

НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1979 ГОДА

539.12 01

КАЛИБРОВОЧНОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ СИЛ*)*А. Салам*

В июне 1938 г. сэр Джордж Томсон, профессор физики Империял-колледжа, читал свою Нобелевскую лекцию 1937 г. Говоря об Альфреде Нобеле, он сказал: «Идеализм, пронизывавший его характер, привел его к заботам о помощи как науке в целом, так и отдельным ученым... Шведские граждане под руководством Королевского семейства и через посредство Королевской Академии наук сделали Нобелевские премии важнейшим рычагом роста престижа науки в глазах всего мира. Как человек, получающий Нобелевскую премию, свидетель нобелевской щедрости, я исполнен искренней благодарности как к Шведской Академии наук, так и к самому Альфреду Нобелю».

Уверен, что я выражу чувства и моих коллег и мои, еще раз подчеркивая то, что сказал Джордж Томсон относительно нобелевской щедрости и ее влияния на рост престижа науки. Это особенно заметно сейчас в развивающихся странах. Постоянный секретарь Академии — профессор Карл Густав Бернхард — поддержал мое намерение сказать эти слова, прежде чем я обращусь непосредственно к научной части моей лекции.

Научные идеи и факт их появления представляют собой общественное достояние человечества. История науки, так же как и история всей цивилизации, прошла через ряд циклов. Возможно, я смогу проиллюстрировать это с помощью конкретных примеров.

760 лет назад один молодой шотландец покинул свои родные горные долины и направился на юг в испанский город Толедо. Его звали Михаилом, его целью было жить и работать в арабских университетах Толедо и Кордовы, где поколением ранее преподавал величайший иудейский ученый Мозес бен Маймун.

Михаил достиг Толедо в 1217 г. Однажды в Толедо у него возник смелый план познакомить латинизированную Европу с Аристотелем. Он переводил не с оригинала, так как не знал греческого, а с арабских переводов, которые изучали в Испании. Из Толедо Михаил переехал в Сицилию ко двору императора Фридриха II.

Во время посещения медицинской школы в Салерно, основанной Фридрихом II в 1231 г., Михаил встретил датского медика Генрика Гарпестренга, позднее ставшего придворным врачом Эрика IV Валдемарсона. Генрик приехал в Салерно, чтобы составить трактат по кровопусканию и хирургии. Источниками познаний Генрика стали медицинские каноны

*) S a l a m Abdus. Gauge Unification of Fundamental Forces: Nobel Lecture. December 8, 1979.— Перевод Т. Е. Фрадкиной и В. Ю. Цейтлина. Под ред. Н. М. Дреммина.

© The Nobel Foundation 1980.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука» Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1980

великих исламских медиков Аль-Рази и Авиценны, которых мог перевести для Генрика только Михаил Шотландец.

Школы Толедо и Салерно, представляя наилучший синтез арабской, греческой, латинской и древнееврейской учености, были наиболее достопримечательными интернациональными образцами научного сотрудничества. В Толедо и Салерно приезжали ученые не только из богатых стран Востока, таких, как Сирия, Египет, Иран и Афганистан, но также из развивающихся стран Запада, например из Шотландии и Скандинавии. Тогда, как и теперь, существовали препятствия к такому интернациональному научному сотрудничеству в связи с экономическим и интеллектуальным неравенством между различными частями света. Люди типа Михаила Шотландца или Генрика Гарпестренга были исключениями. Они не представляли какие-либо преуспевающие научные школы в их собственных странах. Желая самого лучшего своим ученикам, их учителя в Толедо и Салерно сомневались в разумности и целесообразности обучения их для передовых научных исследований. По крайней мере один из учителей посоветовал молодому Михаилу Шотландцу возвратиться обратно стричь овец и ткать шерсть.

Можно было бы привести больше фактов об этом периоде научного неравенства. Джордж Сартон в своей монументальной пятитомной истории науки подразделяет развитие наук на эпохи, каждая из которых занимает полстолетия. Каждые полвека он связывает с одной центральной фигурой в научном мире. Так, период с 450 по 400 гг. до нашей эры Сартон называл эпохой Платона, за которой следовали эпохи Аристотеля, Евклида, Архимеда и так далее. Китайская эпоха Сян Цана длилась с 600 до 650 гг., 650—700 гг. занимала эпоха И-Чиня, а затем с 750 по 1100 гг. 350 лет постоянного взлета эпох Джабира, Хорезми, Аль-Рази, Масуди, Вафа, Бируни и Авиценны и впоследствии Омара Хайяма, т. е. лиц арабского, турецкого, афганского и персидского происхождения, украсивших своими великими трудами сокровища культуры ислама. После 1100 г. нашей эры стали появляться первые западные имена: Жерара Кремонского, Роджера Бэкона, но их слава все еще перемежалась такими именами, как Ибн-Рушд (Аверроэс), Мозес бен Маймон, Туси и Ибн-Нафис (он предвосхитил гарвеевскую теорию циркуляции крови). Нет еще такого Сартона, который бы занес в летопись историю научного творчества майя и ацтеков до испанского нашествия — с их изобретением нуля, календарей Луны и Венеры и различных фармакологических средств, включая хинин, но уроки истории от этого не меняются — видно несомненное превосходство Востока над современным ему Западом.

Однако после 1350 г. развивающийся мир теряет блеск научной мысли, если не учитывать редкие вспышки, такие, как Улугбек — внук Тимура из Самарканда (около 1400 г.) или магараджа Джай Сингх из Джайпура (1720 г.), которые исправили серьезные ошибки в тогдашних западных таблицах солнечных и лунных затмений, достигавшие иногда шести дуговых минут. Как часто случается, техника Джай Сингха была превзойдена вскоре после того, как в Европе появились телескопы. Один из индийских современников писал: «С ним на погребальном костре угасла вся ученость Востока». Это переносит нас в век, когда цикл, начатый Михаилом Шотландцем, привел к полному перевороту, и именно мы, в развивающихся странах, обращаем свои взгляды на Запад, в поиске научных сокровищ. Как писал 1100 лет назад Аль-Кинди: «Нам подобало тогда не стыдиться признавать правду и усваивать ее, из каких бы источников она ни приходила. Для того, кто ценит правду, нет ничего выше, чем сама по себе правда. Для него она всегда бесценна и никогда не может унижить».

Дамы и господа!

Именно в духе Аль-Кинди я начинаю свою лекцию с выражения глубокого чувства благодарности к современным эквивалентам университетов Толедо и Кордовы, с которыми мне посчастливилось быть связанным: Кембриджу, Империял-колледжу и Центру в Триесте.

1. ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ЧАСТИЦЫ, ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ СИЛЫ И КАЛИБРОВОЧНОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ

Нобелевские лекции этого года касаются ряда идей, относящихся к калибровочному объединению электромагнитных сил со слабыми ядерными силами. По времени эти лекции почти совпадают с 100-й годовщиной со дня смерти Максвелла, с именем которого связано первое объединение сил (электрической и магнитной природы) и зарождение калибровочных теорий. Эти лекции также совпадают с 100-й годовщиной со дня рождения Эйнштейна — человека, давшего нам предвидение окончательного объединения всех сил.

Идеи современности возникли более двадцати лет назад как проблески надежды в теоретических умах. Они привели к зрелым теоретическим предсказаниям всего лишь десятилетие назад. И эти же идеи начали получать экспериментальное подтверждение примерно около шести лет назад.

В некотором смысле наша история имела достаточно глубокое основание в прошлом. В этой лекции я хотел бы затронуть несколько теоретических идей сегодняшнего дня и задать вопрос: не могут ли именно эти идеи принести плоды двадцать лет спустя? С незапамятных времен люди хотели охватить многогранность природы посредством наименьшего возможного числа элементарных концепций. Среди вопросов, которые они себе задавали, был один «о колесиках внутри колес», как сказал Фейнман. Задача натурфилософии и состоит в том, чтобы обнаружить самые сокровенные колесики природы, если таковые существуют. Второй вопрос относится к выявлению тех фундаментальных сил, которые заставляют колеса крутиться и связывают их друг с другом. Величие калибровочных идей, идей калибровочных полевых теорий заключается в том, что эти два вопроса сводятся к одному: элементарные частицы (описываемые релятивистскими квантовыми полями) являются представлениями определенных зарядовых операторов, соответствующими гравитационной массе, спину, аромату, цвету, электрическому заряду и т. д., тогда как фундаментальные силы являются силами притяжения и отталкивания между этими самыми зарядами. Третий важный вопрос затрагивает проблему поиска форм объединения зарядов (и таким образом, сил), поиска единого целого, компонентами которого являлись бы заряды различной природы (чтобы они могли преобразовываться друг через друга).

Но все ли фундаментальные силы калибровочные? Могут ли они быть поняты как таковые в терминах только зарядов и соответствующих им токов? Можно ли знать заранее, какое количество зарядов понадобится для такого объединения? Компонентами какого объединения являются наблюдаемые заряды? Какова вообще природа заряда? Так же как Эйнштейн постиг природу гравитационного заряда, введя пространственно-временную кривизну, можем ли мы понять сущность других зарядов — природу полного объединенного набора, *как физической совокупности*, в терминах столь же глубоких по значению величин? Короче говоря, это пока еще мечта, в значительной мере подкрепленная проверкой предсказаний калибровочной теории. Но перед тем, как рассматривать новые теоретические идеи, перспективные с точки зрения их использования

в будущем, я хотел бы предложить вам чисто субъективную картину развития этого направления за 20 лет. Точку зрения, которую я хочу подчеркнуть в этой части моей речи, изложил Г. П. Томсон в Нобелевской лекции 1937 г. Он сказал: «Богиня учения, согласно легенде, возникла в мозгу Зевса. Однако редко случается, чтобы научная концепция рождалась сразу в своей окончательной форме и только у одного человека. Более часто — это продукт ряда умов, каждый из которых модифицирует идеи предыдущего и обеспечивает материал для размышления тем, кто следует за ним».

II. ПОЯВЛЕНИЕ СПОНТАННО НАРУШЕННОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ ТЕОРИИ $SU(2) \times U(1)$

Я начал свои физические изыскания тридцать лет назад физиком-экспериментатором в Кавендише с изучения рассеяния трития на дейтерии. Вскоре я понял, что труд физика-экспериментатора мне не по плечу. Для этого необходимо обладать сублимированным терпением — терпением в накоплении данных, терпением в обращении с непокорной аппаратурой, чего мне, к сожалению, не доставало. С неохотой свернул я все свои дела и начал заниматься квантовой теорией поля с Николасом Кеммером на кафедре Поля Дирака. Год 1949-й был кульминационным годом успеха предложенной Томонагой, Швингером, Фейнманом и Дайсоном переформулировки перенормируемой калибровочной теории Максвелла — Дирака и ее триумфального экспериментального подтверждения. Полевая теория должна быть перенормируема и допускать возможность устранения бесконечностей, как это впервые обсуждалось Валлером, если мы хотим придать вычислениям по теории возмущения, при которых появляются такие бесконечности, какой-либо смысл. Более того, перенормируемая теория, не содержащая размерных параметров в члене взаимодействия, *каким-то образом* показывает, что поля описывают «бесструктурные» элементарные сущности. С Полем Метьюзом мы начали исследования перенормируемости мезонных теорий. Обнаружив, что перенормируемость имеет место только в случае мезонов со спином 0, — а это были единственные мезоны, известные тогда из эксперимента (псевдоскалярные пионы, введенные Кеммером, следуя Юкаве), — чувствуешь эйфорический трепет при мысли, что с помощью триплета пионов (рассматриваемых как носители сильных ядерных взаимодействий в протон-нейтронном дублете) можно разрешить проблему появления той специфической силы, которая ответственна и за синтез, и за расщепление. К тому же так называемая слабая ядерная сила — сила, ответственная за β -радиоактивность (и описываемая тогда неперенормируемой теорией Ферми), — должна была бы передаваться посредством некоторых неизвестных мезонов со спином 0, если только потребовать перенормируемости теории. В соответствии с воззрениями того времени, если бы массивные заряженные мезоны со спином 1 служили переносчиками этого взаимодействия, то теория была бы неперенормируемой.

Эта разумно перенормируемая теория спина 0 для пиона была полевой теорией, но не калибровочной теорией поля. Не существовало такого сохраняющегося заряда, который определял бы пионное взаимодействие. Как хорошо известно, вскоре после того как эта теория была тщательно разработана, были найдены и определены ее недостатки. Резонанс $\Delta(3/2, 3/2)$ эффективно уничтожил ее как фундаментальную теорию; мы имеем дело со сложной динамической системой, не «бесструктурной» в теоретико-полевым смысле.

Мой путь к калибровочным теориям, как к кандидатам в фундаментальные физические теории, начался в сентябре 1956 г., когда я слушал лекции профессора Янга на конференции в Сиэттле. В них Янг развивал идеи (свои и профессора Ли ¹) относительно нарушения прежде священного принципа лево-правой симметрии в *слабых взаимодействиях*. Ли и Янг пришли к заключению о нарушении лево-правой симметрии в случае слабых ядерных взаимодействий, как возможному разрешению (τ , θ)-загадки.

Я помню путешествие обратно в Лондон на транспортном самолете Американских Воздушных сил. Хотя на эту ночь меня записали фиктивно в звании бригадного генерала или фельдмаршала — уже не помню точно, — самолет был очень не комфортабелен, забит орущими детьми военнослужащих. Я не мог заснуть и продолжал размышлять, почему природа должна нарушать лево-правую симметрию в слабых взаимодействиях. Главным признаком большинства слабых взаимодействий служит появление при радиоактивности нейтрино Паули. Во время перелета через Атлантику мне вспомнился глубоко пронизательный вопрос относительно нейтрино, заданный мне несколько лет тому профессором Рудольфом Пайерлсом во время экзамена на присвоение мне докторской степени. Вопрос Пайерлса звучал так: «Масса фотона равна нулю из-за максвелловского принципа калибровочной симметрии в случае электромагнетизма; скажите мне, почему же нейтрино имеет массу нуль?» Я тогда испытал некоторое чувство неловкости перед Пайерлсом, задающим мне вопрос во время устного экзамена на докторскую степень, на который, по его собственному утверждению, ответа он не знает. Но в течение этой неудобной ночи пришел ответ. Аналог калибровочной симметрии фотонов для случая нейтрино существовал. Надо было использовать безмассовость нейтрино, симметрию относительно γ_5 преобразований ² (позднее получившую название: «киральная симметрия»). Существование этой симметрии для безмассовых нейтрино должно подразумевать наличие комбинации $(1 + \gamma_5)$ или $(1 - \gamma_5)$ в нейтринных взаимодействиях. Природа имела выбор между эстетически удовлетворительной, но нарушающей лево-правую симметрию теорией, где появляются нейтрино, распространяющиеся со скоростями строго равными скорости света, и альтернативной теорией, где сохраняется лево-правая симметрия, однако нейтрино обладают крошечной массой — в несколько десятков тысяч раз меньше массы электрона. В тот момент мне стало ясно, каков должен быть выбор природы. Определенно, необходимо было пожертвовать лево-правой симметрией во всех нейтринных взаимодействиях. На следующее утро я сошел с самолета, естественно, в очень приподнятом настроении. Я бросился в лабораторию им. Кавендиша, сразу определил параметр Мишеля и некоторые другие следствия γ_5 симметрии, опять сорвался с места и вскочил в поезд в Бирмингем, где жил тогда Пайерлс. Я познакомил Пайерлса со своей идеей; он задал в свое время оригинальный вопрос: одобряет ли теперь он мой ответ? Замечание Пайерлса было доброжелательным, но твердым. Он сказал: «Я совершенно не верю в то, что лево-правая симметрия нарушается слабыми ядерными силами. Я не хочу иметь к этому делу никакого отношения». Так, получив отпор в Бирмингеме в стиле Зулейки Добсон, я гадал, куда мне направиться теперь; таким местом, очевидно, был ЦЕРН в Женеве, где неподалеку в Цюрихе жил Паули — основоположник теории нейтрино. В то время ЦЕРН обитал в деревянном здании вблизи аэропорта. Там были мои друзья — Прентки и д'Эспанья, и еще — газовый рожок, на котором готовили главный элемент черновской диеты — антрекот в сметане. В день моего приезда в домике оказался профессор Вилларс из МТИ, который собирался в тот

же день посетить Паули в Цюрихе. Я передал ему свои бумаги. Вилларс вернулся на следующий день из Цюриха с посланием от Оракула: «Передайте наилучшие пожелания моему другу Саламу и посоветуйте ему заниматься чем-нибудь получше». Ответ обескураживал, однако я был вознагражден чрезвычайной добротой Паули несколькими месяцами позже, когда стало известно об экспериментах миссис Ву³, Ледермана⁴ и Телегди⁵, показавших, что лево-правая симметрия действительно нарушается, а идеи, сходные с моей, относительно киральной симметрии были высказаны независимо в работах Ландау⁶, Ли и Янга⁷. Я получил от Паули 24 января 1957 г. первое письмо, написанное в слегка извиняющемся тоне. Полагая, что сопротивление Паули уже сломлено, я послал ему две короткие заметки⁸, которые я закончил к тому времени. Они содержали предложение распространить киральную симметрию на электроны и мюоны, считая, что их массы являются следствием того, что стало известным позже как динамическое спонтанное нарушение симметрии. Из-за существования киральной симметрии в случае электронов, мюонов и нейтрино, единственно возможными посредниками в процессе слабого распада мюонов могли быть мезоны *со спином 1*. Возрождая, таким образом, понятие о заряженных промежуточных бозонах со спином 1, можно было бы постулировать для случая таких бозонов определенный тип калибровочной инвариантности, который я назвал «нейтринной калибровкой». Ответная реакция Паули на эти две заметки была мгновенной и ужасающей. Он написал мне 30 января 1957 г., затем 18 февраля и позже 11, 12 и 13 марта: «Я читаю (в одиночестве на берегу Цюрихского озера) в свете тихого солнечного дня вашу статью...». «Я крайне поражен названием вашей рукописи «Универсальные ферми-взаимодействия»... Уже давно я усвоил правило, что если теоретик говорит *универсальный*, это, скорее всего, означает чистейшую чепуху. Это, в частности, касается ферми-взаимодействия и не только его, а теперь и ты, Брут, сын мой, пришел ко мне с теми же словами...» Ранее, 30 января, он писал: «Существует аналогия между этим типом калибровочной инвариантности и той, которая предлагается в опубликованной работе Янга и Миллса... В последней, конечно, не было использовано никаких γ_5 в показателе экспоненты», — и он дал мне подробную ссылку на работу Янга и Миллса (Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 191). Я цитирую из его письма: «Однако существуют неясные места в Вашей работе, касающиеся векторного поля B_μ . Если масса покоя бесконечна (или очень велика), то как это может быть совместимо с калибровочным преобразованием $B_\mu \rightarrow B_\mu - \partial_\mu \Lambda$?». И он заканчивает свое письмо замечанием: «Каждый читатель поймет, что Вы намеренно утаиваете что-то, и задаст Вам те же вопросы». Хотя в конце он приписал «С дружескими пожеланиями», к тому времени он уже забыл свое недавнее раскаяние. Он выбрал честный и прямой путь войны.

Тот факт, что я использовал идею калибровки, аналогичную янг-миллсовской (неабелевой SU(2)-инвариантной) калибровочной теории, не был для меня новостью. Это было связано с тем, что янг-миллсовская теория⁹ (которая соединила калибровочные идеи Максвелла с внутренней симметрией SU(2), в которой протон-нейтронная система представляет собой дублет) была независимо предложена моим аспирантом Рональдом Шоу¹⁰ в Кембридже, в то же самое время, когда была опубликована работа Янга и Миллса. Работа Шоу почти неизвестна; она осталась погребенной в его кембриджской диссертации. Я должен признать, что был ошеломлен сильным предубеждением Паули против универсализма — против того, что мы сегодня назвали бы объединением основных взаимодействий, но тогда я не воспринял это достаточно серьезно. Я чувствовал, что это — следствие того раздражения, которое Паули всегда испытывал

от эйнштейновских (в чем-то формальных) попыток объединения гравитации с электромагнетизмом — сил, которые, по выражению Паули, «не могут быть объединены, ибо бог положил им быть разъединенными». Но Паули был абсолютно прав, обвиняя меня в неясности соображений относительно проблемы масс янг-миллсовских полей; невозможно было получить массы без заметного нарушения изначальной калибровочной симметрии. Такое нарушение было особенно серьезным в данной ситуации, ибо Янг и Миллс связывали желаемую перенормируемость их теории с таким доказательством, которое базировалось исключительно на безмассовости промежуточных мезонов со спином 1. Эта проблема была решена семью годами позже, когда пришло понимание того, что сейчас известно под названием «хиггсовский механизм», однако я вернусь к обсуждению этого позже.

Как бы то ни было, упоминая об этом обмене мнениями с Паули, я хочу сказать, что уже в начале 1957 г., сразу после первой серии экспериментов по нарушению четности, многие идеи, начинающие сейчас приносить плоды, стали проясняться. К их числу я отношу:

1. Во-первых, идею киральной симметрии, приведшую к (V — A)-теории. Вначале мое робкое предположение о существовании киральной симметрии ^{2,8} ограничивалось только случаями нейтрино, электронов и мюонов, тогда как вскоре, в том же году, Сударшан и Маршак ¹¹, Гелл-Манн и Фейнман ¹², а также Сакураи ¹³ нашли мужество постулировать γ_5 -симметрию для случая как барионов, так и лептонов; таким образом, это положение было превращено в универсальный принцип физики *). (V — A)-теории сопутствовал результат, состоящий в том, что если слабое взаимодействие передается промежуточными мезонами, то эти мезоны должны обладать спином 1.

2. Во-вторых, идею спонтанного нарушения киральной симметрии, благодаря которой генерируются массы электронов и мюонов в теории, хотя во что это обошлось современным Шейлокам — Намбу и Йона-Ласинио ¹⁴, а также Голдстоуну ¹⁵ (появление безмассовых скаляров), еще не полностью осознано.

3. И наконец, хотя использование (неабелевой) калибровочной теории Янга — Миллса — Шоу для описания промежуточных заряженных мезонов со спином 1 было предложено еще в 1957 г., появления масс у промежуточных бозонов посредством механизма спонтанного нарушения симметрии с сохранением перенормируемости теории удалось добиться лишь после долгого периода теоретических изысканий с 1963 по 1967 гг.

Как только идеи Янга — Миллса — Шоу были признаны имеющими отношение к заряженным слабым токам, с которыми связаны в этой теории заряженные промежуточные мезоны, в течение 1957 и 1958 гг. был поднят вопрос, какова третья компонента SU(2)-триплета, два члена которого представляют заряженные слабые токи. Существовало две альтернативы: предположение относительно электрослабого объединения, когда электромагнитный ток считался третьей компонентой триплета, и соперничающая с этой точка зрения, предполагающая, что третьей компонентой окажется нейтральный ток, не связанный с электрослабым объединением. Оглядываясь назад, я назову эти две точки зрения альтернативами Клейна ¹⁶ (1938 г.) и Кеммера ¹⁷ (1937 г.). Клейновское предположение, сделанное в рамках пятимерного пространства-времени Калузы — Клейна, было чисто волевым актом; оно объединяло два гипотетических

*) Сейчас мы считаем, что протоны и нейтроны состоят из кварков, так что γ_5 -симметрия теперь постулируется для элементарных образований сегодняшнего дня — кварков.

заряженных мезона со спином 1 с фотоном в один мультиплет, получая путем компактификации пятимерного пространства теорию, похожую на теорию Янга — Миллса — Шоу. Клейн ввел свои заряженные мезоны для случая *сильных* взаимодействий, однако, если мы заменим клейновские *сильные* мезоны на заряженные *слабые* мезоны, то получим теорию, независимо предложенную Швингером¹⁸ (1957 г.), хотя Швингер, в противоположность Клейну, при построении теории не принимал в расчет ее неабелевых калибровочных аспектов. А как раз с этими неабелевыми янг-миллсовскими калибровочными аспектами по большей части и связано было продвижение вперед данной теории, причем идея об объединении *слабых* и *электромагнитных* взаимодействий была развита Глэшоу¹⁹, Уордом и мной²⁰ в конце 1958 г. Соперничающая с этой точкой зрения Кеммера содержит предположение о глобальном SU (2)-инвариантном триплете из слабых заряженных и нейтральных токов, независимо предложенном также Бладменом²¹ (1958 г.) в рамках калибровочной теории. Примерно так обстояло дело вплоть до 1960 г.

Для того чтобы воссоздать дух, например, 1960 г., я приведу цитату из моей совместной с Уордом статьи²², написанной в том году: «Наш основной постулат состоит в том, что можно получить члены сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий со всеми их правильными свойствами симметрии и с правильными относительными величинами путем локальных калибровочных преобразований членов кинетической энергии в свободном лагранжиане для всех частиц. Это положение — то, к чему мы стремимся, идеально, в этой же работе оно реализуется только частично». Я не хотел бы этими словами сказать, что мы были единственными, кто высказывал подобное мнение, просто я хотел передать ими устремления физики 20 лет назад, — кстати говоря, качественно не слишком уж отличающиеся от тенденций сегодняшнего дня. Но, конечно, количественно произошли большие изменения, в основном благодаря, во-первых, новым и далеко идущим достижениям в области теории и во-вторых, благодаря превосходным проверкам этих новых теоретических идей в таких экспериментальных лабораториях, как ЦЕРН, лаборатория им. Ферми, Брукхейвен, Аргонн, Серпухов и СЛАК!

Что касается самой теории, именно последующие семь лет, с 1961 по 1967 г., были решающими годами для количественного постижения явления спонтанного нарушения симметрии и появления SU (2) × U (1)-теории в форме, допускающей экспериментальную проверку. Впрочем, эта история хорошо известна, и Стив Вайнберг уже говорил о ней. Поэтому я дам лишь голую схему всей картины в целом. Во-первых, было понятно, что две альтернативные точки зрения, упомянутые выше, — существование только электромагнитного (Клейн — Швингер) и, напротив, только нейтрального тока (Кеммер — Бладмен) — на самом деле не являлись альтернативными; они дополняли друг друга. Как было замечено Глэшоу²³ и (независимо) позже Уордом и мной²⁴, оба типа токов и соответствующих калибровочных частиц (W^\pm , Z^0 и γ) были необходимы для построения теории, которая могла бы одновременно обеспечивать нарушение четности в слабых взаимодействиях (и сохранение четности в случае электромагнетизма). Во-вторых, существовала интересная и важная для дальнейшего работа Голдстоуна²⁵ 1961 г., в которой, используя некалибровочные взаимодействия между скалярными частицами, он показал, что плата за спонтанное нарушение непрерывной внутренней симметрии выражается в появлении скаляров с нулевой массой — результат, ранее предсказанный Намбу. Для получения доказательства этой теоремы²⁶ я и Голдстоун объединили свои усилия со Стивом Вайнбергом, который в течение года работал в Империял-колледже в Лондоне. Мне хотелось

бы выразить здесь искреннюю благодарность ему и Шелдону Глэшоу за их теплую дружбу.

Я не буду подробно останавливаться на хорошо известных достижениях Андерсона ²⁷, Хиггса ²⁸, Браута и Энглерта ²⁹, Гуральника, Хагена и Киббла ³⁰, относящихся к 1963 г., которые указали способ, как, используя нарушение спонтанной симметрии, снабдить векторные мезоны массами, избежав при этом появления голдстоуновских частиц. Это так называемый механизм Хиггса.

Последний шаг в построении электрослабой теории был сделан Вайнбергом ³¹ и, независимо, мною ³² (Киббл из Империял-колледжа обучал меня механизму Хиггса). Мы смогли завершить формулировку спонтанно нарушенной $SU(2) \times U(1)$ -теории для слабых лептонных взаимодействий с одним параметром $\sin^2 \theta$, описывающим все слабые и электромагнитные явления при одном хиггсовском изодублете. Обзор этих работ был сделан на Нобелевском симпозиуме (организованном Нильсом Свартхолмом под председательством Ламека Хюльтена в Готенбурге, после некоторых отсрочек, в начале 1968 г.). Как хорошо известно, тогда у нас не было, и до сих пор еще нет, предсказания для массы хиггсовских скаляров.

Мы оба, Вайнберг и я, подозревали, что эта теория, скорее всего, является перенормируемой *). В отношении спонтанно нарушенных теорий Янга — Миллса — Шоу в общем случае это соображение ранее было высказано Энглертом, Браутом и Тири ²⁹. Однако этот вопрос не был исследован серьезно до работы 'т Хоофта ³³ из Утрехта, который дал настоящее доказательство перенормируемости в 1971 г. Далее этот вопрос был детально разработан замечательным физиком, покойным Бенджаменом Ли ³⁴ в сотрудничестве с Зинн-Жюстеном и впоследствии с 'т Хоофтом и Велтманом ³⁵. Прогресс был обусловлен ранними основополагающими достижениями в области янг-миллсовской техники счета — работами Фейнмана ³⁶, де Витта ³⁷, Фаддеева и Попова ³⁸, Мандельштама ³⁹, Фрадкина и Тюткина ⁴⁰, Боулвара ⁴¹, Тейлора ⁴², Славнова ⁴³, Стразди и Салама ⁴⁴. Красноречиво сказал Коулмен: «Работа 'т Хоофта превратила вайнберг-саламовскую лягушку в прекрасного принца».

Как раз перед этим стал применяться механизм Глэшоу, Илиопулоса и Майани ⁴⁵ (ГИМ), показавший, что существование четвертого очарованного кварка (постулированного ранее несколькими авторами) играет важную роль в естественном разрешении дилеммы, возникшей из-за отсутствия токов, нарушающих странность. Это было естественным образом связано с пониманием аномалий Стейнбергера — Швингера — Розенберга — Белла — Джэкива — Адлера ⁴⁶ и их удалением из модели $SU(2) \times U(1)$ за счет параллелизма четырех кварков и четырех лептонов, что было сделано Бушиа, Илиопулосом и Мейером, а также, независимо от них, — Гроссом и Джэкивом ⁴⁷.

Если вы внимательно следили за моим изложением, то, наверное, заметили, что я уже упомянул примерно о пятидесяти физиках-теоретиках. Как неудавшийся экспериментатор, я всегда испытывал некое чувство зависти к тому содружеству в работе, которое присуще большим экспериментальным группам. Именно поэтому мне доставляет огромное удоволь-

*) Когда я обсуждал окончательный вариант $SU(2) \times U(1)$ -теории и ее возможную перенормируемость осенью 1967 г. в ходе аспирантского курса лекций в Империял-колледже, Нино Зикики из ЦЕРНа оказался моим слушателем. Я был в восторге, ибо Зикики приставал ко мне с 1958 г. с настойчивыми расспросами относительно значимости для теории его точных измерений величины $(g - 2)$ и времени жизни мюона, в то время как не только величина электромагнитных поправок к слабым распадам была тогда неопределенной, но также и обратное — воздействие перенормируемых слабых взаимодействий на «перенормируемый» электромагнетизм было столь же неясно.

ствие признать, что в разработке спонтанно нарушенной $SU(2) \times U(1)$ -калибровочной теории прямо или косвенно принимала участие целая плеяда умов. Я также испытываю глубочайшее личное уважение к моим сотрудникам по Империял-колледжу, Кембриджу и Центру в Триесте — Полю Метьюзу, Джону Уорду, Джогешу Пати, Джону Страдзи, Тому Кибблу и Николасу Кеммеру.

Когда я размышляю о прошлых временах, меня больше всего приводит в изумление, насколько мы были не информированы вначале не только о работах друг друга, но и о ранее сделанных работах. Так, например, только в 1972 г. я узнал о работе Кеммера, написанной им в Империял-колледже в 1937 г. Кеммеровские аргументы, по существу, состояли в том, что теория слабых взаимодействий Ферми не была глобально $SU(2)$ -инвариантна, но должна была быть таковой, — не сама по себе, а как прототип теории сильных взаимодействий.

Далее, в этом году я узнал, что ранее, в 1936 г., научный руководитель Кеммера, Грегор Вентцель⁴⁸, ввел (пока не обнаруженные) аналоги лепто-кварков, обмен которыми мог бы привести к нейтральным токам после преобразований Фирца. И только этим летом Сесилия Ярлског из Бергена буквально спасла работу Оскара Клейна от забвения, обнаружив ее в Трудах Международного института интеллектуальной кооперации в Париже, и мы узнали о его предвидении теории, аналогичной теории Янга — Миллса — Шоу, задолго до этих авторов. Как я уже указывал ранее, интересным местом в работе Клейна является использование им триплета из двух заряженных мезонов и фотона не для описания слабого взаимодействия, а для объединения сильного ядерного взаимодействия и электромагнитного взаимодействия — того, к чему мы подступили только в 1972 г. и что до сих пор не имеет еще экспериментального подтверждения. Я уверен, что даже в моем подробном повествовании ненамеренно оказалась опущенной часть имен тех, кто внес тот или иной вклад в разработку $SU(2) \times U(1)$ -теории. Мораль всего сказанного, возможно, в том, что качественная идея не пробивает себе дорогу в физике до тех пор, пока не появятся возможности для ее количественной проверки.

И тут мы подходим к эксперименту⁴⁹ и году, прошедшему под знаком камеры «Гаргамель». Я еще помню, как мы с Полем Метьюзом сошли с поезда в Экс-ен-Прованс во время своей поездки в 1973 г. на Европейскую конференцию. По глупости мы решили прогуляться с нашим достаточно тяжелым багажом до студенческого общежития, где мы были размещены. Вдруг сзади выехала машина, остановилась и из нее выглянул водитель. Это был Мюссе, которого я тогда не очень еще хорошо знал. Он сказал: «Вы Салам?» Я ответил: «Да». На что он сказал: «Садитесь в машину. У меня есть для Вас новости. Мы нашли нейтральные токи». В тот момент я не знал, что для меня было большим облегчением — то, что была подана машина для нашего тяжелого багажа, или то, что были обнаружены нейтральные токи. На конференции в Экс-ен-Провансе присутствовал великий и скромный человек по фамилии Лагарриг и царила атмосфера карнавала — по крайней мере, так мне показалось. Т. Д. Ли, как председатель собрания, дал слово для пленарного доклада Стиву Вайнбергу. Затем он был настолько любезен, что попросил меня сделать комментарий после того, как тот закончил свой доклад. Тем летом Джогеш Пати и я предсказали распад протона в рамках того, что сейчас называют великим объединением, и в пылу возбуждения от этого я, боюсь, забыл упомянуть о слабых нейтральных токах, которые как раз и привели нас к столь успешному финалу, а сконцентрировался на разговоре о возможных распадах протона. Как я понимаю, в настоящее время эксперименты по протонному распаду планируются в Соединенных Штатах

в Брукхейвенской, Ирвин-Мичиганской, а также Висконсин-Гарвардской группах. Европейскими коллаборациями такие эксперименты запланированы в туннеле под горой Монблан в гараже № 17. К более поздним экспериментальным работам по нейтральным токам относятся работы в ЦЕРНе, лаборатории Ферми, Брукхейвене, Аргонне и Серпухове, хотя это уже история. Особое место среди этих экспериментальных работ, безусловно, занимает замечательный эксперимент СЛАК-Иейль-ЦЕРН 1978 г.⁵⁰, явно показавший эффективную Z^0 -фотонную интерференцию в соответствии с предсказаниями теории. Ранее это согласие с предсказаниями теории намечалось в экспериментах Баркова и др.⁵¹ в Новосибирске (СССР) по исследованию нарушения четности в атомном потенциале висмута.

Существует апокрифическая легенда об Эйнштейне, который на вопрос о том, что бы он подумал, если бы эксперимент не подтвердил предсказанное им отклонение лучей света, будто бы ответил: «Мадам, я подумал бы тогда, что бог упустил наиболее привлекательную возможность». Однако я считаю, что следующая цитата из эйнштейновской лекции 1933 г., посвященной Герберту Спенсеру, более точно выразит его, моих коллег и мое лично мнение по данному вопросу: «Чисто логическое мышление не может дать нам никакого знания эмпирического мира; все наши сведения о нем начинаются с эксперимента и кончаются им». Это именно то, что я испытываю в связи с экспериментами на «Гаргамель» и в СЛАКе.

III. СОВРЕМЕННОСТЬ И ЕЕ ПРОБЛЕМЫ

Итак, пока был сделан обзор достижений за последние двадцать лет возникновения $SU(2) \times U(1)$ и развития двух направлений калибровочной теории фундаментальных взаимодействий, связанного с внутренними симметриями и со спонтанным нарушением этих симметрий. Вначале я хотел бы кратко охарактеризовать сложившуюся на данный момент ситуацию и назвать насущные проблемы. И уже после этого обратиться к возможным направлениям и перспективам будущего развития.

1. Мы убеждены в том, что следующие наборы частиц при достигнутых сейчас энергиях являются «бесструктурными» (в теоретико-полевым смысле) и, по крайней мере до уровня энергий, изученных поныне, составляют все элементарные образования, из которых созданы все другие объекты.

$SU_c(3)$ -триплеты

Семейство I: кварки $\begin{Bmatrix} u_R, u_Y, u_B \\ d_R, d_Y, d_B \end{Bmatrix}$, лептоны $\begin{Bmatrix} \nu_e \\ e \end{Bmatrix}$, $SU(2)$ -дублеты.

Семейство II: кварки $\begin{Bmatrix} c_R, c_Y, c_B \\ s_R, s_Y, s_B \end{Bmatrix}$, лептоны $\begin{Bmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{Bmatrix}_\mu$, » ,

Семейство III: кварки $\begin{Bmatrix} t_R, t_Y, t_B \\ b_R, b_Y, b_B \end{Bmatrix}$, лептоны $\begin{Bmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{Bmatrix}$, »_i .

С учетом античастиц каждое семейство состоит из 15 или 16 двухкомпонентных фермионов (15 или 16 в зависимости от того, безмассовы ли нейтрино, или они массивны). Третье семейство лишь предполагаемое, поскольку t -кварки (t_R, t_Y, t_B) еще не обнаружены. Следует ли это семейство образцу первых двух? Есть ли еще семейства? Действительно ли тот факт, что эти семейства копируют друг друга, означает, что природа проявляет динамическую стабильность относительно систем из 15

(или 16) объектов и что к тому же глубже существует более фундаментальный уровень структуры ⁵²?

2. Заметим, что кварки выступают в трех цветах: красные (R), желтые (Y) и голубые (B). Наряду с теорией $SU(2) \times U(1)$ электрослабых взаимодействий возникла калибровочная полевая *) теория ($SU_c(3)$) сильных (кварковых) взаимодействий (квантовая хромодинамика, QCD) ⁵³, которая локализует группу цвета. Косвенное обнаружение (восьми) калибровочных бозонов, связанных с квантовой хромодинамикой (глюонов), было доложено экспериментальными группами из ДЭЗИ ⁵⁴.

3. Все известные барионы и мезоны представляют собой синглеты цветовой группы $SU_c(3)$. Это обстоятельство привело к гипотезе о том, что цветные состояния всегда удерживаются. Одна из главных нерешенных проблем полевой теории заключается в том, сможет ли QCD обеспечить удержание кварков и глюонов, если эту теорию трактовать вне рамок теории возмущений.

4. В отношении электрослабой теории $SU(2) \times U(1)$ все проведенные до настоящего времени эксперименты по слабым и электромагнитным явлениям при энергиях ниже 100 ГэВ дают согласие с теорией, содержащей один теоретически неопределимый параметр $\sin^2 \theta = 0,230 \pm 0,009$ ⁵⁵. Предсказанные величины масс калибровочных бозонов единой теории (W^\pm и Z^0) составляют: $m_W \approx 77-84$ ГэВ, $m_Z \approx 89-95$ ГэВ, для $0,25 \geq \sin^2 \theta \geq 0,21$.

5. Возможно, наиболее замечательным измерением в физике электрослабых взаимодействий явилось определение параметра $\rho = [m_W/m_Z \cos \theta]^2$. В настоящее время он определяется из отношения сечений нейтрального и заряженного токов. Предсказанная величина $\rho = 1$ в случае хиггсовского поля из слабого изодублета должна сопоставляться с экспериментальной **) $\rho = 1,00 \pm 0,02$.

6. Почему природа оказывает предпочтение тому простейшему варианту $SU(2) \times U(1)$ -теории, когда хиггсовские скаляры составляют изодублет ***)? Существует ли только один физический хиггсовский скаляр? И какой массы? В настоящее время взаимодействия хиггсовских частиц с лептонами, кварками, как и взаимодействия их друг с другом, не являются калибровочными взаимодействиями. Для модели из трех семейств (6 кварков) 21 и 26 параметров модели приписывается этим

*) «По моему мнению, наиболее волнующей особенностью развития теоретической физики за последние тридцать шесть лет явилось то, что ни одна новая теоретическая идея относительно фундаментальных основ природы не имела успеха. Представления релятивистской квантовой теории во всех проявлениях имели большее подтверждение, нежели революционные идеи... огромного числа талантливых физиков. Мы живем в полуразрушенном доме, и нам кажется невозможным выйти из него. Различия между этим домом и тюрьмой едва заметны». — Рес Йост (1963 г.), Европейская конференция в Сиене.

**) Однопетлевые радиационные поправки к ρ указывают, что максимальная масса лептонов, дающих вклад в ρ , меньше 100 ГэВ ⁵⁶.

***) Для того чтобы сузить произвол в выборе хиггсовских констант связи и как-то мотивировать изодублетный характер хиггсовских скаляров, можно использовать суперсимметрию. Суперсимметрия представляет собой ферми — бозе-симметрию, такую, что изодублет лептонов типа (ν_e, e) или (ν_μ, μ) в суперсимметричной теории должен сопровождаться изодублетом хиггсовских частиц в том же мультиплете. Альтернативная возможность состоит в том, что хиггсовские бозоны можно рассматривать как связанные состояния нового набора элементарных частиц и новых сил (Димопулс, Сускинд ⁵⁷, Вайнберг ⁵⁸ и 'т Хоофт), о которых при современных низких энергиях мы не имеем достаточно сведений и которые, возможно, проявят себя в районе 1—100 ТэВ. К сожалению, обе эти идеи на первый взгляд приводят к трудностям, хотя в рамках расширенной теории, которая охватывает области энергий вплоть до очень высоких масс, вполне может появиться удовлетворительная теория хиггсовского механизма, охватывающая эти идеи.

взаимодействиям. Существует ли некий основной принцип, такой же убедительный и экономный, как и калибровочный, который охватывал бы весь хиггсовский сектор? Может ли феномен Хиггса сам по себе быть проявлением динамического нарушения калибровочной симметрии?

7. И наконец существует проблема семейств. Имеется ли своя группа $SU(2)$ для каждого семейства, обеспечивающая такое спонтанное нарушение симметрии, чтобы улавливаемая современными экспериментами $SU(2)$ была диагональной суммой соответствующих «семейственных» $SU(2)$? Говоря иначе, насколько далеко в энергетическую область распространяется (к примеру) $(e - \mu)$ -универсальность? Существуют ли еще Z^0 -бозоны⁵⁹, кроме одного, различным образом эффективно взаимодействующие с e - и μ -системами? (Если таковые найдутся, то это не вызовет необходимости решительных преобразований основных идей теории, а только создаст необходимость в мини-модификациях существующей теории.)

В следующем разделе я обращусь к прямой экстраполяции идей, которые привели к электрослабому объединению, чтобы включить также и сильное взаимодействие. Позже я рассмотрю более радикальные возможности, которые могут понадобиться для объединения всех сил (включая гравитацию), — идеи, которые обещают дать более глубокое понимание концепции заряда. К сожалению, я далее вынужден буду вдаваться в технические детали и буду мало понятен для неспециалистов. Я заранее хочу извиниться за это. Однако неспециалисты могут просто просмотреть следующую гл. IV, пропустив приложения, и сразу перейти к гл. V, которая содержит меньше технических подробностей.

IV. ПРЯМАЯ ЭКСТРОПОЛЯЦИЯ ОТ ЭЛЕКТРОСЛАБЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ К ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫМ

а) Т р и и д е и

Три основные идеи, которые привели к электроядерному — так называемому великому объединению электрослабых взаимодействий с сильными ядерными взаимодействиями (и которые относятся к периоду 1972—1974 гг.), таковы:

1. *Первая*: объединение кварков и лептонов в один мультиплет (что психологически было переломным моментом) объединенной группы G , предложенное Пати и мной в 1972 г.⁶⁰ Группа G должна содержать группы $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$, должна быть неабелевой, если все квантовые числа (аромат, цвет, лептонное, кварковое числа и номер семейства) являются автоматически квантованными, а результирующая калибровочная теория асимптотически свободной.

2. *Вторая*: обобщение, предложенное Джорджи и Глэшоу⁶¹ (1974 г.), состоит в том, чтобы поместить не только (левовинтовые) кварки и лептоны, но также и их античастицы в единый мультиплет объединенной группы.

(В приложении 1 помещены некоторые рассматриваемые сейчас примеры объединенных групп.) Калибровочная теория, базирующаяся на «простой» (или, в случае дискретных симметрий, — на «полупростой») группе G , содержит одну основную калибровочную константу. Эта константа проявляла бы себя физически выше «массы великого объединения» M , превышающей все массы частиц теории, полученные (если это возможно) в порядке иерархии посредством соответствующего механизма спонтанного нарушения симметрии.

3. *Третье* важное достижение принадлежит трем авторам — Джорджи, Квинн и Вайнбергу⁶² (1974 г.), которые показали, как, используя

идеи группы перенормировок, можно связать наблюдаемые низкоэнергетические константы связи $\alpha(\mu)$, $\alpha_s(\mu)$ ($\mu \sim 100$ ГэВ) с величиной массы великого объединения и с наблюдаемым значением $\sin^2 \theta(\mu)$ ($\operatorname{tg} \theta$ представляет собой отношение константы связи группы U (1) к константе связи SU (2)).

4. Если следовать точке зрения Джоветта *), что ничто существенно новое не может быть обнаружено, т. е. считать, что не будут раскрыты новые особенности, новые силы или новые «типы» частиц, вплоть до энергий, превышающих энергию M великого объединения, то метод Джорджи, Квинн и Вайнберга приведет к поразительному результату: унылое «плато», без каких-либо высот, отвечающих новой физике, будет простираться до фантастически больших энергий. Более точно, если $\sin^2 \theta(\mu)$ примерно равен 0,23, то масса великого объединения не может быть меньше $1,3 \cdot 10^{13}$ ГэВ ⁶³. (Сравните с массой Планка $m_P \approx 1,2 \cdot 10^{19}$ ГэВ, связанной с ньютоновской константой, куда должна входить гравитация **).) Результат следует из формулы ⁶³, ⁶⁴

$$\frac{11}{3} \frac{\alpha}{\pi} \ln \left(\frac{M}{\mu_i} \right) \frac{\sin^2 \theta(M) - \sin^2 \theta(\mu)}{\cos^2 \theta(M)}, \quad (4)$$

если считать, что $\sin^2 \theta(M)$ — величина $\sin^2 \theta$ для энергий порядка массы объединения M — равна $3/8$ (см. приложение 2).

Этот поразительный результат будет рассматриваться более подробно в приложении 2. Я покажу там, что он во многом является следствием того предположения, что SU (2) \times U (1)-симметрия выживает нетронутой в интервале от низких энергий μ вплоть до массы M великого объединения. Я также покажу, что уже есть некоторые указания на то, что это предположение слишком сильно и что, возможно, могут быть пики новой физики при энергиях выше 10 ТэВ.

б) Проверка электроядерного великого объединения

Наиболее характерным предсказанием, вытекающим из существования электроядерных взаимодействий, является распад протона, впервые рассмотренный в рамках великого объединения на конференции в Экс-ен-Прованс ⁶⁵ (1973 г.). Для «полупростых» объединенных групп с мультиплетами, содержащими только кварки и лептоны (без антикварков и антилептонов), лепто-кварковые составляющие имеют массы (определяемые с помощью ренормгрупповых аргументов) порядка $\approx 10^5$ — 10^6 ГэВ ⁶⁶. Для таких теорий характерные протонные распады (протекающие посредством обменов тремя лепто-кварками) сохраняют суммарное число кварков и лептонов, т. е. $P = qq\bar{q} \rightarrow l\bar{l}$, $\tau_P \sim 10^{29}$ — 10^{34} лет. С другой стороны, для «простых» объединенных групп семейств, типа SU (5) ⁶¹ или SO (10) ⁶⁷

*) Универсальный призыв к экстраполяции того, что мы знаем, при полной уверенности в том, что ничего нового не может быть обнаружено в будущем, хорошо выражен в следующих словах:

«Я пришел к Вам впервые,	Все, что есть — то я знаю,
Мое имя Джоветт,	Что не знаю — ничто,
Я учитель колледжа,	То ничто — бесполезно»

¹ Баллиол Маскью.

**) Вследствие относительной близости $M \approx 10^{13}$ ГэВ к m_P (и надежд на возможное объединение с гравитацией) планковская масса m_P сейчас является общепринятым «естественным» масштабом масс в физике частиц. Со столь большой массой «на входе» связана такая важная, не решенная еще задача великого объединения, как проблема естественного появления иерархии масс (m_P , αm_P , $\alpha^2 m_P$, . . .) или $m_P \exp(-c_n/\alpha)$, где c_n — константы [$(m_e/m_P) \sim 10^{-22}$].

«с мультиплетами, содержащими антикварки и антилептоны) протонный распад протекает с обменом одного кварка на антилептон (плюс пионы и т. д.) ($P \rightarrow \bar{l}$).

Интригующая возможность в этой связи открывается в рамках современных исследований максимальной объединенной группы $SU(16)$ — наибольшей группы, содержащей 16-компонентное фермионное семейство (q, l, \bar{q}, \bar{l}). Оно может разрешить четыре типа распадных мод: $P \rightarrow 3l$, так же как и $P \rightarrow \bar{l}$, $P \rightarrow l$ (например, $P \rightarrow l^- + \pi^+ + \pi^+$) и $P \rightarrow 3l$ (например, $N \rightarrow 3\nu + \pi^0$, $P \rightarrow 2\nu + e^+ + \pi^0$), относительные величины этих возможных распадов модельно-зависимы от того, каким путем $SU(16)$ при нарушении симметрии переходит в $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Уже вполне ясно, что распад протона является центральным по важности фактом теории и что в первую очередь для него необходимо получить экспериментальное подтверждение, и это более важно, чем получение различных специфических типов распадных мод. Теория великого объединения предсказывает отношения масс типа ⁶⁸⁾

$$\frac{m_d}{m_e} = \frac{m_{s_i}}{m_\mu} = \frac{m_b}{m_\tau} \approx 2,8$$

для 6 (или самое большее 8) ароматов с массами ниже массы объединения. Важное замечание относительно протонного распада и отношений масс указанного выше типа, так же как и для понимания избытка барионов во Вселенной *), — то, что они характеризуют не какую-либо специфическую модель, а великое объединение как таковое.

«И все же, всякий человек убивает то, что любит», — с тоской пел в своей знаменитой поэме «Баллада Редингской тюрьмы» Оскар Уальд. Как поколения физиков до нас, так и некоторые физики нашего поколения (посредством прямых экстраполяций электрослабой калибровочной методологии к электроядерной) с верой в отсутствие «новой физики», что приводит к массе великого объединения порядка 10^{13} ГэВ, начинают считать, что окончательное решение проблемы элементарности и фундаментальных сил природы уже близко. Эти физики, возможно, правы, однако, прежде чем увлечься этой перспективой, видимо, стоит подчеркнуть, что даже для простейшей модели великого объединения (модели $SU(5)$ Глэшоу и Джорджи только с двумя хиггсовскими скалярами — 5 и 24) число заранее необходимых параметров чересчур велико — 22; сравните с 26 параметрами шестикварковой модели, основанной на непритязательной модели $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$. Нам нечем гордиться.

*) Расчет избытка барионов во Вселенной, возникающего из сочетания CP -нарушения и нарушения барионного числа, как ста ли недавно утверждать, дает телеологические аргументы в пользу великого объединения. Так, например, Нанопулос ⁷⁰ предположил, что «само существование живых существ вызывает необходимость наложения строгих пределов на изменение измеряемой величины отношения n_B/n_γ (где n_B — число барионов и n_γ — число фотонов во Вселенной): т. е. $10^{11} \approx \sqrt{m_e/m_p} \lesssim n_B/n_\gamma \lesssim 10^{-4} (\approx O(\alpha^2))$ ». Важным при выявлении этих ограничений является знание верхнего (и нижнего) ограничений на число ароматов (≈ 6); при этом величины этих ограничений могут быть получены: 1) из соотношений для масс, указанных выше, 2) исходя из космологических аргументов, которые имеют тенденцию лимитировать число безмассовых нейтрино, 3) из асимптотической свободы и 4) из многочисленных (однопетлевых) расчетов радиационных поправок. Ясно, что отсутствие ускорителей, как только мы продвинемся дальше в области больших энергий, вынудит физику частиц надеяться на телеологию и космологию, которая (по известному выражению Ландау) «часто неправда, но никогда не сомневается».

V. ЭЛЕМЕНТАРНОСТЬ: ОБЪЕДИНЕНИЕ С ГРАВИТАЦИЕЙ И ПРИРОДА ЗАРЯДА

В оставшейся части этой лекции я буду обсуждать два вопроса, которые естественно вытекают из материала, рассмотренного в гл. IV. Первый — представляют ли кварки и лептоны подлинно элементарные *) поля, которые должны появляться в лагранжиане материи и которые «бесструктурны», что обеспечивает перенормируемость? Второй — могли ли бы какие-нибудь из недавно рассмотренных калибровочных полей сами быть составными? Эта часть лекции основана на моей работе, опубликованной в Трудах конференции Европейского физического общества в Женеве в июле 1979 г. ⁶⁴.

а) Поиск элементарности, прекварки (преоны и пре-преоны)

В то время как довольно большое число (15) элементарных полей (для соответствующего семейства группы SU (5)) уже создает какое-то ощущение неудобства, число 561, для примера, предсказанное в рамках группы племени из трех семейств SU (11) или 2058 для SO (22) (см. приложение 1) (из которых, по-видимому, $3 \times 15 = 45$ объектов малой массы, остальные — с массой Планка) кажется уже совсем вычурным. Существуют ли обоснованные причины инстинктивного отвращения, когда сталкиваешься с таким громадным числом элементарных полей?

Числа, сами по себе, возможно, не имеют столь большого значения. В конце концов, Эйнштейн, рассматривая гравитацию, предпочел работать с 10 полями ($g_{\mu\nu}(x)$), а не с одним скалярным полем, как сделал до него Нордстрем ⁷². Эйнштейн не был смущен сложностью своего выбора, поскольку его единственной надеждой был фундаментальный принцип (принцип эквивалентности), который позволил ему связать 10 полей гравитации $g_{\mu\nu}$ с десятью компонентами физически существенной величины — тензора энергии-импульса $T_{\mu\nu}$. *Эйнштейн знал, что природа экономила не структуры, а только фундаментальные принципы.* Вопрос, который мы должны задать, звучит так: находили ли мы до сих пор в поисках элементарности такие принципы, которые оправдали бы существование элементарных полей со столь большим набором компонент?

Вспомним, что кварки несут по крайней мере заряды трех видов (цвет, аромат и номер семейства). Почему бы теперь не принять представление о кварках (и возможно, о лептонах) как об объектах, составленных из более фундаментальных сущностей (прекварков, или преонов **), каждый из которых несет только один вид основного заряда ⁵². Эти идеи высказывались ранее, сейчас же они становятся более выразительными в связи с возрастающим количеством кварков и лептонов. Вспомним также, что эти идеи аналогичны тем, которые привели к выходу в первые ряды (сакатонов и) кварков вместо восьмеричных барионов.

Представление о преонах не ново. В 1975 г., в числе других, Пати, Салам и Стразди ⁵² ввели четыре «хромона» (четвертый цвет, соответствующий лептонному числу) и четыре «флавозона»; базисная группа —

*) Я хотел бы процитировать Фейнмана из его недавнего интервью журналу «Омни»: «До тех пор, пока все выглядит так, как если бы было построено по принципу колесиков внутри колес, мы ищем самое сокровенное колесико. Но все может быть совсем не так. И тогда вы ищете, не зная, что за чертовщина вам попадается». В том же интервью Фейнман замечал: «Несколько лет назад я скептически относился к калибровочным теориям... Я ожидал туман, однако сейчас вижу гребни гор и долины...».

**) Однако следует сказать, что безмассовые нейтрино наиболее сложно представить себе составными.

$SU(8)$, по отношению к которой группа семейств $SU_F(4) \times SU_c(4)$ была ничем иным, как подгруппой. Обобщая эти идеи, мы сейчас считаем, что преоны несут магнитные заряды и связываются вместе очень сильными короткодействующими силами, причем кварки и лептоны представляют собой их магнитно-нейтральные объединения⁷³. Важное значение в этой связи имеет то, что в теории, соединяющей как электрические, так и магнитные обобщенные заряды, аналоги хорошо известных дираковских условий квантования дают соотношения типа $eg/4\pi = n/2$ для величин двух типов зарядов. Ясно, что магнитные монополи *) ($g = 4\pi n/2e$, $e^2/4\pi = 1/137$) противоположной полярности связываются более сильно, чем электронные заряды, приводя к соединениям, чья неэлементарная природа обнаруживает себя лишь при очень высоких энергиях.

В другом виде идея преонов появилась в этом году в работе Куртрайта и Фройнда⁵², которые, апеллируя к идеям расширенной супергравитации (о которой будет рассказано в следующем подразделе), ввели группы $SU(8)$ из трех хромонов (R, Y, B), двух флавонов и трех фамилонов (ужасные названия!). Группа семейств $SU(5)$ могла бы быть подгруппой $SU(8)$. В схеме Куртрайта — Фройнда $3 \times 15 = 45$ фермионов из $SU(5)$ ⁶¹ могут быть найдены среди $8 + 28 + 56$ фермионов группы $SU(8)$ (или альтернативная возможность: $3 \times 16 = 48$ из $SO(10)$ — среди 56 фермионов векторного представления $SU(8)$). (Следующим уровнем после преонов могли бы стать пре-преоны. И как раз на Женевской конференции⁶⁴ обсуждалось предположение о том, что при условии определенного развития теории составных полей мы могли бы ограничиться всего двумя пре-преонами. Однако на данном этапе это просто «спекуляция».)

Т а б л и ц а

Десятилетие	1950—1960	1960—1970	1970—1980	1980—
Окрытия начала десятилетия	Странные частицы	Восьмеричный путь, Ω^-	Подтверждение нейтральных токов	W, Z; протонный распад
Ожидания, относящиеся к остальной части		$SU(3)$ -резонансы		Великое объединение; группы племен
Подлинные открытия		Открытие нового уровня элементарности, связанного с кварками		Возможно, открытие уровня элементарности, связанного с преонами; составная структура кварков

*) В согласии с теоремой 'т Хоофта, монополь, соответствующий $SU_L(2)$ -калибровочной симметрии, как предполагается, обладает массой, ограниченной снизу величиной m_W/α ^{75,76}. Даже если такие монополи удерживаются, их косвенное воздействие на другие объекты должно их выявить, если они существуют. (Заметим, что m_W/α , скорее всего, представляет собой нижний предел для массы великой объединенной теории типа $SU(5)$, для которой масса монополя в $1/\alpha$ раз тяжелее лепто-кварковой массы.)

Прежде чем закончить изложение этого раздела, я хотел бы сделать предсказание относительно направления развития физики в последующее десятилетие, экстраполируя опыт прошедших десятилетий:

б) Постпланковская физика,
супергравитация и мечты Эйнштейна

Теперь я обращаюсь к проблеме более глубокого понимания концепции заряда (основы калибровочной инвариантности), которая, по моему скромному мнению, является подлинно важной задачей физики частиц. У Эйнштейна в последние тридцать пять лет жизни было две мечты: одной из них было объединить гравитацию с материей (фотоном) — он хотел увидеть «леса» (по его собственному выражению), с помощью которых тензор напряжений $T_{\mu\nu}$ в правой части его уравнения $R_{\mu\nu} - (1/2) \times g_{\mu\nu} R = -T_{\mu\nu}$ превращается в «мрамор» гравитации в левой части. Вторая, связанная с этой, мечта была — использовать это объединение, чтобы понять природу электрического заряда в терминах пространственно-временной геометрии, так же как он успешно понял природу гравитационного заряда в терминах пространственно-временной кривизны.

Если кому-то кажется *), что такое более глубокое понимание неважно для количественной физики, то позвольте мне привести результаты экспериментальной проверки эйнштейновской теории и ее модификаций (Бранс — Дике ⁷⁷, например). Недавно (в 1976 г.) был экспериментально проверен **) сильный принцип эквивалентности (т. е. предположение, что гравитационные силы дают равные вклады в гравитационную и инертную массы) с точностью $1 : 10^{12}$ (т. е. с той же точностью, как и достигнутая в физике частиц для $(g - 2)_e$ посредством лунно-лазерных локационных измерений ⁷⁸. Эти измерения дали отклонения от кеплеровских равновесных расстояний для Луны, Земли и Солнца с точностью ± 30 см и триумфально доказали правоту Эйнштейна.

На сегодняшний день имеется четыре главных достижения на пути реализации мечты Эйнштейна:

1. Чудо Калузы — Клейна ⁷⁹: эйнштейновский лагранжиан (скалярная кривизна) в пятимерном пространстве-времени (где пятая размерность компактифицирована в том смысле, что все поля не зависят явно от пятой координаты) точно воспроизводит теорию Эйнштейна — Максвелла в четырех измерениях, где $g_{\mu 5}$ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) — компоненты метрики в пяти измерениях идентифицируются с максвелловским полем A_μ . С этой точки зрения максвелловское поле ассоциируется с дополнительными компонентами кривизны, подразумеваемые введением умозрительного пятого измерения.

2. Вторым достижением является недавнее уяснение Креммером, Шерком, Энглертом, Браутом, Минковским и другими того факта, что компактификация дополнительных размерностей пространства ⁸⁰ (они сворачиваются до размеров меньших, чем планковская длина $\leq 10^{-33}$ см, и характеризуются очень большой кривизной) могла бы возникнуть посредством спонтанного нарушения симметрии (в первые 10^{-43} с), которое эффективно сокращает размерность пространства-времени до четырех.

*) Здесь уместно следующее высказывание Эйнштейна: «Мы поняли теперь с удивительной ясностью, как сильно ошибаются те теоретики, которые считают, что теория следует индуктивно из эксперимента. Даже великий Ньютон не мог освободиться от этой ошибки («Гипотез не измышляю»)). Эта цитата комплементарна той, которая была мною приведена в конце гл. II.

**) Принцип слабой эквивалентности (т. е. утверждение о равноценности вкладов всех сил, кроме гравитационной, в инертную и гравитационную массы) был экспериментально проверен Этвешем с точностью $1:10^8$, а также Дике, Брагинским и Пановым с точностью $1:10^{12}$.

3. До сих пор мы рассматривали вторую эйнштейновскую мечту, т. е. объединение электромагнетизма (и, предположительно, других калибровочных сил) с гравитацией, придающее пространственно-временной смысл калибровочным зарядам, которые соответствуют кривизне в пространстве, расширенном дополнительными бозе-размерностями. Полная реализация первой мечты Эйнштейна (объединения спинорной материи с гравитацией и с другими калибровочными полями) должна была ждать развития супергравитации^{81, 82} с ее переходом к суперпространству с дополнительными фермионными размерностями (с расширенным кручением, вводимым в игру в дополнение к кривизне). Развитие этого направления я буду обсуждать позже.

4. И, наконец, было высказано альтернативное предположение Уилера⁸⁴ и Шемберга, что электрический заряд может быть связан с топологией пространства-времени — с ручками (worm-holes) и подобными пузырям (gruyere-cheesiness) пространственно-временными конфигурациями.

Эта идея была недавно развита Хокингом *) и его сотрудниками⁸⁵.

в) Расширенная супергравитация, SU(8) - преоны и составные калибровочные поля

До сих пор я делал обзор достижений в области осуществления мечты Эйнштейна примерно в том же плане, что в моем докладе на Стокгольмской конференции 1978 г.

О новых замечательных достижениях сообщили в начале 1979 г. Джулиа и Креммер⁸⁷, которые в своих изысканиях начали с попытки использования идей Калузы и Клейна с целью получения теории расширенной супергравитации в (компактифицированном) пространстве-времени высшей размерности, точнее — в одиннадцати измерениях. Это продвижение, как мы увидим в дальнейшем, связывается с преонами и составными ферми-полями и, возможно, с представлением о составных калибровочных полях, что даже более важно.

Вспомним, что обычная супергравитация⁸¹ представляет собой калибровочную теорию суперсимметрии⁸⁸, где калибровочными частицами являются гравитоны (спиральность ± 2) и гравитино **) (спиральность $\pm \frac{3}{2}$).

Расширенная супергравитация представляет собой калибровочную суперсимметричную теорию в соединении с SO(N)-группой внутренней симметрии. В случае $N = 8$ супергравитационный мультиплет племен состоит из следующих SO(8)-семейств:

$$\begin{array}{ccccccc} \text{Спиральность: } \pm 2, & \pm \frac{3}{2}, & \pm 1, & \pm \frac{1}{2}, & 0. \\ I & 8 & 28 & 56 & 70, \end{array}$$

*) Эйнштейновский лагранжиан допускает большие флуктуации метрики и топологии в масштабе планковской длины. Хокинг высказал предположение относительно того, что главный вклад в континуальный интеграл квантовой гравитации обусловлен метриками с единичным топологическим зарядом на планковский объем. При учете внутренней связи (де Рам, Атья, Зингер⁸⁶) кривизны с характеристиками пространственно-временной топологии (число Эйлера, число Понтрягина), обобщенные точки зрения Калузы — Клейна и Уилера — Хокинга могут стать созвучными.

**) Алгебра суперсимметрии расширяет группу Пуанкаре введением суперсимметричных зарядов Q_α , преобразующих бозоны в фермионы. $\{Q_\alpha, Q_\beta\} = (\gamma_\mu P_\mu)_{\alpha\beta}$. Токи, соответствующие этим зарядам (Q_α и P_μ), обозначаются $J_{\mu\alpha}$ и $T_{\mu\nu}$. В калибровочной суперсимметричной теории (т. е. в супергравитации) эти токи взаимодействуют соответственно с гравитино и гравитоном.

Как хорошо известно, группа $SO(8)$ слишком мала для того, чтобы вместить в себя $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$. Таким образом, в этом племени нет места для W^\pm (хотя Z^0 и γ в нем содержатся) и нет места для μ или τ , или t -кварка.

Такой была ситуация в прошлом году. В этом году Креммер и Джулия⁸⁷ попытались точно написать лагранжиан супергравитации, соответствующий $N = 8$, используя обобщение анзаца Калузы — Клейна, который утверждает, что *расширенная супергравитация* (с группой $SO(8)$ внутренней симметрии) имеет тот же лагранжиан в четырехмерном пространстве-времени, что и *простая супергравитация* в (компактифицированном) пространстве одиннадцати измерений. Этот формальный и довольно трудно воспроизводимый анзац, будучи проведен до конца, вознаграждает нас максимально приятным образом. Оказывается, что лагранжиан супергравитации обладает неожиданной $SU(8)$ -«локальной» внутренней симметрией, хотя мы начинали с внутренней симметрии $SO(8)$.

На данном этапе возникают следующие мучительные вопросы:

1) Могла бы эта внутренняя группа $SU(8)$ быть группой симметрии 8 преонов (3-х хромонов, 2-х флавонов, 3-х фамилонов), введенных ранее?

2) Калибровочная $SU(8)$ должна включать в себя 63 поля со спином 1. Супергравитационное племя содержит только 28 фундаментальных объектов спина 1, которые взаимодействуют не минимальным образом. Нужно ли идентифицировать 63 поля $SU(8)$ с составными калибровочными полями, сделанными из 70 объектов со спином 0 в виде $V^{-1}\partial_\mu V$; распространяются ли они по аналогии с составным калибровочным полем такого вида, которое согласно хорошо известному недавнему результату в CP^{n-1} -теориях⁸⁸ распространяется вследствие квантовых эффектов (квантовая полнота)?

В целом, все, что я описал, — непредвиденное расширение $SO(8)$ до $SU(8)$ в случае использования компактифицированных дополнительных размерностей пространства-времени, а также возможное существование и квантовое распространение составных калибровочных полей, — представляет такую важность для перспектив будущего развития калибровочных теорий, что начинаешь задумываться, насколько вероятно, что экстраполяция, вводящая $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$ в теорию электро-ядерного великого объединения, останется незатронутой этими открывающимися сейчас новыми идеями.

Но где же во всем этом появляется возможность прямо воззвать к эксперименту? Для теорий великого объединения — это протонный распад. Что же соответствует этому в супергравитации? Возможно, массивное гравитино со спином $3/2$, приобретающее свою массу вследствие суперхиггсовского эффекта⁸⁹, даст ответ на этот вопрос. Файе⁹¹ показал, что для спонтанно нарушенной глобально суперсимметричной слабой теории введение локального гравитационного взаимодействия приводит к суперхиггсовскому эффекту. Предполагая, что нарушение суперсимметрии появляется в масштабе масс m_W , получаем, что гравитино приобретает массу и эффективное взаимодействие, правда, обычное слабое, а не гравитационное — усиление в 10^{34} раз. Таким образом, можно искать гравитино среди продуктов нейтральных мод распада J/ψ — предсказываемая доля распадов такого типа оказывается в 10^{-3} – 10^{-5} раз меньше наблюдаемой доли распада по каналу $J/\psi \rightarrow e^+e^-$. Это потребует всей изобретательности великолепных экспериментаторов СЛАКа и ДЭЗИ.

Другой эффект, предложенный Шерком⁹², — антигравитация — уничтожение гравитационных сил притяжения посредством силы, создаваемой грави-фотонами со спином 1, которые существуют в любой расширенной супергравитационной теории. Шерк показал, что комптоновская длина

волны гравифотонов или меньше 5 см, или же заключена в пределах от 10 до 850 м. Только в этих случаях не возникнет противоречия с тем, что в настоящее время известно относительно силы гравитационного взаимодействия.

Позвольте мне сделать резюме.

Вполне возможно, что существует великое плато, распространяющееся вплоть до планковских энергий. Если это так, то единственно возможной лабораторией для физики частиц будет ранняя Вселенная, где мы сможем искать ответы на вопросы, касающиеся природы заряда. Однако, возможно, будут указания на следующий структурный уровень в районе 10 ТэВ; существуют также прекрасные идеи (как, например, дуальность электрического и магнитного монополей), которые могут проявить себя при энергиях порядка $\alpha^{-1}m_W (= 10 \text{ ТэВ})$. Даст ли именно этот структурный уровень окончательный ключ к разгадке природы заряда, невозможно предсказать. Все, что я могу сказать, — то, что меня никогда не перестает удивлять глубина, которая раскрывается при исследовании каждого последующего уровня элементарности. Я хотел бы закончить свой доклад, как и на Стокгольмской конференции 1978 г., предсказанием Оппенгеймера, сделанным им более 25 лет назад, до осуществления которого он не дожился. Лучшее всех других слов, оно выражает ту веру в будущее, которая знаменует окончание этого величайшего из десятилетий развития физики частиц: «Физика еще более изменится... Если эти изменения радикальны и непривычны, то, мы думаем, в будущем они будут более, а не менее радикальными, и только более странными, но не более привычными, и там будут свои собственные загадки для испытания твердости человеческого духа». (Оппенгеймер, Рейт-лекции, Би-Би-Си 1953 г.)

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Примеры групп великого объединения

Полупростые группы *)	Мультиплет	Экзотические калибровочные частицы	Протонный распад
(с лево-правой симметрией) Пример: $[SU(6)_F \times SU(6)_C]_L \rightarrow R$	$G_L \rightarrow \begin{bmatrix} q \\ 1 \end{bmatrix}_L$ $G_R \rightarrow \begin{bmatrix} q \\ 1 \end{bmatrix}_R$ $G = G_L \times G_R$	Лепто-кварки $\rightarrow (q\bar{l})$ Масса объединения $\approx 10^6 \text{ ГэВ}$	Лепто-кварки $\rightarrow W + (X \text{ и } Y)$ или протон- $qqq \rightarrow lll$
Простые группы Примеры: Группы семейств $\rightarrow \begin{cases} SU(5) \\ \downarrow \\ SU(11) \end{cases}$ Группы племен $\rightarrow \begin{cases} SO(10) \\ \downarrow \\ SO(22) \end{cases}$ или $\begin{cases} SO(10) \\ \downarrow \\ SO(22) \end{cases}$	$G \rightarrow \begin{pmatrix} q \\ 1 \\ \bar{q} \\ 1 \end{pmatrix}$	Дикварки $\rightarrow (qq)$ Дилептоны $\rightarrow (ll)$ Лепто-кварки $\rightarrow (q\bar{l}), (q\bar{l})$ Масса объединения $\approx 10^{13} - 10^{15} \text{ ГэВ}$	$qq \rightarrow \bar{q}l$, т. е. протон $P = qqq \rightarrow \bar{l}$. Также, возможно, $P \rightarrow l, \quad P \rightarrow 3\bar{l},$ $P \rightarrow 3l.$

*) Кварки (q) и лептоны (l) группируются вместе; при этом подразумевается трактовка лептонного числа в смысле 4-го цвета, т. е. $SU(3)$ обобщается до $SU(4)$ (Пати и Салам ⁹³). Племенная группа, по определению, содержит все известные семейства в своем базисном представлении.

Предпочтительные представления племенной $SU(11)$ (Джорджи ⁹⁴) и племенной $SO(22)$ (Гелл-Манн с сотрудниками ⁹⁵) содержат 561 и 2048 фермионов!

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Следующие предположения привели к формуле (1) в тексте:

а) $SU_L(2) \times U_{LR}(1)$ выживает в изначальном виде как электрослабая группа симметрии при изменениях энергии от $\approx \mu$ вплоть до M . Факт такого выживания подразумевает то обстоятельство, что избегаются, например, все предположения такого типа: 1) низкоэнергетическая $SU_L(2)$ может быть диагональной суммой $SU_L^I(2)$, $SU_L^{II}(2)$, $SU_L^{III}(2)$, где индексы I, II, III соответствуют (трем?) известным семействам; 2) $U_{LR}(1)$ есть сумма членов, где $U_R(1)$ может различным образом получаться из $(V+A)$ -симметричной $SU_R(2)$, содержащейся в G ; 3) $U(1)$ содержит часть из четырехцветовой группы симметрии $SU_C(4)$ (с лептонным числом в качестве четвертого цвета) и с $SU_C(4)$, нарушаемой на промежуточном масштабе масс до $SU_C(3) \times U_C(1)$.

б) Вторым предположением, из приведших к получению вышеуказанной формулы, явилось предположение о том, что не существует непредвиденно массивных фундаментальных фермионов, которые могли бы вызвать отклонение величины $\sin^2 \theta(M)$ от $3/8$ — значения этой величины для известных в настоящее время фермионов малой массы *).

в) Если же эти предположения ослаблены, например, для случая группы трех семейств $G = [SU_F(6) \times SU_C(6)]_{L \rightarrow R}$, где $\sin^2 \theta(M) = 9/28$, то масса великого объединения уменьшается до 10^6 ГэВ.

г) Введение промежуточных масштабов масс (например, таких, которые сопутствуют нарушению универсальности по семействам, или нарушению лево-правой симметрии, или же нарушению четырехцветовой $SU_C(4)$ до $SU_C(3) \times U_C(1)$), как правило, вызывает повышение массы M великого объединения⁹⁶. Это в любом случае желательно для обеспечения времени жизни протона, согласующейся с известным на данное время экспериментальным нижним пределом ($\sim 10^{30}$ лет)⁹⁷. (Время жизни протона при массе великого объединения $M \sim 10^{13}$ ГэВ недопустимо мало $\sim 6 \cdot 10^{23}$ лет, если только не вводить 15 хиггсовских мезонов.) И именно с этой точки зрения имеется указание на необходимость введения промежуточных масштабов масс в физику частиц, причем, как можно показать, эти массы следует искать в районе 10^4 ГэВ и далее в областях больших энергий.

Это последний результат, на котором я хотел бы закончить данное приложение.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Lee T. D., Yang C. N. — Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 254.
2. Salam A. — Nuovo Cimento, 1957, v. 5, p. 299.
3. Wu C. S. et al. — Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1413.
4. Garwin R., Lederman L., Weinrich M. — Ibid., p. 1415.
5. Friedman J. I., Telegdi V. L. — Ibid., p. 1681.
6. Landau L. — Nucl. Phys., 1957, v. 3, p. 127.
7. Lee T. D., Yang C. N. — Phys. Rev., 1957, v. 105, p. 1671.
8. Salam A. Preprint. — Lnd. Imperial College, 1957.
Marshak R. E., Riazzuddin, Ryan C. P. — Theory of Weak Interaction in Particle Physics. — N.Y.: Wiley-Interscience, 1969, — Footnote 7, p. 89.
W. Pauli's Letters. — CERN Archives.
9. Yang C. N., Mills R. L. — Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 191.
10. Shaw R. The Problem of Particle Types and other Contributions to the Theory of Elementary Particles. — Cambridge Ph. D. Thesis, 1955 (unpublished).
11. Marshak R. E., Sudarshan E. C. G. — In: Proc. of Padua-Venice Conference on Mesons and Recently Discovered Particles, 1957; Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 1860.
Идея универсальности фермионных взаимодействий для (P, N) , $(\nu_e e)$ - и (ν_μ, μ) -дублетов восходит к работам:

*) Если не знать G , то единственный путь вывода параметра $\sin^2 \theta(M)$ возможен из формулы

$$\sin^2 \theta(M) = \frac{\sum T_{3L}^2}{\sum Q^2} \quad \left(= \frac{9N_q + 3N_l}{20N_q + 12N_l} \right),$$

где N_q и N_l — числа фундаментальных $SU(2)$ -дублетов кварков и лептонов (при этом предполагается, что это единственные существующие мультиплеты). Если мы сделаем последующее предположение, что $N_q = N_l$ (исходя из требования сокращения аномалий между кварками и лептонами), то обнаружим, что $\sin^2 \theta(M) = 3/8$. Однако это предположение не является обязательным. Например, сокращение аномалий также возможно в случае существования (тяжелых) зеркальных фермионов⁹⁸. Это как раз случай модели $[SU(6)]^4$, для которой $\sin^2 \theta(M) = 9/28$.

- Tiomno J., Wheeler J. A.—*Rev. Mod. Phys.*, 1949, v. 21, pp. 144, 153.
 Yang C. N., Tiomno J.—*Phys. Rev.*, 1950, v. 75, p. 495.
 J. Tiomno рассматривал γ_5 преобразования ферми-полей в сочетании с изменением знака массы в работе: *Nuovo Cimento*, 1956, v. 1, p. 226.
12. Feynman R. P., Gell-Mann M.—*Phys. Rev.*, 1958, v. 109, p. 193.
 13. Sakurai J. J.—*Nuovo Cimento*, 1958, v. 7, p. 1306.
 14. Nambu Y., Jona-Lasinio G.—*Phys. Rev.*, 1961, v. 122, p. 345.
 15. Nambu Y.—*Phys. Rev. Lett.*, 1960, v. 4, p. 380.
 - Goldstone J.—*Nuovo Cimento*, 1961, v. 19, p. 154.
 16. Klein O. On the Theory of Charged Fields.— In: *Proc. of the Conference Organized by Intern. Institute of Intellectual Cooperation*.— Paris, 1939.
 17. Kemmer N.—*Phys. Rev.*, 1937, v. 52, p. 906.
 18. Schwinger J.—*Ann. of Phys.*, 1957, v. 2, p. 407.
 19. Glashow S. L.—*Nucl. Phys.*, 1959, v. 10, p. 107.
 20. Salam A., Ward J. C.—*Nuovo Cimento*, 1959, v. 11, p. 568.
 21. Bludman S.—*Ibid.*, 1958, v. 9, p. 433.
 22. Salam A., Ward J. C.—*Ibid.*, 1961, v. 19, p. 165.
 23. Glashow S. L.—*Nucl. Phys.*, 1961, v. 22, p. 579.
 24. Salam A., Ward J. C.—*Phys. Lett.*, 1964, v. 13, p. 168.
 25. Goldstone J.—*См.*¹⁵.
 26. Goldstone J., Salam A., Weinberg S.—*Phys. Rev.*, 1962, v. 127, p. 965.
 27. Anderson P. W.—*Phys. Rev.*, 1963, v. 130, p. 439.
 28. Higgs P. W.—*Phys. Lett.*, 1964, v. 12, p. 132; *Phys. Rev. Lett.*, 1964, v. 13, p. 508; *Phys. Rev.*, 1966, v. 145, p. 1156.
 29. Englert F., Brout R.—*Phys. Rev. Lett.*, 1964, v. 13, p. 321.
 - Englert F., Brout R., Thiry M. F.—*Nuovo Cimento*, 1966, v. 48, p. 244.
 30. Guralnik G. S., Hagen C. R., Kibble T. W. B.—*Phys. Rev. Lett.*, 1964, v. 13, p. 585.
 - Kibble T. W. B.—*Phys. Rev.*, 1967, v. 155, p. 1554.
 31. Weinberg S.—*Phys. Rev. Lett.*, 1967, v. 27, p. 1264.
 32. Salam A. In: *Proc. of the 8th Nobel Symposium/Ed. N. Svartholm*.— Stockholm: Almqvist and Wiksell, 1968.
 33. 't Hooft G.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1971, v. 33, p. 173; v. 35, p. 167.
 34. Lee B. W.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1972, v. 5, p. 823.
 - Lee B. W., Zinn-Justin J.—*Ibid.*, 1972, v. 5, p. 3137; 1973, v. 7, p. 1049.
 35. 't Hooft G., Veltman M.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1972, v. 44, p. 189; v. 50, p. 318.
- Важным достижением в рамках этого подхода было изобретение техники размерной регуляризации: Bollini C., Giambiasi J.—*Nuovo Cimento Ser. B*, 1972, v. 12, p. 20.
- Ashmore J.—*Nuovo Cimento Lett.*, 1972, v. 4, p. 289, а также 't Хофтом и Вельтманом.
36. Feynman R. P.—*Acta Phys. Polon.*, 1963, v. 24, p. 297.
 37. De Witt B. S.—*Phys. Rev.*, 1967, v. 162, pp. 1195, 1239.
 38. Faddeev L. D., Popov V. N.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1967, v. 25, p. 29.
 39. Mandelstam S.—*Phys. Rev.*, 1968, v. 175, p. 1588, 1604.
 40. Fradkin E. S., Tyutin I. V.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1970, v. 2, p. 2841.
 41. Boulware D. G.—*Ann. Phys.*, 1970, v. 56, p. 140.
 42. Taylor J. C.—*Nucl. Phys. Ser. B*, 1971, v. 33, p. 436.
 43. Slavnov A.—*Theor. Math. Phys.*, 1972, v. 10, p. 99.
 44. Salam A., Strathdee J.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1970, v. 2, p. 2869.
 45. Glashow S., Iliopoulos J., Maiani L.—*Ibid.*, p. 1285.
 46. См. Jackiw R.— In: *Lectures on Current Algebra and its Applications/Ed. S. B. Treiman, R. Jackiw, D. J. Gross*.— Princeton University Press, 1972.
 47. Bouchiat C., Iliopoulos J., Meyer Ph.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1972, v. 38, p. 519.
 - Gross D. J., Jackiw R.—*Phys. Rev. Ser. D*, 1972, v. 6, p. 477.
 48. Wentzel G.—*Helv. Phys. Acta*, 1937, v. 10, p. 108.
 49. Hasert F. J. et al.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1973, v. 46, p. 138.
 50. Taylor R. E.—*Proceedings of the 19th Intern. Conference on High Energy Physics*.— Tokyo: Physical Society of Japan, 1979.— P. 422.
 51. Barkov L. M.—*Ibid.*— P. 425.
 52. Pati J. C., Salam A.—*Palermo Conference, June 1975*.— Trieste: ICTP, Preprint IC/75/106.
 - Pati J. C., Salam A., Strathdee J.—*Phys. Lett. Ser. B*, 1975, v. 59, p. 265.
 - Harari H.—*Ibid.*, 1979, v. 86, p. 83.
 - Schupe M.—*Ibid.*, p. 87.

- Gurtwright T. L., Freund P. G. O.— Enrico Fermi Institute preprint EFI 79/25, University of Chicago, April 1979.
53. Pati J. C., Salam A.— См. обзор: Bjorken J. D.— In: Proc. of the 16th Intern. Conference on High Energy Physics.— Chicago — Batavia, 1972, v. 2, p. 304. Fritzsche H., Gell-Mann M.— Ibid., p. 135. Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 47, p. 365. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 494; Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 4482. Gross D. J., Wilczek J.— Ibid., p. 3633. Обзор см.: Marciano W., Pagels H.— Phys. Rep. Ser. C, 1978, v. 36, p. 137.
 54. Tasso Collaboration, Brandelik et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 86, p. 243. Mark-J. Collaboration, Barber et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 830; Reports of the Jade, Mark-J, Pluto and Tasso Collaborations to the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies.— Fermilab, August 1979.
 55. Winter K.— In: Proc. of the Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Fermilab, August 1979.
 56. Ellis J.— In: Proc. of the «Neutrino-79» Intern. Conference on Neutrinos, Weak Interactions and Cosmology, Bergen, June 1979.
 57. Dimopoulos S., Susskind L.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 155, p. 237.
 58. Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 19, p. 1277.
 59. Pati J. C., Salam A.— Ibid., 1974, v. 10, p. 275. Mohapatra R. N., Pati J. C.— Ibid., 1975, p. 11, pp. 566, 2558. Elias V., Pati J. C., Salam A.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 73, p. 451. Pati J. C., Rajpoot S.— Ibid., v. 79, p. 65.
 60. Pati J. C., Salam A.— См. обзор Pati J. C., Salam A.— Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 1240.
 61. Georgi H., Glashow S. L.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, p. 438.
 62. Georgi H., Quinn H. R., Weinberg S.— Ibid., v. 33, p. 438.
 63. Marciano W. J.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 274.
 64. Salam A.— In: Proc. of the European Physical Society Conference, Geneva, August 1979.— Trieste: ICTP preprint IC/79/142.
 65. Pati J. C., Salam A.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 661.
 66. Elias V., Pati J. C., Salam A.— Ibid., 1978, v. 40, p. 920. Rajpoot S., Elias V.— Trieste: ICTP preprint IC/78/159.
 67. Fritzsche H., Minkowski P.— Ann. Phys., 1975, v. 93, p. 193; Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 103, p. 61. Georgi H. Particles and Fields (APS/OPF Williamsburg)/Ed. C. E. Carlson.— New York: AIP, 1975— P. 575. Georgi H., Nanopoulos D. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 392.
 68. Buras A., Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 135, p. 66.
 69. Yoshimura M.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 381. Dimopoulos S., Susskind L.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 4500. Toussiant B., Treiman S. B., Wilczek F., Zee A.— Ibid., 1979, v. 19, p. 1036. Ellis J., Gaillard M. K., Nanopoulos D. V.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 360; Erratum: v. 82, p. 464. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 850. Nanopoulos D. V., Weinberg S. Harvard University preprint HUTP-79/A023.
 70. Nanopoulos D. V. CERN Preprint TH2737.— September 1979.
 71. Einstein A.— Ann. d. Phys., 1916, Bd. 49, S. 769; английский перевод дан в кн. The Principle of Relativity.— Methuen: Dover Publications, 1923.— P. 35.
 72. Nordstrom G.— Phys. Zs., 1912, Bd. 13, S. 1126; 1914, Bd. 15, S. 375; Ann. d. Phys., 1913, Bd. 40, S. 856; Bd. 42, S. 533; 1914, Bd. 43, S. 1101; Ann. Acad. Sci. Fenn., 1915, v. 57, p. 1914. См. также: Einstein A.— Ann. d. Phys., 1912, Bd. 38, S. 355, 433.
 73. Pati J. C., Salam A. (in preparation).
 74. Dirac P. A. M.— Proc. Roy. Soc. Ser. A, 1931, v. 133, p. 60.
 75. 't Hooft G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 79, p. 276.
 76. Polyakov A. M.— JETP Lett., 1974, v. 20, p. 194.
 77. Brans C. H., Dicke R. H.— Phys. Rev. Lett., 1961, v. 124, p. 925.
 78. Williams J. G. et al.— Ibid., 1976, v. 33, p. 551. Shapiro I. I. et al.— Ibid., p. 555. Обсуждение см.: Salam A.— In: Physics and Contemporary Needs/Ed. Riazuddin, Plenum Publishing Corp., 1977.— P. 301.
 79. Kaluza Th.— Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., 1921.— S. 966. Klein O.— Zs. Phys., 1926, v. 37, p. 895.

80. Cremmer E., Scherk J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 103, p. 399; v. 108, p. 409; v. 118, p. 61.
Minkowski P.— University of Berne Preprint,— October, 1977.
81. Freedman D. Z., van Nieuwenhuizen P., Ferrara S.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 3214.
Deser S., Zumino B.— Phys. Lett. Ser. B, 1976, v. 62, p. 335.
Обзор и полный список литературы дан в вводной лекции Фридмана на 19-й Международной конференции по физике высоких энергий в Токно в 1979 г.
82. Arnowitt R., Nath P., Zumino B.— Phys. Lett. Ser. B, 1975, v. 56, p. 81.
Zumino B.— In: Proc. of the Conference on Gauge Theories and Modern Field Theory. Northeastern University, September 1975/Eds R. Arnowitt, P. Nath.— MIT Press, 1975.
Wess J., Zumino B.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 66, p. 361.
Akulov V. P., Volkov D. V., Soroka V. A.— JETP Lett., 1975, v. 22, p. 187.
Brink L., Gell-Mann M., Ramond P., Schwarz J. H.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 336.
Taylor J. G.— Kings' College Preprint, London, 1977 (unpublished).
Siegel W.— Harvard University Preprint HUTP-77/A068,—1977 (unpublished).
Ogievetsky V., Sokatchev E.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 222.
Chamseddine A. H., West P. C.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 129, p. 39.
McDowell S. W., Mansouri F.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 39.
83. Salam A., Strathdee J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 79, p. 477.
84. Fuller R. W., Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1962, v. 128, p. 919.
Wheeler J. A.— In: Relativity Groups and Topology: Proceedings of the Les Houches Summer School, 1963/Eds. B. S. DeWitt, C. M. DeWitt.— N.Y.: Gordon and Breach, 1964.
85. Hawking S. W.— In: General Relativity: An Einstein Centenary Survey.— Cambridge: University Press, 1979; см. также: Euclidean Quantum Gravity.— DAMTP University of Cambridge preprint,— 1979.
Gibbons G. W., Hawking S. W., Perry M. J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 138, p. 141.
Hawking S. W.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 1747.
86. Atiyah M. F., Singer I. M.— Bull. Am. Math. Soc., 1963, v. 69, p. 422.
87. Cremmer E., Julia B., Scherk J.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 409.
Cremmer E., Julia B.— Ibid., v. 80, p. 48.
Ecole Normale Supérieure Preprint LPTENS 79/6,— March 1979.
Julia B.— In: Proceedings of the Second Marcel Grossmann Meeting, Trieste, July 1979 (in press).
88. Gelfand Yu. A., Likhtman E. P.— JETP Lett., 1971, v. 13, p. 323.
Volkov D. V., Akulov V. P.— Ibid., 1972, v. 16, p. 438.
Wess J., Zumino B.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 70, p. 39.
Salam A., Strathdee J.— Ibid., v. 79, p. 477; v. 80, p. 499; Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 51, p. 353; Fortschr. Phys., 1978, Bd. 26, S. 57.
89. D'Adda A., Lüscher M., Di Vecchia D.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 146, p. 63.
90. Cremmer E. et al.— Ibid., 1979, v. 147, p. 105.
См. также: Ferrara S.— In: Proceedings of the Second Marcel Grossmann Meeting, Trieste, July 1979 (in preparation) и указанную там библиографию.
91. Fayet P.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 461; 1979, v. 84, p. 421.
92. Scherk J.— Ecole Normale Supérieure preprint, LPTENS 79/17, September 1979.
93. Pati J. C., Salam A.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 10, p. 275.
94. Georgi H.— Harvard University Report No. HUTP-79/A013, 1979.
95. Gell-Mann M. (unpublished).
96. См. ⁶⁴, а также Shafi Q., Wetterich C.— Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 52.
97. Learned J., Reines F., Soni A.— Phys. Lett., 1979, v. 43, p. 907.
98. Pati J. C., Salam A., Strathdee J.— Nuovo Cimento. Ser. A, 1975, v. 26, p. 72.
Pati J. C., Salam A.— Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 11, p.p. 1137, 1149.
Pati J. C.— Invited talk in: Proceedings of Second Orbis Scientiae/Eds. A. Perlmutter S. Widmayer.— Florida, Coral Gables, 1975— P. 253.