

Принципы квантовой Вселенной



Виктор Первушин
Александр Павлов

Принципы квантовой Вселенной

Первушин, Павлов

**Виктор Первушин
Александр Павлов**

Принципы квантовой Вселенной

**Виктор Первушин
Александр Павлов**

Принципы квантовой Вселенной

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum / Выходные данные

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Принципы Квантовой Вселенной

В.Н. Первушин, А.Е. Павлов

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

31 мая 2013 г.

Оглавление

1	Введение	13
1.1	О чём эта книга	13
1.2	Программа	19
1.3	Зависят ли возникновение и эволюция Вселенной от наблюдателя?	29
1.4	Содержание	55
2	Начальные данные и системы отсчёта	62
2.1	Механика Ньютона	62
2.2	Специальная Теория Относительности как модель ОТО	65
2.2.1	Релятивистская механика как следствие электродинамики	65
2.2.2	Динамика релятивистской частицы по Пуанкаре – Эйнштейну	67
2.2.3	Геометродинамика релятивистской частицы	70
2.2.4	Редукция геометродинамики к теории Эйнштейна 1905 г.	74

2.2.5	Квантовая аномалия геометрического интервала	76
2.2.6	Относительность как принцип калибровочной симметрии	79
2.3	Однородная изотропная модель Вселенной, заполненной радиацией	81
2.4	Стандартные модели Вселенной	85
2.5	Выводы	87
3	Принципы симметрии физических теорий	93
3.1	Неприводимые представления группы Лоренца	93
3.2	Неприводимые представления группы Пуанкаре	96
3.3	Группа Вейля	101
3.4	Конформная группа C	104
3.5	Конформно – инвариантные теории гравитации	105
3.6	Аффинная группа $A(4)$	117
3.7	Фундаментальные элементы пространства Минковского M	118
3.8	Выводы	120
4	Нелинейные реализации групп симметрии	124
4.1	Дифференциальные формы Картана	124
4.2	Структурные уравнения	134
4.3	Экспоненциальная параметризация	136

4.4	Алгебраические и динамические принципы симметрии	139
4.5	Теория гравитации как нелинейная реализация $A(4) \otimes C$	144
4.5.1	Вывод действия ОТО	144
4.5.2	Отличия стандартной ОТО от нелинейной реализации $A(4) \otimes C$	147
4.6	Выводы	151
5	Гамильтонова формулировка теории гравитации	154
5.1	Расслоение $4=3+1$	154
5.2	Гамильтонова формулировка ОТО в терминах форм Картана	159
5.3	Проблемы гамильтоновой формулировки	165
5.4	Точное решение гамильтоновой связи	170
5.4.1	Постановка задачи	170
5.4.2	Лагранжев формализм	171
5.4.3	Гамильтонов формализм	176
5.5	Выводы	179
6	Модель пустой Вселенной	183
6.1	Пустая Вселенная	183
6.2	Данные по Сверхновым в Конформной космологии	187
6.3	Иерархия космологических шкал	197
6.4	СТО — ОТО соответствие	201

6.5	Стрела времени как следствие постулата вакуума	204
6.6	Рождение Вселенной	208
6.7	Выводы	213
7	Квантование гравитонов в терминах форм Картана	219
7.1	Аффинный гравитон	219
7.2	Сравнение с метрическими гравитонами	225
7.3	Вакуумное рождение аффинных гравитонов	229
7.4	Выводы	234
8	Математические принципы описания Вселенной	238
8.1	Классическая теория гравитации	238
8.2	Основания квантовой теории гравитации	240
8.2.1	Неприводимое унитарное представление группы $A(4) \otimes C$	240
8.2.2	Вакуум Казимира	245
8.2.3	Приближение почти пустой Вселенной	246
8.3	Выводы	252
9	Рождение материи во Вселенной	255
9.1	Большой Взрыв или рождение из вакуума?	255
9.1.1	Постановка проблемы	255

9.1.2	Наблюдательные данные о происхождении реликтового излучения	258
9.2	Вакуумное рождение скалярных бозонов	262
9.3	Физические состояния материи	265
9.4	Конформная модификация S – матрицы в КТП	269
9.5	Выводы	276
10	Конформная модификация КХД	284
10.1	Кварк–адронная дуальность	284
10.2	Нарушение киральной симметрии в КХД	287
10.3	Выводы	297
11	Конформная модификация Стандартной Модели	301
11.1	Лагранжиан СМ	301
11.2	Конденсатная масса бозона Хиггса	305
11.3	Оценка массы бозона Хиггса из соотношения универсальности	309
11.4	Выводы	312
12	Электрослабые векторные бозоны	316
12.1	Космологическое рождение электрослабых бозонов	316
12.2	Источники анизотропии реликтового излучения	325

12.3	Барионная асимметрия материи во Вселенной	328
12.4	Выводы	332
13	Конформная космологическая теория возмущений	340
13.1	Уравнения теории возмущений для функции хода и дилатона	340
13.2	Решение уравнений для малых флуктуаций	342
13.3	Выводы	345
14	Модификация ньютоновской динамики	347
14.1	Свободное движение в конформно - плоской метрике	347
14.2	Квантовая механика частицы в Конформной космологии	351
14.3	Движение пробной частицы в центральном поле	353
14.4	Задача Кеплера в конформной теории	354
14.5	Захват частицы центральным полем	357
14.6	Проблема тёмной материи в суперкластерах	358
14.7	Задача Кеплера в обобщённом поле Шварцшильда	363
14.8	Выводы	368

15	Послесловие	372
15.1	Вопросы мироздания	372
15.2	Общая дискуссия результатов	375
2.1	Результаты работы	375
2.2	Дискуссия	382
A	Редуцированные абелевы теории поля	384
A.1	Редуцированная КЭД	384
1.1	Действие и система отсчёта	384
1.2	Сравнение радиационных переменных и переменных в лоренцевой калибровке	387
A.2	Теория векторных бозонов	390
2.1	Лагранжиан и система отсчета	390
2.2	Квантование	393
2.3	Пропагаторы	394
B	Квантовая теория поля для связанных состояний	399
B.1	Лестничное приближение	399
B.2	Уравнение Бете – Солпитера	404

Предисловие

В основу этой монографии положены статьи авторов за последние 25 лет и лекции, прочитанные одним из авторов (ВП) на школах в университетах Граца (Австрия), Берлина, Гейдельберга, Ростока (ФРГ), Нью-Дели (Индия), Фаэрфильда, Аргонской Национальной лаборатории (США), на физфаке МГУ и в Объединённом институте ядерных исследований (УНЦ, Дубна). Основная задача авторов – привлечь внимание читателей к интересной и интригующей задаче описания современных экспериментальных и наблюдательных данных в рамках идей и методов, разработанных ещё до 1973-74 гг. основателями современной релятивистской классической и квантовой физики. Отличие нашего подхода от стандартных подходов в том, что всюду, от горизонта Вселенной до кварков, мы будем использовать на классическом уровне масштабно-инвариантные версии современных теорий, с безразмерными константами связи, нарушая эту масштабную инвариантность только на квантовом уровне нормальным упорядочиванием произведений полевых операторов. Метод классификации новых данных, полученных за последние пятнадцать лет в космологии и физике, существенно использует квантовые теории и представления. Отсюда происходит и название этой книги: *“Принципы квантовой Вселенной”*. Перечислим кратко основное содержание книги.

Во Введении (Глава 1) представлена эволюция идей и математических методов теоретической физики за последние пять веков её развития от Коперника до Фока и Дирака с подробной постанов-

кой задачи классификации данных физических измерений и астрофизических наблюдений. В Главе 2 описываются проблемы выбора начальных данных и систем отсчёта в ньютоновской механике и релятивистских теориях на примерах космологических моделей классической и квантовой минивселенной. Глава 3 посвящена принципам симметрии, широко используемым в современной теоретической физике. В Главе 4 мы знакомим читателя с аппаратом нелинейных реализаций групп симметрии, развитым в конце 60-х годов, который применяется для вывода теории гравитации путём совместной нелинейной реализации аффинной и конформной симметрий. В Главе 5 излагается общепринятая гамильтонова формулировка Дирака – Баргмана, адаптированная к выведенной в Главе 4 теории гравитации. В Главе 6 изучается квантовая космологическая модель, возникающая в приближении пустой квантовой Вселенной с доминантностью энергии Казимира. В Главе 7 проводится процедура квантования гравитонов в терминах форм Картана и рассматривается вакуумное рождение аффинных гравитонов. Глава 8 посвящена математическим принципам описания квантовой Вселенной. Построен оператор рождения и эволюции квантовой Вселенной, как совместное неприводимое и унитарное представление аффинной и конформной групп симметрий. В Главе 9 в рассматриваемой модели квантовой Вселенной формулируются концепция рождения материи из вакуума и обсуждается конформная модификация S-матрицы как следствие решений уравнений связей в объединённой теории гравитации и Стандартной Модели элементарных частиц. В Главе 10 в рамках этой модели даётся описание спонтанного нарушения кираль-

ной симметрии в КХД благодаря нормальному упорядочиванию произведения операторов глюонных и кварковых полей, а также вывод кварк-адронной дуальности и партонной модели как одно из следствий конформной модификация S-матрицы. В Главе 11 излагается конформная модификация Стандартной Модели элементарных частиц без потенциала Хиггса. Глава 12 посвящена вакуумному рождению электрослабых бозонов, обсуждаются источники анизотропии температуры реликтового излучения и барионной асимметрии Вселенной. В Главе 13 представлена космологическая модификация решений Шварцшильда. В Главе 14 в контексте космологической модификации ньютоновской динамики обсуждается эволюция галактик и их суперкластеров. В Главе 15 (Послесловие) излагается список полученных результатов, обсуждаются проблемы, которые ещё предстоит решить в рамках предложенной модели квантовой Вселенной.

В заключении авторы считают своим приятным долгом выразить глубокую благодарность профессорам А.Б. Арбузову, Б.М. Барбашову, Д. Бляшке, А. Боровец, К.А. Бронникову, В.В. Бурову, С.И. Виницкому, Ю.С. Рыбакову, М.К. Волкову, А.Е. Дорохову, А.В. Ефремову, А.Ф. Захарову, Е.А. Иванову, Ю.Г. Игнатьеву, А.А. Желтухину, Е. Лукерскому, Э.А. Кураеву, В.Н. Мельникову, Р.Г. Назмитдинову, Нгуен Суан Хану, В.В. Нестеренко, В.Б. Приезжеву, Г. Рёпке, Ю.П. Рыбакову, П.К. Флину, М.А. Чавлеишвили, А.Ю. Чёрному и Д. Эберту за стимулирующие обсуждения, которые были весьма полезны при работе над рукописью. Один из авторов (В.П.) весьма благодарен профессорам Хр. Айшам и Т. Кибблу за обсуждение

проблем гамильтонова подхода к ОТО и гостеприимство в Империи Колледж, С. Дезеру, любезно сообщившему о своих работах по конформной теории гравитации, Х. Кляйнерту за многочисленные дискуссии в Свободном Университете Берлина, М. Мак-Каллуму за обсуждение физического содержания решений уравнений Эйнштейна, Г. Лейтвилеру и В. Плессас за дискуссии о механизмах нарушения киральной симметрии в КХД, В. Тиррингу за обсуждение эквивалентности ОТО и рассматриваемой теории гравитации при описании движения тел в небесной механике. В.П. также благодарен своим бывшим аспирантам и соавторам Д. Бенке, С.А. Гогилдзе, А.А. Гусеву, Н. Заркевичу, А.Г. Зорину, В.А. Зинчуку, Н. Илиевой, Ю.Л. Калиновскому, Д.М. Младенову, М. Павловскому, Ю.П. Папию, Г.-П. Павел, К.Н. Пичугину, Д.В. Проскурину, Н.А. Сарикову, М.И. Смирчинскому, А. Хведелидзе, В.И. Шилину, С. Шмидту, С.А. Шувалову за плодотворное сотрудничество. Авторы благодарны В.В. Воронову, С. Дубничка, М.Г. Иткису, С. Хмельёвскому за поддержку сотрудничества с международными научными центрами, Б.М. Старченко и Ю.А. Туманову за предоставленные фотографии. Один из авторов (А.П.) благодарен Дирекции ОИЯИ за гостеприимство и возможность работать над этой книгой. В книге представлены результаты исследований, выполненных при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 96-01-01223, 98-01-00101), а также грантов Гайзенберга – Ландау, Боголюбова – Инфельда, Блохинцева – Вотруба и общества Макса Планка (ФРГ).

Глава 1

Введение

1.1 О чём эта книга

В своей замечательной книге¹ лауреат Нобелевской премии по физике Стивен Вайнберг рассматривает проблемы Генезиса согласно законам классической космологии. В эпилоге даёт следующие из этих законов предсказания жизни Вселенной. *“Как бы не разрешились все эти проблемы и какая бы космологическая модель ни оказалась правильной, ни в одной мы не находим утешения. Для человеческих существ почти неизбежна вера в то, что мы имеем какое-то особое отношение к Вселенной и что человеческая жизнь есть не просто более или менее нелепое завершение цепочки случайностей, ведущей начало от первых трёх минут, а что наше существование было каким-то образом predetermined с самого начала. Случилось так, что, когда я писал это, я находился в са-*

¹Вайнберг, С.: *Первые Три Минуты. Современный Взгляд на Происхождение Вселенной.* Эксмо, Москва (2011).

молёте по дороге домой из Сан-Франциско в Бостон, и летел на высоте 30 000 футов над Вайомингом. Земля подо мной выглядела очень нежной и уютной—лёгкие облачка здесь и там, снег, ставший ярко-розовым, когда садилось Солнце, дороги, лентами протянувшиеся по всей стране от одного города к другому. Очень трудно осознать, что всё это—лишь крошечная часть ошеломляюще враждебной Вселенной. Ещё труднее представить, что эта сегодняшняя Вселенная развилась из невыразимо незнакомых начальных условий и что ей предстоит будущее угасание в бескрайнем холоде или невыносимой жаре. Чем более постижимой представляется Вселенная, тем более она кажется бессмысленной. Но если и нет утешения в плодах нашего исследования, есть, по крайней мере, какое-то утешение в самом исследовании. Мужчины и женщины не склонны убаюкивать себя сказками о богах и великанах или замыкаться мыслями в повседневных делах; они строят телескопы, спутники и ускорители и нескончаемые часы сидят за своими столами, осмысливая собранные данные. Попытка понять Вселенную—одна из очень немногих вещей, которые чуть приподнимают человеческую жизнь над уровнем фарса и придают ей черты высокой трагедии⁷. Одним из последних актов этой трагедии явились драматические события последних лет в космологии и физике элементарных частиц. Это ускоренное расширение пространства Вселенной и интригующе малое значение массы Хиггса. Эти события, если они, действительно, имеют место, подвергают сомнению или оставляют без всякой надежды на успех множество направлений современных теоретических исследований.

В последние годы двумя независимыми группами “High Supernova” и “Supernova Cosmology Project” были получены новые неожиданные данные о современной космической эволюции на очень больших расстояниях—сотни и тысячи мегапарсек, что выражается в значениях красного смещения $z = 1 \div 1.7$ [1, 2, 3]. Оказалось, что убывание яркости с увеличением расстояния в среднем происходит заметно быстрее, чем это следовало ожидать согласно Стандартной теории расширяющейся Вселенной. Сверхновые находятся на расстоянии большем, чем предсказывалось, следовательно, космологическое расширение в последний период происходит с ускорением. Динамика по неизвестным причинам перешла от стадии замедления к стадии ускоренного расширения. Наблюдательные данные (см. Рис.1.1) свидетельствуют о том, что наша Вселенная заполнена в основном не массивной пылью галактик, не способной обеспечить ускоренного расширения, а неким загадочным веществом другой природы—“тёмной энергией” [4]. Космическое ускорение на данном этапе обеспечивается некой гипотетической субстанцией, названной квинтэссенцией. Этот термин заимствован из Древней Греции, когда философы строили картину мира из пяти стихий: земли, воды, воздуха, огня и квинтэссенции—космической субстанции, из которой, как считалось, состоят небесные тела. Теперь под этим понимается особая форма космической энергии. Квинтэссенция создаёт отрицательное давление (антигравитацию) и ведёт к ускоренному расширению. В классической космологии приходится в очередной раз, для спасения ситуации, вводить в уравнения Эйнштейна Λ -член. Проблема состоит в том, что плотность энергии ускоренного расширения в начале

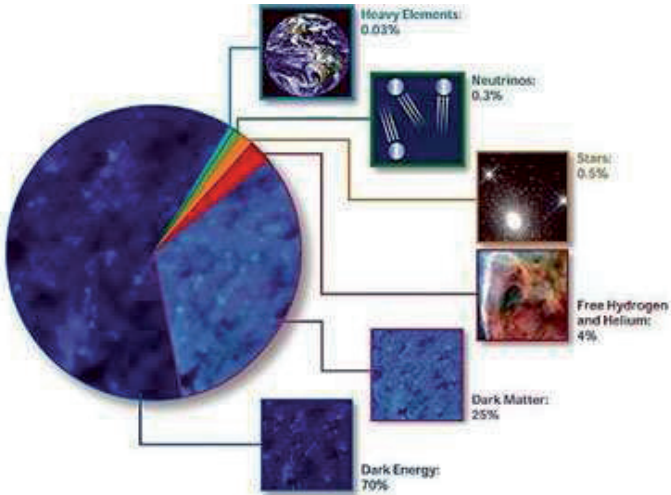


Рис. 1.1: Согласно данной диаграмме NASA, 25 % Вселенной составляет тёмная материя, 70 % Вселенной составляет тёмная энергия, о которых практически ничего не известно.

эволюции Вселенной отличается в 10^{57} раз от современной плотности. До сих пор не существует динамической модели, которая бы описывала и объясняла явление такой *динамической инфляции*.

Кризис Стандартной космологии даёт нам повод для переосмысления положений, на которых она основывается. В создавшейся критической ситуации новые наблюдательные данные (см., например, Рис. 1.1, 1.2, 1.3), являются вызовом теоретической космологии. В настоящей книге этот вызов рассматривается как возможность построить космологическую модель, объясняющую всю совокупность доступных нам современных наблюдательных фактов не на уровне новых механизмов и соответствующих им динамических законов, а на уровне уже давно известных фундаментальных принципов отно-

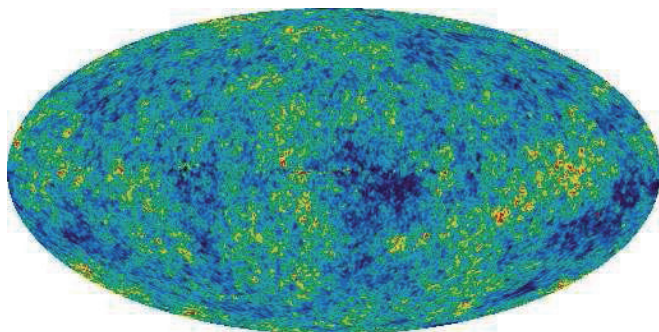


Рис. 1.2: Карта реликтового излучения, построенная аппаратом Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). Ранее первую подобную карту удалось построить по данным аппарата COBE, однако её разрешение существенно (в 35 раз) уступало данным, полученным WMAP. Данные WMAP показали, что распределение температуры реликтового излучения по небесной сфере имеет определённую структуру, его флуктуации не полностью случайны. Представлена угловая анизотропия реликтового излучения, то есть зависимость температуры фотонов от направления их прихода. Средняя температура фотонов $T_0 = 2,725 \pm 0,001$ К, дипольная компонента $\delta T_{\text{диполь}} = 3,346$ мК вычтены. Изображения вариации температуры находятся на уровне $\delta T \sim 100 \mu\text{K}$, то есть $\delta T/T \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$ (см. <http://map.gsfc.nasa.gov>).

сительности и симметрии.

Напомним, что теории гравитации и космологические модели Вселенной, основанные на классических работах Эйнштейна, Гильберта, Вейля, Дирака, Фока и других исследователей, опираются в том числе и на геометрические принципы, включающие масштабную и конформную симметрии. В частности, лагранжиан теории Вейля является инвариантом относительно конформных преобразований [5]. П. Дирак в 1973 г. построил Конформную теорию гравитации, где мас-

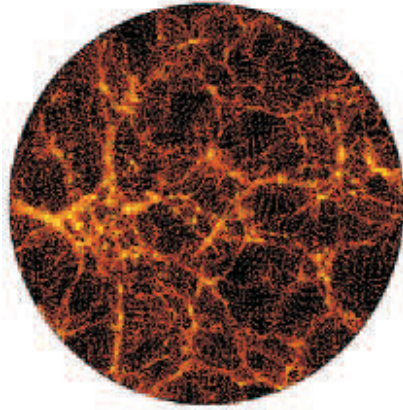


Рис. 1.3: Крупномасштабная структура Вселенная представляет собой совокупность довольно плоских «листов», разделённых областями, в которых практически нет светящейся материи. Эти области (пустоты, войды, англ. voids) имеют размер порядка сотни мегапарсек. На масштабах порядка 300 мегапарсек Вселенная практически однородна.

штабные преобразования скалярного дилатона компенсируют масштабные преобразования других полей [6]. В рамках такой теории гравитации объём Вселенной в течение её эволюции сохраняется, и грядущий коллапс, неизбежный в Стандартной космологии, не возникает. Конформная теория гравитации со скалярным дилатоном выводится из конечномерной группы симметрии начальных данных методом линейных форм Картана [7].

Конформная теория гравитации в терминах форм Картана, сохраняя все достижения ОТО для описания Солнечной системы, допускает квантовую формулировку путём квантования начальных данных непосредственно для этих линейных форм. Предоставляется за-

мечательная возможность проверить предсказания такой квантовой теории гравитации и её способность описания новых данных наблюдательной космологии и решения её насущных проблем.

В настоящей книге целью своей работы авторы ставят последовательное изложение групп симметрии начальных данных, метод линейных форм Картана, вывод Конформной теории гравитации, её гамильтонову формулировку и квантование, а также описание и интерпретацию новых наблюдательных данных.

1.2 Программа

Одна из основных задач теоретической физики – классификация наблюдательных и экспериментальных данных, которые образуют некое пространство всех событий (как совокупность всех измерений). Опытные данные всех измерений и наблюдений всегда первичны. В процессе анализа опытных данных возникают и теоретические понятия, такие как поля Фарадея–Максвелла и группы симметрии их уравнений, называемых законами природы. Классификация наблюдательных и экспериментальных данных, согласно Копернику, может оказаться достаточно простой в определённой системе отсчёта. Действительно, классификация планетных траекторий значительно упрощается в системе отсчёта, связанной с Солнцем и называемой Гелиоцентрической. Упрощение Коперника в значительной степени помогло Галилею, Кеплеру и Ньютону в формулировке законов небес-

ной механики².

В космологии также существуют две выделенные системы отсчёта: космическая, где рождается Вселенная вместе с материей, которая запоминается температурой реликтового излучения, и система отсчёта наблюдателя с приборами, отождествленная с системой отсчёта Земли [8]. Напомним иерархию движений, в которых принимает участие наша планета как она представляется в настоящее время³. В Галактической системе координат⁴ $l = 90^0$, $b = 0^0$ Земля вращается вокруг Солнца со скоростью 30 км/с; Солнце движется со скоростью 220 км/с вокруг центра нашей Галактики. В свою очередь центр нашей Галактики (Млечный путь) движется со скоростью 316 ± 11 км/с к центру Местной Группы галактик⁵ в направлении

²Формально, все системы отсчёта равноправны. По мнению авторов (Эйнштейн, А., Инфельд, Л.: *Эволюция Физики*. Наука, Москва (1965)), если бы люди понимали относительность, не было бы и столь драматичной в истории человечества смены мировоззрения, в котором Земля была центром мира. Можно догадаться, что следующей, после гелиоцентрической, была галактикоцентрическая система отсчёта. Джордано Бруно смотрел дальше всех, трагически намного опережая время, говоря о множественности миров. Но, конечно же, в каждой конкретной задаче имеется привилегированная система отсчёта, в которой и раскрывается содержание задачи.

³Чернин, А.Д.: *Космический вакуум*. Усп. Физ. Наук. **171**, 1153 (2001).

⁴Нулевая широта (b) в галактических координатах соответствует галактической экваториальной плоскости, а нулевая долгота (l) направлено на Галактический Центр, находящийся в созвездии Стрельца. Галактическая широта измеряется от Галактического экватора на север (+) и на юг (-), галактическая долгота измеряется в направлении на запад вдоль галактической плоскости от Галактического Центра.

⁵Местная Группа включает в себя Млечный путь, Большое и Малое Магеллановы Облака, гигантскую галактику Андромеду (М31) и порядка 2-3 десятков карликовых галактик. Для справки: Общий размер Местной Группы порядка 1 Мпк = $3,0856 \times 10^{19}$ км. 1 парсек (пк) – расстояние, с которого объект размером 1 астрономическая единица ($1 \text{ а.е.} = 1,5 \times 10^{13}$ см – среднее расстояние от Земли до Солнца) виден под углом 1 секунда: $1 \text{ пк} = 2,1 \times 10^5 \text{ а.е.} = 3,3 \text{ (св.г.)}$. Световой год (св.г.) – расстояние, проходимое фотоном за один Земной год.

$l = (93 \pm 2)^0$, $b = (-4 \pm 1)^0$. В итоге, получаем, что скорость Галактического центра относительно центра Местной Группы 91 км/с в направлении $l = 163^0$, $b = -19^0$.

Центры нашей Галактики и Туманности Андромеды (галактики М31) под действием гравитационного притяжения сближаются со скоростью 120 км/с . Предполагая, что наша Галактика и Андромеда дают существенный вклад в общую массу Местной Группы и масса нашей Галактики в два раза меньше, чем масса Андромеды, получаем, что наша Галактика движется к Андромеде со скоростью 80 км/с . Измерение дипольной анизотропии реликтового излучения (Cosmic Microwave Background Radiation), осуществлённое американским космическим аппаратом СОВЕ, показали скорость Солнца относительно реликтового излучения порядка $(370 \pm 3) \text{ км/с}$ в направлении $l = (266, 4 \pm 0, 3)^0$, $b = (48, 4 \pm 0, 5)^0$. Эта анизотропия обусловлена движением наблюдателя относительно “глобальной (абсолютной)” системы отсчета. Поскольку движение Солнца относительно Местной Группы и его движение относительно “абсолютной” системы отсчёта, связанной с реликтовым излучением, имеют практически противоположные направления, то скорость центра Местной Группы относительно реликтового излучения оказывается достаточно большой: порядка $(634 \pm 12) \text{ км/с}$ в направлении $l = (269 \pm 3)^0$, $b = (48, 4 \pm 0, 5)^0$.

Таким образом, центр Местной Группы движется в следующих направлениях:

а) в направлении скопления Девы $l = 274^0$, $b = 75^0$ со скоростью 139 км/с ;

б) в направлении Большого аттрактора $l = 291^0$, $b = 17^0$, находящемся на расстоянии 44 Мпк, со скоростью 289 км/с;

в) в направлении, противоположном местной пустой области, $l = 228^0$, $b = -10^0$ со скоростью 200 км/с.

Учитывая все эти движения можно утверждать, что Местная Группа движется со скоростью 166 км/с в направлении $l = 281^0$, $b = 43^0$. Поскольку ошибки определения индивидуальных скоростей составляют порядка 120 км/с, то Местная Группа может считаться, практически, в покое относительно далёких галактик (см. Рис. 1.4).

В начале Вселенной, в момент её рождения из вакуума, когда не было ни массивных тел, ни реликтового излучения, выделена система отсчёта, сопутствующая скорости пустого локального элемента объёма. Такая система отсчёта была введена Дираком в 1958 г. как условие минимальной трёхмерной поверхности, вложенной в четырёхмерное пространство-время [9].

Во всех этих случаях при переходе от космических систем отсчёта к системе отсчёта приборов наблюдателя нужно иметь преобразования физических наблюдаемых, в том числе интервала. Такие преобразования позволяет получить в общем виде формулировка ОТО в тетрадном формализме.

В настоящей работе показано, что выбор системы отсчёта, сопутствующей скорости пустого локального элемента объёма, упрощает классификацию современных наблюдательных данных по красному смещению спектральных линий для дальних Сверхновых и помогает сформулировать принципы симметрии единой теории взаимодействий и квантовые механизмы их нарушения, как в свое время систе-



Рис. 1.4: Иерархия движений, в которых принимает участие наша планета: вращение Земли вокруг Солнца; вращение вместе с Солнцем вокруг центра нашей Галактики; движение относительно центра Местной Группы галактик вместе со всей Галактикой под действием гравитационного притяжения Туманности Андромеды (галактики М31); движение к скоплению галактик в созвездии Девы и движение к Великому Аттрактору. Суперпозиция последних двух скоростей и даёт скорость движения Млечного Пути относительно космической системы отсчёта, измеряемую по величине дипольной анизотропии реликтового излучения. (Взято из книги Климушкин, Д.Ю., Граблевский, С.В.: *Космология* (2001), <http://cosmo.irk.ru/part6-2.html>).

ма Коперника помогла в формулировке законов небесной механики. Наблюдательные данные по красному смещению в системе отсчёта пустого объёма свидетельствуют о конформной симметрии законов гравитации и электродинамики Максвелла⁶ и доминантности вакуумной энергии Казимира для пустого пространства в рассматриваемой модели Вселенной.

Когда мы говорим, что природа тёмной энергии и тёмной материи неизвестна, то неявно подразумеваем, что эти величины не вписываются в классификацию полей по неприводимым представлениям групп Лоренца и Пуанкаре в какой-то системе отсчёта. Тема настоящей работы – представить наблюдательные и экспериментальные данные по красному смещению Сверхновых, тёмной энергии и тёмной материи в рамках известной классификации полей по неприводимым представлениям групп Лоренца, Пуанкаре [10] и Вейля [11].

Исторически возникшие фундаментальные и плодотворно работающие уравнения физики (Ньютона, Максвелла, Эйнштейна, Дирака, Вайнберга – Салама – Глэшоу, квантовой хромодинамики) можно трактовать как инвариантные структурные соотношения соответствующей группы симметрии начальных данных. Полный набор начальных данных задаёт все возможные измерения в полевого пространстве событий [12]. Возникает вопрос, что является более фунда-

⁶Конформная инвариантность уравнений Максвелла была впервые показана в работах: Bateman, H.: *The conformal transformations of a space of four dimensions and their applications to geometric optics*. Proc. London Math. Soc. **7**, 70 (1909); Cuninghame, E.: *The principle of relativity in electrodynamics and an extension of the theory*. Proc. London Math. Soc. **8**, 77 (1909). П.А.М. Дирак в своей работе (Dirac, P.A.M.: *Wave equations in conformal space*. Ann. of Math. **37**, 429 (1936)) привёл альтернативное, более простое доказательство.

ментальным: уравнения движения, называемые законами природы, не зависящие от начальных данных, или конечно-параметрические группы симметрии систем отсчёта начальных данных?

Существует и последовательно развивается точка зрения, согласно которой все физические законы природы можно вывести из группы симметрии их начальных данных. История систем отсчёта начальных данных значительно более древняя, чем история уравнений движения, и началась она ещё с Птолемея и Коперника. Проследим за исторической последовательностью использования в физике групп преобразований начальных данных с конечным числом параметров. Группа Галилея задаёт переходы в классе инерциальных систем отсчёта; шестипараметрическая группа Лоренца описывает повороты и бусты в пространстве Минковского; группа Пуанкаре, включающая группу Лоренца в качестве подгруппы, дополняется четырьмя трансляциями в пространстве–времени; аффинная группа всех линейных преобразований состоит из группы Пуанкаре и десяти симметрических собственно аффинных преобразований; группа Вейля, в которую группа Пуанкаре входит в качестве подгруппы, дополняется масштабным преобразованием; в пятнадцатипараметрическую группу конформных преобразований входят, помимо пятнадцатипараметрической группы Вейля, ещё четыре инверсионных преобразования.

В период после создания специальной теории относительности, в течение десятилетия, Альберт Эйнштейн искал формулировку теории гравитации, расширяя группу симметрии Пуанкаре СТО до группы общих преобразований координат. Поиск ковариантного описа-

ния привёл к формулировке теории в тензорной форме. Теория гравитации была им названа Общей Теорией Относительности. В названии был отражён главный руководящий эвристический принцип, приведший к искомой релятивистской теории гравитации. После создания теории, в период переосмысления её основ, ⁷ группа общих преобразований координат приобрела статус калибровочной группы симметрии как в современных калибровочных теориях. Группа общих преобразований в ОТО используется для описания взаимодействий, в то время как группа Пуанкаре служит для классификации свободных полей.

Для определения инвариантных относительно диффеоморфизмов наблюдаемых, и тем самым устранения калибровочного произвола в решениях уравнений теории, необходимо отделить общекоординатные преобразования (которые играют роль калибровочных) от лоренцевых. Решение задачи об отделении общекоординатных преобразований от релятивистских преобразований систем отсчёта было предложено Фоком [13] в работе по введению спинорных полей в риманово многообразии. Фактически, вместо метрического тензора, Фоком были введены тетрады, определяемые как “корень” из метрического тензора, с двумя индексами. Один индекс относится к риманову многообразию, являющимся базовым, а второй к касатель-

⁷Согласно В.А. Фоку (Фок, В.А.: *Теория Пространства, Времени и Тяготения*. ГИТТЛ, Москва (1956)), принципы, лежащие в основе теории, следующие. Первая основная идея—объединение пространства и времени в единое многообразие. Вторая основная идея—отказ от единственности евклидовой метрики и переход к римановой метрике. Метрика пространства—времени зависит от происходящих в пространстве—времени процессов, в первую очередь, от распределения и движения масс.

ному пространству Минковского. Компоненты тетрад являются коэффициентами разложения форм Картана по дифференциалам координатного пространства. Эти дифференциальные формы, являющиеся, по определению, инвариантами относительно общекоординатных преобразований, имеют смысл измеряемых геометрических величин физического пространства, а интегрируемые неинвариантные дифференциалы координатного пространства рассматриваются как вспомогательные математические величины типа электромагнитных потенциалов в электродинамике.

Согласно *теореме Огиевского* [14], инвариантность относительно бесконечнопараметрической общекоординатной группы преобразований эквивалентна инвариантности относительно аффинной и конформной групп вместе. Теорема говорит о том, что *любая теория, инвариантная одновременно относительно специальной линейной $SL(4, \mathbb{R})$ и конформной групп, будет инвариантна и относительно группы общекоординатных преобразований*. Идея доказательства теоремы строится на замечании, что бесконечномерная алгебра общих преобразований координат является замыканием вышеназванных конечномерных алгебр⁸. Тем самым открывается новый подход

⁸Генератор собственно-конформных преобразований в пространстве координат $K_\mu = -i(x^2\partial_\mu - 2x_\mu x\partial)$ квадратичен по координатам. Результат его коммутации с генератором группы специальных линейных преобразований $-ix_\mu\partial_\nu$ также будет квадратичен по x . Далее, коммутируя результирующие операторы между собой, мы приходим к операторам третьей степени по x и т. д. Таким путём мы последовательно получаем все генераторы группы произвольных гладких преобразований координат $\delta x_\mu = f_\mu(x)$, параметрами которой являются коэффициенты разложения функций $f_\mu(x)$ в ряд по степеням координат. Алгебра этой группы имеет бесконечное число генераторов

$$L^{n_0 n_1 n_2 n_3} = -ix_0^{n_0} x_1^{n_1} x_2^{n_2} x_3^{n_3} \partial_\mu.$$

к формулировке теории тяготения, поскольку структура конечнопараметрических групп принципиально проще структуры группы всех возможных преобразований координат.

Новый подход может быть основан на более элементарных объектах пространства-времени. Этими элементарными объектами являются фундаментальные представления группы конформных преобразований, которые Роджер Пенроуз ассоциировал с *твисторами*. Из твисторов строится пространство - время как присоединённое представление конформной группы и релятивистская теория на световом конусе, подобно тому как из элементарных (фундаментальных) представлений соответствующей группы симметрии кварков – строятся мезоны как присоединённые представления этой группы и теория сильных взаимодействий. В физике сильных взаимодействий существуют энергии, при которых мезоны расщепляются на элементарные кварки. Из этой аналогии следует, что пространство-время может также расщепляться на элементарные твисторы при достаточно высоких энергиях. В следующих разделах на примере ОТО Эйнштейна мы дадим вывод физических законов из аффинной и конформной групп симметрии и попытаемся найти подтверждения такой программы последними наблюдательными данными как из космологии, так и из физики элементарных частиц.

1.3 Зависят ли возникновение и эволюция Вселенной от наблюдателя?

Интерпретация классической и квантовой теорий, в частности, зависимость объекта наблюдения от наблюдателя во все времена являлась и до сих пор является предметом довольно острых дискуссий. “*Если кто-нибудь—хотя бы мышшь—наблюдает Вселенную,—изменяет ли это состояние Вселенной?*”— задавал вопрос Альберт Эйнштейн. Опишем здесь некоторые фрагменты драматической истории наблюдателей Вселенной, включая Коперника, Тихо Браге, Галилея, Кеплера, Декарта, Ньютона, Лагранжа, Фарадея, Максвелла, Эйнштейна, Вейля, Дирака, Фока, Вигнера, Блохинцева и Уилера.

Коперник (1473 — 1543)

... Италия конца XV века, университет в Болонье, выставленные на продажу фолианты древних рукописей и книг с теориями Пифагора, Евдокса, Гераклита Понтийского, Аристарха Самоского, Гиппарха, Птолемея и других, где раскрывались поразительная гармония небесных сфер и Божественный план мироздания. Возможно, там, в Болонье, у молодого студента Николая Коперника и возникла идея отказаться от традиционного представления о положении Земли. Чтобы раскрыть природу видимых перемещений планет, Коперник мысленно помещает своего наблюдателя на Солнце и пересчитывает в Гелиоцентрической системе отсчёта траектории всех планет. В своём главном труде “Об обращении небесных сфер” (1546) Коперник

рассматривает Землю как одну из ординарных планет, вращающихся вокруг Солнца. В новой Гелиоцентрической системе отсчёта сложный характер планетных движений, описываемых в Геоцентрической системе отсчёта эпициклами Птолемея, становится значительно проще. Именно математическая простота теории Коперника при описании движения тел Солнечной системы открыла путь Кеплеру, Галилею и Ньютону к созданию небесной механики, совершенство которой доказано всей практикой исследования околоземного пространства и точностью предсказаний небесных явлений.

Тихо Браге (1546 — 1601)

Указом датско-норвежского короля Фредерика II Тихо Браге был пожалован в пожизненное пользование остров Вен (Hven), расположенный в проливе Эресунн в 20 км от Копенгагена, а также выделены значительные суммы на постройку обсерватории и её содержание. Это было первое в Европе здание, специально построенное для астрономических наблюдений. Наблюдатели Тихо Браге — рыбаки и моряки. Его обсерватория существовала за счёт их налогов. Во Вселенной Тихо Браге все планеты, за исключением Земли, вращались вокруг Солнца, а Солнце с этими планетами вращалось вокруг Земли. Это, именно, то, что наблюдали и наблюдают до сих пор все мореплаватели. Тихо Браге работал для своих налогоплательщиков, измеряя каждый день положения Марса на небесной сфере с огромной, даже по нашим временам, точностью. Позже Тихо Браге переезжает в Прагу и служит у императора Рудольфа II придворным астрономом и астрологом. Гео–гелиоцентрическая система мира име-

ла важное преимущество перед системой Коперника, особенно после суда над Галилеем: она не вызывала возражений у инквизиции.

Галилей (1564 — 1642)

Именно с Галилея начинается современная физика как наука об измерениях. Галилей в своей книге о предполагаемом диалоге между Птолемеем и Коперником ввёл целое множество наблюдателей с их инерциальными системами отсчёта. Координаты тел и время в разных системах отсчёта связаны преобразованиями из группы Галилея. Галилеевский принцип относительности прямолинейного и равномерного движения был продемонстрирован с помощью мысленного эксперимента с системами отсчёта двух кораблей. Физические явления, происходящие внутри неподвижного корабля не отличаются от аналогичных явлений внутри корабля, движущегося равномерно и прямолинейно относительно первого. Галилеем также были введены основные характеристики классической частицы, движущейся прямолинейно равномерно и прямолинейно равноускоренно. Наблюдения за падением тел в поле тяжести Земли привели его к выводу, что все тела, падающие на Землю, имеют одно и то же ускорение свободного падения. С точки зрения принципа относительности Галилея все инерциальные системы отсчёта математически и физически эквивалентны. Относительность Галилея означает, что наблюдатели на одном корабле Вселенной наблюдают и измеряют те же явления (в данном случае *траектории планет*), что и наблюдатели на другом корабле Вселенной, движущемся относительно первого с любой постоянной скоростью. Наблюдатели Птолемея в неинерциальной си-

стеме отсчёта, связанной с Землей, наблюдают *траектории планет*, которые принадлежат другому классу кривых, в отличие от наблюдателей Коперника, связывающих свою систему отсчёта с Солнцем. Системы отсчёта Птолемея и Коперника физически не эквивалентны. Формально, в механике все системы отсчёта равноправны, и траектории тел, полученные в одной системе отсчёта, можно рассчитать и в другой системе отсчета. Именно, такой пересчёт и был основным содержанием многолетней работы и научного подвига Николая Коперника. Коперник выбрал систему отсчёта, где *уравнения движения планет* имеют первые интегралы движения, названные впоследствии в небесной механике Ньютона сохраняющимися энергией и моментом импульса системы тел, характерным для центральных сил. Таким образом, анализируя явления, наблюдаемые с разных точек зрения, мы приходим к выводу, что формальное математическое равноправие систем отсчёта ещё не означает их физическую эквивалентность.

Кеплер (1571 — 1630)

Ученик Тихо Браге Иоганн Кеплер, получив бесценные данные от своего учителя, пересчитал траекторию движения Марса на небесной сфере для системы Коперника и вывел в дальнейшем три закона обращения планет вокруг Солнца. Кеплер опубликовал эти законы в своих трактатах “Новая астрономия” (1609) и “Гармония мира” (1619), и тем самым способствовал утверждению и развитию учения Коперника о Гелиоцентрической системе отсчёта. Оказалось, что планеты движутся не по окружностям, как думал Коперник, а по

эллипсам, в одном из фокусов которых находится Солнце. Галилей кеплеровы эллипсы решительно отверг. В 1610 году Галилей сообщает Кеплеру об открытии спутников Юпитера. Кеплер встречает это сообщение недоверчиво и в полемической работе “Разговор со Звёздным вестником” приводит несколько юмористическое возражение: *“непонятно, к чему быть [спутникам], если на этой планете нет никого, кто бы мог любоваться этим зрелищем”*. Но позже, получив свой экземпляр телескопа, Кеплер изменил своё мнение, подтвердил наблюдение спутников и сам занялся теорией линз. Результатом стали усовершенствованный телескоп и фундаментальная работа “Диоптрика”. Система мира Кеплера претендовала не только на выявление законов движения планет, но и на гораздо большее. Аналогично пифагорейцам, Кеплер считал мир реализацией некоторой числовой гармонии, одновременно геометрической и музыкальной; раскрытие структуры этой гармонии дало бы ответы на самые глубокие вопросы: *“Я выяснил, что все небесные движения, как в их целом, так и во всех отдельных случаях, проникнуты общей гармонией — правда, не той, которую я предполагал, но ещё более совершенной”*.

Декарт (1596 — 1650)

Наблюдатель Декарта мыслит логически (по Аристотелю) в неких априорных понятиях пространства и времени, населяя их космическими объектами и оставляя заботу о возникновении этих понятий Господу. Я *“мыслю и, следовательно, я существую”*. В абсолютном пространстве задана *система координат*, которая и получила на-

звание декартовой. Он писал Мерсенну об осуждении Галилея: *“Это меня так поразило, что я решил сжечь все мои бумаги, по крайней мере никому их не показывать; ибо я не в состоянии был вообразить себе, что он, итальянец, пользовавшийся расположением даже Папы, мог быть осуждён за то, без сомнения, что хотел доказать движение Земли... Признаюсь, если движение Земли есть ложь, то ложь и все основания моей философии, так как они явно ведут к этому же заключению”*. В “Первоначалах философии” сформулированы главные тезисы Декарта:

- Бог сотворил мир и законы природы, а далее Вселенная действует как самостоятельный механизм.
- В мире нет ничего, кроме движущейся материи различных видов. Материя состоит из элементарных частиц, локальное взаимодействие которых и производит все природные явления.
- Математика — мощный и универсальный метод познания природы, образец для других наук.

Ньютон (1643 — 1727)

Исаак Ньютон, используя систему отсчёта Коперника, впервые сформулировал законы природы в виде дифференциальных уравнений и отделил их от начальных данных. Ньютон постулировал приоритет законов природы и свёл всю механику к математическому уравнению, которое не зависит от выбора начальных данных (и инерциальных систем отсчета) и предсказывает эволюцию во времени координат частицы, если заданы её начальное положение и начальная скорость. Для ньютоновского наблюдателя объяснить мир в терминах

классической механики означает решить уравнения Ньютона с начальными данными (задача Коши). Здесь можно вспомнить крылатое изречение Лапласа: *“Дайте мне начальные данные и я объясню весь мир”*. “Математические начала натуральной философии” Ньютона, вобравшие в себя весь предшествующий человеческий опыт наблюдения за движением небесной и земной материи, продемонстрировали такую же степень ясности, надёжности и эффективности научных методов естествознания, какой достигла геометрия Евклида. Слабым местом теории тяготения Ньютона, по мнению многих учёных того времени, было отсутствие объяснения природы этой силы. Ньютон изложил только математический аппарат, оставив открытыми вопросы о причине тяготения и его материальном носителе. Для научной общественности, воспитанной на философии Декарта, это был непривычный и вызывающий подход, и лишь триумфальный успех небесной механики в XVIII веке заставил физиков временно примириться с ньютоновской теорией. Физические основы тяготения прояснились только спустя более чем два века, с появлением Общей Теории Относительности. Теория Ньютона абсолютизировала резкое отличие понятий времени, пространства и материи, а всеобщий закон сохранения материи, как бы, реабилитировал её вечный непреходящий статус в философии. Ньютон ввёл абсолютные пространство и время. Они одни и те же для всех наблюдателей. Первая физическая теория была создана Ньютоном, судя по названию его книги, по аналогии с “Принципами геометрии Евклида”. Теологические манускрипты Исаака Ньютона говорят нам, что оправдание принципов логического построения этой первой физической теории и концепций

абсолютных пространства и времени и, следовательно, абсолютных единиц их измерения Ньютон искал в напряженной дискуссии с теорией познания, официально принятой в Колледже Святой Троицы, где он был профессором⁹. Механика Ньютона задавала структуру математической формулировки современных фундаментальных физических теорий, включая теорию гравитации Эйнштейна, Стандартную Модель элементарных частиц и современные теории струн, где в основу положены уравнения как законы природы.

Лагранж (1736 — 1813)

Жозеф Луи Лагранж записал дифференциальные уравнения движения Ньютона в ковариантной форме, введя обобщённые координаты. Он писал в предисловии к своей книге «Аналитическая механика»: *«Читатель не найдёт в этой книге рисунков. Развитые мною методы не требуют ни каких бы то ни было построений, ни геометрических или механических аргументов—одни только алгебраические операции в соответствии с последовательными едиными правилами»*. Лагранж ввёл метод использования связей в вариационном принципе динамики при помощи неопределённых множителей, причём ограничивался рассмотрением только голономных связей. Новая область классической механики, обобщающая лагранжеву

⁹Теория познания, официально принятая в «Тринити Колледж» и отвергнутая Ньютоном, утверждала, что изучаемый объект может иметь несколько реальностей, каждая из которых описывается своей непротиворечивой логикой Аристотеля. Согласно этой теории разрешается существование двух дополняющих друг друга противоположных утверждений об одном и том же объекте познания, при условии что эти утверждения относятся к разным реальностям этого объекта (John Meyendorff. Byzantine Theology. Trends and Doctrinal Themes. N.Y. 1979; G. G. Florovsky. Eastern Fathers of the IV-th century. Inter. Publishers Limited, 1972).

механику, – неголономная динамика будет обнаружена только в XX веке. Эйлер и Лагранж открыли принцип наименьшего действия в механике: дифференциальные уравнения движения тела выступают как условия экстремума функционала действия лагранжиана теории. Весь этот математический аппарат в дальнейшем будет необходим физикам-теоретикам при формулировке уравнений теории гравитационного поля сначала в лагранжевом ковариантном виде, а затем, чтобы представить теорию как обобщённую гамильтонову динамику.

Фарадей (1791 — 1867)

Первые шаги к созданию современной релятивистской физики были сделаны Майклом Фарадеем. Ему принадлежит огромное число научных открытий, среди которых лабораторная модель электродвигателя, изменившего образ жизни современной цивилизации. С поразительной последовательностью Фарадей экспериментально обосновывает и развивает свои концепции полевой природы материи и единства всех физических сил природы, которые стали знаменем физики XX века, где все частицы трактуют как возбуждения физических полей. Фарадей создал полевую концепцию учения об электричестве и магнетизме¹⁰. До него господствовало представление о прямом и мгновенном взаимодействии зарядов и токов через пустое пространство. Фарадей экспериментально доказал, что материальным переносчиком этого взаимодействия является электромагнитное

¹⁰В 1938 г. в архиве Королевского общества было найдено письмо Фарадея, написанное в 1832 г., которое он просил вскрыть через 100 лет и в котором предсказывалась электромагнитная природа света (напомним, что Максвелл родился в 1831 г.).

поле. Однако эти современные физические теории основаны не на механике Ньютона, а на концепции теории поля. Незнание математического аппарата ньютоновской механики не стало препятствием на пути экспериментатора Фарадея, а даже помогло ему сформулировать новые основные понятия современной физики и предсказать полевую природу материи и единство сил природы, которые физики открыли уже в XX веке.

Максвелл (1831 — 1879)

Максвеллу осталось (как образно отметил Герц) лишь “одеть” теорию Фарадея в аристократические одежды математики. Первая статья Максвелла по теории электромагнитного поля так и называлась: “О силовых линиях Фарадея”. Максвелл поставил перед собой цель – перевести основной труд Фарадея “Экспериментальные исследования” (1856 г.) на язык математических формул. Из этих формул и состоит теория Максвелла, которая оказалась столь же всеобъемлющей в области электромагнитных явлений, как и теория Ньютона в области небесных явлений. Формулы электродинамики, записанные на языке математической теории поля, стали жить своей жизнью, проявляя заложенную в них симметричную структуру. Наблюдатель Максвелла обнаруживает зависимость описания результатов экспериментальных измерений электромагнитных явлений от определения измеряемых величин в теории поля и от выбора эталона их измерения. Во введении к своему “Трактату об электричестве и магнетизме” Максвелл писал: *“С математической точки зрения наиболее важным понятием при рассмотрении любого явления явля-*

ется понятие измеряемой величины. Поэтому я буду подходить к электрическим явлениям главным образом с точки зрения их измеримости, описывая методы измерения и определяя эталоны, от которых они зависят". Теория Фарадея – Максвелла, её симметрии и понятия стали прототипом всех работающих релятивистских квантовых теорий XX века, где все элементарные частицы трактуются как осцилляторные возбуждения соответствующих полей. Работы учёного не были оценены по достоинству его современниками. Только после того, как Генрих Герц экспериментально доказал существование электромагнитных волн, предсказанных Максвеллом, теория получила всеобщее признание. Произошло это спустя десять лет после смерти Максвелла.

Эйнштейн (1879 — 1955)

Геометрии Лобачевского и Римана, полевая теория Фарадея и Максвелла подорвали доверие к абсолютному пространству и времени, а XX век стал веком относительности и принципов симметрии квантованных полей материи. Эйнштейн считается создателем двух теорий относительности. Первая из этих теорий – это Специальная Теория Относительности (СТО). Она основана на группе релятивистских преобразований уравнений Максвелла, полученных Лоренцем и Пуанкаре. СТО представляет собой адаптацию классической механики Ньютона к релятивистским преобразованиям. Общепринятой формой СТО является версия Эйнштейна и Минковского, которая открыла путь к созданию современной квантовой теории поля. Любой экспериментатор в физике высоких энергий знает, что время жизни

нестабильной частицы, измеренное в лабораторной системе отсчёта, отличается от времени жизни той же частицы, измеренного в системе отсчёта, движущейся вместе с частицей. Если эту частицу поместить в поезд, движущийся мимо станции, то машинист в поезде и стрелочник на станции будут измерять разные времена жизни частицы. Эти времена связаны релятивистскими преобразованиями, полученными Лоренцем из теории Фарадея – Максвелла. С точки зрения механики Ньютона два разных утверждения о времени жизни одной и той же частицы есть противоречие. Чтобы избавиться от противоречия, следуя логике Тринити Колледж, можно утверждать, что частица имеет одну реальность для машиниста и другую – для стрелочника, далее построить две непротиворечивые механики: механику машиниста и механику стрелочника и ввести отношение между ними как новый элемент теории. Именно по этому пути существования двух реальностей одной частицы пошло развитие релятивистской квантовой теории поля. Начало этому развитию положил Эйнштейн, который понял, что лоренцева симметрия теории Фарадея – Максвелла означает равноправие времени и пространственных координат релятивистской частицы. Такое равноправие предполагает, что время и пространство образуют единое многообразие, которое носит название пространства событий Минковского. При своём движении в этом пространстве частица описывает мировую линию, где роль параметра эволюции играет геометрический интервал. Два времени одной и той же релятивистской частицы предполагают, что для полного описания движения частицы в мировом пространстве событий необходимы измерения начальных данных как минимум двух наблюдателей

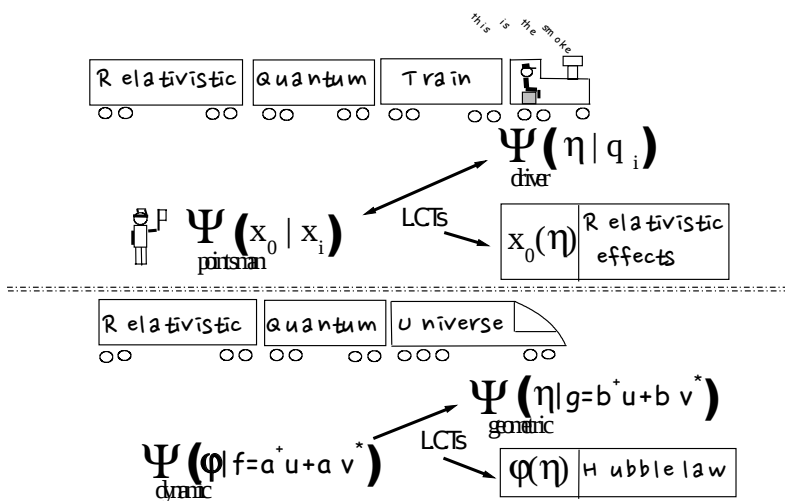


Рис. 1.5: В верхней части рисунка изображён поезд с нестабильной частицей, движущийся со скоростью около 200 000 км в сек мимо стрелочника. Если время жизни частицы, измеряемое машинистом, равно 10 сек, то время жизни той же частицы, измеряемое стрелочником, равно $10/\sqrt{1 - (2/3)^2} \simeq 14$ сек. В квантовой теории поля, описывающей процесс рождения частицы, эти времена дополнителильны, а не противоречивы. Машинист, рождающийся вместе с частицей, не может быть близнецом стрелочника. Первый измеряет длину геометрического интервала (10 сек), а второй – динамический параметр эволюции в пространстве событий (14 сек). В нижней части рисунка условно изображена Вселенная, где роль динамического параметра эволюции в пространстве событий исполняет космологический параметр эволюции ϕ , а роль длины геометрического интервала – конформное время η . Один и тот же наблюдатель имеет два различных способа измерения динамического параметра эволюции (красное смещение) и длины геометрического интервала (расстояние до космических объектов). Два наблюдателя (стрелочник и машинист) релятивистского объекта в *квантовой геометродинамике* не противоречат, а дополняют друг друга.

(см. Рис.1.5). Один покоится, второй сопутствует частице. Первый измеряет своими часами время как переменную мирового пространства событий, а второй измеряет своими часами время как геометрический интервал на мировой линии частицы в этом пространстве событий. Возникает новый элемент теории – уравнение связи четырёх импульсов, один из которых есть энергия. Решение уравнения связи для покоящейся частицы $E = mc^2$ является основой атомной энергетики и стало уже достоянием фольклора. Вторая из теорий Эйнштейна обобщает полевою парадигму Фарадея на гравитационные взаимодействия и была названа им Общей Теорией Относительности (ОТО). Первые попытки обобщения полевой парадигмы Фарадея на другие взаимодействия были предприняты в начале прошлого века. Поиск принципов симметрии был той установкой Эйнштейна, которая выгодно отличала его от других исследователей. Исходные идеи ОТО были подготовлены всем ходом развития неевклидовой геометрии XIX века, работами Лобачевского, Римана и других математиков. Эйнштейн потребовал, чтобы наблюдаемые результаты его теории не зависели от параметров очень широкого класса преобразований координатного времени (общекординатных преобразований). Именно поэтому Эйнштейн назвал свою теорию Общей Теорией Относительности (ОТО). Динамические уравнения Эйнштейна в ОТО выводятся с помощью вариационного принципа из мирового функционала действия, предложенного Давидом Гильбертом в его докладе “Основания физики” 20 ноября 1915 г. в Гёттингенском математическом обществе. В той работе Гильберт обнаружил, что четыре из десяти уравнений ОТО являются обобщёнными связями Лагранжа.

ОТО есть теория со связями, возникающими как следствие общекоординатных преобразований. Это утверждение сейчас известно как вторая теорема Нётер.

Вейль (1885 — 1955)

Герман Вейль, открывший калибровочную симметрию как всеобщий принцип построения всех современных физических теорий, представлял совокупность всех физических измерений как некий математический объект Σ : *“Вывод, ставший руководящим принципом современной математики, состоит в следующем: всякий раз, когда вам приходится иметь дело с некоторым объектом Σ , наделённым структурой, попытайтесь определить группу его автоморфизмов (то есть группу, элементом которой являются преобразования, оставляющие без изменения все структурные соотношения)”*. Именно эта задача определения группы симметрии совокупности всех физических измерений была ведущей идеей физики XX века. Такие группы симметрии были определены как группа Пуанкаре симметрии систем отсчёта, где измеряются начальные данные, группа классификации элементарных частиц и группа калибровочной симметрии физических теорий, ведущая к уравнениям связей полей и их начальных данных. *“Структурными соотношениями”* в физике являются дифференциальные уравнения движения. Вейль предложил принцип масштабной симметрии законов природы, согласно которому уравнения теории гравитации не зависят от выбора эталонов измерения и отличаются от ОТО. В геометрии Вейля длины объектов при обходе по замкнутому контуру (петле) являются

неинтегрируемыми и при этом отсутствие интегрируемости связывается с наличием электромагнитного поля.

Дирак (1902 — 1979)

Наблюдатель Дирака решает проблемы последовательной вероятностной интерпретации волновой функции, удовлетворяющей уравнению Дирака, и стабильности квантовой системы путем вторичного квантования и заполнения всех состояний с отрицательными энергиями (море Дирака). Напомним, что решение уравнения гамильтоновой связи как в СТО, так и в ОТО имеет два знака. Отрицательный знак энергии в СТО был ассоциирован Дираком с существованием античастицы – позитрона. Теоретики во главе с Дираком и Фоком “расправились” с отрицательной энергией двумя квантованиями частицы: первичным, когда в уравнении связи импульс и координаты становятся операторами, действующими на волновую функцию, которая отождествляется с полем Фарадея; и вторичным, когда само поле Фарадея трактуется как сумма операторов рождения частицы с положительной энергией (+) и уничтожения частицы тоже с положительной энергией (-). Важнейшим элементом теории Дирака является вакуум как состояние с минимальной энергией, которое исчезает, если на него действует оператор уничтожения частицы. Такое квантование в современной теории поля называется причинным квантованием, а сама теория получила название квантовой теории поля (КТП). Дирак, следуя Вейлю, ввёл наблюдателя, у которого *“имеются основания для веры в то, что гравитационная постоянная изменяется со временем. Предполагается, что модификация*

должна заключаться в возврате к геометрии Вейля, в которой длины объектов при обходе по замкнутому контуру (петле) являются неинтегрируемыми". Дирак сформулировал "новый принцип действия, который существенно проще принципа Вейля. Однако он требует в дополнении к метрике введения скалярной полевой функции для описания гравитационного поля". Эта скалярная полевая функция была названа *дилатоном*. Согласно Вейлю и Дираку выбирается эталон измерения длин, который расширяется вместе с измеряемыми этим эталоном длинами. Если эталон тоже расширяется, то результаты измерения всех длин не содержат космологического масштабного фактора. Поэтому у наблюдателя с относительным эталоном Вселенная выглядит неподвижной, а все массы пропорциональны космологическому масштабному фактору, ассоциируемому с дилатоном, и становятся исчезающе малыми в начале возникновения Вселенной. Современная космология на самом деле использует двойной стандарт при описании космической эволюции фотонов, испускаемых массивной материей на далёком космическом объекте: *абсолютный* (мировой интервал) и *относительный* (конформный интервал). Геометрические интервалы с относительными единицами измерения (называемые координатным расстоянием до космического объекта и конформным временем испускания фотона) первым ввёл сам Фридман, чтобы решить свои уравнения. Эти относительные переменные используются в наблюдательной космологии для описания движения космических фотонов, которые оставляют свой след в виде спектральных линий на фотопластинках, вставленных в телескоп. Сравнивая эти фотопластинки с теми, где свои спектральные ли-

нии оставили фотоны земных атомов в настоящий момент времени, астрофизики измеряют красные смещения спектра энергий космических атомов. Спектр энергий атомов, как известно из квантовой механики, определяется массой частиц, из которых эти атомы образованы. *Относительный* эталон изменяет массы, а *абсолютный* — геометрические интервалы. Наблюдатель Дирака, как в свое время наблюдатель Коперника, может сам выбрать эталон измерения, и определить, следуя Копернику, какой из этих эталонов даёт наиболее простую классификацию наблюдательных данных. Все эталоны в теории Эйнштейна математически эквивалентны, в той же мере, в какой формально равноправны системы отсчета Птолемея и Коперника в небесной механике. Но для описания явлений используются решения этих уравнений, которые включают начальные данные. Определение начальных данных в ОТО как интегралов движения требует перехода к конформным переменным. Этот факт был известен ещё Лихнеровичу в 1944 г. Переход к конформным переменным в космологии означает пересчёт всех наблюдательных данных от абсолютного эталона к относительному, умножением этих данных на космологический масштабный фактор в степени, равной их конформным весам. Именно такой пересчёт демонстрирует, как мы увидим ниже, описывая данные по Сверхновым, физическую неэквивалентность абсолютного и относительного эталонов. Величины *Стандартной космологии*, пересчитанные в терминах относительных эталонов, называются *конформными*, а соответствующая космология называется *Конформной космогией*. В частности, в *Конформной космологии* измеряемые длины всегда больше, чем в *Стандартной*

космологии, и данные по Сверхновым соответствуют другому уравнению состояния материи, отождествляемой с энергией Казимира в пустой Вселенной, как мы покажем в следующих Главах.

Фок (1898 — 1974)

Фок впервые ввёл в ОТО касательное пространство Минковского. Все наблюдатели во Вселенной Фока имеют возможность измерять сразу два параметра эволюции: собственный интервал времени, измеряемый в касательном пространстве, и параметр эволюции в поле-вом пространстве событий. Тех же двух наблюдателей (мы назвали их “стрелочником” и “машинистом”) можно ввести и в Специальной Теории Относительности. В СТО мало кто интересовался, какова будет судьба собственного времени частицы, измеряемого “машинистом”, после причинного квантования Дирака – Фока, которое вводит вакуум в пространстве событий, с помощью замены оператора рождения частицы с отрицательной энергией на оператор уничтожения частицы с положительной энергией. Мы увидим в дальнейшем, что в результате такой замены на мировой линии частицы возникает положительная стрела и абсолютная точка начала геометрического интервала времени, измеряемого “машинистом”. Такая квантовая аномалия геометрического интервала фактически означает, что если нет частицы, то и нет мировой линии частицы и нет интервала на этой мировой линии. При решении задачи о движении конечных масс в ОТО Фок ввёл также привилегированную, так называемую, гармоническую систему координат для решения уравнений Эйнштейна, которые представляют собой систему нелинейных дифференциаль-

ных уравнений, в которые включены и уравнения движения самих тел. Фок ясно понимал, что, формально, все системы отсчёта наблюдателей равноправны, но при исследовании конкретных задач следует выбрать наиболее приемлемую систему координат.

Вигнер (1902 — 1995)

Как показал Вигнер, принцип относительности скорости, который был предложен Коперником для описания планет и обобщён Пуанкаре и Эйнштейном на движения релятивистских частиц, является принципом классификации всех измеряемых и наблюдаемых физических объектов. В итоге физики получили классификацию состояний частиц по их массе и спину. Такая классификация частиц является основой квантовой теории поля. Теперь физики пришли к выводу о включении в эту классификацию эволюцию самой Вселенной. *“Мир очень сложен,—объяснял Вигнер,—и человеческий разум явно не в состоянии полностью постичь его. Именно поэтому человек придумал искусственный приём—в сложной природе мира винить то, что принято называть случайным,—и таким образом смог выделить область, которую можно описать с помощью простых закономерностей. Сложности получили название начальных условий, а то, что абстрагировано от случайного,—законов природы. Каким бы искусственным ни казалось подобное разбиение структуры мира при самом беспристрастном подходе и даже вопреки тому, что возможность его осуществления имеет свои пределы, лежащая в основе такого разбиения абстракция принадлежит к числу наиболее плодотворных идей, выдвинутых человеческим разумом.*

Именно она позволила создать естественные науки”. Наблюдатель Вигнера разделяет три уровня развития физической теории: *явления, законы динамики и принципы симметрии* и отдаёт приоритет принципам симметрии из которых можно вывести законы динамики и описать явления. Удивительно, что эти принципы имеют своим основанием симметрию тех самых *случайных* начальных данных, от которых законы природы не зависят.

Блохинцев (1908 — 1979)

Статьи Дмитрия Ивановича Блохинцева заставляют размышлять о вечности познания. Как возникают термины и понятия и насколько они абсолютны? Как отделить абсолютное и относительное в познании мира? Что значит “физическая реальность?” И как определить “границы применимости понятий”. Особенно поражают слова Д.И. Блохинцева о том, что невозможность одновременного, сколь угодно точного измерения координаты и импульса частицы означает не ограниченность нашего познания, а ограниченность самих терминов (координаты и импульса). Буквально, в учебнике Д.И. Блохинцева “Квантовая механика”. Изд-во МГУ, Москва. (1988) на стр. 83 это утверждение звучит следующим образом: *“Неверно думать, что современный физический эксперимент недостаточен по точности для измерений “истинных” одновременных значений импульса и координаты микрочастицы. Напротив, он достаточно точен для доказательства того, что для микрочастиц одновременно эта пара не существует в природе”*. Отделение относительных величин от объективных и определение границ применимости последних со-

гласно принципам квантовой теории, почему-то, даёт удивительные предсказания новых эффектов и значений физических величин, описывающих эти эффекты. Таким путём Дмитрий Иванович Блохинцев как физик - профессионал мог “на пальцах” оценивать значение физических величин и предсказывать тонкие эффекты, как лэмбовский сдвиг, открытый лишь 10 лет спустя, и послуживший началом квантовой электродинамики [15]. Наблюдатель Блохинцева переход от классической частицы к квантовой трактует как квантование начальных данных, а не динамических переменных. Напомним, что Блохинцев ассоциировал набор всех возможных свободных начальных состояний в квантовой теории со статистическим ансамблем. Существование ансамбля начальных квантовых состояний есть причина вероятностной интерпретации волновой функции. С точки зрения классификации наблюдательных данных в космологии по рождению частиц, интерпретация Блохинцева оказывается более продуктивной, чем квантование динамических переменных, так как нацеливает сразу на поиск полного набора свободных начальных данных, как констант движения, заданных в определённой системе отсчета. В частности, в космологии, где частицы описываются осцилляторами, искажёнными космологическим масштабным фактором, реально можно квантовать только ансамбль начальных данных, как констант движения, которые устанавливаются, с помощью преобразований Боголюбова. И эти преобразования Боголюбова можно делать на уровне переменных классической теории, и затем получить полный набор свободных начальных данных. Для теории с квантованными начальными данными преобразования Боголюбова

дают количественное описание того самого явления (таинственного для квантовой теории переменных без начальных данных), которое отождествляют с Большим Взрывом.

Уилер (1911 — 2008)

Согласно геометродинамике Уилера точно такие же две реальности – динамическая и геометрическая – существуют и в современной теории гравитации, где закон Хаббла возникает в виде чисто релятивистского соотношения между космологическим масштабным фактором, выполняющего роль времениподобной переменной полевого пространства событий, введенного Уилером в 1967 г., и геометрическим интервалом времени на мировой гиперповерхности в этом пространстве событий. Выбор относительного эталона, как мы уже отмечали выше, переносит космическую эволюцию на массы, превращая фундаментальный параметр теории Эйнштейна – массу Планка в динамическую переменную в пространстве событий Уилера – Де Витта, которая имеет случайные начальные данные, точно также как их имеет любая переменная в механике Ньютона. Поэтому относительный эталон лишает массу Планка фундаментального статуса в теории Эйнштейна, точно также как относительность Коперника лишила такого же фундаментального статуса положение Земли в системе Птолемея. Казалось бы, в ОТО не осталось ни одной абсолютной величины в естественных единицах измерения. Масштабная симметрия классической теории может быть нарушена её квантованием и нормальным упорядочиванием операторов, которое ведёт к энергии и конденсатам Казимира. Вторичное причинное квантова-

ние вселенных с постулатом существования вакуума как состояния с минимальной энергией, в полной аналогии с квантовой теорией поля, ведёт к космологическому рождению вселенных и к положительной стреле геометрического интервала времени. Это время имеет абсолютное начало, воспринимаемое нами, жителями Вселенной, как точка рождения Вселенной в том самом режиме уравнения состояния, который был установлен выше из данных, полученных с помощью телескопа Хаббл. В релятивистской космологии положительная стрела геометрического времени и его начало являются следствиями стабильности квантовой теории в полевом пространстве и свидетельствами квантовой природы нашей Вселенной. Поэтому на вопрос, что было до рождения Вселенной, можно ответить вслед за Августином блаженным и Иммануилом Кантом, что не было самого времени. И только в пределе бесконечно большой Вселенной и бесконечно большой энергии движения Вселенной в полевом пространстве, теория ранней Вселенной переходит в классическую теорию Эйнштейна и современную квантовую теорию элементарных частиц, доступную нашему классическому пониманию. Квантовая теория опровергает точку зрения Лапласа когда-либо узнать одновременно положения и скорости всех частиц во Вселенной. Уилер спрашивал: *“Короче, является ли Вселенная в некотором странном смысле своего рода “самовозбуждающимся контуром?” Порождая на некотором ограниченном этапе своего существования наблюдателей-участников, не приобретает ли в свою очередь Вселенная посредством их наблюдений ту осязаемость, которую мы называем реальностью? Не есть ли это механизм существования? И можно ли из этого*

хода рассуждений вывести сущность и необходимость квантового принципа?» Уилер продолжал рассуждать: “Сегодня учебники по квантовой механике говорят нам, как следует поступать в ситуациях, где участвует один наблюдатель. Научные статьи имеют дело с идеализированными экспериментами в духе Эйнштейна, Подольского и Розена, где участвуют два наблюдателя. Мы не имеем представления, как поступать в предельной ситуации, когда играет роль очень большое число наблюдателей–участников и очень большое число наблюдений”.

Современный наблюдатель (1973 — по настоящее время)

Мы поместили дату рождения современного наблюдателя 1973 годом¹¹, дабы ограничить его только идеями, моделями и теориями, предложенными до 1973 года включительно¹²— *гигантами* физики и математики, *на плечи которых он вскарабкивается*, чтобы дать простейшую классификацию всех данных по измерениям и наблюдениям физических и космологических величин, полученных к настоящему времени (2013 г.). Мы лишаем нашего наблюдателя возможности использовать неподтверждённые временем идеи его современников, и, тем более, иметь собственные идеи.

Предположим, что наш наблюдатель знает всё от Коперника до Дирака, включая три уровня классификации физических данных,

¹¹ В 1973 году появилась на свет знаменитая работа Дирака (Dirac, P.A.M.: *Long range forces and broken symmetry*. Proc. R. Soc. Lond. **A 333**, 403 (1973).)

¹² Получилось, кстати, ровно 500 лет, – половина Миллениума, – если отсчитывать временной интервал с года рождения Коперника.

отмеченных Вигнером: *явления, законы динамики и принципы симметрии*, в той мере, в которой эти знания изложены выше. На всех этих уровнях адекватный выбор системы отсчёта начальных данных и эталонов их измерения может существенно упростить классификацию физических данных и, тем самым, облегчить дальнейшее развитие наших знаний о Вселенной и теорий, объясняющих динамику процессов, в ней происходящих. Чтобы объяснять динамику процессов во Вселенной, современный наблюдатель имеет возможность использовать квантовую теорию *явлений*. Квантовая теория *явлений*, описываемая унитарными неприводимыми представлениями группы *симметрии* начальных данных, может оказаться значительно проще классической теории, основанной на решении классических *законов динамики*, то есть уравнений движения. Другими словами, для описания *явлений* классическому наблюдателю даны *законы динамики* как уравнения Ньютона, Максвелла, Эйнштейна, СМ и современных единых теорий, в то время как современному наблюдателю для описания тех же *явлений* даны унитарные неприводимые представления конечнопараметрических обобщений групп *симметрии* начальных данных. Именно поэтому, мы имеем уникальную возможность строить в дальнейшем нашу классификацию данных, используя унитарные неприводимые представления этих групп, не прибегая к классическим *законам динамики* как исходным положениям физической теории, или делая вывод классических *законов динамики* из первых принципов симметрии обнаруженных к 1973 году.

1.4 Содержание

Со времён Ньютона физическая теория описывает динамические процессы, основываясь на дифференциальных уравнениях движения и начальных данных, необходимых для однозначного решения этих уравнений. Начальные данные задаются подгонкой предсказываемых теорией результатов к данным наблюдений или непосредственных измерений совокупностью приборов, отождествляемых с определенной системой отсчёта¹³. Спрашивается, каковы критерии и принципы выбора начальных данных для Вселенной? Чтобы ответить на эти вопросы, в настоящей работе рассматривается космологическая модель, в которой начальное состояние Вселенной задаётся вакуумом частиц. К такому состоянию вакуума не может быть даже применено понятие “температура”, которое возникает при описании движения частиц после их космологического рождения из вакуума.

В этом случае точкой отсчёта наблюдаемой Вселенной является момент рождения первичных частице-подобных неоднородностей, размер которых определяется их массами в Стандартной Модели элементарных частиц. Поскольку комптоновская длина волны частицы не может быть больше горизонта Вселенной в момент её рождения, то сам момент рождения частицы можно оценить, приравняв её комптоновскую длину волны и горизонт Вселенной. Таким

¹³Всякое измерение или наблюдение предполагает существование двух выделенных систем отсчёта – первая связана с приборами измерений, а вторая (сопутствующая) связана с объектом, чьи параметры измеряются. В частности, в современной космологии система покоя приборов однозначно связывается с Землёй, а сопутствующая система отсчёта Вселенной – с реликтовым излучением. Система отсчёта в покое отличается от сопутствующей ненулевой дипольной компонентой флуктуации температуры на уровне 10^{-3} .

образом, начальное значение космологического масштабного фактора задаётся условием совпадения комптоновской длины первичных частиц с горизонтом Вселенной (или их массы с параметром Хаббла) в момент космологического рождения этих первичных частиц из вакуума. Это условие следует из принципа неопределённости, ограничивающего изменение энергии во Вселенной конечным временем ее существования.

В Стандартной Модели элементарных частиц кандидатами на роль первичных частиц являются векторные массивные частицы и минимально-взаимодействующие скалярные частицы. Космологическое рождение таких первичных частиц описывается в конформной модели однородной Вселенной, которая отличается от Стандартной космологической модели принципами относительности начальных данных, относительности времени, и относительности единиц измерения, что будет изложено ниже.

1. Начальное значение космологического масштабного фактора задаётся условием совпадения комптоновской длины первичных частиц с горизонтом Вселенной (или их массы с параметром Хаббла) в момент космологического рождения этих первичных частиц из вакуума. Это условие следует из принципа неопределённости, ограничивающего изменение энергии во Вселенной конечным временем её существования.
2. Принцип относительности времени является вторым отличием от принятой Стандартной космологической модели. Напомним, что относительность времени в СТО предполагает, что времен-

ная координата тоже является степенью свободы частицы, так что полное множество степеней свободы образует пространство событий, введённое Минковским. Вместо одного ньютоновского времени возникают три времени: время-переменная, время-геометрический интервал на траектории частицы в пространстве событий, и координатный параметр эволюции, репараметризации которого ведут к гамильтоновой связи импульсов в пространстве Минковского. Разрешение этой связи относительно импульса времениподобной переменной даёт энергию частицы в СТО (именно ту, которая используется в вычислении энергии ядерных реакций). Первичное и вторичное квантования гамильтоновой связи в СТО позволяют сформулировать квантовую теорию поля с постулатом вакуума как состояния с минимальной энергией. В настоящей книге рассматривается квантовая модель Вселенной, полученная в теории гравитации как обобщение описанного выше построения КТП из СТО с помощью первичного и вторичного квантований уравнения гамильтоновой связи с постулатом вакуума.

3. Третьим отличием от принятой Стандартной космологической модели является вейлевская относительность единиц (или масштабов) измерения, которая означает, что физические приборы измеряют лишь безразмерное отношение интервала времени или пространства к единице измерения, определяемой стандартной массой. Вейлевские измеряемые величины (массы, интервала, плотности, температуры, и так далее) связаны с из-

меряемыми величинами Стандартной космологии умножением последних на космологический масштабный фактор в степени, определяемой конформным весом каждой из этих величин. Стандартная космология, выраженная в терминах вейлевских измеряемых величин называется Конформной космологией. Поскольку измеряемое расстояние в Конформной космологии всегда больше, чем измеряемое расстояние в Стандартной космологии, то последние данные по Сверхновым в Конформной космологии соответствуют максимально жёсткому уравнению состояния.

Таким образом, указанные выше принципы относительности объясняют происхождение всей материи во Вселенной как конечный продукт распада первичных скалярных и векторных бозонов, рождённых из вакуума, и стрелу времени как неизбежное следствие первичного и вторичного квантования гамильтоновой связи. Для описания такого вакуумного рождения частиц мы строим оператор рождения и эволюции квантовой Вселенной как совместное неприводимое и унитарное представление аффинной и конформной групп симметрий. Ожидаемые средние от этого оператора между состояниями материи (согласно их классификации по группе Пуанкаре в касательном пространстве Минковского) применяются для описания современных экспериментальных и наблюдательных данных.

Литература

[1] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant.* Astron. J. **116**, 1009 (1998).

[arXiv: astro-ph/9805201]

[2] Perlmutter, S., *et al.* [The Supernova Cosmology Project]: *Constraining dark energy with SN Ia and large-scale structure.* Astrophys. J. **517**, 565 (1999)

[3] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *The farthest known supernova: support for an accelerating universe and a glimpse of the epoch of deceleration.* Astrophys. J. **560**, 49 (2001).

[arXiv: astro-ph/0104455]

[4] Вайнберг, С.: *Космология.* УРСС, Москва (2013)

[5] Weyl, H.: *Gravitation und elektrizität.* Sitzungsber. d. Berl. Akad., 465 (1918).

[Вейль, Г.: *Гравитация и электричество.* Сб. статей: Альберт Эйнштейн и теория гравитации. Мир, Москва, 513 (1979)]

- [6] Dirac, P.A.M.: *Long range forces and broken symmetries*. Proc. R. Soc. Lond., **A 333**, 403 (1973).
- [Дирак, П.А.М.: *Дальнодействующие силы и нарушенные симметрии*. Собр. научн. трудов под ред. А.Д. Суханова. Физматлит, Москва. **IV**, 469 (2005)]
- [7] Борисов, А.Б., Огиевецкий, В.И.: *Теория динамических аффинной и конформной симметрий как теория гравитационного поля*. Теор. и Мат. Физ. **21**, 329 (1974)
- [8] Барбашов Б.М., Первушин В.Н., Проскурин Д.В.: *Экскурс в современную космологию*. ЭЧАЯ. **34**, 138 (2003)
- [9] Dirac, P.A.M.: *The theory of gravitation in Hamiltonian form*. Proc. Roy. Soc. London. **A 246**, 333 (1958).
- [Дирак, П.А.М.: *Теория гравитации в гамильтоновой форме*. Собр. научн. трудов под ред. А.Д. Суханова. Физматлит, Москва. **IV**, 239 (2005)]
- [10] Швебер, С.: *Введение в Релятивистскую Квантовую Теорию Поля*. Изд-во ин. лит-ры, Москва (1963)
- [11] Рамон, П.: *Теория Поля. Современный Вводный Курс*. Мир, Москва (1984)
- [12] Wheeler, J.A.: *In Batelle Rencontres: 1967, Lectures in Mathematics and Physics*. De Witt, C., Wheeler, J.A. (eds.). New York (1968)

-
- [13] Fock, V.: *Geometrisierung der Diracschen theorie des electrons*. Zs. f. Fiz. **57**, 261 (1929).
- [Фок, В.А.: *Геометризация дираковской теории электрона*. Сб. статей: *Альберт Эйнштейн и теория гравитации*. Мир, Москва, 415 (1979)]
- [14] Ogievetsky, V.I.: *Infinite-dimensional algebra of general covariance group as the closure of finite-dimentional algebra of conformal and linear groups*. Lett. Nuovo Cimento. **8**, 988 (1973)
- [15] Смородинский, Я.И.: *Смещение термов водородоподобных атомов и аномальный магнитный момент электрона*. Усп. Физ. Наук. **39**, 325 (1949)

Глава 2

Начальные данные и системы отсчёта

2.1 Механика Ньютона

Введём вначале исходные понятия, используя простой пример одномерной механики Ньютона, заданной функционалом действия

$$S_L = \int dt L(X(t), dX(t)/dt) \quad (2.1)$$

с лагранжианом

$$L(X(t), dX(t)/dt) = \frac{m}{2} \left[\frac{dX(t)}{dt} \right]^2,$$

где $X(t)$ – переменная, описывающая траекторию частицы, t – координата времени, m – масса, рассматриваемая как *фундаментальный параметр* теории. Условие экстремума действия (2.1)

$$\delta S_L = 0,$$

при фиксированных граничных условиях

$$\delta X(t_0) = \delta X(t_1) = 0,$$

приводит к дифференциальному уравнению движения

$$m \frac{d^2 X(t)}{dt^2} = 0. \quad (2.2)$$

Общее решение его

$$X(t) = X_I + \frac{P_I}{m}(t - t_I) \quad (2.3)$$

зависит от начальных данных

$$X(t_I) = X_I, \quad \frac{dX(t_I)}{dt_I} \equiv \frac{P_I}{m},$$

где P_I – начальный импульс частицы, заданных в момент времени t_I . Начальные данные измеряются набором физических приборов (в данном случае – линейкой и часами, относительно фиксированных точки пространства и момента времени) и ассоциируются с *системой отсчёта*. *Системы отсчёта*, движущиеся относительно друг друга с постоянными скоростями, называются *инерциальными*, и можно написать преобразования переменных

$$X \mapsto \tilde{X} = X + X_g + v_g(t - t_I),$$

которые переводят неподвижную систему отсчета, заданную в точке

$$X(t_I) = X_I,$$

в систему отсчёта, движущуюся со скоростью v_g , с началом отсчёта

$$X_g(t_I) = X_I + X_g.$$

Группа таких преобразований систем отсчёта в механике Ньютона называется *группой Галилея*. Уравнения движения (2.2) не зависят от начальных данных и, следовательно, от *системы отсчёта*. Независимость уравнений как законов природы от начальных данных называют *принципом относительности* [1].

В гамильтоновом описании действие (2.1) принимает вид

$$S_H = \int dt \left[P(t) \frac{dX(t)}{dt} - H \right], \quad (2.4)$$

где $P(t)$ есть импульс, и $\{P, X\}$ образуют *фазовое пространство*,

$$H(P) = \frac{P^2}{2m} \quad (2.5)$$

— *функция Гамильтона*, а её значение на траектории даёт *энергию частицы*:

$$E = H(P_I).$$

Вариация действия (2.4) ведёт к системе уравнений Гамильтона — дифференциальным уравнениям движения первого порядка

$$P(t) = m \frac{dX(t)}{dt}, \quad \frac{dP(t)}{dt} = 0, \quad (2.6)$$

вместо уравнения второго порядка (2.2). Согласно механике Ньютона, все наблюдатели в разных системах отсчёта пользуются одним и тем же абсолютным временем t .

2.2 Специальная Теория Относительности как модель ОТО

2.2.1 Релятивистская механика

как следствие электродинамики

Мы видели выше, что в ньютоновской механике понятие пространственных координат частиц X_i , $i = 1, 2, 3$, как *динамических переменных*, чётко отделяется от абсолютного времени t , как *параметра эволюции* этих переменных. Релятивистская механика основана на группе симметрии электродинамики Фарадея – Максвелла, полученной Лоренцем и Пуанкаре, которая рассматривает время $t = X_{(0)}$ и пространственные координаты $X_{(i)}$, $i = 1, 2, 3$, как единое *пространство событий* или пространство-время Минковского [2] $X_{(\alpha)}$, $\alpha = 0, 1, 2, 3$ с псевдоскалярным произведением любых двух векторов

$$A_{(\alpha)}B_{(\alpha)} \equiv A_{(0)}B_{(0)} - A_{(i)}B_{(i)}.$$

Релятивистская частица в СТО описывается действием

$$S_{\text{SR}} = -m \int d\tau \sqrt{\left(\frac{dX_{(\alpha)}}{d\tau}\right)^2}. \quad (2.7)$$

Это действие инвариантно относительно преобразований группы Пуанкаре:

$$\bar{X}_{(\alpha)} = X_{(\alpha)_p} + \Lambda_{(\alpha)(\beta)} X_{(\beta)},$$

которая в данном случае и есть группа преобразований систем отсчёта. Подгруппа поворотов $\Lambda_{(\alpha)(\beta)} X_{(\beta)}$ носит название связной компо-

ненты группы Лоренца. Фиксация индексов $(0), (i)$ в этом *пространстве событий* $[X_{(0)}|X_{(i)}]$ и означает выбор определённой лоренцевой системы отсчёта в СТО.

Следует подчеркнуть, что в СТО возникает принципиально новая симметрия теории относительно преобразований, не изменяющих начальные данные, а именно, действие (2.7) инвариантно относительно репараметризации координатного параметра эволюции

$$\tau \longrightarrow \tilde{\tau} = \tilde{\tau}(\tau), \quad (2.8)$$

что ведёт к появлению связи между переменными. Группа таких преобразований (диффеоморфизмов – в более общем случае) в литературе называется *калибровочной группой*, а *наблюдаемыми* называются величины, инвариантные относительно калибровочных преобразований. В качестве такой *наблюдаемой*, инвариантной относительно репараметризации времени, можно взять выражение *геометрического интервала времени*

$$s(\tau) = \int_0^\tau d\tilde{\tau} \sqrt{\left(\frac{dX_{(\alpha)}}{d\tilde{\tau}}\right)^2} \quad (2.9)$$

на мировой линии частицы в пространстве событий $X_{(\alpha)}$. Этот *интервал* измеряет наблюдатель, сопутствующий частице. *Временная переменная* пространства событий $X_{(0)}$ есть время, измеряемое внешним наблюдателем. Задачей теории является решение уравнений для описания траектории частицы в пространстве событий в терминах *калибровочных инвариантов*.

В литературе используют два способа описания релятивистской частицы: первый – с помощью системы без связи, как это делали

Пуанкаре и Эйнштейн в 1904 – 1905 гг. [3, 4], второй – в рамках системы со связями, по аналогии с ОТО, сформулированной в 1915 г. в работах Гильберта и Эйнштейна [5, 6].

2.2.2 Динамика релятивистской частицы по Пуанкаре – Эйнштейну

Система отсчёта в СТО задается единичным времениподобным вектором $l_{(\mu)}$:

$$l_{(\mu)}^2 = l_{(0)}^2 - l_{(i)}^2 = 1,$$

который будем называть осью времени. Совокупность таких векторов даёт полный набор лоренцевых систем отсчёта. В каждой такой системе отсчёта время в пространстве Минковского $X_{(\mu)}$ определяется как скалярное произведение вектора оси времени на координату: $X_{(0)} = l_{(\mu)}X_{(\mu)}$. Пространственные координаты заданы на трёхмерной гиперповерхности

$$X_{(\mu)}^\perp = X_{(\mu)} - l_{(\mu)}(l_{(\nu)}X_{(\nu)}),$$

которая перпендикулярна выбранной оси времени $l_{(\nu)}$.

Без ограничения общности можно выбрать ось времени в виде $l_{(\mu)} = (1, 0, 0, 0)$, что называется системой покоя наблюдателя, а затем после решения уравнений переходить в любую другую лоренцеву систему отсчета. Действие для СТО в версии 1905 г. можно получить, вынося в действии (2.7) $dX_{(0)}/d\tau$ за знак корня:

$$S_{\text{SR:1905}} = -m \int d\tau \frac{dX_{(0)}}{d\tau} \sqrt{1 - \sum_i \left[\frac{dX_{(i)}}{dX_{(0)}} \right]^2} = \quad (2.10)$$

$$= -m \int dX_{(0)} \sqrt{1 - \sum_i \left[\frac{dX_{(i)}}{dX_{(0)}} \right]^2}.$$

Выражая импульс через скорость $V_{(i)} = dX_{(i)}/dX_{(0)}$ с помощью вариации действия (2.10) с лагранжианом

$$L = -m \sqrt{1 - V_{(i)}^2}$$

по скорости

$$P_{(i)} = \frac{\partial L}{\partial V_{(i)}} = \frac{mV_{(i)}}{\sqrt{1 - V_{(i)}^2}}, \quad (2.11)$$

можно получить гамильтонову функцию по правилу:

$$H(P_{(i)}) = P_{(i)}V_{(i)} - L = \sqrt{m^2 + P_{(i)}^2(X_{(0)})} \quad (2.12)$$

и представить действие (2.10) в гамильтоновой форме

$$S_{\text{SR:1905}} = \int dX_{(0)} \left[P_{(i)} \frac{dX_{(i)}}{dX_{(0)}} - H(P_{(i)}) \right]. \quad (2.13)$$

Энергия определяется как значение гамильтоновой функции на траектории

$$E = H(P_{I(i)}) = \sqrt{m^2 + P_{I(i)}^2}.$$

Знаменитая формула $E = mc^2$ (здесь и ниже принимаем $c = 1$) есть следствие определения физических наблюдаемых с помощью принципа соответствия с классической механикой, устанавливаемого низкоэнергетическим разложением гамильтоновой функции по степеням динамических переменных

$$H(P_{(i)}) = \sqrt{m^2 + P_{(i)}^2} = m + \frac{P_{(i)}^2}{2m} + \dots \quad (2.14)$$

Вариация действия (2.13) по каноническому импульсу $P_{(i)}$ даёт выражение для скорости как функции импульса

$$V_{(i)} = \frac{P_{(i)}}{\sqrt{m^2 + P_{(i)}^2}}, \quad (2.15)$$

а вариация по переменным $X_{(i)}$ приводит к закону сохранения импульса:

$$\frac{dP_{(i)}}{dX_{(0)}} = 0.$$

Решение этих уравнений определяет траекторию частицы в пространстве событий:

$$X_{(i)}(X_{(0)}) = X_{(i)}(X_{I(0)}) + V_{(i)}[X_{(0)} - X_{I(0)}], \quad (2.16)$$

где $X_{I(0)}$ есть начальное значение времени в системе покоя наблюдателя.

Переход к любой другой системе отсчёта совершается с помощью лоренцевых преобразований, и этот переход эквивалентен выбору другой оси времени. В каждой системе отсчёта будет своё время и свои энергия и импульс. Связь между динамическими переменными и временами в различных системах отсчета трактуют как релятивистский принцип относительности, наиболее ясная формулировка которого дана в работе Эйнштейна [4]. Согласно релятивистскому принципу относительности Эйнштейна, преобразования Лоренца систем отсчёта содержат дополнительную информацию типа *релятивистских эффектов* по сравнению с решениями (2.16) динамических уравнений, получаемых вариацией действия (2.13). И в этом пункте появление *релятивистских эффектов* как следствие кинематиче-

ских преобразований Лоренца (то есть преобразований систем отсчёта) ведёт к существенному отличию теории Эйнштейна от механики Ньютона, где все физические эффекты выводятся из уравнений движения вариационным принципом с учётом начальных данных, а группа Галилея преобразований систем отсчёта в механике Ньютона не содержит ничего нового по сравнению с решениями динамических уравнений.

Возникает вопрос: можно ли сформулировать такую теорию релятивистской частицы, в которой все физические следствия, включая *релятивистские эффекты*, описывались бы вариационными уравнениями. Покажем, что такая теория релятивистской частицы формулируется в полной аналогии с “Основаниями физики” [6] Гильберта, то есть как *геометродинамика*, согласно которой описание физической системы *основывается* на функционале действия и *геометрическом интервале*, симметрии систем отсчёта и *калибровочной симметрии*, уравнениях движения и *уравнениях связи* начальных данных.

2.2.3 Геометродинамика релятивистской частицы

Согласно Гильберту [6], *геометродинамика* [7] релятивистской частицы основана на двух базисных постулатах: действии [8, 9]

$$S_{\text{SR:1915}} \equiv \int d\tau L_{\text{SR:1915}} = -\frac{m}{2} \int d\tau e(\tau) \left[\left(\frac{dX_{(\alpha)}}{e(\tau)d\tau} \right)^2 + 1 \right] \quad (2.17)$$

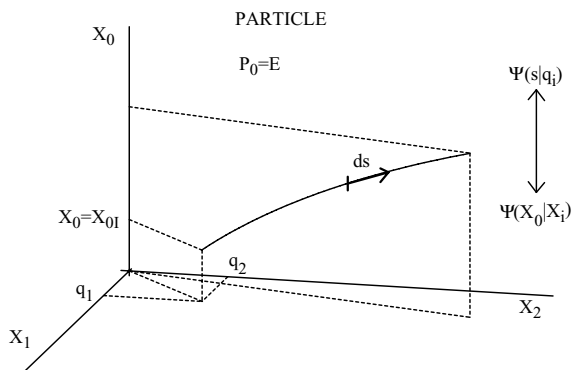


Рис. 2.1: На рисунке изображено движение по мировой линии в пространстве событий релятивистской нестабильной частицы, полное описание которой даётся двумя ньютоно-подобными наборами наблюдаемых: *динамическим* и *геометрическим*, каждый из которых имеет своё время и свою волновую функцию Ψ . Два измеряемых времени жизни частицы (время – как *динамическая* переменная X^0 и время – как *геометрический* интервал s) связаны не преобразованиями Лоренца, а уравнением движения, полученным вариацией действия *геометродинамики* типа Гильберта.

для переменных $X_{(\alpha)} = [X_{(0)}|X_{(i)}]$, образующих пространство событий, где движется частица, и *геометрическом интервале*

$$ds = e(\tau)d\tau \tag{2.18}$$

одномерного риманова пространства на мировой линии, описываемой частицей в этом *пространстве событий* (см. Рис. 2.1). Здесь $e(\tau)$ – единственная компонента метрики, называемая *смещением координатного параметра эволюции*.

Вариация действия по функции $e(\tau)$ даёт уравнения *геометро-*

динамики

$$[e(\tau)d\tau]^2 = dX_{(\alpha)}^2 \equiv dX_{(0)}^2 - dX_{(1)}^2 - dX_{(2)}^2 - dX_{(3)}^2. \quad (2.19)$$

Решая это уравнения относительно $e(\tau)$, получаем

$$e(\tau) = \pm \sqrt{\left(\frac{dX_{(\alpha)}}{d\tau}\right)^2}. \quad (2.20)$$

Нетрудно видеть, что действие геометродинамики (2.17) на этих решениях совпадает с исходным действием релятивистской частицы (2.7) с точностью до знака. Отрицательный знак $e(\tau)$ в (2.20) означает изменение знака массы в действии (2.7), что относится к описанию античастицы. Уравнение (2.19) называется уравнением связи.

Соответствующее действие гамильтоновой теории релятивистской частицы со связью можно получить из (2.17), вводя канонические импульсы $P_\alpha = \partial L_{\text{SR:1915}} / \partial \dot{X}_{(\alpha)}$:

$$S_{\text{SR:1915}} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \left[-P_{(\alpha)} \frac{dX_{(\alpha)}}{d\tau} + \frac{e(\tau)}{2m} \left(P_{(\alpha)}^2 - m^2 \right) \right], \quad (2.21)$$

где $e(\tau)$ – функция смещения координатного параметра эволюции τ определяет, как было сказано выше, геометрический интервал (2.18)

$$ds = e(\tau)d\tau \quad \mapsto \quad s(\tau) = \int_0^\tau d\bar{\tau} e(\bar{\tau}). \quad (2.22)$$

Действие (2.21) и интервал (2.22) инвариантны относительно репараметризации координатного параметра эволюции τ

$$\tau \quad \longrightarrow \quad \tilde{\tau} = \tilde{\tau}(\tau). \quad (2.23)$$

В этом смысле СТО можно назвать одномерной ОТО, где роль группы калибровочных (общекоординатных) преобразований играет группа репараметризации координатного параметра эволюции (2.23). Уравнение для вспомогательной функции смещения $\delta S_{\text{sr}}/\delta e = 0$ даёт гамильтонову связь импульсов частицы $P_{(0)}, P_{(i)}$

$$P_{(0)}^2 - P_{(i)}^2 = m^2, \quad (2.24)$$

называемую соотношением массовой поверхности.

Уравнения движения для переменных $P_{(\alpha)}, X_{(\alpha)}$, полученные вариацией действия (2.21),

$$P_{(\alpha)} = m \frac{dX_{(\alpha)}}{ed\tau} \equiv m \frac{dX_{(\alpha)}}{ds}, \quad \frac{dP_{(\alpha)}}{ds} = 0, \quad (2.25)$$

диффеоинвариантны. Решения этих уравнений в терминах геометрического интервала (2.22) имеют вид обобщения решения уравнений Ньютона (2.3) на пространство Минковского:

$$X_{(\alpha)}(s) = X_{I(\alpha)} + \frac{P_{I(\alpha)}}{m}s, \quad (2.26)$$

где роль параметра эволюции играет геометрический интервал времени, а $P_{I(\alpha)}, X_{I(\alpha)}$ есть начальные данные всех четырёх переменных в точке $s = 0$:

$$X_{(\alpha)}(s = 0) = X_{I(\alpha)}. \quad (2.27)$$

Новыми фактами по сравнению с механикой Ньютона являются связь импульсов (2.24), временная компонента решения уравнений движения (2.26) и начальные данные $X_{I(0)}$ времени как переменной.

2.2.4 Редукция геометродинамики к теории Эйнштейна 1905 г.

Действие (2.21) и интервал (2.22) определяют *геометродинамику* частицы. Особенностью такой *геометродинамики* частицы является наличие в каждой системе отсчёта двух диффеоинвариантных времениподобных величин: времени как *геометрического интервала*, измеряемого наблюдателем на мировой линии, и времени как *динамической переменной*, измеряемой внешним наблюдателем.

Физическая интерпретация решений уравнений *геометродинамики* (2.24) и (2.26) определяется выбором конкретной лоренцевой системы отсчёта $P_\mu = (P_{(0)}, P_{(i)})$, называемой системой покоя наблюдателя. В этой системе покоя решение уравнения связи (2.24) относительно нулевой компоненты импульса $P_{(0)}$

$$P_{(0)\pm} = \pm \sqrt{P_{(i)}^2 + m^2} = \pm H \quad (2.28)$$

является гамильтоновой функцией для пространственных динамических переменных $[P_{(i)}, X_{(i)}]$, образующих *редуцированное фазовое пространство* [10], согласно принципу соответствия с механикой Ньютона, а соответствующая переменная $X_{(0)}$ является временем эволюции этих пространственных переменных, измеряемым наблюдателем в его системе покоя.

В данной лоренцевой системе отсчёта временная компонента решения (2.26)

$$X_{(0)}(s) - X_{I(0)} = \frac{P_{(0)\pm}}{m} s. \quad (2.29)$$

расширенной системы, названной нами выше *геометродинамикой*,

не имеет аналога в механике Ньютона, формула (2.29) описывает чисто релятивистский эффект отношения двух указанных выше времениподобных величин: времени как *динамической* переменной $X_{(0)}$ и времени как *геометрического* интервала s :

$$s = [X_{(0)} - X_{I(0)}] \frac{m}{P_{(0)\pm}}. \quad (2.30)$$

Мы будем называть это уравнение *геометрическим соотношением* двух времён релятивистской частицы: времени как переменной $[X_{(0)}]$ и времени как интервала s . Подстановка *геометрического соотношения* (2.30) в пространственную часть решения (2.26)

$$X_{(i)}(s) = X_{I(i)} + \frac{P_{(i)}}{m} s \quad (2.31)$$

даёт описание динамики релятивистской частицы в *редуцированном фазовом пространстве* $[P_{(i)}, X_{(i)}]$ относительно времени – как переменной $[X_{(0)}]$

$$X_{(i)} = X_{I(i)} + \frac{P_{(i)}}{P_{(0)+}} [X_{(0)} - X_{I(0)}]. \quad (2.32)$$

Таким образом, *геометродинамика* в определённой системе отсчёта разделяется на *динамику* частицы без связей (2.32) и *геометрию* (2.31), которая описывает чисто релятивистские эффекты динамическими уравнениями движения в одной этой системе отсчёта [8, 9].

Действие (2.13), описывающее *динамику* частицы, можно получить подстановкой в действие *геометродинамики* (2.21) решения связи (2.28). Такая подстановка даёт также действие частицы с “отрицательной энергией” в (2.28):

$$S_{\text{SR:1915}}|_{P_{(0)}=P_{(0)-}} = \int_{X_{(0)}}^{X_{(0)I}} d\bar{X}_0 \left[-P_{(i)} \frac{dX_{(i)}}{d\bar{X}_{(0)}} - \sqrt{P_{(i)}^2 + m^2} \right]. \quad (2.33)$$

Решение уравнений, соответствующих этому действию, имеет вид

$$X_{(i)} = X_{I(i)} + \frac{P_{(i)}}{P_{(0)-}} [X_{I(0)} - X_{(0)}(s)] = X_{(i)} + \frac{P_{(i)}}{P_{(0)+}} [X_{(0)}(s) - X_{I(0)}]. \quad (2.34)$$

Решение проблемы отрицательной энергии даётся в квантовой теории поля [11].

2.2.5 Квантовая аномалия геометрического интервала

Напомним, что квантовая релятивистская механика определяется как квантование гамильтоновой связи (2.24): $(P_{(0)})^2 - (P_{(i)})^2 = m^2$ с помощью замены импульсов частицы $P_{(\alpha)} = (P_{(0)}, P_{(i)})$ их операторами: $\hat{P}_{(\alpha)} = -i\partial_{(\alpha)}$. Результат такого квантования описывается уравнением Клейна – Гордона – Фока на волновую функцию

$$\left[(\hat{P}_{(\alpha)})^2 - m^2 \right] \Psi [P_{(\alpha)} | X_{(\alpha)}] = 0 \quad (2.35)$$

как квантового аналога уравнения связи (2.24). Нормированное решение этого уравнения имеет вид суммы двух слагаемых

$$\begin{aligned} \Psi [P_{(\alpha)} | X_{(\alpha)}] &= \quad (2.36) \\ &= \frac{1}{\sqrt{2|P_{(0)}|}} \left[a^+ \Psi_{P_{(0)+}} \theta(X_{(0)} - X_{I(0)}) + a^- \Psi_{P_{(0)-}}^* \theta(X_{I(0)} - X_{(0)}) \right] \end{aligned}$$

с коэффициентами a^+, a^- , в соответствии с двумя классическими решениями уравнения связи (2.24) с положительной и отрицательной энергиями (2.28).

В теории поля это решение (2.36) называют унитарным неприводимым представлением группы Пуанкаре [11].

В квантовой теории поля (которая формулируется как квантование коэффициентов a^+ , a^- , то есть как вторичное квантование релятивистской частицы [11]), чтобы убрать отрицательные энергии $-|P_{(0)}|$ и тем самым обеспечить стабильность квантовой системы, коэффициент a^+ трактуют как оператор рождения частицы с положительной энергией, а коэффициент a^- – как оператор уничтожения частицы также с положительной энергией¹. Такая трактовка эквивалентна постулату существование вакуума как состояния с наиминшей энергией в пространстве событий. Постулат существования вакуума означает ограничение классического движения частицы в пространстве событий, так что частица с $P_{(0)+}$ движется вперед, а частица с $P_{(0)-}$ – назад:

$$P_{(0)+} \rightarrow X_{I(0)} \leq X_{(0)}; \quad P_{(0)-} \rightarrow X_{I(0)} \geq X_{(0)}. \quad (2.37)$$

Возникает вопрос: “Какие следствия для геометрического интервала (2.22) s имеет причинное квантование (2.36) с указанным выше ограничением движения частицы (2.37)?”

Чтобы ответить на этот вопрос о следствии причинного квантования для геометрического интервала, сделаем преобразования Лоренца координат частицы в системе покоя к сопутствующей системе координат $[\bar{X}_{(0)}|\bar{X}_{(i)}]$, где $\bar{P}_{(i)} = 0, \bar{P}_{(0)\pm} = \pm m$. Из (2.30) и (2.37) следует, что сопутствующее время $\bar{X}_{(0)}$ связано с геометрическим интервалом s соотношением

$$s(\bar{X}_{(0)}|\bar{X}_{I(0)}) = \quad (2.38)$$

¹При этом, в квантовой теории, заодно, даётся и интерпретация начального данного $X_{I(0)}$ как точки, где частица рождается, или уничтожается.

$$= (\bar{X}_{(0)} - \bar{X}_{I(0)})\theta(\bar{X}_{(0)} - \bar{X}_{I(0)})\theta(\bar{P}_{(0)}) + (\bar{X}_{I(0)} - \bar{X}_0)\theta(\bar{X}_{I(0)} - \bar{X}_{(0)})\theta(-\bar{P}_{(0)}).$$

Полученное выражение для геометрического интервала s в квантовой теории поля выглядит как причинная функция Грина от сопутствующего времени, удовлетворяющая уравнению:

$$\frac{d^2 s(\bar{X}_{(0)} | \bar{X}_{I(0)})}{d\bar{X}_{(0)}^2} = \delta(\bar{X}_{(0)} - \bar{X}_{I(0)}). \quad (2.39)$$

Отсюда видно, что следствием постулата существования вакуума как состояния с минимальной энергией является положительная стрела геометрического времени $s \geq 0$, которая ведёт к существованию абсолютной точки отсчёта этого времени $s = 0$. Положительная стрела означает нарушение симметрии классической теории относительно преобразования s на $-s$. Нарушение симметрии квантовой теории в сравнении с классической симметрией называется квантовой аномалией².

Вторичное квантование любой релятивистской системы с постулатом существования вакуума (как физического состояния с минимальной энергией) ведёт к абсолютной точке отсчёта геометрического интервала времени $s = 0$ в этой системе. Вопрос о том, что было до рождения квантовой релятивистской частицы, или Вселенной, для наблюдателя, измеряющего это время $s = 0$, не имеет физического смысла, так как в квантовой релятивистской Вселенной время

²Аномалия, связанная с дираковскими полями, также следует из постулата существования вакуума. Впервые этот факт был обнаружен П. Йорданом [12] и затем переткрыт многими авторами, см. [13]. Постулат существование вакуума подтверждается целым рядом экспериментально наблюдаемых явлений, в том числе аномальными распадами псевдоскалярных связанных состояний (нейтрального пиона и парапозитрония) на два фотона.

рождается вместе с ней как следствие стабильности квантовой Вселенной.

Мы видели, что в квантовой теории после первичного и вторичного квантований в каждой системе отсчёта существуют два измеряемых времени: *абсолютное* собственное время релятивистского объекта (2.38), измеряемое внутренним наблюдателем на мировой линии, и *относительное* время $[X_{(0)}]$ в пространстве событий $[X_{(0)}, X_{(j)}]$, измеряемое внешним наблюдателем. Эти два времени (абсолютное и относительное) в квантовой теории не могут быть отождествлены друг с другом. Поэтому, так называемый *парадокс близнецов*, неразрешимый в классической релятивистской механике, в квантовой теории поля не имеет места.

2.2.6 Относительность как принцип калибровочной симметрии

Сделаем сравнение диффеоинвариантного метода описания динамики полей [8, 9] с диффео - инвариантным методом, в котором предполагается, что координатное время τ становится наблюдаемым³. Предположение наблюдаемости координатного времени τ в рассматриваемом случае СТО означает использование синхронной калиб-

³Именно, это предположение наблюдаемости координатного времени x^0 используется в ОТО в модели островной Вселенной [14], или в так называемой теории глобального времени (Бурланков, Д.Е.: *Тяготение и абсолютное пространство. Работы Нильса Бьёрна (1865 – 1909)*. Усп. Физ. Наук. **174**, 899 (2004)).

ровки $e(\tau) = 1$, которая подставляется прямо в действие (2.21):

$$S_{\text{SR}} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \left[-P_{(\alpha)} \frac{dX_{(\alpha)}}{d\tau} + \frac{e(\tau)}{2m} \left(P_{(\alpha)}^2 - m^2 \right) \right]. \quad (2.40)$$

В результате возникает теория без связи

$$S_{\text{SR}}|_{[e=1]} = \quad (2.41)$$

$$= \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \left[P_{(i)} \frac{dX_{(i)}}{d\tau} - P_{(0)} \frac{dX_{(0)}}{d\tau} - \frac{1}{2m} \left(-P_{(0)}^2 + P_{(i)}^2 + m^2 \right) \right].$$

Теория (2.41) с точки зрения квантования описывает нестабильную систему, так как имеет переменную $X_{(0)}$ с отрицательным вкладом в энергию

$$E = \frac{1}{2m} (-P_{(0)}^2 + P_{(i)}^2 + m^2),$$

область определения которой задана в интервале $(-\infty < E < \infty)$. Действие частицы на трёхмерной гиперповерхности, полученной наложением условия $P_{(0)} = 0$ (в ОТО аналогичное ограничение называется минимальной поверхностью [14]) совпадает, с точностью до несущественной константы, с действием Ньютона

$$S_{\text{SR}}|_{[e=1, P_{(0)}=0]} = S_{\text{Newton}} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \left[P_{(i)} \dot{X}_{(i)} - \frac{P_{(i)}^2}{2m} \right]. \quad (2.42)$$

и с действием Эйнштейна в СТО (2.13) в нерелятивистском пределе, когда время в покое $X_{(0)}$ совпадает с интервалом времени s . При ограничении $P_{(0)}^2 = P_{(i)}^2 + m^2$ теория (2.41) превращается в СТО, где восстанавливается калибровочная симметрия.

После работ Пуанкаре [3] и Эйнштейна [4] стало ясным, что в релятивистской механике, в отличие от классической физики, для

полного описания движения частицы требуются как минимум два наблюдателя: один покоится, второй движется вместе с частицей. Например, каждый из эйнштейновских наблюдателей измеряет своё время жизни нестабильной частицы. Время является *относительным* по отношению к системе отсчёта. Эйнштейн описывал эту *относительность* двух времен как чисто релятивистский эффект кинематически, с помощью лоренц-преобразования переменных из неподвижной системы отсчёта в движущуюся вместе с частицей. Мы убедились, что существует такое *геометродинамическое* обобщение динамики Пуанкаре – Эйнштейна на калибровочную теорию со связью (2.21), которая позволяет описать эту *относительность* двух времён как следствие решения динамических уравнений, а не кинематических лоренцевых преобразований. Такое *геометродинамическое* описание даёт принципиально новый смысл относительности двух времён как *соотношения* между динамическим параметром эволюции частицы $X_{(0)}$ и её геометрическим интервалом s (2.22). Мы увидим в дальнейшем, что в модели Фридмана аналогичное соотношение описывает закон Хаббла.

2.3 Однородная изотропная модель Вселенной, заполненной радиацией

Рассмотрим однородную изотропную модель Вселенной, которая заполнена радиацией. В системе координат, предложенной Фридма-

ном, метрика имеет вид

$$ds^2 = dt^2 - a^2(t)(d\mathbf{x})^2. \quad (2.43)$$

Здесь в качестве координатного времени x^0 принято t — *мировое время Фридмана*,

$$r = \sqrt{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}$$

— *координатное* расстояние до рассматриваемого объекта, $a(t)$ — масштабный фактор. Из интервала (2.43) для направлений, лежащих на световом конусе

$$dt = a(t)dr,$$

получаем соотношение между координатным расстоянием и *конформным временем* η :

$$r(\eta) = \int_{t_I}^{t_0} \frac{dt}{a(t)} \equiv \eta_0 - \eta, \quad (2.44)$$

где η_0 — современное значение конформного времени, для которого принято $a(\eta_0) = 1$, а η — время излучения фотона атомом на космическом объекте, находящемся на координатном расстоянии r от Земли. Отсюда следует, что η равно разности между современным значением конформного времени η_0 и временем пролёта фотона до Земли, совпадающего с координатным расстоянием:

$$\eta = \eta_0 - r. \quad (2.45)$$

Действие Гильберта гравитационного поля, взаимодействующего с радиацией, плотность которой ρ_{rad} ,

$$W_{\text{H}} = - \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{R(g)}{6} + \rho_{\text{rad}} \right]$$

с учётом симметрии интервала (2.43) примет вид:

$$W_H = -V_0 \int dx^0 N_0 \left[\left(\frac{da}{N_0 dx^0} \right)^2 + \rho_{rad} \right] = \int dx^0 L, \quad (2.46)$$

где L — лагранжиан модели. При выводе действия (2.46) мы сохранили однородную функцию смещения

$$N(x^0) = a^{-1} \sqrt{g_{00}}$$

и группу репараметризации координатного времени

$$x^0 \rightarrow \tilde{x}^0 = \tilde{x}^0(x^0),$$

относительно которой конформное время

$$d\eta = N_0(x^0) dx^0$$

является инвариантом.

Далее, для формулировки модели в гамильтоновом виде, выразим из лагранжиана (2.46) импульс, канонически сопряжённый обобщённой координате a

$$P_a = \frac{\partial L}{\partial(da/dx^0)} = -2V_0 \frac{da}{N_0 dx^0} \equiv -2V_0 \frac{da}{d\eta}, \quad (2.47)$$

и получаем действие в гамильтоновой форме

$$W_H = \int dx^0 \left(P_a \frac{da}{dx^0} - N_0 \left[-\frac{P_a^2}{4V_0} + V_0 \rho_{rad} \right] \right). \quad (2.48)$$

Из действия (2.48) следует уравнение гамильтоновой связи

$$\frac{\delta W_H}{\delta N_0} = 0 : \quad \frac{P_a^2}{4V_0} = V_0 \rho_{rad}. \quad (2.49)$$

Закон Хаббла

$$\left(\frac{da}{d\eta}\right)^2 = \rho_{\text{rad}}$$

следует из формул (2.47), (2.49). Решением дифференциального закона Хаббла является интервал

$$\eta_0 - \eta_I = \int_{a_I}^{a_0} \frac{da}{\sqrt{\rho_{\text{rad}}}} = \frac{(a_0 - a_I)}{\sqrt{\rho_{\text{rad}}}}. \quad (2.50)$$

Разрешим уравнение (2.49) относительно импульса P_a , который выполняет роль генератора эволюции в пространстве событий согласно аналогии Уилера между релятивистской частицей и релятивистской минивселенной. Окончательно получаем формулу для нахождения энергии рассматриваемой модели Вселенной

$$P_a = \pm E; \quad E = 2V_0\sqrt{\rho_{\text{rad}}}. \quad (2.51)$$

Здесь также как и в релятивистской механике возникают два значения энергии. От отрицательной энергии мы избавляемся с помощью первичного и вторичного квантования уравнения связи. Таким путём мы построим волновую функцию Вселенной. Волновая функция удовлетворяет уравнению Уилера — Де Витта

$$\left[\frac{d^2}{(da)^2} + 4V_0^2 \rho_{\text{rad}} \right] \Psi_U(a) = 0 \quad (2.52)$$

и может быть разложена по базисным функциям унитарного неприводимого представления группы трансляции масштабного фактора

$$\begin{aligned} \Psi_U(a) = & \quad (2.53) \\ = & \frac{1}{\sqrt{2|E|}} [A_U^+ \exp\{\iota Ea\}\theta(a_{(0)} - a_{I(0)}) + A_U^- \exp\{-\iota Ea\}\theta(a_{I(0)} - a_{(0)})] \end{aligned}$$

по аналогии с волновой функцией квантовой релятивистской частицы (2.36), являющейся представлением группы Пуанкаре. После вторичного квантования коэффициенты разложения A_U^+ и A_U^- приобретают смысл операторов рождения и уничтожения Вселенных. В Стандартной космологии эта волновая функция описывает Вселенную в эпоху доминантности радиации, где плотность $\rho(a)$ отражает число фотонов во Вселенной $\sim 10^{87}$ и их среднюю энергию, которая соответствует длине волны ~ 1 мм. Причинное квантование ведёт к положительной стреле конформного времени (2.50). Тем самым, в рамках причинного квантования, решается одна из основных проблем космологии – проблема стрелы времени.

2.4 Стандартные модели Вселенной

Рассмотрим дифференциальное уравнение эволюции масштаба $a(\eta)$ плоской Вселенной

$$\left[\frac{da}{d\eta} \right]^2 = \rho_c(a), \quad (2.54)$$

заполненной однородной материей. Зависимость конформной плотности $\rho_c(a)$ от масштаба $a(\eta)$ задаётся формулой:

$$\rho_c(a) = \rho_{\text{rigid}} a^{-2} + \rho_{\text{rad}} + \rho_M a + \rho_\Lambda a^4, \quad (2.55)$$

где ρ_{rigid} описывает изотропный вклад сверхжёсткого уравнения состояния, для которого плотность равна давлению

$$\rho_{\text{rigid}} = p_{\text{rigid}}, \quad (2.56)$$

ρ_{rad} в стандартном подходе описывают радиационную эпоху первичного нуклеосинтеза, а ρ_M и ρ_Λ описывают современную эпоху.

Для каждого из этих состояний можно найти решения уравнения (2.54) в терминах конформного времени η с начальными данными

$$\begin{aligned} a(\eta_0) &= 1, & a'(\eta_0) &= H_0 : \\ a_{\text{rigid}}(\eta) &= \sqrt{1 - 2H_0 r}, & a_{\text{rad}}(\eta) &= 1 - H_0 r, \\ a_M(\eta) &= \left[1 - \frac{1}{2}H_0 r\right]^2, & a_\Lambda(\eta) &= \frac{1}{1 + H_0 r}, \end{aligned} \quad (2.57)$$

где $r = \eta_0 - \eta$.

В наблюдательной космологии плотность (2.55) выражается в терминах современного значения критической плотности ρ_{cr} :

$$\rho_c(a) = \rho_{\text{cr}}\Omega(a), \quad (2.58)$$

$$\Omega(a) = \Omega_{\text{rigid}}a^{-2} + \Omega_{\text{rad}} + \Omega_M a + \Omega_\Lambda a^4 \quad (2.59)$$

и относительных плотностей Ω_{rigid} , Ω_{rad} , Ω_M , Ω_Λ , удовлетворяющих условию [15]

$$\Omega_{\text{rigid}} + \Omega_{\text{rad}} + \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1.$$

Учитывая эти соотношения, уравнение эволюции масштаба (2.55) на геодезической светового луча $dr/d\eta = -1$ после подстановки $a = 1/(1+z)$ и $\eta = \eta_0 - r$ можем представить в виде

$$\frac{1}{H_0} \frac{dz}{dr} = (1+z)^2 \sqrt{\rho_{\text{cr}} [\Omega_{\text{rigid}}(1+z)^2 + \Omega_{\text{rad}} + \Omega_M(1+z)^{-1} + \Omega_\Lambda(1+z)^{-4}]},$$

где $H_0 = \sqrt{\rho_{\text{cr}}}$. Решение этого уравнения

$$H_0 r(z) = \int_1^{1+z} \frac{dx}{\sqrt{\Omega_{\text{rigid}}x^6 + \Omega_{\text{rad}}x^4 + \Omega_M x^3 + \Omega_\Lambda}} \quad (2.60)$$

определяет координатное расстояние как функцию красного смещения z , из которого следуют формулы (2.57) для каждого состояния.

Соотношение (2.60) используют для определения уравнения состояния материи во Вселенной по данным астрофизических измерений красного смещения в предположении плоского пространства. Формула (2.60) универсальна для всех эталонов измерения. Фридмановское расстояние $R(z)$ в Стандартной космологии связано с конформным расстоянием $r(z)$ в Конформной космологии соотношением

$$R(z) = a(z)(\eta_0 - \eta) = a(z)r(z), \quad a = \frac{1}{1+z}, \quad (2.61)$$

следующим из определения метрики

$$ds^2 = a^2(\eta) [d\eta^2 - (d\mathbf{r})^2]$$

и соотношения (2.45). Формулы (2.60) и (2.61) являются основой наблюдательной космологии (см., например, [16]).

Таким образом, разные эталоны для одних и тех же данных по зависимости красного смещения от расстояния соответствуют разным уравнениям состояния материи во Вселенной.

2.5 Выводы

Для описания релятивистских моделей эволюции частицы и однородной Вселенной здесь был использован вариационный принцип Гильберта, основанный на действии со связями и геометрическом интервале как исходных величинах всякой релятивистской теории.

При таком описании возникают три времени. Первое из них есть координатный параметр эволюции τ как объект диффеоморфизмов (в данном случае — репараметризации времени). Второе — геомет-

рический интервал s как диффеоинвариант. Третье — диффеоинвариантный параметр эволюции в пространстве событий $X_{(0)}$. Для частицы — это временная координата пространства Минковского, для Вселенной — космологический масштабный фактор.

Уравнения связи дают отношения между вторым и третьим параметрами эволюции, известными в космологии как закон Хаббла. Первичное и вторичное квантование гамильтоновой связи ведёт к стреле геометрического интервала времени s . Стрела времени возникает как квантовая аномалия, или как следствие постулата существования вакуума, то есть состояния с наименьшей энергией.

Таким образом, в классической механике у Ньютона было только одно *абсолютное* время t . В классической релятивистской механике принято считать, начиная с Эйнштейна, что в каждой системе отсчёта своё *относительное* время $X_{(0)}$. Мы видели, что в квантовой теории поля (после первичного и вторичного квантований) в каждой системе отсчёта существуют два измеряемых времени: абсолютное собственное время релятивистского объекта как геометрический интервал и относительное время в пространстве событий внешнего наблюдателя. В квантовой теории *абсолютное* время как интервал выделено, поскольку имеет начало и положительную стрелу. Это *абсолютное* время нельзя отождествить с *относительным* временем наблюдателя. Поэтому парадокс близнецов в квантовой теории не имеет места.

Внутренняя логика построения любой физической теории повторяет логику исторического развития всей физики: вначале классическая физика, затем квантовая. Прохождение какой-либо теории (на-

пример, физики сильных взаимодействий) в процессе теоретического построения через все этапы истории физики вовсе не означает, что эта теория на всех этапах имеет последовательную интерпретацию и предназначена для описания реальных физических явлений. Многие неразрешимые парадоксы и тупиковые ответвления теоретической физики возникают часто именно из-за попыток интерпретации физической теории на одном из промежуточных этапов как реальной теории. Существуют, например, попытки построить последовательную релятивистскую одно- или двухчастичную квантовую теорию или релятивистскую классическую теорию (без квантования).

Квантовая релятивистская частица описывается неприводимым унитарным представлением группы Пуанкаре. При описании квантовой релятивистской Вселенной возникают следующие вопросы. Можно ли сопоставить волновой функции Вселенной унитарное неприводимое представление какой-либо группы? Какие квантовые эффекты (типа стрелы времени) появятся при квантовом описании Вселенной?

Чтобы ответить на эти вопросы, в следующей Главе мы рассмотрим возможные группы симметрии, связанные с теорией гравитации и космологическими моделями.

Литература

[1] Einstein, A.: *Die relativitätstheorie*. 1, **56**, Naturforsch. Gesellschaft, Vierteljahresschrift, Zürich, Jahrg. (1911).

[Эйнштейн, А.: *Теория относительности*. Собр. научн. трудов под ред. И.Е. Тамма, Я.И. Смородинского, Б.Г. Кузнецова. Наука, Москва. **I**, 175 (1965)]

[2] Minkowski, H.: *Space and Time. Minkowski's Papers on Relativity*. Minkowski Institute Press (2012)

[3] Poincaré, H.: *Sur la dynamique de l'électron*. Rendiconti del Circolo matematico di Palermo. **21**, 129 (1906).

[Принцип относительности. Сборник работ классиков релятивизма. Под ред. В.К. Фредерикса и В.В. Иваненко. ОНТИ, Москва. 51 (1935)]

[4] Einstein, A.: *Zur elektrodynamik der bewegter körper*. Anal. d. Phys. 891, **17** (1905).

[Эйнштейн, А.: *К электродинамике движущихся тел*. Собр. научн. трудов под ред. И.Е. Тамма, Я.И. Смородинского, Б.Г. Кузнецова. Наука, Москва. **I**, 7 (1965)]

- [5] Einstein, A.: *Die feldgleichungen der gravitation*. Sitzungsber. preuss. Akad. Wiss. **48**, 844 (1915).
- [Эйнштейн, А.: *Уравнения гравитационного поля*. Собр. научн. трудов под ред. И.Е. Тамма, Я.И. Смородинского, Б.Г. Кузнецова. Наука, Москва. **I**, 448 (1965)]
- [6] Hilbert, D.: *Die gründlangen der physik*, Nachrichten von der Kön. Gesellschaft der Wiss. Göttingen, Math.-phys. Kl., **3**, 395 (1915).
- [Гильберт, Д.: *Основания физики*. Сб. статей: Вариационные принципы механики. Под ред. Л.С. Полака. Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, Москва. 589 (1959)]
- [7] Уилер, Дж. А.: *Предвидение Эйнштейна*. Мир, Москва (1970)
- [8] Pawlowski, M., Pervushin, V.N.: *Reparametrization-invariant path integral in GR and “Big Bang” of quantum Universe*. Int. J. Mod. Phys. **16**, 1715 (2001).
- [hep-th/0006116]
- [9] Барбашов, Б.М., Первушин, В.Н., Проскурин, Д.В.: *Физические координаты как динамические переменные в релятивистских теориях*. Теор. Мат. Физ. **132**, 181 (2002)
- [10] Ланцош, К.: *Вариационные Принципы Механики*. Мир, Москва (1965)
- [11] Боголюбов, Н.Н., Ширков, Д.В.: *Введение в Теорию Квантованных Полей*. Наука, Москва (1973)

- [12] Jordan, P.: *Zur neutrinotheorie des lichtes*. Z. Phys. **93**, 464 (1935)
- [13] Первушин, В.Н.: *О физическом вакууме в КХД*. ЭЧАЯ. **15**, 1073 (1984).
- Илиева, Н., Первушин, В.Н.: *Минимальное квантование двух размерных калибровочных теорий*. ЭЧАЯ. **22**, 573 (1991)
- [14] Фаддеев, Л.Д., Попов, В.Н.: *Ковариантное квантование гравитационного поля*. Усп. Физ. Наук. **111**, 427 (1973)
- [15] Bahcall, N.A., Ostriker, J.P., Perlmutter, S., and Steinhardt, P.J.: *The cosmic triangle: revealing the state of the Universe*. Science, **284**, 1481 (1999).
- [arXiv: astro-ph/9906463]
- [16] Narlikar, J.V.: *Introduction to Cosmology*. Jones and Bartlett, Boston (1983)

Глава 3

Принципы симметрии физических теорий

3.1 Неприводимые представления группы Лоренца

Группа Лоренца определяется из требования инвариантности скорости света во всех инерциальных системах отсчёта. Она является обобщением группы преобразований Галилея и включает преобразования, перепутывающие пространственные и временные координаты частицы. Множество линейных преобразований, сохраняющих инвариантным форму интервала

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 \equiv (dx_0)^2 - (dx_1)^2 - (dx_2)^2 - (dx_3)^2,$$

называется группой Лоренца. Преобразования группы задаются как

$$x'_\mu = \Lambda_{\mu\nu} x_\nu, \quad (3.1)$$

где $\Lambda \in O(3, 1)$. Введём эрмитовы генераторы преобразований Лоренца

$$L_{\mu\nu} = \imath(x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu).$$

Генераторы $L_{\mu\nu}$ образуют алгебру Ли $so(3, 1)$:

$$[L_{\mu\nu}, L_{\rho\tau}] = \imath(g_{\mu\rho}L_{\nu\tau} - g_{\mu\tau}L_{\nu\rho} - g_{\nu\rho}L_{\mu\tau} + g_{\nu\tau}L_{\mu\rho}). \quad (3.2)$$

Наиболее общее представление операторов, удовлетворяющих перестановочным соотношениям (3.2), имеет вид

$$M_{\mu\nu} \equiv \imath(x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu) + \Sigma_{\mu\nu},$$

где спиновые операторы $\Sigma_{\mu\nu}$ образуют ту же алгебру Ли (3.2) и коммутируют с операторами $L_{\mu\nu}$. Эрмитовы генераторы M_{ij} образуют алгебру вращений $su(2)$:

$$[M_{ij}, M_{kl}] = -\imath\delta_{jk}M_{il} + \imath\delta_{ik}M_{jl} + \imath\delta_{jl}M_{ik} - \imath\delta_{il}M_{jk}. \quad (3.3)$$

Введём операторы поворотов

$$J_i \equiv \frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}L_{jk},$$

где ε_{ijk} —символ Леви-Чивиты, антисимметричный по всем индексам, и операторы бустов

$$K_i \equiv L_{0i}.$$

Из алгебры (3.2) получаем

$$[J_i, J_j] = \imath\varepsilon_{ijk}J_k, \quad [K_i, K_j] = -\imath\varepsilon_{ijk}J_k, \quad [J_i, K_j] = \imath\varepsilon_{ijk}K_k. \quad (3.4)$$

Перестановочные соотношения (3.4) можно расцепить, введя линейные комбинации

$$N_i \equiv \frac{1}{2}(J_i + \iota K_i), \quad N_i^+ \equiv \frac{1}{2}(J_i - \iota K_i)$$

с алгеброй

$$[N_i, N_j^+] = 0, \quad [N_i, N_j] = \iota \varepsilon_{ijk} N_k, \quad [N_i^+, N_j^+] = \iota \varepsilon_{ijk} N_k^+. \quad (3.5)$$

Следовательно, в новых образующих, алгебра Ли (3.2) представляется в виде прямой суммы комплексно-сопряжённых спиновых алгебр: $su(2) \oplus su(2)$.

Имеются два оператора Казимира $N_i N_i$, $N_i^+ N_i^+$, принадлежащие универсальной обёртывающей алгебре $[1, 2]$ с собственными значениями $n(n+1)$ и $m(m+1)$. Состояния внутри представления различаются по собственным значениям операторов алгебр N_3 и N_3^+ . Согласно лемме Шура, операторы, коммутирующие со всеми образующими алгебры, пропорциональны единичным. Следовательно, полученные представления можно занумеровать парой чисел (n, m) , которые принимают целые и полуцелые значения: $n, m = 0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots$

Рассмотрим для примера следующие представления, комбинирующиеся из пары целых и полуцелых чисел:

1. $(0, 0)$: спин равен нулю — скалярная или псевдоскалярная частица;
2. $(1/2, 0)$: спин равен $1/2$, левый вейлевский спинор;
3. $(0, 1/2)$: спин равен $1/2$, правый вейлевский спинор;
4. $(0, 1/2) \oplus (1/2, 0)$: дираковский спинор;
5. $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2) = (0, 0) \oplus (1, 0)$: В этом случае скалярное произведение даётся антисимметричным произведением. Новое пред-

ставление $(1,0)$ описывается антисимметричным самодуальным тензором второго ранга. Представление $(0,1)$ отвечает антисамодуальному тензору;

6. $(0, 1) \oplus (1, 0)$: максвелловский тензор напряжённости электромагнитного поля.

3.2 Неприводимые представления группы Пуанкаре

Дополнительное требование инвариантности поведения изолированной физической системы по отношению к однородным трансляциям в пространстве и во времени приводит к обобщению шестипараметрической группы Лоренца (3.1) до десятипараметрической группы Пуанкаре [1]

$$x'_\mu = \Lambda_{\mu\nu} x_\nu + a_\mu, \quad (3.6)$$

где $\Lambda_{\mu\nu} \in SO(3, 1)$, $a_\mu \in \mathbb{R}$.

Эрмитовы генераторы трансляций $P_\mu = -i\partial_\mu$ коммутируют друг с другом:

$$[P_\mu, P_\nu] = 0, \quad (3.7)$$

но не коммутируют с генераторами группы Лоренца:

$$[M_{\mu\nu}, P_\rho] = -ig_{\mu\rho}P_\nu + ig_{\nu\rho}P_\mu. \quad (3.8)$$

Алгебра Пуанкаре является полупрямой суммой идеала¹ и алгебры Лоренца $so(3, 1)$. Как упоминалось выше, все неприводимые пред-

¹В теории алгебр Ли идеалом называется максимальная коммутативная подалгебра.

ставления характеризуются собственными значениями операторов Казимира, которые коммутируют со всеми генераторами алгебры группы.



Юджин Вигнер (17 ноября 1902, Будапешт — 1 января 1995, Принстон, США) — американский физик и математик венгерского происхождения, лауреат Нобелевской премии по физике в 1963 г. “за вклад в теорию атомного ядра и элементарных частиц, особенно с помощью открытия и приложения фундаментальных принципов симметрии” (совместно с Марией Гёпферт-Майер и Хансом Йенсеном). Он исследовал теорию симметрий в квантовой механике. Позднее, в конце 1930-х годов, распространил свои исследования на атомное ядро. Вигнером была разработана теория неприводимых представлений группы Пуанкаре как теория классификации элементарных частиц.

Оператором Казимира является квадрат оператора четырёхимпульса $P_\mu P^\mu$ в силу его инвариантности по отношению к преобразованиям Лоренца. Второй оператор Казимира строится из вектора Паули–Любанского W^μ :

$$W^\mu \equiv \frac{1}{2} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} P_\nu M_{\rho\sigma}, \quad (3.9)$$

где $\varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ — антисимметричный символ Леви–Чивита. Учитывая (3.7)

и (3.8), получаем перестановочные соотношения для вектора:

$$[W_\mu, P_\nu] = 0, \quad [M_{\mu\nu}, W_\rho] = -ig_{\mu\rho}W_\nu + ig_{\nu\rho}W_\mu. \quad (3.10)$$

Отсюда видно, что квадрат длины вектора $W^\mu W_\mu$ является оператором Казимира. Вигнеровские представления бесконечномерны, что отвечает неограниченным импульсам.

Физически интересными являются следующие представления группы.

1. Собственное значение оператора $P_\mu P^\mu \equiv m^2$ является вещественным положительным числом. Собственное значение оператора $W^\mu W_\mu$ равно $-m^2 s(s+1)$, где s —спин, принимающий значения $s = 0, 1/2, 1, \dots$. Состояния внутри представления различаются третьей компонентой спина $s_3 = -s, -s+1, \dots, s-1, s$ и непрерывными собственными значениями p_i . Состоянию соответствует частица с массой m , спином s , трёхмерным импульсом p_i и проекцией спина s_3 . Массивные частицы со спином s имеют $2s+1$ степеней свободы.

2. Собственное значение оператора $P^\mu P_\mu$ равно нулю, что соответствует частице с нулевой массой покоя. Собственное значение оператора $W^\mu W_\mu$ равно нулю. Скалярное произведение операторов P^μ и W^μ равно нулю: $P^\mu W_\mu = 0$. Коэффициент пропорциональности называется спиральностью и равен $\pm s$, где $s = 0, 1/2, 1, \dots$ —спин представления. Примеры частиц: фотон со спином 1 и двумя состояниями со спиральностью ± 1 , нейтрино со спиральностью $\pm 1/2$ и метрический гравитон с двумя состояниями поляризации ± 2 .

3. Собственное значение оператора $P_\mu P^\mu \equiv m^2$ является вещественным отрицательным числом. Гипотетические частицы с мни-

мой массой называются *тахionsами* [3]. Они широко распространены в физическом мире, проявляясь как квазичастицы в сложных системах, теряющих устойчивость при фазовых переходах. В теории элементарных частиц тахионы делают вакуумное состояние системы неустойчивым, что ведёт к его перестройке, обеспечивая появление масс у элементарных частиц. В Стандартной космологии тахионное неустойчивое состояние вакуума скалярного поля используется в инфляционном сценарии расширения Вселенной. Далее, как мы увидим в Главе 7, в космологических моделях Вселенной гравитоны приобретают тахионную массу, равную постоянной Хаббла.

Классификация полей по группе Пуанкаре отличается от классификации полей по группе Лоренца прежде всего тем, что предполагает выбор системы отсчёта, где временная координата отделяется от пространственных.

В квантовой электродинамике отличие классификации безмассового векторного поля по группе Пуанкаре от его классификации по группе Лоренца состоит в том, что временная и пространственные компоненты поля не равноправны, удовлетворяют разным уравнениям и описывают разные физические явления. В частности, при классификации полей по группе Пуанкаре, временная компонента поля трактуется как кулоновский потенциал зарядов, образующий одно-временные связанные состояния. И только поперечные полевые пространственные компоненты трактуются как независимые электромагнитные волны (фотоны), которые дают радиационные поправки к спектру связанных состояний. В случае свободных безмассовых фотонов можно выбрать систему отсчёта, где накладывается

условие, что скорость продольной компоненты равна нулю, и второе условие, что равна нулю сама продольная компонента. Это последнее условие называют кулоновской калибровкой, или выбором радиационных переменных.

В определённой системе отсчёта массивное векторное поле разделяется на временную компоненту и три пространственных. Временная компонента – нединамическая и играет роль потенциала Юкавы, сопутствующего движению соответствующего заряда. Три пространственные компоненты массивного векторного поля разделяются на две, перпендикулярные направлению волнового вектора, и одну – продольную. Все три компоненты являются независимыми динамическими переменными, описывающими степени свободы с определёнными начальными данными.

В теории гравитации Эйнштейна отделение временной координаты называется $4=3+1$ расщеплением риманова многообразия [4]. Одновременно, в каждой точке риманова многообразия можно построить соответствующее касательное пространство Минковского, где действуют преобразования группы Пуанкаре. В ОТО из десяти компонент метрики только две пространственные компоненты метрики описывают независимые степени свободы гравитонов, в то время как все остальные дают потенциалы Ньютона и их обобщения в ОТО.

3.3 Группа Вейля



Герман Клаус Гуго Вейль (9 ноября 1885, Эльмсхорн, Шлезвиг-Гольштейн, Германская империя — 8 декабря 1955, Цюрих) — немецкий математик. В 1913–1930 годах — профессор Высшей технической школы Цюриха, в 1930–1933 годах — профессор Гёттингенского университета, в 1933 эмигрировал в США, работал в Принстоне в Институте перспективных исследований. Вскоре после создания А. Эйнштейном общей теории относительности стал заниматься единой теорией поля. Хотя объединить тяготение и электромагнетизм не удалось, его теория калибровочной инвариантности приобрела огромное значение. Также Вейль известен применением теории групп к квантовой механике.

Группа Вейля [2] включает вместе с группой Пуанкаре и абелеву группу масштабных преобразований² Теория является масштабно–

²Масштабные преобразования испытала Алиса (Кэрролл, Льюис: *Алиса в Стране Чудес*. Наука, Москва (1991)) для того, чтобы проникнуть в маленькую дверь. Учёные думали об этом, поскольку видели, что в каждой стране приняты свои измерения длин, весов. Так, Галилей, размышляя об инвариантности законов природы относительно изменения масштаба, приводил в книге “Диалог о Двух Новых Науках” следующие соображения. Если размеры животного увеличить в два раза, вес его увеличится в восемь раз, пропорционально объёму. Площадь же поперечного сечения его костей возрастёт в четыре раза, пропорционально

инвариантной, если её классическое действие не содержит размерных констант. Если координаты пространства подвергаются масштабному преобразованию

$$x_\mu \rightarrow x'_\mu = e^\lambda x_\mu, \quad \lambda > 0, \quad (3.11)$$

то скалярные поля будут преобразовываться следующим образом:

$$\varphi(x) \rightarrow \varphi'(x') = e^{\lambda n} \varphi(x), \quad (3.12)$$

где n —конформный вес поля. В инфинитезимальном виде при $\exp(\lambda) \approx 1 + \lambda$ закон преобразования примет вид

$$\begin{aligned} \varphi'(e^\lambda x) &\approx \varphi'(x + \lambda x) \approx \varphi'(x) + \lambda x^\mu \frac{\partial \varphi'}{\partial x^\mu}(x). \\ \delta\varphi \equiv \varphi'(x) - \varphi(x) &= \lambda x^\mu \frac{\partial \varphi'}{\partial x^\mu}(x). \end{aligned} \quad (3.13)$$

Отсюда получаем генератор масштабного преобразования (*генератор дилатации*) D :

$$D \equiv -ix^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu}.$$

Коммутационные соотношения генератора дилатации D с генераторами алгебры Пуанкаре:

$$[D, P_\mu] = -iP_\mu, \quad [D, M_{\mu\nu}] = 0.$$

Одиннадцатипараметрическая алгебра Ли группы Вейля является алгеброй дифференцирований алгебры Ли группы Пуанкаре. Представления группы Вейля характеризуются целыми и полуцелыми

квадрату размера. Следовательно, они смогут выдерживать только четырёхкратную нагрузку (Фейнман, Р.: *Характер Физических Законов*. Мир, Москва (1968)).

числами—конформными весами. Конформные веса n различных полей (скалярного $n = -1$, спинорного $n = -3/2$, векторного $n = 0$, тензорного $n = 2$) можно вычислить, полагая равной нулю сумму конформных весов всех факторов в действии для этих полей.

Свободные действия этих полей и их взаимодействия друг с другом могут включать размерные параметры, типа массы. Тогда говорят о *жестком* нарушении масштабной симметрии теории. Нарушение масштабной симметрии теории называется *мягким*, если такое нарушение имеет место в результате квантования исходной масштабно-инвариантной классической теории. Тогда говорят о квантовых аномалиях. Примером таких аномалий является флуктуации квантового вакуума за счёт рождения и уничтожения частиц квантованных полей. Источником аномалий может быть само разделение поля на положительные и отрицательные частотные части и последующая трактовка коэффициента при волновой функции частиц с отрицательной энергией как оператора уничтожения частиц с положительной энергией. Эта трактовка частиц с отрицательной энергией пока – единственный в квантовой теории поля путь построения вакуума как состояния с наименьшей энергией [5].

На таком пути, в результате разделение поля на положительные и отрицательные частотные части, возникают аномальные распады мезонов, вышеупомянутая энергия Казимира и размерные конденсаты полей в квантовых теориях поля (КТП), классические версии которых не содержат всех этих экспериментально подтверждаемых эффектов. Можно сказать, что сама конструкция стабильного вакуума в КТП, как состояния с наименьшей энергией, и даже гипотеза об

его существовании предполагает возможность квантовых аномалий.

3.4 Конформная группа C

Группа Вейля, дополненная специальными конформными преобразованиями

$$x_\mu \rightarrow \frac{x_\mu + \beta_\mu x^2}{1 + 2\beta x + \beta^2 x^2}, \quad x^2 \equiv x_\mu x^\mu, \quad \beta_\mu \in \mathbb{R}, \quad (3.14)$$

определяет группу конформных преобразований. Уравнения свободных безмассовых полей: Максвелла, Клейна—Гордона, Дирака конформно - инвариантны.

Генераторы дилатации D , специальных конформных преобразований K_μ

$$K_\mu = -i(x^2 \partial_\mu - 2x_\mu(x\partial))$$

и генераторы группы Пуанкаре P_μ , $M_{\mu\nu}$, помимо алгебры Пуанкаре, представленной выше, удовлетворяют следующим коммутационным соотношениям [6]:

$$[D, P_\mu] = -iP_\mu, \quad [D, M_{\mu\nu}] = 0,$$

$$[D, K_\mu] = iK_\mu, \quad [K_\mu, K_\nu] = 0,$$

$$[K_\mu, P_\nu] = -2i(g_{\mu\nu}D + M_{\mu\nu}), \quad [K_\rho, M_{\mu\nu}] = i(g_{\rho\mu}K_\nu - g_{\rho\nu}K_\mu).$$

Пусть φ – скалярное поле с конформной размерностью d . Тогда

$$[P_\mu, \varphi(x)] = -i\partial_\mu \varphi(x), \quad [M_{\mu\nu}, \varphi(x)] = -i(x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu) \varphi(x),$$

$$[D, \varphi(x)] = -i(x_\mu \partial_\mu + d) \varphi(x),$$

$$[K_\mu, \varphi(x)] = -i(-x^2 \partial_\mu + x_\mu(x_\nu \partial_\nu + d))\varphi(x).$$

Для выявления структуры алгебры введём обозначения

$$J_{\mu\nu} = M_{\mu\nu}, \quad J_{65} = D, \quad J_{5\mu} = \frac{1}{2}(P_\mu - K_\mu), \quad J_{6\mu} = \frac{1}{2}(P_\mu + K_\mu).$$

Тогда получаем

$$[J_{KL}, J_{MN}] = i(g_{KN}J_{LM} + g_{LM}J_{KN} - g_{KM}J_{LN} - g_{LN}J_{KM}),$$

где

$$g_{AA} = (+ - - -, -+), \quad A = 0, 1, 2, 3, 5, 6.$$

Отсюда видно, что коммутационные соотношения задают алгебру $so(4, 2)$ группы ортогональных поворотов в псевдоевклидовом пространстве, которая изоморфна алгебре $su(2, 2)$ фундаментального представления группы в твисторном пространстве \mathbb{C}^4 :

$$so(4, 2) \approx su(2, 2).$$

3.5 Конформно – инвариантные теории гравитации

В геометрии Вейля нет абсолютного способа сравнить элементы длины в точках, отстоящих друг от друга, но сохраняются углы между векторами при проведении конформного отображения. Сравнение можно провести для бесконечно близких точек [7]. Рассмотрим вектор длины s в точке с координатами x^μ . Перенесём его параллельно в точку $x^\mu + \delta x^\mu$. Изменение его длины будет пропорционально s и

δx^μ :

$$\delta s = s\kappa_\mu \delta x^\mu, \quad (3.15)$$

где κ_μ некоторый вектор. Предположим, что стандарты длины изменяются так, что длина умножается на множитель $\lambda(x)$, зависящий от координат. Тогда s становится равным $s' = \lambda(x)s$, а $s + \delta s$ изменяется как

$$s' + \delta s' = (s + \delta s)\lambda(x + \delta x) = (s + \delta s)\lambda(x) + s\frac{\partial \lambda}{\partial x^\mu} \delta x^\mu,$$

где мы пренебрегаем величинами второго порядка малости. Получаем

$$\delta s' = \lambda \delta s + s\frac{\partial \lambda}{\partial x^\mu} \delta x^\mu = \lambda s \left(\kappa_\mu + \frac{\partial \phi}{\partial x^\mu} \right) \delta x^\mu,$$

где

$$\phi \equiv \ln \lambda. \quad (3.16)$$

Таким образом,

$$\delta s' = s' \kappa'_\mu \delta x^\mu,$$

где

$$\kappa'_\mu = \kappa_\mu + \frac{\partial \phi}{\partial x^\mu}. \quad (3.17)$$

Если вектор параллельно перенести вокруг замкнутого контура, то изменение его длины выразится следующей формулой:

$$\delta s = s F_{\mu\nu} \delta S^{\mu\nu},$$

где

$$F_{\mu\nu} \equiv \frac{\partial \kappa_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \kappa_\nu}{\partial x^\mu}, \quad (3.18)$$

а $\delta S^{\mu\nu}$ —элемент площади, заключённый в контуре. Тензор (3.18) инвариантен относительно градиентных преобразования вида (3.17).

При переносе вектора по контуру изменяется его длина, значит геометрия, лежащая в основе теории, является неримановой.

С точки зрения аналитического описания геометрии, дифференциальные квадратичная и линейная формы

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad \omega^1 = \kappa_\mu dx^\mu$$

эквивалентны соответствующим формам

$$\lambda g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad \kappa_\mu dx^\mu + d \ln \lambda.$$

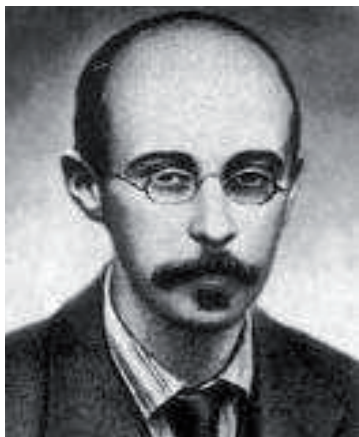
В теории Вейля полевые величины κ_μ , появившиеся в (3.15) взяты в качестве электромагнитных потенциалов. Они подвергаются градиентным преобразованиям (3.17), не связанным с изменениями геометрии, а лишь с изменением стандартов длины. Введённые величины (3.18) имеют геометрический смысл, не зависящий от стандартов длины, и соответствуют тензору электромагнитного поля. Таким образом геометрия Вейля геометрическим языком описывает электромагнитное поле.

Уравнения динамики строятся из вариационного принципа минимальности действия. Плотность лагранжиана гравитационного поля должна быть величиной с конформным весом -2 . Вейль выбирает его в виде квадрата римановой кривизны по аналогии с электромагнитным полем

$$\mathcal{L} = R_{\nu\alpha\beta}^\mu R_\mu^{\nu\alpha\beta}.$$

Несмотря на замечательные свойства построенной теории, она не была принята физиками, поскольку противоречит квантовой теории – квантовые явления дают нам абсолютный стандарт длины.

Терминология же прижилась в физике: калибровка, калибровочные преобразования, калибровочные инварианты.



Александр Александрович Фридман родился 16 июня 1888 года в Санкт-Петербурге. В 1923 вышла в свет его книга “Мир как пространство и время” (переиздана в 1965), познакомившая широкую публику с новой физикой. Фридман предсказал расширение Вселенной. Полученные им в 1922–1924 первые нестационарные решения уравнений Эйнштейна при исследовании релятивистских моделей Вселенной положили начало развитию теории нестационарной Вселенной. Учёный исследовал нестационарные однородные изотропные модели с пространством положительной кривизны, заполненным пылевидной материей (с нулевым давлением).

В случае космологии, есть всего две возможности выбора единиц измерения длин геометрических интервалов – абсолютные единицы, когда длины интервалов

$$dl^2 = g_{ij}^{(3)} dx^i dx^j$$

измеряются энергетической шкалой, и относительные, когда подобное измеряется подобным, то есть интервалы

$$\tilde{dl}^2 = \tilde{g}_{ij}^{(3)} dx^i dx^j$$

интервалами, а энергии – энергиями. В случае выбора абсолютных единиц пространство расширяется, а размеры космических объектов остаются неизменными. В случае выбора относительных единиц пространство остается неизменным, а размеры космических объектов уменьшаются. Обе эти возможности обсуждаются в книге А.А. Фридмана [8], посвященной космологии Вселенной, который связывает вторую возможность с принципом масштабной инвариантности законов природы. А.А. Фридман находит следующие замечательные слова о принципе масштабной инвариантности: *“...переезжая из страны в страну, нам приходится изменять масштаб, т.е. мерить в России – аршинами, в Германии – метрами, в Англии – футами. Вообразим, что подобную переменную масштаба нам пришлось бы делать от точки к точке, тогда и получаем описанную выше операцию изменения масштаба. Изменения масштаба в мире геометрическом будут, в физическом мире, отвечать различным способам измерения длины. ... Свойства мира делятся на два класса: одни не зависят от упомянутого изменения масштаба, лучше сказать не меняют свою форму ни при каких изменениях масштаба; другие будут при изменении масштаба менять свою форму. Условимся собственные свойства мира, принадлежащие к первому классу, называть масштабно-инвариантными. Вейль расширяет постулат инвариантности, добавляя к нему требования, чтобы все физические законы были масштабно-инвариантными свойствами физического мира. Сообразно такому расширению постулата инвариантности, приходится потребовать, чтобы и мировые уравнения выражались бы в форме, удовлетворяющей требованию*

не только координатной, но и масштабной инвариантности”.

Фундаментальные физические постоянные позволяют установить систему абсолютных единиц измерения расстояния, времени, массы и др. Этих постоянных больше, чем необходимо для этих целей, и из них можно построить безразмерные комбинации. Отношение электрических и гравитационных сил, действующих между электроном и протоном

$$\frac{e^2}{Gm_e m_p},$$

порядка $\sim 10^{39}$, отношение массы Вселенной к массе протона порядка $\sim 10^{78}$. Если выразить возраст Вселенной $2 \cdot 10^9$ лет в атомных единицах

$$\frac{e^2}{m_e c^3},$$

то получим число, близкое к $\sim 10^{39}$. Это приводит к мысли, что большие числа следует рассматривать не как константы, а функции времени, выраженные в атомных единицах, то есть, с точностью до простых множителей, равны t, t^2 и так далее, где t —время в современную эпоху в атомных единицах. П.А.М. Дирак выразил новый принцип (Гипотеза Больших Чисел) следующим образом:

“Любые два числа из очень больших безразмерных чисел, встречающихся в Природе, связаны простым математическим соотношением, коэффициенты которого по порядку величины равны единице” [9].

Гравитационная постоянная изменяется³ одновременно со временем t стареющей эпохи обратно пропорционально t .

³Современные данные наблюдений по изменению фундаментальных констант представлены в работе [10].

Конформно-инвариантная скалярно–тензорная теория гравитации была построена Дезером в 1970 г. [11]. Приводим далее его рассуждения. При конформном преобразовании

$$g_{\mu\nu} = \bar{g}_{\mu\nu}\phi^{-2}, \quad g^{\mu\nu} = \bar{g}^{\mu\nu}\phi^{-2}$$

с некоторым конформным фактором ϕ имеем

$$\begin{aligned} \sqrt{-g} &= \sqrt{-\bar{g}}\phi^{-4} \\ \frac{1}{6}\sqrt{-g}R(g)\phi^2 &= \frac{1}{6}\sqrt{-\bar{g}}R(\bar{g}) - \sqrt{-\bar{g}}\bar{g}^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu}\phi^{-2} \end{aligned}$$

и

$$\sqrt{-g}g^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu} = \phi^{-2}\sqrt{-\bar{g}}\bar{g}^{\mu\nu}\phi_{,\mu}\phi_{,\nu}.$$

Следовательно, в выражении

$$\frac{1}{2}\int d^4x\sqrt{-g}\left[\phi_{,\mu}\phi_{,\nu}g^{\mu\nu} + \frac{1}{6}R\phi^2\right] = \frac{1}{12}\int d^4x\sqrt{-\bar{g}}R(\bar{g}),$$

скалярное поле исчезает и мы приходим к функционалу Гильберта.

Добавляемое в теорию скалярное поле неминимально связано с метрическим полем гравитации⁴

$$W(\phi) = -\frac{1}{2}\int d^4x\sqrt{-g}\left(g^{\mu\nu}\phi_{;\mu}\phi_{;\nu} + \frac{1}{6}R\phi^2\right).$$

⁴Теория Бранса–Дикке модифицирует теорию гравитации Эйнштейна введением скалярного поля ϕ (Brans, С., Dicke, Р.Н.: *Mach's principle and a relativistic theory of gravitation*. Phys. Rev. **124**, 925 (1961)), которое связано с плотностью масс во Вселенной. Авторы новой теории исходили из принципа Маха, утверждающего, что явление инерции есть следствие ускорений тел относительно общего распределения массы во Вселенной. Вариация действия

$$\delta\int d^4x\sqrt{-g}\left(\phi R - \xi\frac{\phi_{;\alpha}\phi^{;\alpha}}{\phi}\right) = 0,$$

где ω —некоторая безразмерная константа, приводит к полевым уравнениям

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = \frac{\xi}{\phi^2}\left(\phi_{;\mu}\phi_{;\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}\phi_{;\alpha}\phi^{;\alpha}\right) + \frac{1}{\phi}(\phi_{;\mu;\nu} - g_{\mu\nu}\square\phi).$$

Модель Дезера получается из теории Бранса–Дикке при $\xi = -3/2$.

Конформное преобразование интервала $d\tilde{s}^2 = \Omega^2 ds^2$ с некоторым произвольным фактором $\Omega(x)$, зависящим от координат пространства, приводит к метрике $\tilde{g}_{\mu\nu}$

$$\tilde{g}_{\mu\nu} = \Omega^2 g_{\mu\nu},$$

значит, обратная метрика и якобиан перехода преобразуются следующим образом:

$$\tilde{g}^{\mu\nu} = \Omega^{-2} g^{\mu\nu}, \quad \sqrt{-\tilde{g}} = \Omega^4 \sqrt{-g}.$$

Получим формулу, связывающую символы Кристоффеля в новом масштабе

$$\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} \tilde{g}^{\lambda\kappa} (\tilde{g}_{\mu\kappa,\nu} + \tilde{g}_{\nu\kappa,\mu} - \tilde{g}_{\mu\nu,\kappa})$$

с исходными символами:

$$\begin{aligned} \tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} &= \frac{1}{2} \Omega^{-2} g^{\lambda\kappa} \left[(\Omega^2 g_{\mu\kappa})_{,\nu} + (\Omega^2 g_{\nu\kappa})_{,\mu} - (\Omega^2 g_{\mu\nu})_{,\kappa} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \Omega^{-2} g^{\lambda\kappa} \left[2\Omega\Omega_{,\nu} g_{\mu\kappa} + \Omega^2 g_{\mu\kappa,\nu} + 2\Omega\Omega_{,\mu} g_{\nu\kappa} + \right. \\ &\quad \left. + \Omega^2 g_{\nu\kappa,\mu} - 2\Omega\Omega_{,\kappa} g_{\mu\nu} - \Omega^2 g_{\mu\nu,\kappa} \right]. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} = \Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} + \frac{1}{\Omega} (g_{\mu}^{\lambda} \Omega_{,\nu} + g_{\nu}^{\lambda} \Omega_{,\mu} - g_{\mu\nu} g^{\lambda\kappa} \Omega_{,\kappa}), \quad (3.19)$$

или

$$\Gamma_{\mu\nu}^{\lambda} = \tilde{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} - \frac{1}{\Omega} (\tilde{g}_{\mu}^{\lambda} \Omega_{,\nu} + \tilde{g}_{\nu}^{\lambda} \Omega_{,\mu} - \tilde{g}_{\mu\nu} g^{\lambda\kappa} \Omega_{,\kappa}). \quad (3.20)$$

Далее, следуя [12], получим формулы, связывающие тензоры Риччи

$$\tilde{R}_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} + \Omega^{-2} (4\Omega_{,\mu} \Omega_{,\nu} - \Omega_{,\sigma} \Omega^{,\sigma} g_{\mu\nu}) - \Omega^{-1} (2\Omega_{;\mu\nu} + \square \Omega g_{\mu\nu}) \quad (3.21)$$

и скаляры Риччи

$$\tilde{R} = \Omega^{-2} \left[R - 6 \frac{\square \Omega}{\Omega} \right]. \quad (3.22)$$



Поль Адриен Морис Дирак (8 августа 1902, Бристоль — 20 октября 1984, Таллахасси) — английский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики. Лауреат Нобелевской премии по физике 1933 года (совместно с Эрвином Шрёдингером). Предложенное им релятивистское уравнение электрона позволило естественным образом объяснить спин и ввести представление об античастицах. К другим известным результатам Дирака относятся статистическое распределение для фермионов, концепция магнитного монополя, гипотеза больших чисел, гамильтонова формулировка теории гравитации.

Масштабно-инвариантная теория гравитации, сохраняющая все достижения теории Эйнштейна, была сформулирована Дираком в работе [13]. При изменениях масштаба любая длина ds домножается на фактор $\lambda(x)$: $ds' = \lambda ds$. Если локальная величина φ преобразуется по закону $\varphi' = \lambda^n \varphi$, то говорят, что она имеет конформный вес n . Из выражения для интервала $ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu$ следует, что метрический тензор $g_{\mu\nu}$ имеет вес 2, поскольку dx^μ не изменяются при калибровочных преобразованиях. Контравариантный тензор

$g^{\mu\nu}$ имеет конформный вес -2 , а $\sqrt{-g}$ – вес, равный 4. Следуя Дираку, получим дифференциальные операторы в геометрии Вейля. Для начала возьмём скаляр S степени n . При изменении масштаба его ковариантная производная (являющаяся обычной производной) S_μ преобразуется по формуле

$$S'_\mu = (\lambda^n S)_{,\mu} = \lambda^n S_\mu + n\lambda^{n-1}\lambda_\mu S = \lambda^n \left[S_\mu + n(\kappa'_\mu - \kappa_\mu)S \right],$$

где мы использовали (3.16), (3.17). Отсюда получаем

$$(S_\mu - n\kappa_\mu S)' = \lambda^n (S_\mu - n\kappa_\mu S), \quad (3.23)$$

и определение ковариантной производной скаляра:

$$S_{*\mu} = S_\mu - n\kappa_\mu S. \quad (3.24)$$

Отметим, что она, согласно (3.23), имеет конформный вес n .

Для получения ковариантных производных векторов и тензоров введём модифицированные символы Кристоффеля ${}^*\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$, которые определяются через обычные символы $\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ следующим образом:

$${}^*\Gamma_{\mu\nu}^\alpha = \Gamma_{\mu\nu}^\alpha - g_\mu^\alpha \kappa_\nu - g_\nu^\alpha \kappa_\mu + g_{\mu\nu} \kappa^\alpha. \quad (3.25)$$

Символы ${}^*\Gamma_{\mu\nu}^\alpha$ инвариантны относительно калибровочных преобразований. Пусть A_μ – вектор с конформным весом n . Выражение

$$A_{\mu,\nu} - {}^*\Gamma_{\mu\nu}^\alpha A_\alpha$$

является тензором. При калибровочных преобразованиях оно преобразуется следующим образом:

$$(A_{\mu,\nu} - {}^*\Gamma_{\mu\nu}^\alpha A_\alpha)' = \lambda^n A_{\mu,\nu} + n\lambda^{n-1}\lambda_\nu A_\mu - {}^*\Gamma_{\mu\nu}^\alpha \lambda^n A_\alpha =$$

$$= \lambda^n \left(A_{\mu;\nu} + n(\kappa'_\nu - \kappa_\nu) A_\mu - {}^* \Gamma_{\mu\nu}^\alpha \lambda^n A_\alpha \right).$$

Следовательно, ковариантная производная вектора имеет вид:

$$A_{\mu*\nu} = A_{\mu;\nu} - n\kappa_\nu A_\mu - {}^* \Gamma_{\mu\nu}^\alpha A_\alpha,$$

или, используя определение (3.25), перепишем её в виде

$$A_{\mu*\nu} = A_{\mu;\nu} - (n-1)\kappa_\nu A_\mu + \kappa_\mu A_\nu - g_{\mu\nu} \kappa^\alpha A_\alpha. \quad (3.26)$$

Аналогичным путём для контравариантного вектора B^μ степени n получаем

$$B_{*\nu}^\mu = B_{;\nu}^\mu - (n+1)\kappa_\nu B^\mu + \kappa^\mu B_\nu - g_\nu^\mu \kappa_\alpha B^\alpha. \quad (3.27)$$

Далее можно сформировать ковариантные производные для тензоров с различными верхними и нижними индексами по тем же правилам. Ковариантная производная имеет ту же степень, что и исходная величина. Правило Лейбница для произведения двух тензоров также выполняется

$$(TU)_{*\alpha} = T_{*\alpha} U + TU_{*\alpha},$$

как и условие согласованности:

$$g_{\mu\nu*\alpha} = 0, \quad g_{*\alpha}^{\mu\nu} = 0.$$

Найдём теперь вторую ковариантную производную скаляра S степени n

$$S_{*\mu*\nu} = S_{*\mu;\nu} - (n-1)\kappa_\nu S_{*\mu} + \kappa_\mu S_{*\nu} - g_{\mu\nu} \kappa^\sigma S_{*\sigma}.$$

Подставляя сюда формулу для первой ковариантной производной (3.24), получим

$$S_{*\mu*\nu} = S_{\mu;\nu} - n\kappa_{\mu;\nu} S - n\kappa_\mu S_\nu - n\kappa_\nu (S_\mu - n\kappa_\mu S) + \kappa_\nu S_{*\mu} + \kappa_\mu S_{*\nu} - g_{\mu\nu} \kappa^\sigma S_{*\sigma}.$$

Поскольку $S_{\mu;\nu} = S_{\nu;\mu}$, тогда

$$S_{*\mu*\nu} - S_{*\nu*\mu} = -n(\kappa_{\mu;\nu} - \kappa_{\nu;\mu})S = -nF_{\mu\nu}S.$$

Для вектора A_μ степени n имеем

$$\begin{aligned} & A_{\mu*\nu*\sigma} = \\ & = A_{\mu*\nu;\sigma} - n\kappa_\sigma A_{\mu*\nu} + (g_\mu^\rho \kappa_\sigma + g_\sigma^\rho \kappa_\mu - g_{\mu\sigma} \kappa^\rho) A_{\rho*\nu} + (g_\nu^\rho \kappa_\sigma + g_\sigma^\rho \kappa_\nu - g_{\sigma\nu} \kappa^\rho) A_{\mu*\rho}. \end{aligned}$$

Для получения тензора кривизны вычислим разность производных вектора A_μ

$$\begin{aligned} & A_{\mu*\nu*\sigma} - A_{\mu*\sigma*\nu} = \\ & = \left({}^*B_{\mu\nu\sigma\rho} + \frac{1}{2}(g_{\rho\nu} F_{\mu\sigma} + g_{\mu\sigma} F_{\rho\nu} - g_{\rho\sigma} F_{\mu\nu} - g_{\mu\nu} F_{\rho\sigma}) \right) A^\rho - (n-1)F_{\nu\sigma} A_\mu. \end{aligned}$$

Тензор ${}^*B_{\mu\nu\sigma\rho}$ имеет конформный вес 2, обладает симметриями относительно перестановок индексов

$${}^*B_{\mu\nu\sigma\rho} = -{}^*B_{\mu\sigma\nu\rho} = -{}^*B_{\rho\nu\sigma\mu} = {}^*B_{\nu\mu\rho\sigma},$$

а также

$${}^*B_{\mu\nu\sigma\rho} + {}^*B_{\mu\sigma\rho\nu} + {}^*B_{\mu\rho\nu\sigma} = 0.$$

Его можно назвать тензором Римана пространства Вейля. Тензор Риччи получаем свёрткой по индексам тензора Римана

$${}^*B_{\mu\nu} = {}^*B_{\mu\sigma\nu}^\sigma = R_{\mu\nu} + \kappa_{\mu;\nu} + \kappa_{\nu;\mu} + g_{\mu\nu} \kappa_{;\sigma}^\sigma + 2\kappa_\mu \kappa_\nu - 2g_{\mu\nu} \kappa^\sigma \kappa_\sigma.$$

Он имеет конформный вес, равный нулю. Свёртывая ещё раз, получаем кривизну

$${}^*R = {}^*R_\sigma^\sigma = R + 6\kappa_{;\sigma}^\sigma - 6\kappa^\sigma \kappa_\sigma,$$

которая является скаляром степени -2 .

Действие скалярно–тензорной теории тяготения предлагается взять в виде

$$W = \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \beta^2 R + 6\beta^{;\mu} \beta_{;\mu} + c\beta^4 \right),$$

где β —скалярное поле, c —некоторая константа, а первый член даёт вклад от электромагнитного поля. Введённое Дираком скалярное поле получило название дилатона [14], что означает *расширение*, поскольку дилатон D играет роль того самого космологического масштабного фактора как параметра эволюции в пространстве полевых степеней свободы, где задано движение Вселенной. Отличие от стандартной ОТО состоит в том, дилатон в теории Дирака *расширяет*, то есть увеличивает не длины, а массы.

3.6 Аффинная группа $A(4)$

Аффинная группа $A(4)$ состоит из всех линейных преобразований в пространстве - времени:

$$x'_\mu = a_{\mu\nu} x_\nu + c_\mu.$$

Аффинная группа является полупрямым произведением группы $L(4, \mathbb{R})$ и группы трансляций и содержит группу Пуанкаре в качестве подгруппы. Алгебра генераторов аффинной группы, состоящей из четырёх трансляций P_μ , шести генераторов группы Лоренца $M_{\mu\nu}$ и десяти генераторов собственно аффинных преобразований $R_{\mu\nu}$

$$R_{\mu\nu} = -i(x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu),$$

вместе с растяжениями, имеет вид:

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\tau}] = \iota(g_{\mu\rho}M_{\nu\tau} - g_{\mu\tau}M_{\nu\rho} - g_{\nu\rho}M_{\mu\tau} + g_{\nu\tau}M_{\mu\rho}), \quad (3.28)$$

$$[M_{\mu\nu}, R_{\rho\tau}] = \iota(g_{\mu\rho}R_{\nu\tau} + g_{\mu\tau}R_{\nu\rho} - g_{\nu\rho}R_{\mu\tau} - g_{\nu\tau}R_{\mu\rho}),$$

$$[R_{\mu\nu}, R_{\rho\tau}] = \iota(g_{\mu\rho}M_{\nu\tau} + g_{\mu\tau}M_{\nu\rho} + g_{\nu\rho}M_{\mu\tau} + g_{\nu\tau}M_{\mu\rho}),$$

$$[M_{\mu\nu}, P_\rho] = \iota(g_{\mu\rho}P_\nu - g_{\nu\rho}P_\mu),$$

$$[R_{\mu\nu}, P_\rho] = \iota(g_{\mu\rho}P_\nu + g_{\nu\rho}P_\mu).$$

В векторном представлении генераторы $M_{\mu\nu}$ и $R_{\mu\nu}$ задаются в виде

$$(M_{\mu\nu})_{\alpha\beta} = -\iota(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} - g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}), \quad (R_{\mu\nu})_{\alpha\beta} = -\iota(g_{\mu\alpha}g_{\nu\beta} + g_{\mu\beta}g_{\nu\alpha}).$$

Собственно-линейным и собственно-конформным преобразованиям не соответствуют законы сохранения. Поэтому эти симметрии должны быть динамическими, спонтанно нарушенными.

3.7 Фундаментальные элементы

пространства Минковского \mathbb{M}

Сопоставим вектору $x = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ пространства \mathbb{M} эрмитову матрицу (2×2) с использованием кватернионов:

$$X = \begin{pmatrix} x^0 + x^3 & x^1 - \iota x^2 \\ x^1 + \iota x^2 & x^0 - x^3 \end{pmatrix} = x^0 I_2 + \sum_{i=1,2,3} x^i \sigma_i,$$

где I_2 – единичная матрица (2×2) , а σ_i – матрицы Паули. На световом конусе, где $\det X = 0$, матрицу можно представить как пря-

мое произведение двумерного столбца $Q = \begin{pmatrix} \xi \\ \eta \end{pmatrix}$ на комплексно-сопряженную строку $Q^+ = (\bar{\xi}, \bar{\eta})$

$$\frac{X}{\sqrt{2}} = Q \otimes Q^+ = \begin{pmatrix} \xi\bar{\xi} & \xi\bar{\eta} \\ \eta\bar{\xi} & \eta\bar{\eta} \end{pmatrix},$$

где ξ, η – два комплексных числа. Таким образом, группу Лоренца можно описать на спинорном языке.

Аналогичные фундаментальные элементы базисного пространства-времени Минковского \mathbb{M} , на котором строятся релятивистские поля, были введены Пенроузом и названы *твисторами* [15]. Точки пространства-времени представляются двумерными линейными подпространствами четырёхмерного комплексного векторного (твисторного) пространства, на котором определена эрмитова форма с сигнатурой $(+ + - -)$.

Затем матрице X сопоставляется матрица (4×2) : $\begin{pmatrix} iX \\ I_2 \end{pmatrix}$, где I_2 —единичная матрица. Рассматриваем теперь двумерную плоскость в комплексном пространстве \mathbb{C}^4 , натянутую на два четырёхмерных вектор-столбца этой матрицы. Полученная двумерная комплексная плоскость и есть образ точки $x \in \mathbb{M}$ в комплексифицированном пространстве—грассмановом многообразии \mathbb{CM} .

Сами твисторы суть элементы фундаментального представления группы $SU(2, 2)$. Твистор Z^α с компонентами $(Z^0, Z^1, Z^2, Z^3) \in \mathbb{C}^4$.

3.8 Выводы

Можно ли при классификации современных наблюдательных данных (в рамках концепции квантовой релятивистской Вселенной) отождествить волновую функцию Вселенной с унитарным неприводимым представлением какой-либо конечно - параметрической группы симметрии? Чтобы ответить на этот вопрос в этой Главе в качестве кандидатов на роль такой симметрии были рассмотрены 15- параметрическая группа конформных преобразований и 16-параметрическая группа аффинных преобразований как естественные обобщения группы Пуанкаре. Напомним, что 16-параметрическая группа аффинных преобразований координат пространства Минковского включает 4 сдвига, 6 лоренцевых (антисимметричных) преобразований и 10 собственно аффинных (симметричных) преобразований. Фундаментальное представление конформной группы, называемое твисторами, даёт основание предполагать, что пространство-время на световом конусе, как присоединённое представление конформной группы, состоит из более элементарных элементов – твисторов, точно также как в теории сильных взаимодействий мезоны состоят из кварков. В дальнейших Главах, мы будем предполагать, что аналогия теории гравитации с теорией сильных взаимодействий имеет более глубокие корни, и будем строить теорию гравитации как нелинейные реализации аффинной и конформной симметрий, по образу и подобию киральных феноменологических лагранжианов, плодотворно работающих для описания экспериментальных данных низкоэнергетической физики мезонов.

Литература

- [1] Wigner, E.P.: *On unitary representations of the inhomogeneous Lorentz group*. Ann. of Math. **40**, 149 (1939)
- [2] Барут, А., Рончка, Р.: *Теория Представлений Групп и её Приложения*. Мир, Москва (1980)
- [3] Киржниц, Д.А.: *Тахионы и неустойчивость физических систем*. Труды по теоретической физике и воспоминания. Ред. коллегия: Болотовский, Б.М., Брук, Ю.М., Гинзбург, В.Л., Ритус, В.И., Шпатковская, Г.В. Физматлит, Москва. **I**, 101 (2001)
- [4] Dirac, P.A.M.: *Fixation of coordinates in the Hamiltonian theory of gravitation*, Phys. Rev. **114**, 924 (1959).
[Дирак, П.А.М.: *Фиксация координат в гамильтоновой теории гравитации*. Собр. научн. трудов под ред. А.Д. Суханова. Физматлит, Москва. **IV**, 255 (2005)]
- [5] Pervushin, V.N.: *The vacuum in gauge theories*. Riv. del Nuovo Cimento. **8**, 1 (1985)
- [6] Mack, G., Salam, A.: *Finite-component field representations of the conformal group*. Ann. of Phys. **53**, 174 (1969)

[7] Weyl, H.: *Gravitation und elektrizität*. Sitzungsber. d. Berl. Akad., 465 (1918).

[Вейль, Г.: *Гравитация и электричество*. Сб. статей: *Альберт Эйнштейн и теория гравитации*. Мир, Москва, 513 (1979)]

[8] Фридман, А.А.: *Вселенная как Пространство и Время*. Наука, Москва (1965)

[9] Dirac, P.A.M.: *A new basis for cosmology*. Proc. Roy. Soc. London. **A 165**, 199 (1938).

[Дирак, П.А.М.: *Основы новой космологии*. Собр. научн. трудов под ред. А.Д. Суханова. Физматлит, Москва. **IV**, 339 (2005)]

[10] Melnikov, V.N.: *Fields and constants in the theory of gravitation*. CBPF-MO-002/02. Rio de Janeiro (2002)

[11] Deser, S.: *Scale invariance and gravitational coupling*. Annals Phys. **59**, 248 (1970)

[12] Хокинг, С., Эллис, Дж.: *Крупномасштабная Структура Пространства-Времени*. Мир, Москва (1977)

[13] Dirac, P.A.M.: *Long range forces and broken symmetries*. Proc. R. Soc. Lond. **A 333**, 403 (1973).

[Дирак, П.А.М. *Дальнодействующие силы и нарушенные симметрии*. Собр. научн. трудов под ред. А.Д. Суханова. Физматлит, Москва. **IV**, 469 (2005)]

-
- [14] Pawłowski, M., Papoian, V. V., Pervushin, V. N., Smirichinski, V.I. *Conformal unification of General Relativity and Standard Model for strong and electroweak interactions*. Phys. Lett. **B 418**, 263 (1998)
- [15] Пенроуз, Р.: *Твисторная программа*. Сб. статей: Твисторы и калибровочные поля. Под ред. Жаринова, В.В. Мир, Москва. 13 (1983)

Глава 4

Нелинейные реализации групп симметрии

4.1 Дифференциальные формы Картана

Пространство аффинной связности строится следующим образом [1].

Рассмотрим n -мерное многообразие. В каждой точке

$$M(x^1, x^2, \dots, x^n)$$

зададим аффинный репер с помощью n линейно независимых векторов $\mathbf{e}_1, \dots, \mathbf{e}_n$ и будем представлять его помещённым в n -мерное аффинное пространство A_n . Это пространство будет иметь с нашим многообразием общую точку M и общие векторы в точке M . Любой вектор ξ в точке M может быть разложен по векторам репера $\xi = \sum_k \xi^k \mathbf{e}_k$. Многообразие будет называться пространством аффинной связности, если мы установим аффинное соответствие между локальными аффинными пространствами A_n и A'_n , прикрепленными к

бесконечно близким точкам

$$M(x^1, x^2, \dots, x^n), \quad M'(x^1 + dx^1, x^2 + dx^2, \dots, x^n + dx^n)$$

нашего многообразия.



Эли Жозеф Картан (9 апреля 1869, Доломьё, Изер, Франция — 6 мая 1951, Париж) — французский математик. В 1894 заложил основы алгебраической теории групп Ли. В 1913 построил теорию представлений полупростых групп Ли с дифференциальной геометрией и топологией. В 1899—1902 создал так называемый метод внешних форм, который позволил ему разрешить проблему совместности систем пфаффовых уравнений. В дифференциальной геометрии многомерных пространств им построены обобщённые пространства аффинной, проективной и конформной связности и, кроме того, дан общий метод подвижного репера, который в соединении с методом внешних форм является эффективным средством решения геометрических проблем. Автор ряда важных работ в области математической физики. После того, как А. Эйнштейн создал общую теорию относительности Эли Картан стал заниматься единой теорией поля.

Это соответствие можно задать указав то положение, которое займёт репер пространства A'_n после отображения A'_n на A_n . Смещение точки $\overrightarrow{MM'} = d\mathbf{r}$ разложим по базису

$$d\mathbf{r} = \sum_k \omega^k \mathbf{e}_k. \quad (4.1)$$

Отображённые реперные векторы \mathbf{e}'_i бесконечно мало отличаются от \mathbf{e}_i , так что

$$\mathbf{e}'_i = \mathbf{e}_i + d\mathbf{e}_i,$$

причём $d\mathbf{e}_i$ мы также разлагаем по векторам базиса:

$$d\mathbf{e}_i = \sum_k \omega_i^k \mathbf{e}_k. \quad (4.2)$$

Коэффициенты разложений ω^k и ω_i^k определяют аффинную связность. Они зависят от выбора точек M, M' , поэтому они выражаются как линейные дифференциальные формы $\omega^k(d)$ и $\omega_i^k(d)$ координат. Если в пространстве аффинной связности задана кривая $x^i = x^i(t)$, то коэффициенты ω^k, ω_i^k для элементов этой кривой представляют определённые функции параметра t , умноженные на dt . Проинтегрируем систему дифференциальных уравнений (4.1), относительно неизвестных функций—векторов \mathbf{r}, \mathbf{e}_i . Начальные условия в начальной точке пути при $t = 0$: $\mathbf{r} = 0, \mathbf{e}_i = \mathbf{e}_i^0$. В результате интегрирования \mathbf{r}, \mathbf{e}_i будут вектор—функциями от t в пространстве A_n^0 точки M_0 и будут давать аффинное отображение пространства A_n в произвольной точке пути $M(t)$ на A_n^0 .

Особенно интересен случай, когда путь замкнут и мы возвращаемся в исходную точку M_0 . Тогда получаем отображение A_n^0 на себя.

Группа, порождаемая в A_n^0 этими аффинными отображениями, называется *группой голономии* данного пространства аффинной связности. Для выявления характеристик данной геометрии рассмотрим бесконечно малое преобразование группы голономии, отвечающее бесконечно малому замкнутому пути обхода. Пусть имеются две формы Картана

$$\omega(d) = a_i dx^i, \quad \theta(\delta) = b_i \delta x^i.$$

Внешним произведением форм ω и θ называется антисимметризованное произведение

$$\omega(d) \wedge \theta(\delta) \equiv \omega(d)\theta(\delta) - \theta(d)\omega(\delta) = (a_i b_k - b_i a_k) dx^i \delta x^k.$$

Внешним дифференциалом формы ω называется выражение

$$\omega' \equiv d\omega(\delta) - \delta\omega(d) \equiv da_i \delta x^i - \delta a_i dx^i = \left(\frac{\partial a_i}{\partial x^k} - \frac{\partial a_k}{\partial x^i} \right) dx^k \delta x^i.$$

Если обыкновенное дифференцирование соответствует сдвигу вдоль одной из осей координат, то внешнее дифференцирование соответствует обходу по замкнутому бесконечно малому циклу¹. Если форма Картана является полным дифференциалом, то внешнее дифференцирование этой формы приводит к тождественному нулю (лемма Пуанкаре).

Структурные уравнения Картана получают внешним дифференцированием уравнений (4.1) и (4.2)

$$0 = d\mathbf{e}_i \wedge \omega^i(\delta) + \mathbf{e}_i(\omega^i)'$$

¹Функциональные формы, являющиеся обобщением дифференциальных форм Картана на функциональные пространства, рассматриваются в [2]. Строится обобщённый вариационный комплекс Де Рама и группа когомологий Де Рама. С помощью введённого математического аппарата удаётся точно решить задачу о динамической системе с высшими производными.

$$0 = d\mathbf{e}_j \wedge \omega_i^j(\delta) + \mathbf{e}_j(\omega_i^j)'$$

Подставляя (4.2) в полученные уравнения, находим

$$0 = \mathbf{e}_i((\omega^i)') + \omega_j^i \wedge \omega^j,$$

$$0 = \mathbf{e}_j((\omega_i^j)') + \omega_k^j \wedge \omega_i^k.$$

Отсюда из линейной независимости \mathbf{e}_i следуют структурные уравнения евклидова пространства:

$$(\omega^i)' + \omega_j^i \wedge \omega^j = 0,$$

$$(\omega_i^j)' + \omega_k^j \wedge \omega_i^k = 0.$$

В евклидовом пространстве репер, связанный с точкой M , при обходе по контуру не изменяется.

В общем случае римановой геометрии репер при обходе по бесконечно малому циклу претерпевает движение

$$(\omega^i)' + \omega_j^i \wedge \omega^j = \Omega^i,$$

$$(\omega_i^j)' + \omega_k^j \wedge \omega_i^k = \Omega_i^j.$$

Дополнительное движение, которое возвратило бы репер в исходное положение, определяет кручение и кривизну риманова пространства. Кручение задается сдвигом

$$\Omega^i = -\frac{1}{2}T_{jk}^i \omega^j \wedge \omega^k,$$

который возвратил бы начало репера в исходное положение, а кривизна риманова пространства—дополнительным вращением репера в исходное положение на величину

$$\Omega_i^j = -\frac{1}{2}R_{ikl}^j \omega^k \wedge \omega^l.$$

Здесь T_{jk}^i —тензор кручения, а R_{ikl}^j —тензор кривизны.

Рассмотрим риманово пространство с нулевым кручением $T = 0$, $R \neq 0$. Любая точка M в достаточно малой окрестности точки O лежит на определённой геодезической линии, выходящей из точки O . Пусть a^i —направляющие косинусы её касательной в начале линий и t —длина дуги геодезической OM . Тогда нормальными координатами точки M называются n величин, определяемых уравнениями $x^i = a^i t$. Пусть в точке O задан ортогональный репер. Присоединим в каждой точке M в окрестности точки O ортогональный репер, получаемый параллельным переносом вдоль дуги геодезической OM . Найдём формы ω^i , ω_i^j , задающие инфинитезимальный перенос и вращение при переходе от репера в точке M к реперу, присоединённому к инфинитезимально близкой точке M' . Будем пользоваться переменными a^i, t , полагая в конце $t = 1, a^i = x^i$. Если положить $a^i = const$ и менять t , то репер будет переноситься параллельно

$$\omega^i = a^i dt; \quad \omega_i^j \equiv 0.$$

Обозначим $\bar{\omega}^i, \bar{\omega}_i^j$ значения форм ω^i и ω_i^j при $dt = 0$ и меняющихся a^i . Тогда

$$\begin{aligned} \omega^i(t, a^i; dt, da^i) &= a^i dt + \bar{\omega}^i(t, a^i; da^i); \\ \omega_i^j(t, a; dt, da) &= \bar{\omega}_i^j(t, a^i; da^i). \end{aligned} \quad (4.3)$$

Теперь определим формы $\bar{\omega}^i, \bar{\omega}_i^j$ как функции t , рассматривая a^i, da^i как параметры. Исходным пунктом являются уравнения структуры пространства с нулевым кручением:

$$(\omega^i)' = \omega^k \wedge \omega_k^i;$$

$$(\omega_i^j)' = \omega_i^k \wedge \omega_k^j - \frac{1}{2} R_{ikl}^j \omega^k \wedge \omega^l. \quad (4.4)$$

Заменяя ω^i , ω_i^j выражениями (4.3) и выделяя члены, содержащие dt , получаем

$$[da^i, dt] + [dt, \partial \bar{\omega}^i / \partial t] + d_a \bar{\omega}^i = [a^k dt + \bar{\omega}^k, \bar{\omega}_k^i]$$

$$[dt, \partial \bar{\omega}_i^j / \partial t] + d_a \bar{\omega}_i^j = [\bar{\omega}_i^k, \bar{\omega}_k^j] - R_{ikh}^j [a^k dt + \bar{\omega}^k], a^k dt + \bar{\omega}^h / 2,$$

где d_a означает дифференцирование по всем a^i при $t = const$. Сравнивая члены, содержащие множитель dt , находим уравнения, которые Картан назвал фундаментальными:

$$\frac{\partial \bar{\omega}^i}{\partial t} = da^i + a^k \bar{\omega}_k^i$$

$$\frac{\partial \bar{\omega}_i^j}{\partial t} = -\frac{1}{2} R_{ikh}^j (a^k \bar{\omega}^h - a^h \bar{\omega}^k) \quad (4.5)$$

Решения этих уравнений при $t = 1$, $a^i = x^i$ имеют вид:

$$\begin{aligned} \omega^i(x, dx)|_{t=1} &= \sum_1^\infty (m^n)_k^i \frac{(-1)^n}{(2n+1)!} dx^k; \\ \omega_j^i(x, dx)|_{t=1} &= -\sum_0^\infty (m^n)_p^l \frac{(-1)^n}{(2n+2)!} dx^p R_{jkl}^i x^k, \end{aligned} \quad (4.6)$$

где

$$m_k^i \equiv R_{nlk}^i x^n x^l; \quad (m^2)_j^i \equiv m_{k_1}^i m_j^{k_1}.$$

Символически выражения (4.6) можно записать короче:

$$\omega^i(x, dx) = (\sin \sqrt{m} / \sqrt{m})_k^i dx^k;$$

$$\omega_j^i(x, dx) = R_{jkl}^i x^k [(1 - \cos \sqrt{m}) / m]_p^l dx^p. \quad (4.7)$$

Для евклидова пространства $R_{jkl}^i \equiv 0$ и формы Картана в нормальных координатах:

$$\omega'(x, dx) = dx^i; \quad \omega_j^i \equiv 0.$$

Квадрат интервала длины между двумя бесконечно близкими точками определяется выражением

$$(ds)^2 = \omega^i(x, dx)\omega_i(x, dx) \equiv g_{ab}(x)dx^a dx^b \quad (4.8)$$

в соответствии с геометрическим смыслом формы ω^i . Группа преобразований пространства, оставляющая инвариантной квадратичную форму (4.8), называется *группой движения риманова пространства*.

Полезно установить связь со стандартными понятиями дифференциальной геометрии—метрическим тензором и символами Кристоффеля. Для этого следует перейти к так называемым натуральным реперам, где $e_a^i(x)$ —коэффициенты разложения форм Картана $\omega^i(x, dx)$ по дифференциалам dx^a :

$$\omega^i(x, dx) = e_a^i(x)dx^a.$$

Законы изменения произвольного вектора \mathbf{A} в натуральном базисе имеют вид

$$\begin{aligned} d(A^i \mathbf{e}_i) &= (dA^i + A^j \omega_j^i) \equiv d(A^a \mathbf{N}_a) = dA^a N_a + A^a d(e_a^i I_i) = \\ &= [dA^b + A^a (de_a^i e_i^b + e_a^i \omega_j^i e_j^b)] N^j = [dA^b + A^a \Gamma_{ac}^b dx^c] N^j, \end{aligned}$$

где

$$\Gamma_{ac}^b dx^c = (e_a^b de_a^i + e_a^i \omega_j^i e_a^j).$$

Рассмотрим теперь конечную непрерывную группу G , зависящую от $n + r$ параметров $a_1, a_2, \dots, a_n; \eta_1, \eta_2, \dots, \eta_r$. Параметры a, η можно рассматривать как координаты точки A в $n + r$ -мерном пространстве, которое называется групповым пространством. Латинские буквы мы используем для обозначения величин, связанных с генераторами X_i , а греческие—с генераторами Y_α . Здесь a^k, η^α —параметры группы; Y_α —генераторы преобразований подгруппы H ; X_k —генераторы, дополняющие H до полной группы G , то есть генераторы фактор-пространства G/H . Эти генераторы удовлетворяют алгебре коммутационных соотношений

$$[Y_\alpha, Y_\beta] = iC_{\alpha\beta}^\gamma Y_\gamma; \quad [X_k, Y_\alpha] = iC_{k\alpha}^i X_i; \quad [X_i, X_k] = iC_{ik}^\alpha Y_\alpha$$

Генераторы группы можно рассматривать как аналог базисных векторов декартова репера, помещённого в начало координат. Определение равенства векторов в групповом пространстве позволяет ввести преобразование, соответствующее бесконечно малому вектору с началом в произвольной точке пространства (a, η) .

Каждой точке этого пространства $A(a, \eta)$ поставлено в соответствие преобразование группы $G_{a,\eta} = G_A$ и наоборот. Условимся называть точку, соответствующую тождественному преобразованию, начальной точкой пространства. Совокупность двух точек задаёт вектор. Исходным пунктом для исследования геометрии группового пространства является определение равенства векторов. Будем говорить, что два вектора $A_1 A_2$ и $B_1 B_2$ равны, если элемент G_{A_1} переходит в G_{A_2} и элемент G_{B_1} переходит в G_{B_2} с помощью одного и

того же преобразования $G(g)$, действующего по правилу:

$$G(g)G_{A_1} = G_{A_2}; \quad G(g)G_{B_1} = G_{B_2}.$$

Отсюда

$$G_{A_2}G_{A_1}^{-1} = G_{B_2}G_{B_1}^{-1}.$$

Всякая точка, бесконечно близкая к начальной точке, аналитически определяется бесконечно малым преобразованием группы. Любое бесконечно малое преобразование выражается линейно через $n+r$ генераторов X_k, Y_α :

$$G_{(da^k, d\eta^\alpha)} = I + dG_{(a^k, \eta^\alpha)}$$

$$G_{(da^k, d\eta^\alpha)} = \imath[da^k X_k + d\eta^\alpha Y_\alpha]; \quad k = 1, \dots, n; \quad \alpha = 1, \dots, r. \quad (4.9)$$

Вектор $(0, 0; da', d\eta')$ равен вектору $(a, \eta; a+da, \eta+d\eta)$, если точка $(0, 0)$ переходит в точку $da', d\eta'$, точка (a, η) переходит в точку $(a+da, \eta+d\eta)$ с помощью одного и того же преобразования

$$G(g) \equiv G(a+da, \eta+d\eta)G^{-1}(a, \eta) = G(d\eta', da')G^{-1}(0, 0) = G(d\eta', da').$$

Таким образом, можно с каждой точкой пространства (a, η) связать декартов репер, равный (в групповом смысле) тому реперу, который связан с начальной точкой. Вектор $(a, \eta; a+da, \eta+d\eta)$ имеет поэтому точно такое же аналитическое выражение, что и (4.9). Обозначая

$$d\eta'^i = \omega(a, \eta; da, d\eta), \quad d\eta'^\alpha = \theta^\alpha(a, \eta; da, d\eta),$$

получаем

$$G_{a, \eta}G_{a, \eta}^{-1} = \imath(\omega^i X_i + \theta^\alpha Y_\alpha). \quad (4.10)$$

4.2 Структурные уравнения

Пусть f —функция переменных пространства, в котором задано представление группы. Тогда бесконечно малое действие группы на функцию f имеет вид

$$df = \iota[\omega^i(d)X_i + \theta^\alpha(d)Y_\alpha]f . \quad (4.11)$$

Построим билинейный дифференциал

$$\delta df = \iota[\delta\omega^i(d)X_i + \delta\theta^\alpha(d)Y_\alpha]f + \iota[\omega^i(d)\delta(X_i f) + \theta^\alpha(d)\delta(Y_\alpha f)],$$

где дифференциал от функций $X_i f$ и $Y_\alpha f$ определяется согласно (4.11). Внешний дифференциал левой стороны равенства (4.11) равен нулю:

$$(df)' = \delta df - d\delta f = 0.$$

Приравнивание нулю коэффициентов при одинаковых линейно - независимых генераторах во внешнем дифференциале правой стороны (4.11) приводит к системе структурных уравнений:

$$\begin{aligned} (\omega^i)' &= C_{k\beta}^i \omega^k \wedge \theta^\beta; \\ (\theta^\gamma)' &= \frac{1}{2} C_{\alpha\beta}^\gamma \theta^\alpha \wedge \theta^\beta + \frac{1}{2} C_{ki}^\gamma \omega^k \wedge \omega^i; \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} (\omega^k)' &= -\delta\omega^k(d) + d\omega^k(\delta); \\ \omega^k \wedge \theta^\beta &= \omega^k(d)\theta^\beta(\delta) - \omega^k(\delta)\theta^\beta(d). \end{aligned}$$

Из полученных структурных уравнений можно перейти к структурным уравнениям, в которых имеется зависимость только от латинских индексов, связанных с пространством параметров a^i смежных

классов G/H . Определим для этого новые формы

$$\omega_k^i = C_{k\beta}^i \theta^\beta \quad (4.12)$$

и воспользуемся тождеством Якоби, которое приводит к соотношению

$$C_{\alpha\beta}^k C_{jk}^l = C_{\beta k}^l C_{\alpha j}^k - C_{\alpha k}^l C_{\beta j}^k.$$

Окончательно для форм ω^i , ω_k^i получим уравнения

$$(\omega^i)' = \omega^k \wedge \omega_k^i, \quad (4.13)$$

$$(\omega_j^i)' = -\frac{1}{2} R_{jki}^l \omega^k \wedge \omega^i + \omega_j^k \wedge \omega_k^l,$$

где

$$-R_{jki}^l = C_{j\gamma}^l C_{ki}^\gamma;$$

и зависимость осталась только от латинских индексов факторпространства.

Уравнения (4.13) совпадают по форме со структурными уравнениями Картана для риманова n -мерного пространства с ненулевой кривизной. Далее будем рассматривать только групповое пространство параметров a^i , полагая параметры $\eta_\alpha = 0$. Можно трактовать формы ω^i как компоненты бесконечно малого смещения начала репера относительно репера в точке a , а ω_j^i — как изменение компонент самого репера. Согласно такой геометрической интерпретации форм ω^i и θ^γ как сдвига и вращения, естественно считать, что преобразование группы G является вращением, если оно принадлежит подгруппе H , и сдвигом, если оно порождено бесконечно малым преобразованием $\omega^i X_i$. Преобразования подгруппы H оставляют неподвижными

начало координат группового пространства и носят название *стационарной подгруппы данного пространства*. Можно получить реализацию указанных преобразований, представляя общее преобразование группы G в виде произведения

$$G = K(a)H(\eta), \quad (4.14)$$

где $K(a)$ —преобразование, принадлежащее левому смежному классу G/H группы G по подгруппе H . Действуя слева на элемент группы G произвольным преобразованием $G(g)$ и разделяя полученный элемент по (4.14):

$$G(g)K(a)H(\eta) = K(a'(a, g))H(\eta'(\eta, a, g)), \quad (4.15)$$

можно определить каким образом преобразуются параметры a, η . Параметризация $K(a)$, то есть явный вид конечных преобразований группы, может быть совершенно произвольной. Это соответствует произвольным движениям реперов в дифференциальной геометрии Картана. Каждая параметризация K эквивалентна определённому выбору координат в пространстве G/H .

4.3 Экспоненциальная параметризация

Рассмотрим более подробно экспоненциальную параметризацию

$$K(a) = \exp(\iota a^j X_j). \quad (4.16)$$

Определим явный вид форм Картана и бесконечно малых преобразований в этом случае. Уравнения для форм Картана имеют вид

$$\exp(-\iota X_k a^k) d [\exp(\iota X_k a^k)] = \iota [\omega^i(a, da) X_i + \theta^\alpha(a, da) Y_\alpha].$$

Введём в (4.16) параметр t с помощью преобразования $a^k \rightarrow a^k t$.

Получим

$$\exp(-\iota X_k a^k t) d [\exp(\iota X_k a^k t)] = \iota [\omega^i(ta, tda) X_i + \theta^\alpha(ta, tda) Y_\alpha].$$

Дифференцируя по t левую и правую части этого равенства, приходим к системе уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega^i}{\partial t} &= da^i + a^k \theta^\beta C_{k\beta}^i \\ \frac{\partial \theta^\alpha}{\partial t} &= a^i \omega^l C_{il}^\alpha. \end{aligned}$$

После подстановки (4.12) в терминах форм ω^i, ω_j^i эти уравнения совпадают с фундаментальными уравнениями Картана, которые описывают движение реперов по геодезическим линиям и определяют формы Картана в нормальных координатах. Таким образом, экспоненциальная параметризация конечных преобразований группы эквивалентна выбору нормальных координат в пространстве G/H :

$$\begin{aligned} \omega^i(a, da) &= (\sin \sqrt{m}/\sqrt{m})_k^i da^k; \\ \theta^\alpha(a, da) &= [(1 - \cos \sqrt{m}/m)]_k^i da^k C_{il}^\alpha a^l; \\ m_i^j &= -C_{j\alpha}^i C_{ki}^\alpha a^j a^k. \end{aligned}$$

Определим изменения координат a при бесконечно малом сдвиге, порождаемом преобразованием $\varepsilon^i X_i$, $\varepsilon_i \rightarrow 0$. Полагая в (4.14)

$$G(g) = (1 + \varepsilon^i X_i) + O(\varepsilon^2),$$

получаем

$$(1 + \varepsilon^i X_i) \exp(\iota X_i a^i) = \exp[\iota X_i (a^i + \delta a^i(a, \varepsilon))] \exp[\iota \delta \eta^\alpha(a, \varepsilon) Y_\alpha].$$

Далее, используя метод упорядочения по параметру Фейнмана, разложим экспоненты по операторам:

$$\begin{aligned} \exp(\hat{A} + \hat{B}) &= \exp \left[\int_0^1 dt (\hat{A}(t) + \hat{B}(t)) \right] = \exp \left[\int_0^1 dt \hat{A}(t) \right] + \\ &+ \int_0^1 dt \exp \left[\int_t^1 dt' A(t') \right] B(t) \exp \left[\int_0^1 dt'' A(t'') \right] + \dots, \end{aligned}$$

где t_y является такой вспомогательной переменной, что

$$\int_x^y A(t) dt = A(y - x).$$

Учитывая разложения в ряд

$$\begin{aligned} &\exp[\imath X_i(a^i + \delta a^i)] = \\ &= \exp(\imath X_i a^i) + \imath \exp(\imath X_i a^i) \int_0^1 dt \exp(-\imath X_i a^i t) (\delta a^i X_i) \exp(\imath X_i a^i t) + \dots, \end{aligned}$$

можно привести выражение к виду

$$\imath \varepsilon^i X_i(1) = \imath \int_0^1 dt \delta a^i X_i(t) + \imath \delta \eta^\alpha(a, \eta) Y_\alpha, \quad (4.17)$$

здесь

$$X_k(t) = \exp(-\imath X_i a^i t) X_k \exp(\imath X_i a^i t).$$

Определяя $Y_\alpha(t)$ аналогичным образом и дифференцируя $X_k(t)$ и $Y_\alpha(t)$ по параметру t , получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} X_k(t) &= \imath C_{ki}^\alpha a^i Y_i(t); \quad X_k(0) = X_k; \\ \frac{\partial}{\partial t} Y_\alpha(t) &= \imath C_{\alpha k}^l a^k X_l(t); \quad Y_\alpha(0) = 0. \end{aligned}$$

Решение этой системы можно записать в форме:

$$X_i(t) = (\cos \sqrt{m}t)_i^k X_k + \imath (\sin \sqrt{m}t / \sqrt{m})_i^l C_{lk}^\alpha a^k Y_\alpha.$$

Подставляя найденное решение в уравнение (4.17) и приравнявая коэффициенты при одинаковых генераторах $X_i Y_\alpha$, получаем

$$\delta a^i(a, \eta) = -(\sqrt{m} \operatorname{ctg} \sqrt{m})_k^i \varepsilon^k + O(\varepsilon^2);$$

$$\delta \eta^i(a, \eta) = \left([\sin \sqrt{m} - \operatorname{ctg} \sqrt{m}(1 - \cos \sqrt{m})] \frac{1}{\sqrt{m}} \right)_i^l \varepsilon^i C_{lk}^\alpha a^k.$$

Точно так же можно определить форму изменения координат a^i при вращении на параметр ξ^α

$$G(g')(1 + i\xi^\alpha Y_\alpha); \quad \xi^\alpha \rightarrow 0;$$

$$\delta a^i(\xi) = -C_{\alpha k}^i \xi^\alpha a^k + O(\eta^2); \tag{4.18}$$

$$\delta \eta^\alpha(a, \xi) = \xi^\alpha. \tag{4.19}$$

4.4 Алгебраические и динамические принципы симметрии

Согласно Вигнеру [3], все группы симметрии разделяются на два класса: *алгебраические симметрии*, которые отражают законы сохранения и используются для классификации свободных физических объектов – частиц и полей, вселенных и их квантовых аналогов, и *динамические симметрии*², которые позволяют определить взаимодействия этих объектов, а также связи начальных данных и их квантование. Прогресс в понимании роли и сущности динамических сим-

²По образному выражению Е. Вигнера (Вигнер, Е.: *Этюды о Симметрии*. Мир, Москва (1971)), алгебраические симметрии находятся в области *terra cognita*, а динамические симметрии – в области *terra incognita*.

метрий связан с изучением явления спонтанного нарушения симметрии вакуума. Впервые эффекты спонтанного нарушения симметрии вакуума были рассмотрены в теории многих тел Н.Н. Боголюбовым [4], а в релятивистской теории — Намбу [5] и Голдстоуном [6].

Симметрия относительно некоторой группы называется спонтанно нарушенной, если при инвариантном полном лагранжиане вакуум системы, как состояние с наименьшей энергией, стабилен лишь по отношению к преобразованиям подгруппы H полной группы G . В таком случае подгруппа H является *алгебраической* группой классификации полей или частиц теории. Спонтанное нарушение симметрии вакуума сопровождается возникновением выделенных полей с нулевой массой, называемых *голдстоуновскими* полями (теорема Боголюбова в статфизике и теорема Голдстоуна в теории поля).

В частности, *динамической симметрии* сильных взаимодействий является так называемая *киральная симметрия*³. Согласно этой симметрии сильные взаимодействия инвариантны относительно группы преобразований, включающих в себя наряду с изотопическими преобразованиями с алгеброй генераторов

$$[I_i, I_j] = \nu \varepsilon_{ijk} I_k \quad (4.20)$$

также преобразования K_j с алгеброй

$$[I_i, K_j] = \nu \varepsilon_{ijk} K_k, \quad [K_i, K_j] = \nu \varepsilon_{ijk} I_k, \quad (4.21)$$

перепутывающие состояния с различной четностью. Пример линейного представления *киральной симметрии* — правое и левое нейтри-

³Кира — по-гречески рука, которая традиционно используется для иллюстрации правой и левой спральности.

но. Существует нелинейная реализация *киральной* симметрии – киральные феноменологические лагранжианы, которые позволили получить низкоэнергетические результаты КХД в 1967–72 гг., еще до формулировки самой КХД в 1973–74 гг. В методе нелинейной реализации *киральной* симметрии с шестью параметрами три изотопических параметра принадлежат подгруппе H стабильности вакуума, а три оставшихся – собственно киральным преобразованиям, перепутывающим состояния с различной четностью. Три оставшихся киральных параметра отождествляются с тремя *голдстоуновскими полями*. Эти поля задают координаты фактор-пространства $K = G/H$ и их линейные формы по правилам

$$\exp(-iK_i\pi^i)\partial_\mu \exp(iK_i\pi^i)\partial_\mu = i[\omega^i(\partial_\mu)K_i + \theta^j(\partial_\mu)I_j]$$

согласно коммутационным соотношениям генераторов бесконечно малых преобразований группы G .

Сдвиги $\omega^i(\partial_\mu)$ и повороты $\theta^i(\partial_\mu)$ описывают произвольные движения ортогональных реперов в фактор-пространстве. Из этих линейных форм однозначно строятся в фактор-пространстве $K = G/H$ киральные феноменологические лагранжианы для взаимодействия полей. Эти лагранжианы позволяют дать описание многочисленных процессов низкоэнергетической физики адронов в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [7].

Будем рассматривать нелинейные реализации группы $A(4)$, которые становятся линейными на её подгруппе–группе Пуанкаре. Рассмотрим реализацию $A(4)$ в фактор-пространстве $A(4)/L$, где L –группа Лоренца. Введём симметричное тензорное поле $h_{\mu\nu}$ и опреде-

лим действие элемента группы g :

$$g \exp(ix_\mu P_\mu) \exp\left(\frac{i}{2} h_{\mu\nu} R_{\mu\nu}\right) = \\ \exp(ix'_\mu P_\mu) \exp\left(\frac{i}{2} h'_{\mu\nu}(x') R_{\mu\nu}\right) \exp\left(\frac{i}{2} U_{\mu\nu} L_{\mu\nu}\right),$$

где $x'_\mu, h'_{\mu\nu}(x')$ и $U_{\mu\nu}$ зависят от параметров преобразования g и поля $h_{\mu\nu}$. Пусть Ψ произвольное поле, являющееся линейным представлением группы Лоренца. Тогда действие группы $A(4)$ на поле Ψ определяется как

$$g\Psi = \Psi'(x) = \exp\left(\frac{i}{2} U_{\mu\nu}(h(x), g) L_{\mu\nu}^\Psi\right) \Psi,$$

где $L_{\mu\nu}^\Psi$ – матрица-генератор в линейном представлении группы Лоренца.

Тогда произвольные движения реперов (сдвиги и повороты) в фактор-пространстве $A(4)/L$ описываются формами Картана ω , как коэффициентами разложения бесконечно малых преобразований относительно генераторов алгебры $A(4)$ (3.28):

$$\left[\exp\left(-\frac{i}{2} h_{\alpha\beta} R_{\alpha\beta}\right) \exp(-ix_\mu P_\mu) \right] d \left[\exp(ix_\mu P_\mu) \exp\left(\frac{i}{2} h_{\alpha\beta} R_{\alpha\beta}\right) \right] =$$

$$GdG^{-1} = \underbrace{\imath [P_{(\alpha)} \cdot \omega_{(\alpha)}^P + R_{(\alpha)(\beta)} \cdot \omega_{(\alpha)(\beta)}^R]}_{\text{shifts } K=A(4)/L} + \underbrace{L_{(\alpha)(\beta)} \cdot \omega_{(\alpha)(\beta)}^L}_{\text{rotations } K=A(4)/L},$$

Формы

$$\omega_{(\alpha)}^P(d) = e_{(\alpha)\mu} dx^\mu, \tag{4.22}$$

$$\omega_{(\alpha)(\beta)}^R(d) = \frac{1}{2} \left(e_{(\alpha)}^\mu de_{(\beta)\mu} + e_{(\beta)}^\mu de_{(\alpha)\mu} \right), \tag{4.23}$$

$$\omega_{(\alpha)(\beta)}^L(d) = \frac{1}{2} \left(e_{(\alpha)}^\mu de_{(\beta)\mu} - e_{(\beta)}^\mu de_{(\alpha)\mu} \right). \tag{4.24}$$

определяют ковариантные дифференциалы координаты и голдстоуновских полей и используются для определения ковариантного дифференциала полей Ψ . Здесь $e_{(\alpha)\mu}$ – компоненты тетрад с двумя индексами. Один индекс относится к риманову многообразию, а второй (α) к касательному пространству Минковского. Компоненты тетрад являются коэффициентами разложения форм Картана по дифференциалам координатного пространства.

Для описания фермионов в римановом пространстве используется фоковский репер в тетрадном формализме [8]. Действие фермионного поля задаётся в виде

$$W_{\text{matter}}[g, \Psi] = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\bar{\Psi} \gamma_{(\beta)} D_{(\beta)} \Psi - m_0 \bar{\Psi} \Psi \right], \quad (4.25)$$

где

$$\gamma_{(\beta)} = \gamma^\mu e_{(\beta)\mu}$$

– дираковские γ -матрицы, просуммированные с тетрадами $e_{(\beta)\nu}$, и m_0 масса фермиона в настоящее время. Ковариантные дифференциалы набора полей Ψ определяются формулой

$$D_{(\gamma)} \Psi = \frac{D\Psi}{\omega_{(\gamma)}^P} = \left[\partial_{(\gamma)} + \frac{i}{2} v_{(\alpha)(\beta),(\gamma)} L_{(\alpha)(\beta)}^\Psi \right] \Psi, \quad (4.26)$$

где

$$\partial_{(\gamma)} = (e^{-1})_{\mu(\gamma)} \partial_\mu,$$

а $L_{(\alpha)(\beta)}^\Psi = [\gamma_{(\alpha)}, \gamma_{(\beta)}]$ – генераторы группы Лоренца, линейная форма $v_{(\alpha)(\beta),(\gamma)}$ строится посредством форм Картана (4.23) и (4.24):

$$v_{(\alpha)(\beta),(\gamma)} = \left[\omega_{(\alpha)(\beta)}^L(\partial_{(\gamma)}) + \omega_{(\alpha)(\gamma)}^R(\partial_{(\beta)}) - \omega_{(\beta)(\gamma)}^R(\partial_{(\alpha)}) \right]. \quad (4.27)$$

4.5 Теория гравитации как нелинейная реализация $A(4) \otimes C$

4.5.1 Вывод действия ОТО



В конце пятидесятых – начале шестидесятых, в тесном сотрудничестве И.В. Полубариновым, В.И. Огиевецкий получил ряд пионерских результатов в области теоретико-полевой трактовки калибровочных теорий и гравитации. Эти исследования основывались на трактовке калибровочных полей как полей с определённым спином во взаимодействии. Эта идея оказалась весьма существенной для дальнейшего развития калибровочных теорий. Самым ярким его достижением на этом направлении стало новое понимание теории гравитации как нелинейной реализации двух спонтанно нарушенных пространственно-временных симметрий – конформной и аффинной, а гравитона – как соответствующей голдстоуновской частицы. До последних лет своей жизни он был руководителем сектора “Суперсимметрия” в Лаборатории теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова ОИЯИ.

Используя аналогию с феноменологическими киральными лагран-

жианами [7], можно построить феноменологический аффинный лагранжиан в виде нелинейной совместной реализации аффинной и конформной групп симметрии.

Впервые такая нелинейная совместная реализация была построена в [9]. Авторы статьи утверждают, что такая теория буквально совпадает с ОТО Эйнштейна с действием Гильберта, если в качестве подгруппы стабильности вакуума выбрать подгруппу Лоренца, а десять гравитонов отождествить с десятью параметрами фактор-пространства собственно аффинных преобразований

$$G = e^{iP \cdot x} e^{iR \cdot h}.$$

Ковариантное выражение для действия голдстоуновских полей может быть получено с помощью коммутатора ковариантного дифференцирования поля Ψ

$$[D_{(\delta)} D_{(\gamma)} - D_{(\gamma)} D_{(\delta)}] \Psi = i R_{(\alpha)(\beta),(\delta)(\gamma)}^{(4)} L_{(\alpha)(\beta)}^{\Psi} \frac{\Psi}{2}, \quad (4.28)$$

где

$$R_{(\alpha)(\beta),(\gamma)(\delta)}^{(4)} = \partial_{(\gamma)} v_{(\alpha)(\beta),(\delta)} + v_{(\alpha)(\beta),(\zeta)} v_{(\delta)(\zeta),(\gamma)} + v_{(\alpha)(\zeta),(\delta)} v_{(\beta)(\zeta),(\gamma)} - ((\gamma) \leftrightarrow (\delta)) \quad (4.29)$$

есть тензор кривизны. Тогда из форм Картана можно получить действие Гильберта для ОТО ⁴

$$W_{\text{H}}(g) = - \int d^4x \left[\sqrt{-g} \frac{R^{(4)}(g)}{6} \right] \quad (4.30)$$

⁴Мы используем здесь и далее естественные единицы

$$M_{\text{Pl}}^* \equiv M_{\text{Pl}} \sqrt{3/(8\pi)} = c = \hbar = 1.$$

с интервалом

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (4.31)$$

Однако, действие ОТО (4.30) не является инвариантом конформной группы симметрии. Конформно инвариантная версия ОТО возникает из действия (4.30), если сделать замену переменных $g_{\mu\nu} = e^{-2D} \tilde{g}_{\mu\nu}$ и выбрать другое определение измеряемого интервала. В этом случае кривизна имеет вид

$$R(g = e^{-2D} \tilde{g}) = e^{-D} \left(R(\tilde{g}) - 6\tilde{\square} \right) e^{-D},$$

где

$$\tilde{\square} \equiv \frac{1}{\sqrt{-\tilde{g}}} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\sqrt{-\tilde{g}} \tilde{g}^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} \right)$$

есть оператор Даламбера в метрике \tilde{g} с интервалом

$$\tilde{ds}^2 = \tilde{g}_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu. \quad (4.32)$$

После замены переменных действие (4.30) принимает вид

$$\begin{aligned} W_C(\tilde{g}, D) &= \quad (4.33) \\ &= \int d^4x \left[\frac{\sqrt{-\tilde{g}}}{6} R^{(4)}(\tilde{g}) e^{-2D} - e^{-D} \frac{\partial}{\partial x^\mu} \left(\sqrt{-\tilde{g}} \tilde{g}^{\mu\nu} \frac{\partial}{\partial x^\nu} e^{-D} \right) \right], \end{aligned}$$

где D — скалярное поле дилатона, масштабное преобразование которого компенсирует преобразования других полей. В действии конформно инвариантной теории (4.33) число переменных осталось таким же как и в теории Эйнштейна (4.30). Более того, в бесконечном объёме все решения классических уравнений теории (4.33) находятся в соответствии решениями классических уравнений теории (4.30). Однако, наблюдательные данные неопровержимо свидетельствуют о

конечном пространственном объёме и конечном интервале времени Вселенной, конечной энергии и конечной плотности энергии. Все эти конечные величины могут быть определены в конкретной системе отсчёта. В конформной теории существует система отсчёта с единичным детерминантом пространственной метрики с конформным интервалом (4.32). Именно её мы будем использовать для классификации наблюдательных данных.

4.5.2 Отличия стандартной ОТО от нелинейной реализации $A(4) \otimes C$

Лагранжиан совместной нелинейной реализации произведения групп является аналогом феноменологических лагранжианов. Соответствующая теория сохраняет все наблюдательные предсказания ОТО на уровне масштабов Солнечной системы. Тем не менее, выведенная теория гравитации отличается от метрической формулировки стандартной ОТО. Перечислим эти отличия.

1. Все измеряемые поля и наблюдаемые конформной теории $\tilde{F}^{(n)} \equiv F_c^{(n)}$, включая метрику, связаны с соответствующими полями и наблюдаемыми стандартной ОТО $F^{(n)} \equiv F_s^{(n)}$ масштабным преобразованием

$$F_c^{(n)} = e^{nD} F_s^{(n)}, \quad (4.34)$$

где D – скалярное дилатонное поле, а (n) – конформный вес. В частности, метрический тензор в ОТО $g_{\mu\nu}$ отличается от мет-

рического тензора в конформной теории $\tilde{g}_{\mu\nu}$:

$$g_{\mu\nu} = e^{-2D} \tilde{g}_{\mu\nu}. \quad (4.35)$$

2. В отличие обычного скалярного поля, дилатон D имеет indefinite метрику в пространстве Гильберта, то есть отрицательную вероятность. Поле дилатона D может быть разложено по гармоникам

$$D(x^0, x^1, x^2, x^3) = \langle D \rangle(x^0) + \bar{D}(x^0, x^1, x^2, x^3), \quad (4.36)$$

где $\langle D \rangle(x^0)$ есть нулевая гармоника дилатона и $\bar{D}(x^0, x^1, x^2, x^3)$ есть сумма всех ненулевая гармоник с условием

$$\int_{V_0} d^3x \bar{D} = 0.$$

3. Нулевая гармоника дилатона $\langle D \rangle(x^0)$ определяется как усреднение дилатона по конечному объёму $V_0 = \int_{V_0} d^3x$

$$\langle D \rangle(x^0) = V_0^{-1} \int_{V_0} d^3x D(x^0, x^1, x^2, x^3). \quad (4.37)$$

Нулевая гармоника описывает *светимость*, определяемую в наблюдательной космологии и астрофизике как (со знаком минус) логарифм космологического масштабного фактора

$$\langle D \rangle = -\ln a = \ln(1+z), \quad (4.38)$$

где $z = (1-a)/a$ есть красное смещение. Нулевая гармоника дилатона играет роль времени в полевого пространстве событий. Соответственно, импульс нулевой гармоники дилатона становится энергией Вселенной в этом пространстве событий и тем самым решается проблема ненулевой энергии в ОТО.

4. Ненулевые гармоники дилатона D , в силу ортогональности с нулевой гармоникой, имеют нулевые импульсы и становятся ньютоново-подобными потенциалами, как раз теми, которые увеличивают в два раза угол отклонения луча света полем тяготения Солнца в сравнении с теорией Ньютона.
5. Отношения между переменными Стандартной (s) и Конформной моделями (c) может быть проиллюстрировано на примере массивной части действия для фермионов

$$W_m[g_s, \Psi_s] = - \int d^4x \sqrt{-g_s} \bar{\Psi}_s \Psi_s m_0, \quad (4.39)$$

и их преобразованиями в конформные величины:

$$g_{s\mu\nu} = e^{-2D} g_{c\mu\nu} = e^{-2D} \tilde{g}_{\mu\nu}, \quad \Psi_s = e^{3D/2} \Psi_c. \quad (4.40)$$

В результате мы получим

$$W_m[g_c, \Psi_c, D] = - \int d^4x \sqrt{-g_c} \bar{\Psi}_c \Psi_c e^{-D} m_0. \quad (4.41)$$

Это соответствие между ОТО и её конформно-аффинной версией было уже установлено Дираком [10]. Все классические тесты в ОТО, включая прецессию перигелия Меркурия, отклонение света Солнцем, гравитационное красное смещение света и гравитационное линзирование полностью выполняются в этом случае.

6. Результат (4.41) означает, что в конформно-аффинной версии (4.33) масштабный космологический фактор (4.38) изменяет не интервал, а массы частиц. Вместо расширения пространства

с постоянными размерами космических объектов в Стандартной космологии, Конформная космология ведёт к постоянному пространству с уменьшающимися размерами космических объектов. Таким образом, переход к конформным переменным и наблюдаемым имеет такое же радикальное мировоззренческое следствие как переход к Гелиоцентрической системе отсчёта в Средние века. Это радикальное мировоззренческое следствие состоит в том, что наиболее простая классификация наблюдаемых данных осуществляется в системе отсчёта, где происходит эволюция самого наблюдателя вместе с объектами его наблюдения. В Гелиоцентрической системе сам наблюдатель вращается вместе с Землёй вокруг Солнца. В классе систем отсчёта и наблюдаемых Конформной теории сам наблюдатель испытывает космическую эволюцию его собственной массы, а не внешнее пространство.

7. Кроме того, в каждой точке риманова многообразия вводится касательное пространство Минковского в терминах реперов Фока. Интервал принимает вид суммы произведений компонент реперов Фока в касательном пространстве Минковского с метрикой

$$\eta^{(\alpha)(\beta)} = \text{sign} : (1, -1, -1, -1) :$$

$$\tilde{g}_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \omega_{(\alpha)} \otimes \omega_{(\beta)} \eta^{(\alpha)(\beta)}.$$

Компоненты реперов Фока $\omega_{(\alpha)}$ являются инвариантами относительно общекоординатных преобразований. Именно поэтому, как мы

покажем дальше, гравитон в теории (4.33) имеет всего единственную компоненту, в отличие от стандартной ОТО.

4.6 Выводы

С целью построения квантового оператора возникновения и эволюции Вселенной как унитарного неприводимого представления конформной и аффинной групп симметрий, здесь представлены основные элементы теории нелинейных реализаций групп симметрий, развитые Эли Картаном [1]. Затем дан вывод классической теории гравитации как совместной нелинейных реализации конформной и аффинной групп симметрий [9] по аналогии с киральным феноменологическим лагранжианом для мезонов [7].

Полученная теория гравитации содержит не только известные физические эффекты ОТО для Солнечной системы, а также все элементы дальнейшего развития идей Эйнштейна, предложенные его современниками и последователями, включая вариационный принцип действия Гильберта (1915), реперы Фока [8] в касательном пространстве Минковского, конформный интервал Дирака, где детерминант метрики отождествляется со скалярным дилатоном.

Литература

- [1] Карган, Э.: *Геометрия Групп Ли и Симметрические Пространства*. Изд-во ин. лит-ры, Москва (1949)
- [2] Pavlov, A.: *Two-dimensional R^n -gravitation*. Int. J. Theor. Phys. **36**, 2107 (1997)
- [3] Вигнер, Е.: *Этюды о Симметрии*. Мир, Москва (1971)
- [4] Bogoliubov, N.N.: *On some problems of the theory of superconductivity*. Physica. **26**, 56 (1960)
- [5] Nambu, Y.: *Axial vector current conservation in weak interactions*. Phys. Rev. Lett. **4**, 380 (1960)
- [6] Goldstone, J.: *Field Theories with Superconductor Solutions*, Nuovo Cimento. **19**, 54 (1961)
- [7] Волков, М.К., Первушин, В.Н.: *Существенно Нелинейные Квантовые Теории, Динамические Симметрии и Физика Мезонов*. Атомиздат, Москва (1978)
- [8] Fock, V.: *Geometrisierung der Diracschen theorie des electrons*. Zs. f. Fiz. **57**, 261 (1929).

- [Фок, В.А.: *Геометризация дираковской теории электрона*. Сб. статей: *Альберт Эйнштейн и теория гравитации*. Мир, Москва, 415 (1979)]
- [9] Борисов, А.Б., Огиевецкий, В.И.: *Теория динамических аффинной и конформной симметрий как теория гравитационного поля*. Теор. и Мат. Физика. **21**, 329 (1974)
- [10] Dirac, P.A.M.: *Long range forces and broken symmetries*. Proc. R. Soc. Lond. **A 333**, 403 (1973).
- [Дирак, П.А.М.: *Дальнодействующие силы и нарушенные симметрии*. Собр. научн. трудов под ред. А.Д. Суханова. Физматлит, Москва. **IV**, 469 (2005)]

Глава 5

Гамильтонова формулировка теории гравитации

5.1 Расслоение $4=3+1$

Существует взаимно-однозначное соответствие между решениями уравнений Конформной дилатонной теории Дирака (4.33) и классическими решениями уравнений Эйнштейна в ОТО

$$\frac{\delta W_{\text{H}}}{\delta g_{\mu\nu}} = 0$$

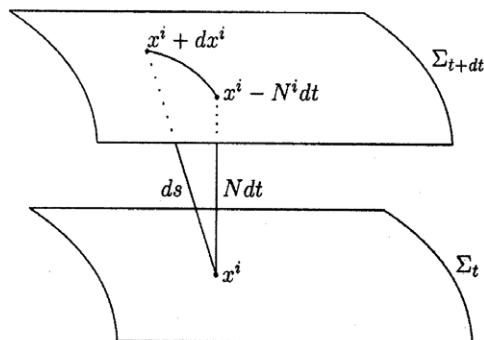
в терминах компонент метрики $g_{\mu\nu}$. Компоненты метрики являются объектами произвольных общекоординатных преобразований. В частности, группа общекоординатных преобразований (диффеоморфизмов) гамильтонова подхода содержит следующие преобразова-

ния координат

$$x^0 \rightarrow \tilde{x}^0 = \tilde{x}^0(x^0); \quad (5.1)$$

$$x_i \rightarrow \tilde{x}_i = \tilde{x}_i(x^0, x_1, x_2, x_3) \quad (5.2)$$

На Рисунке 5.1 изображена линия времени и две из множества пространственно



- подобных трёхмерных гиперповерхностей, через которые эта линия времени проходит в ОТО. Переход от гиперповерхности Σ_t к гиперповерхности Σ_{t+dt} описывается функцией хода N и вектором сдвига N_i . Семейство всех пространственно - подобных трёхмерных гиперповерхностей называется конгруэнцией, а соответствующая параметризация метрических компонент называется $4=3+1$ расслоением пространства-времени.

Эта группа преобразований сохраняет семейство (конгруэнцию) гиперповерхностей $x^0 = \text{const}$, и называется кинеметрической подгруппой [1] группы общих координатных преобразований

$$x_\mu \rightarrow \tilde{x}_\mu = \tilde{x}_\mu(x^0, x_1, x_2, x_3).$$

Группа кинеметрических преобразований содержит репараметризации *координатного времени* (5.1) в классе функций, зависящих толь-

ко от координатного времени, которые будем называть глобальными. Преобразования же (5.2) будем называть локальными. Таким образом, подгруппа диффеоморфизмов гамильтоновой формулировки ОТО (5.1) и (5.2) складывается из одного глобального и трёх локальных преобразований, то есть, структура подгруппы кинематрических преобразований имеет вид $1G \oplus 3L$.

Идентификация и выделение физических степеней свободы является одной из самых важных проблем теории гравитации, которая стимулировала Дирака к созданию обобщённой гамильтоновой формулировки систем со связями [2], и, позднее, к развитию этой формулировки многими авторами [3, 4, 5]. Решение этой проблемы состоит в отделении истинной эволюции наблюдаемых динамических и геометрических величин от общекоординатных (калибровочных) преобразований (5.1) и (5.2).

Введённый выше формализм форм Картана позволяет сформулировать теорию гравитации в терминах инвариантов относительно общекоординатных преобразований посредством перехода к инвариантным компонентам реперов Фока.

Расслоение пространства-времени $4=3+1$ (см. Рис. 5.1) предполагает введение компонент реперов Фока $\omega_{(a)}$ в следующей форме

$$\omega_{(0)} = e^{-2D} N dx^0, \tag{5.3}$$

$$\omega_{(b)} = \mathbf{e}_{(b)i} dx^i + N_{(b)} dx^0. \tag{5.4}$$

Здесь N есть функция хода в теории (4.33),

$$N_{(b)} = N^j \mathbf{e}_{(b)j}$$

– компоненты вектора сдвига; $\mathbf{e}_{(b)i}$ – ортонормированные компоненты триад с единичным детерминантом:

$$\mathbf{e}_{(b)i}\mathbf{e}_{(b)}^j = \delta_i^j; \quad \mathbf{e}_{(a)j}\mathbf{e}_{(b)}^j = \delta_{(a)(b)}.$$



Владимир Александрович Фок родился в Санкт-Петербурге в семье межевого инженера. Окончив среднюю школу в Петрограде в 1916 г., В. А. Фок поступил на физико-математический факультет Петроградского университета. В 1922 г. окончил Петроградский университет и остался там работать, с 1932 г. — в должности профессора, впоследствии возглавлял кафедру теоретической физики. В разные годы одновременно работал в Ленинградском физико-техническом институте (1924—1936), Государственном оптическом институте (1928—1941, руководил теоретическим отделом), в Физическом институте АН СССР (1934—1941 и 1944—1953), в Институте физических проблем АН СССР (1954—1964).

В действии аффинно-конформной теории гравитации (4.33), выраженном через формы Маурера—Картана, непосредственно измеряемыми являются не дифференциалы координат риманова пространства dx^0 и dx^i , а инвариантные относительно общих координатных

преобразований компоненты ортогонального репера в касательном пространстве (5.3) и (5.4). Эти компоненты являются, вообще говоря, неинтегрируемыми линейными формами. Зависимость линейных форм от координат касательного пространства

$$X_{(b)} = x^i \mathbf{e}_{(b)i}$$

можно найти, используя правило Лейбница

$$AdB = d[AB] - [AB]d \ln A$$

и условие ортогональности триад

$$\mathbf{e}_{(a)i} \mathbf{e}_{(a)}^j = \delta_i^j.$$

Подставляя эти выражения в линейную форму

$$\bar{\omega}_{(b)}(d) = \mathbf{e}_{(b)i} dx^i,$$

получим

$$d[x^i] \mathbf{e}_{(b)i} = d[x^i \mathbf{e}_{(b)i}] - x^i d[\mathbf{e}_{(b)i}] = d[x^i \mathbf{e}_{(b)i}] - [x^i \mathbf{e}_{(a)i}] [\mathbf{e}_{(a)}^j] d[\mathbf{e}_{(b)j}].$$

Тогда, учитывая определение наблюдаемых $X_{(b)} = x^i \mathbf{e}_{(b)i}$, легко найти искомую зависимость:

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_{(b)}(d) &= \mathbf{e}_{(b)i} dx^i = dX_{(b)} - X_{(c)} \mathbf{e}_{(c)}^i d\mathbf{e}_{(b)i} \\ &= dX_{(b)} - X_{(c)} [\omega_{(c)(b)}^R(d) + \omega_{(c)(b)}^L(d)], \end{aligned} \quad (5.5)$$

где

$$\omega_{(c)(b)}^R(d) = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_{(c)}^i d\mathbf{e}_{(b)i} + \mathbf{e}_{(b)}^i d\mathbf{e}_{(c)i}),$$

$$\omega_{(c)(b)}^L(d) = \frac{1}{2}(\mathbf{e}_{(c)}^i d\mathbf{e}_{(b)i} - \mathbf{e}_{(b)}^i d\mathbf{e}_{(c)i})$$

есть формы Картана (коэффициенты спиновой связности), описывающие сильные гравитационные волны. Фактор $X_{(c)}$ в уравнении (5.5) означает, что гиперповерхность, перпендикулярная волновому вектору гравитационной волны, испытывает расширение или сжатие хаббловского типа [6], известное в Стандартной космологии.

5.2 Гамильтонова формулировка ОТО в терминах форм Картана

Здесь стандартная гамильтонова формулировка ОТО адаптируется к формам Картана. Действие Гильберта с учётом электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ и скалярного поля Q имеет вид¹:

$$W[g, A, Q] = \tag{5.6}$$

$$= - \int d^4x \sqrt{-g} \left(\frac{1}{6} R^{(4)}(g) - \frac{1}{4} F_{\mu\alpha} F_{\nu\beta} g^{\mu\nu} g^{\alpha\beta} + \partial_\mu Q \partial_\nu Q g^{\mu\nu} \right).$$

Переходя к конформным переменным (4.35) $g_{\mu\nu} = e^{-2D} \tilde{g}_{\mu\nu}$, получим действие

$$W[\tilde{g}, A, Q] = - \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \left[e^{-D} \left(\frac{1}{6} R^{(4)}(\tilde{g}) - \square \right) e^{-D} \tag{5.7}$$

$$- \frac{1}{4} F_{\mu\alpha} F_{\nu\beta} \tilde{g}^{\mu\nu} \tilde{g}^{\alpha\beta} + \partial_\mu Q \partial_\nu Q \tilde{g}^{\mu\nu} \right], \tag{5.8}$$

¹Напомним, что мы используем естественную систему единиц

$$\hbar = c = M_{\text{Planck}} \sqrt{3/(8\pi)} = 1.$$

где

$$\square \equiv \frac{1}{\sqrt{-\tilde{g}}} \partial_\mu \left(\sqrt{-\tilde{g}} g^{\mu\nu} \partial_\nu \right) \quad (5.9)$$

есть оператор Даламбера. С помощью определения тетрадных компонент (5.3) и (5.4) действие (5.6) записывается в форме

$$W = \int d^4x N [\mathcal{L}_D + \mathcal{L}_g + \mathcal{L}_A + \mathcal{L}_Q]. \quad (5.10)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_D &= -v_D^2 - \frac{4}{3} e^{-7D/2} \Delta e^{-D/2}, \\ \mathcal{L}_g &= \frac{1}{6} \left[v_{(a)(b)} v_{(a)(b)} - e^{-4D} R^{(3)}(\mathbf{e}) \right], \\ \mathcal{L}_A &= \frac{1}{2} \left[v_{(b)(A)}^2 - F_{ij} F^{ij} \right], \\ \mathcal{L}_Q &= e^{-2D} (v_Q)^2 - e^{-2D} (\partial_{(b)} Q)^2; \end{aligned}$$

лагранжевы плотности и

$$\begin{aligned} v_Q &= \frac{1}{N} [(\partial_0 - N^l \partial_l) Q + \partial_l N^l / 3], \\ v_D &= \frac{1}{N} [(\partial_0 - N^l \partial_l) D + \partial_l N^l / 3], \end{aligned} \quad (5.11)$$

$$v_{(a)(b)} = \frac{1}{N} \left[\omega_{(a)(b)}^R (\partial_0 - N^l \partial_l) + \partial_{(a)} N_{(b)}^\perp + \partial_{(b)} N_{(a)}^\perp \right], \quad (5.12)$$

$$v_{(b)(A)} = \frac{1}{N} \mathbf{e}_{(a)}^i [\partial_0 A_i - \partial_i A_0 + F_{ij} N^j]$$

скорости метрических компонент и полей и $R^{(3)}(\mathbf{e})$ есть трёхмерная пространственная кривизна, выраженная в терминах триад $\mathbf{e}_{(a)i}$

$$R^{(3)} = R^{(3)}(\mathbf{e}) - \frac{4}{3} e^{7D/2} \Delta e^{-D/2}, \quad (5.13)$$

$$R^{(3)}(\mathbf{e}) = \quad (5.14)$$

$$= -2\partial_i [\mathbf{e}_{(b)}^i \sigma_{(c)|(b)(c)}] - \sigma_{(c)|(b)(c)} \sigma_{(a)|(b)(a)} + \sigma_{(c)|(d)(f)} \sigma_{(f)|(d)(c)},$$

где

$$\sigma_{(c)|(a)(b)} = [\omega_{(a)(b)}^L(\partial_{(c)}) + \omega_{(a)(c)}^R(\partial_{(b)}) - \omega_{(b)(c)}^R(\partial_{(a)})],$$

$$\omega_{(a)(b)}^R(\partial_{(c)}) = \frac{1}{2} [\mathbf{e}_{(a)}^j \partial_{(c)} \mathbf{e}_{(b)}^j + \mathbf{e}_{(b)}^i \partial_{(c)} \mathbf{e}_{(a)}^i], \quad (5.15)$$

$$\omega_{(a)(b)}^L(\partial_{(c)}) = \frac{1}{2} [\mathbf{e}_{(a)}^j \partial_{(c)} \mathbf{e}_{(b)}^j - \mathbf{e}_{(b)}^i \partial_{(c)} \mathbf{e}_{(a)}^i], \quad (5.16)$$

а

$$\Delta \equiv \partial_i [\mathbf{e}_{(a)}^i \mathbf{e}_{(a)}^j \partial_j]$$

– оператор Бельтрами – Лапласа.

С помощью преобразований Лежандра $v^2/N = pv - Np^2/4$ мы определим импульсы

$$p_{(a)(b)} = \frac{v_{(a)(b)}}{3}, \quad (5.17)$$

$$p_D = 2v_D, \quad (5.18)$$

$$p_Q = 2v_Q, \quad (5.19)$$

$$p_{A(b)} = v_{A(b)}. \quad (5.20)$$

Как следствие, действие (5.10) принимает гамильтонову форму

$$W = \quad (5.21)$$

$$= \int d^4x \left[p_Q \partial_0 Q + p_{(a)(b)} \omega_{(a)(b)}^R(\partial_0) + p_{A(b)} \partial_0 A_{(b)} - p_D \partial_0 D - \mathcal{C} \right],$$

$$\mathcal{C} = \quad (5.22)$$

$$= N\mathcal{H} + N_{(b)}T_{(b)} + A_{(0)}\partial_{(b)}p_{A(b)} + \lambda_{(0)}p_D + \lambda_{(b)}\partial_k \mathbf{e}_{(b)}^k + \lambda_A \partial_{(b)}A_{(b)},$$

где N , $N_{(b)}$ и $A_{(0)}$ являются лагранжевыми множителями, вариация по которым даёт связи первого рода по классификации Дирака [2], а

$\lambda_{(0)}$, $\lambda_{(b)}$ и λ_A являются множителями Лагранжа для связей второго рода

$$\partial_k \mathbf{e}_{(b)}^k = 0, \quad (5.23)$$

$$p_D = 0. \quad (5.24)$$

Первые три связи (5.23) фиксируют пространственные координаты, а связь (5.24) известна как условие минимальности трёхмерной гиперповерхности, вложенной в четырёхмерное риманово пространство. В лагранжевой формулировке связь (5.24) выглядит как уравнение на дивергенцию вектора сдвига

$$\partial_0(e^{-3D}) + \partial_l(N^l e^{-3D}) = 0. \quad (5.25)$$

Величины

$$\mathcal{H} = -\frac{\delta W}{\delta N} = \mathcal{H}_D + \mathcal{H}_g + \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_Q, \quad (5.26)$$

где

$$\mathcal{H}_D = -\frac{p_D^2}{4} - \frac{4}{3} e^{-7D/2} \Delta e^{-D/2}, \quad (5.27)$$

$$\mathcal{H}_g = \left[6p_{(a)(b)}^2 + \frac{e^{-4D}}{6} R^{(3)}(\mathbf{e}) \right], \quad (5.28)$$

$$\mathcal{H}_A = \frac{e^{-2D}}{2} \left[p_{i(A)} p_{(A)}^i + F_{ij} F^{ij} \right], \quad (5.29)$$

$$\mathcal{H}_Q = e^{-2D} \left[e^{2D} \frac{p_Q^2}{4} + e^{-2D} (\partial_{(b)} Q)^2 \right], \quad (5.30)$$

и

$$T_{(0)(a)} = -\mathbf{e}_{(b)}^i \frac{\delta W}{\delta N_i} = -\partial_{(b)} p_{(b)(a)} + \tilde{T}_{(0)(a)}, \quad (5.31)$$

где

$$\tilde{T}_{(0)(a)} = \sum_{F=\bar{\phi}, \bar{Q}, \bar{F}} p_F \partial_{(a)} F \quad (5.32)$$

являются компонентами тензора энергии — импульса.

Условие равенства нулю компонент тензора энергии — импульса

$$\mathcal{H} = 0, \quad (5.33)$$

$$T_{(0)(a)} = 0 \quad (5.34)$$

были названы Дираком первичными связями первого рода. В соответствии с этим первое из этих условий (5.33) будем называть *гамильтоновой связью*, по аналогии с соответствующим условием для релятивистской частицы. Напомним, что гамильтониан релятивистской частицы есть решение гамильтоновой связи относительно импульса, канонически сопряжённого параметру эволюции в пространстве событий. На этом пути явных решений первичных связей первого рода возникает одна из центральных проблем релятивистских теорий гравитации — выбор параметра эволюции в полевого пространстве событий.

Что касается явного решения второй связи (5.34), то удобно использовать разложение

$$N_{(b)} = N_{(b)}^{\parallel} + N_{(b)}^{\perp}, \quad (5.35)$$

$$\partial_{(b)} N_{(b)}^{\parallel} = \partial_j N^j, \quad (5.36)$$

$$\partial_{(b)} N_{(b)}^{\perp} = 0, \quad (5.37)$$

$$p_{(b)(a)} = p_{(b)(a)}^{\perp} + \partial_{(a)} f_{(b)}^{\perp} + \partial_{(b)} f_{(a)}^{\perp}. \quad (5.38)$$

Квадрат импульса в уравнении (5.28) можно представить как

$$p_{(b)(a)}^2 = (p_{(a)(b)}^\perp)^2 + [\partial_{(a)}f_{(b)}^\perp + \partial_{(b)}f_{(a)}^\perp]^2, \quad (5.39)$$

где $f_{(a)}^\perp$ удовлетворяет уравнению

$$\left[\Delta f_{(a)}^\perp + \partial_{(a)}\partial_{(b)}f_{(a)}^\perp \right] = \tilde{T}_{(0)(a)}, \quad (5.40)$$

которое следует из уравнения (5.34) после подстановки (5.38).

Связь второго класса (5.24) ведёт к ещё одной — вторичной связи

$$\frac{\delta W}{\delta D} = -T_D = 0,$$

а именно,

$$(\partial_\tau - \mathcal{N}_{(b)}\partial_{(b)})p_D = T_D, \quad (5.41)$$

где

$$T_D = \frac{4}{3} \left[7\mathcal{N}e^{-7D/2}\Delta e^{-D/2} + e^{-D/2}\Delta[\mathcal{N}e^{-7D/2}] \right] - \mathcal{N}\partial_D[\mathcal{H}_g + \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_Q].$$

Мы здесь только адаптировали стандартную гамильтонову формулировку [7] теории гравитации к формам Картана. В терминах этих форм кривизна приобретает биллокальный вид. Действие такой теории описывает физическую систему типа сжатого осциллятора [8]. Это даёт надежду построить квантовую теорию такой системы, если удастся решить проблемы стандартной гамильтоновой формулировки на уровне форм Картана.

5.3 Проблемы гамильтоновой формулировки

Перечислим эти проблемы.

1. Первая из них – это проблема однозначного определения ненулевого гамильтониана как генератора эволюции. Дело в том, что ОТО является сингулярной теорией с первичными и вторичными связями первого рода. Гамильтониан, являющийся связью, равен нулю. В итоге на условиях связей $\mathcal{C} = 0$ возникает действие

$$W_{\mathcal{C}=0} = \int d^4x \left[p_{(a)(b)} \omega_{(a)(b)}^R(\partial_0) + p_Q \partial_0 Q + p_{A(b)} \partial_0 A_{(b)} - p_D \partial_0 D \right], \quad (5.42)$$

где все канонические импульсы и скорости удовлетворяют условиям связи. Этот факт затрудняет однозначное определение генератора эволюции для функции состояния в квантовой теории.

2. Вторая проблема – это самосогласованность теории возмущения. Как было отмечено еще К. Кухаржем [9], функция хода N вообще не входит в линеаризованные уравнения связи. В этом и состоит несамосогласованность, что, в свою очередь, сильно затрудняет формулировку пертурбативной квантовой теории. Действительно, метрическое представление функционала состояний основано на предположении, что компоненты метрического тензора могут быть взяты как независимые переменные.

В классической теории это предположение было сформулировано как “thin sandwich theorem“, согласно которой, начальные значения метрического тензора вместе с его производными однозначно (при подходящих граничных условиях) определяют метрику пространства-времени. Предполагают, что, задавая на начальной гиперповерхности метрический тензор вместе с его производными, и используя четыре уравнения связи, можно определить четыре неизвестные – функцию хода и вектор сдвига, то есть определить полностью 4-х метрику пространства - времени. В линейном приближении эта теорема нарушается и необходимо как-то фиксировать функцию хода и вектор сдвига. Отсюда можно заключить, что в линейном приближении недостаточно информации, чтобы определить, например, функцию хода по заданной метрике и её производной по времени.

3. Следующей проблемой является проблема редукции. Под ней понимается отделение динамических переменных теории на поверхности связей от “лишних” параметров калибровочных преобразований. Безусловно, эта проблема связана с предыдущими двумя. Существуют два способа решения этой проблемы. Первый состоит в наложении дополнительных калибровочных условий, исключающих лишние переменные. Второй способ состоит в разрешении связей. К достоинствам первого способа следует отнести удобство и простоту, так как обычно выбираются такие условия, которые существенно облегчают вычисления, а недостатком является достаточно узкая применимость

данной конкретной калибровки и отсутствие уверенности в том, что данная калибровка не испортит “истинной” динамики. Способ же разрешения связей, если бы его удалось провести полностью, был бы идеальным для исследователя [10, 11, 12].

4. Структура четырёх локальных связей первого рода (5.23) и (5.24) не отражает структуру диффеоморфизмов гамильтоновой формулировки теории гравитации. Напомним, что в гамильтоновой формулировке мы имеем один глобальный (5.1) и три локальных диффеоморфизма (5.2).
5. Конечно же, на пути построения квантовой гравитации существует целый ряд и других проблем как принципиального, так и технического характера. Среди них отметим неперенормируемость теории, связанной с размерностью константы Ньютона, и вопросы интерпретации вектора состояния, описывающего квантовую Вселенную, для которой не существует внешних классических приборов.
6. Локальное условие минимальной поверхности $v_D = 0$ (5.24) приводит к отсутствию какой либо динамики, в том числе космологической ².

²В ОТО это утверждение можно сформулировать следующим образом: в не статическом пространстве ОТО с замкнутым семейством гиперповерхностей $t = \text{const}$ и не равным нулю тензором энергии-импульса материи, не существует глобальной времениподобной конгруэнции (то есть непрерывного семейства времениподобных линий) такой, чтобы поле единичных касательных векторов к этой конгруэнции удовлетворяло бы свойствам: 1) тензор угловой скорости вращения системы равен нулю 2) след тензора скоростей деформации также равен нулю [10, 11].

7. Класс функций стандартной теории возмущений [13]

$$g_{\mu\nu}(x^0, \mathbf{x}) = \eta_{\mu\nu} + O(1/|\mathbf{x}|),$$

где $\eta_{\mu\nu} = \text{Diag} : (1, -1, -1, -1)$, исключает космологическую эволюцию. Напомним, что начиная с пионерских результатов Фридмана и, продолжая их современным развитием [14, 15, 16, 17], космологическая эволюция вводится в теорию гравитации непертурбативной инфракрасной динамикой метрического тензора $g_{\mu\nu}(x^0) \neq \eta_{\mu\nu}$ с конечным временным интервалом и конечным пространственным объёмом.

Другими словами, приведённый выше список проблем предлагается решить введением нулевой гармоник дилатона (4.36) в действие (4.33). В дальнейшем, как мы уже говорили выше, будем называть уравнение (5.33) не нулевым гамильтонианом, а *гамильтоновой связью*, и разрешать гамильтонову связь относительно одного из канонических импульсов, в полной аналогии с разрешением уравнения массовой поверхности в специальной теории относительности. Затем этот канонический импульс должен будет ассоциироваться с гамильтонианом редуцированной системы (который на решениях классических уравнений будет отождествляться с энергией системы).

Канонически сопряженная величина к гамильтониану должна быть скаляром (либо скалярной плотностью) по отношению к кинематическим преобразованиям. Нулевая гармоника дилатона (4.36) как конформный множитель, выделенный из метрики, как раз и является такой величиной [17].

Перечислим решения этих проблем, которые были даны на уровне модели минивселенной.

1. Информационная ёмкость релятивистской теории со связями значительно превышает ту информацию, которая содержится в нерелятивистской теории. Достаточно сказать, что релятивистская теория гравитации (также как ОТО и другие теории) имеет *три пространства*: 1) *риманово*, введённое Эйнштейном, 2) *касательное*, введённое Фоком и 3) *пространство событий*, введённое Де Виттом. Во всех этих пространствах имеется свой параметр эволюции: 1) координатное время как объект общекоординатных преобразований, 2) геометрический интервал (или компоненты репера Фока) и 3) динамический параметр эволюции в пространстве событий, соответственно.

Ненулевой гамильтониан как генератор эволюции в пространстве событий однозначно определяется, если мы укажем динамический параметр эволюции в этом пространстве, решим уравнение гамильтоновой связи и проведём первичное и вторичное квантования для установления стабильного вакуума.

2. Функция хода времени N входит в число наблюдаемых только в виде множителя перед дифференциалом координатного времени. (Другими словами, измеряются только инварианты типа компонент репера Фока).
3. Способ разрешения связей, если его удалось провести полностью, является идеальным для выявления истинной динамики

релятивистских систем со связями [10, 11]. Именно этот способ мы будем использовать в дальнейшем.

4. Далее мы будем отличать гамильтонову связь от ненулевого гамильтониана, который является решением этой связи.
5. Вопросы интерпретации вектора состояния, описывающего квантовую Вселенную, решаются с учётом того, что роль внешних классических приборов играет вакуум Казимира.

Решения связей называется редукцией расширенного фазового пространства на пространство физических переменных. Именно этой задаче решения уравнений связей в терминах линейных форм и будет посвящён следующий раздел настоящей Главы.

5.4 Точное решение гамильтоновой связи

5.4.1 Постановка задачи

Из теории нелинейных представлений конечнопараметрических групп симметрий было выведено действие Конформной теории гравитации, содержащее все следствия ОТО для Солнечной системы. Однако, Конформная теория гравитации существенно отличается от ОТО при описания космологических данных.

- Функционал действия теории задан на трёх пространствах — римановом x^μ , касательном $\omega_{(\alpha)}$ и полевом $[D|F]$, каждое из которых имеет свой параметр эволюции: x^0 , $\omega_{(0)}$ и $\langle D \rangle$.

- Второе отличие — это отождествление наблюдаемых расстояний с конформным геометрическим интервалом. В отличие от стандартного интервала ОТО, геометрический интервал в состоянии описать все наблюдательные данные в различные эпохи эволюции Вселенной доминантной энергией вакуума Казимира пустой Вселенной.

- Действие Конформной теории гравитации становится билокальным в терминах форм Картана и допускает квантование гравитонов непосредственно в терминах форм Картана.

- Четвёртое отличие в том, что наблюдаемыми величинами теории являются компоненты репера Фока в касательном пространстве Минковского $\omega_{(\alpha)}$, линейные формы Картана и полевые переменные пространства событий $[D|F]$, поэтому решения уравнений теории, в том числе связей, могут быть выражены только в терминах этих линейных форм.

5.4.2 Лагранжев формализм

Напомним, что в гамильтоновой формулировке мы имеем один глобальный (5.1) и три локальных диффеоморфизма (5.2). В этой Главе мы покажем, что гамильтонова формулировка и теории гравитации содержит три локальных связи в полном соответствии со структурой диффеоморфизмов (5.2) и одну глобальную связь, как следствие инвариантности теории относительно репараметризации координатного времени (5.1).

Инвариантность теории относительно репараметризации координатного времени (5.1) означает, что времениподобный параметр эво-

люции в полевом пространстве событий отождествляется с нулевой гармоникой дилатонного поля $\langle D \rangle$ [6]. Напомним, что нулевая гармоника определяется “усреднением” по конечному объёму $V_0 = \int_{V_0} d^3x$

$$\langle D \rangle(x^0) \equiv \frac{1}{V_0} \int_{V_0} d^3x D(x^0, x^1, x^2, x^3). \quad (5.43)$$

В астрофизике и космологии нулевая гармоника дилатона (5.43) описывает *светимость*, определяемую (со знаком минус) как логарифм космологического масштабного фактора

$$\langle D \rangle = -\ln a = \ln(1 + z), \quad (5.44)$$

где $z = (1 - a)/a$ есть красное смещение. В теориях гравитации, действительно, нулевая гармоника дилатона играет роль параметра эволюции в полевом пространстве событий.

Ненулевые гармоники дилатона, которые мы выше обозначили как \bar{D} , удовлетворяют условию ортогональности с нулевой гармоникой:

$$\int_{V_0} d^3x \bar{D} = 0.$$

В силу условия ортогональности гармоник, ненулевые гармоники от этой нулевой гармоники не зависят. Это означает, что ненулевые гармоники \bar{D} имеют нулевые скорости (5.25)

$$v_{\bar{D}} = \frac{1}{N} [\partial_0(e^{-3D}) + \partial_l(N^l e^{-3D})] = 0 \quad (5.45)$$

и импульсы [6]

$$p_{\bar{D}} = 2v_{\bar{D}} = 0$$

(см. уравнения (5.11), (5.18) и (5.24)). Условие нулевых скоростей (5.45) в лагранжевом формализме выглядит как уравнение на дивергенцию вектора сдвига.

Мы можем выбрать дивергенцию вектора сдвига так, что ненулевые гармоники дилатона, как было уже указано выше, становятся ньютоново-подобными потенциалами, как раз теми, которые увеличивают в два раза угол отклонения луча света полем тяготения Солнца в сравнении с теорией Ньютона. Таким образом, действие (4.33) принимает вид суммы двух слагаемых

$$W = W_G + \bar{W}, \quad (5.46)$$

где

$$W_G = - \int dx^0 \left[\frac{d\langle D \rangle(x^0)}{dx^0} \right]^2 \int d^3x \frac{1}{N} \equiv \int dx^0 L_G \quad (5.47)$$

есть кинетическая часть действия для нулевой гармоники дилатона, а выражение \bar{W} полностью совпадает с действием (5.10), где скорость локального элемента объёма (5.11) равна нулю.

Таким образом, уравнение теории гравитации, получаемое вариацией действия (5.46) по функции хода

$$N \frac{\delta W_G}{\delta N} = -N \frac{\delta \bar{W}}{\delta N} \equiv N \tilde{\mathcal{H}},$$

принимает вид

$$\frac{1}{N} \left[\frac{d\langle D \rangle(x^0)}{dx^0} \right]^2 = N \tilde{\mathcal{H}}; \quad (5.48)$$

здесь

$$\tilde{\mathcal{H}} = -\frac{4}{3}e^{-7D/2}\Delta e^{-D/2} + \overline{\mathcal{H}}, \quad (5.49)$$

$$\overline{\mathcal{H}} = \mathcal{H}_g + \mathcal{H}_A + \mathcal{H}_Q, \quad (5.50)$$

$$\mathcal{H}_g = \frac{1}{6} \left[v_{(a)(b)}v_{(a)(b)} + e^{-4D}R^{(3)}(\mathbf{e}) \right], \quad (5.51)$$

$$\mathcal{H}_A = \frac{1}{2} \left[v_{(b)(A)}^2 + F_{ij}F^{ij} \right], \quad (5.52)$$

$$\mathcal{H}_Q = e^{-2D}(v_Q)^2 + e^{-2D}(\partial_{(b)}Q)^2 \quad (5.53)$$

– гамильтоновы плотности при нулевой скорости локального элемента объёма в выражении (5.27).

Усредняя уравнение (5.48) по трёхмерному объёму (см. (5.43)) и используя определения

$$\left\langle \frac{1}{N} \right\rangle \equiv \frac{1}{N_0}; \quad N \equiv N_0 \mathcal{N} \quad \implies \quad \left\langle \frac{1}{\mathcal{N}} \right\rangle = 1 \quad (5.54)$$

и $N_0 dx^0 = d\tau$, получим диффеоинвариантное глобальное уравнение связи

$$\left[\frac{d\langle D \rangle(x^0)}{N_0 dx^0} \right]^2 \equiv \left[\frac{d\langle D \rangle(\tau)}{d\tau} \right]^2 = \langle \mathcal{N} \tilde{\mathcal{H}} \rangle. \quad (5.55)$$

Подстановка его в уравнение (5.48) даёт удивительно простое уравнение для диффеоинвариантной локальной функции хода

$$\left[\frac{d\langle D \rangle(\tau)}{d\tau} \right]^2 = \mathcal{N}^2 \tilde{\mathcal{H}}. \quad (5.56)$$

Поскольку левая сторона равенства не зависит от пространственных координат, условие нормировки $\langle \mathcal{N}^{-1} \rangle = 1$ позволяет выразить диффеоинвариантную локальную функцию хода (5.54) в явном виде

$$\mathcal{N} = \frac{\langle \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}} \rangle}{\sqrt{\tilde{\mathcal{H}}}}. \quad (5.57)$$

Подставляя (5.57) в уравнение (5.56), получим искомое глобальное уравнение связи

$$\left[\frac{d\langle D \rangle(\tau)}{d\tau} \right]^2 = \langle \sqrt{\widetilde{\mathcal{H}}} \rangle^2. \quad (5.58)$$

Решение уравнения (5.55) даёт космологическую зависимость нулевой гармоники дилатона от интервала времени светимости:

$$\tau = \int_{\langle D \rangle_I}^{\langle D \rangle_0} d\langle D \rangle \langle \sqrt{\widetilde{\mathcal{H}}} \rangle^{-1}, \quad (5.59)$$

где $\langle D \rangle_I$, $\langle D \rangle_0$ начальные и конечные данные, соответственно. Зависимость нулевой гармоники дилатона от интервала времени светимости в точной теории гравитации является аналогом закона Хаббла в космологии.

Уравнение движения на нулевую гармонику дилатона

$$\frac{\delta W}{\delta \langle D \rangle} \equiv -T_{\langle D \rangle} = 0$$

совпадает с уравнением, полученным дифференцированием по τ глобального уравнения связи (5.55):

$$\frac{d^2 \langle D \rangle}{(d\tau)^2} = \frac{d\langle \sqrt{\widetilde{\mathcal{H}}} \rangle}{d\tau} = \frac{1}{\sqrt{\widetilde{\mathcal{H}}}} \frac{d\langle \widetilde{\mathcal{H}} \rangle}{d\tau} = \frac{d\langle \widetilde{\mathcal{H}} \rangle}{d\langle D \rangle}.$$

В случае доминантности энергии вакуума, когда правая часть равна нулю, мы получаем модель пустой Вселенной, которая рассматривается подробно в Главе 6.

Для ненулевых гармоник уравнение движения

$$\frac{\delta W}{\delta \langle D \rangle} = -T_{\langle D \rangle} = 0$$

принимает вид

$$\begin{aligned} T_{\bar{D}} &= T_D - \langle T_D \rangle = 0, \\ T_D &= \frac{4}{3} \left[7\mathcal{N}e^{-7D/2} \Delta e^{-D/2} + e^{-D/2} \Delta [\mathcal{N}e^{-7D/2}] \right] - \mathcal{N} \frac{\partial \bar{\mathcal{H}}}{\partial D}, \end{aligned}$$

где $\bar{\mathcal{H}}$ дано уравнениями (5.50) – (5.53). Таким образом, решая связи, мы выразили все компоненты метрики через компоненты тензора энергии - импульса и линейные формы Картана (5.5)

$$\begin{aligned} \tilde{d}s^2 &= e^{-4D} \frac{(\sqrt{\tilde{\mathcal{H}}})^2}{\tilde{\mathcal{H}}} d\tau^2 - \\ &- \left(dX_{(b)} - X_{(c)} [\omega_{(c)(b)}^R(d) + \omega_{(c)(b)}^L(d)] - \mathcal{N}_{(b)} d\tau \right)^2. \end{aligned} \quad (5.60)$$

Квадрат интервала в диффеоинвариантной форме на поверхности связи (5.54) зависит лишь от индексов касательного пространства.

5.4.3 Гамильтонов формализм

Для перехода к гамильтонову формализму введём импульсы полей согласно определениям (5.17) – (5.20). Импульс глобальной компоненты дилатона

$$P_{\langle D \rangle} = \frac{\partial L_G}{\partial (d\langle D \rangle / dx^0)} = -2V_0 \frac{d\langle D \rangle}{N_0 dx^0} \equiv V_0 p_{\langle D \rangle}, \quad (5.61)$$

импульс скалярного поля

$$p_Q = 2v_Q = \frac{2}{N} \left[(\partial_0 - N^l \partial_l) Q + \frac{1}{3} \partial_l N^l \right], \quad (5.62)$$

импульс фотонного поля

$$p_{A(b)} = v_{A(b)} = \frac{1}{N} \mathbf{e}_{(a)}^i \left[\partial_0 A_i - \partial_i A_0 + F_{ij} N^j \right], \quad (5.63)$$

и импульс гравитонного поля

$$p_{(a)(b)} = \frac{v_{(a)(b)}}{3} \equiv p_{(b)(a)}^\perp + \partial_{(a)} f_{(b)}^\perp + \partial_{(b)} f_{(a)}^\perp, \quad (5.64)$$

$$v_{(a)(b)} = \frac{1}{N} \left[\omega_{(a)(b)}^R (\partial_0 - N^l \partial_l) + \partial_{(a)} N_{(b)}^\perp + \partial_{(b)} N_{(a)}^\perp \right]. \quad (5.65)$$

В гамильтоновом формализме уравнение на вектор сдвига имеет вид (5.31)

$$e_{(b)}^i \frac{\delta W}{\delta N_i} = -T_{(0)(a)} = \partial_{(b)} p_{(a)} - \tilde{T}_{(0)(a)} = 0, \quad (5.66)$$

где

$$\tilde{T}_{(0)(a)} = \sum_{F=A_{(a)}^T, \bar{Q}} p_F \partial_{(a)} F \quad (5.67)$$

— компоненты тензора энергии — импульса фотона и скалярного поля.

Условие поперечности гравитона

$$\partial_{(a)} \omega_{(a)(b)}^R = 0$$

позволяют выразить поперечную часть вектора сдвига через компоненты тензора энергии — импульса фотона и скалярного поля, в то время как дивергенция вектора сдвига (то есть, его продольная часть) даётся условием нулевого импульса локального дилатона (5.45)

$$p_{\bar{D}} = 2v_{\bar{D}} = \frac{2}{N} [\partial_0 (e^{-3D}) + \partial_l (N^l e^{-3D})] = 0. \quad (5.68)$$

Таким образом, мы определим все компоненты фотона и гравитационного поля, за исключением продольной компоненты фотона и

антисимметричной линейной формы гравитационного поля $\omega_{(c)(b)}^L(d)$. Однако, именно для этих компонент кинетические члены в действии отсутствуют, и они определяются распределением внешних токов и материи, соответственно.

Таким образом, на условиях связей $\mathcal{C} = 0$ возникает действие

$$W_{\mathcal{C}=0} = \quad (5.69)$$

$$= \int d^3x \left[\int [p_{(a)(b)} \omega_{(a)(b)}^R(d) + p_Q dQ + p_{A(b)} dA_{(b)}] \right] - \int P_{\langle D \rangle} d\langle D \rangle,$$

где канонический импульс дилатона $P_{\langle D \rangle}$ удовлетворяет условию гамильтоновой связи

$$P_{\langle D \rangle}^2 = \left[2 \int d^3x \frac{d\langle D \rangle(\tau)}{d\tau} \right]^2 = \left[2 \int d^3x \sqrt{\widetilde{\mathcal{H}}} \right]^2 \quad (5.70)$$

и выполняет роль генератора эволюции. Значение импульса нулевой гармоники на решениях уравнений движения становится энергией Вселенной в этом пространстве событий. Это один из способов решения проблемы ненулевой энергии также и в ОТО [6]. Таким образом, если мы оставим в теории нулевую гармонику дилатона $\langle D(x^0) \rangle$, однородную функцию хода $N_0(x^0)$ и вакуумную энергию квантовых осцилляторов, то получим простейшую динамическую систему, известную литературе [18] как *минивселенная*.³

В двух следующих главах *минивселенная* будет рассмотрена как

³Частный случай минивселенной, так называемая миксмастерная модель Мизнера, сводится к задаче о волчке Эйлера—Пуанкаре [19]. Уравнения движения задаются как уравнения Гамильтона на прямой сумме двумерных разрешимых алгебр Ли: $g(6) = g(2) \oplus g(2) \oplus g(2)$. Вычислены показатели Ковалевской по аналогии с известными задачами из механики.

пример, чтобы продемонстрировать возможность решения большинства из перечисленных выше проблем.

5.5 Выводы

Квантование любой динамической системы предполагает гамильтоново описание этой системы. Настоящая Глава была посвящена адаптации гамильтонова подхода Дирака к ОТО для аффинной конформной теории гравитации, представленной в Главе 4. Все проблемы однозначного определения энергии и времени, присущие гамильтонову описанию ОТО, передаются по наследству и Конформной теории гравитации. Однако, как было показано, эти проблемы имеют однозначное решение, если ввести понятия нулевой гармоника дилатона и постулировать существование вакуума как состояния с наименьшей энергией, в полном соответствии с размерностью диффеоморфизмов гамильтоновой эволюции. Гамильтоново уравнение связи в присутствии нулевой гармоника дилатона становится алгебраическим и точно разрешается относительно канонического импульса этой нулевой гармоника. Данный канонический импульс становится генератором эволюции Вселенной в полевым пространстве событий и определяет энергию Вселенной на решениях классических уравнений. Нулевая гармоника дилатона и энергия вакуума задают модель пустой Вселенной, которой посвящена следующая Глава 6.

Литература

- [1] Зельманов, А.Л., Агаков, В.Г.: *Элементы Общей Теории Относительности*. Наука, Москва (1989)
- [2] Дирак, П.А.М.: *Принципы Квантовой Механики*. Наука, Москва (1979)
- [3] Sundermeyer, K.: *Constrained Dynamics*. Lecture Notes in Physics. Springer Verlag, Berlin - Heidelberg - New York (1982)
- [4] Славнов, А.А., Фаддеев, Л.Д.: *Введение в Квантовую Теорию Калибровочных Полей*. Наука, Москва (1988)
- [5] Henneaux, M., Teitelboim, C.: *Quantization of Gauge Systems*. Princeton University Press, Princeton (1992)
- [6] Pervushin, V.N., Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Borowiec, A., Pichugin, K.N., and Zakharov, A.F.: *Conformal and affine Hamiltonian dynamics of general relativity*. Gen. Relativ. Gravit., **44**, 2745 (2012)

- [7] Arnowitt, R., Deser, S., Misner, C. W.: *The dynamics of general relativity*. In *Gravitation: an Introduction to Current Research*. Witten, L. (ed.). Wiley, New York (1963).
- [Арновитт, Р., Дезер, С., Мизнер, Ч.: Эйнштейновский сб.: *Динамика общей теории относительности*. Наука, Москва, 233 (1967)]
- [8] Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Pervushin, V.N., Borowiec, A., Pichugin, K.N., Zakharov, A.F.: *Conformal Hamiltonian dynamics of General Relativity*, Phys. Lett. **B 691**, 230 (2010).
- [arXiv:1007.0293 [gr-qc]].
- [9] Kuchar, K.: *Ground state functional of the linearized gravitational field*. Journ. of Math. Phys. **11**, 3322 (1970)
- [10] Первушин, В.Н., Смиричинский, В.И.: *Динамика уравнений Эйнштейна в терминах собственных значений первой и второй кривизн*. Ядерная физика. **61**, 142 (1998)
- [11] Первушин, В.Н., Смиричинский, В.И.: *Шпур внешней кривизны и динамика уравнений Эйнштейна*. Ядерная физика. **61**, 642 (1998)
- [12] Pervushin, V.N., Smirichinski, V.I.: *Conformal symmetry and Higgs effect in quantum cosmology*. Mod. Phys. Lett. **A 13**, 119 (1998)
- [13] Фаддеев, Л.Д., Попов, В.Н.: *Ковариантное квантование гравитационного поля*. Усп. Физ. Наук. **111**, 427 (1973)

- [14] Лифшиц, Е.М., Халатников, И.М.: *Проблемы релятивистской космологии*. Усп. Физ. Наук. **80**, 391 (1963)
- [15] Mukhanov V.F., Feldman H.A., and Brandenberger R.H.: *Theory of cosmological perturbations*. Phys. Rep. **215**, 203 (1992)
- [16] Giovannini, M.: *Theoretical tools for the physics of CMB anisotropies*. Int. J. Mod. Phys. **D 14**, 363 (2005).
[arXiv: astro-ph/0412601]
- [17] Barbashov, B.M., Pervushin, V.N., Zakharov, A.F., Zinchuk, V.A.: *Hamiltonian cosmological perturbation theory*. Phys. Lett. **B 633**, 458 (2006).
[arXiv: hep-th/0501242]
- [18] Misner, C.: *Quantum cosmology. I*. Phys. Rev. **186**, 1319 (1969)
- [19] Павлов, А.Е.: *Миксмастерная модель как волчок Эйлера—Пуанкаре*. Сб. трудов: Геометризация физики III, изд-во Казанского гос. ун-та, 69 (1997)

Глава 6

Модель пустой Вселенной

6.1 Пустая Вселенная

В первых пяти главах мы изложили элементы альтернативной физической программы, появившейся в период с 1915 по 1974 гг. для описания и классификации экспериментальных данных. Эта программа основана не на уравнениях движения, не зависящих от начальных данных, а на принципах симметрии начальных данных. Суть этой программы состоит в следующем.

1. Существуют элементарные объекты (типа кварков или твисторов) как фундаментальные представления группы G : $(SU(2) \otimes SU(2))$ или $(A(4) \otimes C)$.

2. Из этих элементарных объектов образуются мезоны или пространство - время как присоединённое представление группы G , что даёт возможность определения подгруппы стабильности вакуума H

и соответствующего фактор-пространства $K = G/H$.

3. По алгебре группы G выводятся линейные формы Картана, описывающие произвольное движение (сдвиги и повороты) репера в этом фактор-пространстве.

4. С помощью этих форм строятся лагранжианы киральной теории и теории гравитации.

5. Формы Картана являются инвариантными относительно калибровочных преобразований.

Далее, продемонстрируем возможность осуществления этой программы описания наблюдательных данных на примере *минивселенной*. Под *минивселенной* мы здесь будем понимать развитую выше теорию гравитации, в которой оставлена нулевая гармоника дилатона $\langle D(x^0) \rangle$, однородная функция хода $N_0(x^0)$ и вакуумная энергия квантовых осцилляторов

$$\rho_{\text{Cas}}^{\tau}(a) = \frac{1}{V_0} \sum_f H_{(f)\text{Cas}}^{\tau} = \frac{1}{V_0} \sum_{q,f} \frac{\omega_{q,f}}{2}, \quad (6.1)$$

где вакуумная энергия конечной Вселенной представляется в этой модели как сумма вакуумных энергий всех полей f . В квантовой теории поля эта сумма называется энергией Казимира [1]. Напомним, что вакуумная энергия возникает при нормальном упорядочении операторов полей после их разделения на положительные и отрицательные частотные части. В частности, энергия суммы осцилляторов имеет вид

$$\frac{1}{2} \sum_n (p_n^2 + \omega_n^2 q_n^2) = \frac{1}{2} \sum_n \omega_n (a_n^+ a_n^- + a_n^- a_n^+) =$$

$$= \sum_n \omega_n a_n^+ a_n^- + \sum_n \frac{\omega_n}{2}.$$

Последнее слагаемое называется энергией вакуума, определённого как состояние набора осцилляторов с наименьшей энергией.

Оставим энергию вакуума в действии, определённом формулами (5.46) и (5.47), вместо полей материи. Тогда получим космологическую модель однородной пустой Вселенной, описываемую действием (с точностью до полной производной)

$$W_{\text{Universe}} = -V_0 \int_{\tau_1}^{\tau_0} \underbrace{dx^0 N_0}_{=d\tau} \left[\left(\frac{d\langle D \rangle}{N_0 dx^0} \right)^2 + \rho_{\text{Cas}}^\tau(\langle D \rangle) \right]. \quad (6.2)$$

Значение вакуумной энергии Казимира осцилляторов полей материи $\rho_{\text{Cas}}^\tau(\langle D \rangle)$ обратно пропорционально размеру пространственного объёма. Поэтому в классическом пределе бесконечного объёма действие (6.2) равно нулю

$$\lim_{V_0 \rightarrow \infty} W_{\text{Universe}} = 0.$$

Варьируя действие (6.2) по переменным $\langle D \rangle$ и N_0 получаем два уравнения

$$\frac{\delta W_{\text{Universe}}}{\delta \langle D \rangle} = 0 \Rightarrow 2 \frac{d}{d\tau} \left[\frac{d\langle D \rangle}{d\tau} \right] = \frac{d\rho_{\text{Cas}}^\tau}{d\langle D \rangle}, \quad (6.3)$$

$$\frac{\delta W_{\text{Universe}}}{\delta N_0} = 0 \Rightarrow \left[\frac{d\langle D \rangle}{d\tau} \right]^2 = \rho_{\text{Cas}}^\tau. \quad (6.4)$$

Второе уравнение есть интеграл первого и трактуется как уравнение связи начальных данных (начального импульса) дилатона. Согласно второй теореме Нётер, второе уравнение есть следствие инвариантности действия (6.2) относительно репараметризации координатного

параметра эволюции:

$$x^0 \rightarrow \tilde{x}^0 = \tilde{x}^0(x^0).$$

Второе уравнение, переписанное в терминах масштабного космологического фактора $a = \exp(-\langle D \rangle)$ и конформной плотности

$$\rho_{\text{Cas}}^\eta(a) = \frac{\rho_{\text{Cas}}^\tau}{a^2} \equiv \frac{H_0}{d_{\text{Cas}}(a)}, \quad (6.5)$$

совпадает с уравнением Фридмана

$$\left[\frac{da}{d\eta} \right]^2 = \rho_{\text{Cas}}^\eta(a), \quad (6.6)$$

где $d_{\text{Cas}}(a)$ в (6.5) есть конформный размер Вселенной и H_0 есть параметр Хаббла, а $a = (1+z)^{-1}$ — масштабный космологический фактор и z — красное смещение.

Решение уравнения Фридмана (6.6) даёт конформный горизонт

$$d_{\text{horison}}(a) = 2r_{\text{horison}}(a) = 2 \int_0^a d\bar{a} [\rho_{\text{Cas}}^\eta(\bar{a})]^{-1/2}. \quad (6.7)$$

Горизонт определяется как расстояние, которое фотон пробегает на его световом конусе $d\eta^2 - dr^2 = 0$ за время жизни Вселенной. В этом случае конформный горизонт совпадает с видимым размером Вселенной $d_{\text{Cas}}(a)$ в (6.5):

$$d_{\text{Cas}}(a) = d_{\text{horison}}(a). \quad (6.8)$$

Решения уравнений (6.5), (6.6), (6.7), и (6.8)

$$d_{\text{horison}}(a) = \frac{a^2}{H_0} \Rightarrow \rho_{\text{Cas}}^\tau = H_0^2 \equiv \rho_{\text{cr}} \quad (6.9)$$

даёт хаббловскую диаграмму описания Сверхновых [2, 3] в Конформной космологии [4, 5, 6, 7, 8, 9], полученную как следствие дираковского определения измеряемых интервалов в приближении пустого пространства. В терминах конформных величин, найденное решение соответствует сверхжесткому уравнению состояния *пустого пространства* (6.8)

$$\left[\frac{da}{d\eta} \right]^2 = \frac{\rho_{\text{cr}}}{a^2}. \quad (6.10)$$

В терминах величин светимости, где ρ_{Cas}^τ — константа,

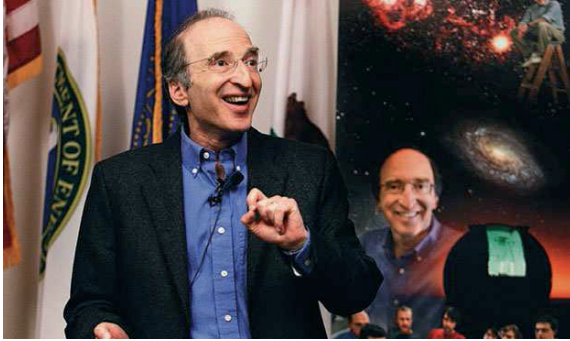
$$\frac{d\rho_{\text{Cas}}^\tau}{d\langle D \rangle} = 0,$$

мы получаем инерциальное движение дилатона с ускорением равным нулю. Найденное решение (6.10) для пустого пространства описывает данные по Сверхновым в Конформной космологии, где измеряемые расстояния оказываются *длиннее* расстояний, используемых в Стандартной космологии. Таким образом, согласно принципам конформной и аффинной симметрий, именно, эта *удалённость* Сверхновых была обнаружена наблюдателями [2, 3].

6.2 Данные по Сверхновым в Конформной космологии

В 2011 году Нобелевская премия по физике была присуждена С. Перлмуттеру, А. Риссу и Б. Шмидту за работы [2, 10, 11, 12], связанные с изучением Сверхновых типа Ia для определения параметров космологических моделей. При этом предполагалось, что максимальная светимость таких Сверхновых не зависит от расстояния до них,

но зависит от скорости изменения светимости в соответствии с так называемым законом Псковского – Филлипса [2], то есть они представляют собой так называемые “стандартные свечи”.



Сол Перлмуттер — американский астрофизик, лауреат нобелевской премии по физике 2011 года (совместно с Брайаном Шмидтом и Адамом Риссом) “за открытие ускоренного расширения Вселенной посредством наблюдения дальних Сверхновых”. Перлмуттер вырос в филадельфийском районе Маунт Эйри (Mount Airy), где он учился в начальной школе Greene Street Friends School и в Germantown Friends School. В 1981 году он с отличием закончил Гарвардский университет. В 1986 году в Калифорнийском университете в Беркли Перлмуттер получил степень PhD. Его диссертация была посвящена проблеме обнаружения объектов-кандидатов на роль Немезиды. В настоящее время Перлмуттер возглавляет проект Supernova Cosmology Project в Национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли. Его группа совместно с группой Брайана Шмидта доказала наличие ускоренного расширения Вселенной. Перлмуттер также является руководителем проекта SNAP. Перлмуттер является членом Национальной академии наук США, а также Американской академии искусств и наук. Также с 2003 года он является членом Американской ассоциации содействия развитию науки.

Изучая удалённые от Земли Сверхновые, наблюдатели обнаружили, что эти звезды как минимум на четверть тусклее, чем предсказывает теория – это означает, что звёзды расположены слишком далеко. Рассчитав таким образом параметры расширения Вселенной в космологических моделях Фридмана – Робертсона – Уокера [13] с произвольным уравнением состояния материи, учёные установили в рамках Стандартной космологии, что этот процесс происходит с ускорением, что соответствует ненулевому лямбда-члену¹. В этом случае говорят о так называемой тёмной энергии. Возникает нерешенная до сих пор в рамках Стандартной космологии проблема о происхождении материи с подобными свойствами. Эта форма материи не предсказывается даже представлениями группы Пуанкаре.

С другой стороны, существует Конформная космологическая модель, излагаемая выше [4], которая позволяет описать данные по Сверхновым без лямбда-члена, поскольку в этой модели наблюдае-

¹А. Эйнштейн в работе “Вопросы космологии и общая теория относительности” (Einstein, A. *Kosmologische Betrachtungen zur allgemeinen Relativitätstheorie*, Sitzungsber. d. Berl. Akad. **1**, 142 (1917). [Эйнштейн, А. Собр. научн. трудов. Наука, Москва. **I** (1965)]) был вынужден ввести универсальный λ -член в уравнения своей теории из требования статичности космологического решения, оправдываясь только тем, что его добавка ковариантность уравнений не нарушает. Позже, А.Эйнштейн, ознакомившись внимательно с работой А.Фридмана “О кривизне пространства”, (Friedmann, A. *Über die krümmung des raumes*. Zs. für Phys. **10**, 377 (1922). [Фридман, А. Избр. труды. Наука, Москва (1966)]) в заметке “К работе А. Фридмана “О кривизне пространства” ” [Эйнштейн, А. Собр. научн. трудов. Наука, Москва. **II** (1966)] признал ошибочным введение λ -члена, тем самым открыв дорогу для изучения нестационарных моделей. После изучения мира с положительной кривизной А.Фридман в работе “О возможности мира с постоянной отрицательной кривизной пространства” получает космологическое решение и с отрицательной кривизной (Friedmann, A. *Über die möglichkeit einen welt mit konstanter negativer krümmung des raumes*. Zs. für Phys. **21**, 326 (1924)). [Фридман, А. Избр. труды. Наука, Москва. (1966)].

мые расстояния отождествляются с более длинными конформными интервалами.



Брайан Шмидт — американский астрофизик, лауреат нобелевской премии по физике 2011 года совместно с Солом Перлмуттером и Адамом Риссом “за открытие ускоренного расширения Вселенной посредством наблюдения дальних Сверхновых”. Брайан Шмидт родился 24 февраля 1967 года в городе Миссула (штата Монтана), США. В 1985 году он окончил Среднюю школу Бартлетта в Анкоридже на Аляске. В 1989 году Шмидт окончил Аризонский университет, а в 1993 году в Гарвардском университете получил степень PhD. В 1993–1994 годы Шмидт работал постдоком в Гарвард-Смитсоновском центре астрофизики, в 1995 году перевёлся в обсерваторию Маунт-Стромло, где работает и поныне. Шмидт возглавлял программу поиска Сверхновых типа Ia, посвящённую изучению расширения Вселенной 8 миллиардов лет назад. В 1998 году его группе совместно с группой, возглавляемой Перлмуттером, удалось доказать наличие ускоренного расширения Вселенной. В настоящее время Шмидт возглавляет проект исследования неба южного полушария телескопом SkyMapper.

Авторы открытия в работе [2] признают факт существования обоих альтернативных объяснений и сравнивают результаты наблюде-

ний в том числе и с Конформной космологической моделью [4].



Адам Рисс — американский астрофизик, лауреат нобелевской премии по физике 2011 года (совместно с Солом Перлмуттером и Брайаном Шмидтом) “за открытие ускоренного расширения Вселенной посредством наблюдения дальних Сверхновых”. Адам Гай Рисс родился в декабре 1969 года в Вашингтоне. В 1996 году в Гарвардском университете он получил степень PhD. Его диссертация была посвящена исследованию Сверхновых звёзд типа Ia. До перехода в 1999 году в Научный институт космического телескопа, Рисс являлся членом исследовательской программы института Миллера при Калифорнийском университете в Беркли. С 1998 года Адам Рисс, совместно с Брайаном Шмидтом, является одним из ведущих исследователей программы поиска Сверхновых типа Ia. В том же году его группе совместно с группой, возглавляемой Перлмуттером, удалось доказать наличие ускоренного расширения Вселенной. С 2005 года Рисс работает в Университете Джонса Хопкинса. Также Рисс возглавляет программу обнаружения удалённых Сверхновых с помощью телескопа Хаббл. Его группе удалось отследить расширение Вселенной на этапах до 10 миллиардов лет назад. С 2009 года Рисс является членом Национальной академии наук США.

Как мы видели выше, в Конформной космологической модели для объяснения далёких расстояний до Сверхновых достаточно предположения о доминантности энергии нулевых колебаний вакуума. Согласно квантовой механике, в микромире каждая частица обладает энергией нулевых колебаний вакуума, которая называется энергией Казимира [1]. В работах [8, 14] было показано, что с учётом данных по значительно большему числу Сверхновых, интерпретация наблюдательных данных с использованием Конформной космологической модели (сплошная кривая на Рис. 6.1) практически не уступает интерпретации в рамках моделей Фридмана — Робертсона — Уокера с ненулевым лямбда-членом (штриховая линия на Рис. 6.1). Согласно Конформной модели С. Перлмуттер, А. Рисс и Б. Шмидт открыли именно физический вакуум Вселенной. Для сравнительного анализа использовались данные коллаборации “Supernova Legacy Survey” (SNLS) [15]. Детектирование вспышек Сверхновых проводилось с телескопа CFHT (Канада — Франция — Гавайи), после чего с помощью современных телескопов велись фотометрические и спектроскопические исследования Сверхновых.

Если отождествить наблюдаемые величины с конформными величинами (конформным временем, конформной плотностью, конформной температурой и бегущей массой Планка), то эволюция длин в космологии заменяется на эволюцию масс. Такое отождествление означает выбор уравнений Общей Теории Относительности (ОТО) и Стандартной Модели (СМ) в конформно-инвариантной форме, где космический масштабный фактор масштабирует все массы, включая планковскую. Начальные значения масс значительно меньше, чем со-

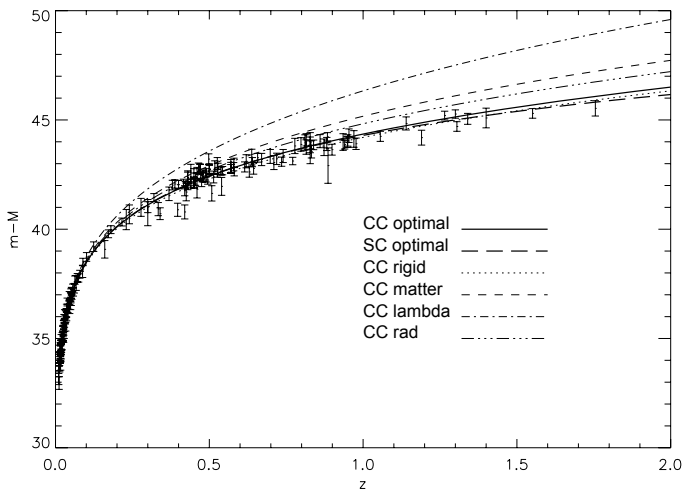


Рис. 6.1: Диаграмма Хаббла, построенная по 73 данным, полученным коллаборацией SNLS. Для теоретического анализа использовалась плоская модель Вселенной Стандартной космологии (SC) и Конформной космологии (CC). Лучшее согласие с этими данными требует космологической константы $\Omega_\Lambda = 0,755$ и холодной материи $\Omega_m = 0,245$ в случае Стандартной космологии, в то время как в случае Конформной космологии эти данные совместимы с режимом нуклеосинтеза и преобладанием сверхжесткого состояния $\Omega_{\text{rigid}} = 0,755$.

временные. В этом случае планковская эпоха в ранней Вселенной теряет свою абсолютную предопределённость. Было показано [16, 17], что в том же режиме предельно жёсткого уравнения состояния ранняя Вселенная является фабрикой космологического рождения массивных векторных бозонов из вакуума, когда комптоновская длина волны этих бозонов совпадает с горизонтом событий ранней Вселенной, поэтому конформно-инвариантные версии Стандартной Модели

и Общей Теории Относительности могут в принципе объяснить происхождение наблюдаемой материи как конечного продукта распада первичных бозонов.

В эволюционирующей Вселенной в отличие от стационарной Вселенной часть фотонов теряется за время их полёта до Земли. Это происходит благодаря увеличению углового размера светового конуса испущенных фотонов (абсолютный эталон) или из-за уменьшения углового размера светового конуса поглощенных фотонов (относительный эталон), как это показано на Рис. 6.2 для обоих случаев.

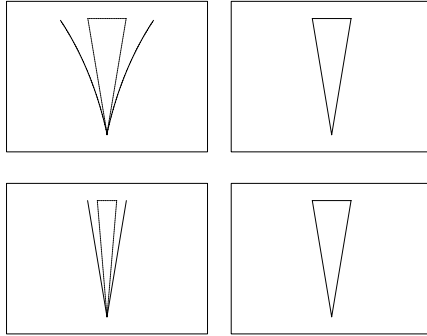


Рис. 6.2: Сравнение случая стационарной Вселенной (правые панели) со случаем эволюционирующей Вселенной с абсолютным эталоном (левая верхняя панель) и со случаем эволюционирующей Вселенной с относительным эталоном (левая нижняя панель).

Чтобы восстановить полную светимость для обоих эталонов (как абсолютного, так и относительного), мы должны умножить координатное расстояние на фактор $(1 + z)^2$ [4], поэтому наблюдательная космология использует расстояние светимости ℓ , которое определя-

ется как измеряемое расстояние (d или r), умноженное на фактор $(1+z)^2$ для обоих эталонов

$$\ell_{\text{абс. эт.}}(z) = (1+z)^2 d(z) = (1+z)r(z), \quad (6.11)$$

$$\ell_{\text{отн. эт.}}(z) = (1+z)^2 r(z). \quad (6.12)$$

В литературе первый случай отвечает Стандартной космологии (SC), второй — Конформной космологии (CC). Итак, для относительного эталона мы имеем дополнительный фактор $(1+z)$, а соотношения (6.11) и (6.12) означают, что наблюдательные данные описываются разными режимами для разных эталонов измерений. На Рис. 6.1 [4] сравниваются результаты Стандартной и Конформной космологий для отношения между эффективной звездной величиной и красным смещением:

$$m(z) = 5 \log[H_0 \ell(z)] + \mathcal{M},$$

где \mathcal{M} — константа по последним данным для Сверхновых [2, 10]. Как видно из Рис. 6.1, в области $0 \leq z \leq 2$ наблюдательные данные, включающие последнюю точку (SN 1997ff) с $z = 1,7$ [2], не могут отличить Стандартную космологию (абсолютный эталон) с режимом

$$\Omega_{\text{rigid}} = 0, \quad \Omega_M \geq 0,245, \quad \Omega_\Lambda \leq 0,755 \quad (6.13)$$

от Конформной космологии (относительный эталон) с режимом

$$\Omega_{\text{rigid}} \geq 0,755, \quad \Omega_M \leq 0,245, \quad \Omega_\Lambda = 0. \quad (6.14)$$

Далее, в случае относительного эталона измерений эволюция Сверхновых не противоречит уравнению состояния первичного нуклеосинтеза с зависимостью космологического фактора от наблюдаемого

времени (в данном случае — конформного)

$$\tilde{a}(\eta) = [z + 1]^{-1}(\eta) = \sqrt{1 + 2H_0(\eta - \eta_0)} \quad (\Omega_{\text{rigid}} = 1). \quad (6.15)$$

Из этого соотношения легко найти координатное расстояние $r = \eta_0 - \eta$ как функцию z :

$$H_0 r(z) = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{(1+z)^2} \right] = \frac{1}{(1+z)^2} \left(z + \frac{z^2}{2} \right), \quad (6.16)$$

откуда следует зависимость расстояния светимости (6.12) от красного смещения z :

$$\ell_{\text{отн. эт.}}(z) = (1+z)^2 r(z) = \frac{1}{H_0} \left[z + \frac{z^2}{2} \right]. \quad (6.17)$$

На рис. 6.1 функция (6.17), возникшая в результате решения уравнения предельно жёсткого состояния, изображена сплошной линией и видно, что астрофизические данные по Сверхновым и первичному нуклеосинтезу, пересчитанные в единицах относительного эталона, свидетельствуют: вся эволюция Вселенной происходит в режиме доминантности предельно жёсткого уравнения состояния (6.15) с относительной плотностью

$$\rho_{\text{rigid}}(a) = \frac{\rho_{\text{cr}}}{a^2} = \frac{H_0^2}{a^2}, \quad (6.18)$$

она сингулярна при нулевом значении масштабного фактора. Если эта плотность доминирует в современную эпоху, то она же доминировала и в первичную эпоху ранней Вселенной, для которой решение (6.15)

$$a(\eta) = a_I \sqrt{1 + 2H_I(\eta - \eta_I)} \quad (6.19)$$

выражается через начальные данные

$$a_I = a(\eta_I), \quad H_I = \frac{a'(\eta_I)}{a(\eta_I)}, \quad (6.20)$$

которые связаны с современными значениями

$$a_0 = a(\eta_0), \quad H_0 = \frac{a'(\eta_0)}{a(\eta_0)}$$

соотношениями

$$a(\eta) = a_I \sqrt{1 + 2H_I(\eta - \eta_I)} = a_0 \sqrt{1 + 2H_0(\eta - \eta_0)}. \quad (6.21)$$

6.3 Иерархия космологических шкал

Рассмотрим начало Вселенной, предполагая доминантность вакуумной энергии Казимира. Если в Начале Вселенная была квантовой, мы можем применить постулат наименьшего действия Планка для того, чтобы определить начальное значение космологического фактора и рассмотреть иерархию (классификацию) космологических шкал в соответствии с их конформными весами.

Гипотетический наблюдатель измеряет конформный горизонт (6.7)

$$d_{\text{horizon}}(a) = 2r_{\text{horizon}}(z) = 2 \int_{a_I \rightarrow 0}^a d\bar{a} \frac{\bar{a}}{\sqrt{\rho_{\text{cr}}}} = \frac{a^2}{H_0}. \quad (6.22)$$

как расстояние, которое фотон пробегает на его световом конусе $d\eta^2 - dr^2 = 0$ за время жизни Вселенной. В соответствии с формулой (6.22) четырёхмерный объём ранней Вселенной, ограниченный этим горизонтом

$$\eta_{\text{horizon}} = r_{\text{horizon}}(z) = \frac{1}{2H_0(1+z)^2},$$

равен

$$V_{\text{horizon}}^{(4)}(z) = \frac{4\pi}{3} r_{\text{horizon}}^3(z) \cdot \eta_{\text{horizon}}(z) = \frac{4\pi}{3 \cdot 16H_0^4(1+z)^8}. \quad (6.23)$$

Естественно предположить, что в момент своего рождения Вселенная была квантовой. В этом случае значения действия Вселенной *квантованы*. Минимальный *квант* действия Вселенной при начальном масштабном факторе $a_{\text{Pl}} = (1 + z_{\text{Pl}})^{-1}$ даётся планковским постулатом

$$W_{\text{Universe}} = \rho_{\text{cr}} V_{\text{horizon}}^{(4)}(z_{\text{Pl}}) = \frac{M_{\text{Pl}}^2}{H_0^2} \frac{1}{32(1+z_{\text{Pl}})^8} = 2\pi. \quad (6.24)$$

Используя современные данные для планковской массы и параметра Хаббла² при $(\tau = \tau_0)$ и $h \simeq 0.7$

$$M_{\text{Ce}}^{(D)(\tau_0)} = M_{\text{Pl}} = 1.2211 \cdot 10^{19} \text{ГэВ}, \quad \langle D \rangle(\tau_0) = 0, \quad (6.25)$$

$$\frac{d}{d\tau} \langle D \rangle(\tau_0) = H_0 = 2.1332 \cdot 10^{-42} \text{ГэВ} \cdot h = 1.4332 \cdot 10^{-42} \text{ГэВ}, \quad (6.26)$$

мы получаем из (6.24) значение первичного красного смещения

$$a_{\text{Pl}}^{-1} = (1 + z_{\text{Pl}}) \approx \left[\frac{M_{\text{Pl}}}{H_0} \right]^{1/4} \cdot \left[\frac{4}{\pi} \right]^{1/8} \cdot \frac{1}{2} \simeq 0.85 \times 10^{15}. \quad (6.27)$$

Другими словами, планковская масса и современное значение параметра Хаббла относятся друг к другу как возраст Вселенной, выраженный в терминах первичного красного смещения в четвертой степени

$$\frac{M_{\text{Pl}}}{H_0} = (1 + z_{\text{Pl}})^4 \simeq z_{\text{Pl}}^4.$$

² $h = 0,71 \pm 0,02$ (стар) $\pm 0,06$ (сист) –параметр Хаббла в единицах 100 (км/с)/Мпс [18].

Можно сказать, что планковская масса имеет конформный вес четыре в классе систем отсчёта, связанных с временным интервалом светимости $d\tau$, где релятивистская энергия частицы имеет вид

$$\omega_\tau = a^2 \sqrt{\mathbf{k}^2 + a^2 M_0^2}.$$

Из разложения этой энергии по степеням космологического масштабного фактора возникает классификация энергий по неприводимым представлениям группы Вейля [19]. Согласно этим представлениям конформные веса $n = 0, 2, 3, 4$ соответствуют: скорости дилатона $v_D = H_0$, безмассовой энергии $a^2 \sqrt{\mathbf{k}^2}$, массивной энергии $M_0 a^3$, ньютоновской константе связи $M_{\text{Pl}} a^4$ (6.24), соответственно. В эту классификацию можно также включить нерелятивистскую частицу

$$H_0 \times a_{\text{Pl}}^{-1} = 10^{-13} \text{ см}^{-1}$$

с единичным конформным весом её энергии

$$\omega_\tau^{\text{nonr}} = \frac{a^1 \mathbf{k}^2}{M_0}.$$

Космологическая эволюция всех этих энергий задаётся параметром Хаббла и может быть записана в виде единой формулы

$$\langle \omega \rangle^{(n)}(a) = \left(\frac{a}{a_{\text{Pl}}} \right)^{(n)} H_0, \quad (6.28)$$

Согласно этой формуле в Начале Вселенной значения всех этих энергий совпадали с параметром Хаббла. В современное время значения всех этих энергий определяются произведением параметра Хаббла на первичное (планковское) значение красного смещения (6.27) в степени, равной соответствующему конформному весу:

$$\langle \omega \rangle_0^{(0)} = H_0, \quad \langle \omega \rangle_0^{(1)} = R_{\odot}^{-1},$$

n	n=0	n=1	n= 2	n=3	n=4
$\omega_0^{(n)}$	$H_0 \simeq 1,4 \cdot 10^{-42}$	$\simeq 1,2 \cdot 10^{-27}$	$\simeq 10^{-12}$	$\simeq 3 \cdot 10^2$	$\simeq 4 \cdot 10^{18}$

Таблица 6.1: Иерархия космологических масштабов в ГЭВ.

$$\langle \omega \rangle_0^{(2)} = k_{СМВ}, \quad \langle \omega \rangle_0^{(3)} = M_{EW}, \quad \langle \omega \rangle_0^{(4)} = M_{0P1}.$$

В результате, планковский постулат минимального действия ведёт к иерархии космологических масштабов до настоящих дней ($a = 1$)

$$\omega_0^{(n)} \equiv \langle \omega \rangle^{(n)}(a) \Big|_{(a=1)} = (1/a_{P1})^{(n)} H_0 \quad (6.29)$$

показанных в Таблице 6.1.

Таблица 6.1 содержит масштабы, соответствующие обратному размеру Солнечной системы для конформного веса ($n = 1$), среднему импульсу реликтового излучения ($n = 2$), электрослабой шкале СМ ($n = 3$) и планковской массе ($n = 4$). Мы заключаем, что наблюдательные данные свидетельствуют, что космическая эволюция (6.28) всех этих энергетических масштабов с конформными весами ($n = 0, 1, 2, 3, 4$) имеет общее происхождение, которое может быть энергией Казимира в пустом пространстве.

Таким образом, применение постулата минимального действия ведет к первичному значению космологического масштабного фактора a_{P1} , данному уравнением (6.27) в рассматриваемой Конформной модели Вселенной. Классификация различных состояний материи, в соответствии с их конформными весами, обнаруживает иерархию энергетических масштабов в соответствии с наблюдениями.

Почему пустая Вселенная заполнилась частицами? И почему этих частиц ровно столько, сколько мы наблюдаем во Вселенной? Ответам

на эти вопросы будут посвящены следующие главы.

6.4 СТО — ОТО соответствие

Проблема *понимания рождения и эволюции Вселенной* состоит, скорее, не в точном решении уравнений ОТО, а в онтологии, то есть, в адекватном применении понятий современной релятивистской и квантовой физики к наблюдательной космологии. Чтобы продемонстрировать это утверждение, рассмотрим согласно Уилеру и Де Витту квантовую теорию Вселенной для модели пустой Вселенной (6.2), допускающей точное решение как в классическом, так и в квантовом случаях.

Выше были приведены аргументы и факты, свидетельствующие о том, что классическое точное решение даёт описание данных по зависимости красного смещения от расстояния до космических объектов во все эпохи эволюции Вселенной, включая последние данные по Сверхновым.

Как мы покажем ниже, квантовое решение даёт положительную стрелу интервала времени и позволяет описать рождение Вселенной из вакуума, определенного как состояния с наименьшей энергией, в соответствии постулатами КТП.

Сделаем в действии (6.2) замену переменных (и пренебрежём пока полной производной)

$$\sqrt{2V_0} \langle D \rangle = X_U, \quad (6.30)$$

$$\sqrt{2V_0} \rho_{cr} = M_U. \quad (6.31)$$

Тогда выражение (6.2) принимает вид действия для релятивистской частицы в покое в СТО

$$W_{\text{Universe}} = -\frac{1}{2} \int_{\tau_I}^{\tau_0} dx^0 N_0 \left[\left(\frac{dX_U}{N_0 dx^0} \right)^2 + M_U^2 \right] = \int_{\tau_I}^{\tau_0} dx^0 L, \quad (6.32)$$

$$dx^0 N_0 = d\tau, \quad (6.33)$$

где скорость света положена равной единице, $c = 1$. Здесь X_U играет роль параметра эволюции в пространстве измерений, x^0 — координатный параметр эволюции в одномерном римановом многообразии как объект координатного преобразования $x^0 \rightarrow \tilde{x}^0 = \tilde{x}^0(x^0)$ с неизменяемыми параметрами, $N_0(x^0)$ — функция смещения, которая имеет смысл метрики для геометрического интервала времени $N_0(x^0)dx^0 = d\tau$ для классических уравнений движения.

Введя канонический импульс переменной X_U :

$$P_U = \frac{\partial L}{\partial(\partial_0 X_U)},$$

действие (6.32) перепишем в канонической форме

$$W = \int dx^0 \left[P_U \frac{dX_U}{dx^0} + \frac{N_0}{2} (P_U^2 - M_U^2) \right]. \quad (6.34)$$

Уравнения движения принимают вид

$$\frac{dP_U}{d\tau} = 0, \quad \frac{dX_U}{d\tau} = P_U.$$

Решения этих уравнений

$$X_U(\tau) = X_{IU} + P_{IU} (\tau - \tau_I) \quad (6.35)$$

зависят от начальных данных

$$X_U(\tau = \tau_I) = X_{IU}, \quad P_{IU} = E_U.$$

Вариация действия по метрике $N_0(x^0)$ даёт формулу гамильтоновой связи начального импульса E_U

$$E_U^2 - M_U^2 = 0. \quad (6.36)$$

В ОТО эту формулу гамильтоновой связи традиционно отождествляют с нулевой энергией системы. В этой монографии *энергией релятивистской Вселенной* мы будем называть решение связи (6.36) относительно E_U

$$E_U = \pm M_U. \quad (6.37)$$

Формула гамильтоновой связи (6.36) для *энергии релятивистской Вселенной* является аналогом гамильтоновой связи для *энергии релятивистской частицы* в покое $E^2 - m^2 = 0$. Для *релятивистской частицы* решение гамильтоновой связи даёт два значения энергии: положительное и отрицательное $E = \pm m$. Отрицательное значение энергии означает, что классическая релятивистская частица нестабильна. Чтобы избавиться от отрицательных энергий в релятивистской теории и ввести стабильный вакуум как состояние с наименьшей энергией, делают два квантования гамильтоновой энергетической связи (6.36): первичное, когда связь превращается в уравнение для волновой функции, и вторичное, когда волновая функция сама становится оператором в *пространстве чисел заполнения* Фока. Рассмотрим более подробно эти квантования в нашей модели Вселенной.

6.5 Стрела времени как следствие постулата вакуума

Впервые подобная идея квантования на уровне ОТО по аналогии с квантованием СТО была сформулирована в работе Брайса Де Витта [20], где он отождествил *параметр эволюции* в космологии с космологическим масштабным фактором и ввёл в ОТО понятие *полевого пространства событий*, в котором движется *релятивистская Вселенная*, по аналогии с понятием пространства событий Минковского, где движется *релятивистская частица*.

Первичное квантование связи: $P_U^2 = M_U^2$ заменой импульса частицы $P_{(0)}$ на оператор:

$$\hat{P}_U = -i \frac{d}{dX_U}$$

ведёт к уравнению типа Клейна – Гордона на волновую функцию

$$(\hat{P}_U^2 - M_U^2)\Psi_U = 0, \quad (6.38)$$

которое в космологии называют уравнением Уилера – Де Витта (УДВ). Его решение имеет вид суммы двух слагаемых

$$\begin{aligned} \Psi_U = & \quad (6.39) \\ = & \frac{1}{\sqrt{2E_U}} \left[A_I^+ e^{iE(X_U - X_{IU})} \theta(X_U - X_{IU}) + A_I^- e^{-iE(X_U - X_{IU})} \theta(X_{IU} - X_U) \right] \end{aligned}$$

с коэффициентами A_I^+ , A_I^- , в соответствии с двумя классическими решениями уравнения связи с положительной и отрицательной энергией. Вторичное квантование начальных данных

$$[\hat{A}_I^-, \hat{A}_I^+] = 1$$

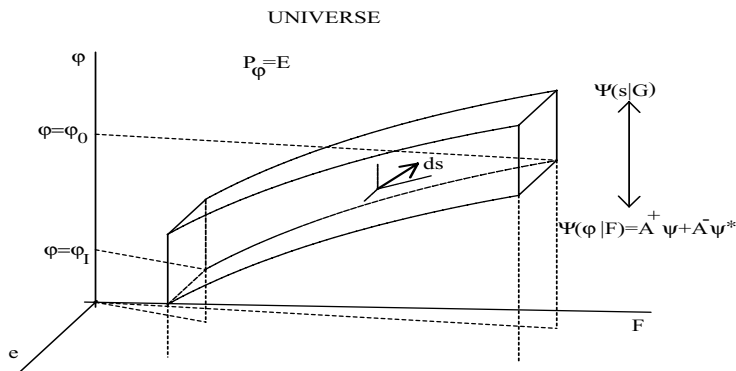


Рис. 6.3: На рисунке изображено движение релятивистской Вселенной в её полевым пространстве событий. Полное описание движения даётся двумя наборами наблюдаемых: *динамическим* в пространстве событий и *геометрическим* в касательном пространстве Минковского. Каждый из этих наборов имеет свой параметр эволюции и свою волновую функцию Ψ . Два измеряемых параметра эволюции (*динамический* параметр $\varphi = M_{Pl} e^{-D}$ и время - как *геометрический* интервал s) связаны законом Хаббла в точной теории.

ведёт к вакууму $A_I^-|0\rangle = 0$ как состоянию с наименьшей энергией, если коэффициент A_I^+ трактовать как оператор рождения частицы с положительной энергией, которая летит вперёд от начальных данных $X_{IV} < X_U$, а коэффициент A_I^- – как оператор уничтожения частицы также с положительной энергией, которая прилетает к начальным данным $X_U < X_{IV}$. Подставляя эти решения в выражение для траектории Вселенной (6.35), мы получаем, что геометрический интервал $\tau - \tau_I > 0$ всегда больше нуля. Это и есть стрела времени. Таким образом, существование стабильного вакуума ведёт к стреле времени³.

³Более сложный пример представляет обобщённая замкнутая модель Фридмана [21].

Уравнение УДВ (6.38) может быть получено путём варьирования действия соответствующей классической теории типа поля Клейна—Гордона [20]⁴:

$$W_U = \frac{1}{2} \int dX_U \left[\left(\frac{d\Psi_U}{dX_U} \right)^2 - E_U^2 \Psi_U^2 \right] \equiv \int dX_U L_U. \quad (6.40)$$

Такой подход можно было бы назвать теорией поля для вселенных⁵.

Отрицательная энергия в решениях (6.37) означает, что рассматриваемая релятивистская система не имеет минимальной энергии, и любое сколь угодно малое взаимодействие сделает эту систему нестабильной. Система может быть сделана стабильной в квантовой теории поля, возникающей в результате вторичного квантования УДВ поля Ψ_U , если дополнительно постулируется существование вакуума как состояния с наименьшей энергией.

Вводя канонические импульсы

$$P_\Psi = \frac{\partial L_U}{\partial(\partial_{X_U} \Psi_U)},$$

можно получить гамильтонову форму действия теории (6.40)

$$W_U = \int dX_U \left(P_\Psi \frac{d\Psi_U}{dX_U} - H_U \right), \quad (6.41)$$

где

$$H_U = \frac{1}{2} [P_\Psi^2 + E_U^2 \Psi_U^2] \quad (6.42)$$

⁴В отличие от исходной релятивистской системы (6.2) с тремя пространствами формулировка Уилера и Де Витта (6.40) теряет *время как геометрический интервал* и, следовательно, и его зависимость от масштабного фактора, которая интерпретируется в классической космологии Фридмана как закон Хаббла. В результате в классической космологии не знают как квантовать, а в квантовой [20] – как описывать закон Хаббла.

⁵Пример модели минивселенной, заполненной пылью и радиацией, рассматривается в работах [22]. Классический эффект коллапса, с квантовой точки зрения, изучается как задача квантового рассеяния волнового пакета на потенциальном барьере.

есть гамильтониан. Определение энергии E_U для одной отдельной вселенной даёт нам возможность представить гамильтониан H_U в стандартной форме произведения энергии E_U и числа заполнения возбуждений поля Уилера—Де Витта, которое можно отождествить с числом рождённых *вселенных*

$$\hat{N}_U = A^+ A^-, \quad (6.43)$$

$$H_U = \frac{1}{2} E_U [A^+ A^- + A^- A^+] = E_U \left[N_U + \frac{1}{2} \right] \quad (6.44)$$

путем перехода к голоморфным переменным [23]

$$\Psi_U = \frac{1}{\sqrt{2E_U}} (A^+ + A^-), \quad P_\Psi = i\sqrt{\frac{E_U}{2}} (A^+ - A^-), \quad (6.45)$$

где A^+ , A^- – операторы рождения и уничтожения *вселенных*, соответственно.

Для устранения отрицательной энергии нужно было бы постулировать, что A^- является оператором аннигиляции *вселенной* с положительной энергией; это предполагает существование вакуумного состояния как состояния с минимальной энергией:

$$A^- |0\rangle_A = 0. \quad (6.46)$$

Число *вселенных* $N_U = A^+ A^-$ (6.43) может не сохраняться, если энергия E_U зависит от X_U . В этом случае состояние вакуума (6.46) становится нестабильным, поскольку зависимость энергии E_U от динамического параметра эволюции X_U ведёт к дополнительному слагаемому в действии (6.40), если его переписать в терминах голоморф-

ных переменных в функциональном пространстве

$$P_{\Psi} \frac{d\Psi_U}{dX_U} = \left[\frac{\imath}{2} \left(A_q^+ \frac{dA^-}{dX_U} - A^+ \frac{dA^-}{dX_U} \right) - \frac{\imath}{2} (A^+ A^+ - A^- A^-) \Delta(X_U) \right], \quad (6.47)$$

где

$$\Delta(X_U) = \frac{1}{2E_U} \frac{dE_U}{dX_U}. \quad (6.48)$$

Последний член в выражении (6.47) описывает космологическое рождение *вселенных* из *вакуума*. Метод описания такого космологического рождения есть преобразование Боголюбова [23, 24].

6.6 Рождение Вселенной

Чтобы определить *вакуум* и набор сохраняющихся чисел, называемых интегралами движения, мы можем использовать (подобно случаю космологического рождения частиц [23]) преобразования Боголюбова [24] переменных (A^+ , A^-)

$$A^+ = \alpha B^+ + \beta^* B^-, \quad A^- = \alpha^* B^- + \beta B^+ \quad (|\alpha|^2 - |\beta|^2 = 1), \quad (6.49)$$

чтобы соответствующие уравнения, выраженные в терминах *вселенных* (A^+ , A^-):

$$\left(\imath \frac{d}{dX_U} + E_U \right) A^+ = \imath A^- \Delta, \quad \left(\imath \frac{d}{dX_U} - E_U \right) A^- = \imath A^+ \Delta, \quad (6.50)$$

приняли диагональную форму в терминах *квазивселенных* B^+ , B^- :

$$\left(\imath \frac{d}{dX_U} + E_B \right) B^+ = 0, \quad \left(\imath \frac{d}{dX_U} - E_B \right) B^- = 0. \quad (6.51)$$



Николай Николаевич Боголюбов (8 (21) августа 1909, Нижний Новгород — 13 февраля 1992, Москва). Выдающийся российский математик и физик-теоретик, академик РАН (1991), академик АН СССР (1953) и АН УССР (1948), основатель научных школ по нелинейной механике и теоретической физике. С 1956 года — директор лаборатории теоретической физики ОИЯИ в Дубне, с 1965 по 1988 год — директор ОИЯИ, заведующий кафедрой квантовой статистики и теории поля физфака МГУ с 1966 по 1992. Основные работы посвящены асимптотическим методам нелинейной механики, квантовой теории поля, статистической механике, вариационному исчислению, приближенным методам математического анализа, дифференциальных уравнений и уравнений математической физики, теории устойчивости, теории динамических систем и другим областям теоретической физики.

Это означает, что коэффициенты преобразования Боголюбова удовлетворяют уравнениям

$$\left(i\frac{d}{dX_U} + E_U\right)\alpha = i\beta\Delta, \quad \left(i\frac{d}{dX_U} - E_U\right)\beta^* = i\alpha^*\Delta. \quad (6.52)$$

Если выразить коэффициенты преобразования Боголюбова в виде

$$\alpha = e^{i\theta} \cosh r, \quad \beta^* = e^{i\theta} \sinh r, \quad (6.53)$$

где величины r, θ называются параметрами сдвига и вращения, соответственно, то эти уравнения принимают форму

$$\left(\frac{d\theta}{dX_U} - E_U \right) \sinh 2r = -\Delta \cosh 2r \sin 2\theta, \quad \frac{dr}{dX_U} = \Delta \cos 2\theta, \quad (6.54)$$

в то время как энергия *квазивселенных* в уравнениях (6.51) определяется выражением

$$E_B = \frac{E_U - \partial_{X_U} \theta}{\cosh 2r}. \quad (6.55)$$

В силу этих уравнений (6.51) число *квазивселенных* $\mathcal{N}_B = (B^+ B^-)$ сохраняется

$$\frac{d\mathcal{N}_B}{dX_U} \equiv \frac{d(B^+ B^-)}{dX_U} = 0. \quad (6.56)$$

Следовательно, мы получаем определение *вакуума* как состояние без *квазивселенных* в виде

$$B^- |0\rangle_U = 0. \quad (6.57)$$

Число рождённых *вселенных* из этого боголюбовского вакуума можно найти, вычислив среднее от оператора *числа вселенных* (6.43) по боголюбовскому вакууму. Можно видеть, что это число пропорционально квадрату коэффициента Боголюбова, данного в уравнении (6.49)

$$N_U(X_U) = {}_U\langle 0|A^+ A^-|0\rangle_U \equiv |\beta|^2. \quad (6.58)$$

Эту величину можно назвать *числом вселенных* $N_U(X_U)$, в то время как величину

$$R_U(X_U) = \left(\frac{i}{2} \right) {}_U\langle 0|[A^+ A^+ - A^- A^-]|0\rangle_U = \quad (6.59)$$

№	ВСЕЛЕННАЯ	ЧАСТИЦА
1.	$x^0 \rightarrow \tilde{x}^0 = \tilde{x}^0(x^0)$	$\tau \rightarrow \tilde{\tau} = \tilde{\tau}(\tau)$
2.	$N(x^0) dx^0 = d\tau = \frac{d\eta}{a^2} = \frac{dt}{a^3}$	$ds = e(\tau) d\tau$
3.	$[\langle D \rangle \tilde{F}]$	$[X_0 X_k]$
4.	$P_{\langle D \rangle}^2 - E_U^2 = 0$	$P_0^2 - E_0^2 = 0$
5.	$\tau_{(\pm)} = \pm \int_{\langle D \rangle_I}^{\langle D \rangle_0} d\langle D \rangle \langle (\tilde{H})^{-1/2} \rangle \geq 0$	$s_{\pm} = \pm \frac{m}{E} [X_0^0 - X_I^0] \geq 0$
6.	$E_U = \pm 2 \int d^3x (\tilde{H})^{1/2}$	$E_p = \pm \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$
7.	$[\hat{P}_{\langle D \rangle}^2 - E_U^2] \Psi_{\text{WDW}} = 0$	$[\hat{P}_0^2 - E_0^2] \Psi_{\text{KG}} = 0$
8.	$\Psi_U = \frac{A^+ + A^-}{\sqrt{2E_U}}$	$\Psi_{\text{KG}} = \frac{a^+ + a^-}{\sqrt{2E_0}}$
9.	$A^+ = \alpha B^+ + \beta^* B^-$	$a^+ = \alpha b^+ + \beta^* b^-$
10.	$B^- 0 \rangle_B = 0$	$b^- 0 \rangle_b = 0$
11.	$\langle B A^+ A^- 0 \rangle_B \neq 0$	$\langle b a^+ a^- 0 \rangle_b \neq 0$

$$= i(\alpha^* \beta^* - \alpha \beta) = -\sinh 2r \sin 2\theta$$

– *боголюбовским конденсатом*, соответственно. Уравнения Боголюбова, выраженных через величины *числа вселенных* $N_U(X_U)$ и *боголюбовского конденсата* $R_U(X_U)$ принимают вид

$$\begin{cases} \frac{dN_U}{dX_U} = \Delta(X_U) \sqrt{4N_U(N_U + 1) - R_U^2}, \\ \frac{dR_U}{dX_U} = -2E_U(X_U) \sqrt{4N_U(N_U + 1) - R_U^2} \end{cases} \quad (6.60)$$

Соответствие Вселенная – частица.

- №1 – группа диффеоморфизмов,
- №2 – диффеоинвариантные интервалы,
- №3 – пространство событий с параметром эволюции,
- №4 – гамильтонова связь в пространстве событий,
- №5 – закон Хаббла,
- №6 – энергия в пространстве событий,
- №7 – первичное квантование,
- №8 – вторичное квантование,
- №9 – преобразования Боголюбова,
- №10 – вакуум квазичастиц,
- №11 – числа заполнения *вселенных* и частиц.

с начальными данными

$$N_U(X_{UI}) = R_U(X_{UI}) = 0.$$

Мы видим, что вакуумный постулат ведёт к положительному значению конформного времени как для Вселенной

$$E_U > 0, \quad X_U > X_{UI},$$

так и для анти-Вселенной

$$E_U < 0, \quad X_{UI} < X_U,$$

то есть ведёт к стреле конформного времени. Время имеет начало и квантовая Вселенная рождается вместе со своим временем.

6.7 Выводы

Мы рассмотрели в этой Главе модель пустой Вселенной, оставив в аффинной теории только нулевую гармонику дилатона и экспериментально измеряемую энергию вакуума Казимира. Энергия вакуума Казимира задаётся размером пространства. Если размер пространства равен горизонту, который, в свою очередь, определяется энергией Казимира в *пустой* Вселенной, возникает самосогласованное уравнение состояния *пустого* пространства. Решение этого уравнения даёт зависимость плотности от космологического масштабного фактора. В Конформной космологии, с более длинными интервалами, чем в Стандартной, полученная зависимость плотности пустого пространства от космологического масштабного фактора описывает последние наблюдательные данные по Сверхновым. Таким образом, данные по Сверхновым свидетельствуют, что мы до сих пор находимся в почти пустой Вселенной.

Принцип минимального действия гравитации Планка (то есть квант действия) для пространства, ограниченного размерами горизонта ведёт к первичному значению космологического масштабного фактора (и соответствующего ему красного смещения) $\sim 0.8 \times 10^{15}$. Представления Пуанкаре для массивных и безмассовых частиц даёт (вместе с современными значениями постоянной Хаббла и планковской массы) иерархию космологических масштабов в удивительном согласии со значениями температуры реликтового излучения (для безмассовых частиц) и шкалы электрослабого взаимодействия (для массивных частиц).

С математической точки зрения, аффинная теория гравитации в приближении пустой Вселенной представляет собой модель сжатого осциллятора дилатона. Первичное и вторичное квантование этой модели с постулатом существования вакуума ведёт к стреле геометрического интервала времени и к определенной волновой функции Вселенной, типа неприводимого унитарного представления группы Пуанкаре для частицы. Теперь мы готовы рассмотреть неприводимые унитарные представления аффинной и конформной групп симметрии в точной теории, что будет сделано в Главе 8.

Литература

- [1] Bordag, M., Klimchitskaya, G.L., Mohideen, U., Mostepanenko, V.M.: *Advances in the Casimir Effect*. Oxford University Press, New York (2009)
- [2] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *The farthest known supernova: support for an accelerating universe and a glimpse of the epoch of deceleration*. *Astrophys. J.* **560**, 49 (2001).
[arXiv: astro-ph/0104455]
- [3] Zhu, Z.H., Fujimoto, M.K.: *Constraints on Cardassian expansion from distant type Ia supernovae*. *Astrophys. J.* **585**, 52 (2003).
[arXiv: astro-ph/0303021]
- [4] Behnke, D., Blaschke, D.B., Pervushin, V.N., Proskurin, D.: *Description of Supernova data in Conformal cosmology without cosmological constant*. *Phys. Lett.* **B 530**, 20 (2002).
[arXiv: gr-qc/0102039]
- [5] Barbashov, B.M., Pervushin, V.N., Zakharov, A.F., Zinchuk, V.A.: *Hamiltonian cosmological perturbation theory*. *Phys. Lett.* **B 633**, 458 (2006).

[arXiv: hep-th/0501242]

- [6] Behnke, D.: *Conformal Cosmology Approach to the Problem of Dark Matter*. PhD Thesis, Rostock Report MPG-VT-UR 248/04 (2004)

- [7] Blaschke, D.B., Vinitzky, S.I., Gusev, A.A., Pervushin, V.N., Proskurin, D.V.: *Cosmological production of vector bosons and cosmic microwave background radiation*. Ядерная Физика. **67**, 1074 (2004).

[arXiv: hep-ph/0504225]

- [8] Zakharov, A.F., Pervushin, V.N.: *Conformal cosmological model parameters with distant SNe Ia data: 'gold' and 'silver'*. Int. J. Mod. Phys. **D 19**, 1875 (2010).

[arXiv: 1006.4745 [gr-qc]]

- [9] Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Pervushin, V.N., Borowiec, A., Pichugin, K.N., Zakharov, A.F.: *Conformal Hamiltonian dynamics of general relativity*. Phys. Lett. **B 691**, 230 (2010).

[arXiv: 1007.0293 [gr-qc]]

- [10] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant*. Astron. J. **116**, 1009 (1998).

[arXiv: astro-ph/9805201]

- [11] Perlmutter, S., *et al.* [The Supernova Cosmology Project]: *Constraining dark energy with SN Ia and large-scale structure.* *Astrophys. J.* **517**, 565 (1999)
- [12] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *Type Ia supernova discoveries at $z > 1$ from the Hubble Space Telescope: Evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution.* *Astrophys. J.* **607**, 665 (2004)
- [13] Мизнер, Ч., Торн, К., Уилер, Д.А.: *Гравитация. 2.* Мир, Москва (1977)
- [14] Zakharov, A.F., Pervushin, V.N.: *Conformal cosmological model and SNe Ia data.* *Ядерная Физика.* **75**, 1492 (2012)
- [15] Astier, P., *et al.* [The Supernova Legacy Survey]: *Ω_M , Ω_Λ , and w from the first year data set.* *Astronomy and Astrophysics,* **447**, 31 (2006)
- [16] Pervushin, V.N., Proskurin, D.V.: *Conformal general relativity.* *Gravitation & Cosmology.* **8**, 161 (2002).
[arXiv: gr-qc/0106006]
- [17] Блашке, Д.Б., Виницкий, С.И., Гусев, А.А., Первущин, В.Н.: *Космологическое рождение векторных бозонов и микроволновое фоновое излучение.* *Ядерная физика.* **67**, 1074 (2004).
[arXiv: gr-qc/0103114, hep-th/0206246]
- [18] Вайнберг, С.: *Космология.* УРСС, Москва (2013)

- [19] Рамон, П.: *Теория Поля. Современный Вводный Курс*. Мир, Москва (1984)
- [20] De Witt, B.S.: *Quantum theory of gravity. I. The canonical theory*. Phys. Rev. **160**, 1113 (1967)
- [21] Pavlov, A.: *Quantum theory of a Friedmann field*. Int. J. Theor. Phys. **34**, 961 (1995)
- [22] Pavlov, A.: *A quantized open homogeneous isotropic cosmological model*. Phys. Lett. **A 165**, 211 (1992).
Pavlov, A.: *A quantized flat homogeneous isotropic cosmological model*. Phys. Lett. **A 165**, 215 (1992).
Pavlov, A.: *Dynamics of a compact hyperbolic cosmological model with dustlike matter and radiation*. Int. J. Theor. Phys. **35**, 2169 (1996)
- [23] Pervushin, V.N., Smirichinski, V.I.: *Bogoliubov quasiparticles in constrained systems*. J. Phys. A: Math. Gen. **32**, 6191 (1999)
- [24] Bogoliubov, N.N.: *On the theory of superfluidity*. J. Phys. USSR **2**, 23 (1947)

Глава 7

Квантование гравитонов в терминах форм Картана

7.1 Аффинный гравитон

Известно, что ОТО в терминах компонент метрики и тетрад является неперенормируемой теорией [1], и в этом смысле квантовой теории гравитации не существует. Мы покажем, что в терминах форм Картана, то есть с учётом аффинной симметрии, гравитоны в ОТО вдали от материальных источников (когда их ньютоновскими потенциалами можно пренебречь: $\bar{D} = 0, \mathcal{N}_i = 0, \mathcal{N} = 1$), описываются не только перенормируемой теорией, но становятся свободными (точно также как фотоны в электродинамике вдали от внешних источников поля становятся свободными) [2].

Рассмотрим действие гравитации (5.42) вдали от источников, где оставим только компоненты гравитона

$$\bar{\omega}_{(a)}(d) = \tilde{\mathbf{e}}_{i(a)} dx^i.$$

В системе отсчёта $\mathbf{k} = (0, 0, k_3)$ имеем

$$\tilde{\mathbf{e}}_{(1)}^1 = e^{g(x_{(3)}, \tau)}, \quad \tilde{\mathbf{e}}_{(2)}^2 = e^{-g(x_{(3)}, \tau)}, \quad \tilde{\mathbf{e}}_{(3)}^3 = 1;$$

недиагональные компоненты $\tilde{\mathbf{e}}_{(a)}^i$ равны нулю. Выбор системы отсчёта соответствует расслоению $\mathfrak{Z} = 2 + 1$. *Произвольная метрика двумерного пространства*

$$dl^2 = h_{AB} dx^A dx^B, \quad (A, B = 1, 2)$$

может быть приведена с помощью диффеоморфизмов

$$x^A \rightarrow \tilde{x}^A = \tilde{x}^A(x^1, x^2)$$

к диагональному виду [3]. Отсюда следует вывод: кинеметрически-инвариантная нелинейная плоская волна, движущаяся в направлении \mathbf{k} с единичным детерминантом $\det h = 1$, имеет только одну независимую компоненту метрики.

Таким образом, имеем

$$\bar{\omega}_{(1)} = dX_{(1)} - [X_{(1)}]dg, \quad (7.1)$$

$$\bar{\omega}_{(2)} = dX_{(2)} + [X_{(2)}]dg, \quad (7.2)$$

$$\bar{\omega}_{(3)} = dx_3 = dX_{(3)}, \quad (7.3)$$

где однокомпонентный аффинный гравитон $g = g(X_{(3)}, \tau)$ является функцией, зависящей от времени и одной пространственной коорди-

наты $X_{(3)}$ в касательном пространстве $X_{(b)}$. Решение уравнения

$$\frac{\delta W}{\delta g} = 0 \quad \rightarrow \quad g = g(\eta, X)$$

может быть выражено в координатах касательного пространства:

$$X_{(1)} = e^{g(x_{(3)}, \tau)} \bar{x}^1 \quad (7.4)$$

$$X_{(2)} = e^{-g(x_{(3)}, \tau)} \bar{x}^2. \quad (7.5)$$

Уравнения (7.1) и (7.2) означают расширение (сжатие) гиперповерхности $X_{(A)}$ ($A = 1, 2$), перпендикулярной направлению распространения гравитационной волны $X_{(3)}$. Гравитационная волна изменяет скорость частицы посредством закона типа Хаббла: чем больше база, тем больше дополнительная скорость, индуцируемая гравитоном.

Точная локальная плотность гамильтониана для аффинного гравитона даётся (5.28)

$$\mathcal{H}_g = \left[6P_{(a)(b)}^2 + \frac{1}{6}R^{(3)}(\tilde{\mathbf{e}}) \right], \quad (7.6)$$

где $R^{(3)}(\mathbf{e})$ и $p_{(a)(b)}^2$ определяются из (5.14) и (5.17), соответственно. В системе отсчёта $\mathbf{k} = (0, 0, k_3)$, имеем [4]:

$$R^{(3)}(\tilde{\mathbf{e}}) = (\partial_{(3)}g)^2, \quad p_{(a)(b)}^2 = \frac{1}{9} [\partial_\tau g]^2. \quad (7.7)$$

Существует отличие диффеоинвариантного гравитона от метрического гравитона

$$g_{ij}^{TT} = g_{ji}^{TT}$$

в ОТО [4]. В то время как аффинный гравитон имеет одну степень свободы, метрический гравитон имеет две бесследовые и поперечные

компоненты, удовлетворяющие четырём связям

$$g_{ii}^{TT} = 0, \quad (7.8)$$

$$g_{i3}^{TT} = g_{3i}^{TT} = 0. \quad (7.9)$$

В общем случае в Конформной гравитации

$$\tilde{\mathbf{e}}_{(b)i} = \mathbf{e}_{(b)i}^T,$$

условие поперечности

$$\partial_i \mathbf{e}_{(b)i}^T = 0 \quad (7.10)$$

и условие единичности детерминанта

$$|\mathbf{e}_{(b)i}^T| = 1 \quad (7.11)$$

(как аналог калибровки Лихнеровича в метрическом формализме [5]) допускает обобщение уравнений (7.1), (7.2), и (7.3) для линейных форм

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_{(b)}(d) &= \mathbf{e}_{(b)i}^T dx^i & (7.12) \\ &= d[\mathbf{e}_{(b)i}^T x^i] - x^j d\mathbf{e}_{(b)j}^T \\ &= dX_{(b)} - X_{(c)} \mathbf{e}_c^{Ti} d\mathbf{e}_{(b)i}^T \\ &= dX_{(b)} - X_{(c)} \left[\omega_{(b)(c)}^R + \omega_{(b)(c)}^L \right] \end{aligned}$$

в касательном координатном пространстве. Здесь $X_{(b)}$ могут быть получены формальным обобщением уравнений (7.1), (7.2) и (7.3) с использованием правила Лейбница

$$\mathbf{e}_{(b)i}^T d[x^i] = d[\mathbf{e}_{(b)i}^T x^i] - x^i d\mathbf{e}_{(b)i}^T.$$

Координатная инвариантность допускает выбор калибровки в (7.12)

$$\omega_{(b)(c)}^L = 0. \quad (7.13)$$

Подобный результат имеет место и в общем случае произвольного волнового вектора

$$\mathbf{k} = \frac{2\pi}{V_0^{1/3}} \mathbf{l},$$

где $X_{(3)}$ заменяется

$$X_{(k)} = \frac{(\mathbf{k} \cdot \mathbf{X})}{\sqrt{\mathbf{k}^2}}.$$

Однокомпонентный гравитон $g(\tau, \mathbf{X})$, рассматриваемый как тензорное безмассовое представление по классификации Вигнера группы Пуанкаре, может быть разложен в ряд по сильным волнам (в естественных единицах)

$$\omega_{(a)(b)}^R(\partial_{(c)}) = i \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \frac{e^{i\mathbf{k}\mathbf{X}}}{\sqrt{2\omega_{\mathbf{k}}}} \mathbf{k}_c [\varepsilon_{(a)(b)}^R(k) g_{\mathbf{k}}^+(\eta) + \varepsilon_{(a)(b)}^R(-k) g_{-\mathbf{k}}^-(\eta)]. \quad (7.14)$$

Здесь $\varepsilon_{(a)(b)}^R(\mathbf{k})$ удовлетворяет связям

$$\varepsilon_{(a)(a)}^R(k) = 0, \quad (7.15)$$

$$\mathbf{k}_{(a)} \varepsilon_{(a)(b)}^R(k) = 0, \quad (7.16)$$

как в (7.8), (7.9). Переменная $\omega_{\mathbf{k}} = \sqrt{\mathbf{k}^2}$ есть энергия гравитона и аффинный гравитон

$$\bar{g}_{\mathbf{k}} = \frac{\sqrt{8\pi}}{M_{\text{Planck}} V_0^{1/2}} g_{\mathbf{k}} \quad (7.17)$$

нормирован на единицы объёма и времени подобно фотону в квантовой электродинамике [4].

В приближении среднего поля

$$\mathcal{N}(x^0, x^j) = 1, \quad N^j = 0, \quad \bar{D} = 0, \quad (7.18)$$

получаем

$$\tilde{ds}^2 = [d\eta]^2 - [\omega_{(b)} \otimes \omega_{(b)}]. \quad (7.19)$$

В пренебрежении взаимодействиями ньютоновского типа (7.18), действие аффинного гравитона сводится к форме действия для сильной гравитационной волны [6]

$$\begin{aligned} W_{\text{lin}}^g &= \int d\tau L_\tau^g, \\ L_\tau^g &= \frac{v_{(a)(b)}^2 - e^{-4D} R^{(3)}}{6} = \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \frac{v_{\mathbf{k}}^g v_{-\mathbf{k}}^g - e^{-4D} \mathbf{k}^2 \bar{g}_{\mathbf{k}} \bar{g}_{-\mathbf{k}}}{2} = \\ &= \left[\sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} p_{-\mathbf{k}}^g v_{\mathbf{k}}^g \right] - H_\tau^g, \end{aligned} \quad (7.20)$$

где $v_{\mathbf{k}}^g = \partial_\tau \bar{g}_{\mathbf{k}}$ производная по дилатонному времени τ и

$$H_\tau^g = \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \frac{p_{\mathbf{k}}^g p_{-\mathbf{k}}^g + e^{-4(D)} \mathbf{k}^2 \bar{g}_{\mathbf{k}} \bar{g}_{-\mathbf{k}}}{2} \quad (7.21)$$

соответствующий гамильтониан.

Таким образом, в приближении среднего поля (7.18) диффеоинвариантный сектор сильной гравитационной плоской волны совпадает с билинейной теорией, определяемой уравнениями (7.20) – (7.21). В этом приближении наша модель редуцируется к довольно простой

теории, билинейной по отношению к однокомпонентному гравитационному полю [2]. Заметим также, что мы здесь рассматривали касательное пространство и выбранные переменные позволяют получить простые решения.

7.2 Сравнение с метрическими гравитонами

Поучительно сравнить свойства аффинных и метрических гравитонов, что было сделано впервые в [6]). Действие для метрических гравитонов в принятой ОТО [7] совпадает с действием аффинных гравитонов (7.20) в низшем порядке разложения по $\mathbf{k}^2/M_{\text{Pl}}^2$

$$W_{\text{non-lin}}^{\text{GR}} = W_{\text{lin}}^g + W_{\text{non-lin}}, \quad (7.22)$$

если удерживать только диагональные компоненты гравитона. Хорошо известно [1], что действие для метрических гравитонов (7.22) является сильно нелинейным даже в приближении (7.18).

В аппроксимации (7.18), мы удерживаем только динамическую часть $\omega_{(cb)}^R$, входящую в действие (7.20) в настоящий момент времени, когда космологический масштабный фактор равен единице: $a = e^{-(D)} = 1$. Сравним теперь аффинные гравитоны (7.12) с общепринятыми метрическими гравитонами, данные в разложении [7]

$$\tilde{ds}_h^2 = (d\eta)^2 - dx^i dx^j (\delta_{ij} + 2h_{ij}^{TT} + \dots). \quad (7.23)$$

В таком случае гравитон движется в направлении вектора \mathbf{k} , его волновая амплитуда $\cos\{\omega_{\mathbf{k}}x_{(k)}\}$ зависит от скалярного произведения

$$x_{(k)} = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}) / \omega_{\mathbf{k}}.$$

Гравитон изменяет скорость пробной частицы

$$\left(\frac{ds}{d\eta} \right)^2 \sim \frac{dx^i dx^j}{d\eta d\eta} \varepsilon_{ij}^\alpha$$

в плоскости, ортогональной направлению движения. Здесь ε_{ij}^α бесследовый поперечный тензор: $\varepsilon_{ii}^\alpha = 0$ и

$$k_i \varepsilon_{ij}^\alpha = 0.$$

Все эти эффекты производятся членами первого порядка ряда (7.23)

$$\begin{aligned} dl_h^2 &= 2dx^i dx^j h_{ij}^{TT}(t, \mathbf{x}) = \\ &= dx^i dx^j \varepsilon_{ij}^\alpha \sqrt{6} \cos\{\omega_{\mathbf{k}} x_{(k)}\} (H_0 / \omega_{\mathbf{k}}) \Omega_{\mathbf{k}h}^{1/2} + O(h^2), \end{aligned} \quad (7.24)$$

где H_0 —параметр Хаббла,

$$\Omega_{\mathbf{k}h} = \frac{\omega_{\mathbf{k}} N_{\mathbf{k}h}}{V_0 \rho_{cr}}$$

—плотность энергии гравитонов в единицах космологической критической плотности энергии $\rho_{cr} = H_0^2$. Можно видеть, что в принятой теории возмущений вклад единичной гравитационной волны в геометрический интервал (7.24) подавляется фактором $H_0 / \omega_{\mathbf{k}}$.

В случае аффинного гравитона линейный член пространственного интервала (7.12) принимает вид

$$dl_g^2 = 2dX_{(b)} X_{(c)} \omega_{(c)(b)}^R = dX_{(b)} X_{(c)} \varepsilon_{(c)(b)}^\alpha \sqrt{6} \cos\{\omega_{\mathbf{k}} X_{(k)}\} H_0 \Omega_{\mathbf{k}h}^{1/2}. \quad (7.25)$$

Очевидно, что пространственные интервалы (7.24) и (7.25) отличаются фактором, который может быть получен из их отношения

$$\left| \frac{dl_h^2}{dl_g^2} \right| = \left| \frac{dx^i dx^j (h_{ij}^{TT})}{(dX_{(b)} X_{(c)} \omega_{(c)(b)}^R)} \right| \simeq \frac{1}{r_{\perp} \omega_{\mathbf{k}}} \sim \frac{\lambda_g}{r_{\perp}}. \quad (7.26)$$

Здесь

$$r_{\perp} = \sqrt{|\vec{X}_{\perp}|^2}$$

– координатное расстояние между двумя пробными частицами в плоскости, перпендикулярной направлению волнового движения и λ_g – длина волны гравитона. Следовательно, в Конформной теории гравитации имеется эффект *расширения* плоскости, перпендикулярной направлению движения аффинной волны.

Как результат, в Конформной теории гравитации полная скорость пробной классической частицы в центральном гравитационном поле массы M и в поле сильной гравитационной волны представляется как сумма трёх скоростей в присутствии космической эволюции $a \neq 1$

$$|\vec{v}|^2 = \left| \frac{dl_g}{d\eta} \right|^2 = \left[\underbrace{\vec{n}_N \sqrt{\frac{r_g}{2R_{\perp}}}}_{\text{Newtonian velocity}} + \underbrace{\vec{n}_g \sqrt{R_{\perp} H_0 \sqrt{\Omega_g}}}_{\text{graviton expansion}} + \underbrace{\vec{n}_H \gamma H_0 R_{\perp}}_{\text{Hubble evolution}} \right]^2. \quad (7.27)$$

Первый член есть стандартная ньютонова (N) скорость, второй есть скорость *гравитационного расширения* (g) в поле гравитационной волны, и третий–скорость хаббловской эволюции (H). Здесь

$$R_{\perp} = r_{\perp} a(\eta)$$

– фридмановское расстояние от центральной массы, H_0 есть параметр Хаббла,

$$r_g(R_{\perp}) = \frac{M}{M_{\text{Pl}}^2}$$

– гравитационный радиус частицы, и

$$\begin{cases} \vec{n}_N = (0, -1, 0), \\ \vec{n}_g = (+1/\sqrt{2}, -1/\sqrt{2}, 0), \\ \vec{n}_H = (1, 0, 0) \end{cases} \quad (7.28)$$

единичные векторы. Их скалярные произведения имеют вид

$$(\vec{n}_N \cdot \vec{n}_g) \neq 0, \quad (\vec{n}_N \cdot \vec{n}_H) = 0, \quad (\vec{n}_g \cdot \vec{n}_H) \neq 0, \quad (\vec{n}_N \cdot \vec{n}_H) = 0.$$

Плотность гравитационной энергии Ω_g даётся в единицах критической плотности космологической энергии ρ_{cr} .

Последние два члена в (7.27) могут быть источниками модифицированной ньютоновской динамики. Можно заметить, что интерференция ньютоновской и гравитационно-индуцированной скоростей в (7.27)

$$v_{n-g \text{ interf}} \simeq \sqrt[4]{\Omega_g r_g H_0}$$

не зависит от радиуса R_\perp , что проявляется как эффект присутствия “тёмной” материи в галактиках типа Млечного Пути размера 10^{23} см с $\Omega_g \simeq 0, 1$, $v_{n-g \text{ interf}} \simeq 200$ км в сек.

Третий член может имитировать эффект тёмной материи в кластерах типа СОМА с $|R| \sim 10^{25}$ см, в соответствии с пределом применимости ньютоновской динамики

$$\frac{r_g}{R_{\text{limit}}} < 2(R_{\text{limit}} H_0)^2,$$

который обсуждался в [8, 9]. Множитель $\gamma = \sqrt{2}$ определяется космологической плотностью [10] (более подробно см. в Главе 14).

Таким образом, в нашей модели сильные гравитационные волны обладают особыми свойствами, которые могут быть проверены в наблюдениях и экспериментах.

7.3 Вакуумное рождение аффинных гравитонов

В данном разделе мы будем изучать эффекты интенсивного рождения аффинных гравитонов. Мы вкратце перечислим определения, данные в [6] и далее, используя новые результаты раздела 6.3, оценим число рождённых частиц.

Приближение, определённое в уравнениями (7.20) – (7.21), может быть переписано посредством конформных переменных и координат, где действие

$$W_{\text{lin}}^g = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta \left[-V_0 \left(\frac{d\langle D \rangle}{d\eta} \right)^2 e^{-2\langle D \rangle} + \mathbb{L}_\eta^g \right] \quad (7.29)$$

дано в интервале $\eta_I \leq \eta \leq \eta_0$ и пространственном объёме V_0 . Здесь лагранжиан и соответствующий ему гамильтониан

$$\mathbb{L}_\eta^g = \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} e^{-2\langle D \rangle} \frac{v_{\mathbf{k}}^g v_{-\mathbf{k}}^g - \mathbf{k}^2 \bar{g}_{\mathbf{k}} \bar{g}_{-\mathbf{k}}}{2} = \left[\sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} p_{-\mathbf{k}}^g v_{\mathbf{k}}^g \right] - H_\eta^g, \quad (7.30)$$

$$H_\eta^g = \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \frac{e^{2\langle D \rangle} p_{\mathbf{k}}^g p_{-\mathbf{k}}^g + e^{-2\langle D \rangle} \omega_{0\mathbf{k}}^2 \bar{g}_{\mathbf{k}} \bar{g}_{-\mathbf{k}}}{2} \quad (7.31)$$

определены в терминах переменных $\bar{g}_{\mathbf{k}}$, их импульсов и одночастичной конформной энергии

$$p_{\mathbf{k}}^g = e^{-2\langle D \rangle} v_{\mathbf{k}}^g = e^{-2\langle D \rangle} \frac{d\bar{g}_{\mathbf{k}}}{d\eta}, \quad \omega_{0\mathbf{k}}^g = \sqrt{\mathbf{k}^2}, \quad (7.32)$$

соответственно. Трансформация (сжатие)

$$p_{\mathbf{k}}^g = \tilde{p}_{\mathbf{k}}^g e^{-\langle D \rangle} [\omega_{0\mathbf{k}}^g]^{-1/2}, \quad \bar{g}_{\mathbf{k}} = \tilde{g}_{\mathbf{k}} e^{\langle D \rangle} [\omega_{0\mathbf{k}}^g]^{1/2} \quad (7.33)$$

ведёт к канонической форме

$$H_{\eta}^g = \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \omega_{0\mathbf{k}}^g \frac{\tilde{p}_{\mathbf{k}}^g \tilde{p}_{-\mathbf{k}}^g + \tilde{g}_{\mathbf{k}} \tilde{g}_{-\mathbf{k}}}{2} = \sum_{\mathbf{k}} \mathcal{H}_{\mathbf{k}}^g, \quad (7.34)$$

$$\mathcal{H}_{\mathbf{k}}^g = \frac{\omega_{0\mathbf{k}}^g}{2} [\tilde{g}_{\mathbf{k}}^+ \tilde{g}_{-\mathbf{k}}^- + \tilde{g}_{\mathbf{k}}^- \tilde{g}_{-\mathbf{k}}^+], \quad (7.35)$$

где

$$\tilde{g}_{\mathbf{k}}^{\pm} = [\tilde{g}_{\mathbf{k}} \mp i\tilde{p}_{\mathbf{k}}] / \sqrt{2} \quad (7.36)$$

конформно-инвариантные классические переменные в голоморфном представлении [10].

С использованием уравнений (7.32) – (7.36), действие (7.29) приводится к виду

$$W_{\text{lim}}^g = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta \left[-V_0 \left(\frac{d\langle D \rangle}{d\eta} \right)^2 e^{-2\langle D \rangle} - H_{\eta}^g \right] + \quad (7.37)$$

$$+ \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \tilde{p}_{-\mathbf{k}} \left[\frac{d\tilde{g}_{\mathbf{k}}}{d\eta} + \frac{d\langle D \rangle}{d\eta} \tilde{g}_{\mathbf{k}} \right].$$

Уравнения эволюции получаются как условия равенства нулю вариации этого действия:

$$\frac{d\tilde{g}_{\mathbf{k}}^{\pm}}{d\eta} = \pm i\omega_{0\mathbf{k}}^g \tilde{g}_{\mathbf{k}}^{\pm} + H_{\eta} \tilde{g}_{\mathbf{k}}^{\mp}, \quad (7.38)$$

где

$$H_{\eta} = \frac{d \ln a}{d\eta} = -\frac{d\langle D \rangle}{d\eta}$$

—конформный параметр Хаббла (в нашей модели $H_\eta = H_0/a^2$).

Полученные уравнения принято решать посредством преобразований Боголюбова

$$\tilde{g}_{\mathbf{k}}^+ = \alpha_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^+ + \beta_{-\mathbf{k}}^* b_{-\mathbf{k}}^-, \quad (7.39)$$

$$\tilde{g}_{\mathbf{k}}^- = \alpha_{\mathbf{k}}^* b_{\mathbf{k}}^- + \beta_{-\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}}^+, \quad (7.40)$$

$$\alpha_{\mathbf{k}} = \cosh r_{\mathbf{k}}^g e^{i\theta_{\mathbf{k}}^g}, \quad \beta_{\mathbf{k}}^* = \sinh r_{\mathbf{k}}^g e^{i\theta_{\mathbf{k}}^g}, \quad (7.41)$$

где $r_{\mathbf{k}}^g$ и $\theta_{\mathbf{k}}^g$ параметры сжатия и вращения, соответственно (детали см. в обзоре [11]). Эти преобразования сохраняют алгебру Гайзенберга $O(2|1)$ [12] и диагонализуют уравнения (7.38):

$$\frac{db_{\mathbf{k}}^\pm}{d\eta} = \pm i\bar{\omega}_{B\mathbf{k}}^g b_{\mathbf{k}}^\pm, \quad (7.42)$$

если параметры сжатия $r_{\mathbf{k}}^g$ и вращения $\theta_{\mathbf{k}}^g$ удовлетворяют следующим уравнениям [10]:

$$\frac{dr_{\mathbf{k}}^g}{d\eta} = H_\eta \cos 2\theta_{\mathbf{k}}^g, \quad (7.43)$$

$$\omega_{0\mathbf{k}}^g - \frac{d\theta_{\mathbf{k}}^g}{d\eta} = H_\eta \coth 2r_{\mathbf{k}}^g \sin 2\theta_{\mathbf{k}}^g, \quad (7.44)$$

$$\omega_{B\mathbf{k}}^g = \frac{\omega_{0\mathbf{k}}^g - \partial_\eta \theta_{\mathbf{k}}^g}{\coth 2r_{\mathbf{k}}^g}. \quad (7.45)$$

Общее решение классических уравнений может быть записано с помощью полного набора начальных данных $b_{0\mathbf{k}}^\pm$:

$$b_{\mathbf{k}}^\pm(\eta) = \exp \left\{ \pm i \int_{\eta_0}^{\eta} d\bar{\eta} \omega_{B\mathbf{k}}^g(\bar{\eta}) \right\} b_{0\mathbf{k}}^\pm. \quad (7.46)$$

С другой стороны, величины $b_{0\mathbf{k}}^+(b_{0\mathbf{k}}^-)$ могут рассматриваться как операторы рождения (уничтожения), удовлетворяющие коммутаци-

онным соотношениям:

$$[b_{0\mathbf{k}}^-, b_{0\mathbf{k}'}^+] = \delta_{\mathbf{k},-\mathbf{k}'}, \quad [b_{0\mathbf{k}}^-, b_{0\mathbf{k}'}^-] = 0, \quad [b_{0\mathbf{k}}^+, b_{0\mathbf{k}'}^+] = 0, \quad (7.47)$$

если ввести вакуумное состояние как $b_{0\mathbf{k}}^-|0\rangle = 0$. Действительно, соотношения (7.47) происходят из:

1) классической скобки Пуассона $\{P_{\tilde{F}}, \tilde{F}\} = 1$;

$$[\tilde{g}_{\mathbf{k}}^-, \tilde{g}_{-\mathbf{k}}^+] = \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}; \quad (7.48)$$

2) решения (7.46) для начальных данных;

3) преобразований Боголюбова (7.39), (7.40).

С помощью уравнений (7.39) – (7.41) и (7.46) – (7.48) мы можем вычислить вакуумное среднее для полной энергии (7.34), (7.35)

$$\langle 0|H_{\eta}^g(a)|0\rangle = \sum_{\mathbf{k}} \omega_{0\mathbf{k}}^g |\beta_{\mathbf{k}}|^2 = \sum_{\mathbf{k}} \omega_{0\mathbf{k}}^g \frac{\cosh\{2r_{\mathbf{k}}^g(a)\} - 1}{2}. \quad (7.49)$$

Численный анализ [6] уравнений (7.43) – (7.44) для неизвестных переменных $(r_{\mathbf{k}}^g, \theta_{\mathbf{k}}^g)$ с нулевыми граничными условиями при $a = a_I$ (начало рождения)

$$r_{\mathbf{k}}^g(a_I) = 0, \quad \theta_{\mathbf{k}}^g(a_I) = 0 \quad (7.50)$$

позволяет нам предложить приближённое аналитическое решение для этих эволюционных уравнений.

Наше приближение состоит в следующем. Заменяем $r_{\mathbf{k}}$ приближённым значением r_{arg} вблизи мягкой моды боголюбовской энергии

(7.45) $\omega_{0\text{appr}} = \partial_\eta \theta_{\text{appr}}^g$, и тогда получаем

$$r_{\text{appr}} = \frac{1}{2} \int_{X_I=2\theta_{\text{appr}}^g(a_I)}^{X=2\theta_{\text{appr}}^g(a)} \frac{d\bar{X}}{\bar{X}} \cosh \bar{X} \simeq 2\langle D \rangle_I, \quad (7.51)$$

$$X(a) = 2\theta_{\text{appr}}^g(a) = 2 \int_{\eta(a_I)}^{\eta(a)} d\eta \omega_{0\mathbf{k}}. \quad (7.52)$$

Эта мягкая мода обеспечивает переход [2] в точке $a_{\text{relax}} \simeq 2a_I$ из нестабильного состояния рождения частицы в стабильное состояние с ненулевым числом заполнения гравитонов, возникшим за время релаксации

$$\eta_{\text{relax}} \simeq \frac{2e^{-2\langle D \rangle_I}}{2H_0} \equiv \frac{2a_I^2}{2H_0}. \quad (7.53)$$

В точке релаксации детерминант уравнения (7.38) меняет свой знак и становится положительным [13]. Окончательно, мы получаем

$$\langle 0 | \mathcal{H}_{\mathbf{k}}^g | 0 \rangle \Big|_{(a > a_{\text{relax}})} = \omega_{0\mathbf{k}}^g \frac{\cosh[2r_{\mathbf{k}}^g] - 1}{2} \approx \frac{\omega_{0\mathbf{k}}^g}{4a_I^4}. \quad (7.54)$$

Мы проверили, что отклонение результатов, полученных с помощью этой формулы не превышает 7% от численных решений (7.43) – (7.44) (см. [2]).

Учитывая этот результат, получаем для полной энергии значение

$$\langle 0 | \mathcal{H}_\eta^g | 0 \rangle \Big|_{(a > a_{\text{relax}})} \approx \frac{1}{2a_I^4} \sum_{\mathbf{k}} \frac{\omega_{0\mathbf{k}}^g}{2} \equiv \frac{H_\eta^g \text{Cas}(a)}{2a_I^4}, \quad (7.55)$$

где $H_\eta^g \text{Cas}(a)$ есть вакуумная энергия Казимира [11].

Таким образом, получаем полную энергию рождённых гравитонов в виде

$$\langle 0 | \mathcal{H}_\eta^g | 0 \rangle \simeq \frac{\tilde{\gamma} H_0}{4a^2 a_I^4}. \quad (7.56)$$

Разделив найденную полную энергию гравитонов на их среднюю одностичную энергию (6.28)

$$\langle \omega_k^g \rangle \approx \langle \omega^{(2)} \rangle(a_I),$$

получим число заполнения этих гравитонов за время релаксации (7.53):

$$N_g(a_{\text{relax}}) \simeq \frac{\langle 0 | H_\eta^g | 0 \rangle}{\langle \omega_k^g \rangle} \simeq \frac{\tilde{\gamma}^{(g)}}{16a_I^6} \simeq 10^{87}, \quad (7.57)$$

Для численных оценок мы используем $\tilde{\gamma}^{(g)} \approx 0.03$. Число первичных гравитонов сравнимо с числом реликтовых фотонов как было предсказано в [7].

7.4 Выводы

Самый поразительный факт в описании аффинных гравитонов в терминах диффеоинвариантных форм Картана состоит в том, что аффинная теория гравитации в приближении, когда ньютоновскими потенциалами можно пренебречь (вдали от тяжёлых масс), становится не только перенормируемой, но и свободной, в той мере, в какой можно считать *свободными* сжатые осцилляторы. Взаимодействие аффинных гравитонов с полями материи линейно. Второй факт – аффинный гравитон имеет всего одну степень свободы, именно столько, сколько оставляет требование диффеоинвариантности компонент репера Фока (напомним, метрические гравитоны в ОТО имеют две степени свободы как следствие более слабого условия диффеоинвариантности интервала). Третий факт – компоненты

скорости пробных массивных частиц в гиперплоскости, перпендикулярной направлению движения гравитона испытывают замедление или ускорение, в зависимости от их проекции на направление спина гравитона.

Литература

- [1] Фаддеев, Л.Д., Попов, В.Н.: *Ковариантное квантование гравитационного поля*. Усп. Физ. Наук. **111**, 427 (1973)
- [2] Pervushin, V.N., Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Borowiec, A., Pichugin, K.N., and Zakharov, A.F.: *Conformal and affine Hamiltonian dynamics of general relativity*. Gen. Relativ. Gravit., **44**, 2745 (2012)
- [3] Tod, K.P.: *Three-dimensional Einstein – Weyl geometry. Geometry of low-dimensional manifolds*. London Math. Soc. lecture note ser. **150**. Cambridge University Press, Cambridge (1990)
- [4] Ландау, Л.Д., Лифшиц, Е.М.: *Теория Поля*. Наука, Москва (1988)
- [5] Lichnerowicz, A.: *L'integration des equations de la gravitation relativiste et le probleme des n corps*. Journ. Math. Pures and Appl. **B 37**, 23 (1944).
- York, J.W. (Jr.): *Gravitational degrees of freedom and the initial-value problem*. Phys. Rev. Lett. **26**, 1658 (1971).
- Kuchar, K.: *A bubble-time canonical formalism for geometrodynamics*. J. Math. Phys. **13**, 768 (1972)

-
- [6] Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Pervushin, V.N., Borowiec, A., Pichugin, K.N., and Zakharov, A.F.: *Conformal Hamiltonian dynamics of General Relativity*. Phys. Lett. **B 691**, 230 (2010)
- [7] Babak, S.V., Grishchuk, L.P.: *The energy – momentum tensor for the gravitational field*. Phys. Rev. **D 61**, 024038 (2000)
- [8] Einstein, A., Straus, E.G.: *The influence of the expansion of space on the gravitation fields surrounding the individual stars*. Rev. Mod. Phys. **17**, 120 (1945)
- [9] Flin, P., Gusev, A.A., Pervushin, V.N., Vinitzky, S.I., Zorin, A.G.: *Cold dark matter as cosmic evolution of galaxies in relative units*. Astrophysics. **47**, 242 (2004)
- [10] Zakharov, A.F., Zinchuk, V.A., Pervushin, V.N.: *Tetrad formalism and frames of references in General Relativity*. Phys. Part. Nucl. **37**, 104 (2006)
- [11] Гриб, А.А., Мамаев, С.Г., Мостепаненко, В.М.: *Квантовые Эффекты в Интенсивных Внешних Полях*. Атомиздат, Москва (1980)
- [12] Jordan, T.F., Mukunda, N., Pepper, S.V.: *Irreducible representations of generalized oscillator operators*. Math. Phys. **4**, 1089 (1963)
- [13] Андреев, А.Ю., Киржниц, Д.А.: *Тахионы и неустойчивость физических систем*. Усп. Физ. Наук. **166**, 1135 (1996)

Глава 8

Математические принципы описания Вселенной

8.1 Классическая теория гравитации

Классическая теория гравитации, представленная в монографии, основана на следующих трёх принципах:

1. Совместная нелинейная реализация *конформной и аффинной групп* симметрий посредством форм Картана, описанная в Главе 4.
2. $3+1$ расслоение риманова пространства с *кинеметрической* подгруппой группы общесоординатных преобразований (Глава 5).
3. *Редукция фазового пространства* решением всех связей.

Решения связей, включая гамильтонову связь, которые были представлены в Главе 5, раскрывает диффеоинвариантное физическое содержание рассматриваемой конформной и аффинной теории гравитации.

Диффеоинвариантное содержание конформной теории гравитации включает в себя

- динамику на поверхности всех связей, которая описывается действием (5.42)

$$W_{C=0} = \int d^3x \left[\int \left(p_{(a)(b)} \omega_{(a)(b)}^R(d) + p_Q dQ + p_{A(b)} dA_{(b)} \right) \right] - \int P_{\langle D \rangle} d\langle D \rangle; \quad (8.1)$$

- квадрат геометрического интервала (5.60) в виде суммы квадратов компонент репера Фока в терминах наблюдаемых величин

$$\tilde{d}s^2 = e^{-4D} \frac{\langle \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}} \rangle^2}{\tilde{\mathcal{H}}} d\tau^2 - \left(dX_{(b)} - X_{(c)} \omega_{(c)(b)}^R(d) - \mathcal{N}_{(b)} d\tau \right)^2; \quad (8.2)$$

- геометродинамику (типа закона Хаббла)

$$\tau = \int_{\langle D \rangle_I}^{\langle D \rangle_0} \frac{d\langle D \rangle}{\langle \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}} \rangle}, \quad (8.3)$$

как космологическое соотношение между геометрией и динамикой в виде зависимости геометрического интервала времени светимости от нулевой гармоники дилатона.

Действие (8.1) содержит оператор эволюции Вселенной

$$P_{\langle D \rangle} = \pm \mathbf{E}_U, \quad (8.4)$$

$$\mathbf{E}_U = 2 \int d^3x \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}}, \quad (8.5)$$

определяемый из точного решения связи (5.70)

$$P_{\langle D \rangle}^2 - \mathbf{E}_U^2 = 0. \quad (8.6)$$

Роль параметра эволюции, в полевом пространстве событий выполняет величина $\langle D \rangle$, называемая в наблюдательной космологии светимостью (или яркостью), а $P_{\langle D \rangle}$ – её канонический импульс.

Значение генератора эволюции Вселенной (8.5) на уравнениях движения

$$\frac{\delta W_{C=0}}{\delta F} = 0, \quad \frac{\delta W_{C=0}}{\delta P_F} = 0, \quad (8.7)$$

где F – полевые переменные, мы будем называть *энергией Вселенной* в полевом пространстве событий по аналогии с *энергией частицы* в пространстве Минковского в СТО.

8.2 Основания квантовой теории гравитации

8.2.1 Неприводимое унитарное представление группы $A(4) \otimes C$

Теория гравитации была представлена выше как нелинейная реализация конечнопараметрических аффинной и конформной групп *сим-*

метри, которые замыкают общекоординатную группу преобразований. Поэтому, как было сказано выше, имеется уникальная возможность строить в дальнейшем классификацию экспериментальных и наблюдательных данных, используя унитарные неприводимые представления этих групп, не прибегая к классическим *законам динамики* как исходным положениям физической теории, или делая вывод классических *законов динамики* из первых принципов симметрии.

В квантовой теории Вселенной на уровне операторного квантования в полевого пространстве событий $[\langle D \rangle | F]$ гамильтоново уравнение связи (8.4) превращается в уравнение Уилера – Де Витта типа (2.35)

$$\left[\hat{P}_{\langle D \rangle}^2 - \mathbf{E}_U^2 \right] \hat{\Psi}_{\langle D \rangle_I, \langle D \rangle_0} = 0, \quad (8.8)$$

соответствующее размерности кинеметрической подгруппы инвариантности гамильтоновой формулировки. В квантовой теории канонические переменные $\hat{P}_{\langle D \rangle}, \langle D \rangle$ становятся операторами с коммутационным соотношением

$$[\hat{P}_{\langle D \rangle}, \langle D \rangle] = i.$$

Общее решение этого уравнения Уилера – Де Витта в приближении пустой Вселенной с вакуумной энергией Казимира получено в разделе 6.6 с помощью преобразования Боголюбова.

По аналогии с унитарным неприводимым представлением группы Пуанкаре (см. Глава 2 (2.36)) в теории квантованных полей мы получаем общее операторное решение уравнения Уилера – Де Витта (8.8) для Вселенной в виде суммы двух T-упорядоченных относи-

тельно параметра $\langle D \rangle$ экспонент:

$$\hat{\Psi}_{\langle D \rangle_I, \langle D \rangle_0} = \hat{A}_{\langle D \rangle_I}^+ \hat{U}_I^0 \frac{1}{\sqrt{2\mathbf{E}_{0U}}} + \hat{A}_{\langle D \rangle_I}^- \frac{1}{\sqrt{2\mathbf{E}_{0U}}} \hat{U}_0^{I\dagger}, \quad (8.9)$$

описывающих возникновение Вселенной в момент $\langle D \rangle_I$, её эволюцию от $\langle D \rangle_I$ до момента $\langle D \rangle_0$ и состояние в современную эпоху $\langle D \rangle_0$. Два слагаемых соответствуют положительной и отрицательной энергиям, где $\hat{A}_{\langle D \rangle_I}^+$ можно трактовать как оператор рождения Вселенной в момент $\langle D \rangle_I$ из состояния вакуума, а $\hat{A}_{\langle D \rangle_I}^-$ – оператор уничтожения Вселенной, соответственно, с коммутационным соотношением

$$[\hat{A}_{\langle D \rangle_I}^-, \hat{A}_{\langle D \rangle_I}^+] = 1 :$$

$$\hat{U}_I^0 = T_{\langle D \rangle} \exp \left\{ -i \int_{\langle D \rangle_I}^{\langle D \rangle_0} d\langle D \rangle \mathbf{E}_U \right\}; \quad \hat{U} \cdot \hat{U}^\dagger = \hat{I} \quad (8.10)$$

— оператор эволюции в пространстве событий, или в пространстве измерений $[\langle D \rangle | F]$, относительно параметра эволюции $[\langle D \rangle]$. Состояние вакуума $B^- |_{\langle D \rangle_I} 0 \rangle = 0$ задаётся действиями операторов Боголюбова B^\pm , диагонализующих уравнения эволюции, как это было показано выше в разделе 6.6. Отрицательная энергия убирается вторичным квантованием Вселенной и всех полей.

Таким образом, редукция расширенного фазового пространства на подпространство физических переменных даёт соответствующее редуцированное действие (8.1), которое *отвергают* в стандартной гамильтоновой формулировке ОТО [1] как тривиальное. Это действие становится здесь *во главу угла*, как основной элемент построения квантового оператора рождения и эволюции Вселенной в по-

левом пространстве событий, по аналогии с динамической формулировкой Специальной Теории Относительности.

Используя прямое соответствие Уилера–Де Витта между частицей в СТО и Вселенной в ОТО (см. таблицу в конце раздела 6.6), и определение неприводимого унитарного представления группы Пуанкаре в пространстве событий $[P_{(\alpha)}|X_{(\alpha)}]$:

$$\begin{aligned} \Psi[P_{(\alpha)}|X_{(\alpha)}] &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{2|P_{(0)}|}} \left[a^+ \Psi_{P_{(0)+}} \theta(X_{(0)} - X_{I(0)}) + a^- \Psi_{P_{(0)-}}^* \theta(X_{I(0)} - X_{(0)}) \right], \end{aligned} \quad (8.11)$$

можно трактовать функционал $\hat{\Psi}_{\langle D \rangle_I, \langle D \rangle_0}$ (8.9) как унитарное представление группы $A(4) \otimes C$ в полеом пространстве событий $[\langle D \rangle|F]$. В квантовой геометродинамике Вселенной для релятивистской теории гравитации мы не должны забывать также геометрический интервал (8.2) и соотношение (8.3) между геометрическим интервалом и динамическим параметром эволюции. Это соотношение является законом Хаббла в точной теории, который включает квантовые эффекты типа стрелы времени, появляющиеся при квантовом описании Вселенной как следствие постулата существования вакуума.

Унитарность представления (8.9)

$$\hat{U} \cdot \hat{U}^\dagger = \hat{I}$$

следует из предположения о положительно определённой метрике в гильбертовом пространстве состояний. В дальнейшем мы покажем, что используемые теории для описания материи после решения связей, действительно, содержат только самоспряжённые поля с положительной вероятностью, для которых энергия Вселенной (8.5)

положительна и не имеет мнимой части

$$\mathbf{E}_U = 2 \int d^3x \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}} \geq 0; \quad \text{Im}\sqrt{\mathbf{H}} = 0. \quad (8.12)$$

Для построения неприводимых представлений (8.9) введём полные наборы ортогональных состояний

$$\langle Q|Q'\rangle = \delta_{Q,Q'}, \quad \sum_Q |Q\rangle\langle Q| = \hat{I}. \quad (8.13)$$

Здесь \hat{I} — единичный оператор, а Q есть квантовые числа, которые характеризует данное представление ортонормированных состояний Вселенной, возникшей из вакуума как состояния с наименьшей энергией действием оператора рождения. Набор Q включает числа заполнения частиц и их одночастичные энергии, спины и другие квантовые числа. Все эти определения находятся в рамках *основ аксиоматического подхода в КТП*, включая постулат существования вакуума [2] и представления группы Пуанкаре в касательном пространстве Минковского.

Новый факт состоит лишь в том, что мы расширяем представления группы Пуанкаре в касательном пространстве Минковского нулевой гармоникой дилатона в полном соответствии с двумя классами функций кинеметрической подгруппы диффеоморфизмов гамильтонова описания эволюции Вселенной. Именно, этими двумя классами функций следует описывать физические возбуждения квантовой гравитации. Таким образом, все физические возбуждения в редуцированном фазовом пространстве можно классифицировать на однородный дилатон (*нулевая гармоника* и локализованные *поля-частицы*, а также ньютоно-подобные *потенциалы* с нулевыми им-

пульсами. Две независимые переменные: *дилатон* и *гравитон* являются сжатыми осцилляторами, которые допускают квантование и вакуумную энергию Казимира, определённую в Главе 6.

8.2.2 Вакуум Казимира

Канонический импульс нулевой гармоник дилатона служит оператором эволюции в полевого пространстве событий. Канонический импульс дилатона не равен нулю, если существует ненулевая энергия Казимира всех других полей в пустом пространстве, как было показано в Главе 6. Одним из методов измерения этого однородного дилатона является красное смещение спектральных линий атомов. Причём, возникновение атомов материи также описывается *оператором рождения Вселенной* (8.9). В этой связи мы будем считать однородный дилатон $\langle D \rangle$ одной из форм материи наряду с неоднородными частицами и их связанными состояниями, если под материей понимать всё, что измеряется и существует независимо от наблюдателя. Во всяком случае, отделение дилатона от метрики пространства, которое предложил Дирак, позволяет включить в полевого пространство событий однородный дилатон как параметр эволюции. Ключевая идея возникновения Вселенной (и, как увидим в дальнейшем, её материи) состоит в том, что однородный дилатон в Конформной квантовой теории гравитации является сжатым осциллятором. Поэтому утверждение, *что в начале Вселенной был однородный дилатон и энергия вакуума Казимира всех полей*¹, является физически

¹Аналогичная фраза в Стандартной космологии “*в начале Вселенной было красное смещение спектральных линий атомов материи, а затем возникли сами атомы материи*” напо-

корректным в контексте решения проблемы возникновения Вселенной и частиц материи из вакуума в ранней Вселенной методами стандартной квантовой теории поля, как это было сделано в Главе 7 при описании возникновения гравитонов из вакуума.

8.2.3 Приближение почти пустой Вселенной

Согласно конформному сценарию, Вселенная была пустой и холодной в момент её возникновения из вакуума. В этот момент доминировала энергии вакуума Казимира. Вселенная остаётся почти пустой в течение всей её эволюции, включая современную эпоху согласно последним данным по Сверхновым. Как было показано в Главе 6 в рамках Конформной космологии, космологический масштабный фактор пустой Вселенной зависит от измеряемого интервала времени как квадратный корень. Это согласуется с описанием химической эволюции, которая указывает, что барионной материи во Вселенной всего несколько процентов. Другими словами, Вселенная остаётся *холодной и почти пустой* во всё время её существования, поскольку конформная температура есть константа, равная трём кельвинам. Эта константа возникла за счёт нормального упорядочивания операторов полей в гамильтониане как спонтанное нарушение конформной симметрии. Оператор рождения и эволюции Вселенной содержит также дополнительные квантовые аномалии, типа стрелы времени. После проведения процедуры нормального упорядочения гамильто-

минает, скорее, сказочное утверждение о Чеширском Коте: *вначале появилась улыбка Кота, а затем сам Кот*, (Кэрролл, Льюис: *Алиса в Стране Чудес*. Наука, Москва (1991))

ниан принимает вид

$$\tilde{\mathcal{H}} = \rho_{\text{Cas}+} : \tilde{\mathcal{H}} :, \quad (8.14)$$

где

$$\rho_{\text{Cas}} = \sum_{f,Q} \frac{\omega_{f,Q}}{2} \quad (8.15)$$

есть плотность энергии Казимира всех частиц, о чём шла речь в Главе 6. Согласно наблюдательным данным по Сверхновым, энергия Казимира

$$\mathbf{E}_{\text{U}}^I = 2 \int d^3x \sqrt{\rho_{\text{Cas}}} \quad (8.16)$$

во Вселенной доминирует. Доминантность энергии Казимира является вторым краеугольным камнем нашей конструкции.

Рассмотрим далее разложение генератора эволюции (8.12) относительно этого вакуумного среднего

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{U}} &= 2 \int d^3x \sqrt{\rho_{\text{Cas}+} : \tilde{\mathcal{H}} :} = \\ &= 2 \int d^3x \sqrt{\rho_{\text{Cas}}} + \frac{\int d^3x : \tilde{\mathcal{H}} :}{\sqrt{\rho_{\text{Cas}}}} + \dots = \\ &= \mathbf{E}_{\text{U}}^I + \frac{\mathbf{H}_{\text{QFT}}}{\sqrt{\rho_{\text{Cas}}}} + \dots \end{aligned} \quad (8.17)$$

где в выражении

$$\mathbf{H}_{\text{QFT}} = \int d^3x : \tilde{\mathcal{H}} : \quad (8.18)$$

легко распознать гамильтониан всех полей материи, включая поля гравитонов.

Все эти поля имеют положительно определённую метрику после явного решения всех связей в системе отсчёта, выделённой единичным времениподобным вектором [2] (см. Главу 7).

В случае приближения почти пустого пространства оператор эволюции (8.10) представляется в виде произведения трёх факторов

$$\frac{\hat{\mathbb{U}}}{\sqrt{2\mathbf{E}_U}} = \frac{\mathbb{U}_0}{\sqrt{2\mathbf{E}_U^I}} \cdot \left[1 - \frac{1}{4}\hat{\Omega}_{\text{creation}} \right] \cdot T_{\tilde{t}} \exp \left\{ -i \int_{\tilde{t}_I}^{\tilde{t}_0} dt \tilde{\mathbf{H}}_{\text{QFT}} \right\}. \quad (8.19)$$

В первом факторе слева можно узнать космологическую волновую функцию пустой Вселенной $\mathbb{U}_0/\sqrt{2\mathbf{E}_U^I}$, рассмотренную ранее в разделе 6.6. Второй фактор в виде квадратной скобки, содержащей оператор относительной плотности рождения материи во Вселенной, включает отношение гамильтониана КТП к вакуумной энергии

$$\hat{\Omega}_{\text{creation}} = \frac{\mathbf{H}_{\text{QFT}}}{V_0 \rho_{\text{Cas}}}. \quad (8.20)$$

Третий фактор

$$T_{\tilde{t}} \exp \left\{ -i \int_{\tilde{t}_I}^{\tilde{t}_0} dt \tilde{\mathbf{H}}_{\text{QFT}} \right\} \equiv \hat{\mathbb{U}}_{\tilde{t}_I}^{\tilde{t}_0} \quad (8.21)$$

представляет собой стандартный оператор эволюции в квантовой теории поля относительно времени

$$d\tilde{t} = \frac{d\langle D \rangle}{\sqrt{\rho_{\text{Cas}}}}, \quad (8.22)$$

которое задаётся эффективным параметром эволюции в полевого пространстве событий. Мы увидим в дальнейшем, что это время (8.22) совпадает с конформным временем.

$$d\tilde{t} = d\eta. \quad (8.23)$$

Третий фактор можно представить в виде произведения N сомножителей, разбивая весь временной интервал эволюции Вселенной на N частей.

$$\hat{\mathbb{U}}_{t_I}^{\tilde{t}_0} = \prod_{n=1}^{n=N} \hat{\mathbb{U}}_{t_I}^{\tilde{t}_0 - n\Delta t}. \quad (8.24)$$

Вставляя между этими сомножителями единичный оператор как сумму по полному набору всех возможных состояний

$$\hat{I} = \sum_Q |Q\rangle\langle Q|,$$

можно получить элементы S -матрицы в представлении взаимодействия [2]

$$\left\langle Q' | T_t \exp \left\{ -i \int_{\tilde{t}_0 - n\Delta t}^{\tilde{t}_0 - (n-1)\Delta t} dt \tilde{\mathbf{H}}_{\text{QFT}} \right\} | Q'' \right\rangle \equiv \langle Q'_{\text{int}} | \hat{S} | Q''_{\text{int}} \rangle. \quad (8.25)$$

Интервал времени Δt определяется энергетическим разрешением физических приборов и характерным временем процессов в физике высоких энергий на современных ускорителях².

Таким образом, гамильтонова формулировка теории гравитации в *редуцированном* фазовом пространстве ведёт к вполне определенной модификации теории S -матрицы, которая будет рассмотрена в следующей главе. *Редуцированный* гамильтонов подход является основным методом изучения теории калибровочных полей, начиная с пионерских работ Дирака [3, 4], Гайзенберга и Паули [5, 6] и работ Швингера по квантованию неабелевых полей [7] (см. подробно [8, 9, 10, 11] и Приложение А).

²В этом случае интервал Δt есть мгновение от времени жизни физика, а время жизни физика есть мгновение от времени жизни всей Вселенной.



Игорь Васильевич Полубаринов (1928, Москва — 1998, Дубна) — российский физик. Известен пионерскими результатами в области теоретико-полевой трактовки калибровочных теорий и гравитации, полученными в тесном сотрудничестве В.И. Огиевецким, и гамильтоновой формулировкой S-матрицы для физических калибровочных полей, оставшихся после решения всех связей. Один из наиболее ценных результатов И.В. Полубаринова заключался в построении явного вида релятивистских преобразований таких физических полей из одной системы отсчёта в другую. Он стоял у истоков фундаментального операторного квантования калибровочных полей, на котором основана настоящая монография.

Во всех этих работах временные компоненты векторного поля с отрицательными вкладами в энергию исключаются, как это было принято в подходе Дирака к квантовой электродинамике [3, 4]. Дираковский гамильтонов подход к КЭД 1927 года основывался на калибровочно-инвариантном действии на поверхности связи

$$W_{\text{QED}}^{\text{Dirac}} = W_{\text{QED}} \Big|_{\frac{\delta W_{\text{QED}}}{\delta A_0^\ell} = 0}, \quad (8.26)$$

где компонента $A_0^\ell = (A \cdot \ell)$ определяется как скалярное произведение вектора A_μ и единичного времениподобного вектора ℓ_μ .

Такое исключение временной компоненты приводит к статическим взаимодействиям, которые формируют одновременные связанные состояния в КЭД, описываемые уравнением Шрёдингера, и в КХД, описываемые уравнением Солпитера (см. Приложение В). Было показано, что гамильтонов подход Дирака ведёт к правильным релятивистским преобразованиям наблюдаемых квантованных полей в калибровочных неабелевых теориях и в теории массивных векторных полей [7, 10, 11]. Гамильтонова формулировка [9] рассматривается как обоснование современных методов квантования калибровочных теорий³, включая метод Фаддеева–Попова [12], который используется для описания Стандартной Модели элементарных частиц [13].

Оператор рождения Вселенной в приближении (8.19) описывает три класса процессов: вакуумное рождение материи, данное в предыдущей Главе на примере гравитонов; рассеяния и распады элементарных частиц, описываемых S -матрицей и интерференция S -матрицы и вакуумного рождения. Ниже мы опишем физическое содержание оператора рождения Вселенной (8.19), рассмотрев два предельных случая: когда космологический масштабный фактор стремится к нулю (как постановку проблемы происхождения материи во Вселенной), и когда космологический масштабный фактор стремится к единице (как модифицированное описание S -матричных элементов рассеяния, распадов и образования связанных состояний элементарных частиц).

³Существует более сильное утверждение Швингера “*we rejected all Lorentz gauge formulations as unsuited to the role of providing the fundamental operator quantization*” (see [7] p.324).

8.3 Выводы

Классическая и квантовая теория Вселенной появляются как результат решения всех уравнений связей в конформно-инвариантной теории. При этом единственным источником нарушения конформной симметрии являются квантовые аномалии типа энергии Казимира, или конденсатов Казимира, возникающих при нормальном упорядочивании произведений операторов полей в рассматриваемой теории. Доминантность энергии Казимира, подтверждённая, как было показано в Главе 6, современными данными по Сверхновым, ведёт к приближению почти пустой Вселенной. Это приближение означает факторизацию построенного выше оператора рождения и эволюции Вселенной на волновую функцию Вселенной, описывающей данные по Сверхновым энергией Казимира, и модифицированного оператора эволюции полей материи в КТП. В результате мы имеем вполне определённую *космологическую модификацию* оператора эволюции полей при их квантовании в фазовом пространстве полевых переменных, оставшихся после решения уравнений связи в рассматриваемой теории гравитации. Таким образом, гамильтонов подход предоставляет адекватный формализм для объединения теории гравитационного поля со Стандартной Моделью элементарных частиц, в которой обе теории рассматриваются на квантовом уровне после решения всех уравнений связи в определённой системе отсчёта. В дальнейшем мы рассмотрим подробно описанную выше *космологическую модификацию* оператора эволюции полей в КТП, а также рождение частице-подобных возмущений этих полей из вакуума во Вселенной.

Литература

- [1] Arnowitt, R., Deser, S., Misner, C.W.: *The dynamics of general relativity*. In *Gravitation: an Introduction to Current Research*. Witten, L. (ed.). Wiley, New York (1963).
- [Арновитт, Р., Дезер, С., Мизнер, Ч.: Эйнштейновский сб.: *Динамика общей теории относительности*. Наука, Москва, 233 (1967)]
- [2] Боголюбов, Н.Н., Логунов, А.А., Оксак, А.И., Тодоров, И.Т.: *Общие Принципы Квантовой Теории Поля*. Наука, Москва (1987)
- [3] Dirac, P.A.M.: *The physical interpretation of the quantum dynamics*. Proc. Roy. Soc. **A 113**, 621 (1927)
- [4] Dirac, P.A.M.: *Gauge-invariant formulation of quantum electrodynamics*. Can. J. Phys. **33**, 650 (1955)
- [5] Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantendynamik der wellenfelder*. Z. Phys. **56**, 1 (1929)
- [6] Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantentheorie der wellenfelder. II*. Z. Phys. **59**, 168 (1930)

- [7] Schwinger, J.: *Non-abelian gauge fields. Relativistic invariance*. Phys. Rev. **127**, 324 (1962).
- [Швингер, Ю.: *Неабелевы калибровочные поля. Релятивистская инвариантность*. В сб.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Под ред. Д. Иваненко. Мир, Москва, 205 (1964)]
- [8] Полубаринов, И.В.: *Уравнения квантовой электродинамики*. ЭЧАЯ. **34**, 738 (2003)
- [9] Фаддеев, Л.Д.: *Интеграл Фейнмана для сингулярных лагранжианов*. Теор. и Мат. Физ. **1**, 3 (1969)
- [10] Pavel, H.-P., Pervushin, V.N.: *Reduced phase space space quantization of massive vector theory*. Int. J. Mod. Phys. **A 14**, 2885 (1999)
- [11] Pervushin, V.N.: *Dirac variables in gauge theories*. ЭЧАЯ. **34**, 679 (2003)
- [12] Faddeev, L.D., Popov, V.N.: *Feynman diagrams for the Yang – Mills field*. Phys. Lett. **B 25**, 29 (1967)
- [13] Bardin, D., Passarino, G.: *The Standard Model in the Making: Precision Study of the Electroweak Interactions*. Clarendon, Oxford (1999)

Глава 9

Рождение материи во Вселенной

9.1 Большой Взрыв или рождение из вакуума?

9.1.1 Постановка проблемы

Напомним, что квантовая теория поля описывает набор частиц как взаимодействующих осцилляторов. Существует следующая классификация осцилляторов: *обычные* осцилляторы типа фотонов, *слабо сжатые* осцилляторы за счёт зависимости масс частиц от космологического масштабного фактора (массивные фермионы и поперечные компоненты массивных векторных W -, Z - бозонов), и *сильно сжатые* осцилляторы за счёт зависимости их нормировки от космологического масштабного фактора (это — гравитоны, частицы

Хиггса и продольные компоненты W -, Z - векторных бозонов). Именно, *сильно сжатые* осцилляторы испытывают интенсивное космологическое рождение. Продуктами распада и аннигиляции таких первичных бозонов могут быть реликтовое излучение и барионная материя во Вселенной.

Вопрос о том, может ли современная теория объяснить происхождение наблюдаемой материи во Вселенной её космологическим рождением из вакуума, с помощью формулы несохранения чисел заполнения для сжатых осцилляторов, рассматривался в целом ряде работ [1] – [8], начиная с конца 60-х годов. До сих пор принято считать, что число рождённых пар явно недостаточно для объяснения количества всей наблюдаемой материи [6]. Космологическое рождение массивных частиц вычисляется с помощью перехода к конформным переменным [6], для которых предел нулевого масштабного фактора (точка космической сингулярности) означает исчезновение масс. В этом пределе нормировка волновой функции частиц Хиггса и массивных векторных бозонов сингулярна по массе [9, 10]. Частицы Хиггса и векторные бозоны – это единственные частицы Стандартной Модели (СМ), которые имеют сингулярность при нулевой массе. Отсутствие безмассового предела в теории массивных векторных полей хорошо известно [11, 12], оно приводит к расходимости числа рождённых продольных бозонов, вычисленных в низшем порядке теории возмущений [6, 8]. По поводу устранения этой расходимости существуют два мнения. В монографии [6] расходимость числа частиц устраняется стандартной перенормировкой. Однако в той же монографии [6] указывается, что число рождённых частиц

описывается мнимой частью петлевых диаграмм Фейнмана, в то время как в квантовой теории поля (КТП) перенормируются реальные части этих диаграмм, и тем самым подчёркивается, что обсуждаемая расходимость числа частиц не относится к классу тех расходимостей в КТП, которые устраняются обычной перенормировкой физических величин. В этой книге мы используем другие способы устранения расходимости числа рождённых частиц, предложенные в работах [13, 14]. Действительно, с физической точки зрения данная расходимость является лишь следствием идеализации постановки задачи космологического рождения из вакуума. В этом случае квантовое рождение частиц в конечном объеме для системы с взаимодействием и обменными эффектами может приводить к коллективу бозе-частиц с определенным статистическим распределением по энергии, которое в состоянии обеспечить сходимость соответствующего интеграла от функции распределения по импульсам. В частности, в Главе 7 на примере вакуумного рождения 10^{88} гравитонов мы свели аналогичный расходящийся интеграл от функции распределения по импульсам к конечной энергии Казимира для гравитонов, как это было сделано в работе [13].

В настоящей книге проблему происхождения материи во Вселенной мы решаем в рамках квантовой теории поля, путём космологического рождения частиц из вакуума. В этой и следующих Главах мы изучаем физические условия и модели, для которых число рождённых частиц Хиггса и векторных бозонов может быть вполне достаточным для объяснения происхождения материи во Вселенной в рамках Конформной космологии. Космологическому рождению ча-

стиц Хиггса и векторных частиц будут посвящены раздел 9.2 и Глава 12, соответственно. В этом разделе мы ограничимся обсуждением теоретических и наблюдательных аргументов в пользу происхождения всей материи во Вселенной как продуктов распада первичных частиц, рождённых из вакуума.

9.1.2 Наблюдательные данные о происхождении реликтового излучения

Наблюдательные данные реликтового излучения свидетельствуют о первых мгновениях рождения и эволюции материи во Вселенной. Согласно наблюдениям, проводимым со спутников Земли, с аэростатов и в обсерваториях, получена картина температурного распределения реликтового излучения. Эта картина сферически-несимметрична, что трактуется в современной космологии [15] как проявление эффекта движения Земли со скоростью 368 км/с в направлении созвездия Льва *относительно* среднего фона реликтового излучения. Для теоретического описания реликтового излучения можно выбирать *сопутствующую* систему отсчёта, где это излучение характеризуется сферически-симметричным распределением температуры.

В данном случае *сопутствующая* система никак не связана с телом бесконечно большой массы как было принято в задачах небесной механики. В физике возникла ситуация, когда система отсчёта связывается с параметрами излучения фотонного газа, а не с тяжёлой массой. Фотонный газ имеет другие соотношения между сохраняющимися энергией и давлением, чем пыльная Вселенная. Выбор си-

стемы отсчёта, сопутствующей реликтовому излучению, позволяет убрать дипольную компоненту излучения, отделив движение самого наблюдателя. Как было показано в предыдущих Главах, выбор конформных эталонов измерения позволяет отделить космическую эволюцию массивных приборов самого наблюдателя от космической эволюции спектра атомов на космических объектах.

В терминах конформных эталонов измерения, наблюдательные данные по красному смещению $1 + z$ спектра атомов на Сверхновых в зависимости от их расстояния до Земли [16, 17] позволяют определить и зависимость размера видимой части Вселенной,

$$r(z) = (1 + z)^{-2} \cdot H_0^{-1} \simeq (1 + z)^{-2} \cdot 10^{29} \text{ мм},$$

называемого горизонтом, от этого красного смещения $1 + z$. Как было сказано выше, в рассматриваемой здесь конформной космологической модели [18] с относительным эталоном длины, эта зависимость универсальна для всех эпох. Естественно предположить, что этот закон эволюции имел место и во время рождения первичных частиц и во время возникновения температуры реликтового излучения.

Что значит возникновение понятия температуры? И как определить границы применимости этого понятия? Согласно Д.И. Блохинцеву [19], определение границ применимости понятий может дать предсказания новых эффектов и значения физических величин, характеризующих эти эффекты, как мы писали в Главе 1.



Дмитрий Иванович Блохинцев (29 декабря 1907 (11 января 1908), Москва — 27 января 1979, Дубна) — российский физик, член-корреспондент АН СССР (1958) и АН УССР (1939). Окончил физический факультет Московского государственного университета (1930). Преподавал там же (с 1936 — профессор, затем заведующий кафедрой теоретической ядерной физики). Был создателем Отделения ядерной физики на физическом факультете МГУ. В 1935—1947 годах работал также в Физическом институте АН СССР (ФИАН). В годы второй мировой войны Д.И. Блохинцев почти полностью переключился на работу по оборонной тематике в области акустики и вскоре стал ведущим специалистом и в этой области, создателем акустики неоднородных и движущихся сред. С 1947 года — директор научно-исследовательской лаборатории в Обнинске, на базе которой под его руководством создан Физико-энергетический институт. Вместе с Курчатовым Блохинцев стал инициатором создания первой в мире атомной электростанции. В 1956 году Комитет Полномочных Представителей одиннадцати стран единогласно избрал его первым директором этого института. В 1956—1965 годах — директор ОИЯИ, с 1965 года — директор Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Само понятие температуры реликтового излучения появляется, когда средняя длина волны реликтового фотона 1 мм совпадает с горизонтом (то есть, с “видимым” размером Вселенной)

$$r(z_I) \simeq (1 + z_I)^{-2} \cdot 10^{29}_{\text{мм}} = 1 \text{ мм}.$$

Отсюда следует, что в этот момент красное смещение равно

$$1 + z_I \simeq 3 \cdot 10^{14}. \quad (9.1)$$

Второй наблюдательный факт состоит в том, что современные значения масс частиц, распады которых дают энергию реликтовых фотонов в начале Вселенной,

$$M_0 = (1 + z_I) \cdot T_0 \sim 100 \text{ ГэВ}, \quad (9.2)$$

находятся в области значений масс электрослабых W-, Z- бозонов и частицы Хиггса. Здесь

$$T_0 = 2.35 \cdot 10^{-13} \text{ ГэВ}$$

– средняя энергия фотонов реликтового излучения,

$$(1 + z_I) \simeq 3 \cdot 10^{14}$$

– есть найденное выше критическое значение красного смещения.

Третий наблюдательный факт состоит в том, что время возникновения реликтового излучения $(1 + z_I) \simeq 3 \cdot 10^{14}$ совпадает по порядку величины с временем, когда комптоновский размер бозонов и частиц Хиггса $M_0 a_I$ становится порядка “видимого” размера Вселенной H_0/a_I^2 . Приравнявая эти времена, получаем то же значение для

масс (9.2) электрослабых W -, Z - бозонов и частицы Хиггса

$$M_0 = \sqrt{\frac{T_0^3}{H_0}} \sim 100 \text{ ГэВ.}$$

Именно в это время, согласно принципу неопределённости, можно ввести понятия этих частиц, и в этот момент они рождаются из вакуума [14, 20, 21]. Это приближённое совпадение моментов возникновения температуры реликтового излучения и рождения первичных электрослабых бозонов указывает, что реликтовое излучение есть с большой вероятностью продукт распада этих бозонов, включая частицы Хиггса. В следующем разделе дано прямое вычисление числа заполнения частиц Хиггса, рождённых из вакуума.

9.2 Вакуумное рождение скалярных бозонов

В нашей модели взаимодействие скалярных бозонов и гравитонов с дилатоном может быть рассмотрено на равных основаниях [22]. Используя этот факт мы можем изучать интенсивное рождение скалярных частиц из вакуума.

Для дальнейшего изучения, здесь и далее мы исключим единственный размерный параметр из лагранжиана Стандартной Модели, то есть хиггсовский член с отрицательным квадратом тахионной массы. Однако, следуя Киржницу [23], мы можем включить вакуумное ожидание поля Хиггса ϕ_0 , так что:

$$\phi = \phi_0 + \frac{\bar{h}}{a\sqrt{2}}, \quad \int d^3x \bar{h} = 0.$$

Происхождение этого вакуумного ожидания ϕ_0 может быть связано, как будет показано ниже, с конденсатом Казимира, возникающим в результате нормального упорядочивания полей (то есть, как внешнее начальное данное при $a = a_{\text{Pl}}$),

$$\phi_0 \approx a_{\text{Pl}}^3 H_0$$

в согласии с вакуумным ожиданием поля Хиггса ϕ_0 , данным в Таблице 6.1 в Главе 6.

В рассматриваемой теории гравитации вдали от тяжёлых тел (или когда их ещё не было) скалярные бозоны Хиггса описываются действием

$$W_h = \int d\tau \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} \frac{v_{\mathbf{k}}^h v_{-\mathbf{k}}^h - h_{\mathbf{k}} h_{-\mathbf{k}} a^2 \omega_{0\mathbf{k}}^h}{2} = \sum_{\mathbf{k}^2 \neq 0} p_{-\mathbf{k}}^h v_{\mathbf{k}}^h - H_{\tau}^h, \quad (9.3)$$

где

$$\omega_{0\mathbf{k}}^h(a) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + a^2 M_{0h}^2} \quad (9.4)$$

– энергия массивной частицы относительно конформного времени.

Существуют значения масштабного фактора a , при которых массовый член в одночастичной энергии много меньше конформного параметра Хаббла

$$a M_{0h} < H_0 a^{-2}.$$

В результате, энергия Казимира для частиц Хиггса совпадает с энергией гравитона в рассматриваемую эпоху:

$$H_{\text{Cas}}^h \simeq \sum_{\mathbf{k}} \frac{\sqrt{\mathbf{k}^2}}{2} = H_{\text{Cas}}^g.$$

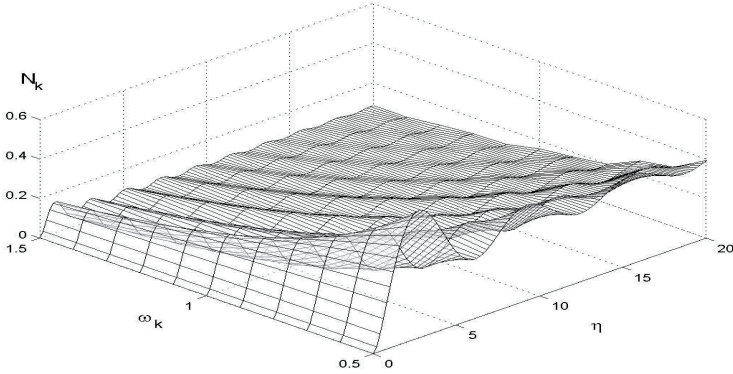


Рис. 9.1: На рисунке показан процесс вакуумного рождения $N_h \sim 10^{88}$ частиц Хиггса в течение первых 10^{-12} секунд. Здесь $\square \nearrow$ есть ось времени, $\square \uparrow$ – число бозонов, $\square \searrow$ – ось импульсов.

В этом случае расчёты энергии рождения частиц полностью повторяют схему расчётов рождения гравитонов, которая обсуждалась в Главе 7. Мы получили, что число первичных бозонов Хиггса порядка числа реликтовых фотонов

$$N_h \sim N_\gamma = 411\text{мм}^{-3} \cdot \frac{4\pi r_h^3}{3} \simeq 10^{87}. \quad (9.5)$$

Таким образом, конформная гравитация обеспечивает конечное число заполнения рождённых первичных частиц.

Полученные числа заполнения (9.5) отвечают термализованной системе фотонов со средним значением длины волны $\lambda_{\text{СМВ}}$ при температуре $T \simeq 3^\circ \text{ К}$ в конечном объёме $V_0 \sim H_0^{-3}$:

$$(N_\gamma)^{1/3} \simeq 10^{29} \simeq \lambda_{\text{СМВ}} H_0^{-1}. \quad (9.6)$$

Относительно вакуумного рождения спинорных и векторных частиц известно [24], что их рождение подавляется по отношению к

рождению скалярных частиц и гравитонов.

9.3 Физические состояния материи

Согласно общим принципам квантовой теории поля (КТП), физические состояния материи в низшем порядке теории возмущений описываются локальными полями как частице-подобными представлениями группы Пуанкаре преобразований четырёхмерного пространства - времени. Каждая элементарная частица связана с квантовым полем ψ . Эти поля являются операторами, определёнными во всём пространстве-времени и действующими на состояния $|\mathcal{P}, s\rangle$ в гильбертовом пространстве с положительно определённым скалярным произведением. Эти состояния отвечают волновым функциям

$$\Psi_\alpha(x) = \langle 0 | \psi_\alpha(x) | \mathcal{P}, s \rangle$$

свободных частиц.

Алгебра формируется генераторами четырёх трансляций $\hat{\mathcal{P}}_\mu = i\partial_\mu$ и шести вращений $\hat{M}^{\mu\nu} = i[x_\mu\partial_\nu - x_\nu\partial_\mu]$. Унитарные неприводимые представления являются собственными состояниями операторов Казимира массы и спина

$$\hat{\mathcal{P}}^2 |\mathcal{P}, s\rangle = m_\psi^2 |\mathcal{P}, s\rangle, \quad (9.7)$$

$$-\hat{w}_p^2 |\mathcal{P}, s\rangle = s(s+1) |\mathcal{P}, s\rangle, \quad (9.8)$$

$$\hat{w}_\rho = \frac{1}{2} \varepsilon_{\lambda\mu\nu\rho} \hat{\mathcal{P}}^\lambda \hat{M}^{\mu\nu}. \quad (9.9)$$

В частности, унитарные неприводимые представления описывают в КЭД волно-подобную динамику локальных возбуждений двух попе-

речных фотонов

$$A_{(b)}^T(t, \mathbf{x}) = \quad (9.10)$$

$$= \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \sum_{\alpha=1,2} \frac{1}{\sqrt{2\omega(\mathbf{k})}} \varepsilon_{(b)\alpha} \left[e^{i(\omega_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k}\mathbf{x})} A_{\mathbf{k},\alpha}^+ + e^{-i(\omega_{\mathbf{k}}t - \mathbf{k}\mathbf{x})} A_{\mathbf{k},\alpha}^- \right].$$

Две независимые поляризации $\varepsilon_{(b)\alpha}$ перпендикулярны волновому вектору и друг другу, дисперсия фотона $\omega_{\mathbf{k}} = \sqrt{\mathbf{k}^2}$. Операторы рождения и уничтожения фотона удовлетворяют коммутационному соотношению

$$[A_{\mathbf{k},\alpha}^-, A_{\mathbf{k}',\beta}^+] = \delta_{\alpha,\beta} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}').$$

Связанные состояния элементарных частиц (фермионов) отвечают биллокальным квантовым полям, формируемым мгновенными потенциалами (см. [25, 26, 27])

$$\mathcal{M}(x, y) = \mathcal{M}(z|X) = \sum_H \int \frac{d^3\mathcal{P}}{(2\pi)^3 \sqrt{2\omega_H}} \int \frac{d^4q e^{iq \cdot z}}{(2\pi)^4} \times \quad (9.11)$$

$$\times \{ e^{i\mathcal{P} \cdot X} \Gamma_H(q^\perp | \mathcal{P}) a_H^+(\mathcal{P}, \mathbf{q}^\perp) + e^{-i\mathcal{P} \cdot X} \bar{\Gamma}_H(q^\perp | \mathcal{P}) a_H^-(\mathcal{P}, \mathbf{q}^\perp) \},$$

где

$$\mathcal{P} \cdot X = \omega_H X_0 - \mathcal{P}\mathbf{X}, \quad q_\mu^\perp = q_\mu - \frac{\mathcal{P} \cdot q}{M_H^2} \mathcal{P}_\mu,$$

$\mathcal{P}_\mu = (\omega_H, \mathcal{P})$ – компоненты импульса на массовой поверхности

$$\omega_H = \sqrt{M_H^2 + \mathcal{P}^2},$$

и

$$X = \frac{x + y}{2}, \quad z = x - y. \quad (9.12)$$

координата центра и относительная координата, соответственно. Функции Γ принадлежат полному набору ортонормированных решений уравнения Бете – Солпитера [28] в калибровочной теории,

$$a_{\bar{H}}^{\pm}(\mathcal{P}, q^{\perp})$$

– коэффициенты, трактуемые в квантовой теории как операторы рождения и уничтожения (см. Приложение В).



Моисей Александрович Марков (30 апреля (13 мая) 1908, Рассказово Тамбовской губернии — 1 октября 1994, Москва) — российский физик-теоретик, академик. Являлся одним из организаторов ОИЯИ. Основные работы по квантовой механике и физике элементарных частиц. Ему принадлежат фундаментальные исследования по физике нейтрино (1957). Обосновал целесообразность проведения нейтринных экспериментов на больших глубинах под Землёй и возможность проведения нейтринных опытов на ускорителях (1958). Впервые выдвинул гипотезу о том, что полные сечения рассеяния лептонов на нуклонах с ростом энергии стремятся к сечениям упругих рассеяний на точечных нуклонах (1963).

На класс мгновенных связанных состояний накладывается усло-

вие Маркова – Юкавы [25]

$$z^\mu \hat{\mathcal{P}}_\mu \mathcal{M}(z|X) \equiv i z^\mu \frac{d}{dX^\mu} \mathcal{M}(z|X) = 0 \quad (9.13)$$

как условие их неприводимости.

В монографии Боголюбова, Логунова, Тодорова [29] *in-* и *out-* асимптотическими состояниями являются “лучи”, определённые как произведение неприводимых представлений группы Пуанкаре

$$\langle \text{out} | = \langle \prod_J \mathcal{P}_J, s_J |, \quad | \text{in} \rangle = | \prod_J \mathcal{P}_J, s_J \rangle. \quad (9.14)$$

Это означает, что в *in-*, *out-* состояниях находятся все частицы (элементарные и составные), достаточно далеко расположенные друг от друга, чтобы можно было пренебречь их взаимодействием.

Эти неприводимые представления формируют полный набор состояний, и их системы отсчёта различаются собственными значениями выделенного оператора времени $\hat{\ell}_\mu = \frac{\hat{\mathcal{P}}_\mu}{M_J}$

$$\hat{\ell}_\mu |\mathcal{P}, s\rangle = \frac{\mathcal{P}_{J\mu}}{M_J} |\mathcal{P}_J, s\rangle, \quad (9.15)$$

где лучи Боголюбова – Логунова – Тодорова (9.14) могут включать связанные состояния.

9.4 Конформная модификация

S – матрицы в КТП

Элементы S – матрицы определяются как средние значения оператора эволюции между in – и out – состояниями

$$\underbrace{\mathcal{M}_{in,out}}_{P-inv,G-inv} = \underbrace{\langle out|}_{P-covariant} \underbrace{\hat{S}[\hat{\ell}]}_{P-covariant,G-inv} \underbrace{|in\rangle}_{P-covariant}, \quad (9.16)$$

где “ G – inv ” означает инвариантность S – матрицы по отношению к калибровочным преобразованиям, а “ P – $covariant$ ” означает релятивистскую ковариантность, то есть преобразование под действием элементов группы Пуанкаре в соответствии с теорией представлений групп. Конформная модификация S – матрицы для калибровочной теории, в данном случае, означает, что конформная симметрия нарушается нормальным упорядочиванием произведений квантовых операторов в редуцированном фазовом пространстве, которое остаётся после решения всех уравнений связи.

Такое квантование полей в редуцированном фазовом пространстве совпадает с дираковским подходом к калибровочно- инвариантным теориям в системе покоя $\ell_\mu^0 = (1, 0, 0, 0)$ [30, 31, 32]. Гамильтонова формулировка Дирака 1927 года использовала редуцированное действие КЭД на поверхности связи [30]

$$W_{\text{QED}}^{\text{Dirac}} = W_{\text{QED}} \Big|_{\frac{\delta W_{\text{QED}}}{\delta A_0^\ell} = 0}, \quad (9.17)$$

где компонента A_0^ℓ определяется как скалярное произведение $A_0^\ell = (A \cdot \ell)$ векторного поля A_μ и единичного времениподобного вектора ℓ_μ^0 . Калибровка была установлена Дираком как первый интеграл

гауссовой связи

$$\int^t dt \frac{\delta W_{\text{QED}}}{\delta A_0^\ell} = 0, \quad t = (x \cdot \ell). \quad (9.18)$$

Дирак ввёл радиационные переменные

$$ieA_k^*[A_j] = u^*[A_j] (ieA_k - \partial_k) (u^*)^{-1}[A_j], \quad (9.19)$$

$$\psi^*[A_j, \psi] = u^*[A_j] \psi, \quad (9.20)$$

где фазовые факторы $u^*[A_j]$ удовлетворяют уравнению

$$u^*[A_j] (iea_0[A_j] - \partial_0) (u^*)^{-1}[A_j] = 0; \quad (9.21)$$

здесь $a_0[A_j]$ есть решение гауссова уравнения связи

$$\Delta a_0[A_j] = \partial_j \partial_0 A_j. \quad (9.22)$$

Можно убедиться, что радиационные переменные являются калибровочно - инвариантными функционалами.

Таким же образом можно квантовать калибровочные поля в произвольной системе отсчёта. Ответ на вопрос, сформулированный Гайзенбергом и Паули фон Нейману [31]: “Как обобщить дираковский гамильтон подход к КЭД 1927 года [30] к произвольной системе отсчёта?” состоял в том, чтобы вернуться к изначальной формулировке теории

$$ieA_k = (u^*)^{-1}[A_j] (ieA_k^*[A_j] - \partial_k) u^*[A_j], \quad (9.23)$$

$$\psi = (u^*)^{-1}[A_j] \psi^*[A_j, \psi], \quad (9.24)$$

выбрать сопутствующую систему

$$\ell_\mu^0 = (1, 0, 0, 0) \rightarrow \ell_\mu^{\text{comoving}} = \ell_\mu, \quad \ell_\mu \ell^\mu = (\ell \cdot \ell) = 1 \quad (9.25)$$

и затем повторить калибровочно–инвариантную схему Дирака в этой сопутствующей системе для вычисления спектра состояний и элементов S – матрицы (9.16). В дальнейшем мы будем называть такой калибровочно-инвариантный подход к теории формулировкой фон Неймана – Полубаринова, поскольку Полубаринов ещё в 1965 г. построил в явном виде соответствующие (9.25) калибровочные преобразования [32, 33, 34].

В этой калибровке элементы S – матрицы (9.16) релятивистски инвариантны и не содержат нефизических состояний с индефинитной метрикой, что обеспечивается условием (9.15) [27, ?]. Следовательно, связанные состояния могут быть успешно включены в релятивистски инвариантную теорию возмущений [35]. Они удовлетворяют условию Маркова – Юкавы (9.13), где ось времени ℓ^0 является собственным значением оператора импульса мгновенных связанных состояний, В КЭД эта конструкция даёт наблюдаемый спектр связанных состояний, которые описываются мгновенным потенциальным взаимодействием [36] и ведёт в лестничном приближении к уравнению Шрёдингера (см Приложение В).

Для того, чтобы обобщить на неабелеву теорию метод Дирака [30], рассмотрим *наивное* лоренц–инвариантное квантование с помощью метода интеграла по путям без полей гостов и детерминанта Фаддеева – Попова:

$$Z[J, \eta, \bar{\eta}] = \int \left[\prod_{\mu, a} dA_{\mu}^a \right] d\psi d\bar{\psi} e^{iW[A, \psi, \bar{\psi}] + iS[J, \eta, \bar{\eta}]}. \quad (9.26)$$

Мы используем стандартное действие КХД $W[A, \psi, \bar{\psi}]$ и источников

полей

$$W = \int d^4x \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - \bar{\psi} (\gamma^\mu (\partial_\mu + \hat{A}_\mu) - m) \psi \right], \quad (9.27)$$

$$F_{0k}^a = \partial_0 A_k^a - \partial_k A_0^a + g f^{abc} A_0^b A_k^c \equiv \dot{A}_k^a - \nabla_k^{ab} A_0^b, \quad (9.28)$$

$$S[A_\mu] = \int d^4x [A_\mu J^\mu + \bar{\eta} \psi + \bar{\psi} \eta], \quad \hat{A}_\mu = g \frac{\lambda^a A_\mu^a}{2i}. \quad (9.29)$$

Такой метод построения интеграла по путям с точки зрения функционала Фаддеева – Попова обладает следующими недостатками.

1. Временные компоненты A_0^a имеют индефинитную метрику.
2. Интеграл (9.26) содержит бесконечный калибровочный фактор.
3. Спектр связанных состояний содержит тахионы.
4. Аналитические свойства полевых пропагаторов калибровочно зависимы.
5. Операторное основание отсутствует [37].
6. Низко-энергетическая область адронизации не отделяется от высоко-энергетической области теории возмущений.

Все эти дефекты могут удалены путём интегрирования по временной компоненте $A_\mu \ell^\mu \equiv (A \cdot \ell)$, где ℓ^μ – произвольный единичный времениподобный вектор $\ell^2 = 1$. Если $\ell^0 = (1, 0, 0, 0)$ тогда $A_\mu \ell^\mu = A_0$. В этом случае производящий функционал (9.26) принимает следую-

щую форму

$$\begin{aligned}
 Z[\ell^0] &= \int \left[\prod_{x,j,a} dA_j^{a*}(x) \right] e^{iW_{\text{YM}}^*} \delta(L^a) [\det(\nabla_j(A^*))^2]^{-1/2} Z_\psi, \\
 L^a &= \int d\bar{t} \nabla_i^{ab}(A^*) \dot{A}_i^{*b} = 0, \\
 W_{\text{YM}}^* &= \int d^4x \frac{(\dot{A}_j^{a*})^2 - (B_j^a)^2}{2}, \\
 Z_\psi[J^*, \eta^*, \bar{\eta}^*] &= \int d\psi^* d\bar{\psi}^* e^{-\frac{i}{2}(\psi^* \bar{\psi}^*, \mathcal{K} \psi^* \bar{\psi}^*) - (\psi^* \bar{\psi}^*, G_{A^*}^{-1}) + iS[J^*, \eta^*, \bar{\eta}^*]} \quad (9.30) \\
 (\psi^* \bar{\psi}^*, G_{A^*}^{-1}) &= \int d^4x \bar{\psi}^* \left[\nu \gamma_0 \partial_0 - \gamma_j (\partial_j + \hat{A}_j^*) - m \right] \psi^*, \\
 (\psi^* \bar{\psi}^*, \mathcal{K} \psi^* \bar{\psi}^*) &= \int d^4x d^4y j_0^a(x) \left[\frac{1}{(\nabla_j(A^*))^2} \delta^4(x-y) \right]^{ab} j_0^b(y).
 \end{aligned}$$

Бесконечный фактор можно устранить фиксацией калибровки (9.18), определяемой как первообразная функция уравнения гауссовой связи. A_i^{*a} обозначает поля A_i^a при фиксации калибровки (9.18). Таким образом, интегрирование по временной компоненте поля позволяет дать неабелево обобщение подхода Дирака к КЭД [30], который состоит в переходе от калибровочно - инвариантного действия к калибровочно - инвариантным переменным A_j^{*a} и ψ^* . Поскольку действие задаёт динамику только этих переменных, то мы должны ввести соответствующие калибровочно - инвариантные источники (9.30), вместо калибровочно - неинвариантных источников (9.29) [33, 34].

Нормальное упорядочивание операторов калибровочно - инвариантных полей глюонов в случае КХД приводит к ненулевому Казимировскому конденсату поперечных глюонов

$$\langle A_j^{*a} A_i^{*b} \rangle = 2C_{\text{gluon}} \delta_{ij} \delta^{ab}$$

как источнику нарушения конформной симметрии КХД.

До сих пор мы строили дираковскую гамильтонову динамику для системы отсчёта в покое. Согласно Копернику и фон Нейману при описании релятивистских связанных состояний следует заменить систему отсчёта в покое на сопутствующую (9.25), где ось времени ℓ даётся как собственное значение оператора начальных данных. Этот оператор действует в пространстве физических состояний (9.15) и пропорционален полному импульсу любой релятивистской системы, включая Вселенную, согласно условиям Маркова – Юкавы (9.12) и (9.13) [31]:

$$Z[\ell^0] \rightarrow Z[\ell] \rightarrow Z[\hat{\ell}]. \quad (9.31)$$

Таким образом, мы показали как использовать дираковскую гамильтонову формулировку, чтобы описать связанные состояния релятивистски - инвариантным образом с правилами Фейнмана, зависящими от системы отсчёта.

В современной литературе такая зависимость от системы отсчёта считается недостатком, усложняющим теорию возмущения. Чтобы избавиться от такой зависимости, в подходе Фаддеева – Попова [38] делают *замену* переменных типа калибровочных преобразований,

$$\hat{A}_k^*[A_j^{Lb}] = u^*[A_j^{Lb}] \left(\hat{A}_k^L + \partial_k \right) u^{*-1}[A_j^{Lb}], \quad (9.32)$$

$$\psi^*[A_j^{Lb}, \psi^L] = u^*[A_j^{Lb}] \psi^L, \quad (9.33)$$

A_μ^L подчиняются условию, не зависящему от выбора системы отсчёта, в частности, условию Лоренца $\partial_\mu A_\mu^L = 0$, а фазовые факторы $u^*[A_j^L]$ удовлетворяют уравнению

$$u^*[A_j^L] (\hat{a}_0[A_j^L] + \partial_0) (u^*)^{-1}[A_j^L] = 0. \quad (9.34)$$

Здесь $a_0^c[A_j]$ есть решение гауссова уравнения связи

$$[(\nabla_j(A^L))^2]^{cb} a_0^b = \nabla_i^{cb}(A^L) \dot{A}_i^{Lb}. \quad (9.35)$$

Решение уравнения (9.34) имеет вид

$$u^*[A_j^{Lb}] = v(\mathbf{x}) T \exp \left\{ \int^t d\bar{t} \hat{a}_0[A_j^{Lb}] \right\}, \quad (9.36)$$

где символ T означает упорядочивание по времени матриц под знаком экспоненты, $v(\mathbf{x})$ – начальные данные уравнения (9.34).

Проведённые выше калибровочные преобразования оставляют действие инвариантным:

$$W^* = W[A_\mu^L]. \quad (9.37)$$

Такая замена переменных в современной литературе называется *выбором калибровки* [38]. Выбор *калибровки* изменяет правила Фейнмана в теории возмущений. Утверждается [39], что можно выбрать такую *калибровку*, типа указанной выше калибровки Лоренца, при которой правила Фейнмана, вообще не зависят от выбора начальных данных. Однако, в производящем функционале матричных элементов и функций Грина (9.30), кроме действия и правил Фейнмана, имеются источники поперечных полей $S[J^*, \eta^*, \overline{\eta}^*]$, которые зависят от выбора начальных данных $v(\mathbf{x})$ уравнения (9.34).

Утверждение о независимости физического содержания производящего функционала от начальных данных и выбора калибровки называется теоремой Фаддеева [39]. Для доказательства этой теоремы надо убедиться также, что источники поперечных полей можно

заменить на источники полей в лоренцевой калибровке

$$\begin{aligned} S[J^*, \eta^*, \bar{\eta}^*] &= \int d^4x [J_k^{*c} A_k^{*c}[A_j^{Lb}] + \bar{\eta}^* \psi^*[A_j^{Lb}, \psi^L] + \bar{\psi}^*[A_j^{Lb}, \psi^L] \eta^*] \\ &\rightarrow S[A_\mu^L, \psi^L, \bar{\psi}^L], \end{aligned} \quad (9.38)$$

где $S[A_\mu^L]$ даётся формулой (9.29). И таким образом, подходящей калибровкой, не зависящей от начальных данных, в [39] решается проблема их выбора в калибровочных теориях. В действительности, возможность этого способа устранения начальных данных была доказана в работе [39] только для теории рассеяния элементарных частиц в КЭД. Однако, как мы видели выше, такая замена калибровки может изменить спектр связанных состояний. Во всяком случае, возникают вопросы о границах применимости выбора такой *калибровки*, которая не зависит от начальных данных, и о физических эффектах, которые теряются при выборе такой калибровки. Эти вопросы обсуждаются в следующих Главах, где рассматривается статус физических полей и их начальных данных в КХД и СМ.

9.5 Выводы

Даны теоретические и наблюдательные аргументы в пользу того, что в течении первых 10^{-12} сек начала Вселенной произошло вакуумное рождение 10^{88} первичных частиц Хиггса. Если продукты распада этих бозонов дадут материальное содержание современной Вселенной, то с точки зрения Стандартной космологии этот акт рождения можно назвать Большим Взрывом. Сценарий вакуумного рождения существенно использует модификацию КТП, основанную на кван-

товании полей материи в редуцированном фазовом пространстве, и классификацию состояний материи по неприводимым представлениям группы Пуанкаре, которое включает связанные состояния (атомы, адроны и Вселенную как целое). В этом наборе состояний материи действует оператор начальных данных, пропорциональный полному импульсу любой релятивистской системы, включая Вселенную, согласно условиям Маркова – Юкавы. Мы сравниваем такое редуцированное квантование в форме функционального интеграла со *стандартным* подходом Фаддеева – Попова, где зависимость от начальных данных устраняется заменой калибровки. Такая независимость от начальных данных была доказана только для описания амплитуд рассеяния элементарных частиц в КЭД. Следующая Глава посвящена рассмотрению статуса начальных данных в КХД.

Литература

- [1] Chernikov, N.A., Tagirov, E.A.: *Quantum theory of scalar fields in de Sitter space-time*. Annales Poincaré Phys. Theor. **A9**, 109 (1968)
- [2] Parker, L.: *Particle creation in expanding universes*. Phys. Rev. Lett. **21**, 562 (1968).
- Parker, L.: *Quantized fields and particle creation in expanding universes. I*. Phys. Rev. **183**, 1057 (1969).
- Parker, L.: *Quantized fields and particle creation in expanding universes. II*. Phys. Rev. **D 3**, 346 (1971)
- [3] Sexl, R.U., Urbantke, H.K.: *Production of particles by gravitational fields*. Phys. Rev. **179**, 1247 (1969)
- [4] Зельдович, Я.Б.: *Рождение частиц в космологии*. Письма в Журнал Эксп. и Теор. Физ. **12**, 443 (1970)
- [5] Зельдович, Я.Б., Старобинский, А.А.: *Рождение частиц и поляризация вакуума в анизотропном гравитационном поле*. Журнал Эксп. и Теор. Физ. **61**, 2161 (1971)

-
- [6] Гриб, А.А., Мамаев, С.Г., Мостепаненко, В.М.: *Квантовые Эффекты в Интенсивных Внешних Полях*. Энергоатомиздат, Москва (1988)
- [7] Pervushin, V.N., Smirichinski, V.I.: *Bogoliubov quasiparticles in constrained systems*. J. Phys. **A 32**, 6191 (1999)
- [8] Pervushin, V.N., Proskurin, D.V., Gusev, A.A.: *Cosmological particle origin in Standard Model*. Gravitation & Cosmology. **8**, 181 (2002)
- [9] Вентцель, Г.: *Введение в Квантовую Теорию Волновых Полей*. ОГИЗ–ГИТТЛ, Москва (1947)
- [10] Pavel, H.-P, Pervushin, V.N.: *Reduced phase space quantization of massive vector theory*. Int. J. Mod. Phys. **A**, 2285 (1999)
- [11] Огиевецкий, В.И., Полубаринов, И.В.: *Калибровочно-инвариантная формулировка теории нейтрального векторного поля*. Журнал Эксп. и Теор. Физики. **41**, 246 (1961)
- [12] Славнов, А.А., Фаддеев, Л.Д.: *Безмассовое и массивное поле Янга – Миллса*. Теор. и Мат. Физ. **3**, 18 (1970)
- [13] Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Pervushin, V.N., Borowiec, A., Pichugin, K.N., and Zakharov, A.F.: *Conformal Hamiltonian dynamics of General Relativity*. Phys. Lett. **B 691**, 230 (2010).
- [14] Pervushin, V.N.: *Early Universe as a W^- , Z^- factory*. Acta Physica Slovakia. **53**, 237 (2003)

Блашке, Д.Б., Веницкий, С.И., Гусев, А.А., Первущин, В.Н.: *Космологическое рождение векторных бозонов и реликтовое излучение*. Ядерная Физика. **67**, 1074 (2004).

[15] Giovannini, M.: *Theoretical tools for the physics of CMB anisotropies*. Int. J. Mod. Phys. **D 14**, 363 (2005)

[arXiv: astro-ph/0412601]

[16] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*. Astron. J. **116**, 1009 (1998).

[astro-ph/9805201]

Perlmutter, S., *et al.* [The Supernova Cosmology Project]: *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae*. Astrophys. J. **517**, 565 (1999).

[astro-ph/9812133]

[17] Riess, A.G., *et al.* [Supernova Search Team Collaboration]: *Type Ia Supernova discoveries at $z > 1$ from the Hubble space telescope: evidence for past deceleration and constraints on dark energy evolution*. Astrophys. J., **607**, 665 (2004)

[18] Behnke, D., Blaschke, D.B., Pervushin, V.N., Proskurin, D.: *Description of Supernova data in Conformal cosmology without cosmological constant*. Phys. Lett. **B 530**, 20 (2002).

[arXiv: gr-qc/0102039]

-
- [19] Блохинцев, Д.И.: *Квантовая механика*. Изд-во МГУ, Москва. (1988)
- [20] Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Pervushin, V.N., Shuvalov, S.A., Zakharov, A.F.: *Is it possible to estimate the Higgs Mass from the CMB Power Spectrum?* Ядерн. Физика. **72**, 744 (2009).
[arXiv:0802.3427 [hep-ph]]
- [21] Pervushin, V.N., Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Nazmitdinov, R.G., Borowiec, A., Pichugin, K.N., and Zakharov, A.F.: *Conformal and affine Hamiltonian dynamics of general relativity*. Gen. Relativ. Gravit., **44**, 2745 (2012)
- [22] Barbashov, B.M., Pervushin, V.N., Zakharov, A.F., Zinchuk, V.A.: *Hamiltonian cosmological perturbation theory*. Phys. Lett. **B 633**, 458 (2006).
[arXiv: hep-th/0501242]
- [23] Kirzhnits, D. A. *The hot Universe and the Weiberg model*, JETP Lett. **15** 529 (1972)
- [24] Гриб, А.А., Мамаев, С.Г., Мостепаненко, В.М.: *Квантовые Эффекты в Интенсивных Внешних Полях*. Атомиздат, Москва (1980)
- [25] Марков, М.А.: *О “четырёхмерном протяжённом” электроне в релятивистской квантовой области*. Журн. Эксп. и Теор. Физ. **10**, 1311 (1940).

- Yukawa, H.: *Quantum theory of non-local fields. Part I. Free fields.* Phys. Rev. **77**, 219 (1950)
- [26] A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze: *Quasi-optical approach to quantum field theory.* Nuovo Cim. **29**, 380 (1963).
- Кадышевский, В.Г., Мир-Касимов, Р.М., Скачков, Н.Б.: *Трёхмерная формулировка релятивистской проблемы двух тел.* ЭЧАЯ. **2**, 637 (1972)
- [27] Lukierski, J., Oziewicz, M.: *Relative time dependence as gauge freedom and bilocal models of hadrons.* Phys. Lett. **B 69**, 339 (1977)
- [28] Salpeter, E.E., Bethe, H.A.: *A relativistic equation for bound-state problem.* Phys. Rev. **84**, 1232 (1951)
- [29] Боголюбов, Н.Н., Логунов, А.А., Оксак, А.И., Тодоров, И.Т.: *Общие Принципы Квантовой Теории Поля.* Наука, Москва (1987)
- [30] Dirac, P.A.M.: *The quantum theory of the emission and absorption of radiation.* Proc. Roy. Soc. **A 114**, 243 (1927).
- Dirac, P.A.M.: *Gauge-invariant formulation of quantum electrodynamics.* Can. J. Phys. **33**, 650 (1955)
- [31] Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantendynamik der wellenfelder.* Z. Phys. **56**, 1 (1929).
- Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantentheorie der wellenfelder. II.* Z. Phys. **59**, 168 (1930)

- [32] Полубаринов, И.В.: *Уравнения квантовой электродинамики*. ЭЧАЯ. **34**, 738 (2003)
- [33] Pervushin, V.N.: *Hadron QCD (bound states in gauge theories*. Nucl. Phys. **B 15** (Proc. Supp.), 197 (1990)
- [34] Pervushin, V.N.: *Dirac variables in gauge theories*. ЭЧАЯ. **34**, 679 (2003)
- [35] Kalinovsky, L.Y., Kallies, W., Kaschluhn, L., Münchow, L., Pervushin, V.N., Sarikov, N.A.: *Relativistic bound states in QCD*. Few-Body Systems. **10**, 87 (1991)
- [36] Salpeter, E.E.: *Mass corrections to the fine structure of hydrogen-like atoms*. Phys. Rev. **87**, 328 (1952)
- [37] Schwinger, J.: *Non-abelian gauge fields. Relativistic invariance*. Phys. Rev. **127**, 324 (1962).
[Швингер, Ю.: *Неабелевы калибровочные поля. Релятивистская инвариантность*. В сб.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Под ред. Д. Иваненко. Мир, Москва, 205 (1964)]
- [38] Faddeev, L.D., Popov, V.N.: *Feynman diagrams for the Yang – Mills field*. Phys. Lett. **B 25**, 29 (1967)
- [39] Фаддеев, Л.Д.: *Интеграл Фейнмана для сингулярных лагранжианов*. Теор. и Мат. Физ. **1**, 3 (1969)

Глава 10

Конформная модификация КХД

10.1 Кварк–адронная дуальность

Как мы видели выше, в теории калибровочных полей временная компонента поля выделена [1], так как не имеет канонических импульсов. Поэтому Дирак [2], а за ним другие авторы первых классических работ по квантованию калибровочных теорий [3, 4], убрали временную компоненту калибровочным преобразованием. В нашем случае такое преобразование имеет вид

$$\hat{A}_k^*[A_j^b] = u^*[A_j^b] \left(\hat{A}_k + \partial_k \right) u^{*-1}[A_j^b], \quad (10.1)$$

$$\psi^*[A_j^b, \psi] = u^*[A_j^b] \psi, \quad (10.2)$$

$$u^*[A_j^b] = v(\mathbf{x}) T \exp \left\{ \int^t d\bar{t} \hat{a}_0[A_j^b] \right\}, \quad (10.3)$$

где символ T означает упорядочивание по времени матриц под знаком экспоненты, а $\hat{a}_0[A_j^b]$ есть решение гауссова уравнения связи

$$[\left((\nabla_j(A^*))^2\right)^{cb} a_0^b = \nabla_i^{cb}(A^*) \dot{A}_i^{*b} = 0. \quad (10.4)$$

Это решение задаёт неабелев аналог переменных Дирака с точностью до произвольных стационарных матриц $v(\mathbf{x})$, рассматриваемых как начальные данные решения уравнения (9.34), определяющего калибровочно-инвариантные неабелевые переменные [5]. В неабелевой теории стационарные матрицы $v(\mathbf{x})$ задают отображения трёхмерного координатного пространства на пространство калибровочной группы $SU_c(3)$. Эти отображения разбиты на топологические классы с целыми числами, называемыми степенями отображения [6]:

$$n = -\frac{1}{24\pi^2} \int d^3x \epsilon^{ijk} \times \quad (10.5)$$

$$\times \text{Tr}[v^{(n)}(\mathbf{x}) \partial_i v^{(n)}(\mathbf{x})^{-1} v^{(n)}(\mathbf{x}) \partial_j v^{(n)}(\mathbf{x})^{-1} v^{(n)}(\mathbf{x}) \partial_k v^{(n)}(\mathbf{x})^{-1}].$$

Степень отображения указывает, сколько раз трёхмерный путь $v(\mathbf{x})$ оборачивается вокруг $SU_c(3)$, когда координата x_i обегает все трёхмерное пространство, где эта координата задана. Условие (10.5) означает, что все множество трёхмерных путей имеет гомотопическую группу

$$\pi_3(SU_c(3)) = \mathbf{Z},$$

$$\hat{A}_i^{(n)} = v^{(n)}(\hat{A}_i^{(0)} + \partial_i)v^{(n)-1}, \quad v^{(n)}(\mathbf{x}) = \exp[n\Phi_0(\mathbf{x})], \quad (10.6)$$

Вследствие калибровочной инвариантности действия, в действии все фазовые факторы топологического вырождения цветных полей исчезают. Однако эти фазовые факторы остаются при источниках фи-

зических цветных полей A^*, ψ^* в производящем функционале. Теория с топологическим вырождением начальных данных отличается от теории без вырождения. В теории с вырождением начальных данных необходимо усреднять амплитуды рождения цветных частиц по параметрам вырождения. Такое усреднение может вести к исчезновению целого ряда физических состояний. В работах [7, 8] показано, что существует исчезновение амплитуд рождения физических цветных частиц вследствие деструктивной интерференции фазовых факторов топологического вырождения. В этом случае закон сохранения вероятности для элементов S-матрицы $S = I + iT$:

$$\sum_{f=h} \langle i|T|f \rangle \langle f|T^*|j \rangle = 2 \operatorname{Im} \langle i|T|j \rangle$$

насыщается только рождением бесцветных адронов $f = h$.

Сумма по всем адронным каналам в силу закона сохранения вероятности становится равной удвоенной мнимой части бесцветной амплитуды $2 \operatorname{Im} \langle i|T|j \rangle$. В свою очередь, в бесцветной амплитуде зависимость от факторов топологического вырождения полностью исчезает. Благодаря калибровочной инвариантности гамильтониан теории $H[A^{(n)}] = H[A^{(0)}]$ зависит только от полей нулевого топологического сектора $A^{(0)}$, которые играют роль партонов Фейнмана. Теория возмущения в КХД для вычисления мнимой части бесцветной амплитуды $\operatorname{Im} \langle i|T|j \rangle$ формулируется в терминах полей с нулевыми топологическими числами (которые мы будем называть партонами). В партонной области высоких энергий, где можно применять теорию возмущений, из закона сохранения вероятности возникает кварк-адронная дуальность, используемая для прямого изме-

рения квантовых чисел партонов, которые совпадают с квантовыми числами физических цветных частиц.

Таким образом, оператор эволюции Вселенной, построенный в редуцированном фазовом пространстве, как унитарное неприводимое представление группы, отмеченное выбором конкретных начальных данных, содержит топологическое вырождение этих начальных данных. Волновая функция частицы в КЭД как обыкновенная плоская волна e^{ipx} заменяется в КХД суммой по всем параметрам этих фазовых факторов $v^{(n)}(x)$:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} v^{(n)}(x) \underbrace{e^{ipx}}_{parton} = 0,$$

если $x \neq 0$. В результате возникает полная деструктивная интерференция фазовых факторов $v^{(n)}(x)$ топологического вырождения (n) цветовых состояний [7], которая даёт конфайнмент цвета в КХД в виде кварк-адронной дуальности. В этом контексте становится центральным вопрос об адронизации кварков, которому посвящён следующий раздел.

10.2 Нарушение киральной симметрии в КХД

Конформная модификация КХД, означает, что конформная симметрия теории нарушается нормальным упорядочиванием произведений квантовых операторов в редуцированном фазовом пространстве, которое остаётся после решения всех уравнений связи. Решение уравне-

ний связи в определённой системе отсчёта разделяет взаимодействия калибровочной теории в этой системе на мгновенные и запаздывающие. Последние учитываются по теории возмущений, в то время как первые дают непертурбативные описания спектра и взаимодействия связанных состояний: атомов в КЭД и адронов в КХД.

Мгновенные КХД взаимодействия описываются с помощью неабелева обобщения дираковской калибровки в КЭД

$$W_{\text{instant}} = \int d^4x \bar{q}(x) (i\partial - \hat{m}^0)q(x) - \quad (10.7)$$

$$-\frac{1}{2} \int d^4x d^4y j_0^a(x) \left[\frac{1}{(\nabla_j(A^*))^2} \delta^4(x-y) \right]^{ab} j_0^b(y)$$

где

$$j_0^a(x) = \bar{q}(x) \frac{\lambda^a}{2} \gamma_0 q(x)$$

—четырёхкомпонентный кварковый ток с цветовыми матрицами Гелл–Манна λ^a (см. обозначения в Приложении В). Символ

$$\hat{m}^0 = \text{diag}(m_u^0, m_d^0, m_s^0)$$

обозначает матрицу голых кварковых масс.

Нормальное упорядочение поперечных глюонов в нелинейном действии (10.7) $\nabla^{ab} A_0^b \nabla^{dc} A_0^c$ ведёт к конденсату глюонов

$$g^2 f^{ba_1d} f^{da_2c} \langle A_i^{a_1*} A_j^{a_2*} \rangle = 2g^2 [N_c^2 - 1] \delta^{bc} \delta_{ij} C_{\text{gluon}} = M_g^2 \delta^{bc} \delta_{ij}, \quad (10.8)$$

где

$$\langle A_j^{*a} A_i^{*b} \rangle = 2C_{\text{gluon}} \delta_{ij} \delta^{ab}. \quad (10.9)$$

Этот конденсат даёт квадрат эффективной глюонной массы после нормального упорядочение поперечных глюонов в квадрате ковариантной производной

$$\nabla^{db} A_0^b \nabla^{dc} A_0^c =: \nabla^{db} A_0^b \nabla^{dc} A_0^c : + M_g^2 A_0^d A_0^d.$$

Константа

$$C_{\text{gluon}} = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3 2\sqrt{\mathbf{k}^2}}$$

конечна после вычитания вклада от бесконечного объёма и её значение определяется размером адрона, также как и вакуумная энергия Казимира. Окончательно, в низшем порядке теории возмущений этот глюонный конденсат даёт эффективный потенциал Юкавы в бесцветном мезонном секторе

$$\underline{V}(\mathbf{k}) = \frac{4}{3} g^2 \frac{1}{\mathbf{k}^2 + M_g^2} \quad (10.10)$$

и модель с эффективной глюонной массой M_g^2 . Чтобы получить последнее уравнение, используем соотношение

$$\left[\sum_{a=1}^{a=N_c^2-1} \frac{\lambda_{1,1'}^a}{2} \frac{\lambda_{2,2'}^a}{2} \right]_{\text{colorless}} = \frac{4}{3} \delta_{1,2'} \delta_{2,1'}$$

в бесцветном мезонном секторе [9].

Ниже мы рассмотрим потенциальную модель (10.10) в виде

$$\begin{aligned} W_{\text{instant}}[q, \bar{q}] &= \int d^4 x \bar{q}(x) (i\partial - \hat{m}^0) q(x) - \quad (10.11) \\ & - \frac{1}{2} \int d^4 x d^4 y j_\ell^a(x) V(x^\perp - y^\perp) \delta((x - y) \cdot \ell) j_\ell^a(y) \equiv \\ & \equiv i(q\bar{q}, G_0^{-1}) - \frac{1}{2} (q\bar{q}, K q\bar{q}), \end{aligned}$$

где временная ось, как было указано выше, выбирается как собственное значение оператора импульса связанных состояний. В дальнейшем ограничимся лестничным приближением, описанным более подробно в Приложении В.

В лестничном приближении спектр кварков описывается уравнением Швингера – Дайсона

$$\Sigma(x - y) = m^0 \delta^{(4)}(x - y) + i\mathcal{K}(x, y)G_\Sigma(x - y). \quad (10.12)$$

В импульсном пространстве

$$\underline{\Sigma}(k) = \int d^4x \Sigma(x) e^{ik \cdot x}$$

мы получаем следующее уравнение для массового оператора $\underline{\Sigma}$

$$\underline{\Sigma}(k) = m^0 + \frac{i}{2} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \underline{V}(k^\perp - q^\perp) \not{\ell} \underline{G}_\Sigma(q) \not{\ell}, \quad (10.13)$$

где

$$\underline{G}_\Sigma(q) \equiv (\not{q} - \underline{\Sigma}(q))^{-1}$$

– фурье представление потенциала,

$$k_\mu^\perp = k_\mu - \ell_\mu(k \cdot \ell)$$

— относительный поперечный импульс. Величина $\underline{\Sigma}$ зависит только от поперечного импульса $\underline{\Sigma}(k) = \underline{\Sigma}(k^\perp)$, из-за мгновенной формы потенциала $\underline{V}(k^\perp)$. В системе покоя мы можем положить

$$\underline{\Sigma}_a(q) = E_a(\mathbf{q}) \cos 2v_a(\mathbf{q}) \equiv M_a(\mathbf{q}). \quad (10.14)$$

Здесь $M_a(\mathbf{q})$ – конституентная масса кварка и

$$\cos 2v_a(\mathbf{q}) = \frac{M_a(\mathbf{q})}{\sqrt{M_a^2(\mathbf{q}) + \mathbf{q}^2}} \quad (10.15)$$

определяет матрицу типа Фолди – Ваутхайзена

$$S_a(\mathbf{q}) = \exp[i(\mathbf{q}\boldsymbol{\gamma}/q)v_a(\mathbf{q})] = \cos v_a(\mathbf{q}) + i(\mathbf{q}\boldsymbol{\gamma}/q) \sin v_a(\mathbf{q}), \quad (10.16)$$

где $\boldsymbol{\gamma} = (\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ есть вектор из дираковских матриц и $v_a(\mathbf{q})$ – угол Фолди – Ваутхайзена.

Фермионный спектр может быть получен путём решения уравнения Швингера – Дайсона (10.13). Оно может быть проинтегрировано по продольному импульсу $q_0 = (q \cdot \ell)$ в системе отсчёта $\ell^0 = (1, 0, 0, 0)$, где $q^\perp = (0, \mathbf{q})$. Используя (10.16), функцию Грина кварка можно представить в виде

$$\begin{aligned} \underline{G}_{\Sigma_a} &= [q_0 \ell - E_a(q^\perp) S_a^{-2}(q^\perp)]^{-1} = \\ &= \left[\frac{\Lambda_{(+)_a}^{(\ell)}(q^\perp)}{q_0 - E_a(q^\perp) + i\epsilon} + \frac{\Lambda_{(-)_a}^{(\ell)}(q^\perp)}{q_0 + E_a(q^\perp) + i\epsilon} \right] \ell, \quad (10.17) \end{aligned}$$

где

$$\Lambda_{(\pm)_a}^{(\ell)}(q^\perp) = S_a(q^\perp) \Lambda_{(\pm)}^{(\ell)}(0) S_a^{-1}(q^\perp), \quad \Lambda_{(\pm)}^{(\ell)}(0) = (1 \pm \ell)/2 \quad (10.18)$$

– операторы, разделяющие состояния с положительной ($+E_a$) и отрицательной ($-E_a$) энергиями. В результате, мы получим следующие уравнения для одночастичной энергии E и угла $v_a(\mathbf{q})$ (10.15) с потенциалом, данным в (10.10)

$$E_a(k^\perp) \cos 2v_a(k^\perp) = m_a^0 + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q^\perp}{(2\pi)^3} V(k^\perp - q^\perp) \cos 2v_a(q^\perp).$$

В системе покоя $\ell^0 = (1, 0, 0, 0)$ это уравнение принимает форму

$$M_a(\mathbf{k}) = m_a^0 + \frac{1}{2} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \underline{V}(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \cos 2v_a(\mathbf{q}). \quad (10.19)$$

Используя интегрирование по углу

$$\begin{aligned} \int_0^\pi d\vartheta \sin \vartheta \frac{2\pi}{M_g^2 + (\mathbf{k} - \mathbf{q})^2} &= \int_{-1}^{+1} d\xi \frac{2\pi}{M_g^2 + k^2 + q^2 - 2kq\xi} = \\ &= \frac{\pi}{kq} \ln \frac{M_g^2 + (k+q)^2}{M_g^2 + (k-q)^2} \end{aligned}$$

и определение КХД- константы связи $\alpha_s = 4\pi g^2$, можем переписать как

$$M_a(k) = m_a^0 + \frac{\alpha_s}{3\pi k} \int_0^\infty dq \frac{q M_a(q)}{\sqrt{M_a^2(q) + q^2}} \ln \frac{M_g^2 + (k+q)^2}{M_g^2 + (k-q)^2}. \quad (10.20)$$

Предложенная схема позволяет нам рассмотреть уравнение Швингера – Дайсона (10.19) в пределе, когда голая токовая масса m_a^0 равна нулю. Тогда ультрафиолетовая расходимость отсутствует и, следовательно, можно избежать ренормализационной процедуры.

Этот тип нелинейных интегральных уравнений был рассмотрен в [10] численно. Решения показывают, что в области $q \ll M_g$ функция $\cos 2v_a$ почти константа $\cos 2v_a \simeq 1$, тогда как в области $q \gg M_g$ функция $\cos 2v_a(q)$ описывает распад в согласии с законом $(M_g/q)^{1+\beta}$. Параметр β есть решение уравнения

$$\alpha_s \frac{\cot(\beta\pi/2)}{1-\beta} = \frac{3}{2}, \quad (10.21)$$

лежащего в области $0 < \beta < 2$. Это уравнение имеет два корня для $0 < \alpha_s < 3/\pi$, первое принадлежит интервалу $0 < \beta_1 < 1$, второе связано с первым $\beta_2 = 2 - \beta_1$. При $\alpha_s = 3/\pi$, оба решения сливаются в $\beta = 1$, и нет корня, имеющего большее значение константы связи. Уравнение (10.21) может быть получено линеаризацией (10.19)

в области $q \gg M_g$, поскольку в этой области $M_a(q) \ll q$. Таким образом, решение для $\cos 2v_a(\mathbf{q})$ напоминает ступенчатую функцию. Этот результат даёт спектр масс кварков и мезонов [11] в согласии с экспериментальными данными.

Как показано в Приложении В в том же лестничном приближении, уравнение для мезонов, известное как уравнение Швингера – Дайсона (10.19), может быть переписано в форме (10.20). Теперь, поскольку мы знаем решение уравнения (10.20) для $M_a(\mathbf{q})$, можем определить углы Фолди – Ваутхайзена v_a , ($a = u, d$) для u - и d -кварков с помощью соотношения (10.15). Затем, уравнение Бете – Солпитера в форме

$$M_\pi L_2^\pi(\mathbf{p}) = [E_u(\mathbf{p}) + E_d(\mathbf{p})]L_1^\pi(\mathbf{p}) - \quad (10.22)$$

$$\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}-\mathbf{q}) L_1^\pi(\mathbf{q}) [c^-(\mathbf{p})c^-(\mathbf{q}) + \xi s^-(\mathbf{p})s^-(\mathbf{q})],$$

$$M_\pi L_1^\pi(\mathbf{p}) = [E_u(\mathbf{p}) + E_d(\mathbf{p})]L_2^\pi(\mathbf{p}) -$$

$$\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}-\mathbf{q}) L_2^\pi(\mathbf{q}) [c^+(\mathbf{p})c^+(\mathbf{q}) + \xi s^+(\mathbf{p})s^+(\mathbf{q})]$$

даёт массу пиона M_π и волновые функции $L_1^\pi(\mathbf{p})$ и $L_2^\pi(\mathbf{p})$. Здесь m_u, m_d – токовые массы кварков,

$$E_a = \sqrt{\mathbf{p}^2 + M_a^2(\mathbf{p})}, \quad (a = u, d)$$

– энергии u - , d - кварков,

$$\xi \equiv (\mathbf{p} \mathbf{q})/pq,$$

и мы используем обозначения

$$E(\mathbf{p}) = E_a(\mathbf{p}) + E_b(\mathbf{p}), \quad (10.23)$$

$$\mathbf{c}^\pm(\mathbf{p}) = \cos[v_a(\mathbf{p}) \pm v_b(\mathbf{p})], \quad (10.24)$$

$$\mathbf{s}^\pm(\mathbf{p}) = \sin[v_a(\mathbf{p}) \pm v_b(\mathbf{p})]. \quad (10.25)$$

Рассматриваемая модель упрощается в предельных случаях. Пусть массы кварков m_u и m_d малы и приближённо равны, тогда уравнения (10.19) и (10.22) принимают форму

$$m_a = M_a(\mathbf{p}) - \frac{1}{2} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \cos 2v_u(\mathbf{q}), \quad (10.26)$$

$$\frac{M_\pi L_2^\pi(\mathbf{p})}{2} = E_u(\mathbf{p}) L_1^\pi(\mathbf{p}) - \frac{1}{2} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p} - \mathbf{q}) L_1^\pi(\mathbf{q}). \quad (10.27)$$

Решения уравнений такого типа рассматривались во многих работах [12, 13, 14, 15, 16] (см. также обзор [10]) для различных потенциалов. Одним из главных результатов этих работ является чисто квантовый эффект спонтанного нарушения киральной симметрии. В таком случае, мгновенное взаимодействие ведёт к реконструкции ряда теории возмущений, сильному изменению спектра элементарных возбуждений и основных состояний в противоположность наивной теории возмущений.

В пределе безмассовых кварков $m_u = 0$ левая сторона уравнения (10.26) равна нулю. Ненулевое решение уравнения (10.26) подразумевает, что существует мода с нулевой массой пиона $M_\pi = 0$ в согласии с теоремой Голдстоуна. Это означает, что уравнение Бете – Солпитера (10.27), являющееся уравнением для волновой функции голдстоуновского пиона, совпадает с уравнением Швингера – Дай-

сона (10.26) для случая $m_u = M_\pi = 0$. Сравнение уравнений даёт

$$L_1^\pi(\mathbf{p}) = \frac{M_u(\mathbf{p})}{\sqrt{2}F_\pi E_u(\mathbf{p})} = \frac{\cos 2v_u(\mathbf{p})}{\sqrt{2}F_\pi}, \quad (10.28)$$

где коэффициент пропорциональности F_π в уравнении (10.28) называется константой слабого распада. В более общем случае массивного кварка $m_u \neq 0$, $M_\pi \neq 0$, эта константа определяется из условия нормировки (B.40)

$$1 = \frac{4N_c}{M_\pi} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} L_2 L_1 = \frac{4N_c}{M_\pi} \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} L_2 \frac{\cos 2v_u(\mathbf{p})}{F_\pi} \quad (10.29)$$

с $N_c = 3$. В этом случае волновая функция $L_1^\pi(p)$ пропорциональна фурье-компоненте кваркового конденсата

$$\begin{aligned} C_{\text{quark}} &= \sum_{n=1}^{n=N_c} \langle q_n(t, \mathbf{x}) \bar{q}_n(t, \mathbf{y}) \rangle = \\ &= 4N_c \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{M_u(\mathbf{p})}{2\sqrt{\mathbf{p}^2 + M_u^2(\mathbf{p})}}. \end{aligned} \quad (10.30)$$

Используя уравнения (10.15) и (10.28), можно переписать определение конденсата кварка (10.30) в форме

$$C_{\text{quark}} = 4N_c \int \frac{d^3q}{2(2\pi)^3} \cos 2v_u(\mathbf{q}). \quad (10.31)$$

Предположим, что представление волновой функции L_1 (10.28) всё ещё выполняется для ненулевых, но малых масс кварков. Тогда вычитание уравнения Бете – Солпитера (10.27) из уравнения Швингера – Дайсона (10.26), умноженного на фактор $1/F_\pi$ определяет вторую волновую функцию мезона L_2

$$\frac{M_\pi}{2} L_2^\pi(\mathbf{p}) = \frac{m_u}{\sqrt{2}F_\pi}. \quad (10.32)$$

Волновая функция $L_2^\pi(\mathbf{p})$ не зависит от импульса в этом приближении. Подставляя уравнение

$$L_2 = \text{const} = \frac{2m_u}{\sqrt{2} M_\pi F_\pi}$$

в условие нормировки (10.29) и используя уравнения (10.28) и (10.31), получаем

$$M_\pi^2 F_\pi^2 = 2m_u C_{\text{quark}}. \quad (10.33)$$

Условие нормировки

$$4N_c \int \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} L_{(1)}^\pi(\mathbf{q}) L_{(2)}^\pi(\mathbf{q}) = M_\pi$$

приводит к соотношению Гелл-Манна – Оакса – Реннера (ГМОР) [17]

$$M_\pi^2 F_\pi^2 = 2m_d \langle d\bar{d} \rangle \quad (10.34)$$

между конденсатом лёгких кварков

$$\langle d\bar{d} \rangle = \sum_{n=1}^{N_c} \langle q_n(t, \mathbf{x}) \bar{q}_n(t, \mathbf{x}) \rangle = 4N_c \int \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{1}{2} \cos v_u(\mathbf{q}),$$

токовой массой m_d , массой пиона M_π и константой слабого распада F_π . В киральном безмассовом пределе ($m^0 \rightarrow 0$) решение уравнения Швингера – Дайсона было найдено в работе [18] в форме ступенчатой функции. В такой аппроксимации, как было показано в [11, 19], уравнение Швингера – Дайсона и уравнение Солпитера дают спектр мезонов с помощью конституентных масс кварков $M_{\text{const}} \simeq 330$ ГэВ. Используя ГМОР–соотношение (10.34) и значение конституентной

массы кварка ~ 330 МэВ, мы можем определить отношение значения конденсата лёгкого кварка [20] к кубу конstituентной массы

$$\frac{\langle d\bar{d} \rangle}{M_d^3} = \frac{M_\pi^2 F_\pi^2}{2m_d M_d^3} \simeq 0.41 \pm 0.08. \quad (10.35)$$

10.3 Выводы

Отличие редуцированного квантования неабелевых полей в КХД от стандартного подхода состоит в топологическом вырождении источников цветных полей. Деструктивная интерференция фазовых факторов этого топологического вырождения ведёт к нулевым амплитудам рождения всех цветных состояний. Этот факт можно трактовать как кинематический конфайнмент цветных частиц и состояний. Сумма по всем физическим состояниям в оптической теореме насыщается бесцветными адронами, в то время как при вычислении спектра адронов и мнимых частей бесцветных амплитуд и сечений образования адронов фазовые факторы вырождения исчезают в силу калибровочной инвариантности действия КХД. Таким путём возникает кварк-адронная дуальность, широко используемая в КХД для определения квантовых чисел *раздетых* кварков и глюонов. В результате нормального упорядочивания операторов полевых переменных в КХД возникают размерные параметры. Эти размерные параметры ведут к спонтанному нарушению киральной симметрии и соотношению Гелл-Мана – Оакса – Реннера между токовой массой m_d , массой пиона M_π и константой слабого распада F_π .

Литература

- [1] Гитман, Д.М., Тютин, И.В.: *Каноническое Квантование Полей со Связями*. Наука, Москва (1986)
- [2] Dirac, P.A.M.: *The quantum theory of the emission and absorption of radiation*. Proc. Roy. Soc. A. **114**, 243 (1927).
- Dirac, P.A.M.: *Gauge-invariant formulation of quantum electrodynamics*. Can. J. Phys. **33**, 650 (1955)
- [3] Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantendynamik der wellenfelder*. Z. Phys. **56**, 1 (1929).
- Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantentheorie der wellenfelder. II*. Z. Phys. **59**, 168 (1930)
- [4] Fermi, E.: *Quantum theory of radiation*. Rev. Mod. Phys. **4**, 87 (1932)
- [5] Pervushin, V.N. *Dirac Variables in Gauge Theories*. Lecture Notes in DAAD Summerschool on Dense Matter in Particle - and Astrophysics, JINR, Dubna, Russia, August 20 - 31, 2001.
- [arXiv: hep-th/ 0109218]

- [6] Belavin, A.A., Polyakov, A.M., Schwartz, A.S., Tyupkin, Yu.S.: *Pseudoparticle solutions of the Yang – Mills equations*. Phys. Lett. **59 B**, 85 (1975)
- [7] Pervushin, V. N.: *The vacuum in gauge theories*. Riv. Nuovo Cimento. **8**, 1 (1985)
- [8] Pervushin, V.N., Nguyen Suan Han: *Hadronization and confinement in quantum chromodynamics*. Can. J. Phys. **69**, 684 (1991)
- [9] Бельков, А.А., Первушин, В.Н., Эберт, Д.: *Низкоэнергетические предсказания нелинейных киральных лагранжианов, основанных на динамике кварков*. ЭЧАЯ, **22**, 5 (1991)
- [10] Puzynin, I.V., Amirkhanov, I.V., Zemlyanaya, E.V., Pervushin, V.N., Puzynina, T.P., Strizh, T.A., Lakhno, V.D.: *The generalized continuous analog of Newton's method for the numerical study of some nonlinear quantum-field models*. Phys. Part. Nuclei. **30**, 87 (1999)
- [11] Kalinovsky, Yu.L., Kaschluhn, L., Pervushin, V.N.: *A new QCD inspired version of the Nambu – Jona–Lasinio model*. Phys. Lett. **B 231**, 288 (1989).
- Kalinovsky, Yu.L., Kaschluhn, L., Pervushin, V.N.: *Mesons in the low-energy limit of QCD*. Fortsch. Phys. **38**, 353 (1990)
- [12] Kunihiro, T., Hatsuda, T.: *Effects of flavour mixing induced by axial anomaly on the quark condensates and meson spectra*. Phys. Lett. **B 206**, 385 (1988)

- [13] Bernard, V., Jaffe, R.L., Meißner, U.-G.: *Strangeness mixing and quenching in the Nambu – Jona–Lasinio model*. Nucl. Phys. **B 308**, 753 (1988)
- [14] Bernard, V., Meißner, U.-G.: *Properties of vector and axial-vector mesons from a generalized Nambu – Jona–Lasinio model*. Nucl. Phys. **A 489**, 647 (1988)
- [15] Reinhardt, H., Alkofer, R.: *Instanton-induced flavour mixing in mesons*. Phys. Lett. **B 207**, 482 (1988)
- [16] Yaouanc, A. Le, Oliver, L., Ono, S., Péné, O., Raynal, J.-C.: *Quark model of light mesons with dynamically broken chiral symmetry*. Phys. Rev. **D 31**, 137 (1985)
- [17] Langfeld, K., Kettner, Ch.: *The quark condensate in the GMOR relation*. Mod. Phys. Lett. **A 11**, 1331 (1996)
- [18] Cherny, A.Yu., Dorokhov, A.E., Nguyen Suan Han, Pervushin, V.N., Shilin, V.I.: *Bound states in gauge theories as the Poincaré group representations*. Physics of Atomic Nuclei. **76**, 382 (2013).
[arXiv:1112.5856 [hep-th]]
- [19] Kalinovsky, L.Y., Kallies, W., Kaschluhn, L., Münchow, L., Pervushin, V.N., Sarikov, N.A.: *Relativistic bound states in QCD*. Few–Body Systems. **10**, 87 (1991)
- [20] J. Beringer *et al.* [Particle Data Group Collaboration]: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. **D 86**, 010001(2012)

Глава 11

Конформная модификация Стандартной Модели

11.1 Лагранжиан СМ

Стандартная Модель (СМ), известная как минимальная теория электрослабых взаимодействий Вайнберга – Салама – Глэшоу, строится на основе теории Янга – Миллса [1] с группой симметрии $SU(2) \otimes U(1)$ [2] двумя шагами. Первый шаг – это выбор лагранжиана \mathcal{L}_G и физических переменных. Второй шаг – выбор механизма, возникновения масс. Рассмотрим калибровочно-инвариантный лагранжиан

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_G = & -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \\ & + \sum_s \bar{s}_1^R \imath \gamma^\mu \left(D_\mu^{(-)} + \imath g' B_\mu \right) s_1^R + \sum_s \bar{L}_s \imath \gamma^\mu D_\mu^{(+)} L_s, \end{aligned} \quad (11.1)$$

где

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g\varepsilon_{abc}A_\mu^b A_\nu^c$$

– есть напряженность неабелевых $SU(2)$ полей и

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

– есть напряженность абелева $U(1)$ поля,

$$D_\mu^{(\pm)} = \partial_\mu - ig\frac{\tau_a}{2}A_\mu^a \pm \frac{i}{2}g'B_\mu$$

являются ковариантными производными, и, $\bar{L}_s = (\bar{s}_1^L \bar{s}_2^L)$ – фермионные дуплеты, g и g' – константы связи Вайнберга.

Физических переменных как измеряемые бозоны W_μ^+ , W_μ^- , Z_μ определяются отношением

$$W_\mu^\pm \equiv A_\mu^1 \pm A_\mu^2 = W_\mu^1 \pm W_\mu^2, \quad (11.2)$$

$$Z_\mu \equiv -B_\mu \sin \theta_W + A_\mu^3 \cos \theta_W, \quad (11.3)$$

$$\operatorname{tg} \theta_W = \frac{g'}{g}, \quad (11.4)$$

где θ_W – угол Вайнберга. В терминах этих переменных лагранжиан (11.1) принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_G = & -\frac{1}{4}(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)^2 - \frac{1}{4}(\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)^2 - \\ & - \frac{1}{2}|D_\mu W_\nu^+ - D_\nu W_\mu^+|^2 - ie(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu)W^{+\mu}W^{-\nu} - \\ & - g^2 \cos^2 \theta_W [Z^2(W^+W^-) - (W^+Z)(W^-Z)] + \\ & + ig \cos \theta_W (\partial_\mu Z_\nu - \partial_\nu Z_\mu)W^{+\mu}W^{-\nu} + \\ & + \frac{1}{2}ig \cos \theta_W [(D_\mu W_\nu^+ - D_\nu W_\mu^+)(W^{-\mu}Z^\nu - W^{-\nu}Z^\mu) - h.c.], \end{aligned}$$

где $D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu$ – ковариантная производная, A_μ – фотонное поле, e – константа электромагнитного взаимодействия.

Согласно принципам описания квантовой Вселенной, конформная симметрия Стандартной Модели может быть нарушена только нормальным упорядочиванием произведений квантовых операторов в редуцированном фазовом пространстве, которое остаётся после решения всех уравнений связи. В Главе 10 показано, что возникает топологическое вырождение начальных данных неабелевых полей. Это вырождение можно устранить взаимодействием неабелевых полей с элементарным скалярным полем. Конформно-инвариантный лагранжиан скалярного поля h , взаимодействующего с векторными калибровочными и фермионами f , выбирается в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_h = & \frac{1}{2}(\partial_\mu h)^2 - \frac{\lambda^2}{8}h^4 + \sum_{f=s_1, s_2} \bar{f}[\gamma\partial - g_f h]f \\ & + \frac{1}{8}h^2 g^2 [(W^+W^- + W^-W^+) + Z_\mu^2/\cos^2\theta_W] \end{aligned}$$

где W^\pm , Z - векторные поля с константой Вайнберга $g = 0,645$; θ_W —угол Вайнберга, и $\sin^2\theta_W = 0,22$. Массы векторных бозонов и фермионов возникают, если скалярное поле h имеет нулевую гармонику

$$h = v + H, \quad \int d^3x H = 0. \quad (11.5)$$

Спектр значений нулевой гармоники v определяется Казимировскими конденсатами. В соответствии с постулатами квантовой теории поля, для вычисления физических величин необходимо провести процедуру нормального упорядочения полевых операторов. Нормальное упорядочение гамильтониана взаимодействия скалярных полей ве-

дёт к плотности конденсата $\langle HH \rangle_{\text{Cas}}$

$$\langle HH \rangle_{\text{Cas}} = \frac{1}{V_0} \sum_{\mathbf{p}} \frac{1}{2\sqrt{p^2 + m^2}}, \quad (11.6)$$

который назовём плотностью конденсата Казимира, поскольку эта величина связана с энергией Казимира [3, 4]

$$E_{\text{Cas}} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{p}} \sqrt{p^2 + m^2} \quad (11.7)$$

соотношением

$$\langle HH \rangle_{\text{Cas}} = \frac{2}{V_0} \frac{\partial}{\partial m^2} E_{\text{Cas}}. \quad (11.8)$$

В континуальном пределе квантовой теории поля имеем

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_0} \sum_{\mathbf{p}} \frac{1}{2\sqrt{p^2 + m^2}} &\Rightarrow \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\sqrt{p^2 + m^2}} = \\ &= m^2 \int \frac{d^3x}{(2\pi)^3} \frac{1}{2\sqrt{x^2 + 1}} \equiv \gamma_0 \cdot m^2. \end{aligned} \quad (11.9)$$

Таким образом, плотность конденсата Казимира массивного скалярного поля в отсутствии других дополнительных масштабов пропорциональна его квадрату массы

$$\langle HH \rangle_{\text{Cas}} = \gamma_0 \cdot m^2 \Rightarrow \frac{\langle HH \rangle_{\text{Cas}}}{m^2} \equiv \gamma_0, \quad (11.10)$$

где γ_0 есть *безразмерный конформный параметр* с нулевым конформным весом. Нормальное упорядочение фермионных пар (мы здесь намеренно поменяли порядок фермионных полей для получения положительных конденсатов)

$$f\bar{f} =: f\bar{f} : + \langle f\bar{f} \rangle$$

даёт плотность конденсата фермионного поля $\langle f\bar{f} \rangle$ в юкавском члене взаимодействия в (11.12). В силу вышеупомянутых результатов, имеем для плотности конденсата топ-кварка выражение

$$\langle t\bar{t} \rangle_{\text{Cas}} = 4N_c \frac{m_t}{V_0} \sum_{\mathbf{p}} \frac{1}{2\sqrt{p^2 + m_t^2}} = 4N_c \cdot \gamma_0 \cdot m_t^3, \quad (11.11)$$

где $N_c = 3$ —число цветов.

11.2 Конденсатная масса бозона Хиггса

4 июля 2012 года, на научном семинаре CERN были изложены предварительные результаты экспериментов ATLAS и CMS по поиску бозона Хиггса за первую половину 2012 года [5, 6, 7]. Оба детектора наблюдали новую частицу с массой около 125–126 ГэВ с уровнем статистической значимости 5 сигма. Физики ЦЕРНа 14 марта 2013 года подтвердили, что найденная частица действительно является бозоном Хиггса¹. Она является самой тяжёлой из когда-либо обнаруженных бозонов.

В рамках Стандартной Модели элементарные частицы приобретают свои массы за счёт механизма спонтанного нарушения калибровочной симметрии, предложенного в работе Хиггса [8]. В классическом приближении потенциал Хиггса выбирается в форме “мексиканской шляпы”, $V_{\text{Higgs}} = \frac{\lambda^2}{8} h^4 - \frac{\mu^2}{2} h^2$, зависящей от двух параметров: размерного μ и безразмерного λ . Условие минимума потенциала Хиггса даёт соотношения между вакуумным ожиданием и первоначальными параметрами.

¹*Rencontres de Moriond*. La Thuile, Italy (2013).

чальными параметрами μ и λ :

$$v = \sqrt{2} \frac{\mu}{\lambda}.$$



Питер В. Хиггс (род. 29 мая 1929, Ньюкасл-апон-Тайн, Англия) — английский физик-теоретик. П. Хиггс наиболее известен благодаря предложенному им в 1960-х годах механизму спонтанного нарушения электрослабой симметрии, объясняющему происхождение массы элементарных частиц, в частности масс векторных W - и Z - бозонов. Механизм, в настоящее время носящий его фамилию, предсказывает существование новой частицы, хиггсовского бозона. Об открытии частицы было объявлено 4 июля 2012 года на пресс-конференции ЦЕРН. Сам Хиггс заявил по этому поводу, что не ожидал экспериментального подтверждения его теории при своей жизни. Механизм Хиггса считается сообществом физиков одним из основных компонентов Стандартной Модели.

Эта величина может быть определена из значения константы связи Ферми, которую находят из экспериментов по времени жизни мюона

$$v = (\sqrt{2}G_{\text{Fermi}})^{-1/2} \approx 246,22 \text{ ГэВ}.$$

Учёт радиационных поправок к массе показывает стабильность Стандартной Модели вплоть до планковских энергий [9].

Другая идея динамического нарушения электрослабой калибровочной симметрии с помощью конденсата топ-кварка, вместо размерного параметра μ , обсуждалась в литературе, начиная с пионерских работ Ёйтиру Намбу [10] (см. также обзор [11] и приводимые там ссылки). В таких подходах, однако, появляются квадратичные расходимости в ведущих петлевых диаграммах типа “головастиков”, что приводят, в частности, к проблеме натуральности (файнтюнинг) при ренормировке массы бозона Хиггса.

Предположим, что существует общий механизм спонтанного нарушения симметрии, ответственного за появление всех полевых конденсатов Стандартной Модели. Главная особенность нашего подхода заключается в предположении мягкого нарушения конформной симметрии, предохраняющего от скачка массы бозона Хиггса до масштаба обрезания. Мы будем его называть механизмом спонтанного нарушения конформной симметрии (СНКС) [12]. В этом случае предполагается сохранение конформной симметрии фундаментального лагранжиана. Далее будет показано, что СНКС обеспечивает нарушение калибровочной, киральной и конформной симметрий на равных основаниях. Следовательно, это позволяет ввести универсальное равенство между отношениями конденсатов к соответствующим степеням масс в зависимости от статистики (см. далее (11.18)). Наше главное предположение состоит в том, что это соотношение не нарушается СНКС.

Мы генерируем новый потенциал полей Хиггса в соответствии с

СНКС, используя конденсат топ-кварка. Предполагается, что общая конструкция Стандартной Модели остаётся неизменной даже после того, как мы положили в потенциале Хиггса размерный параметр равным нулю $\mu = 0$. Рассмотрим конформно инвариантный лагранжиан взаимодействия

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{\lambda^2}{8}h^4 - g_t h \bar{t}t. \quad (11.12)$$

Здесь мы оставили только наиболее значимые вклады: самодействие скалярного поля и юкавский член его взаимодействия с топ-кварком с константой взаимодействия g_t . С самого начала мы предполагали, что симметрия $O(4)$ хиггсовского сектора нарушена до $O(3)$ -симметрии. Вклады от членов других взаимодействий будут рассмотрены ниже.

В силу полученных результатов мы готовы трактовать вклад топ-кварков в эффективный потенциал [4], полученный из (11.12):

$$V_{\text{cond}}(h) = \frac{\lambda^2}{8}h^4 - g_t \langle t\bar{t} \rangle h. \quad (11.13)$$

Условие экстремальности потенциала $dV_{\text{cond}}/dh|_{h=v} = 0$ даёт соотношение

$$v^3 \frac{\lambda^2}{2} = g_t \langle t\bar{t} \rangle. \quad (11.14)$$

Эта соотношение означает, что поле Хиггса имеет нулевую гармонику v в стандартном разложении поля h по гармоникам

$$h = v + H,$$

где H есть сумма по всем ненулевым гармоникам с условием

$$\int d^3x H = 0.$$

Здесь константа юкавского взаимодействия с топ-кварком $g_t \approx 1/\sqrt{2}$ известна из экспериментального значения массы топ-кварка $m_t = v g_t \simeq 173,4$ ГэВ.

Спонтанное нарушение симметрии даёт потенциальный минимум, приводящий к ненулевому вакуумному ожиданию v и массе бозона Хиггса. Замена $h = v + H$ в потенциале (11.13) приводит к результату

$$V_{\text{cond}}(h) = V_{\text{cond}}(v) + \frac{m_H^2}{2} H^2 + \frac{\lambda^2 v}{2} H^3 + \frac{\lambda^2}{8} H^4, \quad (11.15)$$

который определяет массу скалярной частицы как

$$m_H^2 \equiv \frac{\lambda^2}{2} 3v^2. \quad (11.16)$$

Подчеркнем здесь, что это соотношение отличается от ($m_H = \lambda v$), следующего в Стандартной Модели из потенциала Хиггса.

Из уравнений (11.14), (11.16) квадрат массы скалярной частицы можно выразить в терминах конденсата t -кварка:

$$m_H^2 = \frac{3g_t \langle t\bar{t} \rangle}{v}. \quad (11.17)$$

11.3 Оценка массы бозона Хиггса из соотношения универсальности

Предположение об универсальности конформно инвариантного отношения полевого конденсата к соответствующей степени массы (см. (11.9)–(11.11)), позволяет нам определить конденсат t -кварка, зная конденсат лёгкого кварка (10.35). Используя соотношение универсальности

$$\frac{\langle t\bar{t} \rangle}{m_t^3} = \frac{\langle q\bar{q} \rangle}{m_q^3}, \quad (11.18)$$

рассматриваем левую и правую части этого равенства как масштабные инварианты, в то время как их числители и знаменатели являются переменными, зависящими от масштабов. Для левой части масштаб естественно определяется известной массой t -кварка. Мы определяем масштаб правой части равенства плотностью конденсата лёгкого кварка $\langle q\bar{q} \rangle$, что с достаточной точностью определяется в киральном пределе в низко-энергетической феноменологии квантовой хромодинамики [13] (как это обсуждалось в Главе 10):

$$\langle q\bar{q} \rangle \simeq (250 \text{ МэВ})^3. \quad (11.19)$$

В таком масштабе лёгкий кварк обладает конституентной массой $m_q \approx 330 \text{ МэВ}$, которая оценена в КХД-инспирированной модели [14]. Из (11.18) определяется значение топ-кваркового конденсата

$$\langle t\bar{t} \rangle \approx (126 \text{ ГэВ})^3. \quad (11.20)$$

Большая величина конденсата не оказывает влияния в низко-энергетической КХД – феноменологии, так как его вклад подавляется отношением квадрата шкалы энергии.

В силу (11.18), (11.19), в древесном приближении мы получаем для массы скалярной частицы

$$(m_H^0)^2 = (130 \pm 15 \text{ ГэВ})^2. \quad (11.21)$$

Здесь мы с 10% точностью оценили отношение конденсата лёгкого кварка к его конституентной массе.

Оценка массы бозона Хиггса, проведённая выше, является довольно грубой. Для её улучшения рассмотрим ниже вклады других

конденсатов на древесном уровне. Масса может быть получена более точно при учёте радиационных поправок. В предположении универсальности γ_0 , нормальное упорядочение полевых операторов

$$HH =: HH : + \langle HH \rangle$$

даёт

$$\frac{\langle HH \rangle}{m_H^2} = \gamma_0. \quad (11.22)$$

Нормальное упорядочение векторных полей $V_i V_j$ определяет их конденсаты, нормированные на каждую степень свободы

$$\langle VV \rangle = M_V^2 \cdot \gamma_0, \quad V = W^\pm, Z, \quad (11.23)$$

вычисленные в калибровке $V_0 = 0$ (см. Приложение А). Здесь M_V —масса соответствующего векторного поля. Поперечные и продольные компоненты рассматриваются на равных основаниях в квантовании в редуцированном фазовом пространстве массивной векторной теории [15]. В результате получается верхний предел конденсатного вклада векторных полей для массы (11.21) на древесном уровне в Стандартной Модели.

$$\Delta m_H^2 = \frac{3\lambda^2}{4} \langle HH \rangle + \frac{3}{8} g^2 \left(2\langle WW \rangle + \frac{\langle ZZ \rangle}{\cos^2 \theta_W} \right), \quad (11.24)$$

где g —константа Вайнберга и θ_W —угол смешивания Вайнберга. В (11.24) первый член даёт вклад в квадрат массы от самого конденсата скалярного поля $\langle HH \rangle$. Принимая в расчёт значения констант связи, углов смешивания, масс, конденсатов, приходим к следующему результату

$$m_H = m_H^0 \left[1 + 4 \frac{\Delta m_H^2}{v^2} \right]^{1/2} \approx m_H^0 \cdot (1 + 0, 02), \quad (11.25)$$

где m_H^0 даётся из (11.21). Если существуют ещё более тяжёлые поля, взаимодействующие с бозоном Хиггса, их конденсаты дадут дополнительные вклады в массу бозона Хиггса.

11.4 Выводы

Модификация Стандартной Модели означает, что на классическом уровне СМ конформно-инвариантна и не содержит никаких размерных параметров, и что её квантование проводится в редуцированном фазовом пространстве. В редуцированном квантовании полей Стандартной Модели электрослабого взаимодействия при нормальном упорядочивании этих полей возникают квантовые аномалии типа конденсатов Казимира электрослабых бозонов и фермионов. Значения этих конденсатов Казимира, определяемые в предположении универсальности их отношения к массе в степени, равной их конформному весу, находятся в согласии с наблюдательными данными с малым значением массы частицы Хиггса $\sim 130 \pm 15$ ГэВ.

Литература

- [1] Yang C.N., Mills R.L.: *Conservation of isotopic spin and isotopic gauge invariance*. Phys. Rev., **96**, 191 (1954).
- [Янг, Ч., Миллс, Р.: *Сохранение изотопического спина и изотопическая калибровочная инвариантность*. В сб.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Под ред. Д. Иваненко. Мир, Москва. 28 (1964)]
- [2] Соколов, А.А., Тернов, И.М., Жуковский, В.Ч., Борисов, А.В.: *Калибровочные Поля*. Изд-во МГУ, Москва (1986)
- [3] Kirsten, K.: *Spectral Functions in Mathematics and Physics*. Chapman & Hall/CRC, London–New York (2002)
- [4] Pervushin, V.N., Arbuzov, A.B., Nazmitdinov, R.G., Pavlov, A.E., Zakharov, A.F.: *Condensate mechanism of conformal symmetry breaking and the Higgs boson*.
- [arXiv: hep-ph/1209.4460]
- [5] Aad, G. *et al.* [ATLAS Collaboration]: *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*. Phys. Lett. **B 716**, 1 (2012)

- [6] Chatrchyan, S. *et al.* [CMS Collaboration]: *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC.* Phys. Lett. **B 716**, 30 (2012)
- [7] Aaltonen, T. *et al.* [CDF and D0 Collaborations]: *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron.* Phys. Rev. Lett. **109**, 071804 (2012)
- [8] Higgs, P.: *Broken symmetries and the masses of gauge bosons.* Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964)
- [9] Bezrukov, F., Kalmykov, M.Y., Kniehl, B.A., Shaposhnikov, M.: *Higgs boson mass and new physics.*
[arXiv: hep-ph/1205.2893]
- [10] Nambu, Y.: *Dynamical symmetry breaking.* In: Evolutionary trends in the physical sciences. Tokyo, 51 (1990)
- [11] Cvetič, G.: *Top-quark condensation.* Rev. Mod. Phys. **71**, 513 (1999)
- [12] Pervushin, V., Arbuzov, A., Barbashov, B., Cherny, A., Dorokhov, A., Borowiec, A., Nazmitdinov, R., Pavlov, A., Shilin, V., Zakharov, A.: *Condensate mechanism of conformal symmetry breaking.* PoS (Baldin ISHEPP XXI) 023. International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems (2012). <http://pos.sissa.it>
[arXiv: hep-ph/1211.4386]

-
- [13] Beringer, J. *et al.* [Particle Data Group Collaboration]: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev. **D 86**, 010001 (2012)
- [14] Kalinovsky, Yu.L., Kaschluhn, L., Pervushin, V.N.: *A new QCD inspired version of the Nambu–Jona–Lasinio model*. Phys. Lett. **B 231**, 288 (1989).
- Ebert, D., Reinhard, H., and Volkov, M.K.: *Effective hadron theory of QCD*. Prog. Part. Nucl. Phys. **33**, 1 (1994).
- Cherny, A.Yu., Dorokhov, A.E., Nguyen Suan Han, Pervushin, V.N., and Shilin, V.I.: *Bound states in gauge theories as the Poincare group representations*.
- [arXiv: hep-th/1112:5856]
- [15] Pavel, H.P., Pervushin, V.N.: *Reduced phase–space quantization of massive vector theory*. Int. J. Mod. Phys. **A 14**, 2885 (1999).
- [arXiv: hep-th/9706220]

Глава 12

Электрослабые векторные бозоны

12.1 Космологическое рождение электрослабых бозонов

Рассмотрим векторные массивные частицы в однородном приближении конформной метрики

$$\tilde{d}s^2 = \tilde{g}_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = (d\eta)^2 - (dx^i)^2, \quad (12.1)$$

рассматриваемой теории гравитации, где

$$d\eta = \bar{N}_0(x^0) dx^0, \quad (12.2)$$

– интервал конформного времени. Уравнения движения полей и дилатона $\langle D \rangle = -\ln a$ в однородном приближении получаются из действия

$$W = W_{\text{Cas}} + W_v. \quad (12.3)$$

Здесь

$$W_{\text{Cas}} = -V_0 \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \bar{N}_0 \left[\left(\frac{da}{\bar{N}_0 dx^0} \right)^2 + \rho_{\text{Cas}}(a) \right] \quad (12.4)$$

– действие, задающее динамику космологического масштабного фактора в предположении доминантности энергии вакуума Казимира, то есть с конформной плотностью сверхжесткого уравнения состояния

$$\rho_{\text{Cas}}(a) = \frac{H_0^2}{a^2};$$

$$W_v = \int d^4x \sqrt{-g} \left[-\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} M_v^2 v_\mu v^\mu \right] \quad (12.5)$$

– действие для свободных векторных бозонов.

Классификация наблюдательных данных в рамках рассматриваемой модели квантовой Вселенной (как представления групп $A(4) \otimes C$) предполагает, что понятие частицы в КТП может быть отнесено только к тем полевым переменным, которые имеют положительную вероятность и положительную энергию. Отрицательные энергии устраняются решением уравнений связи и причинным квантованием, согласно которому оператор рождения с отрицательной энергией заменяется на оператор уничтожения с положительной энергией. Результаты операторного квантования массивных векторных полей в конформно-плоской метрике (12.1) приведены в Приложении А.

Модель квантовой Вселенной предполагает отождествление конформных переменных с наблюдаемыми величинами и даёт другую физическую картину эволюции Вселенной по сравнению со Стандартной космологией. Для определения закона эволюции полей удоб-

но использовать гамильтонову форму действия для их фурье-компонент

$$v_k^I = \int d^3x e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}} v^I(\mathbf{x}).$$

Действие примет вид

$$\begin{aligned} W = & \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \sum_k \left[\mathbf{p}_k^\perp \partial_0 v_k^\perp + \mathbf{p}_k^\parallel \partial_0 v_k^\parallel \right] + \\ & + \int_{x_1^0}^{x_2^0} dx^0 \left(-P_a \frac{da}{dx^0} + N_0 \left[\frac{P_a^2}{4V_0} - (H^\perp + H^\parallel) \right] \right), \end{aligned} \quad (12.6)$$

где $\mathbf{p}_k^\perp, \mathbf{p}_k^\parallel$ – поперечные и продольные импульсы и

$$\begin{aligned} H^\perp &= \sum_k \frac{1}{2} \left[\mathbf{p}_k^{\perp 2} + \omega^2 v_k^{\perp 2} \right], \\ H^\parallel &= \sum_k \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\omega(a, k)}{M_v a} \right)^2 \mathbf{p}_k^{\parallel 2} + (M_v a)^2 v_k^{\parallel 2} \right] \end{aligned} \quad (12.7)$$

– гамильтонианы свободных полей с дисперсионным соотношением

$$\omega(a, k) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + (M_v a)^2};$$

здесь для краткости мы ввели обозначение:

$$\mathbf{p}_k^{\parallel 2} \equiv (\mathbf{p}_k^\parallel \cdot \mathbf{p}_{-k}^\parallel).$$

Рассмотрим пример решения полученной системы уравнений для закона эволюции жёсткого уравнения состояния

$$a(\eta) = a_I \sqrt{1 + 2H_I(\eta - \eta_I)}, \quad (a_I^2 H_I = H_0),$$

– начальные данные в момент рождения материи при

$$a_I = a(\eta = \eta_I) :$$

$$\tau = 2\eta H_I = \frac{\eta}{\eta_I}, \quad x = \frac{q}{M_I}, \quad \gamma_v = \frac{M_I}{H_I}, \quad (12.8)$$

$$M_I = M_v(\eta = \eta_I)$$

– начальные данные для массы.

В терминах этих переменных одночастичная энергия имеет вид

$$\omega_v = H_I \gamma_v \sqrt{1 + \tau + x^2}.$$

Тогда уравнения Боголюбова (32) принимают вид

$$\left[\frac{\gamma_v}{2} \sqrt{(1 + \tau) + x^2} - \frac{d\theta_v^{\parallel}}{d\tau} \right] \tanh(2r_v^{\parallel}) \quad (12.9)$$

$$= - \left[\frac{1}{2(1 + \tau)} - \frac{1}{4[(1 + \tau) + x^2]} \right] \sin(2\theta_v^{\parallel}),$$

$$\frac{d}{d\tau} r_v^{\parallel} = \left[\frac{1}{2(1 + \tau)} - \frac{1}{4[(1 + \tau) + x^2]} \right] \cos(2\theta_v^{\parallel}),$$

$$\left[\frac{\gamma_v}{2} \sqrt{(1 + \tau) + x^2} - \frac{d}{d\tau} \theta_v^{\perp} \right] \tanh(2r_v^{\perp}) = - \left[\frac{1}{4[(1 + \tau) + x^2]} \right] \sin(2\theta_v^{\perp}),$$

$$\frac{d}{d\tau} r_v^{\perp} = \left[\frac{1}{4[(1 + \tau) + x^2]} \right] \cos(2\theta_v^{\perp}). \quad (12.10)$$

Эти уравнения решались численно [1, 2, 3] при положительных значениях импульса $x = q/M_I$, с использованием асимптотики решений

$$r(\tau) \rightarrow \text{const} \cdot \tau, \quad \theta(\tau) = O(\tau), \quad \tau \rightarrow +0.$$

Функции распределения продольных $\mathcal{N}^{\parallel}(x, \tau)$ и поперечных $\mathcal{N}^{\perp}(x, \tau)$ векторных бозонов для начальных данных $H_I = M_I$, $\gamma_v = 1$ представлены на Рис. 12.1.

Из рисунка видно, что продольная компонента функции распределения при $x > 1$ всюду значительно больше поперечной, что демонстрирует более интенсивное космологическое рождение продольных

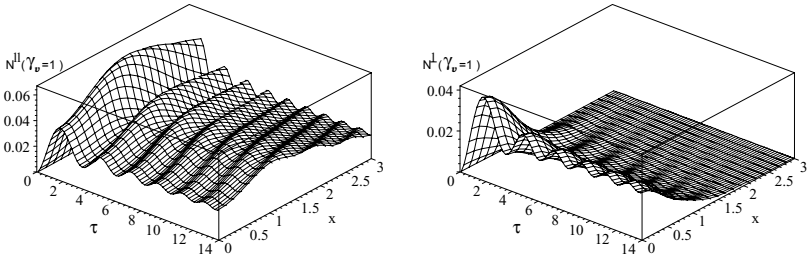


Рис. 12.1: Продольные ($\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta)$) и поперечные ($\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta)$) компоненты функции распределения числа бозонов в зависимости от безразмерного времени $\tau = 2\eta H_I$ и безразмерного импульса $x = q/M_I$, вычисленные в [1, 2, 3] для начальных данных $M_I = H_I$ ($\gamma_v = 1$).

бозонов по сравнению с поперечными. Медленное убывание по импульсу продольной компоненты ведёт к расходимости интеграла для плотности рождённых частиц:

$$n_v(\eta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{\infty} dq q^2 \left[\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta) + 2\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta) \right] \rightarrow \infty. \quad (12.11)$$

Расходимость интеграла (12.11) есть следствие идеализации задачи о процессе рождения пары частиц в конечном объёме для системы, где есть одновременные взаимодействия, связанные с устранением полей с отрицательной вероятностью, и имеет место взаимное влияние частиц, связанное с их тождественностью (так называемые обменные эффекты). В этом случае, как известно [4, 5], происходит рождение не пары, а коллектива бозе-частиц, который за счёт указанных взаимодействий может приобрести свойства определённой статистической системы. В настоящей работе в качестве модели такой статистической системы рассматривается вырожденный газ Бозе — Эйнштейн-

на с функцией распределения Больцмана – Черникова с постоянной Больцмана $k_B = 1$:

$$\mathcal{F}(T_v, q, M_v(\eta), \eta) = \left\{ \exp \left[\frac{\omega_v(\eta) - M_v(\eta)}{T_v} \right] - 1 \right\}^{-1}, \quad (12.12)$$

где T_v представляет собой температуру бозонов. Мы оставляем в стороне проблемы теоретического обоснования такой статистической системы и ее термодинамического обмена, за исключением выполнения вполне определённых условий ее существования. В частности, мы можем ввести понятие температуры только в равновесной системе. Тепловое равновесие считается устойчивым, если время установления температуры T_v векторных бозонов, то есть время релаксации [6, 7]

$$\eta_{\text{rel}} = [n(T_v)\sigma_{\text{scat}}]^{-1} \quad (12.13)$$

(выражаемое через их плотность $n(T_v)$ и сечение рассеяния $\sigma_{\text{scat}} \sim 1/M_I^2$) не превосходит времени формирования плотности векторных бозонов за счёт их космологического рождения, которое определяется первичным параметром Хаббла $\eta_v = 1/H_I$. Из формулы (12.13) следует, что плотность числа частиц пропорциональна произведению параметра Хаббла и квадрата массы, которое в данном примере является интегралом движения:

$$n(T_v) = n(T_v, \eta_v) \simeq C_H H_I M_I^2, \quad (12.14)$$

где C_H есть некая константа. Выражение для плотности $n(T_v, \eta)$ в

уравнении (12.14) принимает вид

$$n_v(T_v, \eta) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dq q^2 \mathcal{F}(T_v, q, M(\eta), \eta) \left[\mathcal{N}^{\parallel}(q, \eta) + 2\mathcal{N}^{\perp}(q, \eta) \right], \quad (12.15)$$

в котором вероятность рождения продольного и поперечного бозонов с определенным импульсом в коллективе с обменным взаимодействием дается произведением вероятности их космологического рождения $\mathcal{N}^{\parallel, \perp}$ на вероятность одночастичного состояния векторных бозонов с функцией распределения Больцмана – Черникова (12.12) (в соответствии с законом умножения вероятностей). Доминирующий вклад больших импульсов в интеграл (12.15), отмеченный выше расходимостью этого интеграла без учета больцмановского фактора, означает релятивистскую зависимость плотности от температуры

$$n(T_v, \eta_v) = C_T T_v^3, \quad (12.16)$$

где C_T есть коэффициент.

Численный расчет интеграла (12.15) для значений $T_v = M_I = H_I$, которые следуют из предположения о выборе начальных данных $C_T = C_H$, показывает, что интеграл (12.15) слабо зависит от времени в области $\eta \geq \eta_v = H_I^{-1}$ и даёт для константы C_T следующее значение:

$$C_T = \frac{n_v}{T_v^3} = \frac{1}{2\pi^2} \left\{ [1, 877]^{\parallel} + 2[0, 277]^{\perp} = 2, 431 \right\}, \quad (12.17)$$

где вклады продольных и поперечных бозонов обозначены индексами (\parallel , \perp).

С другой стороны, время жизни η_L рождённых бозонов в ранней Вселенной в безразмерных единицах $\tau_L = \eta_L/\eta_I$, где $\eta_I = (2H_I)^{-1}$,

можно оценить, используя уравнение состояния и определение времени жизни W -бозонов в СМ:

$$1 + \tau_L = \frac{2H_I \sin^2 \theta_{(W)}}{\alpha_{\text{QED}} M_W(\eta_L)} = \frac{2 \sin^2 \theta_{(W)}}{\alpha_{\text{QED}} \gamma_v \sqrt{1 + \tau_L}}, \quad (12.18)$$

где $\theta_{(W)}$ — угол Вайнберга, $\alpha_{\text{QED}} = 1/137$ и $\gamma_v = M_I/H_I \geq 1$.

Из решения уравнения (12.18):

$$\tau_L + 1 = \left(\frac{2 \sin^2 \theta_{(W)}}{\gamma_v \alpha_{\text{QED}}} \right)^{2/3} \simeq \frac{16}{\gamma_v^{2/3}} \quad (12.19)$$

следует, что время жизни рождённых бозонов, при $\gamma_v = 1$, на порядок превышает время релаксации Вселенной:

$$\tau_L = \frac{\eta_L}{\eta_I} \simeq \frac{16}{\gamma_v^{2/3}} - 1 = 15. \quad (12.20)$$

Поэтому мы можем ввести понятие температуры векторных бозонов T_v , которую наследуют конечные продукты их распада, то есть гамма-кванты, формирующие, согласно современным представлениям, реликтовое излучение во Вселенной. Действительно, если один фотон происходит от аннигиляции продуктов распада W^\pm -бозонов, а другой фотон — от Z -бозонов, следует ожидать, учитывая постоянство объёма Вселенной в рассматриваемой модели эволюции, что плотность фотонов совпадает с плотностью бозонов [1]

$$n_\gamma = T_\gamma^3 \frac{1}{\pi^2} \{2, 404\} \simeq n_v. \quad (12.21)$$

Из формул (12.14), (12.16), (12.17), (12.21) можно оценить температуру реликтового излучения T_γ :

$$T_\gamma \simeq \left[\frac{2, 431}{2, 404 \cdot 2} \right]^{1/3} T_v = 0, 8 T_v, \quad (12.22)$$

появляющегося после аннигиляции и распада W^- и Z^- бозонов, учитывая, что температура векторных бозонов

$$T_v = [H_I M_I^2]^{1/3}$$

есть инвариант в рассматриваемой конформной модели. Оценка этого инварианта

$$T_v = [H_I M_I^2]^{1/3} = [H_0 M_W^2]^{1/3} = 2,73/0,8K = 3,41K \quad (12.23)$$

даёт значение, удивительно близкое к наблюдаемой температуре реликтового излучения, которое в этом случае есть прямое следствие преобладания продольных векторных бозонов с большими импульсами и факта равенства времени релаксации обратному параметру Хаббла, вытекающих из приведенного выше анализа выполненных нами расчетов. Учёт физических процессов, типа разогревания фотонов благодаря $e^+ e^-$ – аннигиляции [8] сводится к умножению температуры фотонов (12.22) на $(11/4)^{1/3} = 1,4$ и, следовательно,

$$T_\gamma(e^+ e^-) \simeq (11/4)^{1/3} 0,8T_v = 2,77 K . \quad (12.24)$$

Можно найти отношение плотности энергии рождённых векторных бозонов

$$\rho_v(\eta_I) \sim T^4 \sim H_I^4 \sim M_I^4$$

к плотности Вселенной в предельно жёстком состоянии

$$\frac{\rho_v(\eta_I)}{\rho_{\text{tot}}(\eta_I)} = \frac{M_I^2}{(M_{\text{Pl}} a_I)^2} = \frac{M_W^2}{M_{\text{Pl}}^2} = 10^{-34}. \quad (12.25)$$

Полученное число показывает, что обратное влияние рождённых частиц на эволюцию Вселенной пренебрежимо мало.

Таким образом, модель квантовой Вселенной и указанные выше принципы относительности объясняют происхождение всей материи во Вселенной как конечный продукт распада первичных скалярных и векторных бозонов, рождённых из вакуума, и стрелу времени как неизбежное следствие первичного и вторичного квантования гамильтоновой связи. В конформной космологической модели описание всех эпох совместимо с режимом предельно жёсткого уравнения состояния вещества. Это универсальное уравнение состояния свидетельствует о доминантности вакуумной энергии Казимира во Вселенной, которая трансформируется в рождение из вакуума первичных бозонов, а после распада этих бозонов, в конечном итоге, во всю наблюдаемую материю во Вселенной.

12.2 Источники анизотропии реликтового излучения

В разделах 7.3 и 9.2 мы привели два, казалось бы различных, способа оценки числа первичных бозонов. Первый из них — это прямое вычисление уравнений на коэффициенты преобразований Боголюбова с начальными данными, определяемым квантом действия Вселенной, заполненной вакуумом Казимира. Второй — обрезание интеграла по импульсам для полного числа первичных бозонов с помощью распределения Больцмана – Черникова, где параметр температуры (12.23), (12.24) определяется из квантового принципа неопределенности и является космологическим интегралом движения вакуумного

уравнения состояния для той же энергии Казимира.

Совпадение этих двух различных вычислений числа первичных бозонов, свидетельствует об ранней термализации первичных бозонов, еще до времени образования продуктов их распадов, которые включают реликтовое излучение. Температура реликтового излучения наследует температуру бозонов и может дать информацию об их спектре. Свидетельством того, что реликтовое излучение наследует температуру бозонов может быть спектр анизотропии реликтового излучения [9]. В частности, современные наблюдательные данные [10] указывают на три ярких пика в анизотропии температуры реликтового излучения $|\Delta T/T|$ с мультипольными моментами: 220 ± 20 , 546 ± 50 , 800 ± 80 . Эти значения моментов были известны до недавнего времени с точностью как минимум 10%. Для описания этих пиков спектра температуры реликтового излучения в Стандартной космологической модели используются скалярные возмущения метрики с отрицательной вероятностью [11], которые запрещены в спектре возмущений Конформной гравитации постулатом вакуума [12], как мы видели выше.

С другой стороны, относительная величина этих пиков ($\sim 6 \cdot 10^{-5}$) соответствуют двух-фотонным процессам распадов частиц Хиггса и столкновений W -, Z - бозонов, где излучаются фотоны, спектр которых, запоминает информацию об электрослабых бозонах. Мультипольные моменты по их смыслу равны числу этих излучателей на линии видимого горизонта [9]. Число излучателей равно отношению длины горизонта на размер излучателя. Это отношение в рассматриваемой модели пропорционально массе в кубе. Из последовательно-

сти значений масс частиц можно сопоставить два последних пика с W- и Z- бозонами. Корень кубический из отношения мультипольных моментов двух последних пиков $800/546$ даёт отношение масс W- и Z- бозонов (1,136), что находится в согласии с тем же отношением масс W- и Z- бозонов (1,134), полученным на земных ускорителях. Первый пик дает прямой двух-фотонный распад частицы Хиггса с массой

$$2 \cdot [(220 \pm 20)/(546 \pm 50)]^{1/3} M_W = 120 \pm 6 \text{ ГэВ},$$

именно в той области, которая разрешена экспериментами на ускорителях [13]. Это значение массы частицы Хиггса не противоречит наблюдательным данным по взрывам Сверхновых. В настоящее время появляются новые, более точные данные по спектру температуры реликтового излучения [14].

Для читателя, которые пожелает описать эти пики как акустические возмущения согласно формулам, данным в монографии [11], мы сделаем следующие замечания. Конформная космологическая теория малых флуктуаций [12] отличается от Стандартной по трём пунктам. Первое — это выбор *конформных* величин, в качестве реально наблюдаемых, вместо *мировых*. Второе — сверхжёсткое уравнение состояний, вместо доминантности радиации. Третье — история эволюции масс, вместо температурной истории Вселенной. При этом, все характерные резонансные процессы история эволюции масс (типа перехода от плазмы к атомам) происходят при тех же значениях красного смещения $z \simeq 1100$, что и для температурной истории. Однако, в Конформной космологии постоянная температура (12.23),

(12.24) играет роль фундаментального параметра, определяемого из микроскопической квантовой теории.

12.3 Барионная асимметрия материи во Вселенной

Известно, что взаимодействие W – и Z – бозонов с левыми фермионными дублетами $\psi_L^{(i)}$, $i = 1, 2, \dots, n_L$ ведёт к несохранению числа фермионов каждого типа (i) из-за треугольной аномалии [15, 16, 17, 18]

$$\partial_\mu j_{L\mu}^{(i)} = \frac{1}{32\pi^2} \text{Tr} \hat{F}_{\mu\nu}^* \hat{F}_{\mu\nu}, \quad (12.26)$$

где

$$\hat{F}_{\mu\nu} = -i F_{\mu\nu}^a g_W \tau_a / 2$$

есть напряженность векторных полей

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g \epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c.$$

В каждом из трех поколений лептонов (e , μ , τ) и цветных кварков имеем четыре фермионных дуплета, итого двенадцать: $n_L = 12$. Каждый из двенадцати фермионных дуплетов взаимодействует с триплетом неабелевых полей

$$A^1 = (W^{(-)} + W^{(+)}) / \sqrt{2}, \quad A^2 = i(W^{(-)} - W^{(+)}) / \sqrt{2}, \quad A^3 = Z / \cos \theta_{(W)}$$

с константой $g = e / \sin \theta_{(W)}$.

Поэтому интегрируя равенство (12.26) по d^4x можно найти соотношение между изменением

$$\Delta F^{(i)} = \int d^4x \partial_\mu j_{L\mu}^{(i)}$$

фермионного числа

$$F^{(i)} = \int d^3x j_0^{(i)}$$

и функционалом Чжэня – Саймонса:

$$N_{CS} = \frac{1}{32\pi^2} \int d^4x \text{Tr} \hat{F}_{\mu\nu}^* \hat{F}_{\mu\nu}.$$

Разность будет равна

$$\Delta F^{(i)} = N_{CS} \neq 0, \quad i = 1, 2, \dots, n_L. \quad (12.27)$$

Равенство (12.27) рассматривается как правило отбора: фермионное число меняется одинаковым образом для всех типов фермионов [17]:

$$N_{CS} = \Delta L^e = \Delta L^\mu = \Delta L^\tau = \Delta B/3,$$

а изменения барионного B и лептонного

$$L = L^e + L^\mu + L^\tau$$

зарядов связаны между собой такими соотношениями, при которых $B - L$ сохраняется, а $B + L$ нарушается. Если просуммировать равенство (12.27) по всем дуплетам то получим

$$\Delta(B + L) = 12N_{CS}.$$

Можно подсчитать среднее значение функционала Чжэня – Саймонса (12.27) (в низшем порядке теории возмущения) по вакууму Боголюбова $b|0\rangle_{\text{sq}} = 0$:

$$N_{CS} = N_W \equiv -\frac{1}{32\pi^2} \int_0^{\eta_L} d\eta \int d^3x \langle 0 | \text{Tr} \hat{F}_{\mu\nu}^{W*} \hat{F}_{\mu\nu}^W | 0 \rangle, \quad (12.28)$$

где η_{LW} — время жизни W- бозонов, N_W — вклад первичных векторных W-бозонов. Интеграл по конформному пространству-времени ограниченному трехмерными гиперплоскостями $\eta = 0$ и $\eta = \eta_L$ равен

$$N_W = 2\alpha_W V_0 \int_0^{\eta_L} d\eta \int_0^\infty dk |k|^3 R_W(k, \eta),$$

где

$$\alpha_W = \alpha_{\text{QED}} / \sin^2 \theta_W$$

и

$$R_W = \frac{1}{2} b < 0 | b^+ b^+ - b^- b^- | 0 >_b = -\sinh(2r(\eta_L)) \sin(2\theta(\eta_L))$$

есть конденсат, заданный решениями уравнений Боголюбова.

Вычислив этот интеграл, при значениях времени жизни векторных бозонов

$$\tau_{LW} = 15, \quad n_\gamma \simeq n_\nu,$$

получим следующую оценку величины среднего значения функционала Чжэня – Саймонса по состоянию первичных бозонов [18]

$$\frac{N_{CS}}{V_0} = \frac{(N_W)}{V_0} = \frac{\alpha_{\text{QED}}}{\sin^2 \theta_{(W)}} T^3 4 \times 1,44 = 0,8 n_\gamma. \quad (12.29)$$

Отсюда получаем следующую оценку величины нарушения плотности фермионного числа в рассматриваемой космологической модели [18]

$$\frac{\Delta F^{(i)}}{V_0} = \frac{N_{CS}}{V_0} = 0,8 n_\gamma, \quad (12.30)$$

где

$$n_\gamma = 2,402 \times T^3 / \pi^2$$

– плотность числа реликтовых фотонов. Согласно Сахарову [19] такое нарушение фермионного числа замораживается CP - несохранением, что ведет к плотности числа барионов

$$n_b = X_{CP} \frac{\Delta F^{(i)}}{V_{(r)}} \simeq X_{CP} n_\gamma . \quad (12.31)$$

где множитель X_{CP} определяется сверхслабым взаимодействием d и s -кварков ($d + s \rightarrow s + d$), ответственным за CP-нарушение, экспериментально наблюдаемое при распадах K -мезонов [20].

Из отношения числа барионов к числу фотонов можно сделать оценку величины константы сверхслабого взаимодействия: $X_{CP} \sim 10^{-9}$. Таким образом, эволюция Вселенной, первичные векторные бозоны и сверхслабое взаимодействие [20], ответственное за нарушение CP-симметрии с константой $X_{CP} \sim 10^{-9}$, ведут к барионной асимметрии Вселенной с плотностью

$$\rho_b(\eta = \eta_L) \simeq 10^{-9} \times 10^{-34} \rho_{cr}(\eta = \eta_L), \quad (12.32)$$

где в качестве η_L можно, для оценки дальнейшей эволюции плотности барионов, выбрать время жизни W - бозона.

После распада бозонов их температура наследуется реликтовым излучением. Вся последующая эволюция материи в постоянной холодной Вселенной повторяет известный сценарий горячей Вселенной [21], поскольку эта эволюция определена конформно-инвариантными отношениями масс и температуры m/T .

Формулы (12.18), (12.25) и (12.32) дают возможность оценить отношение современных значений барионной плотности и плотности энергии Казимира, играющей роль первичной квинтэссенции в рас-

сматриваемой модели:

$$\Omega_b(\eta_0) = \frac{\rho_b(\eta_0)}{\rho_{cr}(\eta_0)} = \left[\frac{a_0}{a_L} \right]^3 = \left[\frac{a_0}{a_I} \right]^3 \left[\frac{a_I}{a_L} \right]^3. \quad (12.33)$$

Здесь учтено, что барионная плотность увеличивается как масса, а плотность энергии Казимира уменьшается как обратный квадрат массы. Напомним величину отношения

$$\left[\frac{a_0}{a_I} \right]^3 \sim 10^{43},$$

а отношение $[a_I/a_L]^3$ задаётся временем жизни бозонов (12.19) и уравнением состояния материи $a(\eta) \sim \sqrt{\eta}$, отсюда получаем оценку $\Omega_b(\eta_0)$: с учетом запаздывания рождения барионов на время жизни векторных бозонов

$$\Omega_b(\eta_0) = \left[\frac{a_0}{a_L} \right]^3 10^{-43} \sim 10^{43} \left[\frac{\eta_I}{\eta_L} \right]^{3/2} 10^{-43} \sim \left[\frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_{(W)}} \right] \sim 0,03, \quad (12.34)$$

что не противоречит данным наблюдений [22].

12.4 Выводы

В Главе 9 было показано, что в пустой Вселенной могут возникать из вакуума только гравитоны, частицы Хиггса (и соответствующие им продольные компоненты векторных бозонов). Один из центральных результатов – это вакуумное рождение 10^{88} частиц бозонного поля Хиггса, распады которых формируют всё материальное содержание Вселенной в согласии с современными наблюдательными фактами по Сверхновым и первичному нуклеосинтезу. Мы привели аргумен-

ты в пользу того, что эти данные по Сверхновым, первичному нуклеосинтезу и космологическому рождению частиц, пересчитанные в единицах относительного эталона длины, могут быть описаны в конформном сценарии эволюции Вселенной одним режимом доминантности вакуумной энергии Казимира (а не калейдоскопом сменяющих друг друга режимов Стандартной космологии).

В этой Главе показано, что поперечные бозоны в течение их времени жизни формируют барионную асимметрию Вселенной как следствие “поляризации” этими бозонами вакуумного моря Дирака левых фермионов согласно правилам отбора Стандартной модели [17], в этом случае разность числа барионов и лептонов сохраняется, а их сумма не сохраняется. Экспериментально наблюдаемое сверхслабое взаимодействие [20], ответственное за нарушение CP-симметрии с константой $X_{CP} \sim 10^{-9}$, замораживает барионную асимметрию Вселенной с плотностью (12.32). После распада бозонов их температура наследуется реликтовым излучением.

Вся последующая эволюция материи в постоянной холодной Вселенной повторяет известный сценарий горячей Вселенной [21], поскольку эта эволюция определена конформно-инвариантными отношениями масс и температуры m/T . Барионная плотность увеличивается как масса, а плотность энергии Казимира уменьшается как обратный квадрат массы. В результате современное значение относительной барионной плотности оказывается равным, с точностью до коэффициента порядка единицы, константе Вайнберга

$$\Omega_b(\eta_0) \simeq \frac{\alpha_{QED}}{\sin^2 \theta_W} \sim 0,03$$

в согласии с данными наблюдений.

В настоящей Главе мы показали, что стандартное определение температуры первичных бозонов (как фундаментальной константы в конформной эволюции Вселенной) в виде корня квадратного из произведения плотности частиц и сечения их рассеяния не противоречит прямому вычислению числа рождённых частиц с постоянной температурой. Другими словами, температуру первичных векторных W -, Z - бозонов можно оценить из той же формулы, которая используется при описании химической эволюции материи [21]: время установления температуры, равное обратной величине произведения плотности частиц на сечение их рассеяния, не может превышать время жизни Вселенной, которое пропорционально обратной величине параметра Хаббла. Температурная история горячей Вселенной, переписанная в конформных переменных, выглядит, как история эволюции масс элементарных частиц в холодной Вселенной с постоянной температурой реликтового излучения ¹.

Даны аргументы в пользу того, что анизотропия температуры реликтового излучения может быть связана с двух-фотонными рас-

¹Независимость температуры реликтового фона $T_{\text{СМВ}} \sim 2.725$ К от красного смещения z , на первый взгляд, находится в противоречии с наблюдением $6, 0 \text{ К} < T_{\text{СМВ}} (z = 2.3371) < 14$ К. Относительная заполненность различных энергетических уровней, откуда была выведена температура в этом наблюдении, следует из статистики Больцмана. Однако, аргумент больцмановских факторов как отношение температуры к массе имеет ту же самую зависимость от фактора z и в холодной Вселенной. Поэтому, это отношение можно интерпретировать как зависимость энергетических уровней, то есть массы, от красного смещения при постоянной температуре. Распространение химических элементов также, определяется, в основном, больцмановскими факторами, зависящими от конформных инвариантов отношения температуры к массе.

падами электрослабых бозонов. Рассматривая поведение частиц в рамках Стандартной Модели в ранней Вселенной, было показано, что вся материя во Вселенной может быть объяснена её космологическим рождением из физического вакуума. Причём вычисленные современные значения барионной плотности, отношения чисел барионов и фотонов, температуры реликтового излучения находятся в хорошем согласии с данными наблюдений.

Таким образом, рассматриваемая модель квантовой Вселенной приводит к следующему сценарию.

$\eta \sim 10^{-12}c$: рождение частиц Хиггса и векторных бозонов из “вакуума”;

$10^{-12}c < \eta < 10^{-11} \div 10^{-10}c$: формирование барионной асимметрии;

$\eta \sim 10^{-10}c$: распад векторных бозонов;

$10^{-10}c < \eta < 10^{11}c$: первичная химическая эволюция материи;

$\eta \sim 10^{11}c$: рекомбинация или отделение реликтового излучения;

$\eta > 10^{17}c$: Земные эксперименты и эволюция Сверхновых.

Литература

- [1] Pervushin V.N., Proskurin D.V., Gusev A.A.: *Cosmological particle origin in Standard Model*. Grav. & Cosmology. **8**, 181 (2002)
- [2] Blaschke D. B., Vinitsky S.I., Gusev A.A., Pervushin V.N., Proskurin D.V.: *Cosmological production of vector bosons and cosmic microwave background radiation*. Physics of Atomic Nuclei. **67**, 1050 (2004).
[arXiv: gr-qc/0103114]
- [3] Gusev, A., Pervushin, V., Vinitsky, S., Zinchuk, V., Zorin, A.: *Cosmological creation of W-, Z- bosons and large-scale structure of the Universe*. В сб.: Проблемы калибровочных теорий. Под ред. Барбашова, Б.М., Нестеренко, В.В. Дубна. 127 (2004)
- [4] Киттель, Ч.: *Статистическая Термодинамика*. Наука, Москва (1977)
- [5] Muller, Ingo: *A History of Thermodynamics: The Doctrine of Energy and Entropy*. Springer (2007)
- [6] Ignatyev, Yu.G.: *A possibility of a violation of a thermodynamic equilibrium in the early universe*. Russian Physics Journal **29**, 104 (1986)

-
- [7] Bernstein, J. *Kinetic Theory in the Expanding Universe*. Cambridge University Press (1985)
- [8] Kolb, E.W., Turner, M.S.: *The Early Universe*. Addison-Wesley, Reading (1993)
- [9] Arbuzov, A.B., Barbashov, B.M., Borowiec, A., Pervushin, V.N., Shuvalov, S.A., Zakharov, A.F.: *General relativity and Standard Model in scale-invariant variables*. Grav. & Cosmology. **15**, 199 (2009)
- [10] Spergel, D.N., *et al.* *First - Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP): Observations: determination of cosmological parameters*. Astrophys. J. Suppl. **148**, 175 (2003).
[arXiv: astro-ph/0302209]
- [11] Вайнберг, С.: *Космология*. УРСС, Москва (2013)
- [12] Barbashov, B.M., Pervushin, V.N., Zakharov, A.F., Zinchuk, V.A.: *Hamiltonian cosmological perturbation theory*. Phys. Lett. **B 633**, 458 (2006)
- [13] Aaltonen, T. *et al.* [CDF and D0 Collaborations]: *Evidence for a particle produced in association with weak bosons and decaying to a bottom-antibottom quark pair in Higgs boson searches at the Tevatron*. Phys. Rev. Lett. **109**, 071804 (2012)
- [14] Planck Collaboration: *Planck 2013 results. I. Overview of products and scientific results*.
[arXiv: 1303.5062v1 [astro-ph.CO]]

- [15] Adler, S.: *Axial–vector vertex in spinor electrodynamics*. Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).
- Bell, J.S., Jackiw, R.: *A PCAC puzzle: $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ -model*. Nuovo Cimento. **60 A**, 47 (1969).
- Bardeen, W.A.: *Anomalous Ward identities in spinor field theories*. Phys. Rev. **184**, 1848 (1969)
- [16] 't Hooft, G.: *Symmetry breaking through Bell – Jackiw anomalies*. Phys. Rev. Lett. **37**, 8 (1976).
- 't Hooft, G.: *Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle*. Phys. Rev. **D 14**, 3432 (1976)
- [17] Shaposhnikov, M.E. *Baryon asymmetry of the Universe in Standard electroweak theory*. Nucl. Phys. **B 287**, 757 (1987).
- Матвеев, В.А., Рубаков, В.А., Тавхелидзе, А.Н., Шапошников, М.Е.: *Несохранение барионного числа в экстремальных условиях*. Усп. Физ. Наук. **156**, 253 (1988).
- Рубаков, В.А., Шапошников, М.Е.: *Электрослабое несохранение барионного числа в ранней Вселенной и в столкновениях частиц при высоких энергиях*. Усп. Физ. Наук. **166**, 493 (1996)
- [18] Blaschke, D., Behnke, D., Pervushin, V., Proskurin, D.: *Relative standard of measurement and Supernova data*. Report-no: MPG-VT-UR 240/03 (2003).
- [arXiv: astro-ph/0302001]

-
- [19] Сахаров, А.Д.: *Нарушение CP -инвариантности. C -асимметрия и барионная асимметрия Вселенной.* Письма в Журнал Эксп. и Теор. Физ. **5**, 32 (1967)
- [20] Окунь Л.Б.: *Лептоны и Кварки.* Наука, Москва (1981)
- [21] Вайнберг, С.: *Первые Три Минуты. Современный Взгляд на Происхождение Вселенной.* Эксмо, Москва (2011)
- [22] Fukugita, M., Hogan, C.J., Peebles, P.J.E.: *The cosmic baryon budget.* Astrophysical J. **503**, 518 (1998)

Глава 13

Конформная космологическая теория возмущений

13.1 Уравнения теории возмущений для функции хода и дилатона

В настоящей Главе будет рассмотрена соответствующая этой модели конформная космологическая теория возмущений для вычисления функции хода \mathcal{N} и ненулевых гармоник дилатона \bar{D} , определённых геометрическим интервалом (5.60)

$$\begin{aligned} \tilde{d}s^2 &= e^{-4\bar{D}} \mathcal{N}^2 d\eta^2 - \left(dX_{(b)} - X_{(c)} [\omega_{(c)(b)}^R(d) + \omega_{(c)(b)}^L(d)] - \mathcal{N}_{(b)} d\tau \right)^2, \\ \mathcal{N} &= \frac{\langle \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}} \rangle^2}{\tilde{\mathcal{H}}}. \end{aligned} \tag{13.1}$$

В общем случае локальная плотность энергии (5.26) имеет вид

$$\tilde{\mathcal{H}} = -\frac{4}{3}e^{-7D/2}\Delta e^{-D/2} + \sum_{J=0,2,3,4,6} e^{-JD}\mathcal{T}_J(\tilde{F}), \quad (13.2)$$

где

$$\Delta = \partial_i[\mathbf{e}_{(b)}^i \mathbf{e}_{(b)}^j \partial_j]$$

– оператор Лапласа – Бельтрами. Суммирование ведётся по всем плотностям состояний: жёсткое ($J = 0$), радиация ($J = 2$), материя ($J = 3$), кривизна ($J = 4$), Λ -типа член ($J = 6$), соответственно, в терминах конформных полей

$$\tilde{F}^{(n)} = e^{nD}F^{(n)}, \quad (13.3)$$

где (n) – конформный вес.

В этом случае, уравнение для ненулевых гармоник дилатона (5.60) и (5.60) принимает вид [1]

$$T_D - \langle T_D \rangle = 0, \quad (13.4)$$

где

$$T_D = \frac{2}{3} \left\{ 7\mathcal{N}e^{-7D/2}\Delta e^{-D/2} + e^{-D/2}\Delta \left[\mathcal{N}e^{-7D/2} \right] \right\} + \quad (13.5)$$

$$+ \mathcal{N} \sum_{J=0,2,3,4,6} J e^{-JD} \mathcal{T}_J.$$

Можно решить все уравнения Гамильтона (13.2) и (13.4) для определения компонент репера

$$\tilde{\omega}_{(0)} = e^{-2D}\mathcal{N}d\tau, \quad \mathcal{N} = \frac{\langle \sqrt{\tilde{\mathcal{H}}} \rangle}{\sqrt{\tilde{\mathcal{H}}}}, \quad (13.6)$$

$$\tilde{\omega}_{(b)} = dX_{(b)} - X_{(c)}\omega_{(c)(b)}^R + \mathcal{N}_{(b)}d\tau. \quad (13.7)$$

Напомним, что в низшем порядке теории возмущений по отношению к ньютоно-подобному потенциалу, $\omega_{(c)(b)}^R$ описывает свободную однокомпонентную поперечную сильную гравитационную волну, что рассматривалось в Главе 7. Продольная компонента вектора сдвига $\mathcal{N}_{(b)}$, однозначно определяемая связью (5.45), становится равной

$$\partial_\eta e^{-3\bar{D}} + \partial_{(b)} \left(e^{-3\bar{D}} \mathcal{N}_{(b)} \right) = 0. \quad (13.8)$$

13.2 Решение уравнений для малых флуктуаций

Для малых флуктуаций

$$\mathcal{N} e^{-7\bar{D}/2} = 1 - \nu_1, \quad e^{-\bar{D}/2} = 1 + \mu_1 + \dots \quad (13.9)$$

уравнения первого порядка (13.2) и (13.5) принимают вид

$$\begin{aligned} [-\hat{\Delta} + 14\rho_{(0)} - \rho_{(1)}]\mu_1 + 2\rho_{(0)}\nu_1 &= \bar{\mathcal{T}}_{(0)}, \\ [7 \cdot 14\rho_{(0)} - 14\rho_{(1)} + \rho_{(2)}]\mu_1 + [-\hat{\Delta} + 14\rho_{(0)} - \rho_{(1)}]\nu_1 &= 7\bar{\mathcal{T}}_{(0)} - \bar{\mathcal{T}}_{(1)}, \end{aligned}$$

где

$$\rho_{(n)} = \langle \mathcal{T}_{(n)} \rangle \equiv \sum_{J=0,2,3,4,6} (2J)^n (1+z)^{2-J} \langle \mathcal{T}_J \rangle, \quad (13.10)$$

$$\mathcal{T}_{(n)} = \sum_{J=0,2,3,4,6} (2J)^n (1+z)^{2-J} \mathcal{T}_J. \quad (13.11)$$

В первом порядке теории возмущений по отношению к ньютонов-

ской константе связи, функция хода и дилатон имеют вид [1]

$$e^{-\bar{D}/2} = 1 + \frac{1}{2} \int d^3y \left[G_{(+)}(x, y) \bar{T}_{(+)}^{(D)}(y) + G_{(-)}(x, y) \bar{T}_{(-)}^{(D)}(y) \right], \quad (13.12)$$

$$\mathcal{N} e^{-\bar{T}/2} = 1 - \frac{1}{2} \int d^3y \left[G_{(+)}(x, y) \bar{T}_{(+)}^{(N)}(y) + G_{(-)}(x, y) \bar{T}_{(-)}^{(N)}(y) \right], \quad (13.13)$$

где $G_{(\pm)}(x, y)$ – функции Грина, удовлетворяющие уравнениям

$$[\pm m_{(\pm)}^2 - \Delta] G_{(\pm)}(x, y) = \delta^3(x - y).$$

Здесь

$$m_{(\pm)}^2 = H_0^2 \frac{3(1+z)^2}{4} \left[14(\beta \pm 1) \Omega_{(0)}(a) \mp \Omega_{(1)}(a) \right],$$

$$\beta = \sqrt{1 + [\Omega_{(2)}(a) - 14\Omega_{(1)}(a)] / [98\Omega_{(0)}(a)]},$$

а

$$\bar{T}_{(\pm)}^{(D)} = \bar{\mathcal{T}}_{(0)} \mp 7\beta [7\bar{\mathcal{T}}_{(0)} - \bar{\mathcal{T}}_{(1)}], \quad (13.14)$$

$$\bar{T}_{(\pm)}^{(N)} = [7\bar{\mathcal{T}}_{(0)} - \bar{\mathcal{T}}_{(1)}] \pm (14\beta)^{-1} \bar{\mathcal{T}}_{(0)}, \quad (13.15)$$

– локальные токи, и

$$\Omega_{(n)}(a) = \sum_{J=0,2,3,4,6} (2J)^n (1+z)^{2-J} \Omega_J, \quad (13.16)$$

где

$$\Omega_{J=0,2,3,4,6} = \frac{\langle \mathcal{T}_J \rangle}{H_0^2}$$

– частные плотности состояний: жёсткого, радиации, материи, кривизны, Λ -члена, соответственно;

$$\Omega_{(0)}(a=1) = 1, \quad 1+z = a^{-1}$$

и H_0 – параметр Хаббла.

Полное семейство решений (13.12), (13.13) для функции хода и ненулевых дилатонных гармоник гамильтоновой связи приводит к ньютоно-подобному потенциалу. В частности, для распределений точечных масс в конечном объёме с а) $J = 0, 3$ в (13.10); б) $J = 3$ в (13.11); в) $J = 0, 3$ в (13.16) (другие равны нулю), – мы имеем

$$\bar{\mathcal{T}}_{(0)}(x) = \frac{\bar{\mathcal{T}}_{(1)}(x)}{6} \equiv \frac{3}{4a^2} M \left[\delta^3(x - y) - \frac{1}{V_0} \right]. \quad (13.17)$$

В результате, решения (13.12) и (13.13) преобразуются к форме, близкой к решению Шварцшильда

$$e^{-\bar{D}/2} = 1 + \frac{r_g}{4r} \left[\frac{1 + 7\beta}{2} e^{-m_{(+)a}r} + \frac{1 - 7\beta}{2} \cos m_{(-)a}r \right], \quad (13.18)$$

$$\mathcal{N}e^{-7\bar{D}/2} = 1 - \frac{r_g}{4r} \left[\frac{14\beta + 1}{28\beta} e^{-m_{(+)a}r} + \frac{14\beta - 1}{28\beta} \cos m_{(-)a}r \right], \quad (13.19)$$

где

$$r_g = M/M_{\text{Pl}}^2, \quad \beta = 5/7, \quad m_{(+)} = 3m_{(-)}, \quad m_{(-)} = H_0 \sqrt{3(1+z)\Omega_{\text{Matter}}}/2.$$

Эти решения описывают пространственные осцилляции Джинса скалярных потенциалов (13.18) и (13.19) даже для случая нулевого давления. Из пространственных осцилляций модифицированного закона Ньютона (13.18), (13.19) следует кластеризация материи в эпоху рекомбинации, когда красное смещение близко к значению $z_{\text{recomb}} \simeq 1100$. Действительно, если мы используем для параметра кластеризации наблюдательное значение [2]

$$r_{\text{clustering}} \simeq 130 \text{ Мпс} \simeq \frac{1}{m_{(-)}} = \frac{1}{H_0 [\Omega_{\text{Matter}}(1 + z_{\text{recomb}})]^{1/2}}, \quad (13.20)$$

тогда получается $\Omega_{\text{Matter}} \sim 0.2$. Эта оценка находится в согласии с наблюдаемым масштабом распределения материи (см. детали в [3]).

Связь (5.45) даёт сдвиг начала координат в процессе эволюции

$$\mathcal{N}^i = \left(\frac{x^i}{r} \right) \left(\frac{\partial_\eta V}{\partial_r V} \right), \quad V(\eta, r) = \int^r d\tilde{r} \tilde{r}^2 e^{-3\bar{D}(\eta, \tilde{r})}. \quad (13.21)$$

В пределе $H_0 = 0$ при $a_0 = 1$, решения (13.18) и (13.19) совпадают с изотропными решениям Шварцшильда:

$$e^{-\bar{D}/2} = 1 + \frac{r_g}{4r}, \quad \mathcal{N} e^{-\bar{D}/2} = 1 - \frac{r_g}{4r}, \quad \mathcal{N}_i = 0.$$

Решение (13.18) удваивает угол отклонения фотонного луча полем Солнца. Таким образом, Конформная теория гравитации обеспечивает также ньютоновский предел в наших переменных.

13.3 Выводы

В Главе 13 была развита конформная диффеоинвариантная версия Космологической теории возмущений. Мы получили модификацию решений Шварцшильда для эволюции Вселенной. Показали, что ненулевые гармоники дилатона ведут к джинсовским осцилляциям даже в случае массивной пыли.

Литература

[1] Barbashov, B.M., Pervushin, V.N., Zakharov, A.F., Zinchuk, V.A.: *Hamiltonian cosmological perturbation theory*. Phys. Lett. **B 633**, 458 (2006).

[arXiv: hep-th/0501242]

[2] Bajan, K., Biernaska, M., Flin, P., Godlowski, W., Pervushin, V., Zorin, A.: *Large scale periodicity in redshift distribution*. Spacetime & Substance **4**, 225 (2003).

[arXiv: astro-ph/0408551]

[3] Zakharov, A.F., Pervushin, V.N.: *Conformal cosmological model parameters with distant SNe Ia data: 'gold' and 'silver'*. Int. J. Mod. Phys. **D 19**, 1875 (2010).

[arXiv: 1006.4745 [gr-qc]]

Глава 14

Модификация НЬЮТОНОВСКОЙ ДИНАМИКИ

14.1 Свободное движение в конформно - плоской метрике

Рассмотрим динамику классической частицы с меняющейся массой $m(\eta) = m_0 a(\eta)$ в Конформной космологии [1, 2, 3, 4] в конформно-плоской метрике с интервалом.

$$\tilde{ds}^2 = [d\eta^2 - dx_i^2] \quad (14.1)$$

где η — конформное время, x_1, x_2, x_3 — конформные координаты, а $a(\eta)$ — конформный масштабный фактор.

Одночастичная энергия $E = p_0$ определяется связью

$$p_\mu p_\nu - m^2(\eta) = 0, \quad (14.2)$$

откуда следует, что

$$p_0 = \sqrt{p^2 + m^2(\eta)} \simeq m(\eta) + \frac{p^2}{2m(\eta)}, \quad (14.3)$$

где

$$m(\eta) = m_0 a(\eta)$$

– бегущая масса. Действие релятивистской частицы в конформно-плоской метрике в нерелятивистском пределе приводит к классическому действию для частицы

$$S_0 = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta [p_i x'_i - p_0 + m], \quad (14.4)$$

где $x'_i = dx^i/d\eta$, а p_0 дано выражением (14.3).

Рассмотрим действие (14.4) для радиального движения в нерелятивистском пределе:

$$S_N = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta \frac{r'^2 m(\eta)}{2}, \quad (14.5)$$

здесь $r = \sqrt{x_i x^i}$ и $r' = dr/d\eta$. В этом случае уравнением движения является

$$[r'(\eta)m(\eta)]' = 0 \quad (14.6)$$

с начальными данными

$$r_I = r(\eta_I), \quad r'_I = p_I/m_0, \quad m_I = m(\eta_I),$$

которое имеет следующее решение:

$$r(\eta) = r_I + p_I \int_{\eta_I}^{\eta} \frac{d\bar{\eta}}{m(\bar{\eta})}. \quad (14.7)$$

Фридмановское мировое время $dt = d\eta a(\eta)$ и абсолютная координата

$$R(t) = a(\eta)r(\eta) \quad (14.8)$$

определяются конформным преобразованием с масштабным фактором

$$a(\eta(t)) = a(t),$$

который обычно выбирается равным единице для современной эпохи

$$\eta = \eta_0 : \quad a(\eta_0) = 1,$$

масштабный фактор в начальный момент времени $\eta = \eta_I$ определяется z -фактором:

$$a(\eta_I) = a_I = \frac{1}{(1 + z_I)},$$

где $z(\eta_I) = z_I$. Поскольку фридмановские переменные привязаны к современной эпохе $\eta = \eta_0$, время η_I удобно заменить на η_0 . Тогда мировой пространственный интервал

$$R(t) = a(\eta)r(\eta)$$

задаётся выражением

$$R(t) = a(t) \left[r_0 + \frac{p_I}{m_0} \int_{t_I}^t \frac{d\bar{t}}{a^2(\bar{t})} \right] \quad (14.9)$$

и удовлетворяет уравнению движения

$$\ddot{R}(t) - (H^2 + \dot{H})R = 0, \quad (14.10)$$

где $H(t) = \dot{a}(t)/a(t)$ — параметр Хаббла. Это уравнение движения следует из действия

$$S_N(t) = \int_{t_I}^{t_0} dt \frac{(\dot{R} - HR)^2 m_0}{2}. \quad (14.11)$$

Такое же действие можно получить геометрическим путем, используя определения измеряемых интервалов в Стандартной космологии

$$dl = a(t)dr = d[ra(t)] - r\dot{a}(t)dt = [\dot{R} - HR]dt,$$

включая мировой пространственный интервал $R(t) = r a(t)$ в пространстве - времени с метрикой Фридмана—Леметра—Робертсона—Уокера (ФЛРУ)

$$(ds^2) = (dt)^2 - \sum_0 a^2(t)(dx^i)^2. \quad (14.12)$$

Наблюдаемые координаты X^i расширяющейся Вселенной могут быть записаны как

$$X^i = a(t)x^i, \quad dX^i = a(t)dx^i + x^i da(t), \quad (14.13)$$

а вместо евклидовых дифференциалов dX^i используются ковариантные

$$a(t)dx^i = d[a(t)x^i] - x^i da(t) = dX^i - X^i \frac{da(t)}{a(t)}. \quad (14.14)$$

В Стандартной космологии масса частицы есть постоянная величина.

Интервал (14.12) в терминах переменных (14.13) становится равным

$$(ds^2) = (dt)^2 - \sum_{i=1,2,3} (dX^i - H(t)X^i dt)^2, \quad (14.15)$$

где $H(t)$ — мировой параметр Хаббла. Все эти уравнения конформными преобразованиями сводятся к уравнениям, приведенным в книге Пиблса [5].

14.2 Квантовая механика частицы в Конформной космологии

Рассмотрим квантовую механику частицы в Конформной космологии, где массы элементарных частиц также становятся динамическими [3]

$$m(\eta) = m_0 \cdot \tilde{a}(\eta). \quad (14.16)$$

Такие массы определяют спектр излучения атомов в момент времени η , их изменение $m'/m = a'/a \sim 10^{-42}$ ГэВ значительно меньше энергии уровня атома для $\tilde{a}(\eta_0) = 1$ с квантовым числом k :

$$E_k^0 = -\frac{m\alpha^2}{2k^2} \sim 10^{-8} \text{ ГэВ}, \quad (14.17)$$

являющимся собственным значением стационарного уравнения Шредингера

$$\hat{\mathbf{E}}(p, x)\Psi^0 \equiv \left[\frac{\hat{p}^2}{2m_0} - \frac{\alpha}{r} \right] \Psi^0 = E_k^0 \Psi^0. \quad (14.18)$$

Спектр атома водорода с массой, зависящей от времени (14.16), в любой другой момент $\eta = \eta_0 - r$ можно найти, решая квазистационарное уравнение Шредингера

$$\hat{\mathbf{E}}_c(p, x)\Psi \equiv \left[\frac{\hat{p}^2}{2m_0\tilde{a}(\eta)} - \frac{\alpha}{r} \right] \Psi = E_k(\eta)\Psi, \quad (14.19)$$

решением которого является спектр

$$E_k(\eta) = \tilde{a}(\eta)E_k^0, \quad (14.20)$$

где E_k^0 — уровни атома с постоянной массой (14.17). Строгий вывод (14.20) основан на каноническом преобразовании к фридмановским переменным [3, 4].

$$(p, x) \longrightarrow (P = p/a, X = xa),$$

в результате которого нестационарное уравнение Шредингера с переменной массой

$$\hat{\mathbf{E}}_c(p, x)\Psi_c = -i\frac{\partial}{\partial\eta}\Psi_c$$

переходит в уравнение Шредингера

$$\hat{\mathbf{E}}(P, X)\Psi = -i\frac{\partial}{\partial t}\Psi - H(t)PX\Psi \quad (14.21)$$

с постоянной массой и дополнительным членом, исчезающим при $H \rightarrow 0$, где $H(t)$ — параметр Хаббла.

Из (14.20) следует определение красного смещения $z(r)$

$$z(r) + 1 = \frac{E_k(\eta_0)}{E_k(\eta_0 - r)} = \frac{1}{\tilde{a}(\eta_0 - r)} \quad (14.22)$$

спектральных линий атома на космическом объекте, находящемся на *координатном* расстоянии r от Земли, относительно спектральных линий земных атомов

$$E_k^0 = E_k(\eta_0)$$

в момент детектирования фотонов при условии $\tilde{a}(\eta_0) = 1$.

14.3 Движение пробной частицы в центральном поле

Энергия частицы, которая движется по геодезической линии в пространстве с заданной метрикой, может быть найдена путем решения уравнения массовой поверхности. Приравнивая квадрат 4-импульса $p_\mu p^\mu$ к квадрату массы в метрике (14.1):

$$p^2 = g^{\mu\nu} p_\mu p_\nu = m^2, \quad (14.23)$$

найдем выражение для энергии p_0

$$p_0 \approx \pm \left[\left(1 - \frac{r_g}{2r}\right) m + \frac{p_r^2}{2m} + \frac{p_\theta^2}{2mr^2} \right]. \quad (14.24)$$

Из условия положительности энергии $p_0 > 0$ в правой части равенства (14.24) выбираем положительный знак, в результате в нерелятивистском пределе приходим к действию¹

$$S_{\text{classic}} = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta [p_r r' + p_\theta \theta' - E_{\text{classic}}], \quad (14.25)$$

где

$$E_{\text{classic}} = \frac{p_r^2}{2m} + \frac{p_\theta^2}{2mr^2} - \frac{r_g m}{2r}, \quad (14.26)$$

а $m = m(\eta)$ — масса пробного тела, которая зависит от времени (эволюции) и определяется в (14.16). Произведение $r_g m$ является конформным инвариантом и от времени не зависит. Для постоянной массы $m = m_0$ получаем классическое действие.

¹Уравнения движения для свободной частицы с учетом расширения Вселенной не отличаются от приведенных в монографии Пиблса [5]).

В случае движения частицы с постоянной массой по окружности ($r = r_0$) ньютоновская скорость

$$w_0 = \sqrt{\frac{r_g}{2r_0}}$$

совпадает с орбитальной

$$v_0 = \frac{p_\theta}{m_0 r_0}.$$

Равенство $w_0 = v_0$ является основой анализа наблюдательных данных о тёмной материи во Вселенной [6].

Чтобы установить область применимости теории Ньютона с постоянной массой и статус циркулярных траекторий, будем исследовать задачу Кеплера для переменных масс (14.16), зависимость от времени которых определяется астрофизическими данными по Сверхновым [1].

14.4 Задача Кеплера в конформной теории

Принимая во внимание зависимость координатного расстояния от конформного времени (2.44) и космическую эволюцию в предельно жёстком состоянии (2.57), можем перейти от параметра эволюции η к монотонно возрастающей функции $a(\eta)$

$$a(\eta) = \sqrt{1 + 2H_0(\eta - \eta_0)}. \quad (14.27)$$

Тогда из уравнения движения для ньютоновского действия (14.25) с учетом зависимости массы от конформного времени (14.16) и соот-

ношения (14.27) получаем точное параметрическое решение $a(\tau)$ и $r(\tau)$ с параметром τ , введенным в [3, 4, 7]:

$$a(\tau) = c_1 \frac{N_1(\tau)}{\tau^{2/3} N(\tau)}, \quad \frac{r(\tau)}{r_0} = c_2 \tau^{2/3} N(\tau), \quad (14.28)$$

где

$$N(\tau) = \alpha_1 U(\tau)^2 + \beta_1 U(\tau)V(\tau) + \gamma_1 V(\tau)^2, \quad (14.29)$$

$$N_1(\tau) = \left(\tau \frac{dN(\tau)}{d\tau} + \frac{2}{3} N(\tau) \right)^2 \pm 4\tau^2 N(\tau)^2 + \omega^2 \Delta, \quad (14.30)$$

$$\Delta = 4\alpha_1 \gamma_1 - \beta_1^2 > 0, \quad c_1, c_2, \alpha_1, \beta_1, \gamma_1 = \text{const}, \quad (14.31)$$

$$c_1 = \left(\frac{3w_0^2}{4c_0^2} \right)^{1/3} \frac{c_0 v_0}{2w^2 |\omega| \Delta^{1/2}}, \quad c_2 = \left(\frac{4c_0^2}{3w_0^2} \right)^{1/3} \frac{v_0}{|\omega| \Delta^{1/2}}. \quad (14.32)$$

Здесь

$$w_0^2 = \frac{rg}{2r_0}, \quad v_0 = \frac{p\theta}{m_0 r_0}, \quad c_0 = H_0 r_0 \quad (14.33)$$

— ньютоновская, орбитальная и космическая скорости соответственно.

Для верхнего знака в (14.30)

$$U(\tau) = J_{1/3}(\tau), \quad V(\tau) = Y_{1/3}(\tau), \quad \omega = \frac{2}{\pi}, \quad (14.34)$$

где $J_{1/3}(\tau)$ и $Y_{1/3}(\tau)$ — функции Бесселя первого и второго рода. Для нижнего знака

$$U(\tau) = I_{1/3}(\tau), \quad V(\tau) = K_{1/3}(\tau), \quad \omega = -1, \quad (14.35)$$

где $I_{1/3}(\tau)$ и $K_{1/3}(\tau)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода.

Решение (14.28) – (14.35) включает в себя пять независимых констант, которые можно найти из следующей алгебраической системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{r}{r_0} \Big|_{\tau=\tau_0} &= 1, & \frac{dr}{da} \Big|_{\tau=\tau_0} &= 0, & a|_{\tau=\tau_0} &= 1, \\ \frac{9}{64} \left(\frac{c_2^2}{c_1} \right)^2 \omega^2 \Delta &= \frac{v_0^2}{c_0^2}, & \frac{9}{128} \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^3 &= \frac{w_0^2}{c_0^2} \end{aligned} \tag{14.36}$$

в области их разрешимости. Например, для

$$\tau_0 = 1, \quad v_0^2 = 0,25, \quad w_0^2 = 0,05, \quad c_0 = 1$$

система имеет следующее решение:

$$c_1 = -0,48, \quad c_2 = -0,32, \quad \alpha_1 = -0,78, \quad \beta_1 = 0, \quad \gamma_1 = -0,48,$$

при этом соблюдается условие $\Delta > 0$.

Решение, соответствующее нижнему знаку в (14.30), ограничено в нуле и не ограничено на бесконечности из-за свойств функции $K_{1/3}(\tau)$. Решение, соответствующее верхнему знаку (14.30), на бесконечности ограничено и описывает финитное движение по эллипсу. Характер движения при малых временах можно рассматривать как установление периодического режима после некоторого начального возмущения.

Эти два типа решения соответствуют двум разным знакам энергии (14.26): положительная энергия соответствует свободному дви-

жению частицы, а отрицательная энергия — её связанному состоянию.

14.5 Захват частицы центральным полем

Из уравнений движения, следующих из (14.25) и определения энергии (14.26), можно найти скорость изменения энергии объекта:

$$\frac{dE_{\text{classic}}}{d\eta} = -H(\eta) \left[\frac{p_r^2 + p_\theta^2/r^2}{2m} \right], \quad (14.37)$$

где $H(\eta) = da/d\eta/a$ — параметр Хаббла. Из (14.37) следует, что производная от энергии всегда отрицательна и стремится к нулю, следовательно, сама энергия будет асимптотически понижаться до отрицательного значения, а причиной такого несохранения энергии является космическая эволюция масс (см. Рис. 14.1) [8, 9].

Таким образом, космическая эволюция масс уменьшает энергию пробной частицы до отрицательного асимптотического значения при условии $E = 0$, которое, в частности, имеет место при начальных данных $v_I^2 = 2w_I^2$, частица переходит в связанное состояние и её траектория представляет собой эллипс.

Описанный механизм захвата частицы можно применить к динамике звёзд и галактик, и он должен приводить к образованию галактик и формированию кластеров с анизотропным распределением хаббловских потоков в Местной группе, что находит подтверждение в наблюдениях Караченцева [10].

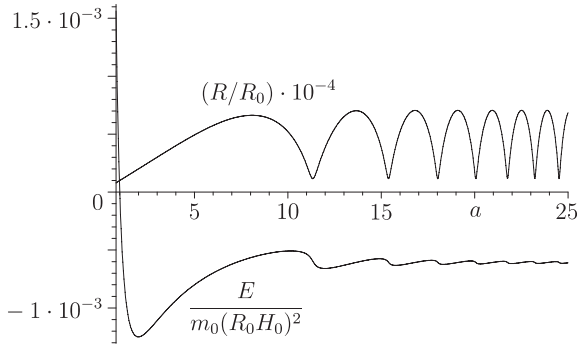


Рис. 14.1: На верхней части графика показано решение уравнений для действия (14.25) в безразмерных переменных $y(x) = R/R_I$ и $x = H_I(t - t_I)$ с граничными условиями $y(x = 0) = 1$ и $y'(x = 0) = 0$. Кривая в нижней части графика демонстрирует эволюцию полной энергии (14.26) в переменных $R = ar$ и $P = p/a$

14.6 Проблема тёмной материи в суперкластерах

В современных космологических исследованиях для анализа влияния тёмной материи используются характеристики ньютоновского движения в гравитационных полях кластеров или галактик [6, 11, 12, 13, 14], при этом возникает следующее несоответствие: ньютоновское движение галактик описывается в плоском пространстве-времени

$$(ds^2) = (dt)^2 - \sum_i (dx^i)^2,$$

а анализ наблюдательных данных проводится в терминах метрики ФЛРУ (14.12).

Рассмотрим ньютоновское движение частицы в гравитационном

поле в пространстве с ФЛРУ-метрикой, в котором за наблюдаемые координаты в расширяющейся Вселенной приняты координаты (14.13) и вместо дифференциалов евклидового пространства dX^i используются ковариантные дифференциалы ФЛРУ-пространства (14.14). В этом случае задача Кеплера определяется уравнением

$$\ddot{R}(t) - (H^2 + \dot{H})R - \frac{(m_0 R^2 \dot{\theta})^2}{m_0^2 R^3} + \frac{r_g}{2R^2} = 0. \quad (14.38)$$

Это уравнение сводится к уравнению, уже решённому переходом к конформным переменным.

Закон сохранения энергии в плоском пространстве ($H(t) = 0$) приводит к следующей зависимости орбитальной скорости от радиуса:

$$R\dot{\theta} = \sqrt{\frac{r_g}{2R}}, \quad (14.39)$$

где $r_g = 2\alpha/m_I \simeq 3 \cdot 10^5 M$ см — гравитационный радиус объекта, M — его масса, выраженная в массах Солнца. В рассматриваемом же нами случае сверхжесткого состояния уравнение (14.38) на классе решений $R = R_I$, $\dot{R}_I = 0$ приводит к выражению

$$R_I \dot{\theta} = \sqrt{\frac{r_g}{2R_I} + 2(H_I R_I)^2}, \quad (14.40)$$

или

$$v_I = \sqrt{w_I^2 + 2c_I^2},$$

где

$$v_I = R_I \dot{\theta}, \quad w_I^2 = \frac{r_g}{2R_I}, \quad c_I = R_I H_I. \quad (14.41)$$

В более общем случае для метрики (14.1)

$$(ds^2) = a^2(\eta) [d\eta^2 - (dx^i)^2]$$

с уравнением состояния (2.58)

$$\frac{1}{H_0^2} \left(\frac{da}{d\eta} \right)^2 = \Omega(a),$$

где $\Omega(a)$ определяется в (2.59), имеем

$$\dot{H} + H^2 = -H^2 \left(1 - \frac{a}{2\Omega} \frac{d\Omega}{da} \right),$$

или, подставляя в (14.38), получаем

$$\ddot{R} + H^2 \left\{ 1 - \frac{a}{2\Omega} \frac{d\Omega}{da} \right\} R - \frac{(m_0 R^2 \dot{\theta})^2}{m_0^2 R^3} + \frac{r_g}{2R^2} = 0.$$

При этом теорема вириала $v_I^2 = w_I^2$ переходит в следующее соотношение:

$$v_I^2 = w_I^2 + (HR_I)^2 \left(1 - \frac{a}{2\Omega} \frac{d\Omega}{da} \right).$$

$\Omega(a) =$	$\Omega_{\text{rigid}} a^{-2}$	Ω_{rad}	$\Omega_M a$	$\Omega_\Lambda a^4$
$\left(1 - \frac{a}{2\Omega} \frac{d\Omega}{da} \right) =$	2	1	1/2	-1

Из Таблицы видно, что наименьшим дефицитом тёмной материи из четырех “чистых” состояний будет обладать предельно жёсткое состояние Ω_{rigid} , которое соответствует рассматриваемому нами случаю (14.40). Заметим, что в Стандартной космологии космическая эволюция увеличивает дефицит тёмной материи:

$$R_I \dot{\theta} = \sqrt{\frac{r_g}{2R_I} - \frac{(H_I R_I)^2}{2}}. \quad (14.42)$$

Из (14.42) следует, что обычные ньютоновские характеристики для описания поведения орбитальных скоростей неприменимы на радиальных расстояниях, когда удвоенный квадрат космической скорости сравним по величине с квадратом ньютоновской скорости²: $2c_I^2 \geq w_I^2$.

За оценку радиального расстояния в этом случае можно взять расстояние (далее будем называть его критическим расстоянием) R_{cr} , при котором $2c_I^2 = w_I^2$, то есть

$$R_{\text{cr}} = \left(\frac{r_g}{2H_I^2} \right)^{1/3}. \quad (14.43)$$

Современное значение параметра Хаббла $H_0^{-1} \simeq 10^{28}$ см приводит к значению критического расстояния

$$R_{\text{cr}} \simeq 10^{20} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3} \text{ см}. \quad (14.44)$$

Критический радиус для скопления Кома ($M \simeq 10^{15} M_\odot$ [6]) сравним с размерами скопления:

$$R_{\text{size}} \sim 3 \cdot 10^{25} \text{ см} > R_{\text{cr}} \sim 10^{25} \text{ см}, \quad (14.45)$$

и наши рассуждения применимы. Для нашей Галактики ($M \simeq 10^{12} M_\odot$) соответствующая оценка даёт

$$R_{\text{size}} \sim 10^{23} \text{ см} < R_{\text{cr}} \sim 10^{24} \text{ см}, \quad (14.46)$$

то есть критический радиус нашей Галактики на порядок больше её размера.

²Этот факт был известен ещё Эйнштейну и Штраусу [15] (см. также [2, 3, 8, 9]).

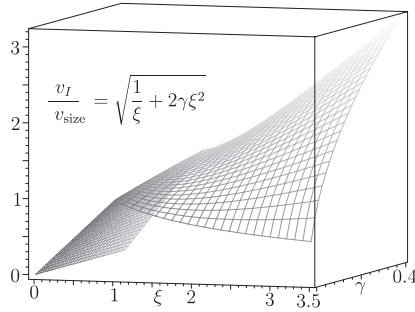


Рис. 14.2: Зависимость орбитальной скорости “частицы” v_I от ее радиуса, то есть от расстояния до центра объекта, $\xi = R/R_{\text{size}}$, где R_{size} — размер объекта, $\gamma = (R_{\text{size}}/R_{\text{cr}})^3$ и $R_{\text{cr}} = [r_g/H^2]^{1/3} = 10^{20}M^{1/3}$ см — значение радиуса, для которого ньютоновская скорость совпадает с хаббловской, M — масса объекта в единицах солнечных масс. При $\gamma = 0$ ротационная кривая совпадает с кривой, полученной в механике Ньютона

Ротационную кривую циркулярной скорости $v_I = R_I\dot{\theta}$ (14.40) удобно рассматривать в безразмерных величинах $\xi = R/R_{\text{size}}$ и γ :

$$\frac{v_I}{v_{\text{size}}} = \sqrt{\frac{1}{\xi} + 2\gamma\xi^2}, \quad (14.47)$$

где

$$v_{\text{size}} = \sqrt{\frac{r_g}{2R_{\text{size}}}}, \quad \gamma = \left(\frac{R_{\text{size}}}{R_{\text{cr}}}\right)^3,$$

R_{size} — размер объекта и

$$R_{\text{cr}} = \left(\frac{r_g}{H^2}\right)^{1/3} = 10^{20}M^{1/3}$$

— значение радиуса в см, для которого ньютоновская скорость совпадает с хаббловской, M — масса объекта в единицах солнечных масс (Рис. 14.2). Зависимость (14.47) при $\gamma = 0$ соответствует нью-

тоновскому случаю, а кривая при $\gamma \neq 0$ отклоняется от ньютоновской кривой. Такое отклонение может быть объяснено не введением гало тёмной материи [11, 12, 13, 14], а космологической модификацией ньютоновской динамики, рассматриваемой в данной монографии. Поэтому, нарушение вириальной теоремы при $R \geq R_{\text{сг}}$, обнаруженное в скоплениях галактик и интерпретируемое как свидетельство существования тёмной материи, в Конформной космологии рассматривается как результат эволюции Вселенной [2, 3, 8, 9], как было предсказано Эйнштейном и Штраусом в работе [15].

14.7 Задача Кеплера в обобщённом поле Шварцшильда

Рассмотрим общий случай движения пробного тела или частицы в сферически - симметричном гравитационном поле тяжёлой массы. Обобщим метрику Шварцшильда в синхронной системе отсчёта с помощью замены обычной массы m_0 ее конформным аналогом $m_0 a(\eta) = m(\eta)$:

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2\alpha}{mr}\right) dt^2 - \frac{dr^2}{1 - 2\alpha/(mr)} - r^2 \sin^2(\theta) d\theta^2, \quad (14.48)$$

где

$$m = m(\eta), \quad r = \sqrt{x_i x^i}, \quad a(\eta) = \sqrt{1 + 2H_I(\eta - \eta_I)},$$

и рассмотрим движение в цилиндрических координатах

$$X^1 = R \cos \Theta, \quad X^2 = R \sin \Theta, \quad R = ar. \quad (14.49)$$

H_I есть начальное значение скорости Хаббла в пространстве с жёстким уравнением состояния материи [1], когда плотности энергии и давления равны. В терминах конформного времени $d\eta = dt/a$, в конформных величинах $r = R/a$ запишем действие для частицы в форме

$$S_{\text{Schw}} = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta \left[P_r \frac{dr}{d\eta} + P_\theta \frac{d\theta}{d\eta} - E_{\text{Schw}} \right], \quad (14.50)$$

где

$$Q_{\text{Schw}} = \left(1 - \frac{r_g m_I}{r m} \right)^{1/2}, \quad r_g = M_O G,$$

P_r, P_θ — сопряжённые импульсы соответствующих координат и E_{Schw} — энергия системы

$$E_{\text{Schw}} = Q_{\text{Schw}} \sqrt{P_r^2 Q_{\text{Schw}}^2 + P_\theta^2 / r^2 + m^2} - m. \quad (14.51)$$

Траектория пробной частицы показана на Рис. 14.3, а ньютоновский предел действия (14.50) имеет вид

$$S_A = \int_{\eta_I}^{\eta_0} d\eta \left[P_r \frac{dr}{d\eta} + P_\theta \frac{d\theta}{d\eta} - \frac{P_r^2 + P_\theta^2 / r^2}{2m} - \frac{\alpha}{r} \right], \quad (14.52)$$

где

$$\alpha = M_O m_I G$$

— константа ньютоновского взаимодействия галактики с массой m_I в центральном гравитационном поле с центральной массой M_O .

Рассмотрим три скорости:

$$w_I = \sqrt{\frac{r_g}{2r_I}}, \quad v_I = \frac{P_\theta}{m_I r_I}, \quad c_I = H_I r_I \quad (14.53)$$

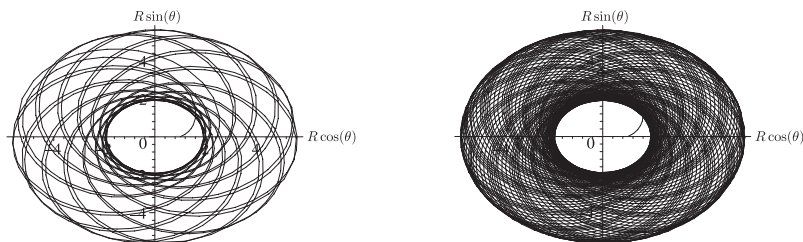


Рис. 14.3: Решение уравнений движения для действия (14.50) при $c_I = 1$, $v_I = 1$ и $w_I^2 = 0,25$. На обоих рисунках показана траектория движения одного и того же объекта из начальной точки $(1,0)$ для разных промежутков времени в обобщённом поле Шварцшильда (14.48)

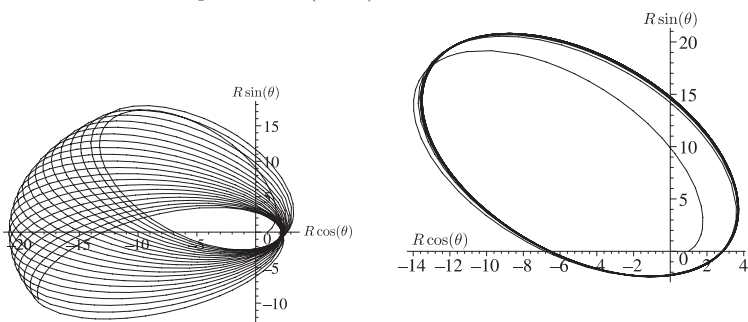


Рис. 14.4: Решение уравнений движения для (14.50) при $c_I = 0,01$, $v_I = 0,01$ и $w_I^2 = 2,5 \cdot 10^{-5}$. Такие значения параметров соответствуют классическому пределу и классическому эллипсу на сравнительно больших временах с начала движения. Так же как и в исходном случае $c_I = 1$ (обобщённое поле Шварцшильда), частица при небольших временах “захватывается” эллипсом

Рис. 14.5: Решение уравнений движения для (14.50) при $c_I = 0,01$, $v_I = 0,01$ и $w_I^2 = 2,5 \cdot 10^{-5}$. Такие значения параметров соответствуют классическому пределу и классическому эллипсу на сравнительно больших временах с начала движения. Так же как и в исходном случае $c_I = 1$ (обобщённое поле Шварцшильда), частица при небольших временах “захватывается” эллипсом

— ньютоновскую, орбитальную и космическую соответственно. Предел малых скоростей $w_I, v_I, c_I \rightarrow 0$ соответствует классическому приближению (см. Рис. 14.5) — классической задаче Кеплера с учетом расширения Вселенной. В этом пределе мы получаем действие (14.50), где вместо гамильтониана Шварцшильда (14.51) стоит его ньютоновский предел:

$$E_{\text{Schw}} \sim E_{\text{classic}} = \frac{P_r^2}{2am_I} + \frac{P_\theta^2}{2am_I r^2} - \frac{r_g m_I}{2r}. \quad (14.54)$$

Удобно исследовать решение задачи в безразмерных величинах

$$x = H_I(\eta - \eta_I), \quad r = r_I y, \quad P_r = m_I p, \quad (14.55)$$

в терминах которых эффективное действие для радиального движения принимает вид

$$S_{\text{eff}} = r_I m_I \int_{x_I}^{x_0} dx \left(p \frac{dy}{dx} - \frac{1}{c_I} E_{\text{eff}} \right), \quad (14.56)$$

где

$$\begin{aligned} E_{\text{eff}} &= \frac{E_{\text{Schw}}}{m_I} \\ &= \sqrt{1 - 2w_I^2/(ay)} \sqrt{a^2 + (1 - 2w_I^2/(ay)) p^2 + v_I^2/y^2} - a \simeq \\ &\simeq \frac{p^2 + v_I^2/y^2}{2a} - \frac{w_I^2}{y}, \end{aligned} \quad (14.57)$$

$a = \sqrt{1 + 2x}$. Приближенное равенство здесь имеет место для малых скоростей, тогда, если положить $a = 1$, получим классическое движение по орбите $y = 1$, $p = 0$, где ньютоновская скорость w_I совпадает с орбитальной v_I . Это равенство, вернее, его нарушение

является теоретической основой анализа наблюдательных данных о тёмной материи во Вселенной [6, 11, 12, 14].

На Рис. 14.3 приведено численное решение в безразмерных величинах (14.55) шварцшильдовских уравнений движения, которое начинается с состояния нулевой энергии (14.51) и нулевой радиальной скорости $P_I = 0$. Можно видеть, что частица захватывается в связанное состояние и это справедливо для всех космических скоростей. На Рис. 14.3, 14.4 и 14.5 приведены решения уравнений, следующие из (14.50), при начальных условиях

$$y(0) = 1, \quad \frac{dy}{dx}(0) = 0$$

и параметрах

$$v_I = c_I, \quad w_I^2 = 0, 25c_I^2, \quad (c_I = 1, 0, 25, 0, 01).$$

На всех рисунках траектория начинается с точки $(1, 0)$. Видно, что траектория пробного объекта удаляется на некоторое расстояние от начальной точки и далее становится периодической (“захват” объекта) как по времени, так и в пространстве (Рис. 14.5). При уменьшении скоростей траектории постепенно переходят в классические эллипсы задачи Кеплера. Итак, точное решение модифицированной задачи Кеплера с гамильтонианом (14.54) и численные решения в случае гамильтониана (14.51) показывают, что космическая эволюция масс уменьшает энергию пробной частицы (звёзды и галактики). Космическая эволюция уменьшает энергию свободных звёзд и галактик, заставляя их образовывать связанные состояния, такие как галактики или их кластеры соответственно.

14.8 Выводы

В настоящей Главе рассмотрены уравнения динамики пробной частицы в центральном гравитационном поле с учётом эволюции Вселенной и найдено их точное аналитическое решение для Конформной Космологической модели, совместимой с последними данными по Сверхновым.

На основе полученных уравнений описан эффект захвата пробной частицы гравитационным полем в расширяющейся Вселенной. Было показано, что эффект захвата может приводить к образованию галактик и их кластеров с анизотропным векторным полем радиальных скоростей. Такое поле скоростей могло бы объяснить анизотропию потоков хаббловских скоростей в Местной группе галактик, наблюдавшуюся И.Д. Караченцевым и коллегами.

В рамках рассматриваемой модели дана оценка границы применимости ньютоновского приближения, обычно используемого в литературе для описания тёмной материи, и получена формула для описания орбитальных скоростей с учётом космологической эволюции Вселенной, предсказанная ещё в работе Эйнштейна и Штрауса в 1949 г. [15]. Согласно этой формуле эволюция Вселенной может имитировать эффект тёмной материи для сверхскоплений галактик.

Литература

- [1] Behnke, D., Blaschke, D.B., Pervushin, V.N., and Proskurin, D.V.: *Description of Supernova data in conformal cosmology without cosmological constant*. Phys. Lett. **B 530**, 20 (2002).

[arXiv: gr-qc/0102039]

- [2] Gusev, A., Flin, P., Pervushin, V., Vinitzky, S., Zorin, A.: *The Universe evolution as a possible mechanism of formation of galaxies and their clusters*. Астрофизика, **47**, 283 (2004).

[arXiv: astro-ph/0301543]

- [3] Барбашов, Б.М., Зорин, А.Г., Первушин, В.Н., Флин, П.: *Космическая эволюция галактик в относительных единицах*. В сб.: Проблемы калибровочных теорий. Под ред. Барбашова Б.М., Нестеренко В.В. Дубна, 31 (2004)

- [4] Flin, P., Pervushin, V., Zorin, A.: *Capture of cosmic objects by central gravitational field of a galaxy cluster*.

[arXiv: astro-ph/0406051]

- [5] Peebles, P.J.E.: *The Large-Scale Structure of the Universe*. Princeton Series in Physics, Princeton University Press, Princeton, New Jersey (1980)
- [6] Гуревич, Л.Е., Чернин, А.Д.: *Введение в Космологию*. Наука, Москва (1978)
- [7] Зайцев, В.Ф., Полянин, А.Д.: *Справочник по Нелинейным Обыкновенным Дифференциальным Уравнениям*. Факториал, Москва (1997)
- [8] Biernacka, M., Flin, P., Pervushin, V., Zorin, A.: *Newtonian motion as origin of anisotropy of the local velocity field of galaxies*. Part. and Nucl., Lett. 2[119] pp. 64–71 (2004).
[arXiv: astro-ph/0206114]
- [9] Bajaj, K., Flin, P., Pervushin, V.: *On the alignment of cosmic anisotropies*. In: Proc. Joint Intern. Conf. New Geometry of Nature. Kazan State University, Kazan, Russia, **III**, pp.9-11 (2003)
- [10] Караченцев, И.Д.: *Скрытая масса в Местной Вселенной*. Усп. Физ. Наук. **171**, 860 (2001)
- [11] Einasto, J., Kaasik, A., and Saar, E.: *Dynamic evidence on massive coronas of galaxies*. Nature. **250**, 309 (1974)
- [12] Einasto, J., Saar, E., Kaasik, A., and Chernin, A.D.: *Missing mass around galaxies: morphological evidence*. Nature. **252**, 111 (1974)

-
- [13] Rubin, V.C.: *Dark matter in spiral galaxies*. Scientific American, **248**, 96 (1983)
- [14] Primack, J.R.: *Status of cold dark matter cosmology*. Proceedings of 5th International UCLA Symposium on Sources and Detection of Dark Matter, Marina del Rey, (ed. D. Cline) (2002).
[arXiv: astro-ph/0205391]
- [15] Einstein, A., Straus, E.G.: *The influence of the expansion of space on the gravitation fields surrounding the individual stars*. Rev. Mod. Phys. **17**, 120 (1945)

Глава 15

Послесловие

15.1 Вопросы мироздания

В далёком будущем потомки наверняка определят наше время как эпоху великих астрофизических открытий, сравнимую по своему значению с эпохой великих географических открытий в конце пятнадцатого и начале шестнадцатого веков. На неведомых просторах Вселенной учёные обнаружили следы невиданных доселе физических объектов: нейтронных звезд, квазаров, пульсаров, почти однородного реликтового излучения с температурой около трёх кельвин, заполняющего всю видимую Вселенную, и многое другое. Наблюдатели астрофизики обнаружили красное смещение спектральных линий атомов, испускающих фотоны на далёких космических объектах, подчиняющееся закону Хаббла — чем дальше объект, тем больше красное смещение. Современные исследователи, как когда-то отважные мореплаватели прошлых веков, осознали, что они уже могут достигнуть пределов видимой Вселенной, то есть тех расстояний, которые

пролетает луч света за время жизни Вселенной. Астрофизики уже видят космические объекты, удалённые от нас на расстояния порядка размера Вселенной, и тем самым могут определить зависимость больших значений красного смещения от расстояний, сравнимых с размером видимой части Вселенной. Новые данные для больших значений красного смещения свидетельствуют о том, что наша Вселенная заполнена в основном не массивной пылью далёких и потому невидимых галактик, а загадочным веществом совершенно другой природы, с другим уравнением состояния, названным тёмной энергией. Результаты измерения распределения химических элементов во Вселенной свидетельствуют о преобладании фотонов в эпоху первичного синтеза химических элементов и о ничтожно малом вкладе видимой барионной материи (около 3 %) в космическую эволюцию. С другой стороны, скорости вращения звезд в спиральных галактиках и скорости вращения галактик во всех гигантских сверхскоплениях согласно механике Ньютона свидетельствуют, что, кроме барионной материи, из которой мы состоим, в галактиках присутствует тёмная материя, масса которой в десять раз больше массы видимой барионной материи.

В результате этих последних открытий перед Стандартной космологией наиболее остро встали следующие *вопросы мироздания*.

1. Как возникла наша Вселенная?
2. Что было во Вселенной до её появления?
3. Из чего состоит Вселенная?

4. Какова природа тёмной энергии и тёмной материи?
5. Почему вспыхнуло реликтовое излучение в ранней Вселенной?
6. Как образовалась материя?
7. Как объяснить барионную асимметрию Вселенной, при которой на один барион приходится миллиард фотонов?
8. Можно ли построить физическую теорию, которая не только бы ответила на все эти вопросы, но смогла бы предсказать эволюцию материи во Вселенной, подобно тому как небесная механика Ньютона оказалась способной не только объяснить его современникам актуальные в то время проблемы мироздания, но и рассчитать движение планет и предсказать новые планеты, действительно обнаруженные позднее?

Современные физики должны ответить на эти вопросы и *объяснить* их, исходя из первых принципов. Согласно Вигнеру, существует три уровня “*объяснения*”:

1. Новые эмпирические явления и механизмы, типа механизма инфляции.
2. Новые законы динамики.
3. Новые дополнительные принципы симметрии теорий гравитации и элементарных частиц.

Напомним, что в Стандартной космологии для объяснения данных по Сверхновым служит механизм инфляционного расширения

Вселенной, именно тот, который был предложен и развит современными физиками для решения проблем Стандартной космологии. Однако, первичная плотность энергии инфляции во Вселенной отличается от современной плотности энергии инфляции в 10^{57} раз. Это колоссальное отличие пока не нашло убедительного объяснения на втором уровне в рамках *динамической* модели инфляции с одним скалярным полем (инфлантоном). С другой стороны, механизм *первичной инфляции* абсолютизирует текущие значения константы Ньютона и параметра Хаббла, измеряемых современными наблюдателями, точно также как система Птолемея абсолютизирует положение и скорость Земного наблюдателя в небесной механике.

Чтобы объяснить данные по Сверхновым, авторы настоящей книги предпочли третий уровень, выбрав в качестве новых принципов симметрии группу аффинных и конформных преобразований и соответствующий конформный вариационный принцип Дирака.

15.2 Общая дискуссия результатов

2.1 Результаты работы

Перечислим кратко результаты и выводы настоящей монографии. Для постановки задачи о классификации данных физических измерений и астрофизических наблюдений мы прослеживаем эволюцию идей и математических методов теоретической физики за последние пять веков её развития от принципа относительности Коперника до принципов относительности Эйнштейна, группы Пуанкаре и калиб-

ровочных теорий. Унитарные неприводимые представления группы Пуанкаре лежат в основе классификации квантовых релятивистских частиц и квантовой теории поля, описывающей рождение частиц, их распады и взаимодействия.

Книга посвящена построению волновой функции квантовой Вселенной как совместного *унитарного неприводимого представления аффинной и конформной групп* с включением Стандартной Модели электрослабого взаимодействия и КХД. Такое построение заключается в следующих этапах.

1. Вывод теории гравитации как совместной нелинейной реализации *аффинной и конформной групп* (Огиевецкий и Борисов) в касательном пространстве Фока в терминах форм Картана.
2. Выбор конформных эталонов измерения (Дирак), которые позволяют отделить космическую эволюцию приборов наблюдения от эволюции космических объектов.
3. Выбор системы отсчёта Вселенной (Марков и Юкава).
4. Решение связей в пространстве событий (Дирак).
5. Первичное и вторичное квантования с постулатом вакуума (Фок).
6. Определение начальных данных согласно принципу неопределённости (Блохинцев).
7. Диагонализация операторов рождения и уничтожения частиц и Вселенной (Боголюбов).

Показано, что такое построение ведёт к следующим результатам.

1. Постулат вакуума даёт стрелу собственного интервала времени и его начало как квантовой аномалии.
2. Единственным источником нарушения конформной симметрии и возникновения масс элементарных частиц является нормальное упорядочивание полевых операторов, что приводит к экспериментально наблюдаемым энергии и конденсатам Казимира.
3. Принцип Планка о кванте действия ведёт к иерархии космологических шкал для материальных полей в соответствии с их конформным весом, в согласии со значениями современной температуры реликтового излучения и шкалой масс электро-слабых бозонов.
4. Последние данные по Сверхновым в 1998–2013 гг., пересчитанные для дираковского конформного эталона измерения наблюдаемых интервалов пространства времени свидетельствуют, что наша Вселенная холодная и почти пустая.
5. Волновая функция квантовой Вселенной как представление аффинной и конформной групп симметрии факторизуется на волновую функцию пустой Вселенной и S -матрицу, используемую в физике высоких энергий для описания рождения и взаимодействия частиц.
6. Полученная S -матрица соответствует квантованию калибровочных полей в фазовом пространстве полевых переменных, остав-

шихся после решения уравнений связи в гамильтоновом подходе к теории гравитации и Стандартной Модели. Таким образом, гамильтонов подход даёт адекватный формализм для объединения теории гравитационного поля со СМ элементарных частиц, в которой обе теории рассматриваются на квантовом уровне в определённой системе отсчёта после решения всех уравнений связи.

7. Рассмотрены физические следствия редуцированного квантования для КЭД, КХД, СМ и теории гравитации. Решение гауссовой связи в КЭД совпадает с подходом Дирака к квантованию электродинамики в 1927. Показано, что квантование массивного векторного поля согласуется с принципами аксиоматического подхода к квантовой теории поля, в частности, с постулатом вакуума.
8. Решением гауссовой связи для неабелевой теории, в частности КХД, получен соответствующий производящий функционал в терминах калибровочно-инвариантных наблюдаемых цветных полей, включая их связанные состояния и начальные данные. Дано отношение этого производящего функционала к стандартному подходу Фаддеева – Попова. Отличие модифицированной КХД от стандартного ФП подхода состоит в том, что начальные данные калибровочно-инвариантных наблюдаемых цветных полей топологически вырождены. Деструктивная интерференция фазовых факторов топологического вырождения ведёт к нулевым амплитудам рождения всех цветных состояний,

что можно трактовать как чисто кинематический конфайнмент цветных частиц и состояний. В результате кинематического конфайнмента возникает кварк-адронная дуальность, широко используемая в КХД высоких энергий для описания глубоко неупругих взаимодействий, где кварки и глюоны трактуются как свободные партоны.

9. Предполагая, что нормальное упорядочивание операторов полей при квантовании является источником спонтанного нарушения симметрий и возникновения размерных параметров, удалось получить из КХД спектр масс кварков и мезонов, и таким путём связать параметры низкоэнергетических взаимодействий с фундаментальными параметрами КХД низких энергий, типа локальных двухчастичных корреляторов (конденсатов Казимира) кварков и глюонов. В частности, получено соотношение Гелл-Манн – Оакса – Реннера.
10. В Стандартной Модели электрослабого взаимодействия топологическое вырождение неабелевых полей снимается их взаимодействием с полем Хиггса. При нормальном упорядочивании электрослабых бозонов и фермионов возникают такие же квантовые аномалии типа двухчастичных корреляций (то есть конденсатов Казимира). Учитывая соотношение Гелл-Манн – Оакса – Реннера и предполагая универсальность отношения конденсатов Казимира полей к их массе в степени, соответствующей их конформному весу, мы оценили спектр масс этих бозонов. Полученное значение массы бозона Хиггса $\sim 130 \pm 15$

ГэВ находится в согласии с последними экспериментальными данными.

11. Аффинный гравитон (в терминах форм Картана) в приближении нулевого ньютоновского взаимодействия описывается свободным действием. Приведён ряд аргументов, свидетельствующих о том, что аффинные гравитоны могут играть роль тёмной материи в спиральных галактиках.
12. Показывается, что в пустой Вселенной могут возникать из вакуума только гравитоны и частицы Хиггса (и соответствующие им продольные компоненты векторных бозонов). Один из центральных результатов – это вакуумное рождение $\sim 10^{88}$ частиц бозонного поля Хиггса и продольных компонент векторных полей, распады которых формируют всё материальное содержание Вселенной в согласии с современными наблюдательными фактами. Вычисленные современные значения барионной плотности, отношения чисел барионов и фотонов и температуры реликтового излучения находятся в согласии с данными наблюдений.
13. Данные по Сверхновым, первичному нуклеосинтезу и космологическому рождению частиц, пересчитанные в единицах относительного эталона длины, могут быть описаны одним режимом доминантности вакуумной энергии Казимира.
14. На основании развитого гамильтонова подхода сформулирована космологическая теория возмущений. Получены решения,

обобщающие решение типа Шварцшильда.

15. Космическая эволюция масс ведёт к захвату космических объектов центральным полем и даёт механизм образования галактик и их скоплений, при этом возникает класс существенно эллипсоидальных траекторий галактик. Реальность таких траекторий подтверждается недавними наблюдениями группой И.Д. Караченцева анизотропии потоков хаббловских скоростей в Местной группе галактик. В конечном итоге хаос свободно движущихся частиц организуется космическим движением в конечные структуры материи.
16. Ньютоновские скорости движения галактик в суперкластерах с диаметром, меньшим в тысячу раз размера Вселенной, на порядок ниже хаббловских скоростей этих же галактик. Согласно космологической модификации ньютоновской динамики, квадрат ньютоновской скорости галактики заменяется на сумму квадратов скоростей (хаббловской и ньютоновской). Поэтому нарушение вириальной теоремы, обнаруженное в скоплениях галактик и интерпретируемое как свидетельство существования тёмной материи, в Конформной космологии может быть объяснено не введением гало тёмной материи, а хаббловскими скоростями этих галактик, как было предсказано Эйнштейном и Штраусом ещё в 1949 г.

Таким образом, принципы квантовой Вселенной, сформулированные ещё до 1974 г., объясняют самые различные свойства наблю-

даемого мира, в том числе и те, которые получены современными экспериментами и наблюдениями.

2.2 Дискуссия

Можно мысленно послать наблюдателя в начало Вселенной, подобно тому как Коперник поместил своего наблюдателя на Солнце. Нашему наблюдателю известно, что было начало, и в начале была пустая Вселенная. Наблюдатель обнаруживает, что в этой пустой Вселенной существует только дилатон, описываемый действием Дирака. Методом измерения дилатона является красное смещение. Существуют системы отсчёта, сопутствующие пустому элементу пространства, где начальные данные дилатона являются константами движения. Эти константы движения задают его положение (современное значение константы Ньютона) и скорость (современное значение параметра Хаббла). Принципы симметрии, из которых выводится действие Дирака, и постулат вакуума ведут к иерархии космологических шкал и волновой функции Вселенной. Волновая функция Вселенной позволяет нам объединить современные наблюдательные данные по Сверхновым с последними экспериментальными значениями массы Хиггса.

Однако, уровень математического описания природы, на который претендуют современные физики, ставит множество других вопросов. Как расширить аффинную группу, чтобы включить в число гольдстоуновских полей, наряду с гравитационными, все поля Стандартной Модели? Почему мир имеет именно эти симметрии, а не

другие? Почему существует такая точная подгонка начальных данных и безразмерных констант связи под антропный принцип?

Может быть, в будущем, кто-то найдёт ответы на эти вопросы в гармонии самих принципов симметрии, как нашли когда-то свои ответы на вопросы мироздания в гармонии эпициклов Коперник и Кеплер, а в гармонии законов динамики – Эйнштейн, Вейль и другие физики XX века.

Приложение А

Редуцированные абелевы теории поля

А.1 Редуцированная КЭД

1.1 Действие и система отсчёта

Действие спинорной электродинамики имеет вид:

$$W = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi} [i\partial - m] \psi + A_\mu j^\mu \right\}, \quad (\text{A.1})$$

где $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ – напряжённость электромагнитного поля, A_μ – его векторный потенциал, ψ – электронно–позитронное биспинорное поле Дирака,

$$j_\mu = ie\bar{\psi}\gamma_\mu\psi$$

– плотность тока и $\partial \equiv \partial^\mu\gamma_\mu$. Это действие является инвариантом относительно калибровочных преобразований

$$A_\mu^\lambda = A_\mu + \partial_\mu\lambda, \quad \psi^\lambda = e^{+ie\lambda}\psi. \quad (\text{A.2})$$

Вариация действия (А.1) ведёт к уравнениям движения Эйлера – Лагранжа, известным как уравнения Максвелла:

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} + j^\mu = 0. \quad (\text{A.3})$$

Физические решения уравнений Максвелла получаются в фиксированной инерциальной системе отсчета, которую определяет единичный времениподобный вектор n_μ . Этот вектор делит поле A_μ на времениподобную

$$A_0 = A_\mu n_\mu$$

и пространственноподобную

$$A_\nu^\perp = A_\nu - n_\nu(A_\mu n_\mu)$$

компоненты. Перепишем уравнения Максвелла в новых компонентах

$$\Delta A_0 - \partial_0 \partial_k A_k = j_0, \quad (\text{A.4})$$

$$\square_k - \partial_k [\partial_0 A_0 - \partial_i A_i] = -j_k. \quad (\text{A.5})$$

Полевая компонента A_0 не может быть степенью свободы, потому что её канонический импульс равен нулю. Гауссовы уравнения связи (А.4) имеют решение:

$$A_0 + \partial_0 \Lambda^R = -\frac{1}{4\pi} \int d^3 y \frac{j_0(x_0, y_k)}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|}, \quad (\text{A.6})$$

где

$$\Lambda^R = -\frac{1}{\Delta} \partial_k A_k = \frac{1}{4\pi} \int d^3 y \frac{\partial_k A_k}{|\mathbf{x} - \mathbf{y}|} \quad (\text{A.7})$$

является продольной компонентой. Результат (А.6) рассматривают как кулоновский потенциал поля, приводящий к статическому взаимодействию.

В первых работах по квантованию электродинамики [1, 2, 3] было предложено исключить временную компоненту из действия (A.1), заменяя её в формуле (A.1) решением уравнения Гаусса (A.6).

$$A_k^R[A_j] = \left(\delta_{ij} - \frac{\partial_i \partial_j}{\Delta} \right) A_j, \quad (\text{A.8})$$

$$\psi^R[A_j, \psi] = \exp\left\{ie \frac{1}{\Delta} \partial_j A_j\right\} \psi. \quad (\text{A.9})$$

Такие переменные называются *радиационными*. Переход к радиационным переменным известен как процедура редукции действия на решения уравнений связи, позволяющий не квантовать нефизические степени свободы. Продемонстрируем саму процедуру редукции. После подстановки явного решения уравнения связи относительно A_0 действие (A.1) приводится к виду

$$W_{C=0} = \int d^4x \left\{ \frac{1}{2} (\partial_\mu A_k^R)^2 + \bar{\psi} [i\partial - m] \psi - j_\mu \partial_\mu \Lambda^R - A_k^R j_k + \frac{1}{2} j_0 \frac{1}{\Delta} j_0 \right\}. \quad (\text{A.10})$$

Полученное действие квадратично относительно поперечных полей (A.8), а последнее слагаемое является кулоновским взаимодействием токов.

Далее, замена (A.9), описанная выше, позволяет переписать начальное действие (A.1) в терминах радиационных калибровочно-инвариантных переменных. Гамильтониан, соответствующий этому действию, имеет вид

$$\mathcal{H} = \frac{(\Pi_k^R)^2 + (\partial_j A_k^R)^2}{2} + p_\psi^R \gamma_0 [\nu \gamma_k \partial_k + m] \psi^R + A_k^R j_k^R - \frac{1}{2} j_0^R \frac{1}{\Delta} j_0^R, \quad (\text{A.11})$$

где Π_k^R, p_ψ^R – канонически сопряжённые импульсы, вычисленные стандартным образом. В связи с этим, вакуум может быть определён

как состояние с минимальной энергией, равной значению гамильтониана на решениях уравнений движения. Релятивистские ковариантные преобразования калибровочно-инвариантных полей доказаны на уровне фундаментального оператора квантования в форме генераторов алгебры Пуанкаре [4]. Статус теоремы о физической эквивалентности радиационных переменных Дирака и лоренцевой калибровки, рассматривается в [5, 6, 7].

1.2 Сравнение радиационных переменных и переменных в лоренцевой калибровке

С помощью калибровочных преобразований

$$A_\mu^L(A) = A_\mu + \partial_\mu \Lambda^L(A), \quad \psi^L = e^{ie\Lambda^L(A)}\psi \quad (\text{A.12})$$

с калибровочной функцией

$$\Lambda^L(A) = -\frac{1}{\square} \partial^\mu A_\mu^L \quad (\text{A.13})$$

действие (A.10) можно привести к виду:

$$W = \int d^4x \left\{ -\frac{1}{2} (\partial_\mu A_\nu^L)^2 + \bar{\psi}^L [i\partial - m] \psi^L + A_\mu^L j^{\text{L}\mu} \right\}, \quad (\text{A.14})$$

где $A_\mu^L(A)$ являются калибровочно-инвариантными функционалами, тождественно удовлетворяющими калибровочному условию

$$\partial_\mu A^{\text{L}\mu} \equiv 0, \quad (\text{A.15})$$

которое называется лоренцевой калибровкой. В этом случае поля удовлетворяют уравнениям движения

$$\square A_\mu^L = -j_\mu^L, \quad (\text{A.16})$$

где

$$j_\mu^L = -e\bar{\psi}^L\gamma_\mu\psi^L$$

есть четырёх-вектор тока. В лоренцевой калибровке, вместо потенциала

$$A_0^R(x) = \frac{1}{\Delta}j_0^R = -\frac{1}{4\pi} \int d^3y j_0^R(y)$$

и двух поперечных переменных в КЭД, записанной в терминах радиационных переменных (А.8) и (А.9), мы имеем три независимых динамических переменных, одна из которых A_0^L удовлетворяет уравнению

$$\square A_0^L = -j_0, \tag{A.17}$$

и даёт отрицательный вклад в энергию.

Мы можем видеть, что есть два отличия в рассматриваемых подходах. Первое отличие - потеря кулоновских полюсов (статического взаимодействия). Второе - трактовка временной компоненты A_0 как независимой переменной с отрицательным вкладом в энергию, поэтому в этом случае вакуум, как состояние с минимальной энергией, отсутствует. Другими словами, можно сказать, что статическое взаимодействие есть следствие постулата вакуума. Неэквивалентность между радиационными и лоренцевскими переменными не означает нарушение инвариантности относительно калибровочных преобразований, потому что как первые, так и вторые переменные могут быть определены как калибровочно-инвариантные функционалы исходных калибровочных полей (А.12).

Чтобы продемонстрировать неэквивалентность между перемен-

ными, рассмотрим электронно - позитронную амплитуду рассеяния¹ в теории (А.11)

$$T^R = \frac{j_0^2}{\mathbf{q}^2} + \left(\delta_{ik} - \frac{q_i q_k}{\mathbf{q}^2} \right) \frac{j_i j_k}{q^2 + i\varepsilon} \equiv \quad (A.18)$$

$$\equiv \frac{-j^2}{q^2 + i\varepsilon} + \frac{(q_0 j_0)^2 - (\mathbf{q} \cdot \mathbf{j})^2}{\mathbf{q}^2 [q^2 + i\varepsilon]}.$$

Эта амплитуда совпадает с амплитудой в калибровке Лоренца,

$$T^L = -\frac{1}{q^2 + i\varepsilon} \left[j^2 - \frac{(q_0 j_0 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{j})^2}{q^2 + i\varepsilon} \right], \quad (A.19)$$

если слагаемые в рамке в выражении (А.18) могут быть исключены.

Таким образом, теорема эквивалентности переменных Фаддеева [7] выполняется, если токи сохраняются

$$q_0 j_0 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{j} = qj = 0. \quad (A.20)$$

Однако, в квантовой теории поля, где физические величины определяются с помощью производящего функционала функций Грина, вместо классического закона сохранения (А.20) мы имеем тождества Уорда – Такахаши для функций Грина, в которых токи не сохраняются

$$q_0 j_0 - \mathbf{q} \cdot \mathbf{j} \neq 0. \quad (A.21)$$

В частности, теория возмущений в лоренцевых переменных (где пропагаторы имеют только сингулярности светового конуса $q_\mu q^\mu = 0$) содержит только связанные состояния Вика – Кутковского, чьи спектры не наблюдаются в природе. В то время как, КЭД в радиационных

¹Можно показать, что правила Фейнмана дают выражение для амплитуды через составляющие тока $j_\nu = \bar{e}\gamma_\nu e$.

переменных описывает одновременные кулоновские атомы. Вопрос о том, может ли суммирование диаграмм с сингулярностями светового конуса в теории возмущений в лоренцевых переменных воспроизвести одновременные кулоновские атомы, до сих пор остается открытым, и, возможно, имеет отрицательный ответ, так как радиационные переменные и лоренцевы переменные имеют разные классы начальных данных и соответствуют разным решениям классических уравнений. Ответ на вопрос, какие из этих начальных данных являются физическими, лежит вне компетенции теории, и определяется наблюдательными данными.

А.2 Теория векторных бозонов

2.1 Лагранжиан и система отсчета

Классическая функция Лагранжа в массивной квантовой электродинамике выражается формулой

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}M^2V_\mu^2 + \bar{\psi}(i\partial - m)\psi + V_\mu j^\mu, \quad (\text{A.22})$$

В выбранной системе отсчета Лагранжиан принимает вид

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \quad (\text{A.23}) \\ = & \frac{(\dot{V}_k - \partial_k V_0)^2 - (\partial_j V_k^T)^2 + M^2(V_0^2 - V_k^2)}{2} + \bar{\psi}(i\partial - m)\psi + V_0 j_0 - V_k j_k, \end{aligned}$$

где $\dot{V} = \partial_0 V$ и V_k^T поперечная компонента, определяемая проекционным оператором в соотношении (А.8). В противоположность КЭД

эта формула не инвариантна относительно калибровочных преобразований. Тем не менее, с точки зрения гамильтонова подхода массивная теория имеет ту же самую проблему, что и КЭД. Временная компонента массивного бозона имеет нулевой канонический импульс.

В [8] было предложено исключить временную компоненту из набора степеней свободы так же, как это сделал Дирак в КЭД, используя уравнение Гаусса. В массивном случае уравнение Гаусса имеет вид

$$(\Delta - M^2)V_0 = \partial_i \dot{V}_i + j_0, \quad (\text{A.24})$$

и трактуется как условие связи. Оно имеет следующее решение

$$V_0 = \left(\frac{1}{\Delta - M^2} \partial_i V_i \right)' + \frac{1}{\Delta - M^2} j_0. \quad (\text{A.25})$$

Чтобы исключить временную компоненту, подставим это решение (A.25) в функцию Лагранжа (A.23) [8]:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \left[(\dot{V}_k^T)^2 + V_k^T (\Delta - M^2) V_k^T + j_0 \frac{1}{\Delta - M^2} j_0 \right] + \bar{\psi} (\not{\partial} - m) \psi - V_k^T j_k \\ & + \frac{1}{2} \left[\dot{V}_k^{\parallel} M^2 \frac{1}{\Delta - M^2} \dot{V}_k^{\parallel} - M^2 (V_k^{\parallel})^2 \right] - V_k^{\parallel} j_k + j_0 \frac{1}{\Delta - M^2} \partial_k \dot{V}_k^{\parallel}, \quad (\text{A.26}) \end{aligned}$$

где мы разложили векторное поле $V_k = V_k^T + V_k^{\parallel}$ с помощью оператора проецирования по аналогии с (A.8). Последние два слагаемых являются вкладом только от продольной компоненты. Функция Лагранжа содержит квадратичное относительно продольной компоненты слагаемое. Поэтому последняя является динамической переменной, в отличие от КЭД. Однако, аналог радиационных переменных в массивной теории существует, и, также как в КЭД, переход к этим переменным убирает линейное слагаемое $\partial_i \dot{V}_i$ в законе Гаусса (A.24), которое не может быть источником статического поля, в

отличие от билинейного тока j_0 . Нетрудно убедиться, что линейное слагаемое $\partial_i \dot{V}_i$ в законе Гаусса (A.24) убирается следующим преобразованием

$$\bar{\psi}(i \not{\partial} - m)\psi - V_k^{\parallel} j_k + j_0 \frac{1}{\Delta - M^2} \partial_k \dot{V}_k^{\parallel} = \bar{\psi}^{\text{R}}(i \not{\partial} - m)\psi^{\text{R}} - V_k^{\text{R}\parallel} j_k,$$

где

$$V_k^{\text{R}\parallel} = V_k^{\parallel} - \partial_k \frac{1}{\Delta - M^2} \partial_i V_i = -M^2 \frac{1}{\Delta - M^2} V_k^{\parallel}, \quad (\text{A.27})$$

$$\psi^{\text{R}} = \exp \left\{ -ie \frac{1}{\Delta - M^2} \partial_i V_i \right\} \psi \quad (\text{A.28})$$

являются переменными радиационного типа. Это преобразование устраняет $\partial_i \dot{V}_i$ в законе Гаусса (A.24). Если масса $M \neq 0$, можно перейти от начальных переменных V_k^{\parallel} к радиационным $V_k^{\text{R}\parallel}$ заменой

$$V_k^{\parallel} = \hat{Z} V_k^{\text{R}\parallel}, \quad \hat{Z} = \frac{M^2 - \Delta}{M^2} \quad (\text{A.29})$$

Теперь функция Лагранжа (A.26) преобразуется к виду

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \frac{1}{2} \left[(\dot{V}_k^{\text{T}})^2 + V_k^{\text{T}} (\Delta - M^2) V_k^{\text{T}} + j_0 \frac{1}{\Delta - M^2} j_0 \right] + \bar{\psi}^{\text{R}}(i \not{\partial} - m)\psi^{\text{R}} \\ & + \frac{1}{2} \left[\dot{V}_k^{\text{R}\parallel} \hat{Z} \dot{V}_k^{\text{R}\parallel} + V_k^{\text{R}\parallel} (\Delta - M^2) \hat{Z} V_k^{\text{R}\parallel} \right] - V_k^{\text{T}} j_k - V_k^{\text{R}\parallel} j_k. \end{aligned} \quad (\text{A.30})$$

Гамильтониан, соответствующий этой функции Лагранжа, может быть построен стандартным образом. Используя правила преобразования Лежандра и канонические сопряженные импульсы

$$\Pi_{V_k^{\text{T}}}, \quad \Pi_{V_k^{\text{R}\parallel}}, \quad \Pi_{\psi^{\text{R}}},$$

в результате получим

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \frac{1}{2} \left[\Pi_{V_k^{\text{T}}}^2 + V_k^{\text{T}} (M^2 - \Delta) V_k^{\text{T}} + j_0 \frac{1}{M^2 - \Delta} j_0 \right] - \Pi_{\psi^{\text{R}}} \gamma_0 (i \gamma_k \partial_k + m) \psi^{\text{R}} \\ & + \frac{1}{2} \left[\Pi_{V_k^{\text{R}\parallel}} \hat{Z}^{-1} \Pi_{V_k^{\text{R}\parallel}} + V_k^{\text{R}\parallel} (M^2 - \Delta) \hat{Z} V_k^{\text{R}\parallel} \right] + V_k^{\text{T}} j_k + V_k^{\text{R}\parallel} j_k. \end{aligned} \quad (\text{A.31})$$

Можно показать, что в соответствующей квантовой системе вакуум определён как состояние с минимальной энергией и выполняются релятивистские преобразования для наблюдаемых [8].

2.2 Квантование

Каноническое квантование основано на следующих одновременных канонических коммутационных соотношениях:

$$\left[\hat{\Pi}_{V_k^T}, \hat{V}_k^T \right] = i \delta_{ij}^T \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y}), \quad (\text{A.32})$$

$$\left[\hat{\Pi}_{V_k^{\text{R||}}}, \hat{V}_k^{\text{R||}} \right] = i \delta_{ij}^{\text{||}} \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{y}). \quad (\text{A.33})$$

Пространство Фока в теории строится с помощью этих коммутационных соотношений

$$\left[a_{(\lambda)}^-(\pm k), a_{(\lambda')}^+(\pm k') \right] = \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta_{(\lambda)(\lambda')}; \quad (\text{A.34})$$

$$\{ b_{\alpha}^-(\pm k), b_{\alpha'}^+(\pm k') \} = \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta_{\alpha\alpha'}; \quad (\text{A.35})$$

$$\{ c_{\alpha}^-(\pm k), c_{\alpha'}^+(\pm k') \} = \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta_{\alpha\alpha'}. \quad (\text{A.36})$$

с состоянием вакуума $|0\rangle$, определяемым соотношениями:

$$a_{(\lambda)}^-|0\rangle = b_{\alpha}^-|0\rangle = c_{\alpha}^-|0\rangle = 0. \quad (\text{A.37})$$

Разложение Фурье полевых операторов в плоском волновом базисе

$$\begin{aligned} V_j(x) &= \int [d\mathbf{k}]_v \epsilon_j^{(\lambda)} \left[a_{(\lambda)}^+(\omega, \mathbf{k}) e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{x}} + a_{(\lambda)}^-(\omega, -\mathbf{k}) e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right], \\ \psi(x) &= \sqrt{2m_s} \int [d\mathbf{k}]_s \left[b_{\alpha}^+(k) u_{\alpha} e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{x}} + c_{\alpha}^-(k) v_{\alpha} e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right], \\ \psi^+(x) &= \sqrt{2m_s} \int [d\mathbf{k}]_s \left[b_{\alpha}^-(k) u_{\alpha}^+ e^{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{x}} + c_{\alpha}^+(-k) v_{\alpha}^+ e^{-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{x}} \right], \end{aligned}$$

с мерой интегрирования

$$[d\mathbf{k}]_{v,s} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{d^3\mathbf{k}}{\sqrt{2\omega_{v,s}(\mathbf{k})}}$$

и частотой колебаний

$$\omega_{v,s}(\mathbf{k}) = \sqrt{\mathbf{k}^2 + m_{v,s}^2}.$$

Можно определить ожидаемые вакуумные значения для одновременных произведений полевых операторов

$$\begin{aligned} V_i(t, \mathbf{x})V_j(t, \mathbf{y}) &= :V_i(t, \mathbf{x})V_j(t, \mathbf{y}): + \langle V_i(t, \mathbf{x})V_j(t, \mathbf{y}) \rangle, \\ \bar{\psi}_\alpha(t, \mathbf{x})\psi_\beta(t, \mathbf{y}) &= :\bar{\psi}_\alpha(t, \mathbf{x})\psi_\beta(t, \mathbf{y}): + \langle \bar{\psi}_\alpha(t, \mathbf{x})\psi_\beta(t, \mathbf{y}) \rangle, \end{aligned}$$

где

$$\langle V_i(t, \mathbf{x})V_j(t, \mathbf{y}) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2\omega_v(\mathbf{k})} \sum_{(\lambda)} \epsilon_i^{(\lambda)} \epsilon_j^{(\lambda)} e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{x}-\mathbf{y})}, \quad (\text{A.38})$$

$$\langle \bar{\psi}_\alpha(t, \mathbf{x})\psi_\beta(t, \mathbf{y}) \rangle = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\mathbf{k}}{2\omega_s(\mathbf{k})} (\mathbf{k}\boldsymbol{\gamma} + m)_{\alpha\beta} e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{x}-\mathbf{y})} \quad (\text{A.39})$$

функции Паули – Йордана.

2.3 Пропагаторы

Разложение векторного поля в функции Лагранжа (A.30) по поперечным и продольным компонентам

$$V_i^R = \left[\delta_{ij}^T + \hat{Z}^{-1} \delta_{ij}^{\parallel} \right] V_j = V_i^T + \hat{Z}^{-1} V_i^{\parallel} \quad (\text{A.40})$$

позволяет нам получить пропагатор массивного векторного поля в радиационных переменных

$$D_{ij}^R(x-y) = \langle 0|TV_i^R(x)V_j^R(y)|0 \rangle = \quad (\text{A.41})$$

$$-i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \frac{e^{-iq \cdot (x-y)}}{\mathbf{q}^2 - M^2 + i\epsilon} \left(\delta_{ij} - \frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2 + M^2} \right).$$

Вместе с мгновенным взаимодействием, описываемым членом “ток - ток” в функции Лагранжа (А.30) данный пропагатор даёт нам амплитуду взаимодействия токов

$$\begin{aligned} T^{\text{R}} &= D_{\mu\nu}^{\text{R}}(q) \tilde{j}^\mu \tilde{j}^\nu = & (A.42) \\ &= \frac{\tilde{j}_0^2}{\mathbf{q}^2 + M^2} + \left(\delta_{ij} - \frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2 + M^2} \right) \frac{\tilde{j}_i \tilde{j}_j}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \end{aligned}$$

которая отличается от принятой

$$T^{\text{L}} = \tilde{j}^\mu D_{\mu\nu}^{\text{L}}(q) \tilde{j}^\nu = -\tilde{j}^\mu \frac{g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \tilde{j}^\nu. \quad (A.43)$$

Амплитуда, заданная выражением (А.42) является обобщением радиационной амплитуды в КЭД. В [8] было показано, что преобразования Лоренца классических радиационных переменных совпадают с квантовыми. Другая лоренцева система отсчета определяется другой осью времени, в которой релятивистски - ковариантная функция распространения принимает вид

$$\begin{aligned} D_{\mu\nu}^{\text{R}}(q|n) &= & (A.44) \\ &= \frac{1}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \left[g_{\mu\nu} - \frac{n_\mu n_\nu (qn)^2 - [q_\mu - n_\mu(qn)][q_\nu - n_\nu(qn)]}{M^2 + |q_\mu - n_\mu(qn)|^2} \right], \end{aligned}$$

где n_μ определяется внешними состояниями. Напомним, что обыкновенный векторный пропагатор локального массивного поля имеет вид (А.43)

$$D_{\mu\nu}^{\text{L}}(q) = -\frac{g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}}{q^2 - M^2 + i\epsilon}. \quad (A.45)$$

В отличие от этой обычной функции, пропагатор радиационного типа (А.44) имеет предел при $M \rightarrow 0$ и исчезает для больших значений импульсов, чего нельзя сказать о пропагаторе (А.45). Радиационная амплитуда (А.42) может быть переписана в альтернативной форме

$$T^{\text{R}} = -\frac{1}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \left[\tilde{j}_\nu^2 + \frac{(\tilde{j}_i q_i)^2 - (\tilde{j}_0 q_0)^2}{q^2 + M^2} \right], \quad (\text{A.46})$$

для сравнения с обычной амплитудой, определенной пропагатором (А.45). Можно показать, что для массивного векторного поля при сохранении тока ($q_\mu \tilde{j}^\mu = 0$) ток-токовые взаимодействия, полученные с помощью радиационного пропагатора (А.44) и обычного пропагатора (А.45), совпадают

$$\tilde{j}^\mu D_{\mu\nu}^{\text{R}} \tilde{j}^\nu = \tilde{j}^\mu D_{\mu\nu}^{\text{L}} \tilde{j}^\nu = T^{\text{L}}. \quad (\text{A.47})$$

Если ток не сохраняется

$$\tilde{j}_0 q_0 \neq \tilde{j}_k q_k,$$

радиационные полевые переменные с пропагатором (А.44) неэквивалентны исходным локальным переменным с пропагатором (А.45) и амплитудой (А.42). Амплитуда (А.47) в калибровке Фейнмана

$$T^{\text{L}} = -\frac{j^2}{q^2 - M^2 + i\epsilon} \quad (\text{A.48})$$

и соответствующая ей функция Лагранжа имеет вид

$$\mathcal{L}_F = \frac{1}{2}(\partial_\mu V_\mu)^2 - j_\mu V_\mu + \frac{1}{2}M^2 V_\mu^2. \quad (\text{A.49})$$

В теории в калибровке Фейнмана временная компонента даёт отрицательный вклад в энергию. Поэтому состояние вакуума, как состояние с минимальной энергией, в этом варианте теории не существует.

Литература

- [1] Dirac, P.A.M.: *The quantum theory of the emission and absorption of radiation*. Proc. Roy. Soc. **A 114**, 243 (1927).
- Dirac, P.A.M.: *Gauge-invariant formulation of quantum electrodynamics*. Can. J. Phys. **33**, 650 (1955)
- [2] Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantendynamik der wellenfelder*. Z. Phys. **56**, 1 (1929).
- Heisenberg, W., Pauli, W.: *Zur quantentheorie der wellenfelder. II*. Z. Phys. **59**, 168 (1930)
- [3] Полубаринов, И.В.: *Уравнения квантовой электродинамики*. ЭЧАЯ. **34**, 738 (2003)
- [4] Schwinger, J.: *Non-abelian gauge fields. Relativistic invariance*. Phys. Rev. **127**, 324 (1962).
- [Швингер, Ю.: *Неабелевы калибровочные поля. Релятивистская инвариантность*. В сб.: Элементарные частицы и компенсирующие поля. Под ред. Д. Иваненко. Мир, Москва, 205 (1964)]
- [5] Pervushin, V.N.: *Dirac variables in gauge theories*. ЭЧАЯ. **34**, 679 (2003)

- [6] Faddeev, L.D., Popov, V.N.: *Feynman diagrams for the Yang – Mills field*. Phys. Lett. **В 25**, 29 (1967)
- [7] Фаддеев, Л.Д.: *Интеграл Фейнмана для сингулярных лагранжианов*. Теор. и Мат. Физ. **1**, 3 (1969)
- [8] Pavel, H.P., Pervushin, V.N.: *Reduced phase-space quantization of massive vector theory*. Int. J. Mod. Phys. **А 14**, 2885 (1999).
[arXiv: hep-th/9706220]

Приложение В

Квантовая теория поля для СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ

В.1 Лестничное приближение

Производящий функционал квантовой теории поля для связанных состояний может быть представлен с помощью релятивистского обобщения преобразования Хаббарда – Стратоновича [1, 2]

$$\exp[-ax^2/2] = [2\pi a]^{-1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp[-ixy - y^2/(2a)]. \quad (\text{B.1})$$

Основная идея преобразования состоит в переформулировке системы частиц, взаимодействие которых описывается двухчастичным потенциалом (10.10) в теории (10.11), в систему независимых частиц, вза-

имодельствующих с билокальным вспомогательным полем $\mathcal{M}^{\text{ab}}(x, y)$

$$Z_\psi = \int d\psi d\bar{\psi} e^{\iota W_{\text{instant}}[\psi\bar{\psi}] + \iota S[J^*, \eta^*, \bar{\eta}^*]} = \quad (\text{B.2})$$

$$= \int d\psi d\bar{\psi} e^{-\frac{\iota}{2}(\psi\bar{\psi}, \mathcal{K}\psi\bar{\psi}) - (\psi\bar{\psi}, G_0^{-1}) + \iota S[J^*, \eta^*]} = \quad (\text{B.3})$$

$$= \int \left[\prod_{x, y, a, b} d\mathcal{M}^{\text{ab}}(x, y) \right] \exp\{\iota W_{\text{eff}}[\mathcal{M}] + \iota(\eta\bar{\eta}, G_{\mathcal{M}})\}. \quad (\text{B.4})$$

Эффективное действие в (B.4) может быть представлено в виде

$$W_{\text{eff}}[\mathcal{M}] = -\frac{1}{2}N_c(\mathcal{M}, \mathcal{K}^{-1}\mathcal{M}) + \iota N_c \text{Tr} \ln(1 + \Phi), \quad (\text{B.5})$$

$$\text{Tr} \ln(1 + \Phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \Phi^n. \quad (\text{B.6})$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y) &\equiv G_0 \mathcal{M} = \int d^4 z G_0(x, z) \mathcal{M}(z, y), \\ \Phi^2 &= \int d^4 x d^4 y \Phi(x, y) \Phi(y, x), \\ \Phi^3 &= \int d^4 x d^4 y d^4 z \Phi(x, y) \Phi(y, z) \Phi(z, x) \text{ , и т.д.} \end{aligned} \quad (\text{B.7})$$

Первый шаг в квазиклассическом квантовании этой конструкции [1] состоит в определении минимума эффективного действия

$$N_c^{-1} \frac{\delta W_{\text{eff}}(\mathcal{M})}{\delta \mathcal{M}} \equiv -\mathcal{K}^{-1} \mathcal{M} + \frac{\iota}{G_0^{-1} - \mathcal{M}} = 0. \quad (\text{B.8})$$

Это уравнение известно как уравнение Швингера – Дайсона. Мы обозначим соответствующее классическое решение для билокального поля как $\Sigma(x - y)$. Оно зависит только от разности $(x - y)$ из-за трансляционной инвариантности вакуумных решений.

Следующий шаг состоит в разложении эффективного действия в окрестности точки минимума $\mathcal{M} = \Sigma + \mathcal{M}'$,

$$W_{eff}(\Sigma + \mathcal{M}') = W_{eff}^{(2)} + W_{int}; \quad (\text{B.9})$$

$$W_{eff}^{(2)}(\mathcal{M}') = W_Q(\Sigma) + N_c \left[-\frac{1}{2} \mathcal{M}' \mathcal{K}^{-1} \mathcal{M}' + \frac{i}{2} (G_\Sigma \mathcal{M}')^2 \right], \quad (\text{B.10})$$

$$W_{int} = \sum_{n=3}^{\infty} W^{(n)} = i N_c \sum_{n=3}^{\infty} \frac{1}{n} (G_\Sigma \mathcal{M}')^n, \quad (\text{B.11})$$

$$G_\Sigma = (G_0^{-1} - \Sigma)^{-1}. \quad (\text{B.12})$$

Билокальная функция $\mathcal{M}'(x, y)$ в переменных типа Якоби

$$z = x - y, \quad X = \frac{x + y}{2}$$

раскладывается по полному набору ортонормированных решений Γ классического уравнения

$$\frac{\delta^2 W_{eff}(\Sigma + \mathcal{M}')}{\delta \mathcal{M}'^2} \cdot \Gamma = 0. \quad (\text{B.13})$$

Это разложение имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{M}'(x, y) &= \mathcal{M}'(z|X) = \\ &= \sum_H \int \frac{d^3 \mathcal{P}}{(2\pi)^3 \sqrt{2\omega_H}} \int \frac{d^4 q e^{iq \cdot z}}{(2\pi)^4} \times \\ &\{ e^{i\mathcal{P} \cdot X} \Gamma_H(q^\perp | \mathcal{P}) a_H^+(\mathcal{P}) + e^{-i\mathcal{P} \cdot X} \bar{\Gamma}_H(q^\perp | \mathcal{P}) a_H^-(\mathcal{P}) \}, \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

где (H) есть квантовые числа, включая массу $M_H = \sqrt{\mathcal{P}_\mu^2}$ и энергию

$$\omega_H = \sqrt{\mathcal{P}^2 + M_H^2}.$$

Операторы рождения и уничтожения связанных состояний удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$\left[a_{H'}^-(\mathcal{P}'), a_H^+(\mathcal{P}) \right] = \delta_{H'H} \delta^3(\mathcal{P}' - \mathcal{P}). \quad (\text{B.15})$$

Соответствующая функция Грина принимает вид

$$\mathcal{G}(q^\perp, p^\perp | \mathcal{P}) = \sum_H \left\{ \frac{\Gamma_H(q^\perp | \mathcal{P}) \bar{\Gamma}_H(p^\perp | - \mathcal{P})}{(\mathcal{P}_0 - \omega_H - i\varepsilon)2\omega_H} - \frac{\bar{\Gamma}_H(p^\perp | \mathcal{P}) \Gamma_H(p^\perp | - \mathcal{P})}{(\mathcal{P}_0 - \omega_H - i\varepsilon)2\omega_H} \right\}. \quad (\text{B.16})$$

Для нормировки вертексных функций Γ мы можем использовать "свободную" часть эффективного действия (B.10) для квантового бислокального мезона \mathcal{M}' с коммутационными соотношениями (B.15). Подстановка $\sqrt{\mathcal{P}^2} \neq M_H$ разложения (B.14) в "свободную" часть эффективного действия определяет обратную функцию Грина бислокального поля $\mathcal{G}(\mathcal{P}_0)$

$$W_{eff}^{(0)}[\mathcal{M}] = 2\pi\delta(\mathcal{P}_0 - \mathcal{P}'_0) \sum_H \int \frac{d^3\mathcal{P}}{\sqrt{2\omega_H}} a_H^+(\mathcal{P}) a_H^-(\mathcal{P}) \mathcal{G}_H^{-1}(\mathcal{P}_0) \quad (\text{B.17})$$

где $\mathcal{G}_H^{-1}(\mathcal{P}_0)$ – обратная функция Грина, которая может быть представлена как разность двух членов

$$\mathcal{G}_H^{-1}(\mathcal{P}_0) = I(\sqrt{\mathcal{P}^2}) - I(M_H^{\text{ab}}(\omega)) \quad (\text{B.18})$$

где $M_H^{\text{ab}}(\omega)$ – собственное значение уравнения для малых флуктуаций (B.11) и

$$I(\sqrt{\mathcal{P}^2}) = iN_c \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \times \text{tr} \left[G_{\Sigma_b} \left(q - \frac{\mathcal{P}}{2} \right) \bar{\Gamma}_{\text{ab}}^H(q^\perp | - \mathcal{P}) G_{\Sigma_a} \left(q + \frac{\mathcal{P}}{2} \right) \Gamma_{\text{ab}}^H(q^\perp | \mathcal{P}) \right]$$

где

$$\underline{G}_\Sigma(q) = \frac{1}{\not{A} - \underline{\Sigma}(q^\perp)}, \quad \underline{\Sigma}(q) = \int d^4x \Sigma(x) e^{iqx} \quad (\text{B.19})$$

– фермионная функция Грина. Условие нормировки определяется формулой

$$2\omega = \frac{\partial \mathcal{G}^{-1}(\mathcal{P}_0)}{\partial \mathcal{P}_0} \Big|_{\mathcal{P}_0 = \omega(\mathcal{P}_1)} = \frac{dM(\mathcal{P}_0)}{d\mathcal{P}_0} \frac{dI(M)}{dM} \Big|_{\mathcal{P}_0 = \omega}. \quad (\text{B.20})$$

Окончательно, мы получаем, что решения уравнения (B.13) удовлетворяют условию нормировки [3]

$$iN_c \frac{d}{d\mathcal{P}_0} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \text{tr} \left[\underline{G}_\Sigma \left(q - \frac{\mathcal{P}}{2} \right) \bar{\Gamma}_H(q^\perp | -\mathcal{P}) \underline{G}_\Sigma \left(q + \frac{\mathcal{P}}{2} \right) \Gamma_H(q^\perp | \mathcal{P}) \right] = 2\omega_H. \quad (\text{B.21})$$

Достижением релятивистски-ковариантного квантования калибровочных теорий на поверхности связи является описание как спектра связанных состояний так и S - матричных элементов.

Удобно записать релятивистски-инвариантные матричные элементы для действия (B.9) с помощью полевого оператора

$$\Phi'(x, y) = \int d^4x_1 G_\Sigma(x - x_1) \mathcal{M}'(x_1, y) = \Phi'(z|X)$$

Используя разложение по связанным состояниям с квантовыми числами (H)

$$\Phi'(z|X) = \sum_H \int \frac{d^3\mathcal{P}}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2\omega_H}} \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \times \{ e^{i\mathcal{P}\cdot X} \Phi_H(q^\perp | \mathcal{P}) a_H^+(\mathcal{P}) + e^{-i\mathcal{P}\cdot X} \bar{\Phi}_H(q^\perp | -\mathcal{P}) a_H^-(\mathcal{P}) \}, \quad (\text{B.22})$$

где

$$\Phi_{H(\text{ab})}(q^\perp | \mathcal{P}) = G_{\Sigma a}(q + \mathcal{P}/2) \Gamma_{H(\text{ab})}(q^\perp | \mathcal{P}), \quad (\text{B.23})$$

найдем матричные элементы взаимодействия $W^{(n)}$ (B.10) между вакуумом и n - связанным состоянием [4]

$$\begin{aligned} \langle H_1 \mathcal{P}_1, \dots, H_n \mathcal{P}_n | iW^{(n)} | 0 \rangle &= \\ &= -i(2\pi)^4 \delta^4 \left(\sum_{i=1}^n \mathcal{P}_i \right) \prod_{j=1}^n \left[\frac{1}{(2\pi)^3 2\omega_j} \right]^{1/2} M^{(n)}(\mathcal{P}_1, \dots, \mathcal{P}_n), \end{aligned} \quad (\text{B.24})$$

$$\begin{aligned}
 M^{(n)} = & \int \frac{i d^4 q}{(2\pi)^4 n} \sum_{\{i_k\}} \Phi_{H_{i_1}}^{a_1, a_2}(q | \mathcal{P}_{i_1}) \times \\
 & \Phi_{H_{i_2}}^{a_2, a_3} \left(q - \frac{\mathcal{P}_{i_1} + \mathcal{P}_{i_2}}{2} | \mathcal{P}_{i_2} \right) \Phi_{H_{i_3}}^{a_3, a_4} \left(q - \frac{2\mathcal{P}_{i_2} + \mathcal{P}_{i_1} + \mathcal{P}_{i_3}}{2} | \mathcal{P}_{i_3} \right) \times \\
 & \dots \Phi_{H_{i_n}}^{a_n, a_1} \left(q - \frac{2(\mathcal{P}_{i_2} + \dots + \mathcal{P}_{i_{n-1}}) + \mathcal{P}_{i_1} + \mathcal{P}_{i_n}}{2} | \mathcal{P}_{i_n} \right), \quad (B.25)
 \end{aligned}$$

где $\{i_k\}$ обозначает перестановки по i_k .

Выражения (B.16) и (B.25) представляют фейнмановские правила для конструирования квантовой теории поля с действием (B.9) в терминах биллокальных полей.

В.2 Уравнение Бете – Солпитера

Уравнения для спектра связанных состояний (B.13) могут быть переписаны в форме уравнений Бете – Солпитера (БС) [5]

$$\Gamma = i\mathcal{K}(x, y) \int d^4 z_1 d^4 z_2 G_\Sigma(x - z_1) \Gamma(z_1, z_2) G_\Sigma(z_2 - y). \quad (B.26)$$

В пространстве импульсов с

$$\underline{\Gamma}(q | \mathcal{P}) = \int d^4 x d^4 y e^{i\frac{x+y}{2}\mathcal{P}} e^{i(x-y)q} \Gamma(x, y)$$

мы получаем следующее уравнение для вертексной функции ($\underline{\Gamma}$)

$$\begin{aligned}
 \underline{\Gamma}(k, \mathcal{P}) = & \quad \quad \quad (B.27) \\
 = & i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \underline{V}(k^\perp - q^\perp) \ell \left[\underline{G}_\Sigma \left(q + \frac{\mathcal{P}}{2} \right) \Gamma(q | \mathcal{P}) \underline{G}_\Sigma \left(q - \frac{\mathcal{P}}{2} \right) \right] \ell
 \end{aligned}$$

где $\underline{V}(k^\perp)$ – фурье-преобразование потенциала,

$$k_\mu^\perp = k_\mu - \ell_\mu(k \cdot \ell)$$

–относительный импульс, перпендикулярный ℓ_μ , и \mathcal{P}_μ – полный импульс.

Величина $\underline{\Gamma}$ зависит только от поперечного импульса

$$\underline{\Gamma}(k|\mathcal{P}) = \underline{\Gamma}(k^\perp|\mathcal{P}),$$

из-за мгновенной формы потенциала $\underline{V}(k^\perp)$ в любой системе отсчёта. Уравнение Бете – Солпитера (В.26) для потенциала, не зависящего от продольного импульса позволяет произвести интегрирование по этому продольному импульсу, который в системе покоя равен q_0 ¹.

После интегрирования (В.27) вертексная функция принимает вид

$$\Gamma_{ab}(k^\perp|\mathcal{P}) = \int \frac{d^3q^\perp}{(2\pi)^3} \underline{V}(k^\perp - q^\perp) \ell \Psi_{ab}(q^\perp) \ell, \quad (\text{В.28})$$

где волновая функция основного состояния Ψ_{ab}

$$\begin{aligned} \Psi_{ab}(q^\perp) = & \quad (\text{В.29}) \\ = \ell \left[\frac{\bar{\Lambda}_{(+)\text{a}}(q^\perp \Gamma_{ab}(q^\perp|\mathcal{P}) \Lambda_{(-)\text{b}}(q^\perp)}{E_T - \sqrt{\mathcal{P}^2} + i\epsilon} + \frac{\bar{\Lambda}_{(-)\text{a}}(q^\perp \Gamma_{ab}(q^\perp|\mathcal{P}) \Lambda_{(+)\text{b}}(q^\perp)}{E_T + \sqrt{\mathcal{P}^2} - i\epsilon} \right] \ell, \end{aligned}$$

а сумма одночастичных энергий двух частиц (a) и (b)

$$E_T = E_a + E_b$$

определяется уравнением (10.19). Здесь было введено обозначение (10.18)

$$\bar{\Lambda}_{(\pm)}(q^\perp) = S^{-1}(q^\perp) \Lambda_{(\pm)}(0) S(q^\perp) = \Lambda_{(\pm)}(-q^\perp). \quad (\text{В.30})$$

¹Этот интеграл имеет простые полюса произведения двух функций Грина кварков-глюонов (или заряженных лептонов в КЭД)

$$\frac{i}{2\pi} \int dq^0 \frac{1}{(q_0 - a - i\epsilon)(q_0 + b + i\epsilon)} = \frac{1}{a + b}.$$

Действуя операторами (В.30) на уравнение (В.28), получаем два уравнения для волновой функции $\Psi_{ab}(q^\perp)$ в произвольно движущейся системе

$$\begin{aligned} & (E_T(k^\perp) \mp \sqrt{\mathcal{P}^2}) \Lambda_{(\pm)a}^{(\ell)}(k^\perp) \Psi_{ab}(k^\perp) \Lambda_{(\mp)b}^{(\ell)}(-k^\perp) = \\ & = \Lambda_{(\pm)a}^{(\ell)}(k^\perp) \int \frac{d^3 q^\perp}{(2\pi)^3} \underline{V}(k^\perp - q^\perp) \Psi_{ab}(q^\perp) \Lambda_{(\mp)b}^{(\ell)}(-k^\perp). \end{aligned} \quad (\text{В.31})$$

Все эти уравнения (В.28) и (В.31) получены без какого-либо предположения о малости относительного импульса $|k^\perp|$ и для произвольного полного импульса

$$\mathcal{P}_\mu = (\sqrt{M_A^2 + \mathcal{P}^2}, \mathcal{P} \neq 0). \quad (\text{В.32})$$

Мы представляем функцию Ψ проекционными операторами

$$\Psi = \Psi_+ + \Psi_-, \quad \Psi_\pm = \Lambda_\pm^{(\ell)} \Psi \Lambda_\mp^{(\ell)}. \quad (\text{В.33})$$

Согласно уравнению (В.29), Ψ удовлетворяет тождествам

$$\Lambda_+^{(\ell)} \Psi \Lambda_+^{(\ell)} = \Lambda_-^{(\ell)} \Psi \Lambda_-^{(\ell)} \equiv 0, \quad (\text{В.34})$$

которые позволяют определить неоднозначное разложение Ψ в терминах лоренцевых структур:

$$\Psi_{a,b\pm} = S_a^{-1} \left\{ \gamma_5 L_{a,b\pm}(q^\perp) + (\gamma_\mu - \ell_\mu \not{\ell}) N_{a,b\pm}^\mu \right\} \Lambda_\mp^{(\ell)}(0) S_b^{-1}, \quad (\text{В.35})$$

где $L_\pm = L_1 \pm L_2$, $N_\pm = N_1 \pm N_2$. В системе покоя $\ell_\mu = (1, 0, 0, 0)$ получаем

$$N^\mu = (0, N^i); \quad N^i(q) = \sum_{a=1,2} N_a(q) e_a^i(q) + \Sigma(q) \hat{q}^i.$$

Волновые функции L, N^α, Σ удовлетворяют следующим уравнениям.

1. Псевдоскалярные частицы.

$$M_L \overset{0}{L}_2(\mathbf{p}) = E \overset{0}{L}_1(\mathbf{p}) - \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}-\mathbf{q})(c_p^- c_q^- - \xi \mathbf{s}_p^- \mathbf{s}_q^-) \overset{0}{L}_1(\mathbf{q}) ;$$

$$M_L \overset{0}{L}_1(\mathbf{p}) = E \overset{0}{L}_2(\mathbf{p}) - \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}-\mathbf{q})(c_p^+ c_q^+ - \xi \mathbf{s}_p^+ \mathbf{s}_q^+) \overset{0}{L}_2(\mathbf{q}) .$$

Здесь, во всех уравнениях мы используем следующие определения

$$E(\mathbf{p}) = E_a(\mathbf{p}) + E_b(\mathbf{p}) , \quad (\text{B.36})$$

$$c_p^\pm = \cos[v_a(\mathbf{p}) \pm v_b(\mathbf{p})] , \quad (\text{B.37})$$

$$\mathbf{s}_p^\pm = \sin[v_a(\mathbf{p}) \pm v_b(\mathbf{p})] , \quad (\text{B.38})$$

$$\xi = \hat{p}_i \cdot \hat{q}_i , \quad (\text{B.39})$$

где E_a, E_b – одночастичные энергии v_a, v_b – углы Фолди – Ваутхайзена частиц (a,b), данные уравнениями (10.19) и (10.20).

2. Векторные частицы.

$$M_N \overset{0}{N}_2^\alpha = E \overset{0}{N}_1^\alpha - \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \{ (c_p^- c_q^- \underline{\delta}^{\alpha\beta} + \mathbf{s}_p^- \mathbf{s}_q^- (\underline{\delta}^{\alpha\beta} \xi - \eta^\alpha \underline{\eta}^\beta)) \overset{0}{N}_1^\beta + (\eta^\alpha c_p^- c_q^+) \overset{0}{\Sigma}_1 \} ;$$

$$M_N \overset{0}{N}_1^\alpha = E \overset{0}{N}_2^\alpha - \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p}-\mathbf{q}) \{ (c_p^+ c_q^+ \underline{\delta}^{\alpha\beta} + \mathbf{s}_p^+ \mathbf{s}_q^+ (\underline{\delta}^{\alpha\beta} \xi - \eta^\alpha \underline{\eta}^\beta)) \overset{0}{N}_2^\beta + (\eta^\alpha c_p^+ c_q^-) \overset{0}{\Sigma}_2 \} .$$

$$\eta^\alpha = \hat{q}_i \hat{e}_i^\alpha(p),$$

$$\underline{\eta}^\alpha = \hat{p}_i \hat{e}_i^\alpha(q),$$

$$\underline{\delta}^{\alpha\beta} = \hat{e}_i^\alpha(q) \hat{e}_i^\beta(p).$$

3. Скалярные частицы.

$$\begin{aligned}
 & M_{\Sigma} \overset{0}{\Sigma}_2 = E \overset{0}{\Sigma}_1 - \\
 & - \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \{ (\xi \mathbf{c}_p^+ \mathbf{c}_q^+ + \mathbf{s}_p^+ \mathbf{s}_q^+) \overset{0}{\Sigma}_1 + (\underline{\eta}^\beta \mathbf{c}_p^- \mathbf{c}_q^+) \overset{0}{N}_1^\beta \} ; \\
 & M_{\Sigma} \overset{0}{\Sigma}_1 = E \overset{0}{\Sigma}_2 - \\
 & - \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{p} - \mathbf{q}) \{ (\xi \mathbf{c}_p^- \mathbf{c}_q^- + \mathbf{s}_p^- \mathbf{s}_q^-) \overset{0}{\Sigma}_2 + (\underline{\eta}^\beta \mathbf{c}_p^+ \mathbf{c}_q^-) \overset{0}{N}_2^\beta \} .
 \end{aligned}$$

Нормировка этих решений однозначно определяется уравнением (B.21)

$$\frac{2N_c}{M_L} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \{ L_1(\mathbf{q}) L_2^*(\mathbf{q}) + L_2(\mathbf{q}) L_1^*(\mathbf{q}) \} = 1 , \quad (\text{B.40})$$

$$\frac{2N_c}{M_N} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \{ N_1^\mu(\mathbf{q}) N_2^{\mu*}(\mathbf{q}) + N_2^\mu(\mathbf{q}) N_1^{\mu*}(\mathbf{q}) \} = 1 , \quad (\text{B.41})$$

$$\frac{2N_c}{M_\Sigma} \int \frac{d^3 q}{(2\pi)^3} \{ \Sigma_1(\mathbf{q}) \Sigma_2^*(\mathbf{q}) + \Sigma_2(\mathbf{q}) \Sigma_1^*(\mathbf{q}) \} = 1 . \quad (\text{B.42})$$

Если атом находится в состоянии покоя ($\mathcal{P}_\mu = (M_A, 0, 0, 0)$), уравнение (B.31) совпадает с уравнением Солпитера [6]. Если предположить, что токовая масса m^0 много больше относительного импульса, $|q^\perp|$, тогда уравнения связи (B.28) и (B.31) представляются как уравнение Шрёдингера. В системе покоя ($\mathcal{P}_0 = M_A$) уравнение (10.19) для больших масс ($m^0/|q^\perp| \rightarrow \infty$) описывает нерелятивистскую частицу

$$\begin{aligned}
 E_a(\mathbf{k}) &= \sqrt{(m_a^0)^2 + \mathbf{k}^2} \simeq m_a^0 + \frac{1}{2} \frac{\mathbf{k}^2}{m_a^0}, \\
 \tan 2v &= \frac{k}{m^0} \rightarrow 0; \quad S(\mathbf{k}) \simeq 1; \quad \Lambda_{(\pm)} \simeq \frac{1 \pm \gamma_0}{2}.
 \end{aligned}$$

Тогда, в уравнении (В.31) остаётся только состояние с положительной энергией

$$\Psi_P^{\alpha\beta} \simeq \Psi_{(+)}^{\alpha\beta} = [\Lambda_{(+)}\gamma_5]^{\alpha\beta} \sqrt{4\mu}\psi_{\text{Sch}}, \quad \Lambda_{(-)}\Psi_P^{\alpha\beta}\Lambda_{(+)} \simeq 0, \quad (\text{В.43})$$

где

$$\mu \equiv \frac{m_a \cdot m_b}{(m_a + m_b)}.$$

Окончательно, получаем уравнение Шрёдингера:

$$\begin{aligned} \left[\frac{1}{2\mu} \mathbf{k}^{-2} + (m_a^0 + m_b^0 - M_A) \right] \psi_{\text{Sch}}(\mathbf{k}) &= \\ &= \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} V(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \psi_{\text{Sch}}(\mathbf{q}), \end{aligned} \quad (\text{В.44})$$

с условием нормировки

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3q |\psi_{\text{Sch}}|^2 = 1.$$

Для произвольного полного импульса \mathcal{P}_μ (В.32) уравнение (В.44) принимает вид

$$\begin{aligned} \left[-\frac{1}{2\mu} (k_\nu^\perp)^{-2} + (m_a^0 + m_b^0 - \sqrt{\mathcal{P}^2}) \right] \psi_{\text{Sch}}(k^\perp) &= \\ &= \int \frac{d^3q^\perp}{(2\pi)^3} V(k^\perp - q^\perp) \psi_{\text{Sch}}(q^\perp), \end{aligned} \quad (\text{В.45})$$

где

$$k_\mu^\perp = k_\mu - \frac{\mathcal{P}\mathbf{k}}{M_H^2} \mathcal{P}_\mu,$$

и описывает релятивистский атом с нерелятивистским относительным импульсом $|k^\perp| \ll m_{a,b}^0$.

В частности, кулоновское взаимодействие электрона с позитроном приводит к позитронию с волновой функцией (В.43) в системе

покоя

$$\Psi_P^{\alpha\beta}(\mathbf{z}) = \left(\frac{1 + \gamma_0}{2} \gamma_5 \right)^{\alpha\beta} \underline{\psi}_{\text{Sch}}(\mathbf{z}) \sqrt{\frac{m_e}{2}}, \quad (\text{B.46})$$

$$\underline{\psi}_{\text{Sch}}(\mathbf{z}) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3} e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{z}} \psi_{\text{Sch}}(\mathbf{z}); \quad (\text{B.47})$$

где $\underline{\psi}_{\text{Sch}}(\mathbf{z})$ – волновая функция уравнения Шрёдингера для относительного движения

$$\left(-\frac{1}{m_e} \frac{d^2}{d\mathbf{z}^2} - \frac{\alpha}{|\mathbf{z}|} \right) \underline{\psi}_{\text{Sch}}(\mathbf{z}) = \epsilon \underline{\psi}_{\text{Sch}}(\mathbf{z}) \quad (\text{B.48})$$

с нормировкой

$$\int d^3 z \|\underline{\psi}_{\text{Sch}}(\mathbf{z})\|^2 = 1$$

где $M_P = (2m_e - \epsilon)$ – масса позитрония, $(1 + \gamma_0)/2$ – проекционный оператор состояния с положительными энергиями электрона и позитрона.

Литература

- [1] Ebert, D., Pervushin, V.N.: *Dynamical breakdown of chiral symmetry and abnormal perturbation expansions*. В сб. Проблемы калибровочных теорий. Под ред. Барбашова, Б.М., Нестеренко, В.В. Дубна, 62 (2004)
- [2] Pervushin, V.N., Reinhardt, H., Ebert, D.: *Continual integral in collective variables and its application to nuclear and hadron physics*. ЭЧАЯ. **10**, 1114 (1979)
- [3] Nakanishi, N.: *A general survey of the theory of the Bethe–Salpeter equation*. Suppl. Prog. Theor. Phys. **43**, 1 (1969)
- [4] Калиновский, Ю.Л., Каллис, В., Куранов, Б.Н., Первушин, В.Н., Сариков, Н.А. *Билокальные мезонные лагранжианы и потенциальная модель*. Ядерная Физика. **49**, 1709 (1989)
- [5] Salpeter, E.E.: *Mass corrections to the fine structure of hydrogen-like atoms*. Phys. Rev. **87**, 328 (1952)
- [6] Salpeter, E.E., Bethe, H.A.: *A relativistic equation for bound-state problem*. Phys. Rev. **84**, 1232 (1951)



MoreBooks!
publishing



yes i want morebooks!

Покупайте Ваши книги быстро и без посредников он-лайн – в одном из самых быстрорастущих книжных он-лайн магазинов! окружающей среде благодаря технологии Печати-на-Заказ.

Покупайте Ваши книги на
www.more-books.ru

Buy your books fast and straightforward online - at one of world's fastest growing online book stores! Environmentally sound due to Print-on-Demand technologies.

Buy your books online at
www.get-morebooks.com



VDM Verlagsservicegesellschaft mbH

Heinrich-Böcking-Str. 6-8
D - 66121 Saarbrücken

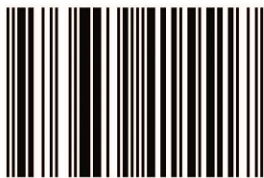
Telefon: +49 681 3720 174
Telefax: +49 681 3720 1749

info@vdm-vsg.de
www.vdm-vsg.de

Основная задача авторов - привлечь внимание читателей к интересной и интригующей задаче описания современных экспериментальных и наблюдательных данных в рамках идей и методов, разработанных ещё до 1973-74 гг. основателями современной релятивистской классической и квантовой физики. Отличие нашего подхода от стандартных подходов в том, что всюду, от горизонта Вселенной до кварков, мы будем использовать на классическом уровне масштабно-инвариантные версии современных теорий, с безразмерными константами связи, нарушая эту масштабную инвариантность только на квантовом уровне нормальным упорядочиванием произведений полевых операторов. Метод классификации новых данных, полученных за последние пятнадцать лет в космологии и физике, существенно использует квантовые теории и представления. Отсюда происходит и название нашей книги "Принципы квантовой Вселенной". Классификация представлена на основе принципов конформной и аффинной симметрий и постулата существования вакуума по аналогии с классификацией элементарных частиц по неприводимым представлениям группы Пуанкаре.

Виктор Первушин

Виктор Николаевич Первушин - профессор, д.ф.-м.н., консультант Дирекции Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединённого института ядерных исследований (Дубна), физик-теоретик. Известен работами в КТП. Александр Егорович Павлов - доцент кафедры теоретической механики им. Н.И. Мерцалова МГАУ (Москва), к.ф.-м.н., физик-теоретик.



978-3-659-41551-7