

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.12.01

О ГЛЮОННЫХ СТРУЯХ

Одной из интереснейших проблем в теории строения частиц является проблема отсутствия кварков и глюонов в свободном состоянии. Все сведения о составляющих адронов приходится получать косвенным образом. Тем не менее к настоящему времени накоплено довольно много свидетельств в пользу того, что кварки внутри адронов действительно есть. Прежде всего, это вытекает из успехов кварковой модели строения адронов. Кроме того, уже давно известно объяснение свойств процессов глубоко-неупругих взаимодействий лептонов с адронами за счет взаимодействий лептонов с точечными партонами, входящими в состав адрона и обладающими дробным зарядом и полувещным спином¹. Убедительные свидетельства в пользу кварков получены и при исследовании процессов электрон-позитронной аннигиляции. В сравнительно низко-энергетической области обнаружено множество резонансов. При этом, например, спектр чармония близок по своему характеру простейшим атомным спектрам и легко объясняется с помощью обычных квантовомеханических расчетов для системы, состоящей из кварка и антикварка². В области более высоких энергий в результате соударения электрона с позитроном в системе центра масс обычно наблюдается разлет конечных адронов в противоположные стороны. Общая ось этих двух струй адронов *) повернута относительно оси соударения первичных электрона и позитрона таким образом (по закону $1 + \cos^2 \theta$, где θ — угол между осями), как если бы электрон и позитрон сначала перешли (через стадию виртуального фотона) в точечные кварк и антикварк со спином половина, которые и определили направление вылета струй, а лишь потом путем пока неизвестного нам механизма (но характеризующего малыми поперечными импульсами) кварк и антикварк нейтрализовали свои цветовые степени свободы и фрагментировали в конечные адроны³. Таким образом, наблюдая две струи в процессах электрон-позитронной аннигиляции, мы как бы прослеживаем процесс рождения кварка и антикварка, которые успевают проявить себя как свободные, прежде чем превратятся в адроны. Заметно скромнее успехи кварковых моделей в адрон-адронных реакциях.

Как уже упоминалось выше, кварки цветные. «Окрасить» их в три цвета понадобилось вначале для того, чтобы избежать противоречия с принципом Паули в таких простейших системах, как, например, нуклон или Δ^{++} -резонанс. Цвет призван был обеспечить антисимметрию волновых функций этих состояний, которые оказывались симметричными по спиновым и пространственным степеням свободы. Без утращения числа кварков за счет цвета не удастся понять и такие факты, как распад $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ или же отношение сечений электрон-позитронной аннигиляции в адроны и в мюонную пару.

Однако оказалось, что ограничиться только кварками, как структурными элементами адронов, нельзя. Уже из давних результатов о глубоко-неупругих лептон-адронных процессах следовало, что на долю кварков приходится примерно лишь половина импульса адрона¹. Остается предположить, что в адроне есть составляющие, которые не взаимодействуют с лептонами (т. е. электромагнитно и слабым образом) и уносят недостающую долю энергии. Эти составляющие были названы глюонами (от английского слова «glue» — клей), так как было предположено, что они как бы «склеивают» кварки внутри адронов. Как сейчас считают, глюоны — это безмассовые, векторные, цветные бозоны. Такие свойства необходимо приписать им, чтобы объяснить прежде всего спектроскопию частиц.

Картина цветных кварков и глюонов хорошо вписывается в рамки неабелевой калибровочной теории сильных взаимодействий, именуемой квантовой хромодинамикой^{2,4}. В этой теории появляется восемь безмассовых глюонов. Помимо привлекательного с чисто теоретической точки зрения свойства перенормируемости, квантовая

*) Струи разделяются лишь при высоких энергиях, когда продольные импульсы частиц в струе становятся заметно больше компонент их импульсов, перпендикулярных к общей оси струи.

хромодинамика обладает еще одним важным свойством, позволившим понять результаты опытов по глубоко-неупругим процессам. При больших переданных импульсах (на малых расстояниях) константа связи в этой теории стремится к нулю («асимптотическая свобода»). Именно поэтому кварки выступали как свободные точечные частицы в процессах с большими передачами импульса. Правда, мы до сих пор не знаем, может ли квантовая хромодинамика объяснить отсутствие свободных кварков и глюонов на больших расстояниях.

Тем не менее вера теоретиков в эту теорию сейчас настолько сильна, что немедленно были предприняты попытки найти такие теоретические предсказания, которые помогли бы «увидеть» глюон хотя бы с той же степенью достоверности, как мы «видим» кварк. Поскольку свойства глюона во многом аналогичны свойствам фотона, то естественно изучить те процессы, когда кварк испускает глюон. Если испущенные глюоны мягкие или летят почти параллельно первичному кварку, то их непосредственное наблюдение затруднено. Однако такие глюоны приводят к очень интересному эффекту, состоящему в том, что они как бы «портят» точечность кварка. На опыте это проявляется⁵ в нарушении бёркеновского скейлинга (см., например,¹⁾ т. е. функции распределения кварков в адронах начинают зависеть не от одной переменной (отношения переданного импульса к потере энергии лептоном), а от обеих этих переменных. Тем не менее такое наблюдение является лишь косвенным подтверждением существования глюонов.

Испускание глюона под сравнительно малым углом, кроме того, приводит к уширению, разбуханию струи. Естественно, что это уширение несимметрично — одна из струй (где испускается глюон) оказывается толще, а другая — тоньше. В толстой струе поперечный импульс частиц возрастает с ростом энергии, тогда как в тонкой — остается практически постоянным. Такие эффекты были наблюдаемы.

Более непосредственным свидетельством было бы обнаружение испускания глюонов под большими углами, когда глюон «далеко» уходит от породившего его кварка. Указания на возможное появление процессов этого типа поступили после того, как были обнаружены⁶ мюонные пары в адрон-адронных столкновениях, которые испускались с большими поперечными импульсами. Их можно было бы интерпретировать как следы такого процесса, когда первоначальный кварк (или антикварк) из сталкивающихся адронов испускает глюон с большим поперечным импульсом, а затем при аннигиляции с антикварком (кварком) передает импульс отдачи мюонной паре. Однако сторонники точки зрения об изначально больших поперечных импульсах кварков внутри адрона могли оспаривать такую интерпретацию опытов по рождению мюонных пар. (Хотя речь шла об очень больших импульсах вплоть до 12 ГэВ, но точности были не очень велики и эффект не был ярко выраженным.)

Кроме того, имелись указания на испускание глюонов и при распаде иpsilon-частицы. Аналогично ортопозитронию, распадающемуся на три фотона, иpsilon-частица может распадаться не менее чем на три глюона (число их обязательно нечетно). К сожалению, масса ее мала для четкого выделения струй каждого из глюонов, так как на струю приходится в среднем всего лишь около 3 ГэВ энергии. Хотя проведенный анализ свидетельствовал в пользу трехглюонного распада иpsilon-частицы и подтверждал векторный характер глюонов⁷, однако зрелищно яркой картины не наблюдалось. Если будет открыт «топониум» (а его масса должна быть больше 30 ГэВ), то можно надеяться увидеть трехлепестковую картину его распада.

Глюонные струи, по-видимому, можно будет наблюдать⁸ и в событиях с большими поперечными импульсами на встречных pp -пучках с энергией $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Дело в том, что при столь высоких энергиях основную роль начнут играть (даже при больших поперечных импульсах) партонные компоненты адронов с малой долей первичного импульса (малые x), а это — в основном глюоны. Результаты экспериментов при этих энергиях, как ожидается, появятся года через два.

Возможность появления при сверхвысоких энергиях нового механизма испускания глюонных струй, аналогичного эффекту Вавилова — Черенкова в случае фотонов, обсуждается в работах⁹.

После несколько затянувшегося введения перейдем теперь к тем результатам¹⁰, которые позволяли утверждать, что впервые были наблюдаемы глюонные струи. Как уже говорилось, для четкого разделения струй надо рассмотреть события, где глюоны испускаются кварками под сравнительно большими углами, т. е. достаточно жесткие. В силу асимптотической свободы в квантовой хромодинамике вероятности многоструйных процессов упорядочены. Малость константы связи при больших передачах импульса приводит к тому, что вслед за кварк-антикварковыми струями в следующем порядке по величине константы связи идут струи с испусканием одного жесткого глюона, потом — двух и т. д. Поиском трехструйных событий на установке PETRA занялись четыре экспериментальные группы. Первое трехструйное событие в электрон-позитронной аннигиляции было продемонстрировано Б. Випком¹¹ летом 1979 г. на конференции по физике нейтрино в Бергене (Норвегия) и показано на рис.1. Оно интерпретировалось как переход электрона и позитрона в кварк⁺ антикварк с испусканием

жесткого глюона, каждый из которых затем фрагментировал в адроны. При такой интерпретации оси всех трех струй должны лежать в одной плоскости, так как глюон и испустивший его кварк, согласно законам сохранения, движутся в одной плоскости с осью движения этого кварка до излучения (а, следовательно, и с направлением движения антикварка). При энергиях около 30 ГэВ (в системе центра масс) было обнаружено несколько десятков таких планарных событий (из общего числа в несколько сот), характерных тем, что распределение импульсов, перпендикулярных к плоскости события *), резко ограничено, тогда как импульсы в плоскости события могут быть

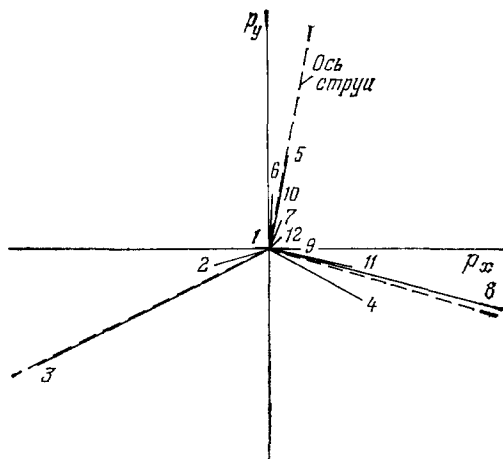


Рис. 1.

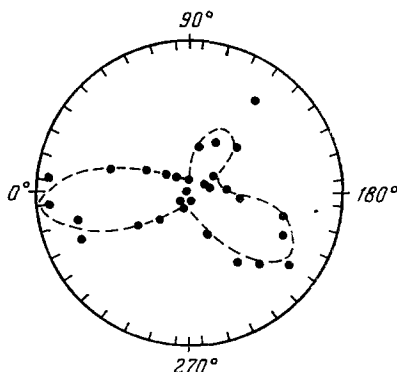


Рис. 2.

весьма большими. Анализ отобранных событий на анизотропность (сферичность, апланарность, троичность и т. п.) показал, что они достаточно хорошо могут быть интерпретированы как трехструйные. Отличие от возможных двухструйных событий было весьма заметным (так, например, при предсказании двухструйной моделью эффекта, равного 4—5 событиям, наблюдалось 18 событий в некотором заданном интервале значений сферичности и апланарности, что хорошо согласуется со случаем трех струй, как было показано при анализе). Хотя этот метод анализа применялся к индивидуальным событиям и в каждом событии вывод мог считаться ненадежным ввиду возможных флуктуаций, однако общая статистика была достаточно большой, чтобы устранить роль таких эффектов.

Кроме того, на полной статистике было проведено исследование направлений отобранных событий. Оказалось, что вырисовывается трехлепестковая структура (рис. 2). Непосредственно такая картина еще не может служить доказательством, так как ясно, что при статистических флуктуациях энергий частиц в двухструйных событиях возможно отклонение осей этих струй от коллинеарности за счет флуктуационного выброса частиц вбок. Было показано (рис. 3), что наблюдаемая структура значительно сильнее возможных флуктуационных проявлений как в двухструйных событиях, так и в обычном фазовом объеме. Поэтому можно считать, что трехструйная структура электрон-позитронной аннигиляции при энергиях около 30 ГэВ проявляется в заметной доле случаев. Согласно квантовой хромодинамике одну из струй инициирует кварк, другую — антикварк, а третью — глюон. Начало изучению коррелиций частиц в струях положено работой ¹². Появились первые сообщения о возможном наблюдении событий с четырьмя струями ¹³.

Тем не менее скептик потребовал бы доказательства такой точки зрения. Для этого, во-первых, надо изучить угловое распределение струй, с помощью которого можно было бы проверить вывод о том, что спин глюона равен единице. Во-вторых, надо исследовать средний эффективный электрический заряд каждой из струй. Он должен быть дробным в случае кварков и нулевым для глюонной струи. В-третьих, надо детально изучить свойства продуктов фрагментации этих струй в зависимости от квадрата полного четырехмерного импульса струи. В частности, согласно современным представлениям глюонная струя должна оказаться активнее кварковых — она производит примерно вдвое больше частиц, активнее расширяется в поперечном направлении, быстрее нарушает скейлинг и т. п. В-четвертых, при переходе к большим энергиям

*) Эта плоскость как раз и выбиралась путем минимизации таких импульсов.

и большей статистике можно будет наблюдать рождение четырех и более струй. Доля таких событий еще раз даст возможность уточнить значения хромодинамической постоянной при разных величинах 4-импульсов.

Достигнем ли мы столь больших энергий, зависит как от принципиальных вопросов (например, могут оказаться решающими процессы, где сталкиваются два виртуальных фотона из облаков электрона и позитрона, хотя первые оценки такого эф-

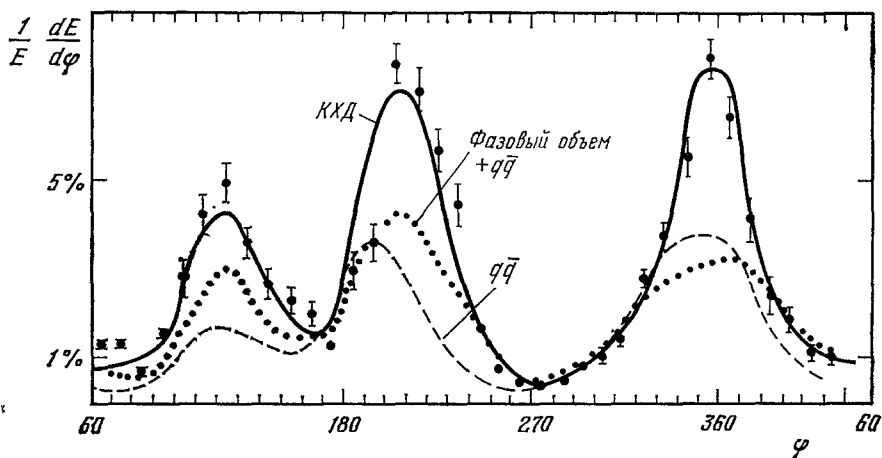


Рис. 3.

фекта указывают на то, что его роль невелика¹⁴⁾, так и от важных проблем, связанных с потерями на излучение сильно ускоренных электронов.

Более подробно о глюонах читатель сможет узнать из обзорной статьи Я. И. Азимова, Ю. Л. Докшицера и В. А. Хозе «Глюоны», подготавливаемой к выпуску в ближайших номерах УФН.

И. М. Дремин

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.— С. 176.
2. Вайнштейн А. И., Волошин М. Б., Захаров В. И. и др.— УФН, 1977, т. 123, с. 217.
3. Hanson G. et al.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1609.
4. Иллиопулос Дж.— УФН, 1977, т. 123, с. 565.
5. Anderson H. L. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 4.
Fox D. J. et al.— Ibid., p. 1504.
Bosetti P. C. et al.— Nucl. Phys., Ser. B, 1978, v. 142, p. 1.
De Groot J. G. H. et al.— Phys. Lett., 1979, v. 82, p. 456; Zs. Phys. Ser. C, 1979, Bd. 4, S. 143.
6. Yoh J. K. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 684.
7. Koller K. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 88, p. 119.
8. Horgan R., Jacob M.— Ref. TH 2824-CERN.—1980.
9. Дремин И. М.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 152.
Апанасенко А. В. и др.— ibid., с. 157.
10. Brandelik R. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 86, p. 243.
Berger C. et al.— Ibid., p. 418.
Barber D. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 830; Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 89, p. 139.
Bartel W. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 91, p. 142.
11. Wiik B. H.— In: Proceedings of the Bergen Neutrino Conference: June 1979.
12. Berger C. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1980, v. 90, p. 312.
13. Newman H. Доклад в ЦЕРНе (Mark-J, Collaboration). См. также: Ali A. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 285.
Gaemers K. J. F., Vermaseren J. A. M.— Ref. TH2816-CERN.—1980.
14. Байер В. Ч. и др.— ЯФ, 1980, т. 31, № 3.