УДК 530.12:531.18:531.51:530.145.1:530.145.6

Кутолин С. А. **К сущности многовременного формализма.** Новосибирск, 1967.

Дается физическая схема развиваемых представлений о времени и используется математический аппарат 5-теории при рассмотрении физических полей в 5-пространстве, трансляционно-дисперсионном времени.

В первой главе указывается на дисперсионно-временной характер 5-координаты, устанавливается общность между идеями Н. А. Козырева, Н. И. Кобозева, Ю. Б. Румера и отмечается далеко идущая релятивистская симметрия. Во второй главе излагается волновая оптика в конфигурационном 5-пространстве Минковского координат, трансляционно-дисперсионном времени. В третьей главе рассматриваются особенности распространения волновых полей при наложении на 5-пространство координат, трансляционно-дисперсионное время несимметричной метрики и общей связности, определяемой тензором крутизны-кручения.

Рассматривается применимость полученных дифференциальных уравнений к описанию поведения нейтрино, электронов, позитронов, мезонов на реальном фронте времени. Однако сам метод исследования поведения физических полей на реальном фронте времени применим для описания атомов, молекул и может быть использован для построения квантовой теории реального твердого тела.

К СУЩНОСТИ МНОГОВРЕМЕННОГО ФОРМАЛИЗМА

Новосибирск — 1967

П Р Е Д И С Л О В И Е

Работа С.А.КУТОЛИНА касается весьма актуальной физической проблемы - проблемы времени. Проблема эта ставится С.А. Кутолиным в плане раскрытия природы 5-ой координаты физического пятимерия с учетом трансляционно-дисперсионной природы времени.

Автор приходит к принципиально важному выводу, что 5-ая координата конфигурационного пятимерия имеет смысл дисперсионного времени.

Отсюда вытекает ряд существенных следствий относительно природы элементарных частиц и их свойств.

В своей работе автор объединил и переработал взгляды на свойства времени и природу 5-мерия, высказанные в науке, создав на их основе собственную оригинальную концепцию.

Москва,МГУ 12.7.66 Проф.Н.И.КОБОЗЕВ

В в е д е н и е

Необходимым элементом изучения и описания всякого движения является понятие данного момента времени, с которым связываются другие параметры частицы - ее пространственные координаты, импульс, энергия. Учение об энергии в различных ее видах и переходы этих видов друг в друга универсальным образом представлены в феноменологии термодинамики. Это одна из совершенных наук, ибо:

1. Лишена гипотез. " В этом отношении она представляет собой единственное безукоризненное построение в естествознании, превосходящее своей достоверностью даже астрономию". (Хвольсон).

2. В пределах переживаемой нами космической эпохи выводы термодинамики не изменятся ни при каком ходе науки.

3. Она имеет всеобщее значение, в силу того, что применима ко всем явлениям, протекающим среди большого числа независимых ингредиентов.

Тем более представляется совершенно парадоксальным неинвариантность уравнений термодинамики неравновесных процессов относительно знака переменной "время" при постулировании классическими теориями изотропности и однородности объективного мира. Что же касается равновесных процессов, где уравнения термодинамики инвариантны относительно подобной замены, то из них всегда можно получить, выражаясь языком математики, несимметричные решения симметричных уравнений с несимметричными начальными условиями.

На первый взгляд может показаться, что неинвариантность уравнений термодинамики относительно знака переменной "время" не дает ничего нового. Это неверно. Неинвариантность уравнений неравновесной термодинамики относительно знака переменной "время" приводит к утверждению о дискретности такого преобразования и, следовательно, к дискретности переменной "время".

Современная классическая физика не дает удовлетворительного определения понятия данного момента времени. В классическом смысле под данным моментом времени понимается сколь угодно тонкий слой времени. Квантовой механикой этот параметр определяется соотношением неопределенности

$$\Delta t > \frac{h}{\Delta E}; \qquad \Delta t > 2h\frac{m}{(\Delta p)^2}$$

как неустранимая ошибка наблюдения, связанная с неопределенностью энергии (ΔE) или импульса (Δp).

Неудовлетворительность этих понятий очевидна. Первое из них физически фиктивно: бесконечно тонкий слой времени представляет не физический параметр, а абстрактное понятие, заимствованное из геометрии. Второе определение ведет к тому, что ширина данного момента для частицы оказывается зависящей от акта измерения, то есть по существу от произвола наблюдателя.

Квантовая механика пытается исправить классическую картину при помощи соотношения неопределенности, которое позволяет состояние объекта рассматривать в пределах конечного временного интервала Δt , зависящего от условий наблюдения, причем фактическое состояние материальной частицы на временной границе признается непознаваемым.

На неудовлетворительность определения понятия "данного момента времени" в классической и квантово-механической схемах указывал Н.И. Кобозев в 1955г., рассматривая реальный фронт времени, имеющий слоистое или зонное строение, причем каждому слою отвечает набор частиц с определенной массой покоя и скоростью. В этом случае неинвариантность уравнений термодинамики относительно координаты "время" является естественной и подчеркивает "временную дисперсность" реального фронта времени.

После открытия несохранения четности (неинвариантности) в слабых взаимодействиях разбиралось три дискретных преобразования (преобразование зеркального отражения, преобразование зарядового сопряжения и преобразование отражения времени), связанные между собой так называемой CPT – теоремой. Однако схема несохранения четности в слабых взаимодействиях, предложенная Б.Л.Иоффе (1957) и связанная с ни инвариантностью относительно обращения времени, на первый взгляд не оправдалась на практике (С.Г.Матинян 1957) и казалось неизбежным для объяснения несохранения четности вводить гипотезу зарядового сопряжения.

На самом же деле в явлении несохранения четности, в слабых взаимодействиях, в истолковании сверхтонких эффектов (тонкая структура спектров, Лэмбовский сдвиг, туннельные переходы, аномальные сечения, делокализация частиц) и асимметрии планет (Н.А.Козырев 1950-1958гг.) мы сталкиваемся с новым свойством времени.

Это свойство времени обладает своего рода "дисперсией" с определенной периодической зависимостью, квантовым характером, которое в обычном четырехмерном многообразии пространства-времени "усредняется", не нарушая классической релятивистской симметрии пространства-ремени. То есть, мы приходим к необходимости исследовать реальный процесс в пространстве, топологически замкнутом в координате дисперсионного времени.

Постановка и решение такой задачи требуют привлечения математического аппарата теоретической физики. Использование наряду с четырехмерным многообразием пространства-времени еще одной дополнительной координаты - дисперсионного времени требует введения "пятимерия". Аналогичная задача решается в теоретической физике при попытке построения единой теории поля.

При построении единой теории поля наметилось два направления.

Первое заключается в отказе от мероопределения Римана в четырехмерном пространственно-временном континиуме общей теории относительности и в переходе к более общим нерималовым геометриям.

Второе заключается во введении пятого дополнительного измерения пространства при сохранении мероопределения Римана в пятимерном пространстве.

На первый взгляд опыт не обнаруживает зависимости макроскопических полей от пятой дополнительной координаты, в результате чего на пятимерное пространство накладывается условие цилиндричности, то есть требование независимости метрических потенциалов от вводимой дополнительной координаты.

Условие цилиндричности представляется крайне искусственным, и в 1938 г. Эйнштейн и Бергман показали, что можно ввести представление о пятимерном пространстве, не вступая в конфликт с обнаруживаемой на опыте четырехмерностью и не налагая на метрику условия цилиндричности. Это оказывается

возможным в том случае, если пятимерное пространство топологически замкнуто в пятом измерении и что период пятой координаты имеет микроскопическую величину, которую в первом приближении можно положить равной нулю.

Однако физический смысл 5-координаты оказался в этих исследованиях невыясненным. В 1949 г. Ю.Б.Румер в исследованиях по пятимерной оптике обратил внимание на то, что "никто ни-никогда не ставил перед собой задачи исследовать волновое движение в пространствах, топологически замкнутых в одном из измерений. Всякий, кто приступил бы к подобному исследованию, был бы поражен, встретив столь характерные черты "квантовых" явлений, возникающих в связи с топологической замкнутостью пространства, в котором исследуется волновое движение".

Ю.Б.Румер считает, что размерность и физический смысл пятой координаты можно отождествить с действием и приписать такому действию периодичность постоянной Планка h. Тем самым привычное разделение в современной физике на "макроскопику" и "микроскопику", связанное с величиной постоянной Планка h, находит свое геометрическое отображение в понятиях "четырехмерия" и "пятимерия". На этом основании Ю.Б.Румером была развита волновая 5-оптика.

В отличие от указанных пятимерных задач в теоретической физике при рассмотрении свойств времени физический смысл пятой координаты оказывается достаточно ясным.

Во-первых, неинвариантность уравнений термодинамики необратимых процессов относительно знака переменной "время" и анализ понятия "данного момента времени" в классической и квантовой физике приводит к дискретности, "дисперсности" реального фронта времени, а размерность пятой дополнительной координаты совпадает с размерностью времени.

Во -вторых, квантовый, "дисперсионный" характер времени требует введения периодической зависимости всех физических полей от постоянной Планка h.

К отождествлению периода пятой координаты действия с постоянной Планка h приходит Ю.Б.Румер (1949г.).

К указанию на необходимость учета свойств времени в зависимости от постоянной Планка h из экспериментальных соображений при учете асимметрии в фигурах планет приходит Н.А. Козырев (1958г.).

При переходе к классике $h \to 0$ и все физические поля оказываются независимыми от дисперсионной координаты времени, то есть удовлетворяют условию цилиндричности. Ясность физического смысла пятой координаты позволяет использовать пятимерный математический аппарат теоретической физики.

Более того, исследования Ю.Б.Румера по 5-оптике, приводящие к установлению эквивалентности задач квантовой релятивистской механики и оптики, позволяют распространить эти идеи на 5-пространство, в котором пятая дополнительная координата отождествляется с зонным характером времени.

В этом отношении многовременный формализм, развиваемый в работах Дирака, Томанага, Штюкельберга, приобретает конкретный физический смысл и оказывается связанным с трансляционно-дисперсионными свойствами времени.

Глава 1

ТРАНСЛЯЦИОННО-ДИСПЕРСИОННОЕ ВРЕМЯ И ОПТИКО-МЕХАНИЧЕСКАЯ АНАЛОГИЯ

§ 1. История вопроса

В 1954 году Н.И. Кобозев [1-2], подвергнув критическому анализу теорию активного комплекса Эйринга-Поляньи и теорию многих степеней свободы Гиншельвуда-Касселя, обратил внимание на неудовлетворительность этих теорий химической кинетики, заключающуюся в недостаточности общего представления о том, "что в разделении различных химических состояний, то есть квантовых систем, играют роль одни лишь энергетические и пространственно-конфигурационные интервалы" и не учитываются временные интервалы между состояниями. В этих работах указывается, что классическая физика допускает существование состояний со сколь угодно малой "временной длиной" и не может удовлетворительно определить понятие "данного момента времени". Далее обращается внимание на то, что квантовая механика исключает существование "точечных" состояний в какой-либо физической системе координат, в том числе включающей и временную координату, так как сопряженные параметры системы (координата-импульс, время-энергия) связаны соотношением неопределенности

$$\Delta x \cdot \Delta p \geqslant h, \qquad (1.1)$$

$$\Delta t \cdot \Delta E \geqslant h \qquad (1.2)$$

и, следовательно, ни один из этих параметров не может обратиться в точку. Возможность выделения в интервале Δt (формула 1.2) временных интервалов между состояниями, характеризующих различные физические состояния системы, позволила Н.И.Кобозеву дать удовлетворительную классификацию существующих моно- и бимолекулярных процессов.

В последующих работах, относящихся к физическому истолкованию уравнений Де-Бройля [3] и анализу радиальной функции Шредингера [4], Н.И.Кобозев отмечает, что уравнения неопределенности фактически ограничивают наше познание точностью измерительной работы "наблюдателя", в то время как речь идет о существовании и возможности познания реального фронта времени, обладающего квантовыми, дисперсионными свойствами.

Н.И.Кобозев пишет: "... разделение времени является естественным и необходимым: состояние частиц не может определяться тем количеством трансляционного времени, которое измерил "наблюдатель" от какого-то условного нулевого момента. Такое "субъективное время" не входит ни в одно фундаментальное уравнение для частиц. С другой стороны, строгая причинность явлений требует, чтобы будущее поведение частиц определялось ее состоянием в данный момент. Таким "данным моментом" для тяжелой частицы является не фиктивный бесконечно тонкий слой времени и не какой-либо измеренный "наблюдателем" промежуток трансляционного времени, а ее собственное характеристическое квантовое время, то есть временная амплитуда".

Таким образом, по Н.И.Кобозеву всякая частица с тяжелой

массой является " временным осциллятором", то есть она не пребывает около нулевого фронта времени, а колеблется около него с временной амплитудой:

$$\tau = \frac{h}{2mc^2}. \qquad (1.3)$$

Квантовое время периодично относительно постоянной Планка.

Совершенно иным путем к объективному существованию несимметрии времени (то-есть к дискретности преобразования отражения времени) пришел Н.А.Козырев. В работе [5] из астрономических наблюдений им было открыто существование асимметрии в фигурах планет Земли, Сатурна и Юпитера.

В более поздней работе [6] им дается систематическое изложение причин асимметрии, наблюдаемой также и в лабораторных опытах с вращением гироскопов.

В качестве основной причины асимметрии Н.А.Козырев указывает на возможность существования наряду с обычным временноподобным вектором в четырехмерном многообразии еще и псевдовекторного времени, обуславливающего несимметрию времени. Если характеристикой временно-подобного вектора в 4-пространстве служит скалярная величина С, равная скорости света, то псевдовектору времени должен соответствовать псевдоскаляр C^*, имеющий размерность скорости. Из асимметрии, наблюдаемой в фигурах планет и в лабораторных опытах по вращению гироскопов, Н.А.Козыревым была экспериментально обнаружена величина псевдоскаляра $C^* = 700$ км/сек. Интервалу псевдовекторного времени δt^* ставится в соответствие интервал определенной длины (δx):

$$\delta t = \frac{\delta x}{C^*}. \qquad (1.4)$$

Математическая сущность этого интервала остается скрытой, однако указывается, что малость его меньше интервала, характеризующего временно-подобным вектором в 4-пространстве. Н.А.Козырев отмечает в качестве необходимого условия существование прямой периодической зависимости псевдоскаляра от величины постоянной Планка h:

$$c^* = 2\frac{e^2}{h}, \qquad (1.5)$$

где e - заряд элементарной частицы.

В этих положениях заключается сущность основных постулатов причинной механики Н.А.Козырева. Что же касается причины несимметрии времени, то автор предполагает, что несимметрия времени есть результат несовпадения причины и следствия в причинно-следственной связи. В том случае, когда причина совпадает со следствием в полной причинно-следственной связи, время обладает временно-подобным характером в 4-пространстве. Далее автор на этом основании развивает элементарную несимметричную механику в линейном приближении и считает,что характер такой механики не имеет ничего общего с механикой Ньютона и теорией относительности Эйнштейна.

При выяснении сущности дисперсии времени особое внимание следует обратить на работы Ю.Б. Румера по пятимерной оптике [7] . В этих работах не ставилось прямой задачи выяснения возможности дисперсии времени. Автором строится пятимерная волновая оптика на основе двух работ Ф.Клейна [8] , обнаружившего возможность сведения механической задачи о движении материальной точки с помощью пространства высшего числа измерений к определению пути светового луча, проходящего в соответствующей среде.

Пятимерные идеи имеют такое прошлое. На преимущество расширения четырехмерного пространственно-временного континиума общей теории относительности на одно дополнительное измерение при построении единой теории тяготения и электричества указывал впервые Т.Калуца [9] и независимо от него Г.А.Мандель [10] . Идеи пятимерия, развитые в работах О.Клейна [11] и В.А.Фока [12] демонстрируют, что задача волновой механики о движении частицы со спином нуль может быть сформулирована как задача волновой оптики о распространении скалярных волн в пятимерном пространстве (условие цикличности). Однако физический смысл пятимерия оказывался невыясненным. В 1938 году работа Эйнштейна и Бергмана [13] проливает некоторый свет на физический смысл пятого измерения. Поскольку в природе наблюдаемые макроскопические гравитационные и электромагнитные поля четырехмерны и не обнаруживают зависимости от пятой дополнительной координаты, необходимо допустить,что пятимерное пространство топологически замкнуто в пятом измерении и что период пятой координаты имеет микроскопическую величину, которую можно положить равной нулю. Однако во всех работах о пятимерном пространстве до Ю.Б.Румера оставались открытыми нижеследующие вопросы.

1. О физическом смысле и размерности пятой дополнительной координаты.

2. О физическом смысле условия цикличности для волновых функций (О.Клейн, В.А.Фок).

3. О физической природе периодичности, постулируемой Эйнштейном и Бергманом.

Ю.Б.Румер в своих работах по 5-оптике пришел к следующему:

1. Пятая дополнительная координата имеет физический смысл и размерность действия.

2. Условие цилиндричности для метрических потенциалов и условие цикличности для волновых функций заменяется требованием микроскопической периодической зависимости всех физических полей от координаты действия. Период пятой координаты действия имеет универсальную величину постоянной Планка h .

3. Периодическая зависимость всех физических полей от пятой координаты действия проявляется в квантовых явлениях.

4. Задача волновой оптики о распространении волновых полей в пространстве Римана пяти измерений координат, времени и действия, которое топологически замкнуто в координате действия с периодом h , эквивалентна задаче квантовой механики о движении частицы в заданном внешнем поле. То есть, движение пробной частицы в 5-волновой оптике описывается как оптический процесс распространения волновых полей в конфигурационном 5-пространстве координат, времени, действия.

5. Если мы имеем дело с электромагнитными волнами $\lambda > \frac{h}{mc}$ законно пользоваться классической электромагнитной теоремой света. При наличии волн $\lambda < \frac{h}{mc}$ следует уже пользоваться точной пятимерной теоремой Максвелла.

Изложенный здесь анализ идей Н.И.Кобозева, Н.А.Козырева и Ю.Б.Румера приводит к интересному результату.
Во всех этих исследованиях речь идет о необходимости познания и учета в современном естествознании тех свойств времени, которые в фундаменте квантовой механики - уравнениях неопределенности Гейзенберга - считаются непознаваемыми.

§ 2. Дисперсия времени и физический смысл 5-координаты

Сопоставляя изложенное в предыдущем параграфе, обращаем внимание на то, что Н.И.Кобозев, Н.А.Козырев и Ю.Б. Румер

оперируют вариантами уравнений неопределенности (1.1) и (1.2):
(Н.И.Кобозев)

$$\tau \cdot mc^2 \lessgtr \frac{h}{2}, \qquad (1.6)$$

где τ - реальное, объективное время частицы, независимое от присутствия и измерительной работы "наблюдателя".

(Н.А.Козырев)

$$\frac{e^2}{C^*} \gtrless \frac{h}{2}, \qquad (1.7)$$

где C^* - псевдоскаляр, определяющий направление псевдовекторного времени

(Ю.Б.Румер)

$$\lambda \gtrless \frac{h}{mc}. \qquad (1.8)$$

В этих вариантах предполагается возможным определение и учет в физических явлениях величин пространственных интервалов порядка $\delta x < \Delta x$, что означает устранение ошибки "измерительной работы наблюдателя" и учет объективной величины реального фронта времени.

Из уравнений (1.6-1.8) представляется возможным оценить величину пространственного интервала реального времени и показать, что $\lambda < \frac{h}{mc}$.

Действительно, имеем уравнение

$$\Delta x = \Delta t \cdot c, \qquad (1.9)$$

где C -скорость света.

Из уравнения неопределенности (1.2) для релятивистской частицы $\Delta t \geq \frac{h}{mc^2}$, откуда $\Delta x \geq \frac{h}{mc}$, то есть законно пользоваться классической (усредненной по координате действия) электромагнитной теорией света.

По Н.А.Козыреву $\delta x < \Delta x$. Полагая, что $t^* \to \tau$, то есть t^* стремится к объективному, реальному времени частицы (1.6), получаем (1.10):

$$\delta x = \frac{C^*}{c} \cdot \frac{h}{2mc} \cong 10^{-4} \frac{h}{mc}, \qquad (1.10)$$

откуда действительно $\delta x < \frac{h}{mc}$, то есть необходимо пользоваться точной пятимерной теорией Максвелла.

Из работ указанных авторов следует:

1. В каждом из вариантов уравнений неопределенности (1.6-1.8) ставится задача познания и определения физического параметра (времени или действия), непознаваемого по принципу Гейзенберга, благодаря неустранимой неопределенности измерения.

2. Вводимый качественно новый физический параметр (времени или действия) является реальным, физически познаваемым и обладает периодичностью, равной постоянной Планка h. Все физические поля оказываются топологически замкнутыми в этом физическом параметре.

3. Вводимый физический параметр (времени или действия) обладает дисперсионными (зонными, псевдовекторными - дискретными, квантовыми) свойствами.

Из этих соображений становится очевидным, что вводимая Ю.Б.Румером пятая дополнительная координата действия обладает временно-дисперсионным характером. То есть, движение пробной частицы в 5-волновой оптике описывается как оптический процесс распространения волновых полей в 5-пространстве координат, трансляционном и дисперсионном времени как дополнительной пятой координате.

4. При переходе к классике $h \to 0$ все физические поля оказываются независимыми от координаты действия, то есть удовлетворяют условию цилиндричности.

Из сказанного становится ясной гносеологическая ценность неинвариантности уравнений термодинамики необратимых процессов относительно переменной объективного времени, приводящей к дискретности преобразования относительно зеркального отражения времени. Это приводит к мысли об объективной расслоенности реального времени.

По всей вероятности, между векторно-подобным временем и дисперсионным временем должна существовать универсальная связь, позволяющая определить характер расслоенности времени по виду взаимодействий (ядерные, магнитные, слабые, гравитационные):

$$\delta t^* = \varepsilon \cdot \Delta t,$$

где t^* - псевдовекторное время,

t - временно-подобный вектор,

ε - универсальный набор псевдоскаляров, определяющий характер топологической замкнутости физических полей при разных видах взаимодействий (Ядерные, электромагнитные, слабые и гравитационные) в координате дисперсионного времени t^*.

Таким образом, мы приходим к необходимости изучения всех физических полей (гравитационного, электромагнитного, квантовых Ψ -полей), топологически замкнутых в координате дисперсионного времени с одновременным вложением их в окружающий четырехмерный временно-пространственный континиум.

Этот вывод носит чисто физический характер и требует соблюдения инвариантности законов природы относительно вводимого пятимерия, если ставится условие о независимости метрических потенциалов от пятой координаты. Прежде чем перейти к исследованию симметрии в 5-пространстве и выводу общих уравнений в 5-оптике, поскольку установлен временно-дисперсионный характер действия, вводимого Ю.Б.Румером, требуется высказать несколько общих соображений о выборе математического аппарата и дать таковому геометрическую интерпретацию.

§ 3. Выбор математического аппарата и геометрическая интерпретация задачи

Выбор математического аппарата должен характеризоваться достаточной общностью, геометрической наглядностью, должен отражать ковариантность законов природы в пятимерном пространстве, то есть не противоречить физической постановке вопроса.

Физическая постановка задачи требует изучения всех физических полей (гравитационного, электромагнитного полей), топологически замкнутых в координате дисперсионного времени с вложением их в четырехмерный временно-пространственный континиум.

Аналогичная задача в применении к математическим объектам решается в общей теории погруженных многообразий в курсе дифференциальной геометрии.

Выясним общий характер методов, используемых для решения таких задач, с тем, чтобы приобрести некоторую общую точку зрения.

В дифференциальной геометрии рассматривается некоторое многообразие V^n_n - измерений, про которое говорят, что оно

расслоено, то есть характеризуется базисным пространством, определяемым поверхностью с неизвестной геометрией, которую требуется определить, и плоскостями, касательными к точкам базисного пространства.

Погружая поверхности с неизвестной геометрией в эвклидово, афинное, проективное и т.д. пространства, решают общую задачу переноса геометрии вдоль базисного многообразия, которая сводится к следующему:

1. Всякой точке базисного многообразия V ставится в соответствие слой $F(m)$, гомеоморфный многообразию F, в котором действует группа Λ и $\mathcal{G}$, причем преобразования в $F(m)$ определены в репере $R(m)$.

2. Пусть m_o - фиксированная точка на V, m - переменная точка, Γ -кривая, идущая из m_o в m. Зададим преобразование $\theta(m_o\Gamma)$, ставящее в соответствие реперу $R(m)$ репер $TR(m_o)$ слоя $F(m_o)$, получающийся из $R(m_o)$ преобразованием $T(m_o\Gamma)$ группы $\mathcal{G}$, действующей в $F(m_o)$. Тогда говорят, что мы перенесли вдоль Γ геометрию, определенную с помощью $\mathcal{G}$ в слое $F(m_o)$, в геометрию $F(m)$.

Множество преобразований $\theta(m_o\Gamma)$ определяет то, что называется связностью, тогда как $\mathcal{G}$ - определяет геометрию. Многообразие V называется многообразием со связностью $(\mathcal{G}, F, \theta)$.

Этот метод представляется наиболее общим для изучения физических полей, топологически замкнутых в координате дисперсионного времени и погруженных в 4-континиум.

При этом для сохранения общности представляется интересным рассмотреть поведение таких физических полей, вложенных в пространство афинной связности без кручения (или с кручением) допускающее метрическую связность, совместную с афинной связностью, то есть вложенных в Римановы пространства, так как реальный фронт времени должен обладать не только кривизной временных областей, но и кручением.

Из рассмотренной общей постановки задачи в дифференциальной геометрии во всяком случае следует, что переход от криволинейных координат x^{τ} (τ =1,2,3,4) пространства V^n к криволинейным координатам поверхности U^{α} (α = 1,2) должен осуществляться по формулам, удовлетворяющим:

$$x^{\tau}_{\alpha} = \frac{\partial x^{\tau}}{\partial U^{\alpha}}, \qquad (1.11)$$

то есть по формулам контравариантным в латинских индексах и ковариантных в греческих индексах α .

§ 4. Сохранение градиентной инвариантности

В предыдущем параграфе была дана геометрическая интерпретация поставленной физической задачи и показано, что преобразования при переходе от одной геометрии к другой должны осуществляться по формулам контравариантным в индексах пространственных координат и ковариантным в индексах замкнутой поверхности, вложенной в данное пространство.

Рассматривая группу общих точечных преобразований пяти координат

$$\left.\begin{aligned} x^{i} &= \bar{x}^{i} + f^{i}(\bar{x}^1,\bar{x}^2,\bar{x}^3,\bar{x}^4,\bar{S}) \\ S &= \bar{S} + f(\bar{x}^1,\bar{x}^2,\bar{x}^3,\bar{x}^4,\bar{S}), \end{aligned}\right\} \qquad (1.12)$$

следует обратить внимание на то, что "пятимерная группа Лоренца" - группа линейных преобразований всех пяти координат, оставляющих инвариантными квадратичную форму

$$dx_1^2 + dx_2^2 + dx_3^2 + dx_4^2 + dx_5^2$$

не является подгруппой группы (1.12). Действительно, рассматривая частный случай группы Λ и $\mathcal{Y}$, группу движения $D^n n$ -измерений, отмечаем, что в такой группе исключают члены с определителем Δ = - 1, то есть не учитывают периодичности, накладываемой на топологическую замкнутость 5-пространства псевдоскаляром h соотношениями (1.13):

$$\left.\begin{aligned} f^{i}(x^1,x^2,x^3,x^4,S+h) &= f^{i}(x^1,x^2,x^3,x^4,S) \\ f(x^1,x^2,x^3,x^4,x^5+h) &= f(x^1,x^2,x^3,x^4,x^5) \end{aligned}\right\}. \qquad (1.13)$$

В том случае, когда $h \longrightarrow 0$, истинная группа Лоренца преобразований четырех координат является подгруппой (1.14) группы (1.12):

$$\left.\begin{aligned} x^{i} &= \bar{x}^{i} + f^{i}(\bar{x}^1,\bar{x}^2,\bar{x}^3,\bar{x}^4) \\ S &= \bar{S} + f(x^1,x^2,x^3,x^4), \end{aligned}\right\} \qquad (1.14)$$

которая распадается на две подгруппы (1.15) и (1.16):

$$\left.\begin{aligned} x^{i} &= \bar{x}^{i} + f^{i}(\bar{x}^1,\bar{x}^2,\bar{x}^3,\bar{x}^4) \\ S &= \bar{S} \end{aligned}\right\}, \qquad (1.15)$$

$$\left.\begin{aligned} x^{i} &= \bar{x}^{i} \\ S &= \bar{S} + f(x^1,x^2,x^3,x^4). \end{aligned}\right\} \qquad (1.16)$$

(1.15) - подгруппа общих преобразований четырех координат и (1.16) - подгруппа градиентных преобразований.

Поскольку при подобных рассуждениях мы не выходим за пределя общности математического аппарата, определенного в § 3, то полученная группа градиентных преобразований (1.16) определяется общностью (1.11). Фигурирующая в приведенных здесь преобразованиях координата действия S обладает временно-дисперсионным характером.

При формулировании ковариантности уравнений 5-тензорами в 5-пространстве оказывается справедливой их градиентная инвариантность, потому что группа градиентных преобразований является подгруппой общих преобразований пяти координат. Это важно, так как, зная физические процессы в направлении векторно-подобного времени, можно установить вид законов, протекающих в дисперсионном времени.

Поэтому из (1.11) следует, что уравнения, описывающие физические процессы, протекающие в направлении векторно-подобного времени, будут оказываться ковариантными относительно дисперсионного времени.

Такой вывод физически не является неожиданным. Если зарегистрировано, что законы природы формулируются в виде ковариантных уравнений, а рассматриваемая дисперсия времени есть лишь уточнение неопределенности в фиксировании объективного хода времени, то ковариантность уравнений законов природы не нарушится при протекании физических процессов в дисперсионном времени с точностью до постоянной. В связи с этим оказывается возможным распространить принцип Ферма на дисперсионное время, учитывая топологическую замкнутость физических полей в координате дисперсионного времени.

§ 5. Метод релятивистской симметрии пространства времени в описании оптических процессов

Введение пятой координаты, принимающей физический смысл дисперсии времени, не нарушает обычных релятивистских представлений о симметрии пространства-времени.

Анализ понятия "данного момента времени" в современной физике на основе уравнений Гейзенберга приводит к необходимости учета реального фронта времени, не зависящего от присутствия и измерительной работы наблюдателя. Учет таких свойств времени оказывается совершенно необходимым при $\delta x < \frac{h}{mc}$, а при значениях $\delta x = \Delta x$, где $\Delta x > \frac{h}{mc}$ требуется учет усредненных значений дисперсионного времени, то есть постулируется независимость всех метрических потенциалов от координаты дисперсионного времени.

5-координата действия, вводимая Ю.Б.Румером в 5-оптике, имеет временно-дисперсионный характер, а квантовые свойства координаты действия объясняются дисперсией времени.

Поэтому разбираемая Ю.Б.Румером эквивалентность задач 5-оптики и классической релятивистской механики о движении заряженной частицы с заданным отношением e/m в гравитационном и электромагнитных полях будет полностью распространяться на 5-пространство с 5-координатой дисперсионного времени.

Формальный аппарат введения представлений релятивистской симметрии пространства-времени в оптических процессах состоит в использовании обычных приемов, известных из теории дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка:

1. Задание дифференциального уравнения первого порядка n - числа измерений:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial t}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial t}{\partial z}\right)^2=\frac{N^2}{C^2} \qquad (1.17)$$

- уравнение 3-эйконала.

2. Введение нового (n +1) зависимого переменного в качестве четвертого дополнительного переменного, заданного уравнениями (1.18) и (1.19):

$$\Sigma(x,y,z,t)=\Sigma_o, \qquad (1.18)$$

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}+\frac{\partial\Sigma}{\partial t}\,\frac{\partial t}{\partial x^i}=0, \qquad \frac{\partial t}{\partial x^i}=-\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\Big/\frac{\partial\Sigma}{\partial t}. \qquad (1.19)$$

3. Подстановка (1.18) и (1.19) в (1.17):

$$\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial z}\right)^2-\frac{N^2}{C^2}\cdot\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial t}\right)^2=0. \qquad (1.20)$$

Уравнение 4-эйконала (1.20) носит релятивистский характер, в то время как в выражении (1.17) такой характер остается скрытым. С точки зрения теории тяготения уравнение (1.20) является частным случаем задачи о распространении лучей света в четырехмерном пространстве Римана:

$$x=x^1,\ y=x^2,\ z=x^3,\ ict=x^4 \qquad (1.21)$$

метрический тензор g^{ik} которого имеет вид:

$$g^{ik}=\begin{bmatrix}1&0&0&0\\0&1&0&0\\0&0&1&0\\0&0&0&N^2\end{bmatrix} \qquad (1.22)$$

уравнение 4-эйконала запишется:

$$g^{ik}\,\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\cdot\frac{\partial\Sigma}{\partial x^k}=0. \qquad (1.23)$$

При этом обращается внимание на два условия.

Во-первых, метрические потенциалы g^{ik} не зависят от 4-координаты, то есть уравнение (1.23) однородно в g^{ik}.

Во-вторых, уравнение 4-эйконала остается законным и тогда, когда метрические потенциалы g^{ik} зависят от всех четырех координат. В этом случае уравнение 4-эйконала выводится как дифференциальное уравнение характеристического многообразия $\Sigma\ (X^1, X^2, X^3, X^4)=\Sigma_o$ системы уравнений Максвелла.

Аналогичный методический прием введения релятивистской симметрии можно применить и для высшего числа измерений. Поэтому следует из принципа наименьшего действия вывести релятивистское уравнение Гамильтона-Якоби в 4-пространстве, ввести числ измерений n +1 по уравнениям (1.18) и (1.19) и, подставив и в релятивистское уравнение Гамильтона-Якоби, получить это ура нение в $n+1$ измерении, сохранив в нем таким образом свойст ва релятивистской симметрии пространства времени.

Релятивистское уравнение Гамильтона-Якоби имеет вид:

$$\frac{\delta_{ik}}{m^2c^2}\,\frac{\partial S}{\partial x^i}+2g_i\,\frac{1}{mc}\,\frac{\partial S}{\partial x^i}+(1+\delta_{ik}\,g_i\,g_k)=0, \qquad (1.24)$$

где $\delta_{ik}\,U^iU^k=-1$, а U^i -вектор 4-скорости;

g_i - тензор электромагнитных полей, фигурирующий в элект родинамике; S - действие.

Вводя уравнения (1.25) и (1.26):

$$\Sigma\ (X^1, X^2, X^3, X^4, S)=\Sigma_o. \qquad (1.25)$$

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}+\frac{\partial\Sigma}{\partial S}\cdot\frac{\partial S}{\partial x^i}=0;\quad \frac{\partial S}{\partial x^i}=-\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\Big/\frac{\partial\Sigma}{\partial S} \qquad (1.26)$$

и подставляя их в уравнение (1.24), получаем уравнение 5-эйконала, для которого сохраняется релятивистская симметрия пр странства времени:

$$\delta_{ik}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^k}-2g_i\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial S}+(1+g_i g_k\delta_{ik})m^2c^2\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial S}\right)^2=0. \quad (1.27)$$

Распространяя уравнение (1.27) на случай присутствия внешнего гравитационного поля, получаем в ковариантном виде:

$$g^{ik}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^k}-2g^{ik}g_k\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial S}mc+(1+g^{ik}g_i g_k)m^2c^2\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial S}\right)^2=0. \quad (1.28)$$

В этом уравнении:

$$x=x^1,\ y=x^2,\ z=x^3,\ ict=x^4,\ \frac{S}{mc}=x^5=c^* t^*, \quad (1.29)$$

то есть действие S имеет характер дисперсионного времени, для которого пространственный интервал пятой координаты в случае точного учета дисперсионного времени соответствует: $\delta x^5<\frac{h}{mc}$, а при $\delta x^5 - \Delta x^4 \geqslant \frac{h}{mc}$ требуется учет усредненного значения пятой координаты, то есть выдвигается принцип независимости всех метрических потенциалов от координаты дисперсионного времени.

Уравнение (1.28) с учетом выражений (1.29) принимает вид (1.30) или (1.31):

$$g^{ik}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^k}-2g^{ik}g_k\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^5}+(1+g^{ik}g_i g_k)\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial x^5}\right)^2=0, \quad (1.30)$$

$$g^{ik}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^k}-2g^{ik}g_k\frac{1}{c^*}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial t^*}+(1+g^{ik}g_i g_k)\frac{1}{c^{*2}}\left(\frac{\partial\Sigma}{\partial t^*}\right)^2=0. \quad (1.31)$$

В классическом случае при $h\to 0$ $(c^*\to\infty)$ (1.30) и (1.31) приобретают вид уравнений 4-эйконала:

$$g^{ik}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^i}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^k}=0.$$

Сокращенная запись (1.27), (1.30) и (1.31) имеет вид:

$$\mathcal{G}^{\mu\nu}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^\mu}\frac{\partial\Sigma}{\partial x^\nu}=0. \quad (1.32)$$

Метрический пятимерный тензор имеет вид в контравариантных составляющих (1.33) и в ковариантных (1.34):

$$\mathcal{G}^{\mu\nu}=\begin{pmatrix} g^{ik} & -g^i \\ -g^k & 1+g^{ik}g_i g_k \end{pmatrix}, \quad (1.33)$$

$$\mathcal{G}_{\mu\nu}=\begin{pmatrix} g_{ik}+g_i g_k & g_i \\ g_k & 1 \end{pmatrix}. \quad (1.34)$$

При этом аналогично рассмотренному выше случаю для 4-мерной геометрической оптики в геометрической пятимерной оптике также выдвигается требование независимости метрических потенциалов $\mathcal{G}^{\mu\nu}$ от 5-координаты $\mathcal{G}_{55}=1$.

Согласно анализу принципа неопределенности, это условие справедливо для $\delta x^5 - \Delta x^4 \geqslant \frac{h}{mc}$.

В этом случае задача геометрической 5-оптики, как указывает Ю.Б.Румер, эквивалентна задаче классической релятивистской механики о движении заряженной частицы с заданным отношением e/m в гравитационном и электромагнитном полях:

$$g_{ik}=\frac{\mathcal{G}_{ik}}{\mathcal{G}_{55}}-\frac{\mathcal{G}_{i5}\,\mathcal{G}_{k5}}{\mathcal{G}_{55}\,\mathcal{G}_{55}};\qquad A_i=\frac{mc^2}{e}\frac{\mathcal{G}_{i5}}{\mathcal{G}_{55}}. \quad (1.35)$$

§ 6. Канонические уравнения Гамильтона и сохранение 5-импульса

Канонические уравнения Гамильтона остаются инвариантными не только относительно преобразований любой системы координат, но и относительно касательных преобразований в пространстве $n + 1$ измерений [14] , то есть они будут инвариантны относительно 5-пространства.

В 5-пространстве все физические поля топологически замкнуты в 5-координате дисперсионного времени с периодом, равным h . Это означает, что в 5-пространстве мы приходим к установлению внутренней взаимосвязи между 5-координатой дисперсионного времени и методом Гамильтона, вводящим функцию действия. При этом фазовый интеграл от соотношений неопределенности можно непосредственно выразить при помощи функции Гамильтона.

В геометрической 5-оптике метрические потенциалы не зависят от координаты дисперсионного времени, так как $\delta x^5 - \Delta x > \frac{h}{mc}$, то есть требуется усредненный учет по координате дисперсионного времени. В этом случае фазовый интеграл, выраженный через функцию Гамильтона, приводит к определению периодического модуля функции действия:

$$\mathcal{J}_\kappa = \int \frac{\partial S}{\partial x_\kappa}\, \partial x_\kappa \geqslant n_\kappa h, \tag{1.36}$$

где n_κ - квантовые числа.

Фактически это указывает на установление эквивалентности задач геометрической 5-оптики и классической релятивистской механики, где приходится иметь дело с законами, усредненными по координате дисперсионного времени, имеющего характер действия.

В точной пятимерной теории речь идет о реальном фронте времени, где мы действительно отказываемся от абсолютности времени, считаем его формой существования материи. В этом случае материя должна быть определенным образом ориентирована относительно своего распространения в реальном времени.

Метод теории поля сводится к изучению взаимодействия отдельно взятой универсальной в классических теориях частицы с остальной материей. Поэтому в физическом процессе, протекающем в реальном времени, универсальной пробной частице e должна соответствовать реальная частица f .

При этом периодический модуль функции действия в 5-оптике следует определить через величину дисперсионного времени и величину реального заряда, распространяющего в дисперсионном времени:

$$\mathcal{J}_\kappa = \int \frac{\partial S}{\partial x_\kappa}\, dx_\kappa < f^2 t^*. \tag{1.37}$$

В этом случае действие имеет временно-дисперсионный характер. Уравнение (1.37) может быть приведено к виду ковариантному с выражением (1.36), так как дисперсионное время t^* обладает периодом по (1.7):

$$\mathcal{J}_\kappa = \int \frac{\partial S}{\partial x_\kappa}\, dx_\kappa \cong \frac{f_\kappa^2}{e^2} \cdot \frac{h}{2}\, \delta x = n_\kappa \frac{h}{2}\, \delta x. \tag{1.38}$$

Квантовые числа n_κ приобретают смысл отношения распределения заряда в реальном пространстве времени к универсальному заряду в пространстве времени, усредненному по координате дисперсионного времени. Это означает, что при учете координаты дисперсионного времени речь идет о свойстве частицы переходить из одного зарядового состояния в другое с испусканием или поглощением заряженных квантов. Величина f при учете усредненного дисперсионного времени будет выражаться не интегралом движения, а величинами, отличающимися от универсального заряда e на постоянную величину:

$$f_\kappa = \sqrt{n_\kappa}\, e. \tag{1.39}$$

В пятимерной геометрической оптике (усредненной по координате дисперсионного времени) оптическая функция Гамильтона H^* выразится:

$$H^* = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \Pi_\mu \Pi_\nu, \qquad (1.40)$$

где $$\Pi_\mu = \frac{\partial \Sigma}{\partial x^\mu}.$$

Десять канонических уравнений Гамильтона в 5-пространстве для (1.32) запишутся в виде:

$$\frac{dx^\mu}{d\tau} = \frac{\partial H^*}{\partial \Pi_\mu} = \Pi^\mu, \qquad (1.41)$$

$$\frac{d\Pi^\mu}{d\tau} = -\frac{\partial H^*}{\partial x^\mu} = -\frac{1}{2} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^\mu} \Pi_\alpha \Pi_\beta. \qquad (1.42)$$

Выделив координату X^5, запишем (1.41) и (1.42) в виде:

$$\frac{dx^i}{d\tau} = \Pi, \qquad (1.41а)$$

$$\frac{dx^5}{d\tau} = \Pi, \qquad (1.41б)$$

$$\frac{d\Pi_i}{d\tau} = -\frac{1}{2} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^i} \Pi_\alpha \Pi_\beta, \qquad (1.42а)$$

$$\frac{d\Pi_5}{d\tau} = -\frac{1}{2} \frac{\partial g^{\alpha\beta}}{\partial x^5} \Pi_\alpha \Pi_\beta = 0. \qquad (1.42б)$$

Параметр τ определяется с точностью до аддитивной постоянной.

Из уравнения (1.34) получаем:

$$\left.\begin{aligned} g_{\mu\nu} \Pi^\mu \Pi^\nu - g_{ik} \Pi^i \Pi^k + (g_i \Pi^i + \Pi^5)^2 = 0 \\ \Pi_5 = g_{5i} \Pi^i + g_{55} \Pi^5 = g_i \Pi^i + \Pi^5 \end{aligned}\right\}, \qquad (1.43)$$

откуда

$$g_{ik} \Pi^i \Pi^k + \Pi_5^2 = g_{ik} \frac{dx^i}{d\tau} \frac{dx^k}{d\tau} + \Pi_5^2 = 0. \qquad (1.44)$$

Так как $g_{ik}\, dx^i dx^k = -dS^2$, где dS -элемент 4-интервала, то

$$\frac{dS}{d\tau} = |Z| mc; \qquad \tau = \tau_0 + \frac{S}{|Z| mc}. \qquad (1.45)$$

Из уравнений (1.27) и (1.29) следует: $\Pi_5 = |Z| mc$.

Уравнение (1.41б) дает определение элемента действия, характеризуемого усредненным значением дисперсионного времени, для пробной частицы в присутствии внешнего поля с точностью до двойного знака перед dS:

$$\frac{dx^5}{d\tau} = \Pi^5 = \Pi_5 - g_i \Pi^i,$$

$$|Z| mc \frac{dx^5}{d\tau} = \pm |Z| mc - g_i |Z| mc \frac{dx^i}{dS},$$

$$\pm dS = |Z| mc\, dS \qquad \pm \frac{Z\ell}{c} A_i\, dx^i,$$

то есть из выражения (1.29) имеем:

$$\pm [mc \cdot c^*]\, dt^* = |Z| mc\, dS \mp \frac{Z\ell}{c} A_i\, dx^i. \qquad (1.41^1б)$$

Действие как координата есть алгебраическая величина, и знак его связан со знаком заряда так, что при изменении знака действия изменяется знак заряда частицы. Из уравнения (1.41б) следует, что действие полностью определяется дисперсией времени. Изменение характера дисперсии времени определяет знак заряда. Этот вывод интересен тем, что позволяет объяснить зарядовую несимметрию, имеющую место в слабых взаимодействиях (β -распад Co^{60}), и не вводить гипотезу зарядовой сопряженности, сохранив релятивистскую симметрию пространства-времени в 4-мерном многообразии.

В классическом приближении ($h \to 0$) поле не зависит от координаты дисперсионного времени. Поэтому сопряженный 5-координате импульс сохраняется, что является следствием математических выражений (1.31), (1.42), то есть из (1.42б) следует:

$$\frac{d\Pi_5}{d\tau}=0, \quad \Pi_5 const.$$

Канонический формализм 5-пространства позволяет, используя (1.41) и (1.42), составить оптическую функцию Лагранжа (1.41^1):

$$L^*=\Pi_\mu \Pi^\mu - H^* = \frac{1}{2} g_{\alpha\beta}\Pi^\alpha \Pi^\beta \tag{1.41^1}$$

и уравнение лучей в форме Лагранжа (1.42^1):

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{dL^*}{\partial \Pi^\mu}\right) - \frac{\partial L^*}{\partial x^\mu}=0, \tag{1.42^1}$$

используя уранение из (1.41^1):

$$\Pi_\mu = \frac{\partial L^*}{\partial \Pi^\mu}.$$

Полученный аппарат пятимерного канонического формализма будет использован в дальнейшем при выводе волновых уравнений полей, распространяющихся в конфигурационном 5-пространстве координат, трансляционном и дисперсионном времени (гл.П-Ш).

§ 7. Вариационные принципы в 5-пространстве

Временно-дисперсионный характер 5-координаты вытекает из анализа уравнений неопределенности. Если поле $g_{\mu\nu}$ не зависит от одной из пяти координат X^0, то, принимая в качестве определения первую группу канонических уравнений

$$\frac{dx^\mu}{d\tau}=\frac{\partial H^*}{\partial \Pi_\mu}=\Pi^\mu, \tag{1.46}$$

можно, как показал Ю.Б.Румер см. [7, Исследования по 5-оптике, стр.39] , из вариационного принципа

$$\delta \int dx^0 = 0 \tag{1.47}$$

получить вторую группу уравнений:

$$\frac{d\Pi_n}{d\tau}=-\frac{\partial H^*}{\partial x^n}, \tag{1.48}$$

где x^0 сопряженная координата.

Так как выделяемая координата x^0 имеет временно-подобный характер 4-многообразия $X^0=X^4=ict$, то выражения (1.47) есть принцип Ферма. Если вслед за Ю.Б.Румером принять, что выделяемая координата есть действие $x_0 = x^5$, то (1.47) есть принцип Гамильтона.

Однако 5-координата, вводимая Ю.Б.Румером в качестве действия, обладает временно-дисперсионным характером.

Это означает, что $x^0=x^5=c^*t^*$, то есть (1.47) -видоизмененный принцип Ферма. Таким образом, принцип Ферма имеет универсальное значение, сохраняющееся как в 4-мерном, так и в 5-мерном многообразии. Такой вывод не является неожиданным, поскольку с самого начала подразумевалось существование в объективном мире реального времени, обладающего временноподобным характером в 4-многообразии, а в 5-многообразии время обладает еще дополнительно дисперсионным свойством.

Вводимая вслед за Н.А.Козыревым величина C^*, вообще говоря, носит частный характер, универсальный для класса электромагнитных взаимодействий. При переходе к другим классам взаимодействий (ядерное, слабые, гравитационные), согласно (1.10), дисперсия времени сохраняется при любом наборе псевдоскаляров δ, кроме $\delta = 0$ и $\delta = 1$, и характеризуется другими постоянными C_1^*, C_2^* и т.д.

§ 8. Физический смысл 5-пространства координат трансляционного и дисперсионного времени

Пятимерное пространство координат трансляционного и дисперсионного времени для заданной пробной частицы является конфигурационным метрическим пространством Римана. Метрика этого пространства зависит от отношения к массе для данной частицы и определяется характером гравитационного и электромагнитного воздействия на пробную частицу всей остальной материи мира. Конфигурационное пятимерное пространство замкнуто в координате дисперсионного времени. Период пятой координаты имеет универсальную величину постоянной Планка h.

Дисперсионное время определяется как псевдовекторное по теории Н.А.Козырева, принимает смысл действия по Ю.Б.Румеру, или называется характеристическим по Н.И.Кобозеву.

Как показывает анализ этих теорий, речь идет о реальном

свойстве времени, которое обладает как трансляционным так и дисперсионным свойством. То есть, ставится вопрос об определении понятия "данный момент времени". Этот вопрос решается путем уточнения соотношений неопределенности, в которых требуется учет как величин $\Delta x > h/mc$, так и $\delta x < h/mc$, где $\delta x < \Delta x$.

На рис. 1, 2, заимствованных из работы [3], дается наглядная интерпретация вводимого 5-пространства. Черный прямоугольник изображает положение частицы А во временно-пространственном континиуме в данный момент времени. Координаты L-L символизируют пространственные измерения континиума.

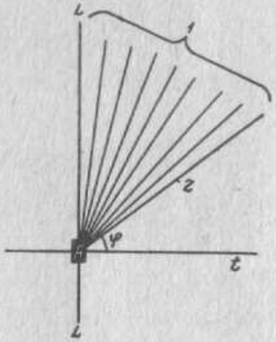

Рис. 1. Осцилляция частицы на нулевом фронте времени

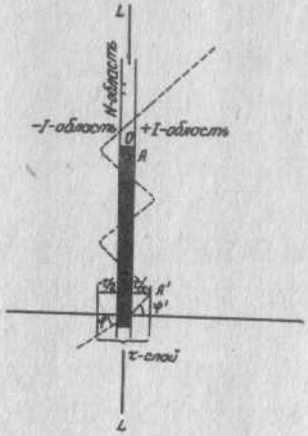

Рис. 2. Осцилляция на реальном фронте времени

Объект А, меняя свое положение в пространстве, непрерывно остается на нулевом фронте времени. Обычные электромагнитные волны и связанные с ними световые кванты (фотоны) распространяются по границе $L-L$ в N области. Заполнение этой области фотонами или тяжелыми частицами сообщает ей некоторую конечную временную толщину N. Хотя этот слой имеет конечную временную толщину, но в отношении него также нельзя допустить, чтобы он заключал в себе всю совокупность физических объектов и процессов в природе. Переход тяжелых частиц в новое состояние, недоступное световым квантам, а именно – переход в τ -слой (дисперсионное время), за нулевой (трансляционный) фронт времени, на котором существуют только световые кванты и другие возможные релятивистские частицы, лишенные массы покоя, осуществляется согласно $\delta x < h/mc$

Проводимая оптико-механическая аналогия позволяет сопоставить трансляционному времени области N дисперсионно-временные области $\pm \mathcal{J}$, которые оптически можно рассматривать как среды с различной плотностью. Физически это означает, что масса и заряд пробных частиц в областях $\pm \mathcal{J}$ могут принимать значения $|\mathcal{J}|m$, $|\mathcal{J}|e$, где $\mathcal{J}$ принимает целые, дробные значения.

Физические поля, распространяющиеся в дисперсионном времени (χ поля), и электромагнитные поля Максвелла, таким образом, могут быть объединены в единую пятимерную волновую теорию. С тяжелой частицей связан ее реальный колебательный процесс – ее осцилляция в слое дисперсионного времени. Энергия и частота такого колебания не могут реализоваться в излучении, так как в $\pm \mathcal{J}$ – области, лежащей по обе стороны от нулевого фронта времени, невозможно существование световых квантов: эта релятивистская часть пространственно-временного континуума.

По сути дела в точном 5-пространстве речь идет о выводе обобщенных электромагнитных уравнений и, даже более того,

рассмотрение всех физических полей (электромагнитных, гравитационных и т.д.) в пространстве координат, трансляционного и дисперсионного времени. Мы приходим к необходимости в 5-теории (при отсутствии внешних гравитационных полей) объединить электродинамику и динамику тяжелых частиц, дисперсионное (характеристическое) время t^* которых располагается у Н.И.Кобозева в порядке:

$$t^*_{нейтрино} > t^*_{\substack{электрон\\позитрон}} > t^*_{мезоны} > t^*_{нуклоны} > t^*_{атомы} > t^*_{молекулы} > t^*_{фотоны} \qquad (1.49)$$

в единую пятимерную теорию.

В зависимости от поведения частиц в трансляционно-диспе[рсионных] временных областях можно выделить волновые уравнен[ия], описывающие различные частицы (1.49), интерпретировать тип взаимодействия (ядерное, электромагнитн..., слабое и т.д.).

ПРИЛОЖЕНИЕ

Физический смысл постоянной тонкой структуры в 5-пространстве

При формулировке 5-теории, усредненной по координате ди[с]персионного времени, мы не получаем никаких новых результатов. Однако представление о существовании дисперсионного времени позволяет по-новому интерпретировать релятивистск[ие] эффекты.

Рассмотрим причину возникновения тонкой структуры спект[]ров в 5-теории, усредненной по координате дисперсионного в[ре]мени. Дифференциальное уравнение Гамильтона-Якоби для рел[я]тивистской задачи Кеплера будет иметь вид:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 + \frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S}{\partial \varphi}\right)^2 + \left[\Pi_4 - \frac{e}{mc^2} A_4 \Pi_5\right]^2 = 0.$$

Его можно переписать в широко известной форме (см. [14] стр. 228):

$$\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2+\frac{1}{r^2}\left(\frac{\partial S}{\partial \varphi}\right)^2=2m_0W+\frac{2m_0Z\ell^2}{r}+\frac{1}{c^2}\left(W+\frac{Z\ell^2}{r}\right)^2,$$

где m_0 масса покоя, W - полная энергия.

В § 6 было указано, что действие может быть выражено через дисперсионное время t^* . Выражаем $\frac{\partial S}{\partial \varphi}$ из (1.36 - 1.38), учитывая, что δx имеет период Π и получаем условие азимутального квантования в виде:

$$J_\varphi=\int_0^{\Pi}\frac{\partial S}{\partial \varphi}\,d\varphi\to f_\varphi^2t^*=f_\varphi^2\frac{1}{\Pi c^*}=\frac{f_\varphi^2}{\ell^2}\hbar\ .$$

Тогда уравнение Гамильтона-Якоби можно переписать так:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2=2m_0W+\frac{2m_0Z\ell^2}{r}+\frac{1}{c^2}\left(W+\frac{Z\ell^2}{r}\right)^2-\frac{1}{r^2}\left[\frac{f_\varphi^2}{\ell^2}\hbar\right]^2$$

или

$$\frac{\partial S}{\partial r}=\sqrt{A+\frac{2B}{r}+\frac{C}{r^2}}\ .$$

Запишем A, B, C в виде:

$$A=2m_0W+\frac{W^2}{c^2}=m_0c^2\left\{\left(1+\frac{W}{m_0c^2}\right)-1\right\},$$

$$B=m_0Z\ell^2+\frac{Z\ell^2W}{c^2}=m_0Z\ell^2\left(1+\frac{W}{m_0c^2}\right),$$

$$C=-\left(\frac{f_\varphi^2}{\ell^2}\hbar\right)^2+\frac{Z^2\ell^4}{c^2}\left(\frac{f_\varphi^2\hbar}{\ell^2}\right)^2\left(\frac{\ell^2}{f_\varphi^2\hbar}\right)^2=$$

$$=-\left(\frac{f_\varphi^2}{\ell^2}\right)^2\hbar^2\left[1-\left(\frac{Z^2\ell^4}{c^2\hbar^2}\right)\left(\frac{\ell^2}{f_\varphi^2}\right)^2\right],$$

тогда

$$\frac{\ell^4}{c^2\hbar^2}=\left(\frac{c^*}{c}\right)^2=\alpha.$$

Постоянная тонкой структуры приобретает вполне ясный фи зический смысл и определяется отношением двух универсальны постоянных, которые характеризуют дисперсионное и трансляционное время при электромагнитном взаимодействии.

Учитывая формулу (1.39), запишем :

$$C=-n_\varphi^2\hbar^2\left[1-\frac{Z^2}{n_\varphi^2}\left(\frac{c^*}{c}\right)^2\right].$$

При других видах взаимодействий (ядерное, слабое, грави тационное) мы получаем иные постоянные, которые характериз ются отношением универсальных постоянных, определяющих дис персионное и трансляционное время при этих взаимодействиях

Глава П

ТРАНСЛЯЦИОННО-ДИСПЕРСИОННОЕ ВРЕМЯ И ВОЛНОВАЯ 5-ОПТИКА В 5-ПРОСТРАНСТВЕ МИНКОВСКОГО

§ 9. Общие свойства времени

В предыдущих параграфах было введено дисперсионное врем и рассмотрена оптико-механическая аналогия. Случай, когда метрические потенциалы не зависят от пятой координаты, то есть $h\to 0$, представляется классическим и, будучи описан геометрической 5-оптикой, эквивалентен релятивистской механике частицы.

С другой стороны, хорошо известно, что уравнения 4-эйконала остаются законными не только когда метрические потенциалы не зависят от четвертой координаты, но и тогда, когда такая зависимость наблюдается. В этом общем случае уравнение 4-эйконала может быть выведено как дифференциальное уравнение для характеристического многообразия $\Sigma(x^1, x^2, x^3, x^4) = \Sigma_0$ системы уравнений Максвелла. Это приводит к построению волновой 4-оптики.

Подобная аналогия может быть проведена с 5-геометрической оптикой при построении волновой 5-оптики с учетом наряду с трансляционным временем 4-волновой оптики еще и дисперсионного времени.

В волновой 5-оптике движение пробной частицы, следовательно, будет описываться как оптический процесс распространения волновых полей в конфигурационном 5-пространстве координат, трансляционного и дисперсионного времени. Мы рассматриваем поведение пробной частицы на реальном фронте времени, то есть учитываем поведение частицы в трансляционно-дисперсионном времени. Ширина дисперсионного времени оказывается различной для пробных частиц и располагается в порядке (1.49).

Действительно, в реальном мире мы имеем различные типы взаимодействий, для которых дисперсионное время принимает различные значения, определяемые величинами псевдоскаляров $\mathcal{E}$ (1.10). В трансляционно-дисперсионном времени пробные частицы с массой m и зарядом e рассматриваются в трех временных областях (рис.2, § 8) $\pm \mathcal{J}$ и N, где $\mathcal{J} \to 0$. Это означает, что частицы с массами $|\mathcal{J}|m$ и зарядами $|\mathcal{J}|e$ рассматриваются в дисперсионном времени.

Рассматриваемая схема временных областей (рис.1-2) справедлива лишь при неизменности метрики трансляционно-дисперсионного времени. Реальный фронт времени должен, разумеется обладать определенной метрикой. Для общности этот случай с кривизной и кручением трансляционно-дисперсионных временных областей можно отнести в пространства Римана.

В данной главе мы будем предполагать, что внешнее поле отсутствует, то есть, метрика 5-пространства есть метрика Минковского. В общем случае следует рассмотреть те же поля в 5 пространстве Римана, то есть в присутствии внешнего поля.

Особо необходимо оговорить единицы измерения. Вводимая Паули система единиц: С=1 и $\hbar = 1$. Примем для величины скорости, определяющей дисперсионное время t^* размерность равную единице в системе Паули. Тогда, учитывая, что 5-пространство периодично в координате дисперсионного времени t^* разлагаем составляющую поля в ряд Фурье [7, стр.64] и [12-13]

$$W^{(\varkappa)}(x^1, x^2, x^3, x^4, x^5) = \sum_{\mathcal{J}=-\infty}^{\mathcal{J}=+\infty} exp(i\mathcal{J}\mu)\, U^{(\varkappa)}(\mathcal{J}/x^1, x^2, x^3, x^4). \tag{2.1}$$

Мы фактически рассматриваем: $\delta x^5 \leqslant \frac{\hbar}{mc}$ в случае точной теории и $\delta x^5 \to \Delta x^4 \geqslant \frac{\hbar}{mc}$ при усреднении по координате дисперсионного времени. В дальнейшем дисперсионному времени будем ставить в соответствие псевдоскалярную скорость С и определять ее аналогично (1.5) :

$$c^* = 2\frac{(e^*)^2}{\hbar},$$

где e^* - элементарный заряд для частиц (1.49).

Определим величину μ как дисперсионный радиус частицы или как массу частицы в единицах Паули:

$$\mu = \frac{1}{\delta x^3} = \frac{mc}{\hbar},$$

с другой стороны, имеем: $\delta x^5 = \Pi c^* \delta t^*$ (1.29) и поэтому $\mu = \frac{1}{\Pi c^* \delta t^*}$, которую для общности запишем: $\mu = \frac{\partial}{\Pi c^* \partial t^*}$ и далее:

$$\mu = \frac{\partial}{\partial t^*} = \frac{\Pi c^* cm}{\hbar},$$

$$\mu^2 = \left(\frac{\partial}{\partial t^*}\right)^2 = \frac{\Pi^2 mc^2 \cdot m(c^*)^2}{\hbar^2} = \frac{\Pi^2 \Delta E \delta E^*}{\hbar^2} \cong \frac{1}{\Delta t \, \delta t^*},$$

то есть $\mu^2 U$ определяет распределение массы частицы в трансляционно-дисперсионном времени в принятой системе единиц.

Будем рассматривать $W^{(\tau)}$ как набор составляющих Фурье: $U^{(\tau)}(\mathcal{J}/x^1, x^2, x^3, x^4)$.

Под операцией $\int \mathcal{A}(x^1, x^2, x^3, x^4, x^5)\, dx^5$ понимается усреднение по периоду пятой координаты:

$$\int \mathcal{A}\, dx^5 = \frac{\mu}{2\Pi} \int_0^{\frac{2\Pi}{\mu}} \mathcal{A}\, dx^5 = \bar{\mathcal{A}}(x^1, x^2, x^3, x^4). \tag{2.2}$$

Пусть поле задается функцией Лагранжа:

$$L\left(W^{(\tau)}; \frac{\partial W^{(\tau)}}{\partial x^6}\right). \tag{2.3}$$

И, согласно принятым обозначениям, имеем :

$$\int L\left(W^{(\tau)}; \frac{\partial W^{(\tau)}}{\partial x^6}\right) dx^1 dx^2 dx^3 dx^4 dx^5 =$$

$$= \int \bar{L}\left[U^{(\tau)}(\mathcal{J}/\ldots); \frac{\partial U^{(\tau)}(\mathcal{J}/\ldots)}{\partial x^\kappa}\right](dx^1 dx^2 dx^3 dx^4). \tag{2.4}$$

В этом случае все формулы приобретают четырехмерный вид.

При помощи канонического формализма из функции Лагранжа получаются уравнения поля:

$$\frac{\partial}{\partial x^6}\left[\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial W^{(\tau)}}{\partial x^6}\right)}\right] - \frac{\partial L}{\partial W^{(\tau)}} = 0 \tag{2.5}$$

и выражения для канонического 5-тензора:

$$T_{\mu\nu} = \sum_{(\tau)} \frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial W^{(\tau)}}{\partial x^\nu}\right)} \frac{\partial W}{\partial x^\mu} - \delta_{\mu\nu} L, \tag{2.6}$$

который в силу (2.5) удовлетворяет

$$\frac{\partial T_{\mu\nu}}{\partial x^\nu} = 0. \tag{2.7}$$

При рассмотрении частных случаев полей частиц (1.49) следует в формулах (2.5)-(2.7) переходить к представлению через составляющие Фурье, что позволит физически истолковать пятимерные формулы.

В предыдущей главе была дана физическая интерпретация 5-пространства координат, трансляционно-дисперсионного времени. В этой главе нас будут особо интересовать временные области + $\mathcal{J}_u$ − $\mathcal{J}$ дисперсионного времени и временная область N, где $\mathcal{J} \to 0$.

Реальное время, в котором рассматриваются все физические поля, достаточно однозначно охарактеризовано нами физически.

Теперь, поскольку мы приступаем к рассмотрению и конкретизации физических полей в реальном времени, следует особо оговорить метод физической интерпретации уравнений полей, описывающих поведение частиц (1.49) в реальном времени. Представляется два варианта:

1. Для физически определенного сорта частиц (1.49) находятся уравнения полей, описывающих их поведение в реальном времени. В этом случае уравнения полей имеют конкретный физический смысл.

2. Из канонического формализма 5-пространства координат, трансляционно-дисперсионного времени получают волновые уравнения полей, которые в зависимости от численных значений временных областей $\pm\ \mathcal{T}$, N описывают какие-то физические объекты. Полученные дефференциальные уравнения полей из канонического формализма физически конкретизируются для определенного сорта частиц.

Второй вариант является наиболее общим и последовательным в нашем случае, хотя заранее неясно, что физически означают объекты, с которыми приходиться иметь дело. Рассматриваемым временным областям $\pm\ \mathcal{T}$ и N, где $\mathcal{T}-0$, можно поставить в соответствие два вида математических объектов, которые, разумеется, описывают какие-то физически реальные частицы.

А. Тензоры - величины по их физическому смыслу вполне определенные, включая знак.

Б. Спиноры - величины, определенные лишь с точностью до знака (вполне определенными будут их квадратичные комбинации).

Математически это означает, что при разложении оптической 5-функции $W^{(x)}$ в ряд Фурье для сопряженных функций имеем в случае А и Б соответственно:

А $$U(\mathcal{T}/x^1,x^2,x^3,x^4) = U^*(-\mathcal{T}/x^1,x^2,x^3,x^4)$$

Б $$U(\mathcal{T}/x^1,x^2,x^3,x^4) \neq U^*(-\mathcal{T}/x^1,x^2,x^3,x^4).$$

Рассмотрим последовательно оба этих случая.

§ 10. Волновые уравнения в 5-пространстве координат трансляционно-дисперсионном времени. Случай А

Поставим в соответствие некоторым реальным частицам, физический смысл которых пока неясен, но которые в совокупности своей представляют физически реальные поля, тензоры первого, второго, третьего и четвертого рангов: W_ν, $W_{\lambda\mu}$, $W_{\lambda\mu\nu}$, $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$.

Будем полагать, что 5-мерная оптическая функция $W^{(x)}$ при описании волновых полей во временных областях $\pm\ \mathcal{T}$ и N, где $\mathcal{T}-0$, может иметь составляющие: $W_\nu, W_{\lambda\mu}, W_{\lambda\mu\nu}, W_{\lambda\mu\nu\sigma}$.

Исходя из 5-канонического формализма, выпишем Лагранжианы для составляющих поля $W_\nu, W_{\lambda\mu}, W_{\lambda\mu\nu}, W_{\lambda\mu\nu\sigma}$:

$$\left.\begin{aligned} L &= \frac{1}{2}\frac{\partial W}{\partial x^\nu}\frac{\partial W}{\partial x^\nu} \\ L &= \frac{1}{4} W_{\lambda\mu} W_{\lambda\mu} \\ L &= \frac{1}{12} W_{\lambda\mu\nu} W_{\lambda\mu} \\ L &= \frac{1}{48} W_{\lambda\mu\nu\sigma} W_{\lambda\mu\nu\sigma} \end{aligned}\right\} \qquad (2.8)$$

Выпишем потенциалы для составляющих поля:

$$\left.\begin{aligned}
&W_{\nu}=\frac{\partial W}{\partial x^{\nu}}\\
&W_{\lambda\mu}=\frac{\partial W_{\lambda}}{\partial x^{\mu}}-\frac{\partial W_{\mu}}{\partial x^{\lambda}}\\
&W_{\lambda\mu\nu}=\frac{\partial W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}+\frac{\partial W_{\mu\nu}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\lambda}}{\partial x^{\mu}};\ \left(W_{\lambda\mu}=-W_{\mu\lambda}\right)\\
&W_{\lambda\mu\nu\sigma}=\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}}-\frac{\partial W_{\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\sigma\lambda}}{\partial x^{\mu}}-\frac{\partial W_{\sigma\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}.
\end{aligned}\right\}(2.9)$$

Выпишем уравнения полей в виде уравнений первой степени в частных производных для составляющих поля W_{ν}, $W_{\lambda\mu}$, $W_{\lambda\mu\nu}$, $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$ из 5-канонического формализма:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial W_{\nu}}{\partial x^{\nu}}=0\\
&\frac{\partial W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}+\frac{\partial W_{\mu\nu}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\lambda}}{\partial x^{\mu}}=0\\
&\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}}-\frac{\partial W_{\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\sigma\lambda}}{\partial x^{\mu}}-\frac{\partial W_{\sigma\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}=0\\
&\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\tau}}+\frac{\partial W_{\mu\nu\sigma\tau}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\sigma\tau\lambda}}{\partial x^{\mu}}+\frac{\partial W_{\sigma\tau\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}+\frac{\partial W_{\tau\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}}.
\end{aligned}\right\}(2.10)$$

Выпишем дополнительные уравнения к $W_{\nu}, W_{\lambda}, W_{\lambda\mu\nu}, W_{\lambda\mu\nu\sigma}$ (2.10) в случае присутствия источников Q :

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial W_{\nu}}{\partial x^{\nu}}=Q\\
&\frac{\partial W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\mu}}=Q
\end{aligned}\right.\quad(2.11)$$

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\nu}}=Q_{\lambda\mu}\\
&\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\sigma}}=Q_{\lambda\mu\nu}.
\end{aligned}\right\}$$

Выпишем уравнение полей в виде уравнений второй степени в частных производствах для составляющих поля $W_{\nu}, W_{\lambda\mu}, W_{\lambda\mu\nu}, W_{\lambda\mu\nu\sigma}$. Подставляем (2.9) в (2.11) и получаем:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 W}{\partial x^{\nu}\partial x^{\nu}}=Q\\
&\frac{\partial^2 W_{\lambda}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\mu}}-\frac{\partial^2 W_{\mu}}{\partial x^{\lambda}\partial x^{\mu}}=-Q_{\lambda}\\
&\frac{\partial^2 W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}\partial x^{\nu}}+\frac{\partial^2 W_{\mu\nu}}{\partial x^{\lambda}\partial x^{\nu}}+\frac{\partial^2 W_{\nu\lambda}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\lambda}}=Q_{\lambda\mu}\\
&\frac{\partial^2 W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}\partial x^{\sigma}}-\frac{\partial^2 W_{\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\sigma}\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial^2 W_{\nu\sigma\lambda}}{\partial x^{\sigma}\partial x^{\mu}}-\frac{\partial^2 W_{\sigma\lambda\mu}}{\partial x^{\sigma}\partial x^{\nu}}=Q_{\lambda\mu\nu}.
\end{aligned}\right\}(2.12)$$

Если положить, что источники заряда отсутствуют, то имеем

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial^2 W}{\partial x^{\nu}\partial x^{\nu}}=0\\
&\frac{\partial^2 W_{\lambda}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\mu}}-\frac{\partial^2 W_{\mu}}{\partial x^{\lambda}\partial x^{\mu}}=0\\
&\frac{\partial^2 W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}\partial x^{\nu}}+\frac{\partial^2 W_{\mu\nu}}{\partial x^{\nu}\partial x^{\nu}}+\frac{\partial^2 W_{\nu\lambda}}{\partial x^{\mu}\partial x^{\nu}}=0
\end{aligned}\right\}(2.13)$$

$$\left.\frac{\partial^2 W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^\sigma \partial x^s} - \frac{\partial^2 W_{\mu\nu\sigma}}{\partial x^s \partial x^\lambda} + \frac{\partial^2 W_{\nu\sigma\lambda}}{\partial x^s \partial x^\mu} - \frac{\partial^2 W_{\sigma\lambda\mu}}{\partial x^s \partial x^\nu} = 0.\right\}$$

Для дальнейшего упрощения формулировок введем вслед за [15] и [7] калибровку потенциалов (2.9) для составляющих поля $W_{\lambda\mu}$, $W_{\lambda\mu\nu}$, $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$:

$$\left.\begin{aligned} W'_\lambda &= W_\lambda - \frac{\partial F}{\partial x^\lambda} \\ W'_{\lambda\mu} &= W_{\lambda\mu} + \frac{\partial F_\mu}{\partial x^\lambda} - \frac{\partial F_\lambda}{\partial x^\mu} \\ W'_{\lambda\mu\nu} &= W_{\lambda\mu\nu} + \frac{\partial F_{\lambda\mu}}{\partial x^\nu} + \frac{\partial F_{\mu\nu}}{\partial x^\lambda} + \frac{\partial F_{\nu\lambda}}{\partial x^\mu}, \end{aligned}\right\} \quad (2.14)$$

где $F_{\lambda\mu} = -F_{\mu\lambda}$.

Используя калибровку потенциалов (2.14), потребуем выполнения нормировки в лоренц-инвариантной форме:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial x^\nu} &= \frac{\partial W}{\partial x^5} \\ \frac{\partial W_\lambda}{\partial x^\lambda} &= \frac{\partial W_5}{\partial x^5} \\ \frac{\partial W_{\lambda\mu}}{\partial x^\mu} &= \frac{\partial W_{\lambda 5}}{\partial x^5} \\ \frac{\partial W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^\nu} &= \frac{\partial W_{\lambda\mu 5}}{\partial x^5} \ . \end{aligned}\right\} \quad (2.15)$$

Принимая во внимание (2.15) и выделяя координату дисп сионного времени, получим уравнения (2.12^1) в виде:

$$\left.\begin{aligned} \left(\Box + \frac{\partial^2}{\partial x^5 \partial x^5}\right) W &= Q \\ \left(\Box + \frac{\partial^2}{\partial x^5 \partial x^5}\right) W_{i\varkappa} + \frac{\partial}{\partial x^5}\left(\frac{\partial W_{\varkappa 5}}{\partial x^i} - \frac{\partial W_{i5}}{\partial x^\varkappa}\right) &= Q_{i\varkappa} \\ \left(\Box + \frac{\partial^2}{\partial x^5 \partial x^5}\right) W_i - \frac{\partial^2 W_5}{\partial x^5 \partial x^i} &= Q_i \\ \left(\Box + \frac{\partial^2}{\partial x^5 \partial x^5}\right) W_{i\varkappa\ell} - \frac{\partial}{\partial x^5}\left(\frac{\partial W_{\varkappa\ell 5}}{\partial x^i} - \frac{\partial W_{\ell 5 i}}{\partial x^\varkappa} + \frac{\partial W_{5 i\varkappa}}{\partial x^\ell}\right) &= Q_{i\varkappa\ell} \end{aligned}\right\} \quad (2.12^1$$

В случае присутствия источников зарядов записываем еп

$$\left.\begin{aligned} \Box W &= Q \\ \Box W_5 &= Q_5 \\ \Box W_{5\varkappa} &= Q_{5\varkappa} \\ \Box W_{5\varkappa\ell} &= Q_{5\varkappa\ell} \end{aligned}\right\} \quad (2.17$$

Если же поле чистоволновое, то есть $Q=0, Q_5=0, Q_{5\varkappa}=0, Q_{5\varkappa\ell}$ тогда $W=0$, $W_5=0$, $W_{5\varkappa}=0$, $W_{5\varkappa\ell}=0$ и формулы (2.9) пр мают вид (2.9^1):

$$W_i = \frac{\partial W}{\partial x^i}$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&W_s = \frac{\partial W}{\partial x^i} \\
&W_{ik} = \frac{\partial W_i}{\partial x^k} - \frac{\partial W_k}{\partial x^i} \\
&W_{sk} = \frac{\partial W_k}{\partial x^s} \\
&W_{ikl} = \frac{\partial W_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial W_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{li}}{\partial x^k} \\
&W_{skl} = \frac{\partial W_{kl}}{\partial x^s} \\
&W_{iklm} = \frac{\partial W_{ikl}}{\partial x^m} - \frac{\partial W_{klm}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{lmi}}{\partial x^k} - \frac{\partial W_{mik}}{\partial x^l} \\
&W_{sklm} = \frac{\partial W_{klm}}{\partial x^s} \quad ,
\end{aligned}
\right\} \qquad (2.9^1)
$$

а уравнения поля (2.11) и 2.10) запишутся следующим образом:

$$
\begin{aligned}
&\frac{\partial W_i}{\partial x^i} + \frac{\partial W_s}{\partial x^s} = \frac{\partial W_i}{\partial x^i} + \frac{\partial^2 W}{\partial x^s \partial x^s} = 0, \\
&\frac{\partial W_s}{\partial x^s} = \frac{\partial^2 W}{\partial x^s \partial x^s} . \\
&\frac{\partial W_i}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{is}}{\partial x^s} = \frac{\partial W_{ik}}{\partial x^k} + \frac{\partial^2 W_i}{\partial x^s \partial x^s} = 0 ,
\end{aligned}
$$

(2.11[1])

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial W_{sk}}{\partial x^k} = \frac{\partial}{\partial x^s}\left(\frac{\partial W_k}{\partial x^k}\right) . \\
&\frac{\partial W_{ikn}}{\partial x^n} + \frac{\partial W_{iks}}{\partial x^s} = \frac{\partial W_{ikn}}{\partial x^n} + \frac{\partial^2 W_{ik}}{\partial x^s \partial x^s} = 0, \\
&\frac{\partial W_{skn}}{\partial x^n} = \frac{\partial}{\partial x^s}\left(\frac{\partial W_{kn}}{\partial x^n}\right) = 0. \\
&\frac{\partial W_{iklm}}{\partial x^m} + \frac{\partial W_{ikls}}{\partial x^s} = \frac{\partial W_{iklm}}{\partial x^m} + \frac{\partial^2 W_{ikl}}{\partial x^s \partial x^s} = 0, \\
&\frac{\partial W_{sklm}}{\partial x^m} = \frac{\partial}{\partial x^s}\left(\frac{\partial W_{klm}}{\partial x^m}\right) = 0.
\end{aligned}
\right\}
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial W_i}{\partial x^k} = 0, \\
&\frac{\partial W_i}{\partial x^s} = \frac{\partial}{\partial x^s} W_i = 0. \\
&\frac{\partial W_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial W_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{li}}{\partial x^k} = 0, \\
&\frac{\partial W_{ik}}{\partial x^s} + \frac{\partial W_{ks}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{si}}{\partial x^k} = \frac{\partial}{\partial x^s}\left(W_{ik} + \frac{\partial W_k}{\partial x^i} + \frac{\partial W_i}{\partial x^k}\right) = 0. \\
&\frac{\partial W_{ikl}}{\partial x^n} - \frac{\partial W_{kln}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{lni}}{\partial x^k} - \frac{\partial W_{nik}}{\partial x^l} = 0,
\end{aligned}
\right\}
$$

(2.10[1])

$$\frac{\partial W_{ikl}}{\partial x^5} - \frac{\partial W_{kls}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{lsi}}{\partial x^k} - \frac{\partial W_{sik}}{\partial x^l} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x^5}\left(W_{ikl} - \frac{\partial W_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{li}}{\partial x^k} - \frac{\partial W_{ik}}{\partial x^l}\right) = 0.$$

$$\frac{\partial W_{iklm}}{\partial x^n} + \frac{\partial W_{klmn}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{lmni}}{\partial x^k} + \frac{\partial W_{mnik}}{\partial x^l} + \frac{\partial W_{nikl}}{\partial x^m} = 0,$$

$$\frac{\partial W_{iklm}}{\partial x^n} + \frac{\partial W_{klms}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{lmsi}}{\partial x^k} + \frac{\partial W_{msik}}{\partial x^l} + \frac{\partial W_{sikl}}{\partial x^m} =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x^5}\left(W_{iklm} + \frac{\partial W_{klm}}{\partial x^i} + \frac{\partial W_{lmi}}{\partial x^k} + \frac{\partial W_{mik}}{\partial x^l} + \frac{\partial W_{ikl}}{\partial x^m}\right) = 0.$$

Для удобства в дальнейшем выпишем из (2.8) лагранжианы составляющих $W_{\lambda\mu\nu}$, $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$ в общековариантном виде, исходя из 5-канонического формализма:

$$\left.\begin{aligned} L &= \frac{1}{12}\sqrt{|\mathcal{G}|}\, W_{\sigma\tau\lambda}\cdot W^{\sigma\tau\lambda} \\ L &= \frac{1}{48}\sqrt{|\mathcal{G}|}\, W_{\sigma\lambda\tau\mu}\cdot W^{\sigma\lambda\tau\mu}. \end{aligned}\right\} \qquad (2.18)$$

Выпишем еще выражение для W_ν 5-тензора и выражения симметричного 5-тензора энергии-импульса - заряда для составляющих $W_{\lambda\mu}$, $W_{\lambda\mu\nu}$, $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$ из (2.8) и (2.18), учитывая (2.6):

$$T_{\mu\nu} = W_\mu \cdot W_\nu - \delta_{\mu\nu} L$$

$$\left.\begin{aligned} \theta_{\lambda\mu} &= W_{\lambda\nu}\cdot W_{\mu\nu} - \delta_{\lambda\mu} L \\ \theta_{\lambda\mu} &= \frac{1}{2} W_{\lambda\sigma\tau}\cdot W_{\mu\sigma\tau} - \delta_{\lambda\mu} L \\ \theta_{\lambda\mu} &= \frac{1}{6} W_{\lambda\sigma\tau\rho}\cdot W_{\mu\sigma\tau\rho} - \delta_{\lambda\mu} L \end{aligned}\right\} \qquad (2.19)$$

§ 11. О физическом смысле волновых уравнений в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени

Случай А

В предыдущем параграфе были выписаны волновые уравнени в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном вр мени для случая А.

Представляется интересным показать, что выписанные ура нения характеризуют поведение физически реальных частиц (1.49) во временных областях $\pm\ \mathcal{T}$ и N, где $\mathcal{T}\to 0$, ес таким частицам можно поставить в соответствие математичес объекты W_ν, $W_{\lambda\mu}$, $W_{\lambda\mu\nu}$, $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$.

Для выяснения физического смысла выписанных пятимерных уравнений поля необходимо переписать их в компонентах Фур учитывая, что 5-пространство периодично в координате диспе сионного времени.

Рассмотрим две временные области $\mathcal{T}$ со значениями $\pm$ 1

$$W = U\exp(i\mu x^5) + U^*\exp(-i\mu x^5),$$

$$\left.\begin{aligned}
W_\lambda &= U_\lambda exp(i\mu x^5)+U_\lambda^* exp(-i\mu x^5),\\
W_{\lambda\mu} &= U_{\lambda\mu} exp(i\mu x^5)+U_{\lambda\mu}^* exp(-i\mu x^5),\\
F &= f\, exp\,(i\mu x^5)+f^* exp(-i\mu x^5),\\
Q_\lambda &= q_\lambda exp\,(i\mu x^5)+q_\lambda^* exp(-i\mu x^5),\\
\grave{Q}_\lambda &= q_{\lambda\mu}\, exp\,(i\mu x^5)+q_{\lambda\mu}^* exp(-i\mu x^5).
\end{aligned}\right\} \quad (2.20)$$

1. В частном случае для составляющей W_ν имеем систему уравнений (2.21) первые строчки волновых уравнений, полученных в предыдущем параграфе)

$$\left.\begin{aligned}
&\bar{L}=\frac{\partial U^*}{\partial x^\kappa}\frac{\partial U}{\partial x^\kappa}+\mu^2 U^* U\\
&(\Box-\mu^2)U=0;\ (\Box-\mu^2)U^*=0\\
&\bar{T}_{i\kappa}=\frac{\partial U^*}{\partial x^i}\frac{\partial U}{\partial x^\kappa}+\frac{\partial U^*}{\partial x^\kappa}\frac{\partial U}{\partial x^i}-\delta_{i\kappa}\bar{L}\ ;\\
&T_{5\kappa}=i\mu\left(\frac{\partial U^*}{\partial x^\kappa}U-\frac{\partial U}{\partial x^\kappa}U^*\right).
\end{aligned}\right\} \quad (2.21)$$

Эта система уравнений в точности совпадает с уравнениями, полученными В.Паули [16, стр.21-22] и отражает идеи, развитые Паули-Вайскопфом [20] при описании полей скалярных мезонов.

4-тензор $\bar{T}_{i\kappa}$ есть симметричный тензор энергии-импульса. 4-вектор $\bar{T}_{5\kappa}$ отличается множителем от 4-вектора тока. Составляющие Фурье U и U^* описывают частицы, сопряженные по заряду и при замене U на U^* 4-вектор тока $\bar{T}_{5\kappa}$ меняет знак.

Сопряжение знака обуславливается для скалярных мезонов существованием реального фронта времени, обладающего трансляционно-дисперсионным характером. В данном случае нами рассматриваются дисперсионно-временные области с $\mathcal{T}=\pm 1$. Переход скалярного мезона из временной области $\mathcal{T}=+1$ в область $\mathcal{T}=-1$ приводит к изменению знака заряда.

Если частица находится во временной области N, где $\mathcal{T}\to 0$, то уравнения поля скалярных мезонов (2.21) принимают вид:

$$\left.\begin{aligned}
&\bar{L}=\frac{1}{2}\frac{\partial U}{\partial x^\kappa}\frac{\partial U}{\partial x^\kappa};\quad \Box U=0\\
&\bar{T}_{i\kappa}=\frac{\partial U}{\partial x^i}\frac{\partial U}{\partial x^\kappa}-\bar{L}\delta_{i\kappa};\quad \bar{T}_{5\kappa}=0.
\end{aligned}\right\} \quad (2.22)$$

Эти уравнения поля описывают поведение скалярного мезона в чистотрансляционно-временной области, где $\mathcal{T}=0$. Скалярный мезон находится в состоянии нулевого заряда и массы, так как величина заряда и масса его определяются шириной дисперсионно-временной области.

Поскольку поведение частиц рассматривается на реальном фронте времени, где имеет место трансляционно-дисперсионное время, то резкая граница, существующая в современной физике между комплексными ψ - полями, описывающими поведение заряженной частицы, с отличной от нуля массой покоя и действительными классическими полями, описывающими поведение нейтральных частиц с нулевой массой покоя, исчезает.

Следует отметить имеющую место идентичность в формулах 5-волновой оптики Ю.Б.Румера и приводимыми данными. Это обуславливает, как уже указывалось, тем, что 5-координата как действие имеет временно-дисперсионный характер. В этом отношении многовременным формализмом, введенным Дираком [17] и развивавшимися затем в ряде работ [18-19], хотя и подчеркивалось значение свойств времени, но физический смысл такой многовременности оставался скрытым. Поэтому введение 5-координаты действия и многовременный формализм следует рассматривать как ступень к познанию нами реального (трансляционно-дисперсионного времени).

2. В частном случае для составляющей $W_{\lambda\mu}$ (вторые строчки волновых уравнений, полученных в предыдущем параграфе) в компонентах Фурье имеем систему:

$$\frac{\partial U_{mk}}{\partial x^k} + i\mu U_{ms} = q_m ; \; \frac{\partial U_{sn}}{\partial x^n} = q_s \qquad (2.11^{11})$$

$$\left.\begin{aligned} & i\mu U_{nm} + \frac{\partial U_{ns}}{\partial x^m} + \frac{\partial U_{ms}}{\partial x^n} = 0 \\ & \frac{\partial U_{mk}}{\partial x^k} + \frac{\partial U_{nk}}{\partial x^m} + \frac{\partial U_{km}}{\partial x^n} = 0. \end{aligned}\right\} \qquad (2.10^{11})$$

$$\left.\begin{aligned} & U_{mn} = \frac{\partial U_n}{\partial x^m} - \frac{\partial U_m}{\partial x^n}, \\ & U_{ms} = \frac{\partial U_s}{\partial x^m} - i\mu U_m \end{aligned}\right\} \qquad (2.9^{11})$$

$$\left.\begin{aligned} & (\Box - \mu^2) U_m - \frac{\partial}{\partial x^m}\left(\frac{\partial U_m}{\partial x^n} + i\mu U_s\right) = q_n \\ & \Box U_s - i\mu\left(\frac{\partial U_n}{\partial x^n}\right) = -q_s \end{aligned}\right\} \qquad (2.12^{11})$$

$$\left.\begin{aligned} & U_m = U_m' - \frac{\partial f}{\partial x^m} \\ & U_s = U_s' + i\mu f . \end{aligned}\right\} \qquad (2.14^{11})$$

5-тензор $T_{\mu\nu}$ в 5-оптике объединяется в один закон сохранения энергии - импульса заряда. Выпишем Лагранжиан и 5-тензор в виде:

$$\bar{L} = \frac{1}{2} U^*_{\lambda\mu} U_{\lambda\mu} \qquad (2.8^{11})$$

$$\left.\begin{aligned} & \bar{\theta}_{ik} = U^*_{i\sigma} U_{k\sigma} + U^*_{k\sigma} U_{i\sigma} - \delta_{ik}\bar{L}, \\ & \theta_{5k} = U^*_{5\sigma} U_{k\sigma} + U_{5\sigma} U^*_{k\sigma} . \end{aligned}\right\} \qquad (2.19^{1})$$

Переходим от (2.19^1) к трехмерной записи, то есть выделим координаты $(\alpha, \beta = 1,2,3)$, трансляционное время $X^0 = -iX^4$ и X^5 - координату дисперсионного времени.

Плотность энергии:

$$\bar{\theta}_{00} = \left\{ \frac{1}{2} U^*_{\alpha\beta} U_{\alpha\beta} + U^*_{\beta 5} U_{\beta 5} + U^*_{\beta 0} U_{\beta 0} + U^*_{50} U_{50} \right\}. \tag{2.23}$$

Плотность импульса:

$$\bar{\theta}_{\alpha 0} = \left\{ U^*_{\alpha\beta} U_{0\beta} + U^*_{\alpha 5} U_{05} + U_{\alpha\beta} U^*_{0\beta} + U_{\alpha 5} U^*_{05} \right\}. \tag{2.24}$$

Плотность заряда:

$$\bar{\theta}_{50} = \left\{ U^*_{0\beta} U_{5\beta} + U_{0\beta} U^*_{5\beta} \right\}. \tag{2.25}$$

Плотность тока:

$$\bar{\theta}_{5\alpha} = \left\{ U^*_{\alpha\beta} U_{5\beta} - U^*_{\alpha 0} U_{50} + U_{\alpha\beta} U^*_{5\beta} - U_{\alpha 5} U^*_{50} \right\}. \tag{2.26}$$

Если положить, что рассматриваемое нами поле чистоволновое, то (2.10^1) и (2.11^1) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} &\frac{\partial U_{mn}}{\partial x^n} + \mu^2 U_m = 0; \qquad \frac{\partial U}{\partial U^n} = 0 \\ &U_{mn} = \frac{\partial U_n}{\partial x^m} - \frac{\partial U_m}{\partial x^n}, \\ &\frac{\partial U_{mn}}{\partial x^k} + \frac{\partial U_{nk}}{\partial x^m} + \frac{\partial U_{km}}{\partial x^n} = 0, \end{aligned} \right\} \tag{2.27}$$

а система уравнений (2.23–2.26) будет записана:

$$\left. \begin{aligned} &\bar{\theta}_{00} = \left\{ \frac{1}{2} U^*_{\alpha\beta} U_{\alpha\beta} - U^*_{\beta 0} U_{\beta 0} - \mu^2 (U^*_\beta U_\beta - U^*_0 U_0) \right\}, \\ &\bar{\theta}_{0\alpha} = \left\{ U^*_{\alpha\beta} U_{0\beta} + U_{\alpha\beta} U^*_{0\beta} + \mu^2 (U^*_\alpha U_0 - U_\alpha U^*_0) \right\}, \\ &\bar{\theta}_{05} = i\mu \left\{ U^*_{0\beta} U_\beta - U_{0\beta} U^*_\beta \right\}, \\ &\bar{\theta}_{\alpha 5} = i\mu \left\{ U^*_{\alpha\beta} U_\beta - U_{\alpha\beta} U^*_\beta + U^*_{\alpha 0} U_0 - U_{\alpha 0} U^*_0 \right\}. \end{aligned} \right\} \tag{2.28}$$

Формулы (2.27) и (2.28) в точности совпадают с системой формул, описывающих векторные мезоны Прока. Следует отметить, что теория векторных мезонов была предложена Прока, когда Юкава, в целях объяснения зависимости силы взаимодействия протона и нейтрона от спина, предложил, что мезон имеет спин 1.

Таким образом, мы приходим к выводу, что волновые уравнения, выведенные для составляющей $W_{\lambda\mu}$, в частном случае описывают поведение векторных мезонов в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени с временными областями $\pm \mathcal{J}$ и N. Случай в области N, где $\mathcal{J}-0$ включает классическую электродинамику.

В связи с этим следует отметить, что сила взаимодействия протона и нейтрона от спина носит временно-дисперсионный характер, и силы Юкава отражают ту часть энергии, которая приходится на взаимодействие зарядов, распределенных в дисперсионно-временных областях.

Действительно, если вычислить интеграл от энергии $\bar{\theta}_{00}$ по объему, что можно сделать при надлежащей калибровке потенциалов (2.15), то интеграл $\mathcal{Y}$ будет состоять из двух членов:

$$\mathcal{Y}_0 - \mathcal{Y}_0^I + \frac{1}{4\Pi} \int \frac{q_0(r', x^0)\, q_0^*(r'', x^0)}{|r' - r'|} e^{-\mu |r' - r''|}\, dv'\, dv'' \tag{2.29}$$

[7, стр.76], где первый член есть энергия волнового поля мезонов, а второй член - энергия непрерывно распределенных зарядов плотности q_0 (r, x^0), взаимодействующих по закону Юкавы.

Обобщая формулу (2.29) на случай общего разложения Фурье для плотности заряда, получаем:

$$Q(x^1, x^2, x^3, x^4, x^5) = \sum_{\mathcal{J}=-\infty}^{\mathcal{J}=+\infty} \exp(i \mathcal{J} \mu x^5)\, q_0(\mathcal{J}/x^1, x^2, x^3, x^4). \tag{2.30}$$

и для энергии взаимодействия:

$$\frac{1}{8\Pi} \int \frac{q_0(0/r', x^0)\, q^*(0/r'', x^0)}{|r' - r''|} dv'\, dv'' +$$
$$+ \frac{1}{4\Pi} \sum_{\mathcal{J}=1}^{\mathcal{J}+\infty} \int \frac{q_0(\mathcal{J}/r', x^0)\, q_0^*(\mathcal{J}/r'', x^0)}{|r' - r''|} e^{-\mathcal{J}\mu |r' - r''|}\, dv'\, dv''. \tag{2.31}$$

Первый член учитывает взаимодействия Кулона, а второй - силы взаимодействия типа Юкавы.

Усредняя волновые уравнения для составляющей $W_{\lambda\mu}$ по координате дисперсионного времени, мы получаем в точности систему уравнений Максвелла, если отождествить 4-вектор $\bar{W}_\kappa = U_\kappa (0/x^1, x^2, x^3, x^4)$ с электромагнитными потенциалами. При этом в случае $\delta x^5 < \frac{h}{mc}$ следует пользоваться точной 5-теорией и усредненной при $\delta x^5 - \delta x^4 > \frac{h}{m \cdot c}$.

3. Для выяснения физического смысла остальных волновых

уравнений, введенных в предыдущем параграфе (третья и четвертая строка), поступаем аналогично п.п. 1 и 2 настоящего параграфа. Имеем ($\mathcal{J}$ $= \pm 1$) для составляющей $W_{\lambda\mu\nu}$ (2.32) и для $W_{\lambda\mu\nu\sigma}$ (2.33):

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial U_{ikn}}{\partial x^n} - \mu^2 U_{ik} = 0; \quad \frac{\partial U_{kn}}{\partial x^n} = 0 \\
&\frac{\partial U_{ikl}}{\partial x^n} - \frac{\partial U_{kln}}{\partial x^i} + \frac{\partial U_{lni}}{\partial x^k} - \frac{\partial U_{nik}}{\partial x^l} = 0 \\
&U_{ikl} - \frac{\partial U_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial U_{li}}{\partial x^k} + \frac{\partial U_{ik}}{\partial x^l}.
\end{aligned}\right\} \tag{2.32}$$

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial U_{iklm}}{\partial x^m} - \mu^2 U_{ikl} = 0, \quad \frac{\partial U_{ikl}}{\partial x^l} = 0 \\
&\frac{\partial U_{iklm}}{\partial x^n} + \frac{\partial U_{klmn}}{\partial x^i} + \frac{\partial U_{lmni}}{\partial x^k} + \frac{\partial U_{mnik}}{\partial x^l} + \frac{\partial U_{nikl}}{\partial x} = 0 \\
&U_{iklm} = \frac{\partial U_{ikl}}{\partial x^m} - \frac{\partial U_{klm}}{\partial x^i} + \frac{\partial U_{lmi}}{\partial x^k} - \frac{\partial U_{mik}}{\partial x^l}.
\end{aligned}\right\} \tag{2.33}$$

В этих системах уравнений при изменении обозначений $\mu^2 U_{ik} \to U_{ik}$ и $\mu^2 U_{ikl} \to U_{ikl}$. получаем системы уравнений, в точности совпадающие с системами уравнений, описывающими псевдовекторные мезоны [16, стр. 34] и псевдоскалярные мезоны [16, стр 34].

Пользуясь неинвариантной нормировкой потенциалов для псевдовекторных (2.34) и псевдоскалярных мезонов (2.35):

$$\frac{\partial W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\mu}} = \frac{\partial W_{\lambda 4}}{\partial x^4}, \qquad (2.34)$$

$$\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\nu}} = \frac{\partial W_{\lambda\mu 4}}{\partial x^4}, \qquad (2.35)$$

запишем в трансляционно-временном виде (α, β, γ =1,2,3) в компонентах Фурье уравнения полей для псевдовекторных (2.36) и псевдоскалярных (2.37) мезонов в присутствии источников:

$$\left.\begin{aligned}
&(\Box-\mu^2)U_{\alpha\beta}+\frac{\partial}{\partial x^4}\left(\frac{\partial U_{\beta 4}}{\partial x^{\alpha}}-\frac{\partial U_{\alpha 4}}{\partial x^{\beta}}\right)=q_{\alpha\beta},\\
&(\Box-\mu^2)U_{\alpha 5}+\frac{\partial}{\partial x^4}\left(\frac{\partial U_{54}}{\partial x^{\alpha}}-i\mu U_{\alpha 4}\right)=q_{\alpha 5},\\
&(\Delta-\mu^2)U_{\alpha 4}=q_{\alpha 4},\\
&(\Delta-\mu^2)U_{54}=q_{54}.
\end{aligned}\right\} \qquad (2.36)$$

$$\left.\begin{aligned}
&(\Box-\mu^2)U_{\alpha\beta\gamma}-\frac{\partial}{\partial x^4}\left\{\frac{\partial U_{\alpha\beta 4}}{\partial x^{\gamma}}+\frac{\partial U_{\beta\gamma 4}}{\partial x^{\alpha}}+\frac{\partial U_{\gamma\alpha 4}}{\partial x^{\beta}}\right\}=q_{\alpha\beta\gamma},\\
&(\Box-\mu^2)U_{\alpha\beta 5}-\frac{\partial}{\partial x^4}\left\{i\mu U_{\alpha\beta 4}+\frac{\partial U_{\beta 54}}{\partial x^{\alpha}}+\frac{\partial U_{5\alpha 4}}{\partial x^{\beta}}\right\}=q_{\alpha\beta 5},\\
&(\Delta-\mu^2)U_{\alpha\beta 4}=q_{\alpha\beta 4},\\
&(\Delta-\mu^2)U_{\alpha 54}=q_{\alpha 54}.
\end{aligned}\right\} \qquad (2.37)$$

Амплитуды для соответствующих компонент псевдовекторных и псевдоскалярных мезонов представлены уравнениями (2.38) и (2.39) для компонент:

$$\left.\begin{aligned}
&U_{\alpha 4}=-\frac{1}{4\Pi}\int\frac{q_{\alpha 4}(r',x^4)}{|r'-r|}e^{-\mu|r'-r|}dv',\\
&U_{54}=-\frac{1}{4\Pi}\int\frac{q_{54}(r',x^4)}{|r'-r|}e^{-\mu|r'-r|}dv',
\end{aligned}\right\} \qquad (2.38)$$

$$\left.\begin{aligned}
&U_{\alpha\beta 4}=-\frac{1}{4\Pi}\int\frac{q_{\alpha\beta 4}(r',x^0)}{|r'-r|}e^{-\mu|r'-r|}dv',\\
&U_{\alpha 54}=-\frac{1}{4\Pi}\int\frac{q_{\alpha 54}(r',x^0)}{|r'-r|}e^{-\mu|r'-r|}dv'.
\end{aligned}\right\} \qquad (2.39)$$

Расписывая 5-тензор энергии-импульса-заряда, получаем для псевдовекторных уравнение (2.40), псевдоскалярных мезонов - (2.41) и, выделяя трансляционно-дисперсионное время, имеем:

плотность энергии -

$$\bar{\theta}_{00}=\frac{1}{2}\left(U^*_{0\alpha\beta}U_{0\alpha\beta}+2U^*_{05\alpha}+\frac{1}{3}U^*_{\alpha\beta\gamma}U_{\alpha\beta\gamma}+U^*_{\alpha\beta 5}U_{\alpha\beta 5}\right),$$

плотность импульса -

$$\bar{\theta}_{\alpha 0}=\frac{1}{2}\left(U^*_{5\alpha\beta}-2U^*_{\alpha 5\gamma}U_{05\gamma}+\text{к.с.}\right), \qquad (2.40)$$

плотность заряда -

$$\bar{\theta}_{50}=\frac{1}{2}\left(U^*_{5\alpha\beta}U_{0\alpha\beta}+\text{к.с.}\right),$$

плотность энергии -

$$\bar{\theta}_{00}=\frac{1}{6}\left\{U^{*}_{0\alpha,\beta\gamma}U_{0\alpha,\beta\gamma}+U^{*}_{5\alpha,\beta\gamma}U_{5\alpha,\beta\gamma}+3U^{*}_{50\alpha,\beta}U_{50\alpha,\beta}\right\},$$

плотность импульса -

$$\bar{\theta}_{\alpha 0}=\frac{1}{2}\left\{U^{*}_{\alpha,\beta\gamma 5}U_{0\beta\gamma 5}+\text{к.с.}\right\}, \qquad (2.41)$$

плотность заряда -

$$\bar{\theta}_{50}=\frac{1}{6}\left\{U^{*}_{0\alpha,\beta\gamma}U_{5\alpha,\beta\gamma}+\text{к.с.}\right\}.$$

Интегрируя $\bar{\theta}_{00}$ по объему и принимая во внимание (2.26)-(2.37) и (2.38-2.39), получаем распределение энергии для псевдовекторных мезонов (2.42) и (2.43) :

$$\int\bar{\theta}_{00}\,dv=\frac{1}{2}\int\left\{\frac{\partial U^{*}_{\alpha\beta}}{\partial x^{0}}\frac{\partial U_{\alpha\beta}}{\partial x^{0}}+2\frac{\partial U^{*}_{\alpha 5}}{\partial x^{0}}\frac{\partial U_{05}}{\partial x^{0}}+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{3}U^{*}_{\alpha\beta\gamma}U_{\alpha\beta\gamma}+U^{*}_{\alpha\beta 5}U_{\alpha\beta 5}\right\}dv+\frac{1}{4\Pi}\int\frac{q^{*}_{0\alpha}(r',x^{0})\,q_{0\alpha}(r'',x^{0})}{|r'-r''|}+ \qquad (2.42)$$

$$+\frac{q^{*}_{05}(r',x^{0})\,q_{05}(r'',x^{0})}{|r'-r''|}\,\ell^{-\mu|r'-r''|}\,dv'dv'';$$

$$\int\bar{\theta}_{00}\,dv=\frac{1}{6}\int\left\{\frac{\partial U^{*}_{\alpha\beta\gamma}}{\partial x^{0}}\frac{\partial U_{\alpha\beta\gamma}}{\partial x^{0}}+3\frac{\partial U_{5\alpha\beta}}{\partial x^{0}}\frac{\partial U_{5\alpha\beta}}{\partial x^{0}}+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{3}U^{*}_{5\alpha\beta\gamma}U_{5\alpha\beta\gamma}\right\}dv+\frac{1}{4\Pi}\int\frac{1}{2}\,\frac{q^{*}_{0\alpha\beta}(r',x^{0})\,q_{0\alpha\beta}(r'',x^{0})}{|r'-r''|}+$$

(2.43)

$$+\frac{2\,q^{*}_{05\alpha}(r',x^{0})\,q_{05\alpha}(r'',x^{0})}{|r'-r''|}\,\ell^{-\mu|r'-r''|}\,dv'dv''.$$

Проведенный анализ волновых уравнений в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени показывает для случая А, что волновые уравнения описывают поведение тяжелых частиц на реальном фронте времени в различных временных областях.

Переход частицы из одного зарядового состояния в другое обуславливается переходом частицы из одной временно-дисперсионной области в другую. Нахождение частицы в чистотрансляционном времени приводит к классической теории электромагнитного поля в 4-пространстве, а усреднение по 5-координате показывает, что в этом случае мы имеем суперпозицию двух полей: электромагнитного и некоторого χ-поля, подобно тому, как в статической электродинамике мы имеем простую суперпозицию магнитного и электрического полей. Величина μ^2 , фигурирующая при разложении волновых уравнений в ряд Фурье, может быть объединена в оператор (2.44) [см. § 9 настоящей главы и (2.12[1])] :

$$\Box=\Delta-\frac{\partial^2}{\partial x^2}=\sum_{i=1}^{4}\frac{\partial^2}{\partial x_i^2}.$$

$$\mu^2=\frac{\partial^2}{(\partial x^5)^2}$$

Поэтому для 5-пространства координат, трансляционно-дисперсионного времени имеем:

$$\boxed{\diagup}=\Box-\mu^2 \qquad (2.44)$$

Следует обратить внимание на то, что в μ^2 мы фактически рассматриваем трансляционно-дисперсионное время, так как принимаем условие, для которого имеет место не $\delta x^5 < \frac{\hbar}{mc}$ и $\mu < \frac{mc}{\hbar}$, а $\delta x = \frac{\hbar}{mc}$ и $\mu = \frac{mc}{\hbar}$, то есть рассматривали распределение массы и заряда в трансляционно-дисперсионном времени. Последовательный учет трансляционно-дисперсионного времени приводит к появлению дополнительных членов при интегрировании плотности энергии по объему, которые в случае рассмотрения тяжелых частиц мезонов определяют появление сил Юкавы. Взаимодействие протона и нейтрона поэтому приобретает временной трансляционно-дисперсионный характер. Для изучения ядерных сил следует особое внимание уделять изучению свойств частиц на реальном фронте времени.

Следует подчеркнуть еще раз то обстоятельство, что в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени стирается резкая граница между комплексными ψ -полями и действительными классическими полями.

§ 12. Волновые уравнения в 5 пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени

Случай Б

В случае Б (см. § 9) при разложении оптической 5 функции в ряд Фурье имеем условие:

$$U_\sigma(\mathcal{J}/x^1,x^2,x^3,x^4) \neq U_\sigma^*(-\mathcal{J}/x^1,x^2,x^3,x^4),$$

то есть оперируем с математическими объектами спинорами. Разлагаем каждую из четырех составляющих 5-спинора и сопряженного ему спинора ($\widetilde{W}$) в ряд Фурье:

$$\left.\begin{aligned} \widetilde{W} &= \sum_{\mathcal{J}=-\infty}^{\mathcal{J}=+\infty} \widetilde{U}(\mathcal{J}/x^1,x^2,x^3,x^4)\exp(-i\mathcal{J}\mu x^5) \\ W &= \sum_{\mathcal{J}=-\infty}^{\mathcal{J}=+\infty} U(\mathcal{J}/x^1,x^2,x^3,x^4)\exp(i\mathcal{J}\mu x^5). \end{aligned}\right\} \quad (2.44)$$

Поставим в соответствие системам матриц $\{\gamma^1, \gamma^2, \gamma^3, \gamma^4\}$ и $\{\alpha^1, \alpha^2, \alpha^3, \beta\}$, фигурирующим в теории Дирака [17], μ -величины, введение которы, как показало исследование, оправдано. Определим это соответствие так, чтобы были выделены координаты трансляционного и дисперсионного времени:

$$\left.\begin{aligned} \gamma^1 &= i\mu(1)\mu(5), & \alpha^1 &= i\mu(4)\mu(1) \\ \gamma^2 &= i\mu(2)\mu(5), & \alpha^2 &= i\mu(4)\mu(2) \\ \gamma^3 &= i\mu(3)\mu(5), & \alpha^3 &= i\mu(4)\mu(3) \\ \gamma^4 &= i\mu(4)\mu(5), & \alpha^4 &= i\mu(4)\mu(5). \end{aligned}\right\} \quad (2.45)$$

Определим согласно 5-каноническому формализму лагранжиан, 5-тензор энергии - импульса - заряда и уравнения поля:

$$\left.\begin{aligned} L &= \frac{1}{2}(\widetilde{W}\mu(\sigma)W_\sigma - W_\sigma\mu(\sigma)W), \\ W_\sigma &= \frac{\partial W}{\partial x^\sigma}; \quad \widetilde{W}_\sigma = \frac{\partial \widetilde{W}}{\partial x^\sigma} \end{aligned}\right\} \quad (2.46)$$

$$T_{\alpha\beta} = \widetilde{W}\frac{\partial L}{\partial \widetilde{W}_\beta} + \frac{\partial L}{\partial W_\beta}W_\alpha - \delta_{\alpha\beta}L. \quad (2.47)$$

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x^\sigma}\left(\frac{\partial L}{\partial \widetilde{W}_\sigma}\right) - \frac{\partial L}{\partial \widetilde{W}} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial x^\sigma}\left(\frac{\partial L}{\partial W_\sigma}\right) - \left(\frac{\partial L}{\partial W_\sigma}\right) &= 0. \end{aligned}\right\} \quad (2.48)$$

Запишем уравнения поля (2.48), выделяя одну из пяти координат, которую обозначим через x^0:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial W}{\partial x^0}+\mu(0)\mu(n)\frac{\partial W}{\partial x^n}=0 \\ &\frac{\partial \widetilde{W}}{\partial x^0}+\frac{\partial W}{\partial x^n}\,\mu(n)\mu(0)=0. \end{aligned}\right\} \qquad (2.48^1)$$

Введем дополнительно некоторые обозначения для спиноров:

$$\left.\begin{aligned} &W=W^{*}\mu(4)=-iW^{+}\mu(5) \\ &W^{*}=\widetilde{W}\mu(4)=W^{+}\gamma^{4} \\ &W^{+}=i\widetilde{W}\mu(5)=W^{*}\gamma^{4}, \end{aligned}\right\} \qquad (2.49)$$

где W^{*} - спинор комплексно-сопряженный и трансляционный к W .

Величина $\overset{(0)}{W}$ определяется как спинор по координате x^0 и поэтому:

$$\widetilde{W}=\overset{(5)}{W}\mu(5);\ \overset{(5)}{W}=W^{*}\mu(4)\mu(5)=-iW^{*}\gamma^{4};$$

$$\widetilde{W}=W^{*}\mu(4);\qquad \overset{(5)}{W}=iW^{+}.$$

Пусть W - система пяти четырехрядных матриц удовлетворяет условиям перестановок:

$$\mu(\alpha)\mu(\beta)+\mu(\beta)\mu(\alpha)=2\delta(\alpha,\beta). \qquad (2.50)$$

Используя принятые обозначения, из (2.47) и (2.46) выпишем антисимметричную часть 5-канонического тензора:

$$T_{\beta\alpha}-T_{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\Big\{\widetilde{W}\big[\mu(\alpha)\delta(\beta,p)-\mu(\beta)\delta(\alpha,p)\big]W_p+$$
$$+\widetilde{W}_p\big[\delta(\alpha,p)\mu(\beta)-\delta(\beta,p)\mu(\alpha)\big]W\Big\}. \qquad (2.51)$$

Используя обозначение (2.50) и вводя в дальнейшем (2.52):

$$K(\alpha,p,\beta)=\frac{1}{2}\widetilde{W}\big[\mu(\alpha)\mu(p)\mu(\beta)-\mu(\beta)\mu(p)\mu(\alpha)\big]W, \qquad (2.52)$$

где $K(\alpha,p,\beta)$ - антисимметричный 5-тензор третьего ранга, можно записать для (2.51):

$$T_{\beta\alpha}-T_{\alpha\beta}=\frac{1}{2}\,\frac{\partial}{\partial x^p}K(\alpha,p,\beta). \qquad (2.51^1)$$

Поэтому симметричная составляющая тензора $T_{\alpha\beta}$ может быть представлена в виде:

$$\theta_{\alpha\beta}=\frac{1}{2}(T_{\beta\alpha}+T_{\alpha\beta})=T_{\alpha\beta}+\frac{1}{2}(T_{\beta\alpha}-T_{\alpha\beta})=$$
$$=\frac{1}{2}\Big(\widetilde{W}\mu(\beta)\frac{\partial W}{\partial x^\alpha}-\frac{\partial W}{\partial x^\alpha}\mu(\beta)W\Big)-\frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial x^p}K(\alpha,p,\beta) \qquad (2.53)$$

Он удовлетворяет каноническим условиям (2.7) и определяется как симметричный 5-тензор энергии -импульса - заряда.

§ 13. О физическом смысле волновых уравнений в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени. Случай Б

Воспользуемся разложением Фурье, тогда, согласно принятым в предыдущем параграфе обозначениям, будем иметь:

$$\gamma_K = \frac{\partial U}{\partial x^K} + \mu U = 0$$

$$\frac{\partial U^+}{\partial x^K}\gamma^K - \mu U^+ = 0 \qquad (2.54)$$

Эти уравнения в точности совпадают с волновыми уравнениями Дирака для электрона. Поэтому волновые уравнения (2.48^1) описывают все семейство частиц с полуцелым спином в трансляционно-дисперсионном времени. Интересно отметить, что для спина 1/2 в теории С-чисел [16, стр.52] энергия не является положительно определенной, имеется одинаковое число положительных и отрицательных собственных значений энергии. Положение не меняется, если ввести квантование по Бозе-Эйнштейну.

Но Дирак указал, что эти трудности с отрицательными уровнями энергии могут быть изменены путем изменения определения вакуума, если ввести квантование согласно принципу запрета. Вакуум определяется как состояние с наименьшей энергией среди тех состояний, для которых число частиц в каждом состоянии удовлетворяет принципу Паули. Таким образом, вакуум определяется как такое общее состояние, при котором все уровни отрицательной энергии заняты. Тогда незаполненный отрицательный уровень, так называемая "дырка" по Дираку, ведет себя по отношению к определенному таким образом вакууму как частица с положительной энергией и зарядом, обратным первоначальному.

Эти идеи при рассмотрении комплексно-спинорного поля в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени приобретают отчетливый физический смысл. Описывая все семейство частиц со спином 1/2, обладающих массами $|\mathcal{J}/m$ и зарядами $|\mathcal{J}/e$. Поэтому электрон, позитрон ("дырка"), нейтрино, согласно развиваемой концепции реального фронта времени, следует рассматривать как одну частицу, находящуюся в различных временных областях $\pm\ \mathcal{J}$ и N, где $\mathcal{J}-0$, в которых она появляется или как электрон, или как позитрон, или как нейтрино.

Более того, следует ожидать, что электрон, позитрон окажутся неисчерпаемыми в смысле изучения фундаментальных свойств трансляционно- дисперсионного времени. Образно выражаясь, электрон, позитрон, нейтрино отражают существенные стороны трансляционно-дисперсионного времени подобно тому как жидкость, налитая в сосуд, принимает его форму.

В начале данного исследования указывалось на возможность существования метрики у трансляционно-временных областей, характеризующихся кривизной и кручением. В связи с этим становятся понятными экспериментальные результаты, приводящие ЛИ, ЯНГА, ЛАНДАУ к заключению о возможной закрученности нейтрино. Однако вопрос о метрике трансляционно-дисперсионного времени заслуживает специального рассмотрения. Здесь же мы пытаемся высказать ту мысль, что, рассматривая выражение пробной частицы в трансляционно-дисперсионном времени с определенной метрикой (кривизной, кручением), можно предсказать, например, рождение новых частиц и их поведение на реальном фронте времени.

Выделяя координату действия в симметричном тензоре (2.53), получаем систему (2.55):

$$\theta_{ik} = \frac{1}{2}\left(W^+\gamma^k\frac{\partial W}{\partial x^i} - \frac{\partial W^+}{\partial x^i}\gamma^k W\right) - \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial x_p}K(p,i,k),$$

$$\left.\begin{aligned} \theta_{5\kappa} &= \frac{1}{2}\left(W^{+}\gamma^{\kappa}\frac{\partial W}{\partial x^{5}} - \frac{\partial W^{+}}{\partial x^{5}}\gamma^{\kappa}W\right) - \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial x^{n}}K(n,5,\kappa), \\ \theta_{\kappa 5} &= -\frac{i}{2}\left(W^{+}\frac{\partial W}{\partial x^{\kappa}} - \frac{\partial W}{\partial x^{\kappa}}W\right) + \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial x^{n}}K(n,5,\kappa), \\ \theta_{55} &= -\frac{i}{2}\left(W + \frac{\partial W}{\partial x^{5}} - \frac{\partial W}{\partial x^{5}}W\right). \end{aligned}\right\} \qquad (2.55)$$

В составляющих Фурье с целью упрощения запишем, учитывая лишь область $\mathcal{J} = +1$

$$\left.\begin{aligned} \bar{\theta}_{i\kappa} &= \frac{1}{2}\left(U^{+}\gamma^{\kappa}\frac{\partial U}{\partial x^{i}} - \frac{\partial U^{+}}{\partial x^{i}}\gamma^{\kappa}U\right) - \frac{1}{4}\frac{\partial}{\partial x^{n}}\bar{K}(n,i,\kappa), \\ \bar{\theta}_{5\kappa} &= i\mu\left(U^{+}\gamma^{\kappa}U\right) + \frac{i}{4}\frac{\partial\bar{\mu}(\kappa,n)}{\partial x^{n}}; \\ \bar{\theta}_{\kappa 5} &= -\frac{i}{2}\left(U^{+}\frac{\partial U}{\partial x^{\kappa}} - \frac{\partial U}{\partial x^{\kappa}}U\right) - \frac{i}{4}\frac{\partial\bar{\mu}(\kappa,n)}{\partial x^{n}}, \\ \bar{\theta}_{55} &= \mu U^{+}U, \end{aligned}\right\} \qquad (2.55^{1})$$

где

$$\left.\begin{aligned} \bar{K}(n,i,\kappa) &= \frac{1}{2}U^{+}(\gamma^{n}\gamma^{i}\gamma^{\kappa} - \gamma^{\kappa}\gamma^{i}\gamma^{n})U, \\ \bar{M}(\kappa,n) &= \frac{1}{2}U^{+}(\gamma^{\kappa}\gamma^{n} - \gamma^{n}\gamma^{\kappa})U. \end{aligned}\right\} \qquad (2.56)$$

4-тензор $\bar{\theta}_{i\kappa}$ в формуле (2.55^1) (первая строка) есть в точности симметричный 4-тензор энергии-импульса в теории Дирака. Последний член в нем ответственен за появление спина.

Появление члена $\frac{i}{4}\frac{\partial M(\kappa,n)}{\partial x^{n}}$, отсутствующего в теории Дирака, соответствет дополнительному поляризационному току.

Глава III

ТРАНСЛЯЦИОННО-ДИСПЕРСИОННОЕ ВРЕМЯ И ВОЛНОВАЯ 5-ОПТИКА В 5-ПРОСТРАНСТВЕ РИМАНА С КРУЧЕНИЕМ

§ 14. Частные свойства времени

В предыдущей главе были рассмотрены волновые уравнения физических полей в конфигурационном 5-пространстве Минковского координат, трансляционно-дисперсионном времени. При этом не налагалось никаких особенностей на связность и метрику областей трансляционно-дисперсионного времени. В 5-пространстве Минковского, таким образом, мы имеем дедо с трансляционно-дисперсионными временными областями, характеризуемыми абсолютным параллелизмом (тензор кривизны равен нулю), для которых параллельные циклы (периодическая зависимость всех физических полей от координаты дисперсионного времени) замыкаются с точностью до третьего порядка (тензор кручения равен нулю).

Однако постановка вопроса, сформулированная нами в § 3, требует определения наиболее общей связности и метрики. Основная теорема связности гласит: "Знание тензоров кручения и кривизны в каждой точке многообразия линейной афинной связности достаточно для определения этой связности".

Наложение такой весьма общей связности на трансляционно-дисперсионные временные области ($\pm$ $\mathcal{J}, N$) требует рассмотрения поведения всех физических полей в пространстве Римана с кручением. Пространство Римана без кручения и пространства Эйнштейна оказываются в этом случае частными вариантами.

Свойства такого пространства зависят от геометрического объекта $R^{\beta}_{\alpha lm}$, называемого тензором кривизны и кручения

$$\bar{R}^{\beta}_{\alpha lm} = a^{\beta}_{\alpha} \mathcal{A}^{\beta}_{\gamma} a^{\nu}_{l} a^{v}_{m} R^{\gamma}_{\varepsilon\upsilon v}$$

тензор $R^{\kappa}_{olm} = T^{\kappa}_{lm}$, полученный из тензора кривизны и кручения, называется тензором кручения. Когда он равен нулю, это значит, что бесконечно малые циклы замыкаются с точностью до третьего порядка. Он характеризует пространство Эйнштейна, когда тензор кривизны равен нулю.

Тензор $R^{h}_{\kappa lm}$, полученный из тензора кривизны и кручения, называется тензором кривизны, или тензором Римана в пространстве Римана. При $R^{h}_{\kappa lm} = 0$ пространство имеет нулевую кривизну. В этом случае говорят, что такое пространство есть пространство абсолютного параллелизма.

Если определить тензор Римана и Эйнштейна из вторых ковариантных производных:

$$x_{\kappa,lm} - x_{\kappa,lm} = R^{h}_{\kappa lm} x_h \qquad (x_h \text{ -производный вектор})$$

$$x_{\kappa,lm} - x_{\kappa,lm} = T_{\kappa lm}$$

$$T_{\kappa,lm} = R^{h}_{\kappa,lm} x_h ,$$

то при учете кручения в пространстве Римана без кручения появляются дополнительные составляющие, обусловленные кручением со знаком правой или левой ориентации. В пространстве Римана с кручением основной тензор удовлетворяет условию Риччи. Знак кривизны и кручения обуславливается объективными свойствами трансляционно-дисперсионных временных областей ($\pm \mathcal{T}, N$).

В предыдущей главе не накладывалось условия периодической

зависимости составляющих метрического поля $g_{\mu\nu}$ от координаты дисперсионного времени. Будем придерживаться этого и в дальнейшем, тем более, что это не мешает развитию концепции о роли трансляционно-дисперсионного времени в квантово-механических системах.

Кроме определения связности, вторая задача состоит в определении метрики. Постольку, поскольку трансляционно-дисперсионное время имеет временные области $\pm \mathcal{T}$ и N, где $\mathcal{T} - 0$, то для рассмотрения поведения физических полей на реальном фронте времени необходимо обратить внимание на непригодность мероопределения Гаусса, то есть метрического симметричного тензора g_{ik}, для описания физических полей тензорных и спинорных в трансляционно-дисперсионном времени, так как дисперсионное время является несимметричным относительно своего зеркального изображения, то и выбранная метрика должна быть несимметричной.

Поэтому для единообразного описания всех физических полей в конфигурационном Римановом с кручением 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени следует воспользоваться несимметричным мероопределением Ламэ вместо общепринятого симметричного определения Гаусса. Мероопределение Ламэ может быть положено в основу тензорного анализа (см. [7, стр.110]), который с успехом используется при общековариантной формулировке уравнений математической физики. При этом преимущество такой схемы тензорного анализа заключается в возможности получения из инвариантных интегралов Гильберта уравнений поля и законов сохранения как в случае тензорных, так и в случае спинорных полей.

Первичными геометрическими образами при рассмотрении физических полей в трансляционно-дисперсионном времени являются несимметричные матрицы Ламэ:

$$dS^2 \sum_{(\alpha)} H_i(\alpha) H_\kappa(\alpha) dx^i dx^\kappa \qquad (3.1)$$

в то время как составляющие метрического тензора $g_{i\kappa}$

$$dS^2 = g_{i\kappa} dx^i dx^\kappa$$

являются производными квадратичными преобразованиями.

$$\Lambda = |\mathcal{D}et\,(H_i(\alpha)| = +\sqrt{\mathcal{D}et(g_{i\kappa})} \neq 0. \qquad (3.2)$$

Введение условий относительно связности и метрики позволяет представить весь пятимерный аппарат координат, трансляционно-дисперсионного времени, учитывая коэффициенты Ламэ.

При этом метрический тензор Ламе по отношению к метрическому тензору $\mathcal{G}_{\mu\nu}$ (1.33-1.34) будет представлен уравнениями (3.3) и (3.4):

$$H_\sigma(\alpha) = \begin{pmatrix} \delta_{i\kappa} & g_i \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \qquad (3.3)$$

$$H^\sigma(\alpha) = \begin{pmatrix} \delta_{i\kappa} & 0 \\ -g_\kappa & 1 \end{pmatrix}. \qquad (3.4)$$

Операции ковариантного, инвариантного дифференцирования тензоров, введение тензора кривизны и кручения и т.д. может быть выражено через мероопределение Ламэ.

Интеграл Гильберта

$$\left.\begin{aligned} &\mathcal{I}\int \Lambda L\left(H^\sigma(\alpha);\ \frac{\partial H^\sigma(\alpha)}{\partial x^\tau}\right) dx \\ &\Lambda = \mathcal{D}et\,(H_\sigma(\alpha));\ dx = dx,\, dx_2 \ldots dx_n \end{aligned}\right\} \qquad (3,5)$$

остается инвариантным при произвольной вариации $\delta H^\sigma(\alpha)$ и при вариациях, порождаемых бесконечно малыми преобразованиями (3.6) и (3.7):

$$\delta_1 H^\sigma(\alpha) = \varepsilon\left(H^\tau(\alpha)\frac{\partial f^\sigma}{\partial x^\tau} - f^\tau \frac{\partial H^\sigma(\alpha)}{\partial x^\tau}\right), \qquad (3.6)$$

$$\delta_2 H^\sigma(\alpha) = \varepsilon c(\alpha,\beta) H^\sigma(\beta), \qquad (3.7)$$

где ε - малый параметр, $a\|c\,(\alpha,\beta)\|$ -произвольная антисимметричная матрица.

Это позволяет в случае тензорного поля $W^{(\tau)}$ и спинорны полей W и $\widetilde{W}$ получать основные формулы из инвариантных интегралов Лагранжа (3.8) и (3.9):

$$\int \Lambda L\left(W,^{(\tau)} \frac{\partial W^{(\tau)}}{\partial x^\sigma} / \mathcal{Y}^{\sigma\tau}, \frac{\partial \mathcal{Y}^{\sigma\tau}}{\partial x^\lambda}\right) dx^1, dx^2, dx^3, dx^4, dx^5 \qquad (3.8)$$

$$\int \Lambda L\left(W, \widetilde{W}, \frac{\partial W}{\partial x^\sigma}, \frac{\partial \widetilde{W}}{\partial x^\sigma} / H^\sigma(\alpha)\ \frac{\partial H^\sigma(\alpha)}{\partial x^\tau}\right) dx^1, dx^2, dx^3, dx^4, dx^5 \qquad (3.9)$$

§ 15. Трансляционно-дисперсионные временные области и тензоры кривизны и кручения

Наложение связности, определяемой тензором кривизны-круче ния на 5-пространство координат, трансляционно-дисперсионно время приводит к необходимости интерпретировать кривизну и кручение в 5-пространстве трех координат как функцию трансл ционно-дисперсионного времени. Эта необходимость фактически отпадает при рассмотрении в целом конфигурационного 5-прос ранства координат, трансляционно-дисперсионного времени, уч тывая знак временных областей.

Интересно отметить, что аналогичная задача при рассмотрении кривизны пространства трех координат как функции течения времени, принятой за четвертую (временную) координату, позволила [21] А.А.Фридману (1922-1925) решить задачу о возможности построения мира с постоянной отрицательной кривизной пространства.

Связности выбранного многообразия мы сопоставили два тензорных и спинорных поля кривизны и кручения; а также поля их ковариантных производных возрастающих порядков. Будем ограничиваться двумя членами для каждого из полей. При этом в результате замены обычных производных $\frac{\partial W}{\partial x^{\sigma}}$ на ковариантные получаем еще дополнительные члены: $- B_{\sigma} W, + A_{\sigma} W$,характеризующие ковариантные производные поля кривизны и кручения. Ковариантная производная (например для спинора в 5-пространстве Римана с кручением) будет тогда выражена:

$$\left.\begin{aligned} \nabla_{\sigma} W &= \frac{\partial W}{\partial x^{\sigma}} - B_{\sigma} W + A_{\sigma} W , \\ \nabla_{\sigma} \widetilde{W} &= \frac{\partial W}{\partial x^{\sigma}} + \widetilde{W} B_{\sigma} - \widetilde{W} A_{\sigma} , \end{aligned}\right\} \quad (3.10)$$

где $B_{\sigma} S$ - рядная матрица Фока, введенная для спиноров в пространстве Римана.

Следует обратить внимание на то, что величина A_{σ} компенсирует появление B_{σ} . То есть, член $B_{\sigma} W$, обусловленный отсутствием на реальном фронте времени абсолютного параллелизма (инвариант тензора кривизны R не равен нулю), компенсируется величиной $A_{\sigma} W$, которая обуславливается отсутствием на реальном фронте времени замкнутости циклов (инвариант

тензора кручения T не равен нулю). Эта компенсация математически объясняется тем, что квадрат кручения асимптотической линии равен полной кривизне (R) с обратным знаком.

В зависимости от направления движения в трансляционно-дисперсионных временных областях пробная частица претерпевает ряд переходов, связанных с изменением массы и зарядовости. Принимая во внимание искривление и кручение 5-пространства координат, трансляционно-дисперсионного времени, следует ожидать появление эффектов, заключающихся в периодическом изменении массы и зарядовости пробной частицы в зависимости от нахождения ее на витках закручивающейся спирали трансляционно-дисперсионного времени.

Периодичность такой спирали определяется постоянной Планка. Подобная интерпретация открывает путь к определению времени жизни пробных частиц на реальном фронте времени, если считать порядок ширины области дисперсионного времени $\sim 10^{-8}$ сек. Это совпадает с временем жизни большинства мезонов.

§ 16. Волновые уравнения в 5-пространстве Римана координат, трансляционно-дисперсионного времени

В параграфе [14] указывается путь записи тензорных и спинорных полей из инвариантных интегралов Лагранжа (3.8-3.9) с соблюдением 5-канонического формализма.

Уравнения поля в общековариантной форме в случае полей с соответствующими $W^{(\alpha)}, W, \widetilde{W}$ при постоянстве $g^{\sigma\tau}, H^{\sigma}_{(a)}$ запишутся:

$$\frac{\partial \Lambda L}{\partial W^{(\alpha)}} - \frac{\partial}{\partial x^{\sigma}} \left(\frac{\partial \Lambda L}{\partial \frac{\partial W^{(\alpha)}}{\partial x^{\sigma}}} \right) = 0$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial \Lambda L}{\partial \tilde{W}} - \frac{\partial}{\partial x^{\sigma}}\left(\frac{\partial \Lambda L}{\partial\left(\frac{\partial \tilde{W}}{\partial x^{\sigma}}\right)}\right) - 0 \\
&\frac{\partial \Lambda L}{\partial W} - \frac{\partial}{\partial x^{\sigma}}\left(\frac{\partial \Lambda L}{\partial\left(\frac{\partial W}{\partial x^{\sigma}}\right)}\right) - 0.
\end{aligned}
\right\} \qquad (3.11)
$$

Выражения для симметрических 5-тензоров энергии-импульса-заряда получаются из 5-канонического формализма. Принимая во внимание:

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial \Lambda}{\partial g^{\sigma\tau}} = -\frac{1}{2}\Lambda g_{\sigma\tau}, \\
&\frac{\partial \Lambda}{\partial g^{\sigma\tau}} = -\Lambda H_{\sigma}(\alpha),
\end{aligned}
\right\} \qquad (3.12)
$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{1}{2}\theta_{\sigma\tau} = \frac{\partial L}{\partial g^{\sigma\tau}} - \frac{1}{\Lambda}\frac{\partial}{\partial x^{\lambda}}\left(\frac{\partial \Lambda L}{\partial\left(\frac{\partial g^{\sigma\tau}}{\partial x^{\lambda}}\right)}\right) = \frac{1}{2} g_{\sigma\tau} L \\
&\frac{1}{2}\theta(\alpha,\beta) = H^{\sigma}_{(\alpha)}\frac{\partial L}{\partial H^{\sigma}(\alpha)} - \frac{H^{\sigma}(\beta)}{\Delta}\frac{\partial}{\partial x^{\lambda}}\left(\frac{\partial \Lambda L}{\partial\left(\frac{\partial H^{\sigma}(\alpha)}{\partial x^{\lambda}}\right)}\right) - \delta(\alpha,\beta) L
\end{aligned}
\right\} \qquad (3.13)
$$

для полей соответственно с составляющими $W^{(\alpha)}$ и $W, \tilde{W}$.

При усреднении по координате дисперсионного времени, когда внешнее поле $g_{\mu\nu}$ является чисто электромагнитным, получаем:

$$
\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x^{n}} + f(\kappa, n)\bar{\theta}(5,n) = 0 \qquad (3.14)
$$

$$
\frac{\partial \bar{\theta}(5,n)}{\partial x^{n}} = 0 \qquad (3.15)
$$

Первое уравнение выражает закон сохранения энергии и импульса в присутствии внешнего электромагнитного поля, не зависящего от X^5, а уравнение (3.15) - закон сохранения электрического тока. В общем случае закон сохранения энергии-импульса - заряда может быть записан в ковариантно-инвариантном виде:

$$
\mathcal{D}(\tau)\theta(\alpha,\tau) - \Delta(\tau,\alpha\varepsilon)\theta(\varepsilon,\tau) - \Delta(\tau,\tau\varepsilon)\theta(\alpha,\varepsilon) = 0, \qquad (3.16)
$$

где введен оператор $\mathcal{D}(\tau) = H^{\sigma}(\tau)\frac{\partial}{\partial x^{\sigma}}$, который в 5-пространстве может быть записан:

$$
\mathcal{D}(n) = \frac{\partial}{\partial x^{n}} - q_n \frac{\partial}{\partial x^{5}}, \qquad (3.17)
$$

$$
\mathcal{D}(5) = \frac{\partial}{\partial x^{5}}.
$$

При этом можно рассмотреть уравнения полей скалярных, векторных, псевдовекторных и псевдоскалярных мезонов в пространстве Римана с кручением, учитывая принятую метрику и связность.

Однако мы ограничимся здесь общими уравнениями полей и приведенными законами сохранения энергии-импульса-заряда в 5-пространстве координат трансляционно-дисперсионного времени.

Отметим еще одну важную особенность 5-пространства координат, трансляционно-дисперсионного времени. Она заключается в последовательном переходе от одного вида операторов к операторам $\Box$ (2.44) и $\mathcal{D}$ $(n, 5)$ (3.17), то есть рассматривается распределение массы и заряда в трансляционно-дисперсионном времени в зависимости от особенностей метрики и связности.

При этом нарушения законов сохранения не происходит. Однако учет в теории только одного оператора $\Box$ может привести к кажущемуся невыполнению законов сохранения. Это следует особо учитывать для частиц (1.49), находящихся на реальном фронте времени.

Убедительным примером в этом случае может служить нейтринная гипотеза, введенная именно для соблюдения кажущегося нарушения законов сохранения. Действительно, рассмотрение поведения элементарной частицы в 5-пространстве Минковского на реальном фронте времени показывает, что в зависимости от временных областей зарядовость и масса пробной частицы может изменяться и оказываться равной нулю. Это в случае Б, § 12 соответствует появлению на реальном фронте времени нейтрино. При этом законы сохранения не нарушаются, если применяется оператор $\boxed{\diagup}$, но имеется кажущееся нарушение законов сохранения, если применяется оператор $\square$, то есть не принимается во внимание движение частицы в дисперсионном времени, хотя. как показывает схема (1.49), это особо требуется учитывать.

Анализ волновых уравнений, данный в §§ 10-13 позволяет, учитывая особенности мероопределения, представить уравнения для мезонных полей в пространстве Римана при наличии источников поля в виде:

скалярных мезонов

$$\frac{\partial \Lambda W^{\lambda}}{\partial x^{\lambda}}=\Lambda Q; \qquad \frac{\partial W_{\lambda}}{\partial x^{\mu}}-\frac{\partial W_{\mu}}{\partial x^{\lambda}}=0;$$

векторных мезонов

$$\frac{\partial \Lambda W^{\lambda\mu}}{\partial x^{\mu}}=\Lambda Q^{\lambda}; \qquad \frac{\partial W_{\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}+\frac{\partial W_{\mu\nu}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\lambda}}{\partial x^{\mu}}=0; \qquad (3.18)$$

псевдовекторных мезонов

$$\frac{\partial \Lambda W^{\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\nu}}=\Lambda Q^{\lambda\mu};$$

псевдоскалярных мезонов

$$\frac{\partial \Lambda W^{\lambda\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\sigma}}=\Lambda Q^{\lambda\mu\nu}$$

$$\frac{\partial W_{\lambda\mu\nu\sigma}}{\partial x^{\tau}}+\frac{\partial W_{\mu\nu\sigma\tau}}{\partial x^{\lambda}}+\frac{\partial W_{\nu\sigma\tau\lambda}}{\partial x}+\frac{\partial W_{\sigma\tau\lambda\mu}}{\partial x^{\nu}}+\frac{\partial W_{\tau\lambda\mu\nu}}{\partial x^{\sigma}}=0$$

Для записи уравнений спинорных полей воспользуемся формализмом инвариантного дифференцирования. Принимая во внимание уравнения (3.10), (3.11) и (3.17) запишем уравнения поля в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\mu(\alpha)\left[D(\alpha)-B(\alpha)+A(\alpha)\right]W=0 \\ &\left\{D(\alpha)\tilde{W}+\tilde{W}B(\alpha)-\tilde{W}A(\alpha)\right\}\mu(\alpha)=0 \end{aligned}\right\} \qquad (3.19)$$

Появление членов $B(\alpha)$ и $A(\alpha)$ обсуждалось в § 15. Они обуславливаются наложением на 5-пространство общего условия связности.

§ 17. Конфигурационное 5-пространство координат трансляционно-дисперсионного времени и несохранение четности в слабых взаимодействиях

Рассмотрение физических полей в трансляционно-дисперсионных временных областях показывает, что в 5-пространстве имеет место релятивистская симметрия пространства-времени, а законы сохранения соблюдаются. Более того, последовательное соблюдение законов сохранения возможно только в точной 5-теории, где вводятся операторы $\boxed{\diagup}$ и D $(n, 5)$ координат, трансляционно-дисперсионного времени. Это означает, что, наряду со скалярной универсальной постоянной трансляционного времени, скоростью света, вводятся и псевдоскалярные величины, определяющие распространение физических полей в дисперсионном времени.

Рассмотрение поведения частиц на реальном фронте времени привело к построению общей волновой теории в 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени. Выделение из общих волновых уравнений 5-теории уравнений полей, определяемых математическими объектами тензорами и спинорами, позволило физически интерпретировать их как поля мезонов, описать спинорные поля (позитрон, электрон, нейтрино).

Заряд и масса, зарядовая сопряженность, силы взаимодействия оказываются в 5-теории зависящими от поведения частицы в трансляционно-дисперсионном времени. Поэтому развиваемая концепция трансляционно-дисперсионного времени позволяет с новой стороны подойти, например, к одной из весьма важных проблем теоретической и экспериментальной физики - проблеме несохранения четности при β - распаде, не нарушая релятивистской симметрии пространства и соблюдая законы сохранения.

Еще при построении 5-канонического формализма (1.41^{1}б) было показано, что при изменении знака дисперсионного времени меняется знак заряда пробной частицы. При этом порядок интервала дисперсионного времени, оцениваемый приблизительно, равен $\sim 10^{-8}$ сек, так как $C^* = 0{,}7 \cdot 10^8$ см/сек. В пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени π - мезон может существовать, как показывает анализ, проведенный в параграфе 11: в виде π^+, π^-, π° - мезонов определенной зарядовости и массы. То есть π^+, π^-, π° - мезоны - одна и та же частица, появляющаяся в различных временных областях $\pm \mathcal{T}$ и N. π^+ и π^- - мезоны появляются в дисперсионно-временных областях $\pm \mathcal{T}$.

Поэтому время жизни $\pi^\pm$ - мезонов должно определяться шириной дисперсионной области $1{,}43 \cdot 10^{-8}$ сек, что действительно и наблюдается экспериментально, табл. 1 [22] .

Таблица 1

Значения времени жизни (Т) π^+ и π^- - мезонов по отношению $\pi - \mu$ - распаду

π -мезоны в единицах 10^{-8}сек	π -мезоны в единицах 10^{-8}сек
2,8 ± 0,6	2,54 ± 0,11
2,85± 0,25	2,62 ± 0,12
2,55± 0,19	2,65 ± 0,12
	2,58 ± 9,14
$\frac{T_{\pi^+}}{T_{\pi^-}}$ = 1,01 ± 0,11	2,53 ± 0,1
	2,44 ± 0,18

Как и следовало ожидать ($\frac{T_{\pi^+}}{T_{\pi}} = 1{,}01$) временные област $\pm \mathcal{T}$ будут отличаться лишь характером связности, которая будет обуславливать распад:

$$\pi - \mu \text{ - мезон.}$$

Получающийся при распаде μ - мезон должен обладать той же связностью (тензором кривизны - кручения), что и π -мезо Предотвратить распад π^+ и π^- -мезонов, видимо, можно был бы, сконструировав установку, в которой бы устранялось дейс вие временной связности.

π° - мезон должен существовать во временной области N где $\mathcal{T} - 0$, то есть $T_{\pi\pm} > T_{\pi^\circ}$ (§ 8-11), что и наблю ется экспериментально.

Кроме того, $\mathcal{T} - 0$ означает в конечной стадии нахожден π° во временной области N , то есть появление электро нитного излучения, что согласуется с экспериментальной схе распада: $\pi^\circ - \gamma + \gamma$.

Обсуждаемая схема поведения π -мезона в трансляционно-дисперсионных временных областях $\pm \mathcal{J}$, N позволяет сделать относительно π -мезона заключение, что π -мезон есть псевдоскаляр. Зарядовая сопряженность π -мезона определяется характером трансляционно-дисперсионного времени. Мезоны такого типа должны описываться волновыми уравнениями псевдоскалярных мезонных полей.

В этом отношении " $\tau-\theta$ - проблема" приобретает конкретный физический смысл. Действительно, замечательным свойством К-мезонов является (в пределах экспериментальных ошибок) одинаковость их масс и времен жизни. Особенно хорошо установлено, что τ и θ - мезоны распадаются соответственно на два или три π -мезона (см.табл.2). Разумеется, что в этом случае время жизни этих мезонов лежит в пределах ширины дисперсионного времени $1{,}43 \cdot 10^{-8}$ сек.

Таблица 2

Тип К - мезона	Время жизни, (сек)
$\theta \to \pi + \pi$	$1{,}2 \pm 0{,}1$ ... 10^{-8}
$\tau \to \pi + \pi + \pi$	$1{,}3 \pm 0{,}2$

При этом θ и τ - мезоны должны распадаться через π мезоны, так как ширина временно-дисперсионной области больше времени жизни θ-τ - мезонов, но несколько меньше π -мезонов.

Согласно развиваемой концепции, τ и θ - мезоны тождественные частицы, то есть мы имеем дело с одной частицей, кото-

рая ведет себя по-разному в трансляционно-дисперсионных временных областях. В процессе распада такой частицы на реальном фронте времени π -мезоны появляются в виде π^+, π^- и π^0 - мезонов. Для описания таких частиц остаются пригодными волновые уравнения 5-теории координат, трансляционно-дисперсионного времени.

До последнего времени экспериментальная физика при изучении, например, β - распада ядер занималась исследованием формы β - спектра, изучением угловой корреляции электрон-нейтрино, β-γ - угловых корреляций. В этих случаях нет величин, из которых можно было бы составить псевдоскаляр. Поэтому по координате дисперсионного времени, оказывается пригодной для описания таких процессов.

При построении точной 5-теории координат, трансляционно-дисперсионного времени нами отмечалось появление дополнительных поляризационных токов, обуславливаемых поведением частиц на реальном фронте времени. Поэтому при экспериментальном исследовании таких процессов, как угловое распределение β -частиц от поляризованных ядер, поляризация электронов, необходимо пользоваться точной 5-теорией координат, трансляционно-дисперсионного времени, в которой появляются универсальные псевдоскалярные величины.

В литературе высказывается три рода гипотез относительно причин несохранения четности в β - распаде. В схеме Ли, Янга [23] и независимо от них Ландау [25]. Инвариантность всех взаимодействий относительно комбинированной инверсии оставляет пространство полностью симметричным, асимметричными же оказываются электрические заряды. В работах Иоффе [26-27] была рассмотрена возможность, в которой асимметрия частиц связывалась с развитием процессов в трансляционном времени. В работе Шапиро [28] рассматривалось несохранение четности с точки зрения изменения наших представлений о структуре пространства таким образом, что преобразование зеркального отражения в пространстве не возможно.

Рассмотрение физических полей в конфигурационном 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени не требует введения дополнительных гипотез для объяснения несохранения четности, поскольку эффекты несохранения четности вытекают из свойств трансляционно-дисперсионных временных областей. В силу того, что частицы на реальном фронте времени находятся в различных временных состояниях (1.49), то вопрос о причине различия слабых, сильных и электромагнитных взаимодействия решается в зависимости от поведения частиц в трансляционно-дисперсионных временных областях.

В слабых взаимодействиях схема распада τ^- - мезона :

$$\tau^- \longrightarrow \pi^- + \pi^+ + \pi^-$$

означает преимущественное появление π - мезона во временной области - $\mathfrak{T}$.

При этом в силу условия общей связности (тензор кривизны-кручения неравен нулю) π^--мезон распадался по схеме:

$$\pi^- \to \mu^- + \nu_\mu \longrightarrow \bar{l} + \nu_l + \tilde{\nu}_l + \nu_\mu$$

Различная ширина реального фронта времени (1.49) для различных частиц требует, чтобы $\nu_\mu + \nu_l$ не были тождественными частицами. Условие связности (тензор кривизны-кручения) должно быть определено относительно знака. Если формулу (1.5) рассматривать как определение постоянной Планка, то знак скаляра этой постоянной должен быть положительным в левой системе координат (см. [6, стр.41] . Это означает, что положительный знак тензор кривизны-кручения будет иметь в левой системе координат, так как дисперсионное время имеет период, равный постоянной Планка. Поэтому ν и $\tilde{\nu}$ нетождественны. Преимущественное появление ν связано с тем, что ν - левый объект, а $\tilde{\nu}$ - правый.

В заключение следует обратить внимание на несохранение четности и макроскопическое вращение, которое обсуждалось Кобзаревым и Понтекорво [29] . В работе ставился вопрос о механизме возникновения макроскопического вращения. При этом было показано, что источником энергии является тепловая энергия тела, а сам процесс является необратимым.

Таким образом, мы снова приходим к утверждению о неинвариантности необратимых процессов относительно реального времени, к утверждению, которое обсуждалось во "Введении".

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы потребность в видоизменении обычных представлений о времени становится все более настойчивой.

В этом отношении теоретическая физика идет двумя путями:

а) введение многовременного формализма и попытка выяснения его сущности;

б) введение абстрактного пятимерного аппарата и выяснение физического смысла 5-координаты.

Действительно, хотя многомерный математический аппарат был уже давно готов в квантовой механике и теории поля, его физическая интерпретация оказалась затруднительной и поэтому использование многомерного аппарата на практике не получило широкого признания.

Многовременный формализм, развиваемый в работах Дирака, в современной квантовой электродинамике (Томанага, Штюкельберг, Файнман) не выделяет физической сущности многовременности.

Формальный математический аппарат 5-оптики, развитый в работах Т.Калуцы, Г.Манделя, В.А.Фока, А.Эйнштейна, П.Бергмана, хотя и выясняет некоторые особенности пятой координаты (условие цилиндричности, цикличности, топологическая замкнутость, периодичность), также оставляет открытым вопрос о физической сущности 5-координаты.

Таким образом, выяснение физической сущности многовременности, пятой координаты в 5-оптике становится самостоятельной физической задачей.

Физическая сущность 5-координаты в исследовании по 5-оптике Ю.Б.Румера принимает характер действия, а все физические поля топологически замкнуты в этой координате. Период пятой координаты оказывается равной постоянной Планка.

Физическая сущность многовременности обсуждается в работах Н.А.Козырева и Н.И.Кобозева.

В работах Н.А.Козырева наряду с трансляционным временем выделяется псевдовекторное время неинвариантное относительно своего зеркального изображения, характеризуемое универсальным псевдоскаляром, связанным с постоянной Планка.

В работах Н.И.Кобозева рассматривается механическая схема реального фронта времени, в которой выделяется трансляционное время и характеристическое время, обладающее квантовыми свойствами.

Анализ этих идей показывает, что между оптико-механической аналогией при рассмотрении реального фронта времени, в котором выделяются трансляционно-дисперсионные временные области, и исследованиями по 5-оптике имеет место связь, позволяющая рассматривать распространение всех физических полей в конфи-

гурационном 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени.

Таким образом, выясняется физическая сущность многовременного формализма. Пятимерный конфигурационный континиум оказывается многовременным. Физическая сущность многовременности заключается во введении наряду с трансляционными свойствами времени 4-континиума еще и дисперсионного времени, в котором все физические поля топологически замкнуты. Не учитывая дисперсионных временных областей, нельзя объяснить несохранение четности без введения дополнительной гипотезы о зарядовой сопряженности. Рассмотрение физических полей в конфигурационном 5-пространстве координат, трансляционно-дисперсионном времени позволяет последовательно проследить соблюдение законов сохранения, которые объединяются в 5 пространстве в один закон сохранения энергии -импульса - заряда. При условии независимости всех физических полей от дисперсионного времени все уравнения принимают классический вид в 4-мерном многообразии.

Таким образом, концепция конфигурационного 5-пространства координат, трансляционно-дисперсионного времени позволяет подойти к физической сущности многовременного формализма и указать на аналогию с 5-пространством координат, времени,действия в 5-оптике.

1. Пятая координата в конфигурационном 5-пространстве принимает смысл дисперсионного времени.

2. Все физические поля удовлетворяют условию периодичности в 5-координате.

3. Период пятой координаты имеет величину постоянной Планка. Трансляционно-дисперсионные временные интервалы определяются путем учета в уравнениях неопределенности временных ин-

тервалов:

$$\Delta t > \frac{h}{mc^2} \quad и \quad \delta t^* < \frac{h}{2mc^2}$$

4. 5-конфигурационное пространство топологически замкнуто в координате дисперсионного времени.

5. Квантовое состояние материальной системы есть проявление периодической зависимости физических величин от реального фронта времени.

6. В случае $h \to 0$ получаются результаты классической теории. В точной 5-квантовой теории необходимо строго учитывать, что физические поля распространяются в реальном (трансляционно-дисперсионном) времени.

7. Учет точной 5-теории последовательно приводит к логичной интерпретации несохранения четности в слабых взаимодействиях, к описанию поведения на реальном фронте времени мезонов, электронов, позитронов и схем их распада, устанавливает неэквивалентность ν_μ, ν_e - нейтрино.

8. Точный 5-аппарат может быть применен для построения квантовой теории реального твердого тела.

Цитированная литература

1. Н.И.Кобозев. Журн.физ.химии. 28, 2067 (1954).
2. Н.И.Кобозев. Журн.физ.химии, 28, 2234 (1954).
3. Н.И.Кобозев. Журн.физ.химии, 29, 1989 (1955).
4. Н.И.Кобозев. Вестник МГУ сер.П, Химия, 4, 70 (1961).
5. Н.А.Козырев. ДАН СССР, 70. 389 (1950).
6. Н.А.Козырев. Причинная или несимметричная механика в линейном приближении, АН СССР, Пулково,1958.
7. Ю.Б.Румер. Действие как координата пространства. ЖЭТФ,19, вып.1 (1949); 19, вып.3 (1949); 19 вып.10 (1949); 21, вып.3 (1951); 21, вып.12 (1951); 22, вып.6 (1952); 23, вып.7 (1952); 24, вып.1 (1953); 24, вып.3 (1953); Физический смысл 5-пространства в 5-оптике. ЖЭТФ 24, вып.3 (1953); Ю.Б.Румер. Исследования по 5-оптике. ГИТТЛ., М., 1956.
8. F.Klein Gesammelte Abhaude. , 2, 601, 603; первоначально опубликовано в Jahresberichte d. Deutsch. Math. Ver. 1 (1891) и в Zs. f. Math und Phys., 46, (1901).
9. T. Kaluza. Zum Unitätsproblem der Physik. Sitzungsberichte d. Preuss. Acad., 966 (1921).
10. H. Maudel. Zur Herleitung der Feldgleichung genin der all-

gemeinen Relativitätstheorie Z.f. Phys.,39,136,(1926).
11. O. Klein. Quauteutheorie und fünfdimensiohale Relativitätstheorie Z.f. Phys.
12. V.Fock. Überdie invariaute Form der Wellen - und der Bewegungsgleichungen für einen geladenen Masseupunkt. Z.f. Phys., 39, 226, (1926).
13. A. Einstein and P. Bergmann. On a Generalizaition of Kaluza's Theory of Electricity. Ann. Math., 39,683(1938).
14. А.Зоммерфельд. Сроение атома и спектры.ГИТТЛ.,М.,том 1, 1956, стр.523.
15. В.Л.Гинзбург. ЖЭТФ 9, 891 (1939).
16. В.Паули. Релятивистская теория элементарных частиц.Ил, 1947.
17. П.А.Дирак. Основы квантовой механики.ОНТИ,1937, 2-е издание.
18. E.G. Stüchelberg. Helv. Phys. Acta, 11, 225, 229(1938)
19. Сборник статей "Новейшее развитие квантовой электродинамики" Ил, М., 1954.
20. Pauli and Weisskopf. Helv. Phys. Acta, 7, 809(1934).
21. A.Fridman. Z. Phys., 11, 377 (1922);21, 326(1924).
22. Л.М.Барков, Б.А.Никольский. π -мезоны (обзор экспериментальных данных) УФН, 61, 341 (1957).
23. T.D. Lee, C.N.Jang. Phys. Rev., 104, 254, (1956).
24. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 32, 405 (1957).
25. Б.Л.Иоффе. ЖЭТФ, 32, 1246 (1957).
26. Б.Л.Иоффе, А.П.Рудник, Б.Л.Окунь. ЖЭТФ,32, 396 (1957).
27. Н.С.Шапиро, УФН, 61, 313 (1957).
28. И.Ю.Кобзарев, В. Понтекорво. УФН, 81, 3 (1963).

TO THE ESSENCE OF MULTITIME FORMALISM

By S.A. Kutolin

The principle of the Geizenberg's uncertainty is a foundation of quantum mechanics. The uncertainty of energy (ΔE) and time (Δt) of a particle is limited by the difficalty in investigator's measuring work.

$$\Delta E \Delta t \geqslant h. \qquad (1)$$

Only the translational time Δt (1) is used in all the equations of the classic quantum mechanics.

The Planck's constant h is a pseudoscalar and has left and right orientations. It is possible for the unequality (1) to be correspondent to the unquality (2)

$$\Delta E \Delta t \leqslant h \qquad (2)$$

The principle of the uncertainty (2) limits a measurement of proper energy (ΔE) and the proper dispercial time (Δt) a particle.

The Geizenderg's equation (1) takes into account the condition during the real time front only of electromagnetic waves and light quanta. In this interpretation there exists a vivid boundary between complex ψ-fields and the real classic fields.

The fact of taking into account the principles (1) and (2) leads to necessity to describe the physical fields in 5-space of coordinates of the translational-dispercial time. Pentadimensional space is of multitemporal character. The physical fields are spread in the translational-dispercial time. It leads to the boundary deletion between real classic and complex -fields.

The notions of pentadimension, developed in work of T. Kulutsi, G. Mandel, V.A. Fock, A. Einstain, P.Bergman obtain the concrete physical sense. The fifth coordinate as an effect (I.B.Rumer) is of multitime dispercial character.

Thus, we clearly see the physical essence of multitime formalism, conservation laws of which adopt the universal shape (conservation law of impulse-charge--energy). The behhaviour of particles with masses (I) m and charge (I)e in pentadimensional space coordinates of the translational-dispercial time was observed. According to the existing theory of the real front time, the following particles as electron, positron, neutrino etc. are necessary to observe as one particle, charge and mass of which are changing dependently upon their locations on real dispercial front time. These

notions developed for the similar fields in Minkovskii 5-space and in Riman 5-space with torsion. An uncoservation of evenness in poor interactions is quite natural and combined inversion principle is a particular case of observed multitime 5-space.

1. The fifth coordinate adopts the sense of dispercial in configurated 5-space.
2. All the physical fields satisfy the configuration of periodicity in 5-th coordinate.
3. The fifth coordinate period has the value of Planck's constant. The translational-dispercial temporary intervals are determined by taking into account the uncertainty of temporary intervals t and in the equations.
4. The quantum state of material system is periodical depedence manifestation of physical values from real front time.
5. 5-configurated space is topologically closed in the dispercial time coordinate.
6. In case of $h \to 0$ the results of classic theory are achieved. It is necessary to take into account in exact 5-quantum theory, that all the physical fields are spread in the real translation-dispercial time.

Оглавление

Кутолин С.А.
К сущности многовременного формализма
Редактор Тугаринова Э.Е.
Корректор Устьянцева А.Н.

Подписано к печати 13.4.67г. Уч.-изд. листов 5. Тираж 250 экз. Заказ 1013 .
1967г.

РСФСР

МОСКОВСКОЕ ОБЩЕСТВО ИСПЫТАТЕЛЕЙ ПРИРОДЫ

при Московском ордена Ленина и ордена Трудового Красного Знамени Государственном университете имени М. В. Ломоносова Основано в 1805 году

Москва; К-9, проспект Маркса, 20. Тел. Б 3-42-51, Б 9-56-05, Б 9-99-14, доб. 2-16.

№ .... „4" X 1968 г.

Многоуважаемый Сергей Алексеевич

Совет Московского Общества испытателей природы в заседании 12 Сентября 1968 г. избрал Вас своим действительным членом

Извещая Вас об этом, Совет Общества выражает надежду, что Вы примете участие в деятельности Общества и будете знакомить его с результатами своих научных исследований.

Общество, имея альбом портретов своих членов, просит Вас не отказать прислать Вашу фотографию, желательно размером 9×12 или 10×15 см.

Одновременно Общество извещает Вас, что членский взнос установлен в сумме 4 руб. в год и просит Вас, по возможности, не задерживать уплату его. 4 р. д. чл.

Членский билет Вы можете получить в канцелярии Общества проспект Маркса, 20, здание Научной библиотеки МГУ (против Манежа, второй этаж, помещение № 29) ежедневно от 10 до 17 часов.

пом. *Президент Общества* В. Эйм

Секретарь Совета Н Ворошилов

Тип. МГУ (ф.) 112–2000

МОСКОВСКОЕ ОБЩЕСТВО ИСПЫТАТЕЛЕЙ ПРИРОДЫ

(Основано в 1805 г.)

Отделение

Членский билет № 3499

Фамилия Куталин

Имя Сергей

Отчество Алексеевич

Год избрания 1968

Президент А. Янш...

М. П.

Ученый секретарь

Н. Воронцовский

см.: Compt. Rend., 266, 115 (1968), ser. A et B

спросить математиков?

НЭВИ

Копия: проф. Н.И. Кобозеву

Ваш № 18-сб от 11.10.67

Я с интересом ознакомился с присланной Вами мне работой: С.А. Кутолин "К сущности ~~многомерного~~ временного формализма". Эта работа представляет большой интерес для физико-теоретиков и математиков.

Работу С.А. Кутолина следует переиздать, возможно несколько увеличив ее объем. Научная общественность должна оказать содействие в этом деле.

Л.А.Дружкин
председатель секции физики
Московского общества испытателей природы

[подпись]

04.11.67г

Киев. 14.09.68

Глубокоуважаемый Сергей Александрович: позавчера Совет МОИП единогласно избрал Вас по моему предложению действительным членом МОИП. Вашу кандидатуру поддержал президент МОИП акад. А.Л. Яншин.

С уважением

[подпись]