мезонов	8
3. Результаты	9
3.1. ν_{dyn} в акцептансе PHOS	9
3.2. Поправка на парное рождение фотонов	10
Заключение	12

Введение

В pp и AA столкновениях высоких энергий на короткое время образуется область с экстремальной плотностью энергии, при этом могут возникать специфические состояния системы, такие, как, например, дезориентированный киральный конденсат [8; 10] или Бозе-Эйнштейновский конденсат пионов [1]. Вышеперечисленные явления могут приводить к резкому увеличению флюктуаций числа конечных частиц. Также, если в процессе эволюции горячей материи, рожденной в ядро-ядерном столкновении, она пройдет близко к критической точке КХД, увеличение величины флюктуаций различных наблюдаемых может сохраниться до конечного этапа столкновения [6]. Поэтому оценка величины флюктуаций, открывающая возможности для исследования целого ряда эффектов, является актуальной задачей современной физики высоких энергий.

1. Эксперимент ALICE

1.1. Общая информация

ALICE - один из четырех наиболее крупных экспериментов на Большом адронном коллайдере (LHC) в ЦЕРН, Женева[7]. Он предназначен для изучения физики сильно взаимодействующей материи при экстремальных плотностях энергии, где образуется фаза вещества, называемая кварк-глюонной плазмой. Структура эксперимента ALICE показана на рис. 1.

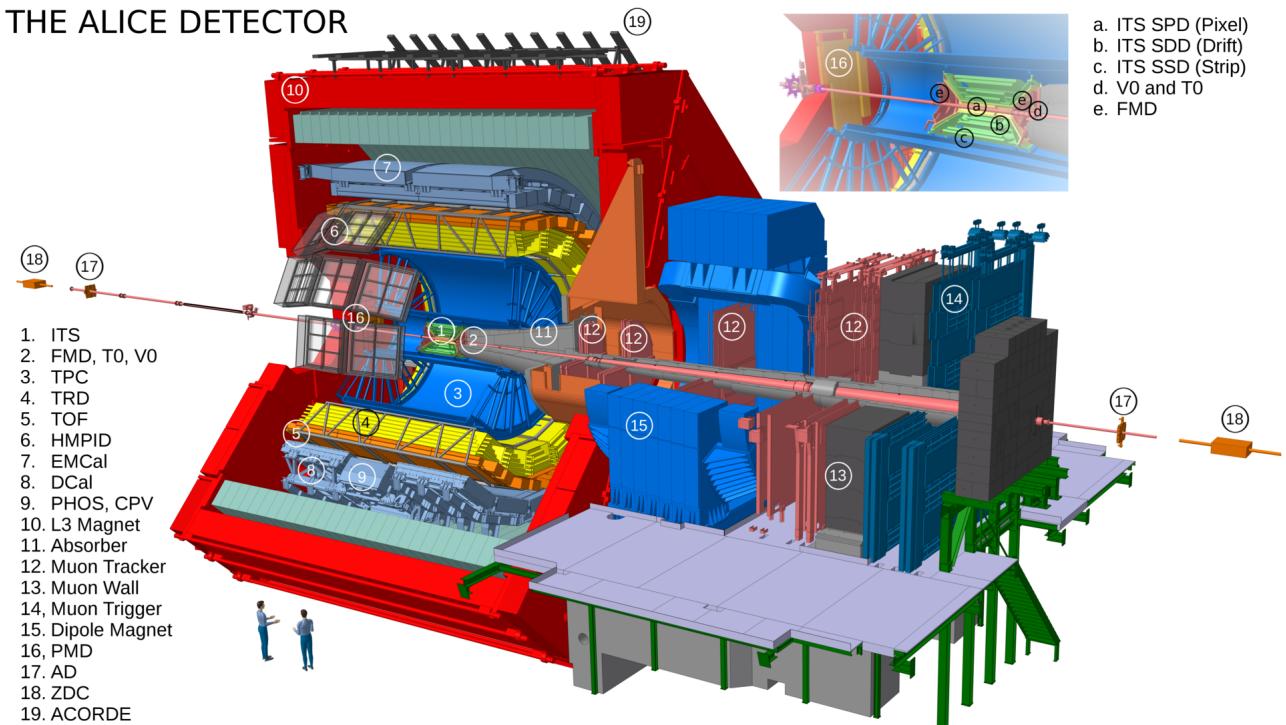


Рис. 1. Эксперимента ALICE

Специфика АА столкновений заключается в их высокой множественности (десятки тысяч конечных частиц), поэтому при изучении столкновения ядер возрастает роль хорошей идентификации частиц. Детектор ALICE был разработан для изучения столкновений тяжелых ионов при ультраколлайдистских энергиях. Это позволяет ему успешно детектировать и идентифицировать частицы в событиях с высокой множественностью.

В дальнейшем нас будут интересовать флуктуации числа заряженных идентифицированных адронов и фотонов.

1.2. Детектор PHOS

Для реконструкции фотонов в ALICE используется детектор PHOS - высокогранулярный прецизионный электромагнитный калориметр на основе

криSTALLов PbWO_4 , охватывающий $|\eta| < 0,13$ и $260^\circ < \phi < 320^\circ$.

Детектор состоит из четырех модулей, установленных на радиальном расстоянии 460 см от точки взаимодействия ALICE. Из них три модуля состоят из $56 \times 64 = 3584$ сцинтилляционных кристаллов PbWO_4 с поперечным размером $2.2 \times 2.2 \text{ см}^2$, а четвертый модуль содержит $56 \times 32 = 2600$ кристаллов. Каждый полный модуль покрывает азимутальный угол 20° .

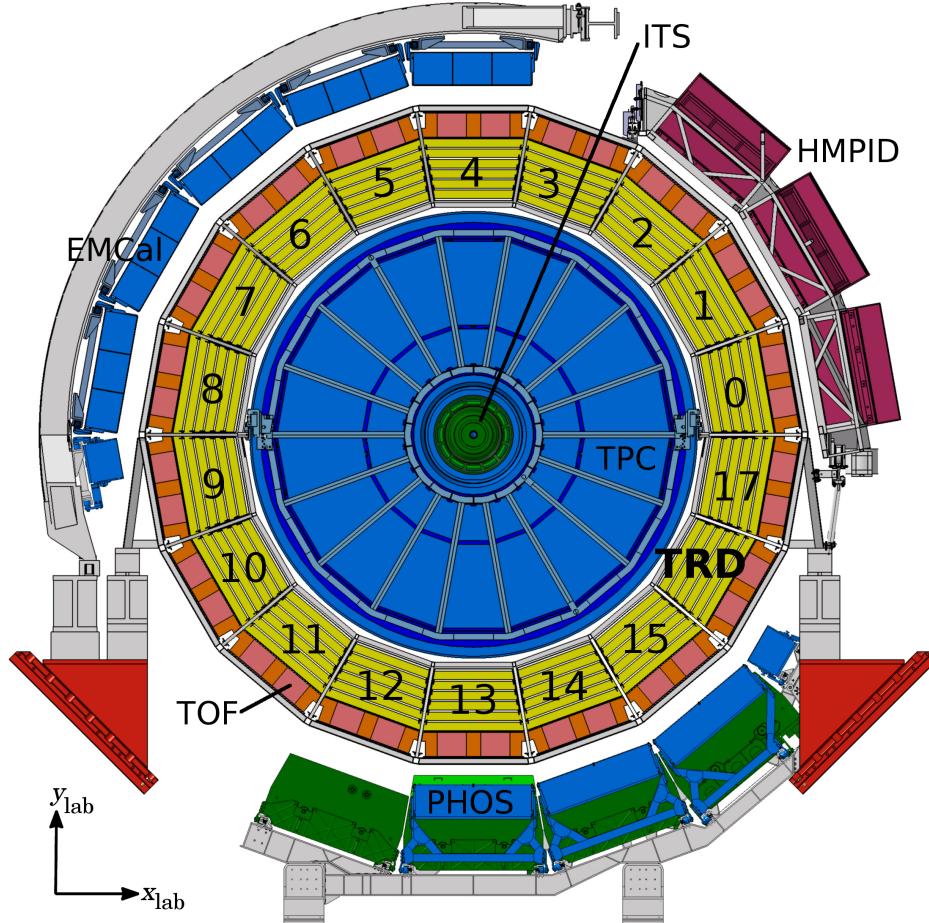


Рис. 2. Схематическое сечение детектора ALICE перпендикулярно направлению луча, расположение детекторов PHOS и ТРС

1.3. Детектор ТРС

Реконструкция заряженных адронов в ALICE производится в диапазоне $|\eta| < 0,8$ и полном азимутальном угле. Их идентификация основана на удельных энергетических потерях в детекторе ТРС.

Время-проекционная камера (TPC) - это большой (85 м^3) цилиндрический дрейфовый детектор, заполненный газовой смесью Ne/CO_2 (90/10%). Он охватывает $|\eta| < 0,9$ по полному азимутальному углу, с максимумом в 159

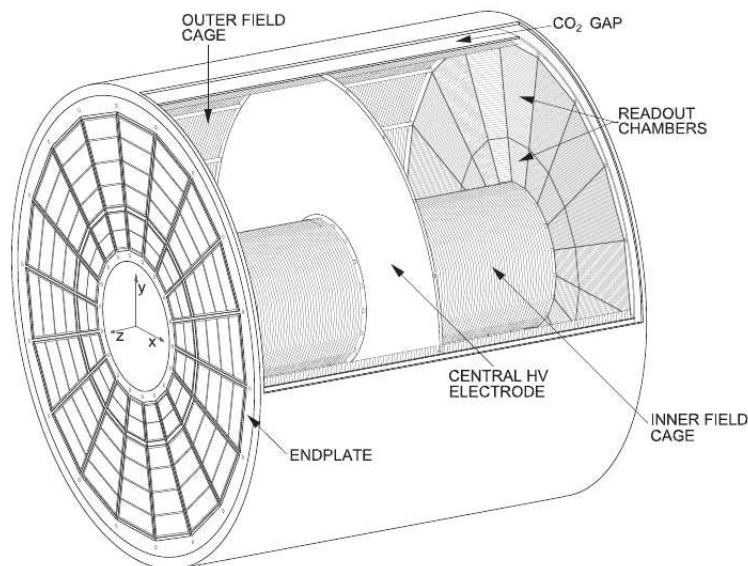


Рис. 3. Схематический вид детектора ТРС

реконструированных пространственных точек вдоль трека. ТРС обеспечивает идентификацию частиц посредством измерения удельной потери энергии (dE/dx) с разрешением 5,5%.

2. Измерение величины флуктуаций

2.1. Переменная ν_{dyn}

Для оценки величины флуктуаций к настоящему моменту предложено большое количество различных статистических наблюдаемых. В данной работе рассмотрена динамическая переменная ν_{dyn} [9]:

$$\nu_{dyn}(1, 2) = \frac{\langle N_1(N_1 - 1) \rangle}{\langle N_1 \rangle^2} + \frac{\langle N_2(N_2 - 1) \rangle}{\langle N_2 \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_1 N_2 \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle}, \quad (1)$$

где N_1 и N_2 - число частиц сортов 1 и 2 на событие, а треугольными скобками обозначено усреднение по событиям.

Преимущество данной переменной в том, что в ней сокращается зависимость от эффективности регистрации частиц. В случае независимых пуассоновских распределений обеих частиц динамическая переменная обращается в ноль [2]. В противном случае можно сделать вывод о некоторой статистической зависимости между рассматриваемыми величинами, причём при отрицательных значениях переменной имеет место корреляция, а при положительных — анти-корреляция между частицами.

2.2. Специфика измерения π_0 мезонов

Нашей конечной целью является изучение корреляции между заряженными и нейтральными пионами, однако непосредственное наблюдение нейтральных пионов невозможно из-за их малого времени жизни. С вероятностью в 98.8% нейтральный пийон распадается в два фотона, поэтому флуктуация числа дочерних фотонов будет отражать флуктуации числа родительских пионов. С другой стороны, Монте-Карло моделирование pp, pA и AA столкновений показывает, что среди мягких фотонов с энергией $p_T \lesssim 1$ ГэВ/с фотоны, рожденные в распадах π^0 , составляют более 90% от общего числа [3], поэтому в нашей работе для рассмотрения была выбрана пара заряженный пийон - фотон.

3. Результаты

3.1. ν_{dyn} в акцептансе PHOS

Чтобы проверить принципиальную возможность измерения величины флюктуаций числа нейтральных пионов по величине флюктуаций числа фотонов в данной работе использовались данные Монте-Карло моделирования, на которые постепенно накладывались ограничения акцептанса реального детектора.

Данные Монте-Карло моделирования были получены с помощью генератора событий Pythia8 [5], для моделирования отклика детектора и реконструкции полученных данных применялся пакет программ AliRoot, включающий в себя трекинг частиц с помощью GEANT[4], и стандартную программу реконструкции.

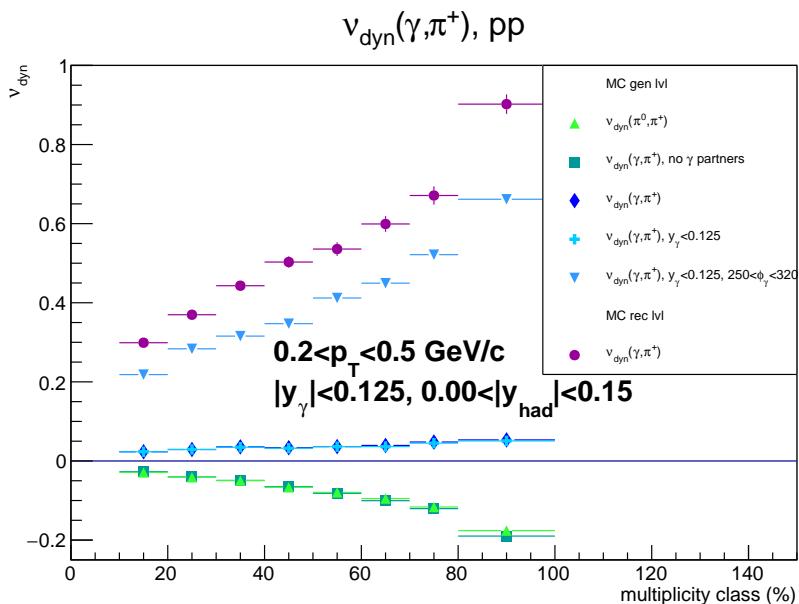


Рис. 4. Зависимость от класса множественности событий динамической переменной нейтральных и заряженных пионов на генераторном уровне МК моделирования и фотонов и заряженных пионов в на разных этапах моделирования.

На рис.4 показана зависимость динамической переменной нейтральных и заряженных пионов на генераторном уровне Монте-Карло моделирования, а также заряженных пионов и фотонов с различными условиями отбора в pp столкновениях в зависимости от класса множественности события. События с различной множественностью заряженных частиц были разбиты на классы от 0 до 100%, причем наибольшая множественность соответствует 0%. Видно, что между зависимостями $\nu_{dyn}(\pi^0, \pi^\pm)$ и $\nu_{dyn}(\gamma, \pi^\pm)$ для всех сгенерированных фотонов наблюдается значительное отличие. Чтобы разобраться в его причинах

мы провели более тщательный анализ поведения динамической переменной на разных этапах Монте-Карло моделирования. Также на рисунке показана динамическая переменная $\nu_{\text{dyn}}(\gamma, \pi^\pm)$, построенная с использованием фотонов, отобранных в диапазоне быстрот PHOS ($|y_\gamma| < 0.125$) (голубые кресты) и быстрот и азимутального угла, покрываемого PHOS ($|y_\gamma| < 0.125, 250^\circ < \phi_\gamma < 320^\circ$) (тёмно-голубые треугольники). Как видно, наложение более жестких критериев на акцептанс фотонов приводит к увеличению отличия между $\nu_{\text{dyn}}(\gamma, \pi^\pm)$ и $\nu_{\text{dyn}}(\pi^0, \pi^\pm)$.

Чтобы определить причину расхождения, мы рассматривали несколько условий на отбор фотонов: все фотоны или одиночные фотоны. В последнем случае, если в списке конечных фотонов находился дочерний фотон от того же π^0 , что и уже имеющийся в списке, то второй фотон отбрасывался. Как можно видеть на рис. 4 динамическая переменная от одиночных фотонов на генераторном уровне моделирования в полном акцептанссе (зелёные квадраты на графике) совпадает с нейтральными пионами. Однако, если брать все фотоны (синие ромбы), а не отбирать один из пары, заметно расхождение с переменной от π^0 . Таким образом, возможность регистрации двух частиц (фотонов) вместо одной (π^0) заметно изменяет вид переменной ν_{dyn} .

3.2. Поправка на парное рождение фотонов

Чтобы учесть искажение переменной, связанное с распадом одной частицы на две, мы ввели поправку, полученную следующим образом. Пусть при распаде $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ в выбранном акцептанссе есть вероятность β зарегистрировать оба фотона, и вероятность α зарегистрировать только один фотон. В результате в акцептанс будет попадать число фотонов, распределенное по полиномиальному распределению:

$$P(n = n_1 + 2n_2) = P(N) * \frac{N!}{n_1! n_2! (N - n_1 - n_2)!} \alpha^{n_1} \beta^{n_2} (1 - \alpha - \beta)^{N - n_1 - n_2} \quad (2)$$

где N - полное число π^0 , n_1 - число π^0 , от которых был зарегистрирован 1 фотон, а n_2 - число π^0 , от которых были зарегистрированы два фотона. Вычислив динамическую переменную с учётом этих предположений, мы получили

$$\nu_{\text{dyn}}^*(1, 2) = \frac{\langle N_1(N_1 - 1) \rangle}{\langle N_1 \rangle^2} + \frac{\langle N_2(N_2 - 1) \rangle}{\langle N_2 \rangle^2} - 2 \frac{\langle N_1 N_2 \rangle}{\langle N_1 \rangle \langle N_2 \rangle} - 2 \frac{1}{((\alpha/\beta) + 2)} \frac{1}{\langle N_1 \rangle}. \quad (3)$$

Если сравнить новый вид динамической переменной (3) с начальной формой (1), можно заметить, что появилось новое слагаемое, связанное с парным рождением одной из частиц, и содержащее отношение вероятностей α/β .

Для проверки правильности наших предположений была построена скорректированная динамическая переменная, коэффициент $\frac{\alpha}{\beta}$ вычислен из соот-

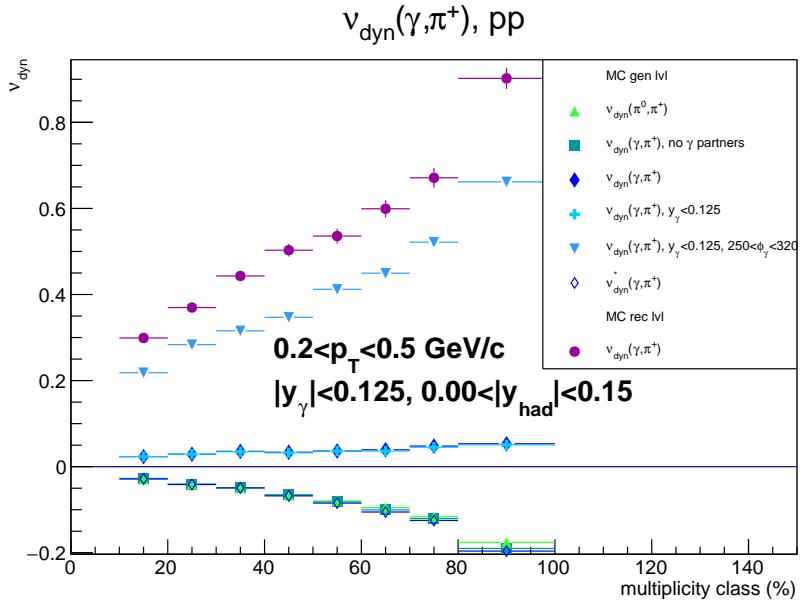


Рис. 5. Динамическая переменная на генераторном уровне моделирования от фотонов или нейтральных пионов и заряженных пионов с поправкой на парное рождение.

ношения числа одиночных фотонов к числу пар фотонов, известного на генераторном уровне МК моделирования (рис.5) . Мы получили хорошее совпадение динамической переменной от нейтральных пионов и скорректированной динамической переменной от фотонов (пустые синие ромбы), что свидетельствует о правильности введённой коррекции.

В реальных данных невозможно однозначно сказать, родился ли данный фотон при распаде π^0 и, если да, попал ли его партнёр в детектор, потому для определения коэффициента α/β планируется использовать число реконструированных фотонов и пар фотонов, дающих вклад в пик π^0 спектре инвариантных масс.

Заключение

В данной работе была рассмотрена возможность измерения величины флюктуаций числа нейтральных пионов с помощью переменной ν_{dyn} по величине флюктуаций числа фотонов в детекторе ALICE (LHC).

Для данных Монте-Карло моделирования была построена зависимость динамической переменной $\nu_{dyn}(\pi^0, \pi^\pm)$ и $\nu_{dyn}(\gamma, \pi^\pm)$ с различными условиями отбора фотонов. Оказалось, что возможность регистрации двух, одного или ни одного фотона существенно меняет величину динамической переменной.

В данной работе была предложена поправка к динамической переменной и было показано, что с этой поправкой величина флюктуаций числа пионов может быть оценена по величине флюктуаций числа фотонов. Далее метод будет применен к реальным данным.

Список литературы

1. Begun V. V., Gorenstein M. I. Bose-Einstein condensation of pions in high multiplicity events // Phys. Lett. — 2007. — Т. B653. —
с. 190—195. — DOI: 10.1016/j.physletb.2007.07.059. — arXiv: hep-ph/0611043 [hep-ph].
2. Christiansen P., Haslum E., Stenlund E. Number-ratio fluctuations in high-energy particle production // Phys. Rev. — 2009. —
Т. C80. —
с. 034903. — DOI: 10.1103/PhysRevC.80.034903. — arXiv: 0902.4788 [hep-ex].
3. Direct photon production at low transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 2.76$ and 8TeV / S. Acharya [и др.] // Phys. Rev. — 2019. —
Т. C99, № 2. —
с. 024912. — DOI: 10.1103/PhysRevC.99.024912. — arXiv: 1803.09857 [nucl-ex].
4. GEANT4: A Simulation toolkit / S. Agostinelli [и др.] // Nucl. Instrum. Meth. — 2003. —
Т. A506. —
с. 250—303. — DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
5. Lönnblad L. Modelling pp, pA and AA in Pythia8 // EPJ Web Conf. — 2019. —
Т. 208. —
с. 11003. — DOI: 10.1051/epjconf/201920811003.
6. Luo X., Xu N. Search for the QCD Critical Point with Fluctuations of Conserved Quantities in Relativistic Heavy-Ion Collisions at RHIC : An Overview // Nucl. Sci. Tech. — 2017. —
Т. 28, № 8. —
с. 112. — DOI: 10.1007/s41365-017-0257-0. — arXiv: 1701.02105 [nucl-ex].
7. Performance of the ALICE Experiment at the CERN LHC / B. B. Abelev [и др.] // Int. J. Mod. Phys. — 2014. —
Т. A29. —
с. 1430044. — DOI: 10.1142/S0217751X14300440. — arXiv: 1402.4476 [nucl-ex].
8. Pisarski R. D., Wilczek F. Remarks on the Chiral Phase Transition in Chromodynamics Phys. Rev. — 1984. —
Т. D29. —
с. 338—341. — DOI: 10.1103/PhysRevD.29.338.

9. Pruneau C., Gavin S., Voloshin S. Methods for the study of particle production fluctuations // Phys. Rev. — 2002. — T. C66. — c. 044904. — DOI: 10.1103/PhysRevC.66.044904. — arXiv: nucl-ex/0204011 [nucl-ex].
10. Rajagopal K., Wilczek F. Static and dynamic critical phenomena at a second order QCD phase transition // Nucl. Phys. — 1993. — T. B399. — c. 395–425. — DOI: 10.1016/0550-3213(93)90502-G. — arXiv: hep-ph/9210253 [hep-ph].