

о составных частях кварков и не обрывается ли тем самым последовательность структурных составляющих материи. Всё сказанное подводит к выводу, что кварки, наряду с лептонами и калибровочными бозонами, также не имеющими наблюдаемых признаков структуры, образуют группу Э. ч., к-рая имеет наибольшие основания претендовать на роль истинно Э. ч.

Элементарные частицы и квантовая теория поля. Стандартная модель взаимодействий

Для описания свойств и взаимодействий Э. ч. в совр. теории существ. значение имеет понятие физического поля, к-рое ставится в соответствие каждой частице. Поле есть специфич. форма распределённой в пространстве материи; оно описывается ф-цией, задаваемой во всех точках пространства-времени и обладающей определ. трансформационными свойствами по отношению к преобразованиям Лоренца группы (скаляр, спинор, вектор и т. д.) и групп «внутр.» симметрий (изотопич. скаляр, изотопич. спинор и т. д.). Эл.-магн. поле, обладающее свойствами четырёхмерного вектора $A_\mu(x)$ ($\mu = 1, 2, 3, 4$), — исторически первый пример физ. поля. Поля, сопоставляемые Э. ч., имеют квантовую природу, т. е. их энергия и импульс складываются из множества отд. порций — квантов, причём полная энергия ϵ_k и импульс p_k кванта связаны соотношением спец. теории относительности: $\epsilon_k^2 = p_k^2 c^2 + m^2 c^4$. Каждый такой квант и есть Э. ч. с массой m , с заданной энергией ϵ_k и импульсом p_k . Квантами эл.-магн. поля являются фотоны, кванты др. полей соответствуют всем остальным известным Э. ч. Матем. аппарат квантовой теории поля (КТП) позволяет описать рождение и уничтожение частицы в каждой пространственно-временной точке.

Трансформационные свойства поля определяют осн. квантовые числа Э. ч. Трансформационные свойства по отношению к преобразованиям группы Лоренца задают спин частиц: скаляру соответствует спин $J=0$, спинору — спин $J=1/2$, вектору — спин $J=1$ и т. д. Трансформационные свойства полей по отношению к преобразованиям «внутр.» пространств («зарядового пространства», «изотопического пространства»), «унитарного пространства», «цветного пространства») определяют существование таких квантовых чисел, как L, B, I, S, C, b , а для кварков и глюонов также и цвета. Введение «внутр.» пространств в аппарат теории — пока чисто формальный приём, к-рый, однако, может служить указанием на то, что размерность физ. пространства-времени, отражающаяся в свойствах Э. ч., реально больше четырёх — т. е. больше размерности пространства-времени, характерного для всех макроскопич. физ. процессов.

Масса Э. ч. не связана непосредственно с трансформационными свойствами полей. Это дополнительная их характеристика, происхождение к-рой не понято до конца.

Для описания процессов, происходящих с Э. ч., в КТП используется *Лагранжево формализм*. В *лагранжиане*, построенном из полей, участвующих во взаимодействиях частиц, заключены все сведения о свойствах частиц и динамике их поведения. Лагранжиан включает в себя два гл. слагаемых: лагранжиан \mathcal{L}_0 , описывающий поведение свободных полей, и лагранжиан взаимодействия \mathcal{L}_{int} , отражающий взаимосвязь разл. полей и возможность превращения Э. ч. Знание точной формы \mathcal{L}_{int} позволяет в принципе, используя аппарат *матрицы рассеяния* (S-матрицы), рассчитывать вероятности переходов от исходной совокупности частиц к заданной конечной совокупности частиц, происходящих под влиянием существующего между ними взаимодействия. Т. о., установление структуры \mathcal{L}_{int} , открывающее возможность количеств. описания процессов с Э. ч., является одной из центр. задач КТП.

Существ. продвижение в решении этой задачи было достигнуто в 50—70-х гг. на основе развития идеи о векторных калибровочных полях, сформулированной в уже упоминавшейся работе Янга и Миллса. Отталкиваясь от известного положения о том, что всякий наблюдаемый экспериментально закон сохранения связан с инвариантностью описывающего систему лагранжиана относительно

преобразований нек-рой группы симметрии (*Нетер теорема*), Янг и Миллс потребовали, чтобы эта инвариантность выполнялась локально, т. е. имела место при произвольной зависимости преобразований от точки пространства-времени. Оказалось, что выполнение этого требования, физически связанного с тем, что взаимодействие не может мгновенно передаваться от точки к точке, возможно только при введении в структуру лагранжиана спец. калибровочных полей векторной природы, определ. образом трансформирующихся при преобразованиях группы симметрии. Причём структуры свободного лагранжиана \mathcal{L}_0 и \mathcal{L}_{int} оказались в указанном подходе тесно связанными: знание \mathcal{L}_0 в значит. мере предопределяло вид \mathcal{L}_{int} .

Последнее обстоятельство обусловлено тем, что требование локальной *калибровочной инвариантности* может быть выполнено только в том случае, когда во всех производных, действующих на свободные поля в \mathcal{L}_0 , осуществлена замена $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ig \sum_{a=1}^r T^a V_\mu^a$. Здесь g — константа взаимодействия; V_μ^a — калибровочные поля; T^a — генераторы

группы симметрии в матричном представлении, соответствующем свободному полю; r — размерность группы.

В силу сказанного в видоизменённом лагранжиане автоматически возникают члены строго определ. структуры, описывающие взаимодействие полей, исходно входивших в \mathcal{L}_0 , со вновь введёнными калибровочными полями. При этом калибровочные поля осуществляют роль переносчиков взаимодействия между исходными полями. Конечно, поскольку в лагранжиане появились новые калибровочные поля, свободный лагранжиан должен быть дополнен членом, связанным с ними, и подвергнуться процедуре видоизменений, описанной выше. При точном соблюдении калибровочной инвариантности калибровочные поля отвечают бозонам с нулевой массой. При нарушении симметрии масса бозонов отлична от нуля.

В таком подходе задача построения лагранжиана, отражающего динамику взаимодействующих полей, по существу сводится к правильному отбору системы полей, составляющих первоначальный свободный лагранжиан и фиксации его формы. Последняя, впрочем, при заданных трансформационных свойствах относительно группы Лоренца однозначно определяется требованием релятивистской инвариантности и очевидным требованием вхождения только структур, квадратичных по полям.

Т. о., основным для описания динамики является вопрос о выборе системы первичных полей, образующих \mathcal{L}_0 , т. е. фактически всё тот же центр. вопрос физики Э. ч.: «Какие частицы (и соответственно поля) следует считать наиболее фундаментальными (элементарными) при описании наблюдаемых частиц материи?»

Совр. теория, как уже отмечалось, выделяет в качестве таких частиц бесструктурные частицы со спином $1/2$: кварки и лептоны. Такой выбор позволяет, опираясь на принцип локальной калибровочной инвариантности, построить весьма успешную схему описания сильного и эл.-слабого взаимодействий Э. ч., получившую назв. стандартной модели.

Модель исходит прежде всего из допущения, что для сильного взаимодействия имеет место точная симметрия $SU_c(3)$, отвечающая преобразованиям в «цветовом» трёхмерном пространстве. При этом предполагается, что кварки преобразуются по фундам. представлению группы $SU_c(3)$. Выполнение требования локальной калибровочной инвариантности для кваркового лагранжиана приводит к появлению в структуре теории восьми безмассовых калибровочных бозонов, названных глюонами, взаимодействующих с кварками (и между собой) строго определ. образом (Фритцш, Гелл-Ман, 1972). Разработанная на этой основе схема описания сильного взаимодействия получила назв. *квантовой хромодинамики*. Правильность её предсказаний подтверждена многочисл. экспериментами, в т. ч. получены убедительные свидетельства существования глюонов. Имеются также серьёзные основания полагать, что