

ВВЕДЕНИЕ

Проблема систематизации Элементарных Частиц — ЭЧ — стала в настоящее время одной из фундаментальных проблем не только физики, но и всех связанных с ней естественных наук, поскольку эта проблема самым непосредственным образом опирается на наши представления о природе этих кирпичиков мироздания. Научно-техническая революция началась после того, как произошел качественный скачок в понимании природы материи — скачок, связанный с появлением теории относительности А.Эйнштейна и квантовых теорий. Понятно, что новый шаг в направлении углубления наших познаний природы микромира не может не сказаться на дальнейшем развитии НТР и возможностях практического использования возникающих при этом новых технических направлений. Квантовые теории и теория относительности обновили наши представления об атоме, его ядре и физике твердого тела. Это в свою очередь привело к появлению лазерной техники, к голографии и бурному росту электроники и других технических направлений. Естественно, что за новым продвижением в направлении познания микромира последуют и новые практические возможности. К их появлению надо быть готовым всем, кто хочет ими воспользоваться.

Необходимо отметить также и вопросы мировоззрения и идеологии, связанные с обсуждаемыми в этой работе проблемами. Трудности, которые содержатся до сих пор в существующих теориях микромира, систематически используются рядом иностранных ученых для пропаганды нематериалистических взглядов на мир. Понятен поэтому интерес к теориям, которые укрепляют мате-

риалистическое толкование наших представлений о мироздании.

Поэтому настоящий каталог, посвященный сугубо принципиальным теоретическим вопросам физики, публикуется ВМФ МО СССР.

Собственно каталог параметров предсказанных и известных элементарных частиц состоит из табличных материалов, содержащих большую информацию о параметрах ЭЧ, полученную как из теории, так и из эксперимента. Он сам по себе может служить и хорошим справочным материалом. Но кроме того, в публикуемый каталог впервые включены теоретические основы новой единой релятивистской квантовой теории фундаментального поля — ТФП [1,2], которые позволяют вывести все используемые здесь расчетные формулы.

Теоретические основы, содержащиеся в данной публикации, в отличие от материала, опубликованного в [1,2], не содержат купюр, которые были в предыдущих публикациях. Эти купюры вызваны разными причинами, из которых здесь следует упомянуть, как наиболее существенные — такие:

1. необходимость закрепления приоритета страны в этом важном вопросе;

2. важность подготовки научной общественности к факту появления новой теории, решающей кардинальные вопросы в направлении новом и совершенно неожиданном, путем предварительной публикации только основных идей и результатов.

Теперь, когда закреплён приоритет и появились рецензии [6], свидетельствующие о полном неприятии основных идей ТФП определенной группой ученых, и сформулированы мотивы этого неприятия, наступило время снять наложенные ранее ограничения на объем информации о ТФП. Кроме того ТФП находится в непрерывном раз-

витии, и за последнее время в ней решен ряд ранее нерешенных вопросов, которым здесь уделено значительное внимание.

В настоящей работе обстоятельно показывается, что ТП раз-
вивает и дополняет /а не отвергает, как голословно пишется в [6]/
основные идеи квантовых и релятивистских теорий. Новая единая
релятивистская квантовая теория – ТП, конечно, не претендует
на "истину в последней инстанции", в ней, как во всякой нор-
мально развивающейся теории, наряду с успехами есть свои пробле-
мы, свои трудности, о которых открыто пишется в этой работе.

Состояние вопроса.

И.Л.Герловин

В настоящее время точка зрения ученых на положение дел
с проблемой природы микромира претерпевает серьезную эволю-
цию. Например, всего 10 лет назад идея о единой теории поля
считалась еретической, а сейчас... Поэтому краткий обзор ис-
тинного положения дел в настоящее время – необходим.

Бурно развивающаяся научно-техническая революция в своей
основе – в своем фундаменте содержит наши представления о
природе материи. Это отмечено даже в статье о НТР в третьем
издании Большой Советской Энциклопедии. Развитие наших пред-
ставлений об атоме и составляющих его частицах, происшед-
шее в первой половине XX века, послужило толчком в развитии
всех естественных наук, которые питают НТР. Поскольку такие
науки, как кибернетика, электроника, физика твердого тела,
физическая химия, биология, и др. непосредственно использу-
ются в конкретных проблемах НТР, в настоящее время замети-
лось заметное ослабление внимания к развитию и укреплению на-
ших представлений о Мироздании. Это происходит не только
вследствие естественного прагматизма многих исследователей и
резкой дифференциации и специализации наук. Стремление прини-
зить роль фундаментальных исследований в области природы ма-
терии со стороны некоторых физиков-теоретиков /см., например,
[73] /, связано и с таким далеко не второстепенным обстоятель-
ством: явное кризисное состояние проблемы о природе материи,
застой в развитии теоретической части этой проблемы породило

желание у ряда физиков-теоретиков интерпретировать это, якобы имеющим место, снижением значимости самой проблемы. На самом деле, дело обстоит как раз наоборот: отсутствие полной ясности в природе вещества резко снижает темп развития химии, физики твердого тела, а следовательно — электроники, собственно физики, биологии, то есть как раз тех естественных наук, которые, как уже упоминалось, питают кровеносные сосуды НТР. Если выразиться образно, то мы должны сказать, что НТР развивается на ненадежном фундаменте. Нельзя считать скольнибудь преувеличенным утверждение о том, что развивая НТР, человечество поссорилось с природой и создало экологическую проблему потому и только потому, что здание НТР покоится на исключительно шатком фундаменте.

На самом деле, мы говорим об атомном веке, а до сих пор не умеем теоретически рассчитать все свойства атома, до сих пор не можем сказать, почему у данного атома именно такая электронная оболочка, мы только спорим по поводу того как она выглядит, мы совершенно не можем определить теоретически большинство свойств тел, образованных атомами и молекулами, такие, например, как температура кипения, теплота парообразования, прочностные характеристики твердых тел и т.п. Все эти сведения берутся из опыта.

В теории атомного ядра мы овладели энергией, выделяющейся при синтезе и делении ядра, но до сих пор даже достоверно не знаем природу сил, которые удерживают протон и нейтрон в ядре. Особенно плохо обстоит дело в нашем понимании мельчайших кирпичиков мироздания — элементарных частиц. Экспериментально

обнаружено более пятисот этих частиц. В эксперименте непосредственно измеряются с достаточно большой точностью многие параметры ЭЧ, такие как масса, заряд, спин, магнитный момент и др. Кроме того, для объяснения многих свойств этих частиц в попытке теоретически описать ЭЧ были постулированы такие квантовые параметры частиц, как изотопический спин, странность, четности, барионное и лептонное числа и др. Все эти параметры мы берем из экспериментов и не умели до ТЭП считать. Часть этих трудностей уже упоминалась в литературе по ТЭП, например, в [2], поэтому мы не будем говорить о них здесь подробнее. Напомним только, что многие ведущие физики обращали внимание на кризисное состояние теории и говорили о нем прямо. Так, Энрико Ферми, говоря об элементарных частицах, сказал: "Термин элементарный — относится к уровню наших знаний", А. Эйнштейн сказал: "Кто бы мог подумать, что мы будем так много знать и так мало понимать". Ричард Фейнман высказался ещё более категорично: "Полжение в современной физике следует считать ужасным".

Как показано в [1,2] защищается в этой работе, единая релятивистская квантовая теория фундаментального поля — ТФП позволяет объединить существующие в теоретической физике теории: специальную /СТО/ и общую /СТО/ теории относительности, квантовую и классическую электродинамику, нерелятивистскую квантовую теорию, теорию электрона Дирака, отдельные гипотезы, используемые сейчас для формирования теории элементарных частиц /самой теории, как таковой еще нет/. Более того, ТФП позволяет объяснить многочисленные постулаты, которые используются

в этих теориях и превратить их в теоремы, а также определить области применения указанных теорий. Последнее удастся сделать потому, что ТФП является теорией, которая обобщает ряд существующих, а не входит в них как часть.

Чтобы это утверждение можно было доказать, необходимо коротко напомнить некоторые положения перечисленных теорий, требующиеся для дальнейшего, и их состояние в настоящее время.

Специальная теория относительности /СТО/ /см. 74 - 79 и 17/. От момента опубликования пионерской работы А. Эйнштейна [81] за прошедшие более семьдесят лет не только произошла эволюция основ СТО, но эти основы дискутируются и по сию пору /см. например, 20, 22, 23, 24/. Поэтому нам представляется целесообразным сформулировать здесь принципиальные основы СТО в той части, которая потребуется для дальнейшего.

Большинство авторов считает СТО теорией Пространства-Времени. Это безусловно так. В СТО впервые устанавливается связь пространственно-временных измерений, которые производятся над реальными физическими объектами.

Рассмотрим как устанавливается эта связь в СТО. В основе СТО лежат два постулата: I. Скорость света не зависит от скорости относительного движения источника и приемника, т.е. является инвариантом [здесь уместно заметить, что понятие инвариантности и ковариантности далеко не совпадают, что, увы, часто путают. Поэтому во избежание недоразумений определим: считать инвариантными те уравнения, которые совершенно не изменяются при преобразовании, т.е. члены которых есть инварианты. Считать ковариантными те уравнения, оставшиеся справедли-

выми вследствие того, что их члены, не являющиеся инвариантами, преобразуются по одним и тем же законам.]

2. Принцип относительности, утверждающий, что существует полная равноправность всех инерциальных систем. Инерциальными называются системы, которые движутся без ускорения.

Легко показать [19], что эти два постулата не удовлетворяют преобразованиям Галилея

$$x^* = x - vt; \quad y^* = y; \quad z^* = z; \quad t^* = t, \quad \text{I.1.}$$

а требуют при переходе от одной инерциальной системы координат /скажем, "нестрихованной"/ к другой /"стрихованной"/ инерциальной системе координат привлечения преобразования Лоренца, которые имеют вид

$$z' = z + \frac{1}{v^2} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right) (zv) v - \frac{vt}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad t' = \frac{t - (zv)/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{I.2}$$

или в частном случае, когда относительные движения происходят вдоль совпадающей для обеих систем оси

$$x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad y' = y; \quad z' = z; \quad t' = \frac{t - (vx)/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{I.3}$$

Мы видим, что преобразования Лоренца коренным образом меняют наши представления о пространственных и временных координатах. Действительно, пространство и время деформируются в зависимости от относительной линейной скорости и, следовательно, пространство и время оказываются связанными между собой как функции одного и того же аргумента - скорости относительного движения.

Это приводит к большому числу следствий, в частности, нарушается принцип одновременности в Ньютонской механике. Са-

гон сложения скоростей в СТО в простейшем случае имеет следующий вид

$$n = \frac{v + v'}{1 + vv'/c^2} \quad \text{I.4}$$

Понятно, что масса и импульс оказываются существенным образом зависящими от скорости

$$m_i = \frac{m_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{I.5}$$

$$p = \frac{p_0}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \quad \text{I.6}$$

Для силы, которая действует на такую массу, получим выражение

$$\mathcal{F} = \frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 v}{\sqrt{1 - \beta^2}} \right); \quad (\beta = \frac{v}{c}) \quad \text{I.7}$$

откуда, имея, считая m_0 постоянной величиной,

$$\mathcal{F} = \frac{m_0 \dot{v}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \left(1 + \frac{\beta^2}{1 - \beta^2} \right) = \frac{m_0 \dot{v}}{(1 - \beta^2)^{3/2}}, \quad \text{I.8}$$

а так как $\mathcal{F} = m \dot{v}$, то в этом уравнении в качестве массы мы должны подставить такое выражение

$$m_{\dot{v}} = \frac{m_0}{(1 - \beta^2)^{3/2}} \quad \text{I.9}$$

Таким образом, СТО предсказывает существование пространственной анизотропии массы механической частицы относительно соотношения вектора скорости и вектора силы. Масса m_i , определяемая формулой I.5, получила название поперечной /так как она проявляется в том случае, когда сила перпендикулярна скорости /, а масса $m_{\dot{v}}$, определяемая формулой I.9 — продольной. Легко видеть, что при больших скоростях, когда β близко к единице, продольная и поперечная массы расхо-

дятся очень сильно.

В чем физический смысл этого удивительного результата? На этот вопрос СТО не дает ответа. Поскольку до сих пор ни в каком эксперименте продольные массы не наблюдались, то физики-теоретики ввели в СТО такой постулат: формула механики $F = ma$ неприменима в СТО и импульс нельзя рассматривать в таком виде: $p = mv$, где масса определяется либо формулой I.5, либо формулой I.9. Этот постулат прямо противоречит классической механике, которую СТО не отменяет, а только уточняет в области больших скоростей, и не следует ни из постулатов СТО, ни из структуры и характера уравнений этой теории.

Таким образом, физический смысл предсказываемой СТО продольной массы остается до сих пор неразрешенной трудностью теории.

Если рассматривать зависимость массы от скорости согласно формулы I.5 формально-математически и считать имеющими физический смысл понятия о скорости, большей скорости света, а массу рассматривать как меру инерции, которая может быть как действительной, так и мнимой, как положительной, так и отрицательной, то график изменения массы со скоростью будет иметь такой вид /см.рис.I.I.7/.

Возникает вопрос: какие массы и скорости удовлетворяют СТО, а какие формально-математически допустимые решения должны быть исключены и почему?

Более пятидесяти лет физики считали, что понятие об отрицательной и мнимой массах, равно как понятие о скорости,

большей скорости света неприменимы в рамках СТО. Поэтому, все решения, в которых получались указанные физические величины отвергались, как не имеющие физического смысла. Общеизвестно однако, что утверждение "не имеет физического смысла" — не имеет доказательной силы. Это интуитивно-волевое утверждение и только. Недопустимость использования тех или иных решений должна быть доказана, а не постулирована. Забвение этого тезиса и сделало существующее положение в современной физике "ужасным" / Р. Фейнман/.

За последние десятилетия опубликовано много работ, в которых эти вопросы рассматриваются. Было показано, что объекты, имеющие скорость, большую скорости света, имеют физический смысл в том случае, если они могут двигаться только со скоростью большей скорости света и, если их "начальная" масса является мнимой. Последнее является прямым следствием того, что эти частицы не могут иметь скорости меньшей скорости света. Действительно, масса такого объекта, у которого всегда $V > c$, в области $V < c$ может быть только мнимой. Такие объекты получили наименование тахион. В настоящее время многие физики признают возможность их существования, даже более того, предприняты попытки экспериментально обнаружить эти частицы. Однако, эти попытки до сих пор не увенчались успехом; почему? На этот вопрос нет ещё ответа. Один из ведущих теоретиков Д.Файнберг недавно сказал по этому поводу: "Возможно природа вообще не заполнила эту нишу, дозволенную теорией относительности, и мы не сможем разобраться почему это так, пока не достигнем более глубокого понимания природы элементарных частиц, чем это имеет место в настоящее время."

Возможность существования отрицательных масс тоже продолжает дискутироваться. Опытных подтверждений их существования тоже до сих пор нет.

Следовательно, если частицы, имеющие отрицательные и мнимые массы и в частности тахионы существуют, то они или в настоящее время не могут быть обнаружены экспериментально в традиционных поставленных опытах, или не обнаружимы принципиально. Но быть может их нет вообще в природе.

На эти вопросы пока ещё нет ответа. Следует отметить только такое очень существенное обстоятельство. Если существуют тахионы, то как быть с одним из постулатов СТО? Некоторые ученые, например, Я.П.Терлецкий /74/ считают, что СТО может быть обоснована и без постулата о существовании предельной скорости, равной скорости света. Если это и так, то остается неясным вопрос о том, почему же в уравнениях СТО скорость света является единственным и существенно определяющим структуру уравнений инвариантом?

Таким образом, мы вынуждены констатировать, что и эти вопросы остаются до сих пор не решенными.

Есть ещё одна трудность, существующая в СТО и до сих пор не преодоленная, правда, некоторые авторы адресуют эту трудность электродинамике /80/, но до тех пор пока мы не ликвидировали указанную трудность мы не имеем права утверждать, что её вызвало.

Трудность состоит в следующем. Тензор энергии-импульса электромагнитного поля, записанный в четырехмерном виде, то есть в соответствии с формализмом СТО, имеет вид

$$T_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} & -icg_1 \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & -icg_2 \\ T_{31} & T_{32} & T_{33} & -icg_3 \\ -\frac{i}{c}G_1 & -\frac{i}{c}G_2 & -\frac{i}{c}G_3 & U \end{pmatrix}, \quad \text{I.IO}$$

где

$$G = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}] \quad \text{I.II}$$

Согласно теореме Лауэ количество движения электромагнитного поля образует четырехмерный вектор, если выполняется условие

$$\int T_{4i}(dr_0) = 0 \quad \text{I.I2}$$

Однако, легко в самом общем виде показать, что эта теорема не выполняется, а именно

$$\int T_{4i}(dr) = \frac{1}{4\pi} \int (E_x^2 - \frac{1}{2}E^2)(dr_0) \quad \text{I.I3}$$

Это одна из наиболее принципиальных трудностей СТО, которая до сих пор не преодолена.

Общая теория относительности- ОТО и теории элементарных частиц

Место, которое мы здесь можем уделить состоянию вопроса, не позволяет обстоятельно изложить крайне сложные проблемы, которые стоят сейчас перед ОТО и теориями (их много) микромира. Поэтому в этой части нашего вводного раздела мы вынуждены отослать читателя к соответствующей литературе. Для того, чтобы облегчить знакомство с этой литературой и оттенить наше мнение по ряду вопросов, мы не ограничимся здесь простыми ссылками, а сопроводим их цитатами из этих книг, которые, на наш взгляд, указывают на те основные вопросы, которые будут нужны нам при изложении основ ТФП.

Мы объединили оба вопроса в один раздел, так как целиком разделяем такое мнение Пенроуза [83]: "К тому же лично я считаю, что между квантовой теорией и общей теорией относительности существует глубокая связь, и было бы ошибкой пытаться строить эти теории в отрыве друг от друга".

Покажу, наиболее ясное и краткое изложение основ ОТО содержится в работах В.А. Фока [17,84]. Он пишет: "Один из основных законов, относящихся к силе тяготения, был установлен еще Галилеем. Галилей обнаружил, что при отсутствии сопротивления среды все тела, независимо от их плотности и размеров, падают с одинаковой скоростью. Используя понятия, введенные (уже после Галилея) Ньютоном, можно сказать, что все тела, независимо от их масс, испытывают при свободном движении в данном поле тяготения одинаковое ускорение. Проявляющаяся здесь тесная связь между ускорением и тяготением, истолкованная А.Эйнштейном как эквивалентность между тем и другим, послужила исходной точкой рассуждений,

приведших Эйнштейна к его теории тяготения. Рассуждения эти не являются логически безупречными, поскольку локальная эквивалентность не означает тождества по существу. Поэтому мы не будем пытаться им следовать, а будем рассматривать закон Галилея лишь как указание на то, что свойства поля тяготения обусловлены свойствами пространства и времени. К такому окончательному выводу пришел фактически и сам Эйнштейн. Мы примем этот результат Эйнштейна за исходное положение.

Тесная связь поля тяготения со свойствами пространства и времени означает, таким образом, что поле тяготения должно определяться этими свойствами; поле тяготения уже не будет тогда внешним полем, существующим в пространстве с наперед заданными свойствами (например, в однородном пространстве).

Чтобы пояснить нашу мысль, напомним, что законы, относящиеся к неускоренному движению тел и систем отсчета (а именно, принцип относительности Галилея и первый закон движения Ньютона), являются выражением однородности пространства и времени. Если же рассматривать ускоренное движение тел в поле тяготения как свободное движение и приписывать испытываемое телами ускорение свойствам самого пространства (а это возможно в силу того, что ускорение одинаково для всех тел), то необходимо уже отказаться от гипотезы однородности пространства — времени и считать его неоднородным.

Таким образом, явление всемирного тяготения требует расширения рамок той теории пространства и времени, основные идеи которой мы излагали выше. Теория однородного пространства и времени должна быть обобщена и заменена теорией неоднородного пространства и времени. Обобщенная теория, как и первоначальная теория относи-

тельности, была создана Эйнштейном.

В теории тяготения Эйнштейна сохраняется предположение, что пространство и время образуют единое четырехмерное многообразие с индефинитной метрикой, но эта метрика обобщается. По идее Эйнштейна, для описания поля тяготения никаких других функций, кроме самого метрического тензора вводить не следует. Эта идея о единстве метрики и тяготения и лежит в основе эйнштейновской теории тяготения. Она почти однозначно приводит к найденным Эйнштейном уравнениям гравитационного поля".

Но Фок не разделяет некоторые исходные принципы ОТО, принятые большинством физиков. Он пишет [17]: "Заметим, что недостаточность локального рассмотрения и важность предельных условий были явно недооценены Эйнштейном, в связи с чем в наших работах и в настоящей книге нам пришлось внести в постановку основных задач теории тяготения существенные изменения". "В вопросе о существовании привилегированных систем координат создатель теории тяготения Эйнштейн придерживался точки зрения, противоположной нашей, а именно, он во всех случаях отрицал существование таких систем. Это связано с отмеченной выше переоценкой лежащего в основе римановской геометрии локального способа рассмотрения свойств пространства и недооценкой важности рассмотрения пространства в целом. Несомненно, что здесь сыграла роль также философская позиция Эйнштейна, всю свою жизнь находившегося под влиянием идей Маха".

А также в [84]: "Разберем подробнее утверждение, содержащееся в принципе относительности Галилея. Согласно этому принципу, любому явлению внутри одного корабля можно сопоставить такое же явление внутри другого корабля; другими словами, любое явление мож-

но как бы перенести из одного корабля в другой или "адаптировать" его к положению и движению другого корабля. Эта возможность физической адаптации является решающим условием применимости принципа относительности Галилея". "Таким образом, без адаптации выражение для потенциала меняется при переходе к новым координатам, а в результате адаптации оно вновь будет совпадать с прежним. Возможность адаптации не есть что-либо само собою разумеющееся /она не вытекает из одних только логических определений/, но представляет следствие из физического допущения об однородности пространства по отношению к электромагнитным явлениям." "Возможность физической адаптации явления к новым координатам влечет за собой сохранение формы уравнений движения и уравнений поля /ковариантность/, но обратное не имеет места: одной ковариантности недостаточно для возможности физической адаптации. В самом деле, физический процесс определяется не только общими уравнениями /т.е. уравнениями движения и уравнениями поля/, но и дополнительными /т.е. начальными и предельными/ условиями. Если даже общие уравнения сохраняют свой вид при переходе к новым координатам, то дополнительные условия меняются. Чтобы вернуть им прежний вид, как раз и нужна физическая адаптация. Таким образом, ковариантность общих уравнений есть необходимое, но не достаточное условие для возможности физической адаптации.

Чтобы уяснить себе отсутствие ковариантности дополнительных условий, вернемся к рассмотренным выше примерам. В электростатическом примере поворот осей влечет за собой изменение вида уравнений, определяющих форму поверхности заряженного тела; то же относится к смещению начала. Поэтому очевидно, что выраженные в явном виде через координаты предельные условия после поворота станут

другими. В галилеевском примере капли, падающей из ведерка в каюте корабля, в начальные условия для капли входит равенство нулю ее скорости относительно данного корабля. Относительно другого корабля начальная скорость этой капли уже не будет равна нулю, т.е. начальное условие меняется. Чтобы вернуться к прежнему начальному условию, нужно произвести адаптацию самого явления к новой системе отсчета, т.е. взять уже другую каплю, такую, которая была бы в начальный момент времени неподвижной относительно другого корабля.

Все это совершенно элементарно, но тем не менее часто забывается. Увлечение ковариантной формой уравнений приводит к тому, что в ней видят полное выражение для физической относительности; о нековариантности дополнительных условий забывают, а вопрос о физической адаптации даже и не ставится.

На самом деле понятие физической относительности теснейшим образом связано с понятием адаптации. Физическая относительность имеет место тогда и только тогда, когда возможна физическая адаптация. Мы видели, что для этого недостаточно ковариантности. Возможность физической адаптации означает особого рода инвариантность, которую можно назвать физической инвариантностью. "Совершенно очевидно, что по отношению к произвольному преобразованию координат физическая инвариантность не достижима ни в однородном, ни, тем более, в неоднородном пространстве. Поэтому ясно, что общий принцип относительности, понимаемый как физический принцип /а не просто как требование общей ковариантности уравнений/, невозможен. Более того, для общего случая неоднородного пространства вообще не существует преобразований координат, допускающих физическую адаптацию. Это значит, что в общем случае нет и физической относительности". "В общем же случае неоднородного пространства — времени

адаптация, а значит и физическая относительность, как мы уже говорили, невозможна.

В вопросе об адаптации выявляется преимущественное положение гармонических координат для системы масс островного типа. Эти координаты замечательны также и тем, что в них чрезвычайно упрощаются уравнения Эйнштейна. Поэтому ими пользуются /не замечая этого/ и те исследователи, которые /как, например, Эйнштейн и Инфельд/ отрицают их значение и даже утверждают, будто при выводе уравнений движения системы тел никакие координатные условия не используются".

Ещё более острой критике подверглись основы ОТО в работе Бриллюэна [18]; вот некоторые примеры его высказываний: "Общая теория относительности — блестящий пример великолепной математической теории, построенной на песке и ведущей ко все большему нагромождению математики в космологии /типичный пример научной фантастики/". "Сравнение формул 4.3, 4.5, 4.7 (решение уравнений Эйнштейна — И.Г.) ясно показывает, к каким трудностям приводит сверхобобщение Эйнштейна. Может возникнуть вопрос: является ли решение 4.7 наиболее подходящим? Каким образом можно проверить, что это решение действительно соответствует измерениям длины времени, произведенным в гравитационном поле в покоящейся лаборатории? Выводы такого рода не могут быть получены из математических соображений, они требуют тщательного анализа условий эксперимента." "В общем, необходимость рассмотрения искривленного пространственно-временного мира ещё не доказана; физическое значение общей теории относительности пока очень неясно."

Книга Бриллюэна вызвала дискуссию. Наиболее резкое отрицательное отношение к ней высказано в [82]. Там сказано: "Во многих местах своей книги Бриллюэн настаивает на применении к общей теории относительности "анализа операций", который затем, по его мнению, разрешит возникшие здесь проблемы. Так, например, он пишет: "Подобный детальный анализ операций, согласно Бриджмену, крайне необходим; он, по-видимому, до сих пор не был сделан" /стр.81/.

Сам Бриллюэн не сделал, однако, попытки провести подобный "анализ операций". Вместе с тем никакой "анализ операций" не сможет придать переменным x^0, x^1, x^2, x^3 смысл, противоречащий значению этих переменных в общей теории относительности. Другими словами, никакой "анализ операций" не сможет придать переменным x^0, x^1, x^2, x^3 непосредственный смысл "промежутков времени" и "пространственных расстояний." Вместе с тем проблема установления связи между переменными x^0, x^1, x^2, x^3 , с одной стороны, и истинными промежутками времени и пространственными расстояниями — с другой, действительно существует в общей теории относительности."

Таким образом, даже ученые, которые считают ОТО безукоризненной теорией, вынуждены признать, что нет однозначной связи между решениями уравнений ОТО и действительными координатами объекта.

Факт дискуссий по принципиальнейшим вопросам ОТО через 60 лет после ее создания показывает, что с толкованием физических основ этой важнейшей и самой красивой теории в физике дело обстоит далеко не благополучно.

Аналогичное положение сейчас с квантовыми теориями и основанными на них теориями элементарных частиц. Наиболее ярко об этом сказано у одного из основоположников теории Луи де Бройля в [87]: "По-видимому, физика срочно нуждается в том, чтобы иметь возмож-

ность определить структуру частиц и особенно иметь возможность ввести "радиус" электрона, как в старой теории Лоренца. Но сделать это ей сильно мешает применение для описания частиц исключительно статистической волны ψ , которая не позволяет использовать какой-либо структурный образ этих частиц. Можно полагать, что изменение точки зрения с целью вернуться к пространственно-временным образам улучшило бы положение, но это, конечно, только надежда, незаполненный чек, как сказал бы Паули. Однако мы считаем, что априори эту возможность не следует полностью отвергать, и нужно избегать опасности того, чтобы слишком сильная вера в чисто вероятностную интерпретацию квантовой физики не сделала бы, в конце концов, эту возможность бесплодной." "Несомненно, некоторые, зная, что я оставил свои первые попытки и в течение 25 лет во всех своих работах излагал интерпретацию Бора и Гейзенберга, могут обвинять меня в непостоянстве, когда увидят, что я вновь испытываю сомнения по этому поводу и задаю себе вопрос, не была ли в конечном счете правильной моя первая ориентация. Если бы я захотел пошутить, я мог бы на это ответить словами Вальтера: "Туп тот, кто не изменяется". Но возможен и более серьезный ответ. История наук показывает, что прогресс науки постоянно тормозился тираническим влиянием некоторых концепций, которые в конце концов стали считаться догмами. Ввиду этого следует периодически подвергать глубочайшему пересмотру принципы, которые были признаны как окончательные и больше не обсуждались. Чисто вероятностная интерпретация волновой механики на протяжении четверти века, несомненно, сослужила физикам немалую службу, так как она помешала им увязнуть в изучении очень сложных и трудно разрешимых проблем, вроде тех, которые выдвигает концепция двойных решений, и, таким образом, позволила им уверенно следо-

вать по пути применений, многочисленных и плодотворных. Но в настоящее время волновая механика в том виде, как она преподается, повидимому, в значительной мере исчерпала свою способность к объяснению явлений. Это признается всеми, и сами сторонники вероятностной интерпретации стремятся, но, как кажется, без особого успеха, ввести новые концепции, еще более абстрактные и более далекие от классических образов, такие, как концепции S -матрицы, минимальной длины, нелокальных полей и т.д. Не отрицая того, что эти попытки представляют интерес, можно задать себе вопрос: не стоило ли ориентироваться скорее на возврат к ясности пространственно-временных представлений? Как бы то ни было, несомненно, полезно приняться вновь за весьма трудную проблему интерпретации волновой механики для того, чтобы посмотреть, является ли интерпретация, считающаяся сейчас ортодоксальной, действительно единственной, которую можно было бы принять."

Положение еще усугубляется тем, что в теории непрерывно вводятся все новые и новые постулаты, реализация которых зачастую требует привлечения и новых математических приемов. В результате возникла ситуация, о которой очень ярко сказано у Займана [86]: "Вероятно, не было еще эпохи, когда бы физики с особым математическим складом мышления не мистифицировали современников своим абстрактным языком. Однако за последние полвека квантовая механика воспарилла к таким заоблачным высотам, что большинство исследователей уже не в состоянии разобраться в теоретических работах по своей собственной специальности. Поистине нельзя считать нормальным такое положение, когда наблюдать и измерять должны одни — "экспериментаторы", а вся задача осмысливания результатов составляет удел других — этих надменных экспертов — "теоретиков".

А также у Ланцоша [88]: "Многие современные научные сочинения написаны неким полумистическим языком, как бы специально для того, чтобы создать у читателя тягостное ощущение присутствия какого-то супермена".

В этой же книге ярко говорится о известной негативной позиции Эйнштейна в отношении вероятностной трактовки квантовой механики: "Побудительной причиной всей его научной деятельности всегда было философское желание понять". "Допустить, что все в природе имеет статистический характер, что все предсказания в физике могут основываться только на законе больших чисел, потому что элементарные процессы в природе управляются не чем иным, как законами случая—все это нельзя было примирить с его своеобразной манерой мышления. "Бог не играет в кости",—так он выражал свои чувства. Время от времени он выходил из своего затворничества и поднимал свой голос в защиту того самого жесткого детерминизма, без которого он не понимал рациональной науки. Но каждый раз он терпел поражение и вскоре понял, что он и его противники говорят на совершенно различных языках. Тогда он прекратил дальнейшие споры, не отступив ни на шаг от своих непоколебимых убеждений". "Тем временем" современная физика продолжала расти и развиваться, не присматриваясь к попыткам Эйнштейна создать единый подход. Фактически современная физика отрицает даже возможность успешного решения такой задачи. Наука не тянется к основным принципам, а продолжает игру на старой, хорошо вытоптанной сцене позитивизма, отрицающего все трансцендентные размышления в поисках фундаментальных закономерностей природы, ограничивая себя "описанием и предсказанием экспериментальных результатов". И в какой степени нас ободряет мысль о том, что в наше трезвое и однообразное время жил человек

полный вдохновения и глубочайшего уважения к Вселенной, человек, который отважно размышлял и умел добиваться чудесных результатов. Как скучно выглядела бы сейчас картина нашего физического мира, если бы он не смог отойти от трезвых ограничений современной науки и не воздвиг бы великолепного здания своей теории".

Правда, попытки построить единую теорию предпринимались до 1973г. отдельными учеными, а с 1973г. в печати появилось уже много работ, в которых делается попытка построить единую теорию. О направленности и замыслах, связанных с этими работами, очень ярко сказано в [89]: "Программа же эта действительно грандиозна — получить описание всех частиц, их масс, зарядов, их взаимодействий, короче, всю информацию о процессах в микромире на основе представлений о едином и действительно фундаментальном, или "элементарном" поле".

В начале работ над единой теорией ТФП такая постановка вопроса была полностью "еретической", сейчас она стала общепринятой. Однако, надежды с выбором направления, на котором эта задача может быть решена, по-прежнему, связываются с традиционными трактовками квантовыми теориями.

РАЗДЕЛ I

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

$$R_0 - \frac{1}{2} g_0 R = - \frac{8\pi V_0}{c^2} T_0 \quad (1.1)$$

$$R_0 - \frac{1}{2} g_0 R = - \frac{8\pi V_0}{c^2} T_0 \quad (1.2)$$

§ 1.1. Об основах единой релятивистской квантовой теории фундаментального поля - ТФП

И.Л. Герловин

Основные уравнения теории. В основе ТФП лежат, как известно [1,2], уравнения, которые связывают Пространство - Время и Вещество способом, открытым ещё Эйнштейном [72] и использованным в рамках ОТО.

В ТФП определены математические модели ЭЧ и ЭЧВ, которые имеют как алгебраическое, так и геометрическое истолкование. Модели ЭЧ и ЭЧВ рассматриваются в непосредственной связи с толкованием пространственно-временного континуума, который образует с "кирпичиками" той части мироздания, которая состоит из вещества, триединство Пространство-Время-Вещество. Под понятием "вещество" имеется в виду материальная субстанция, основной характеристикой которой является масса, рассматриваемая как мера инерции и мера наблюдаемой энергии и энергии связи.

Элементарные частицы как физические объекты, неразрывно связанные с пространственно-временной структурой Вселенной, описываются системой уравнений

$$R_{ik}^{(3)} - \frac{1}{2} g_{ik}^{(3)} R^{(3)} = \frac{8\pi\gamma}{c^4} T_{ik}^{(3)}, \quad j=1,2,3, \quad \text{I.I.I}$$

которая характеризует в ТФП силовые поля Эйнштейна.

Уравнения I.I.I в отличие от уравнений ОТО

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ik} \quad \text{I.I.2}$$

являются полными и, вследствие этого, позволяют получить однозначные решения.

Это уже констатировалось в [1,2], но, по соображениям, указанным во введении, не раскрывалось. Восполним здесь этот пробел.

В ТФП использована открытая А.Эйнштейном связь между параметрами, характеризующими геометрию пространства: R_{ik} - тензор Риччи и g_{ik} - метрическим тензором, и параметрами, характеризующими вещество: T_{ik} - тензором энергии-импульса, γ - константой взаимодействия полей Эйнштейна и c - предельно допустимой скоростью распространения сигнала в вакууме. Однако, эта открытая Эйнштейном зависимость имеет в ТФП расширенное и принципиально новое физическое толкование, в отличие от того, которое дается этой зависимости в ОТО.

В программе построения единой теории, сформулированной А.Эйнштейном есть два принципиальнейших вопроса, от правильного решения которых зависит всё: а/ к каким объектам относятся эти уравнения и какие взаимодействия характеризуют, б/ является ли кривизна пространства, получаемая из уравнений теории, истинной кривизной реального пространства, или этой кривизне надлежит придать другой смысл.

Ответы на эти вопросы в ОТО и ТФП принципиально расходятся.

В ТФП уравнения I.I.I характеризуют ЭЧ и ЭЧВ и все виды взаимодействия между ними и их структурными элементами, а в ОТО уравнения I.I.2 относят к любому объекту, взаимодействующему гравитационно, и только к гравитационному взаимодействию.

В ТФП уравнения I.I.I рассматриваются как уравнения, характеризующие кинематику и динамику при взаимодействии ЭЧ и ЭЧВ в евклидовом трехмерном пространстве, а кривизна адресуется траекториям в этой динамике, а не к пространству как таковому. В ОТО кривизне пространства придается физический смысл.

Указанное идеологическое отличие ТП от ОТО приводит к таким различиям в структуре математического аппарата ТП и ОТО.

Отличие состоит в следующем: а/ Основной, определяющий вклад в формирование триединства Пространство - Время - Вещество вносят не макротела и их гравитационное взаимодействие, а микротела - ЭЧ и ЭЧВ, составляющие основу нашего мира, и сверхсильное, сильное и электромагнитное взаимодействия, имеющие место в этих частицах и между ними. Поэтому константа γ характеризует не только гравитационное, а все основные взаимодействия, протекающие в физическом вакууме микромира.

б/ Описание ЭЧ и ЭЧВ в одном пространственно-временном континууме принципиально невозможно, такое описание не является полным. Достаточным является описание частиц в трех дополнительных одно к другому подпространствах / $3 = 1, 2, 3$ / с учетом взаимодействия частиц с вакуумом [1,2]. Отсюда и введенное в ТП понятие "силовые поля Эйнштейна".

в/ В каждом из подпространств, характеризующих ЭЧ и ЭЧВ, наблюдаются дополнительные одно к другому частичное и полевое описания ЭЧ и ЭЧВ. Поэтому принятый для ОТО математический формализм гладких многообразий здесь не всегда применим. Для описания ЭЧ и ЭЧВ необходимо использовать аппарат дискретно-континуальной геометрии, впервые примененной в ТП [1,2].

В первом подпространстве ЭЧ представляются при частичном описании принципиально точечными объектами, обладающими массой, механическим моментом / точнее спином / , магнитным моментом, а для ряда частиц и электрическим зарядом. Описать и вычислить значения этих величин только в первом подпространстве принципиально невозможно. Эти параметры ЭЧ есть отражение свойств частиц,

определяемых во втором подпространстве, где проявляется структура ЭЧ, на первом подпространстве. Для первого подпространства структура находится под горизонтом событий. Для описания свойств субчастиц необходимо обратиться к третьему виду решений I.I.I, так как во втором и первом подпространствах структура субчастиц не поддается описанию. Описание в 3-х подпространствах является полным.

Понятие "масса частицы" имеет в ТП обычный механический смысл тогда и только тогда, когда мы рассматриваем их как точечно-локальные области, то есть при "частичном" описании, хотя, как мы далее увидим, определение численного значения массы возможно только через дополнительное к частичному - полевое описание, ибо масса в ТП определяется энергией поля. Здесь необычайно ярко проявляется известный диалектический закон единства противоположностей.

"Частичные" решения уравнений I.I.I формально-математически /для данного подпространства / совпадают с теми решениями, полученными в ОТО, в которых масса рассматривается сконцентрированной в точке, а силовое поле рассматривается в окружающем эту точку "пустом", то есть свободном от массы, пространстве. В ТП эти области трактуются как аналитическое продолжение пространства, в котором находится частица.

В ОТО известно огромное множество решений уравнения А.Эйнштейна для случая точечных масс. Дискуссии о том, каким из них следует отдать предпочтение, ведутся без должного успеха уже много лет, так как в ОТО нет объективных критериев выбора правильных решений [18,19]. Особенно прискорбным является тот факт, что в рамках ОТО существует до сих пор не решенная проблема ус-

тановления связи между координатами в уравнении ОТО и истинными промежутками времени и пространства, характеризующими описываемый объект [17,18].

В ТП этих трудностей, свойственных анализу решений, полученных в ОТО, нет. В ТП разные для каждого из подпространств решения относятся к одному и тому же объекту и поэтому должны, как говорят, "сливаться".

Метод "сливания" оказывается достаточно простым и даже наглядным. Должно быть установлено взаимно однозначное соответствие между горизонтами событий, с одной стороны и расположением частиц с другой. Кроме того, в точке, где находится частица, определенные в разных подпространствах временные составляющие метрического тензора должны совпадать между собой.

Для решения уравнения I.I.I. запишем сперва квадратичную формулу для интервала

$$dS^2 = g_{ik}^{(3)} dx_{(3)}^i dx_{(3)}^k \quad \text{I.I.3}$$

Сферически симметричное решение уравнения I.I.I с учетом I.I.3 — уравнение Шварцшильда.

$$dS^2 = \left(1 - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - r^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2) - \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 \quad \text{I.I.4}$$

справедливо только для первого подпространства, где точечный бесструктурный объект создает сферически симметричное силовое поле Эйнштейна. Общеизвестно [17 + 19], что это решение допускает две следующие зависимости между r_g и m

$$r_g = \frac{2\gamma m}{c^2}, \quad \text{где} \quad \text{I.I.5}$$

m — масса, создающая силовое поле,

$$r_g = \frac{\gamma m}{c^2}$$

I.I.6

Далее мы рассмотрим, какой физический смысл в ТП имеют эти решения.

Во втором подпространстве должна проявляться структура частиц и, следовательно, наблюдаться механический момент и фундаментальный заряд.

В этом подпространстве должны работать /см. [2]/ решения Керра

$$dS^2 = \left(1 - \frac{r_g r}{\rho^2}\right) c^2 dt^2 + \frac{\rho^2}{\Delta} dr^2 - \rho^2 d\theta^2 - (r^2 + a^2 + \frac{r_g r a^2}{\rho^2} \sin^2 \theta) \sin^2 \theta d\varphi^2 + \frac{2 r_g r a}{\rho^2} \sin^2 \theta d\varphi c dt$$

$$\rho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \theta; \quad \Delta = r^2 - r_g r + a^2; \quad a = \frac{M}{mc} \quad \text{I.I.7}$$

и Рейснера-Нордстрема

$$dS^2 = \left(1 + \frac{q^2 \gamma}{r^2 c^4} - \frac{r_g}{r}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{q^2 \gamma}{r^2 c^4} - \frac{r_g}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad \text{I.I.8}$$

Поскольку I.I.7 и I.I.8 относятся к одному и тому же физическому объекту, то во втором подпространстве должно выполняться условие [1]

$$g_{00}(m, M) = g_{00}(m, q) \quad \text{I.I.9}$$

Это условие означает, что

$$1 - \frac{r_g r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = 1 + \frac{q^2 \gamma}{r^2 c^4} - \frac{r_g}{r} \quad \text{I.I.10}$$

Кроме того, непосредственно из I.I.7 и I.I.8 имеем для радиусов, характеризующих горизонты событий, соответственно:

$$r_{M(+)} = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - a^2 \cos^2 \theta} \quad \text{и} \quad r_{M(-)} = \frac{r_g}{2} - \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - a^2} \quad \text{I.I.II}$$

$$r_{M(+)} = \frac{r_g}{2} - \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - a^2 \cos^2 \theta} \quad \text{и} \quad r_{M(-)} = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - a^2} \quad \text{I.I.I2}$$

из уравнений Керра

$$r_{q(+)} = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - \frac{q^2 \gamma}{c^4} \cos^2 \theta} \quad \text{и} \quad r_{q(-)} = \frac{r_g}{2} - \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - \frac{q^2 \gamma}{c^4}} \quad \text{I.I.I3}$$

$$r_{q(+)} = \frac{r_g}{2} - \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - \frac{q^2 \gamma}{c^4} \cos^2 \theta} \quad \text{и} \quad r_{q(-)} = \frac{r_g}{2} + \sqrt{\left(\frac{r_g}{2}\right)^2 - \frac{q^2 \gamma}{c^4}} \quad \text{I.I.I4}$$

из уравнения Рейснера-Нордстрема.

Понятно, что кроме I.I.9 для одного и того же объекта

$$r_M = r_q \quad \text{I.I.I5}$$

Это условие согласно I.I.II - I.I.I2 приводит к такой зависимости

$$a^2 = \frac{q^2 \gamma}{c^4} \quad \text{I.I.I6}$$

Подставляя I.I.I6 в I.I.I0, имеем $\frac{r_g r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = \frac{r_g}{2} - \frac{a^2}{r^2}$ I.I.I7

откуда $\cos^2 \theta = \frac{r^2}{r r_g - a^2}$ I.I.I8

Поскольку по определению $a = \frac{M}{m c}$, то в нашей задаче это может означать только одно

$$a = \frac{r_g}{2} \quad \text{I.I.I9}$$

и тогда I.I.I8 примет вид

$$\cos^2 \theta = \frac{r^2}{a^2 \left(\frac{2r}{a} - 1 \right)} \quad \text{I.I.20}$$

Поскольку в действительной области всегда $0 \leq \cos^2 \theta \leq 1$, то из I.I.20 следует, что $\cos^2 \theta$ может принимать только два значения $\cos^2 \theta = 0$ и $\cos^2 \theta = 1$. Причем первому случаю соответствует условие $r=0$, а во втором случае $r=a$.

Таким образом, оказывается, что точечная масса может находиться только на окружности с радиусом $r=a$, вращаясь по которой она и создает момент, равный M , или в центре этой окружности.

Этот результат и предопределяет структуру физического объекта, удовлетворяющего рассмотренным решениям основного уравнения ТЭП - I.I.I. На рисунке I.I.5 показаны области решений уравнения I.I.20, определяющего структуру. Из графика видно, что в вещественной области данного подпространства справедливо решение $\cos \theta = 1$, а на границе с мнимой областью решений $\cos \theta = 0$. По математическому смыслу последнее решение относится к пространству, находящемуся по отношению к данному в мнимой области, - к первому подпространству, во-первых, потому, что в одном и том же подпространстве один и тот же объект не может находиться в двух пространственно разобщенных точках, во-вторых, решение $\cos \theta = 0$ соот-

ветствует точке, находящейся на границе дополнительного по отношению к данному подпространству / минимая область / и соответствует решению с $M = 0$ / т.к. $Z = 0$ /, что имеет место только в первом подпространстве.

Таким образом, мы получили результат, согласно которому в подпространстве, в котором $M \neq 0$, — во-втором подпространстве ТП, — объект движется по окружности радиуса $Z = a$ со скоростью, которая в сопутствующей системе координат данного подпространства равна C . Тот же объект в сопутствующих координатах первого подпространства / $M = 0$ /, находится в центре окружности, по которой объект вращается во втором подпространстве.

Теперь мы можем определить физический смысл того факта, что уравнение Шварцшильда имеет два решения I.I.5 и I.I.6. Известно, что решение $z_g = \frac{2m\gamma}{c^2}$ соответствует уравнению Шварцшильда, написанному в виде I.I.4, если же сдвинуть начало координат на величину $\frac{z_g}{2}$ и вместо Z написать новое $z' = Z - \frac{z_g}{2}$, то для нового z' получим решение Шварцшильда в виде

$$ds^2 = \left(\frac{z' - \frac{z_g}{2}}{z' + \frac{z_g}{2}} \right) c^2 dt^2 - (z' + \frac{z_g}{2})^2 (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2) - \frac{dz'^2}{1 - \frac{z_g}{z' + \frac{z_g}{2}}} \quad \text{I.I.21}$$

найденное Фоком, для которого $z_g = \frac{m\gamma}{c^2}$.

В рамках ОТО существование этих двух равнозначных, так как сдвиг начала координат не может иметь принципиального значения, решений было совершенно непонятно. В рамках ТП оба решения приобретают ясный смысл. Для объекта, рассматриваемого только в одном подпространстве, — следует применять уравнение вида I.I.4. Для случая ТП, когда объект при переходе от одного подпространства в другое "сдвигается" на величину $a = \frac{z_g}{2}$, мы должны соот-

ветственно сдвинуть и сферу Шварцшильда. Таким образом, получается что в первом подпространстве радиус $z_g^{(1)}$ сферы Шварцшильда оказывается уменьшенным по отношению к радиусу во втором подпространстве $z_g^{(2)}$, так что

$$z_g^{(2)} = 2 z_g^{(1)} \quad \text{I.I.22}$$

Этот специфический релятивистский эффект играет очень большую роль при решении вопроса об отображении свойств, которыми обладает объект во втором подпространстве, на первое.

В частности, с учетом этого эффекта мы должны равенство

$g_{00}(m, q) = g_{00}(m)$ записать в таком виде

$$1 + \frac{8q^2}{c^2} - \frac{2\gamma m_\mu}{c^2} = 1 - \frac{\gamma m_\mu}{c^2} \quad \text{I.I.23}$$

/ в [I], где нет ссылки на этот эффект, этой зависимости дан другой вид /. Из I.I.23 непосредственно следует

$$m_\mu = \frac{q^2}{c^2} \quad \text{I.I.24}$$

Из этого равенства и из I.I.6 с учетом того, что у нас $a = \gamma$, получим

$$\gamma = \frac{q^2}{m_\mu^2} \quad \text{I.I.25}$$

С учетом того, что $M = \gamma m_\mu c$, мы получим ещё и такую зависимость между параметрами исследуемого объекта

$$M = \frac{q^2}{c} = \frac{\gamma m_F^2}{c}$$

I.I.26

Итак, мы получили информацию не только о структуре нашего объекта, но и о том, какие однозначные связи должны быть между его основными параметрами. Совершенно понятно, что таким объектом не может быть звезда, или какое-нибудь другое макроскопическое тело даже в приближении точечного рассмотрения. Далее нам предстоит решить вопрос о том, можно ли построить внутренне непротиворечивую модель только из одной массы, движущейся в собственном поле.

Весь выполненный нами расчет относится к одному точечному объекту, движущемуся по окружности со скоростью, предельно допустимой во втором подпространстве. Но таких невзаимодействующих между собой точечных масс на той же окружности может быть в принципе сколько угодно. Конечно, это утверждение справедливо тогда и только тогда, когда существование таких невзаимодействующих точечных масс-зарядов на одной и той же окружности возможно. Легко убедиться в том, что это так. Действительно, если рассматриваемые заряды имеют электромагнитную природу (при этом вовсе нет необходимости полагать, что они полностью удовлетворяют уравнениям Максвелла и являются обычными зарядами), то, двигаясь по окружности с предельно допустимой скоростью, они сконцентрируют все поле в плоскости перпендикулярной вектору скорости. Поэтому взаимодействие между двумя точечными зарядами возможно только вдоль радиуса и не возможно вдоль окружности. Но это взаимодействие между зарядами, а ведь существует совершенно равноправное в ТМП взаимодействие между точечными массами. Для того, чтобы решить вопрос об этом взаимодействии, мы должны выяснить природу массы у точечных объектов во втором подпространстве.

Поскольку заряд движется со скоростью, равной предельной во втором подпространстве, то он не может иметь конечной начальной

массы, ни затравочной, ни полевой, или мы должны показать неприменимость в данном случае преобразования Лоренца. Отсутствие начальной массы возможно, если на одном и том же радиусе находится не один объект, а два. Такой диполь, состоящий из двух точечных частиц разных знаков зарядов в пределе $v \rightarrow c$ будет иметь нулевой заряд во всем пространстве, в том числе и в плоскости максимального поля и нулевую начальную полевую массу покоя. Однако, масса движущегося диполя с $v \rightarrow c$ будет отличной от нуля. Если у рассматриваемых частиц вся масса полевая, то такой диполь может изучаться в рамках данной задачи непротиворечивым образом.

Мы приходим, следовательно, к выводу о том, что вдоль радиуса точечных масс-зарядов должно быть два, причем с разными знаками зарядов и, как ясно из [2, стр. 65], и масс, а число зарядов, могущих расположиться вдоль окружности, условиями данного рассмотрения объекта в двух подпространствах не ограничивается.

Для того, чтобы решить вопрос о числе возможных масс-диполей, расположившихся на двух окружностях, надо рассмотреть задачу в третьем подпространстве, в сопутствующей системе координат которого существует всего только один диполь, но скорость его движения больше предельной скорости во втором подпространстве. Такой тахивон и должен определить число зарядов, которое будет наблюдаться во втором подпространстве.

Переход от "тардиона" — частицы, движущейся со скоростью меньшей или равной C , к тахивону связан с тем, что этот переход требует изменения сигнатуры от $+, -, -, -$ к $-, +, +, +$ и, кроме того, между координатами досветовой и сверхсветовой систем существует связь

$$(x'_0, x'_1, x'_2, x'_3) = l(x_0, x_1, x_2, x_3) \\ t' = x; x' = t; y' = iy; z' = iz$$

I.I.27

Однако, для получения математически достаточных зависимостей для полного и однозначного решения всей проблемы описания ЭЧ и ЭЧВ необходимо определить не только способ отражения свойств, которые определяются в одном подпространстве на другое, но выяснить взаимное прямое и обратное влияние этих свойств, решить, так сказать, треугольник прямых и обратных связей между всеми подпространствами, образующими данный объект, а также взаимодействие объекта с физическим вакуумом, который заполняет весь пространственно-временной континуум, в котором существует ЭЧ и который образован элементарными частицами вакуума - ЭЧВ рис. I.I.6.

Теперь, когда обозначилась принципиальная схема структуры ЭЧ, мы можем установить эти связи сперва качественно, а затем и найти необходимые расчетные схемы.

При этом необходимо подчеркнуть, что мы до сих пор пользовались для расчета свойств ЭЧ в каждом подпространстве обыкновенными С-числами, которые описывали те или иные свойства частиц, не прибегая к операторам. Поэтому нам еще предстоит определить правомерность и границы применимости этого квазиклассического расчета, то, что это не чисто классический, а квазиклассический расчет показано в [2].

И, наконец, что особенно важно показать, как ТФП объясняет, а не постулирует квантовые свойства микромира и как в ТФП эти свойства учитываются.

Основным постулатом ТФП является требование существования единого фундаментального поля электромагнитной природы, которое является ответственным за триединство Пространство-Время-Вещество и за все виды взаимодействия структурных форм вещества.

Сами структурные формы и законы, управляющие их взаимодействием, должны определяться в рамках ТФП.

Одним из проявлений ТФП является электромагнитное взаимодействие, то есть при определенных условиях есть предельный переход от Фундаментального поля к полю Максвелла.

Фундаментальное поле имеет такие особенности, отличающие его от родственного ему электромагнитного поля: а/ Потенциал поля не совпадает с кулоновым потенциалом и имеет вид:

$$\varphi = \frac{q}{r} e^{-\frac{R}{r}} \quad \text{I.I.28}$$

(Вывод потенциала см. в [1] стр.43), где R - радиус сферы Шварцшильда; б/ Истоком Фундаментального поля является центр структуры ЭЧ, и только он может служить началом отсчета при определении φ . Беря за начало отсчета произвольную точку континуального пространства, мы потеряем информацию о пространственно-временных связях; в/ Константа q , входящая в I.I.28, определяется как интеграл

$$q = \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty \Delta \varphi dr \quad \text{I.I.29}$$

Иначе при определении потенциала φ , или $\vec{E} = -\text{grad } \varphi$, то есть при полевом рассмотрении объекта, точка с $r=0$ не является рядом в том смысле, как трактуется точечный заряд в электродинамике Максвелла, а является началом отсчета-центром симметрии поля, точкой, в которой, как легко видеть, $\varphi = E = \rho = 0$. Так выглядит элементарное силовое поле в ТФП. Это поле принципиально не является локальным. В тоже время под влиянием внешнего поля объект ведет себя как точечный заряд q , величина которого определяется I.I.29. Таким образом, существуют два дополнительных друг к другу способа описания заряда фундаментального поля - "полевого", при котором в континуальном пространстве возникает потенциал

I.I.28 и "частичное", при котором объект является точечным зарядом, величина которого определяется из I.I.29.

Таким образом, в ТФП заряд, рассматриваемый как центр симметрии поля, и созданный этим полем инерция проявляются не во всем бесконечном пространстве, а в геометрическом месте пространственного континуума, в котором расположено поле — в центре частицы, для первого подпространства, или в центре субчастицы для второго и третьего подпространств.

Ситуация такого своеобразного отражения свойств пространства на некую локальную-точечную область уже рассматривалась в ОТО.

Так в одном из лучших курсов ОТО, написанном Ч.Мизнером, К. Торном и Дж. Уилером [85], говорится об этом так: "Не останавливаясь на долгой истории, можно сразу сказать, что теория Эйнштейна I/ отождествляет тяготение с механизмом, посредством которого материя там влияет на инерцию здесь,

2/ утверждает, что эта связь имеет место на пространственноподобной гиперповерхности, на которой, как можно было бы ошибочно поду-

мать без глубокого рассмотрения, нарушается принцип причинности, 3/ обеспечивает в уравнениях для начальных значений геометродинамики математическое средство для описания этой связи;

4/ требует замкнутости геометрии в пространстве в качестве граничного условия для уравнений на начальные значения, если они должны давать полностью определенную и, как мы знаем, однозначную 4-геометрию;

5/ отождествляет собрание локально лоренцевых систем отсчета вблизи любой точки получающегося пространства-времени с тем, что подразумевают количественно, когда говорят об инерции в данной точке. Так, инерция здесь определяется плотностью и потоком массы-энергии там.... Принцип Маха — материя там определяет инерцию

здесь и идея Римана: геометрия пространства реагирует на физику и участвует в физике — две великие мысли, которые Эйнштейн посредством своего мощного принципа эквивалентности объединил в современном геометрическом описании тяготения и движения."

И далее делается вывод: "Многое ещё следует сделать, чтобы расшифровать физику, стоящую за этими уравнениями, и увидеть эту физику в действии".

Эта проблема, нерешенная в рамках ОТО, нашла объяснение в ТФП. В этом нет ничего удивительного, так как для макроскопических объектов типа звезд и звездных скоплений физическую сущность принципа Маха выяснить невозможно — он применительно к макротелам внутренне противоречив, только для микромира в рамках ТФП выясняется его физический смысл.

В рамках ТФП значительно прозрачнее выглядит и физика соотношения электромагнитного и "массового" /в рамках ОТО — гравитационного/ полей, а также известная проблема о соотношении точечной частицы и континуального поля. Вот как об этом говорится в [85]:

"Электромагнетизм имеет девиз: "Я пересчитаю весь находящийся здесь электрический заряд". Все, что не имеет заряда, ускользает из поля зрения электромагнетизма.

"Я взвешу все, что здесь есть", — таков девиз кривизны пространства-времени. Никакая физическая величина не ускользнет из-под такого надзора.

Почему же тогда говорят, что вывод уравнения геодезического движения объекта основан на "эйнштейновском геометродинамическом уравнении поля", а не на "принципе сохранения 4-импульса"? Потому, что геометрия реагирует своей кривизной на массу-энергию в любой форме. И в особенности потому, что геометрия снаружи говорит о массе-энергии внутри, совсем не касаясь вопроса о внутренней структуре. Сильные движения, неизвестные силы, запутанно ис-

кривленная и даже многосвязанная геометрия.

Если от одного возражения к плану вывода уравнения движения частицы "из уравнения поля" удалось избавиться, то пришел момент рассмотреть другое естественное возражение: не содержит ли внутреннего противоречия применение к "частице", предполагаемой точечной, уравнения поля, которое имеет дело с континуумом?

О т в е т: При рассмотрении точки противоречие существует. Поэтому не рассматривайте точку. Изучайте движения, не занимаясь вообще внутренней структурой, а рассматривая геометрию вне объекта. Эта геометрия предусматривает все управление, необходимое для контроля за движением.

Уже здесь видно отличие от вышеописанного вывода уравнения движения Лоренца. Там: 1) не отдавалось предпочтения геометрии снаружи как индикатору движения внутри, 2) бухгалтерски детально рассматривалась локализация электромагнитной энергии в пространстве и 3) эта бухгалтерия подняла вопрос о внутренней структуре частицы, который не может быть удовлетворительно разрешен.

Перед тем как перейти к описанию модели ЭЧ, следующей из основных уравнений ТЭП, рассмотрим пример одного частного решения этих уравнений.

Для центрально симметричного поля статической или стационарной задачи имеем:

$$ds^2 = g_{00}c^2dt^2 - g_{rr}dr^2 - g_{\theta\theta}d\theta^2 - g_{\varphi\varphi}d\varphi^2 \quad \text{I.I.30}$$

Учитывая уравнение Гамильтона-Якоби, и рассматривая движение в плоскости ($d\theta = 0$), получим

$$\frac{1}{g_{00}}\left(\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 - \frac{1}{g_{rr}}\left(\frac{\partial S}{\partial r}\right)^2 - \frac{1}{g_{\varphi\varphi}}\left(\frac{\partial S}{\partial \varphi}\right)^2 - m^2c^2 = 0 \quad \text{I.I.31}$$

В нашей задаче нужно искать решение уравнения в виде

$$S = -Et + M\varphi + S_r(r).$$

Тогда

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -E; \quad \frac{\partial S}{\partial \varphi} = M; \quad \frac{\partial S}{\partial r} = \frac{\partial S_r}{\partial r}$$

Для $(\partial S_r / \partial r)^2$ имеем

$$\left(\frac{\partial S_r}{\partial r}\right)^2 = \frac{g_{rr}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{g_{\varphi\varphi}}\right)g_{rr},$$

т.е.

$$S_r = \int \sqrt{\frac{g_{rr}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{g_{\varphi\varphi}}\right)g_{rr}} dr \quad \text{I.I.32}$$

Найдем значение производной

$$\frac{\partial S_r}{\partial M} = - \int \frac{\frac{g_{rr}}{g_{\varphi\varphi}} M dr}{\sqrt{\frac{g_{rr}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{g_{\varphi\varphi}}\right)g_{rr}}} \quad \text{I.I.33}$$

Но $-\frac{\partial S_r}{\partial M} = \varphi$, и, следовательно

$$\varphi = \int \frac{g_{rr}}{g_{\varphi\varphi}} \frac{M dr}{\sqrt{\frac{g_{rr}}{g_{00}} \frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{g_{\varphi\varphi}}\right)g_{rr}}} \quad \text{I.I.34}$$

А так как

$$g_{rr} = 1/g_{00} \quad \text{то} \quad \varphi = \int \frac{M dr}{g_{\varphi\varphi} \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{g_{\varphi\varphi}}\right)g_{00}}}$$

Но $g_{\varphi\varphi} = r^2$, поэтому

$$\varphi = \int \frac{M dr}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right)g_{00}}} \quad \text{I.I.35}$$

Поскольку всегда $\omega = d\varphi/dt$, то можно записать

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{M}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right)g_{00}}} \frac{dr}{dt} \quad \text{I.I.36}$$

Так как $v = \omega r$, то обозначив $dr/dt = v_r$, это уравнение можно представить в виде

$$\omega = \frac{M}{r^2 \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - \left(m^2c^2 + \frac{M^2}{r^2}\right)g_{00}}} v_r \quad \text{I.I.37}$$

Откуда:

$$r \sqrt{\frac{E^2}{c^2} - (m^2 c^2 + \frac{M^2}{r^2}) g_{00}} = \frac{v}{v_r}$$

или

$$g_{00} = \frac{\frac{E^2 r^2}{c^2} - M^2 \frac{v_r^2}{v^2}}{m^2 c^2 r^2 + M^2} \quad \text{I.I.38}$$

Введем такие обозначения:

$$M = \frac{mcr}{f(\beta)}; \quad E = \frac{mc^2}{f(\beta)} \quad \text{I.I.39}$$

и тогда из I.I.38 имеем:

$$g_{00} = \frac{1 - \beta_r^2 / \beta^2}{1 + f^2(\beta)} \quad \text{I.I.40}$$

Если $\beta_r = \beta^2$ (о смысле этой величины см. ниже), то:

$$g_{00} = \frac{1 - \beta^2}{1 + f^2(\beta)} \quad \text{I.I.41}$$

И тогда для различных значений $f(\beta)$ имеем:

$$f(\beta) = 1 \quad g_{00} = \frac{1 - \beta^2}{2} \quad \text{I.I.42}$$

$$f(\beta) = (1 - \beta^2)^{1/2} \quad g_{00} = \frac{1 - \beta^2}{1 + (1 - \beta^2)}$$

$$f(\beta) = (1 - \beta^2)^{3/2} \quad g_{00} = \frac{1 - \beta^2}{1 + (1 - \beta^2)^3}$$

Зависимость $\beta_r = \beta^2$, или:

$$1 - \beta_r = 1 - \beta^2 = (1 - \beta)(1 + \beta), \quad \text{то-есть}$$

$$(1 - \beta) = \frac{1 - \beta_r}{1 + \beta} \quad \text{I.I.43}$$

является пространственным преобразованием соответствующих скоростей, связанных с особенностями структурной модели ЭЧ, о которой речь пойдет ниже.

Модель элементарных частиц - ЭЧ и элементарных частиц вакуума - ЭЧВ.

Требования к модели ЭЧ и ЭЧВ таковы:

1. Четырехмерные решения уравнений ТЭП в пространстве времени - ПВ, ТЭП трактуются следующим образом:

а/ Пространство, в котором движутся ЭЧ, как таковое - является евклидовым - трехмерным.

б/ Однако, динамика движения субчастиц и элементарных частиц ЭЧ в целом не может быть описана в обычном Евклидовом пространстве. Существуют преимущественные траектории движения, по которым и только по которым, разрешается как "свободное", так и "вынужденное" движение частиц. Эти траектории описываются в псевдоримановом или в псевдо-евклидовом пространствах; точнее, псевдоевклидово пространство Минковского является предельным случаем псевдориманового пространства, когда отсутствует кривизна. Это пространство потому и является псевдоримановым, а не римановым, что оно характеризует динамику движения, а не пространство, как таковое.

2. Поскольку, траектории движения в трехмерном пространстве должны описываться с помощью псевдоримановой геометрии, то геометрические фигуры, связанные с указанными траекториями, должны иметь некоего вида связь с римановой геометрией или геометрией Лобачевского. Таковыми фигурами, как известно, являются поверхности сферы и псевдосферы (последняя образуется вращением трактриссы). Конечно, нельзя исключить корреляции и с другими фигурами.

3. Будем называть моделью ЭЧ набор траекторий движения субчастиц в некотором объеме, ограниченном сферой Шварцшильда и примыкающей к ней области. Радиус сферы Шварцшильда получается из решения основных уравнений ТЭП.

4. Сами траектории движения должны быть получены как решения соответствующих уравнений ТЭП.

5. Связи между параметрами траекторий-фигур должны соответствовать тем, которые получены в ТФП.

6. Модель должна наглядно иллюстрировать и объяснять переходы в описании движения субчастиц в разных подпространствах, каждое из которых имеет свою систему координат.

7. Перечисленные требования адресуются только к геометрической модели ЭЧ в точечном - дискретном представлении их. Полевое описание и соотношение полевого и дискретного описания должно характеризоваться другой моделью.

Отображение полевого описания ЭЧ, ЭЧВ на "частичное" и наоборот должно удовлетворять таким условиям:

1. Частица является геометрическим местом всех точек, принадлежащих полю. Следовательно, поле не может иметь какое угодно распределение в пространстве, так как геометрическое место точек этого распределения должно быть "частицей".

2. Если частица является точкой, то соответствующее ей поле должно иметь сферически симметричное распределение в пространстве. При этом физические характеристики поля, геометрическим местом точек которых должен быть центр сферы, могут меняться вдоль радиуса по сколь угодно нелинейному закону, однако, на поверхности сферы одного радиуса эти величины в статическом случае должны быть одинаковыми. В динамическом случае, т.е. при наличии движения частиц и соответствующего им поля, эта сферическая симметрия адресуется уже параметру, в котором учитывается изменение Пространства-Времени ТФП - ПВ ТФП.

3. Дискретное и континуальные описания ЭЧ в целом и её субчастиц отличаются тем, что в случае дискретного частичного описания используется "вакуумное" решение уравнений ТФП, при котором $T_{ik} = 0$. При континуальном полевым описании - $T_{ik} \neq 0$.

Из структуры уравнений ТФП, так же как из структуры решений ОТО, понятно, что оба решения одновременно применять к одному и тому же объекту бессмысленно. Должно быть или одно или другое решение. Переход от дискретного описания к континуальному в ТФП допускает конформное отображение.

Проиллюстрируем сказанное на примере некоторой, в общем-то достаточно условной, модели.

Согласно Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшицу [72] - стр. 456-457) уравнение гиперболы с радиусом кривизны α в четырехмерном пространстве x_1, x_2, x_3, x_4 имеет вид:

$$x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 + x_4^2 = \alpha^2 \quad \text{I.I.44}$$

где: x_1, x_2, x_3, x_4 - декартовы координаты. Соответствующие им сферические координаты обозначены: r, θ, φ .

Элемент длины тогда равен:

$$dl^2 = \frac{dr^2}{1 - \frac{r^2}{\alpha^2}} + r^2 [\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2] \quad \text{I.I.45}$$

Длина окружности в этих координатах равна $2\pi r$, а поверхность сферы - $4\pi r^2$.

Если выразить радиус r через радиус кривизны гиперболы α и некоторый угол χ по условию

$$r = \alpha \sin \chi \quad \text{I.I.46}$$

то элемент длины примет вид

$$dl^2 = \alpha^2 [d\chi^2 + \sin^2 \chi (\sin^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2)] \quad \text{I.I.47}$$

При этом переход от декартовых координат к сферическим описывается формулами

$$\begin{aligned} x_1 &= \alpha \sin \chi \sin \theta \cos \varphi \\ x_2 &= \alpha \sin \chi \sin \theta \sin \varphi \\ x_3 &= \alpha \sin \chi \cos \theta \\ x_4 &= \alpha \cos \chi \end{aligned} \quad \text{I.I.48}$$

Авторы пишут: "Координата X измеряет расстояние от начала координат, равное aX . Поверхность сферы в этих координатах равна $4\pi a^2 \sin^2 X$. Мы видим, что по мере удаления от начала координат величина поверхности сферы увеличивается, пока не достигнет на расстоянии $\frac{\pi a}{2}$ максимального значения, равного $4\pi a^2$. Вслед за этим она начинает уменьшаться, пока не превратится в точку на "противоположном полюсе" пространства на расстоянии πa — наибольшем расстоянии, которое вообще может существовать в таком пространстве".

Для того, чтобы понять какова может быть геометрия объекта, для которого справедливо столь парадоксальное описание, выполним следующее построение (рис. I.1.13)*

Начертим окружность радиусом равным радиусу кривизны гиперболы a . Проведем через центр этой окружности в произвольном направлении две взаимно-перпендикулярные прямые, например, вертикально и горизонтально. На одном из этих направлений начертим окружность вдвое меньшего радиуса $a/2$, проходящую через центр основной окружности и касающуюся ее изнутри. Затем проведем из центра большой окружности прямую под произвольным углом X к горизонтальной прямой. Тогда она составит с вертикальной прямой дополнительный угол $\frac{\pi}{2} - X$. Очевидно, что треугольник ABC будет прямоугольным. Диаметр малого круга образует его гипотенузу равную a , а катеты будут равны:

$$BC = a \sin(90 - X) = a \cos X = x_1$$

$$AC = a \cos(90 - X) = a \sin X = r$$

I.1.49

Соединяя центр малого круга M с точкой C получим равнобедренный треугольник AMC, у которого углы при основании будут равны

* Данная условная модель рассматривалась совместно с М.М. Протодьяконовым.

$90^\circ - X$, а угол при вершине равен $2X$.

Тогда длина дуги AC малого круга будет равна

$$\widehat{AC} = 2X \frac{a}{r} = aX$$

I.1.50

Длина дуги большого круга получится равной

$$\widetilde{LK} = aX$$

I.1.51

Таким образом обе дуги будут равны друг другу:

$$\widetilde{AC} = \widetilde{LK}$$

I.1.52

При изменении угла X от 0 до π дуга большого круга будет изменяться от 0 до πa , от одного "полюса пространства" до другого, как сказано в [72]. Одновременно на малой окружности при том же изменении угла X угол $2X$ изменится от 0 до 2π , т.е. мы вернемся в исходную точку 0.

Следовательно, при движении внутри гиперболы с радиусом кривизны a нельзя двигаться по прямой линии, а только по окружности, проходящей через центр гиперболы и касающейся ее изнутри. Совершив в искривленном пространстве полный оборот по малой окружности, мы вернемся в ту же точку. При этом мы совершим конечный путь, равный πa , но его можно будет повторять сколь угодно много раз, не выходя за пределы гиперболы. Следовательно, движение может продолжаться бесконечно, но максимальный путь от начальной точки 0 до конечной, совпадающей с началом, будет иметь конечную длину.

Если мы теперь проведем пунктирную окружность радиуса AC, то ее длина получится равной $2\pi r$, а поверхность соответствующей сферы равна $4\pi r^2$. Очевидно, что длина окружности гиперболы получится равной $2\pi a$, а ее поверхность равна $4\pi a^2$, т.е. больше, чем для окружности и сферы промежуточного радиуса r .

При изменении угла X от 0 до π , радиус r меняется от 0 до πa , и затем снова уменьшается до 0, а поверхность пунктир-

ной сферы от 0 до $4\pi a^2$ и затем снова до 0.

Это весьма схематическое описание кинематической модели объекта, описываемого четырехмерным пространством положительной кривизны. Понятно, что модель не может рассматриваться как единственно возможная. Согласно ТФП реальная модель объекта, описываемого основными уравнениями теории, должна удовлетворять соответствующим условиям, которые обеспечивают ее устойчивость и соответствующий характер движения. При этом полное описание объекта в одном хроногеометрическом пространстве оказывается необходимым, но недостаточным.

Для динамической модели физического объекта, удовлетворяющего уравнениям I.I.I надо ввести две траектории движения и рассмотреть динамику движения такого массового / и зарядового / диполя в трех подпространствах, трех естественных для данных подпространств системах координат (см.рис. I.I.3 и рис. I.I.13).

По малой окружности радиуса $a/2$ движется один диполь со скоростью, большей скорости света — это тахион см.[1,2].

Движение тахиона надо рассматривать в 3-ем подпространстве. Вследствие того, что траектория тахиона прецессирует в плоскости движения, он будет последовательно соприкасаться с точками, принадлежащими "большой окружности". На этой окружности, таким образом, будут "передвигаться" эти последовательно появляющиеся следы тахиона на сфере Шварцшильда. В подпространстве сферы Шварцшильда во втором подпространстве по терминологии, указанной в [1,2], будет наблюдаться некое количество фантомов, движущихся по сфере с радиусом a со скоростью $v < c$.

На малой окружности движение тахиона по окружности радиуса $a/2$ будет восприниматься как движение n частиц со скоростью в n раз меньшей (см. "тахивный эффект" на стр. 42 в [2]). Это движение осуществляется в "расчетном" подпространстве, т.е. в подпростран-

стве, являющимся миним по отношению к 3-ему и 2-ому и соответствующим модели отражения динамики движения субчастиц объекта на I-ое подпространство.

С помощью этой модели легко понять, почему у ЭЧ есть прецессия, а у ЭЧВ — нет (см.рис. I.I.2 и I.I.13).

Все это относится только к одной субчастице — тахиону. Тахион, в соответствии с идеологией ТФП, ответствен за хроногеометрию пространства, в котором он движется. Эта хроногеометрия однозначно и полностью определяется этим материальным объектом, причем не локально в точке где он находится, а для всех объектов и процессов, которые рассматриваются в естественной [1] для этого объекта системе координат. Поэтому в ТФП нет проблемы с выбором синхронной системы отсчета, существующей в ОТО [18,19,22]. Естественной системой координат в ТФП является сопутствующая (термин заимствован из ОТО) или, что в нашем случае безразлично, в собственной системе координат.

Таким образом, в ТФП, в отличие от ОТО, пространственно-временной масштаб определяется только носителями материальных свойств — точечными объектами, входящими в подпространство M_3 (подробнее см. [1,2]).

Формула II.4I определяет g_{∞} для одной частицы. Однако, такая кинематическая модель не может реализоваться, так как в ней ^{не}возникают силы, необходимые для обеспечения такого движения и устойчивости. Эти динамические условия возникают у двойной частицы — массодиполя, как назвал такой объект Г.Айил, который впервые рассматривал аналогичные объекты [30]. Минимум энергии у такой массодипольной системы возникает если временная составляющая метрического тензора g_{∞} будет определяться так

$$g_{\infty} = g_{\infty(1)} - g_{\infty(2)}, \quad \text{I.I.50}$$

где $g_{00}(r)$ и $g_{00}(z)$ — соответственно временные составляющие метрического тензора для наружной $g_{00}(r)$ и внутренней $g_{00}(z)$ "окружностей".

Сфера Шварцшильда является границей между пространствами с положительной под сферой Шварцшильда и отрицательной кривизны над ней.

Скалярная кривизна определяется соответственно:

$$P_+ = \frac{6}{a^2} \quad \text{I.I.54}$$

$$P_- = -\frac{6}{a^2} \quad \text{I.I.55}$$

А на самой сфере Шварцшильда

$$P_0 = P_+ + P_- = 0 \quad \text{I.I.56}$$

Поскольку в пространстве с положительной кривизной объем равен [72]:

$$U_{0.5} = 2\pi^2 R_1^3, \quad \text{I.I.57}$$

то плотнейшей упаковке ЭЧ соответствует концентрация

$$n_{ЭЧ} = \frac{1}{2\pi^2 [R_1^{(1)}]^3} \quad \text{I.I.58}$$

Для ЭЧВ, которые являются системой из двух частиц, концентрация возрастает в два раза:

$$n_{ЭЧВ} = \frac{1}{\pi^2 [R_1^{(2)}]^3} = \frac{1}{8\pi^2 R_1^3}, \quad \text{I.I.59}$$

так как $R_1^{(2)} = 2R_1$. Эта формула и приведена в таблице расчетных формул § I.5

ЭЧ и ЭЧВ рассматриваются в ТМ как кирпичики мироздания, ответственные за хроногеометрические свойства всего пространства. Поэтому невозможно получить полную информацию о свойствах ЭЧ, не

выяснив характера взаимодействия частицы с физическим вакуумом. С другой стороны, свойства вакуума, состоящего из ЭЧВ, определяются свойствами частиц. Существует между ними прямая и обратная связи. Поэтому для дальнейшего нам важно хотя бы качественно выяснить, что из себя представляют ЭЧВ и как они образуют физический вакуум.

Мы установили, что физический объект, описываемый уравнениями фундаментального поля, представляет собой систему точечных диполей, расположенных в одной плоскости на двух окружностях и вращающихся с релятивистскими скоростями. Это во втором подпространстве. В первом подпространстве он "свертывается" в точечный объект. Будем называть такой объект Элементарной Частицей — ЭЧ.

Понятно, что возможны тождественно одинаковые ЭЧ, у которых существует единственное различие — разное распределение знаков заряда относительно центра вдоль радиуса. Будем именовать одну из таких ЭЧ "частицей", а другую — "античастицей". Что произойдет при взаимодействии частицы и античастицы? Если энергия связи элементов структуры каждой из них больше энергии взаимодействия этих античастиц, то обе взаимодействующие частицы сохранят свою структуру и объединятся, образуя новый физический объект (см. рис. I.I.1 и I.I.8). Этот объект и есть Элементарная Частица Вакуума — ЭЧВ. Легко видеть, что ЭЧВ будет представлять собой во втором подпространстве мультипольную систему, а в первом подпространстве она должна быть совершенно ненаблюдаемым объектом. Иными словами, все свойства ЭЧВ для первого подпространства "спрятаны" под сферу Шварцшильда и не наблюдаются.

ЭЧВ для первого подпространства являются ненаблюдаемыми до тех пор, пока ЭЧВ не будет возбуждена достаточно для того, чтобы разделиться на частицу и античастицу, из которых она состоит, и не родится пара античастиц из распавшейся ЭЧВ (см. рис. I.I.9).

Пока ЭЧВ не распадается на пары античастиц, она продолжает

быть в первом подпространстве ненаблюдаемой. Во втором подпространстве все возбуждения ЭЧВ наблюдаемы — это и есть виртуальные пары данного вида вакуума, например, электрон-позитронного. Возможен случай, когда кроме спонтанных процессов возбуждения ЭЧВ в современной квантовой электродинамике это соответствует "нулевым колебаниям вакуума" возникает под внешним влиянием периодическое возбуждение ЭЧВ. Этот процесс будет передаваться от одной ЭЧВ к другой, образуя то, что мы сейчас называем процессом распространения света. Один акт возбуждения ЭЧВ изображен схематически на рис. I.I.10. Мы уже видели, что все окружающее нас пространство заполнено ЭЧВ с концентрацией

$$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R_w^3} \quad \text{I.I.59}$$

для каждого вида вакуума. Радиус сферы Шварцшильда R_w имеет [1] размер порядка комптоновской длины волны данной частицы. Поэтому, концентрация n_w очень велика. Например, концентрация протон-антипротонного вакуума имеет порядок 10^{29} см^{-3} .

Теперь, когда мы имеем представление о физическом вакууме, правда ещё только качественное, мы можем вновь вернуться к уточнению структуры ЭЧ и методу расчета её параметров.

Поскольку речь пойдет в основном о параметрах, наблюдаемых или проявляющихся в первом подпространстве, то расчет выполняется для модели, которая относится к комплексному подпространству отражения свойств частиц со второго на первое. Образно можно сказать, что модель отражения второго подпространства на первое это то, что увидел бы наблюдатель, находясь в первом подпространстве, если бы мог "заглянуть" во второе. В [1] и здесь параметры ЭЧ в этом подпространстве указаны без индексов, в отличие от первого, второго или третьего подпространств. Так, например, радиусы во втором, третьем и отражения второго на первое обозначены соответственно так: $R^{(2)}$, $R^{(3)}$, и R . Условимся называть для краткости подпространство отражения от второго к первому — "расчетным" под-

пространством.

Подробный вывод расчетных формул для всех параметров частиц, как "внутренних", так и "внешних", наблюдаемых в первом подпространстве, дан в § I.5. Здесь мы рассмотрим только такие свойства ЭЧ и ЭЧВ, которые нужны как для завершения излагаемых здесь основ, ТФП, так и для понимания физической сущности всех особенностей, связанных с выводом расчетных формул.

Принцип эквивалентности в ТФП. В отличие от ОТО принцип эквивалентности в ТФП трактуется следующим образом. Силовые поля, проявляющиеся во всех подпространствах ТФП, могут выражаться через массу и связанную с нею хроногеометрию. Поскольку в ТФП речь идет о разных видах взаимодействия в микромире, то основные уравнения ТФП I.I.1 не сводятся к гравитации и, поэтому, термин гравитационная масса теряет смысл. В ТФП метрику пространства определяет масса, образующая силовое поле в данном подпространстве, — силовая масса m_x . Мера инерции — инертная масса M определяется энергией поля, которая возникает во всем окружающем частицу пространстве.

Во втором и третьем подпространствах (см. рис. I.I.3), а также в расчетном подпространстве имеются по отношению движения субчастиц вдоль окружности две массы — положительная m_+ , расположенная на радиусе R_2 , и отрицательная m_- масса, расположенная на радиусе R_1 . Для второго подпространства соответственно $R_2^{(2)}$ и $R_1^{(2)}$, и для третьего — $R_2^{(3)}$ и $R_1^{(3)}$. Далее для простоты мы будем пользоваться обозначениями, принятыми для расчетного подпространства, опуская индексы подпространства, указанные в скобках.

Понятно, что инертная масса массдиполя (подробнее см. в [1,2]):

$$|m| = |m_+| - |m_-| \quad \text{I.I.60}$$

не может быть равна массе

$$|m_d| = |m_+| + |m_-|, \quad \text{I.I.61}$$

которая и создает силовое поле ТФП, в котором вращается около общего центра инерции (вынесенного за масс-диполь, из-за наличия отрицательной массы, в сторону большей массы) обе массы m_+ и m_- .

Понятно, что всегда

$$|m| < |m_-| \quad \text{I.I.62}$$

и, следовательно, принцип эквивалентности, который в ТФП должен был бы означать равенство этих масс, не выполняется в 3-ем, 2-ом и в расчетном подпространствах.

Однако, в первом подпространстве он выполняется и, поэтому, для всех макротел гравитационная (здесь уже в буквальном смысле этого слова) и инертная массы тождественно равны.

Очень существенна и такая особенность соотношения масс для элементарных частиц в ТФП. Принцип эквивалентности нарушается для движения масс (m_+ и m_-) вдоль токового шнура, а при движении ЭЧ в целом, в том числе и при движении их внутри ЭЧВ до образования пары частица-античастица, участвует "поперечная" масса, для которой принцип эквивалентности выполняется полностью.

Гравитационное взаимодействие в ТФП.

Закон всемирного тяготения, открытый ещё Ньютоном, хорошо соответствует экспериментальным данным для слабых гравитационных полей.

Общая Теория Относительности ОТО А.Эйнштейна раздвинула возможности теории тяготения в область сильных полей и определила существование связи между гравитационным взаимодействием и свойствами пространственно-временного континуума. Однако, указанная связь в рамках ОТО оказалась далеко не до конца выясненной, о чем свидетельствовал, в частности, тот факт, что в ОТО константа гравитации вводится постулативно и принципиально не может быть вычислена теоретически.

Новый шаг в направлении познания природы гравитации сделан в рамках новой единой релятивистской теории фундаментального поля ТФП.

В [14,15,16] авторы показали, что новая теория гравитации, будем для краткости именовать ее "Вакуумной Теорией Гравитации" - ВТГ, позволила впервые вычислить теоретически численное значение постоянной гравитации и связать её с другими мировыми константами. В данной работе излагаются основные идеи новой ВТГ и рассматриваются некоторые следствия из неё.

Физические основы Вакуумной Теории Гравитации таковы.

Поскольку Вакуум является однородным пространством и плотность материи в нем постоянна, то для него уравнение I.I.1 приобретает вид:

$$R_{ik}^{(w)} = A_w g_{ik}^{(w)}, \quad \text{I.I.63}$$

где: A_w - постоянная величина, имеющая размерность обратного квадрата длины. Таким образом, в вакууме тензор энергии-импульса T_{ik} только постоянным множителем отличается от метрического тензора т.е.

$$A_w g_{ik}^{(w)} = \frac{8\pi \gamma_w}{c^4} T_{ik}^{(w)} \quad \text{I.I.64}$$

В ТФП показывается, что

$$T_{0(w)}^0 = \frac{m_w c^2 e - R_n / r}{8\pi^2 R_n^3} \quad \text{I.I.65}$$

где: m_w - масса двух античастиц, входящих в ЭЧВ; R_n - радиус сферы Шварцшильда для ЭЧВ n -го вакуума; $r = |\vec{r}|$ - абсолютное значение радиуса-вектора, проведенного от базиса до рассматриваемой точки пространства.

Понятно, что константа A_w , входящая в уравнения I.I.63 и I.I.64, может быть только

$$(\pi R_n^2)^{-1}, \quad \text{т.е.} \quad A_w = (\pi R_n^2)^{-1}$$

А так как

$$R_n = \frac{m_w \gamma_w}{c^2}, \quad \text{I.I.66}$$

то из I.I.64 и I.I.65 имеем:

$$g_{\infty}^{(\omega)} = e^{-R_0/r} \quad \text{I.I.67}$$

Вакуум оказывает всестороннее давление на любую ЭЧ и ЭЧВ. Это давление при наличии только свободного вакуума вокруг частицы действует на каждую частицу с инвариантной для всех частиц силой:

$$F_w = \frac{e_w^2}{r_{eg}^2} \quad \text{I.I.68}$$

где: $e_w = \sqrt{\frac{\hbar c}{\varepsilon_w}}$ - элементарный заряд, ε_w - диэлектрическая постоянная вакуума ($\varepsilon_w = 0,997445$), r_{eg} - единичный радиус. Сила F_w не является результатом электромагнитных взаимодействий и поэтому проявляется как между заряженными, так и между нейтральными частицами, численное равенство $e_w^2 = \frac{e^2}{\varepsilon_w}$ ответственно за инвариантность наблюдаемого электрического заряда - e .

В ТФП $e_w^2 \equiv \frac{\hbar c}{\varepsilon_w}$ трактуется как физический инвариант вакуума, который является не только квадратом разности фундаментальных зарядов, но представляет собой сохраняющуюся величину, которую правильнее называть "моментом элементарной энергии", то есть

$$e_w^2 = E_0 r_{eg} \quad \text{I.I.69}$$

что в свою очередь следует рассматривать так:

$$E_0 = F_w r_{eg} \quad \text{и} \quad e_w^2 = F_w r_{eg}^2, \quad \text{I.I.70}$$

иначе F_w - элементарная сила, которая на единице длины r_{eg} совершает работу, равную E_0 .

Если на расстоянии r от частицы окажется другая частица, то она будет экранировать собой ту часть вакуума, которая находится "за ней" и расположена в телесном угле θ . Поскольку вся сила F_w действует в телесном угле, равном 2π , за вычетом заэкранированного конуса, то понятно, что между двумя частицами возникает сила притяжения, равная:

$$F_g = F_w \frac{\theta}{2\pi} \quad \text{I.I.71}$$

Эти силы и есть силы гравитации. Следовательно, должно выполняться условие:

$$F_g = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \equiv F_w \frac{\theta}{2\pi} \quad \text{I.I.72}$$

Угловой размер "экрана" при взаимодействии двух частиц зависит как от расстояния и параметров ЭЧВ, так и от масс обеих взаимодействующих частиц. Телесный угол, под которым две частицы с массами m_1 и m_2 экранируют взаимно часть силы F_w , зависит от масс взаимодействующих частиц и параметров вакуума следующим образом:

$$\theta = \frac{(R_1^{(2)} - R_2^{(2)})^2}{r^2} \alpha_g \frac{m_1 m_2}{m_w^2}, \quad \text{I.I.73}$$

где: $(R_1^{(2)} - R_2^{(2)})_p$ - разность радиусов, на которых осциллируют субчастицы (см. подробнее в [1]), у ЭЧВ протон-антипротонного вакуума, которая имеет одинаковое значение у обоих античастиц, как у протона, так и у антипротона; m_w - суммарная масса двух античастиц, составляющих протон-антипротонный вакуум, то есть равная двум массам протона, антипротона; α_g - метрический коэффициент протон-антипротонного вакуума $\alpha_g = 1,000888$ [2,3].

В I.I.73 учтены только параметры протон-антипротонного вакуума по следующей причине. Концентрация ЭЧВ любого вида вакуума определяется простой зависимостью:

$$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R_1^2}, \quad \text{I.I.74}$$

для протон-антипротонного вакуума она равна $1,5454 \cdot 10^{59} \text{ см}^{-3}$.

А у ближайшего к нему электрон-позитронного вакуума концентрация на десять порядков меньше. Так же резко убывает концентрация у других видов вакуума. Поэтому основной вклад в общее свойство вакуума вносит протон-антипротонный вакуум.

Вли-

яние других видов вакуума существенно при резонансных явлениях в нем. Гравитация является усредненным эффектом и не связана с резонансными явлениями в вакууме.

Из I.I.72, учитывая I.I.73, имеем:

$$G = \alpha_g \frac{F_w (R_1^{(2)} - R_2^{(2)})^2}{2\pi m_w^2} \quad \text{I.I.75}$$

Элементарная сила F_w определяется через параметры вакуума так:

$$F_w = \frac{9}{8\pi^2} \frac{\alpha \hbar c}{(R_1^{(2)} - R_2^{(2)})^2} (\lambda_p R_\infty)^4, \quad \text{I.I.76}$$

где: $\lambda_p = \frac{h}{\pi m_w c}$ — комптоновская длина волны протона, R_∞ — универсальная константа Ридберга для бесконечно большой массы.

Из I.I.75 и I.I.76 имеем:

$$G = \alpha_g \frac{9}{8} \left(\frac{\lambda_p^2 R_\infty^2 e}{\pi m_w} \right)^2 \quad \text{I.I.77}$$

Подробнее о выводе формулы для гравитационной постоянной см.

§ 2.6.

Здесь обращаем внимание на такое весьма важное с точки зрения теории гравитации обстоятельство. Основные уравнения ТФП I.I.I справедливы для микроскопических объектов элементарных частиц — ЭЧ и элементарных частиц вакуума — ЭЧВ.

Возникает вопрос можно ли применять уравнения такого вида для макротел, как это до сих пор делалось в ОТО? Ответ на этот вопрос таков. В приближении не очень сильных гравитационных полей, то есть на расстояниях больших, нежели размеры ~~микро-частиц, сосуществующих~~ ^{между взаимодействующими} ~~массами~~, можно с достаточной точностью описывать гравитационные силы, возникающие между макротелами согласно обычной ОТО. Однако, уравнение гравитации в этом случае должно содержать космологический член и иметь вид:

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi G}{c^4} (T_{ik} + T_w), \quad \text{I.I.78}$$

где: T_w — тензор энергии импульса физического вакуума, G — обычная константа гравитации.

Такой вид основного уравнения ОТО был предложен А.Эйнштейном в первые годы формирования ОТО. Затем он отказался от учета космологического члена, полагая, что можно считать $T_w = 0$.

В ТФП $T_w \neq 0$ и учет космологического члена необходим. Однако, в очень сильных гравитационных полях, а также при большой концентрации гравитационно взаимодействующих частиц ^{усреднение} I.I.78 теряет силу и гравитационное взаимодействие следует считать уже не по ОТО, а в соответствии с Вакуумной Теорией Гравитации — ВТГ [I6].

Таким образом ТФП имеет предельный переход к ОТО в случае не очень сильных гравитационных полей и концентраций взаимодействующих частиц меньших, нежели концентрация ЭЧВ протон-антипротонного вакуума.

Красное смещение и так называемое "реликтовое излучение" находят в рамках ВТГ естественное объяснение [I6]. Более того, ВТГ позволяет теоретический расчет не только константы гравитации, но и константы Хаббла. Кстати, в [I6] было получено завышенное численное значение этой постоянной, т.к. в формуле 28 в [I6] не был учтен член $(1 - \beta_1^2)^{1/2}$ (обозначение см. в § I.5), численно равный $4,82 \cdot 10^{-2}$. И тогда теоретическое значение константы Хаббла будет иметь значение:

$$H \approx 1 \cdot 10^{-18} \text{ сек}^{-1} \quad \text{I.I.79}$$

Об отражении внутренних свойств ЭЧ в пространстве за сферой

Шварцшильда.

В опубликованных работах по Вакуумной Теории Гравитации — ВТГ

[14,15,16] особенно при определении численного значения константы Хаббла [13,16] взаимодействие между частицей и античастицей рассматривалось на расстоянии от R_1 (или $R_1^{(2)} \approx 2R_1$) до расстояний порядка длины волны λ , то есть в большинстве случаев на много порядков больших R . Физический смысл этой особенности взаимодействия частиц в указанных работах раскрыт не был.

Физическая сущность этого преобразования отражения из пространства под сферой Шварцшильда на пространство над сферой такова (см. рис. I.I.II).

Как указывалось ещё в [1,2], в проблеме отражения физической картины из одной области в другую ^{роль} играет как комплексный сдвиг, так и отражение из мнимой области в действительную и наоборот.

Как хорошо известно [19,36,72,83,85], если не делать специальных предположений о возможном преобразовании координат, то процессы, протекающие над сферой Шварцшильда оказываются в мнимой области по отношению к процессам, происходящим над сферой.

В ОТО явления, происходящие в мнимой области, естественно, было считать "нефизическими". В ТФП, где объект оказывается в разных дополнительных подпространствах, такой подход неправилен.

В ТФП важную роль в проблеме отражения свойств из одного пространства в другое играет принцип единой метрики.

В точках, соответствующих единообразному проявлению одного и того же объекта в i -том и k -том подпространствах должно выполняться условие [58]:

$$g_{\infty}|_i \equiv g_{\infty}|_k \quad \text{I.I.80}$$

Поэтому, если, например, нас интересует вопрос о том, как найти под сферой Шварцшильда точку, соответствующую некоей точке в пространстве над сферой Шварцшильда, то для этих точек должно выполняться условие:

$$g_{\infty}^*(r^*) = g_{\infty}(r), \quad \text{I.I.81}$$

где: g_{∞}^*, r^* — соответственно нулевая составляющая метрического тензора и радиус-вектор под сферой Шварцшильда ($r < r_g$), а g_{∞} и r — соответствующие величины над сферой Шварцшильда.

Например, для шварцшильдовского решения основных уравнений имеем:

$$1 - \frac{r_g}{r} = \frac{r_g}{r^*} - 1 \quad \text{I.I.82}$$

откуда

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r^*} = \frac{2}{r_g} \quad \text{I.I.83}$$

Легко видеть, что формула I.I.83 очень напоминает известную в оптике формулу соотношения изображения и предмета от сферического зеркала:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{d_1} = \frac{1}{F}, \quad \text{I.I.84}$$

где: d — расстояние от поверхности зеркала до предмета,

d_1 — расстояние от поверхности зеркала до изображения,

F — фокус зеркала.

В этом оптическом аналоге предмет и его изображение тоже находятся в действительной и мнимой областях.

Имея ввиду эту аналогию, модель отражения частицы, находящейся в некоторой точке под сферой Шварцшильда на некоторую точку над сферой Шварцшильда условимся для удобства именовать "оптической моделью ТФП", или просто "оптической моделью".

Физическая сущность оптической модели становится прозрачной если обратить внимание на следующее.

Для решения Керра вместо I.I.82 будем иметь:

$$1 - \frac{r_g r}{r^2 + a^2 \cos^2 \theta} = \frac{r_g r^*}{r^{*2} + a^2 \cos^2 \theta} - 1 \quad \text{I.I.85}$$

Однако, согласно общего закона I.I.80 должно иметь место условие:

$$g_{\infty}|_{\text{Керра}} = g_{\infty}|_{\text{Шварцшильда}}, \quad \text{I.I.86}$$

которое приводит к условиям:

$$r_s|_{\text{Керра}} = 2r_j|_{\text{Шварцшильда}}, \quad \text{I.I.87}$$

$$\cos \Theta = \frac{r}{a} = 1 \quad \text{I.I.88}$$

И тогда для объекта Керра имеем:

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r^*} = \frac{1}{r_s} \quad \text{I.I.89}$$

Правильная сигнатура для условий под сферой Шварцшильда и над ней получается, если уравнение Гамильтона-Якоби над сферой:

$$\frac{1}{g_{\infty}} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - g_{\infty} \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - m^2 c^2 = 0 \quad \text{I.I.90}$$

перевести в минимую область под сферу Шварцшильда так

$$\frac{1}{g_{\infty}^*} \left(\frac{\partial S}{\partial t} \right)^2 - g_{\infty}^* \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 - (-m^2 c^2) = 0, \quad \text{I.I.91}$$

где: $g_{\infty}^* = \frac{r_s}{r} - 1$ в случае шварцшильдовского решения.

Роль электродинамики движущихся сред в ТФП.

Известно [72], что если записать уравнения Максвелла в гравитационном поле в трехмерной форме, то между параметрами поля $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{H}$, $\vec{B}$ и метрическими характеристиками $\vec{g}$ и g_{∞} устанавливается связь:

$$\vec{D} = \frac{\vec{E}}{\sqrt{g_{\infty}}} + [\vec{H}, \vec{g}], \quad \text{I.I.92}$$

$$\vec{B} = \frac{\vec{H}}{\sqrt{g_{\infty}}} + [\vec{g}, \vec{E}]. \quad \text{I.I.93}$$

38
Из работ по электродинамике движущихся сред известна такая связь между $\vec{E}$, $\vec{D}$, $\vec{H}$ и $\vec{B}$ и скоростью движения в $c - \beta$:

$$\vec{D} + [\vec{\beta}, \vec{H}] = \epsilon_0 \vec{E} + \epsilon [\vec{\beta}, \vec{B}], \quad \text{I.I.94}$$

$$\vec{B} + [\vec{E}, \vec{\beta}] = \mu_0 \vec{H} + \mu [\vec{D}, \vec{\beta}]. \quad \text{I.I.95}$$

Модель ЭЧ и ЭЧВ в ТФП дает основание полагать, что в рамках ТФП уравнения указанного вида могут оказаться совместными. Проработка этого вопроса показала, что это имеет место. Даже в таком простом виде, как это приведено в I.I.92 ÷ I.I.95 совместное решение этой системы уравнений приводит к достаточно точной в рамках ТФП связи между g_{∞} , g , ϵ , μ и β . Эта связь существенна в толковании основ ТФП.

Природа квантовых свойств микромира в ТФП.

В разделе "состояние вопроса" было обращено внимание читателя на ситуацию, связанную с проблемой трактовки вероятностных и волновых свойств микромира. Многолетняя дискуссия по этому вопросу А.Эйнштейн назвал "драмой идей". Эта драма затянулась до наших дней и только в рамках ТФП вопрос находит свое принципиальное решение. Принципиальное потому, что исследование квантовых свойств микромира в ТФП еще не завершено.

Природа квантовых свойств микромира в ТФП понимается так. В первом подпространстве основной вклад в квантовые свойства ЭЧ вносит физический вакуум, с которым частица находится в непрерывном взаимодействии. Более того, само существование частицы без окружающего её вакуума - невозможно. Как релятивистские, так и квантовые свойства ЭЧ и ЭЧВ настолько взаимосвязаны и определяют друг друга, что разделить их и ставить вопрос о первичности релятивистских или квантовых, или классических свойств, или модели

частиц — неравномерно.

Одно из важнейших квантовых свойств — двойная природа частиц. Они и поле, и в то же время — частица. Это квантовое свойство ЭЧ, а, следовательно, и ЭЧВ, органически связано с тем, что вследствие релятивистских свойств частица, как источник поля, не имеет локальной субстанции — она занимает "все" пространство, а как объект внешнего воздействия — она локально точечный объект. Об этом свойстве частиц говорилось выше.

Статистические свойства ЭЧ, создающие иллюзию отсутствия детерминизма, объясняются в ТФП не только детерминистически, но, пожалуй, даже наглядно. Рассмотрим это свойство ЭЧ на частном примере поведения электрона в атоме водорода. В объеме, занимаемом атомом, даже при концентрации, соответствующей свободному вакууму, находится около миллиона электрон-позитронных пар. В поле ядра большая их часть поляризуется. Легко видеть, что в такой системе возбужденных ЭЧВ электрон не может двигаться по классической траектории. Как только электрон, движущийся по орбите, приблизится к позитрону, входящему в возбужденную ЭЧВ, так что взаимодействие между ними будет достаточно сильным, то возникнет новая ЭЧВ, а электрон, ранее входящий в ЭЧВ, возникнет в том месте, где раньше был виртуальный электрон, входящий в "старую" ЭЧВ. Этот "эстафетный" процесс имеет большую вероятность повторяться и, поэтому, нет принципиальной возможности заранее предсказать где будет находиться электрон в атоме по истечении некоторого конечного времени. Кроме того, для описания классической траектории движущегося электрона нужны знания начальных и граничных условий, а они для электрона, имеющего структуру согласно ТФП, принципиально не могут быть определены в первом подпространстве. Такова природа вероятностных свойств ЭЧ.

Однако, они не будут в таком виде проявляться у субчастиц во вто-

ром подпространстве, поэтому субструктура ЭЧ может быть описана даже квазиклассически.

Волновые свойства ЭЧ определяются с одной стороны свойствами оптической модели ядра, о которой говорилось выше, с другой — явлением псевдодисперсии, описанным в [3] на стр. 48-50 и 38-39.

Здесь мы не будем повторять его сущность, изложенную в [3], укажем только на то, что взаимодействие ЭЧ со стоячими волнами, образующимися в физическом вакууме при возникновении частицы, приводят к уравнению:

$$\lambda = \frac{h}{mv} \frac{2s}{\varepsilon_w}, \quad \text{I.I.96}$$

которое для устойчивых — оптимальных частиц, вследствие того, что у них $\frac{2s}{\varepsilon_w} \approx 1$, приводит к уравнению де-Бройля. Для короткоживущих частиц установленная де-Бройлем зависимость становится не точной.

Поскольку ЭЧ в ТФП с учетом их свойств и структуры должны удовлетворять в трехмерной записи такому простому и достаточно общему волновому уравнению

$$\Delta\psi + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \psi = 0, \quad \text{I.I.97}$$

то из этих двух уравнений мы прямо получаем уравнение Шредингера:

$$\Delta\psi + \frac{8\pi^2m}{h^2} (E - U) \psi = 0, \quad \text{I.I.98}$$

в случае нерелятивистского движения ЭЧ. Переход к большим релятивистским скоростям приводит от уравнения Шредингера к уравнению Дирака только в пределе, когда структура ЭЧ вырождается в единичный круговой ток. Поэтому, согласно ТФП, уравнение Дирака является приближенным уравнением. Поэтому оно не дает достаточно

точных решений даже для электрона, например, при расчете магнитного момента, не говоря уже о других частицах со спином кратным $1/2$.

Такова природа квантовых свойств микромира.

Наиболее ярким подтверждением правильности этих представлений является хорошее соответствие эксперименту теоретически вычисленного в этой работе времени жизни частиц, которое считается по классическим формулам для резонансов и — по квантовым формулам для долгоживущих частиц.

Обращаем здесь внимание на то, что для полного понимания физических основ ТЭП необходимо знакомство со всей настоящей работой, а также с ранее опубликованными работами, а не только с § 1.1.

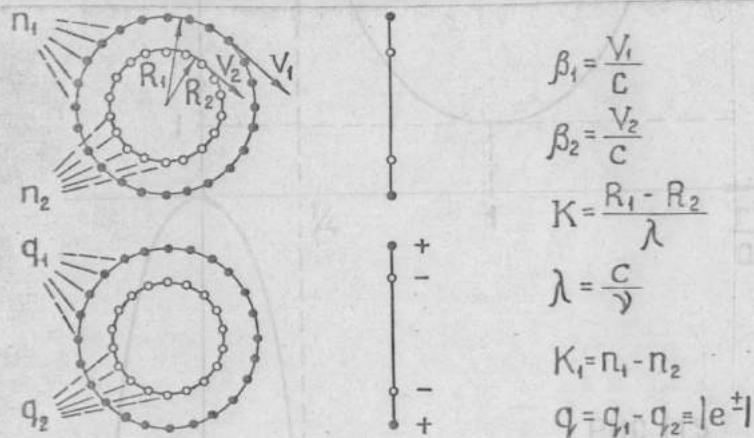


Рис. 1.1.1

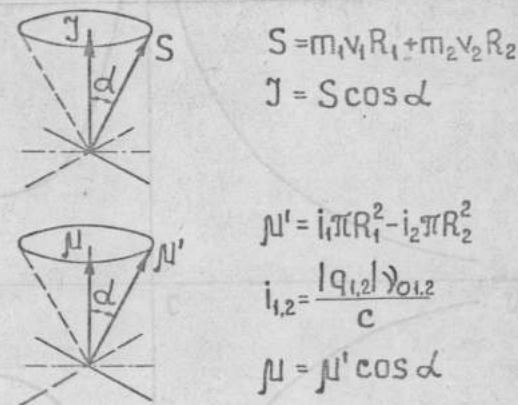


Рис. 1.1.2

I подпространство (P_1UM_1)	II подпространство (P_2UM_2)	III подпространство (P_3UM_3)
Э.Ч.	Э.Ч. $\beta < 1$	Э.Ч. $\beta > 1$

Рис. 1.1.3

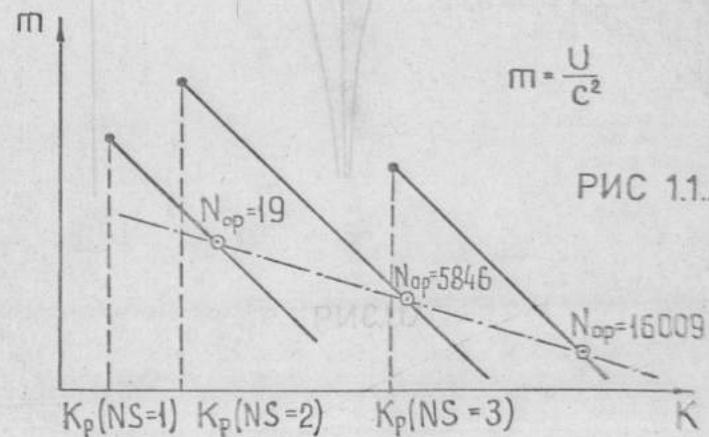


Рис. 1.1.4

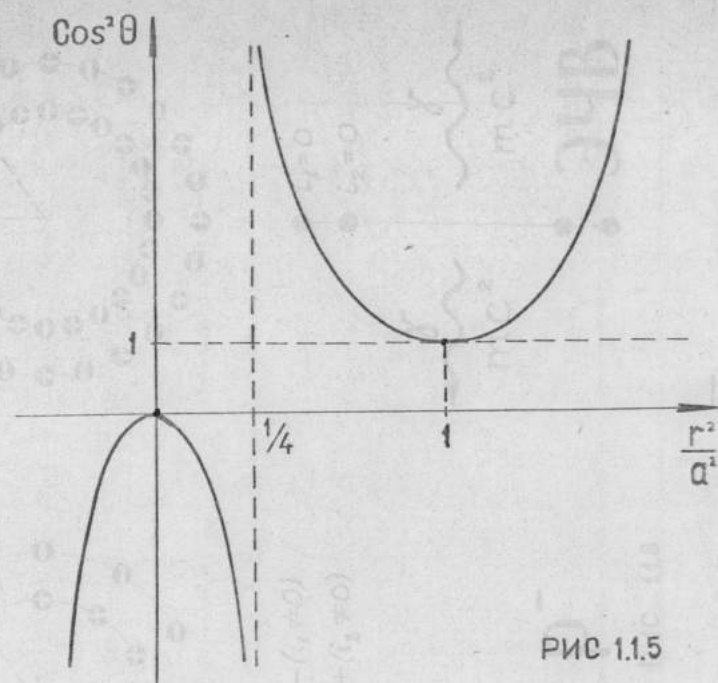


РИС 1.15

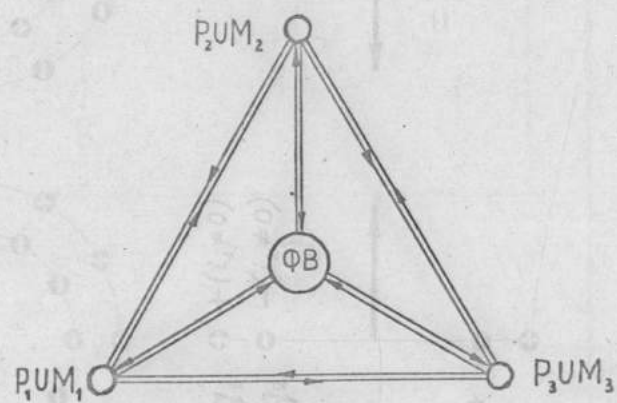


РИС 1.16

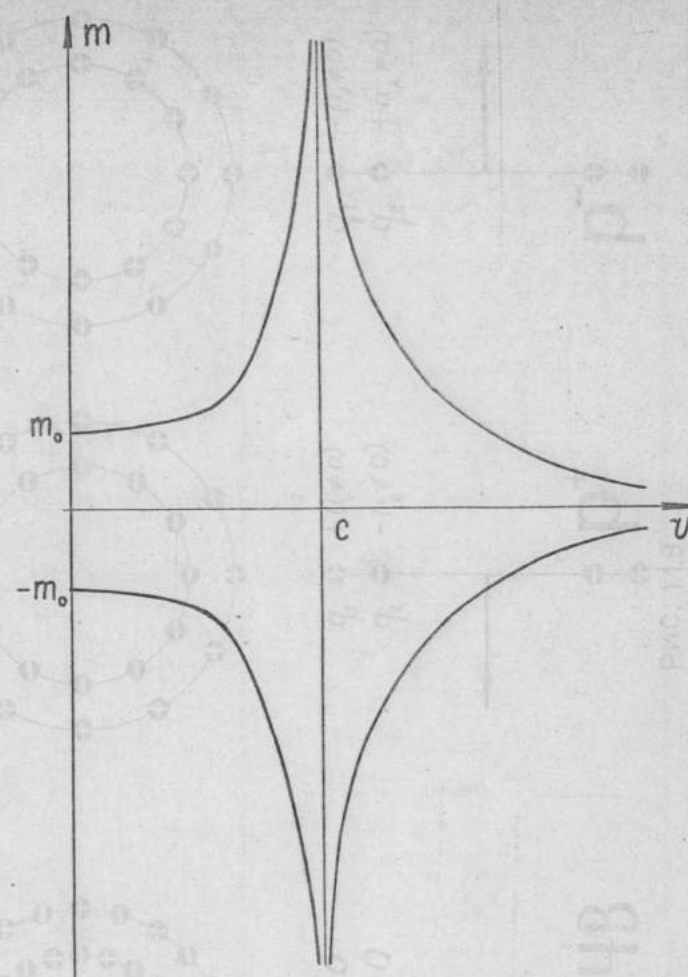


РИС.1.17

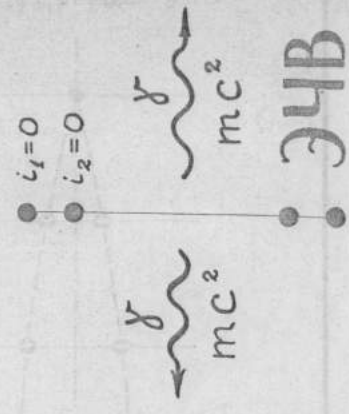
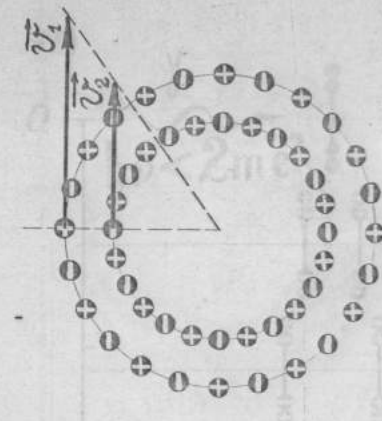
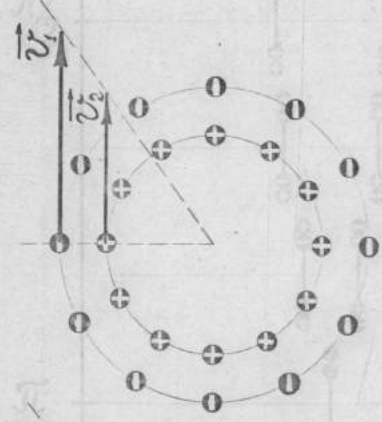
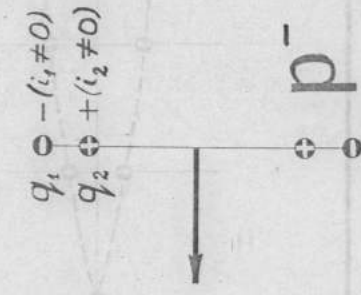
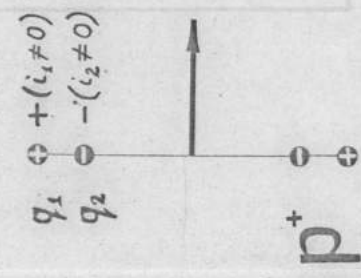
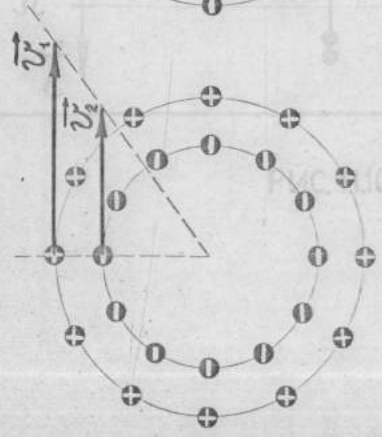
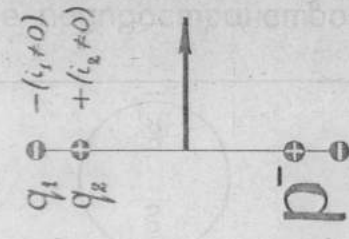
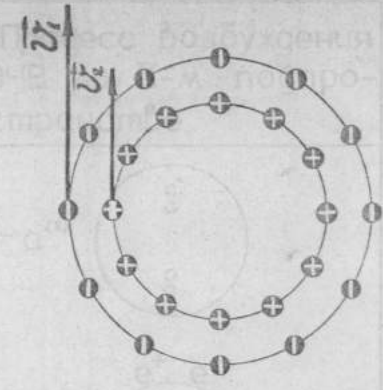
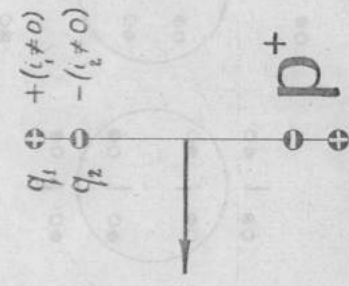
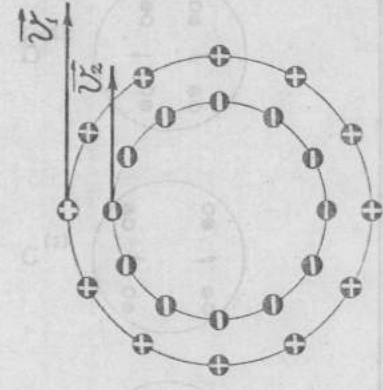
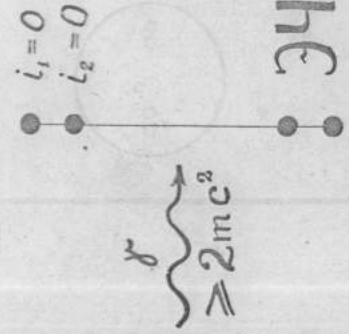
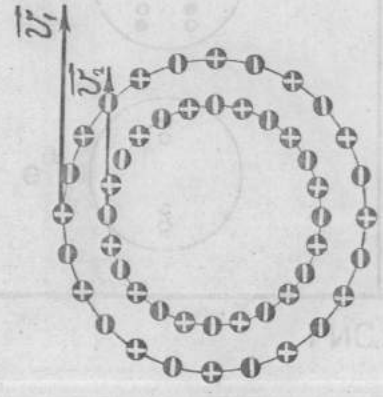


РИС. 1.1.8



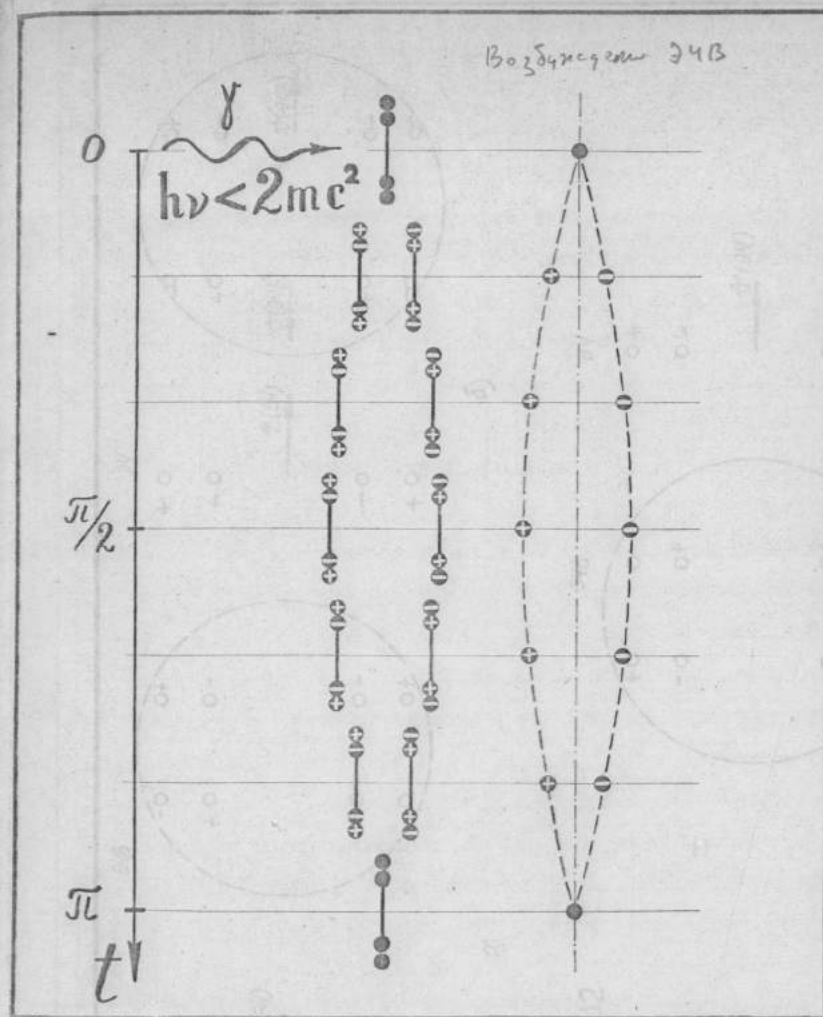


РИС. 1.1.10

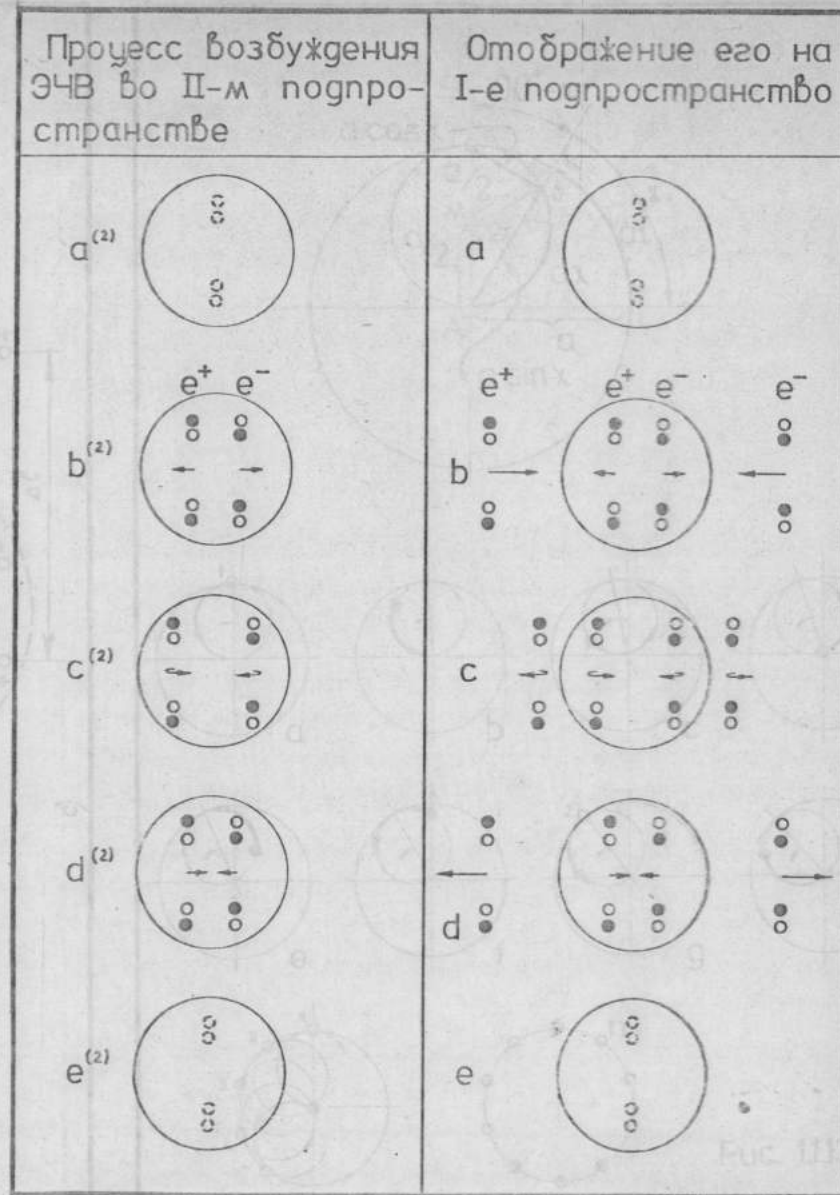
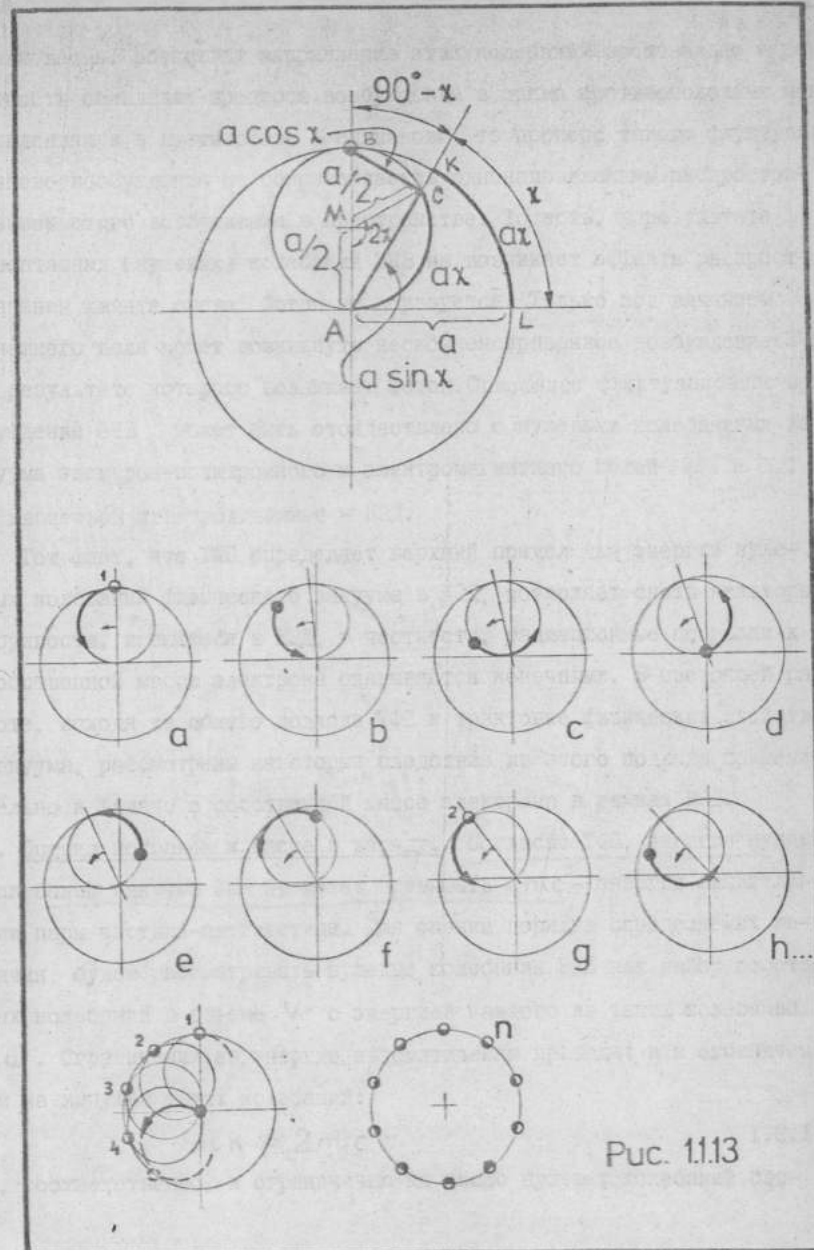
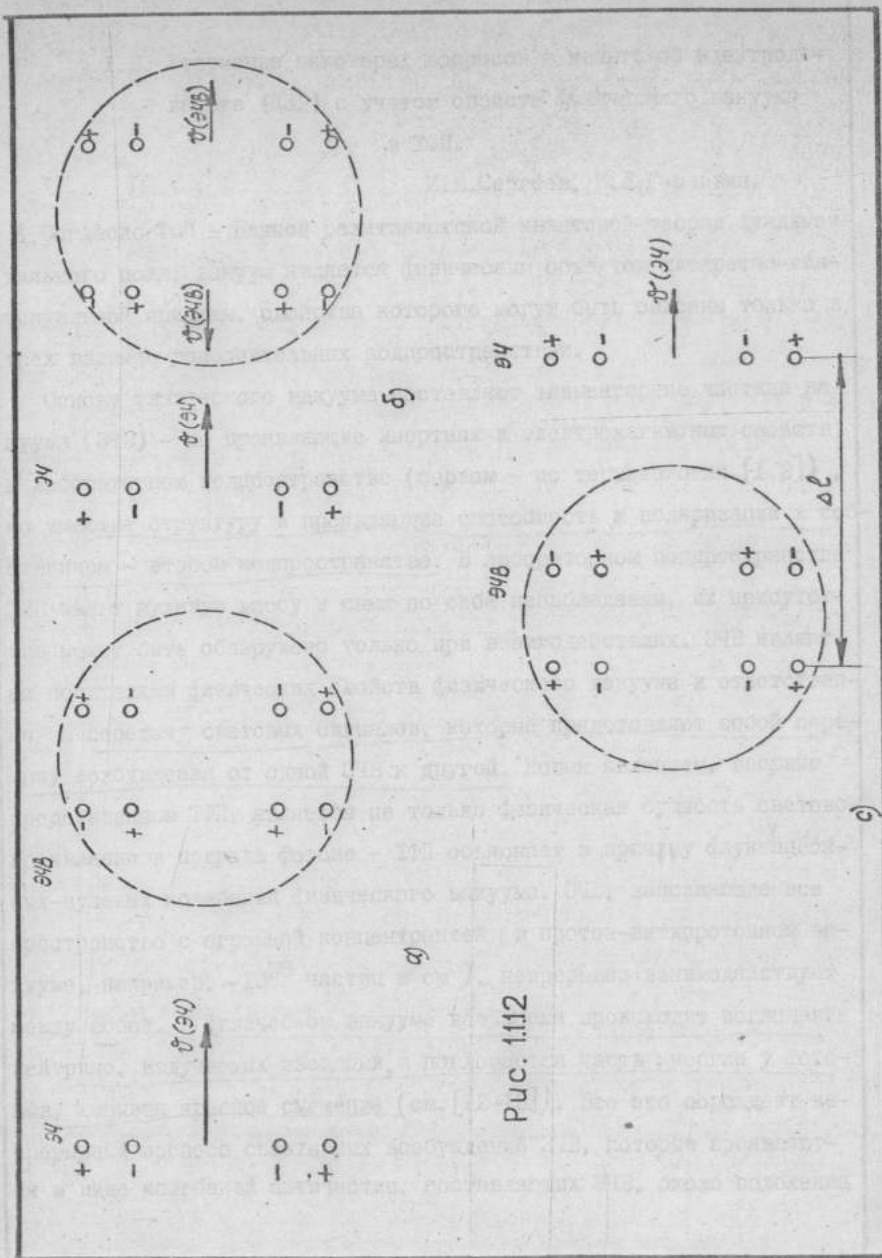


РИС. 1.1.11



§ 1.2. Уточнение некоторых вопросов в квантовой электродинамике (КЭД) с учетом свойств физического вакуума в ТЭП.

И.В.Сергеев, И.Л.Герловин.

1. Согласно ТЭП – Единой релятивистской квантовой теории фундаментального поля, вакуум является физическим объектом дискретно-континуальной природы, свойства которого могут быть описаны только в трех взаимно дополнительных подпространствах.

Основу физического вакуума составляют элементарные частицы вакуума (ЭЧВ) – не проявляющие инертных и электромагнитных свойств в лабораторном подпространстве (первом – по терминологии [1,2]), но имеющие структуру и проявляющие способность к поляризации в собственном – втором подпространстве. В лабораторном подпространстве ЭЧВ имеют нулевую массу и сами по себе ненаблюдаемы, их присутствие может быть обнаружено только при взаимодействиях. ЭЧВ являются носителями физических свойств физического вакуума и ответственны за передачу световых сигналов, которые представляют собой передачу возбуждения от одной ЭЧВ к другой. Новым явлением, впервые предсказанным ТЭП, является не только физическая сущность светового явления и природа фотона – ТЭП объясняет и причину флуктуационных-нулевых колебаний физического вакуума. ЭЧВ, заполняющие все пространство с огромной концентрацией (в протон-антипротонном вакууме, например, $\sim 10^{39}$ частиц в см^3), непрерывно взаимодействуют между собой. В физическом вакууме все время происходит поглощение нейтрино, излучаемых звездами, и поглощается часть энергии у фотонов, вызывая красное смещение (см. [12-15]). Все это порождает непрерывный процесс спонтанных возбуждений ЭЧВ, которые проявляются в виде колебаний античастиц, составляющих ЭЧВ, около положения

равновесия. Поскольку направление этих колебаний произвольно и вероятность появления процесса возбуждения в прямо противоположных направлениях и в противофазе – одинакова, то процесс такого флуктуационного возбуждения не сопровождается однонаправленным распространением этого возбуждения в пространстве. То есть, в результате спонтанных (нулевых) колебаний ЭЧВ не возникает эффекта распространения кванта света. Фотон не образуется. Только под влиянием внешнего поля может возникнуть нескомпенсированное возбуждение ЭЧВ, в результате которого возникает фотон. Описанное флуктуационное возбуждение ЭЧВ может быть отождествлено с нулевыми колебаниями вакуума электрон-позитронного и электромагнитного полей ЭП и ЭМП в квантовой электродинамике – КЭД.

Тот факт, что ТЭП определяет верхний предел для энергии нулевых колебаний физического вакуума в КЭД, позволяет снять некоторые трудности, имеющиеся в КЭД, в частности, радиационные поправки к собственной массе электрона оказываются конечными. В настоящей работе, исходя из общего подхода ТЭП к трактовке физических свойств вакуума, рассмотрены некоторые следствия из этого подхода применительно к задаче о собственной массе электрона в рамках КЭД.

2. Оценка поправки к массе и заряду. Согласно ТЭП, энергия нулевых колебаний вакуума ЭМП не может превышать $2mc^2$ – энергии аннигиляции пары частица-античастица. Для оценки порядка определяемых величин будем рассматривать нулевые колебания ЭМП как набор собственных колебаний в объеме V с энергией каждого из таких колебаний $\hbar\omega$. Ограничения на энергию автоматически приводят и к ограничениям на импульс таких колебаний:

$$\hbar k \leq 2mc$$

1.2.1

и, соответственно, к ограничению на число нулевых колебаний сво-

бодного квантованного ЭМП в объеме V :

$$n_0 = \int_0^{\omega_0} \rho(\omega) d\omega = \frac{V \omega_0^3}{3\pi^2 c^3},$$

где

$$\omega_0 = \frac{2\pi c^2}{h}.$$

Поправку к собственной массе электрона оценим как энергию взаимодействия свободного электрона с нулевыми колебаниями ЭМП. Дополнительная энергия, которую приобретает заряженная частица с инертной массой m в переменном электрическом поле с частотой ω и амплитудой E_0 , равна

$$E(\omega) = \frac{m}{2} \overline{\dot{x}^2(\omega)} = \frac{e^2 E_0^2}{4\omega^2 m}.$$

Полная энергия взаимодействия с нулевыми колебаниями определяется интегрированием по всем частотам:

$$E = \int_0^{\omega_0} E(\omega) \rho(\omega) d\omega = \frac{2\alpha}{\pi} m c^2, \quad \text{I.2.2.}$$

откуда

$$\Delta m = \frac{E}{c^2} = \frac{2\alpha}{\pi} m. \quad \text{I.2.3.}$$

На основе ТЭП может быть оценена и поправка к заряду электрона за счет взаимодействия с вакуумом ЭМП. Возбужденная ЭЧВ электрон-позитронного вакуума имеет некоторый дипольный момент P , и если число диполей в единице объема n_w и диполи являются квазиупругими $P = A_E E$, то диэлектрическая проницаемость вакуума, как легко видеть, равна:

$$\epsilon = 1 - 4\pi n A_E. \quad \text{I.2.4.}$$

Действительно, так как $\vec{P} = A_E \vec{E}$ — квазиупругий диполь, состоящий из частицы и античастицы. Максимальное дипольное плечо диполя $x = 2R \equiv 2\lambda_c$.

Для упругого осциллятора $U = \frac{\kappa_0 x^2}{2}$. В ТЭП максимально возможная энергия возбуждения ЭЧВ равна $2m_\kappa c^2$ и достигается при $x = 2\lambda_c$, следовательно:

$$m_\kappa c^2 = \frac{2\kappa_0 \lambda_c^2}{2}.$$

$$\kappa_0 = \frac{m_\kappa c^2}{2\lambda_c^2}.$$

Коэффициент квазиупругого электрического диполя A_E можно связать с коэффициентом механической упругости соотношением:

$$\beta = \frac{e^2}{\kappa_0}.$$

Число ЭЧВ (диполей) в единице объема равно [1]:

$$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R^3} = \frac{1}{8\pi^2 \lambda_c^3}.$$

Комбинируя указанные равенства, находим:

$$4\pi n_w A_E = \frac{8\pi \cdot e^2 \cdot \lambda_c^2}{8\pi \lambda_c^3 \cdot m_\kappa c^2} = \frac{\alpha}{\pi} \quad \text{и так:}$$

$$\epsilon_w = 1 - 4\pi n A_E \approx 1 - \frac{\alpha}{\pi}. \quad \text{I.2.5.}$$

Соответственно

$$\frac{\delta \epsilon}{\epsilon} = \frac{\alpha}{\pi}. \quad \text{I.2.6.}$$

Выполненный здесь расчет из весьма общих соображений безусловно

корректен, но не может претендовать на абсолютную точность. Однако, I.2.5. нельзя рассматривать как грубо оценочную формулу. В этой связи необходимо отметить, что I.2.5. дает численное значение $\mathcal{E}$, которое для протон-антипротонного и электрон-позитронного вакуумов совпадает со значением $\mathcal{E}$, которое определяется для $\mathcal{E}$ любой частицы в ТФП (см. ф. 256 в [2]), если в эту формулу подставить численные значения внутренних параметров протона (p) или электрона (e). На самом деле, из 256 в [2] получается (см. таблицу №5 в [2] на стр. 70):

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_p &= 0,997676 \\ \mathcal{E}_e &= 0,997670.\end{aligned}$$

В то же время

$$\mathcal{E}_w = 1 - \frac{\omega}{\pi} = 0,997677,$$

что очень близко к значению $\mathcal{E}$ для протон-антипротонного вакуума и хорошо совпадает с электрон-позитронным. Если учесть, что концентрации ЭЧВ протон-антипротонного вакуума ($p^+ p^-$) на много порядков больше концентрации ЭЧВ $e^+ e^-$ вакуума, то такое соотношение значений $\mathcal{E}_w$, $\mathcal{E}_p$ и $\mathcal{E}_e$ становится ещё более показательным.

3. Квантовые условия. Четырёхмерный потенциал представим в виде суперпозиции плоских волн, энергия и импульс которых, согласно представлениям ТФП, должны быть ограничены сверху, так что разложение $A_\mu(\vec{r}, t)$ по плоским волнам представляется конечной суммой:

$$A_\mu(\vec{r}, t) = \sum_{\kappa, \lambda, \omega \leq \omega_0} \sqrt{\frac{2\pi c^2 \hbar}{V\omega}} e^{i\lambda} \left(c_{\kappa\mu} e^{-i\omega t + i\vec{\kappa}\vec{r}} + c_{\kappa\mu}^+ e^{+i\omega t - i\vec{\kappa}\vec{r}} \right) \quad \text{I.2.7.}$$

Амплитуды поля удовлетворяют обычным перестановочным соотношениям:

$$c_{\kappa\mu} c_{\kappa'\mu'}^+ - c_{\kappa'\mu'}^+ c_{\kappa\mu} = \delta_{\kappa\kappa'} \delta_{\mu\mu'}$$

I.2.8.

$$\begin{aligned}c_{\kappa\mu} c_{\kappa'\mu'} - c_{\kappa'\mu'} c_{\kappa\mu} &= \\ &= c_{\kappa\mu}^+ c_{\kappa'\mu'}^+ - c_{\kappa'\mu'}^+ c_{\kappa\mu}^+ = 0.\end{aligned}$$

Для $|\vec{\kappa}| > \kappa_0$

$$c_{\kappa\mu} c_{\kappa\mu}^+ |0\rangle = c_{\kappa\mu}^+ c_{\kappa\mu} |0\rangle = 0.$$

Перестановочные соотношения для потенциалов изменяются следующим образом:

$$\begin{aligned}A_\mu(\vec{r}, t) A_{\mu'}(\vec{r}', t') - A_{\mu'}(\vec{r}', t') A_\mu(\vec{r}, t) &= \\ &= -i4\pi c \hbar D_{0e}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \delta_{\mu\mu'}\end{aligned}$$

I.2.9.

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_\mu(\vec{r}, t)}{c \partial t} A_{\mu'}(\vec{r}', t') - A_{\mu'}(\vec{r}', t') \frac{\partial A_\mu(\vec{r}, t)}{c \partial t} &= \\ &= -i4\pi c \hbar \delta_e(\vec{r} - \vec{r}') \delta_{\mu\mu'},\end{aligned}$$

где

$$D_{0e}(\vec{r}, t) = \frac{c}{(2\pi)^3} \int_{|\vec{\kappa}| \leq \kappa_{\max}} e^{i\vec{\kappa}\vec{r}} \frac{\sin \omega t}{\omega} d^3 \kappa$$

$$\delta_e(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{|\vec{\kappa}| \leq \kappa_{\max}} e^{i\vec{\kappa}\vec{r}} d^3 \kappa.$$

$D_{0e}(\vec{r}, t)$ удовлетворяет волновому уравнению

$$\square D_{0e}(\vec{r}, t) = 0.$$

В четырёхмерной форме

$$D_{0e}(\vec{r}, t) = \frac{i}{(2\pi)^3} \int_{|\vec{\kappa}| \leq \kappa_{\max}} e^{i\kappa x} \text{sgn } \kappa_0 \delta(\kappa^2) d^4 \kappa$$

I.2.10.

Выполнив интегрирование I.2.9., можно получить аналитическое выражение для $D_{0e}(\vec{r}, t)$:

$$D_{0e}(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi^2 r} \left[\frac{\sin \kappa_{\max}(r - ct)}{r - ct} - \frac{\sin \kappa_{\max}(r + ct)}{r + ct} \right].$$

I.2.11.

Функция $D_{0e}(\vec{r}, t)$ не обращается в нуль и вне светового конуса.

Связь операторов потенциалов дается выражением:

$$A_{\mu}^{\alpha}(\vec{r}, t) A_{\mu}^{\alpha}(\vec{r}', t') = 4\pi c \hbar D_{ce}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \delta_{\mu\mu'}, \quad \text{I.2.I2.}$$

где

$$D_{ce}(\vec{r}, t) = \frac{c}{2(2\pi)^3} \int_{|\vec{k}| \leq K_{\max}} e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega t} \frac{d^3 k}{\omega}.$$

Фурье-преобразование от фотонной функции распространения I.2.I2. находится прямым вычислением:

$$\begin{aligned} D_{ce}(k) &= \int D_{ce}(x) e^{-i k x} d^4 x = \\ &= \frac{c}{2(2\pi)^3} \iint_{|\vec{k}'| \leq K_{\max}} e^{i\vec{r}(\vec{k}' - \vec{k})} \frac{e^{-i\omega t' + i k_0 t}}{\omega} d^4 x d^3 k' = \\ &= \frac{c}{2} \iint_{|\vec{k}'| \leq K_{\max}} \delta(\vec{k}' - \vec{k}) \frac{e^{-i\omega t' + i k_0 t}}{\omega} d^3 k' = \\ &= \begin{cases} \frac{1}{i(\vec{k}^2 - k_0^2 - i0)} & |\vec{k}| \leq K_{\max} \\ 0 & |\vec{k}| > K_{\max} \end{cases} \end{aligned} \quad \text{I.2.I3.}$$

т.к.

$$\int_{|\vec{k}'| \leq K_{\max}} \delta(\vec{k}' - \vec{k}) d^3 k' = \begin{cases} 1 & \text{при } |\vec{k}| \leq K_{\max} \\ 0 & \text{при } |\vec{k}| > K_{\max} \end{cases}.$$

Из ограничений на вектор $\vec{k}$ и ω следует, что ограничен и четырехмерный волновой вектор:

$$K^2 = \vec{k}^2 - k_0^2 \leq K_{\max}^2. \quad \text{I.2.I4.}$$

Для ЭПВ возможны различные подходы. В качестве одной из возможностей будем рассматривать состояния с отрицательной энергией как возбужденные состояния ЭЧВ, не проявляющиеся в первом подпространстве. Энергия таких состояний ограничена величиной $2mc^2$ (для элект-

рона и позитрона вместе взятых), т.к. при большей энергии ЭЧВ разрушается. В представлении взаимодействия операторы электронного поля запишем в виде набора плоских волн, но с ограниченной энергией отрицательных состояний:

$$\Psi(x) = \sum_{\substack{p, \mu \\ E_p > 0}} \frac{1}{\sqrt{2E_p V}} a_{p, \mu} u^{\mu}(p) e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega_p t} + \sum_{\substack{p, \mu \\ -E_{\max} \leq E_p}} \frac{1}{\sqrt{2E_p V}} b_{p, \mu}^+ u^{\mu}(-p) e^{-i\vec{k}\vec{r} + i\omega_p t} \quad \text{I.2.I5.}$$

$$\bar{\Psi}(x) = \sum_{\substack{p, \mu \\ -E_{\max} \leq E_p}} \frac{1}{\sqrt{2E_p V}} a_{p, \mu}^+ \bar{u}^{\mu}(p) e^{-i\vec{k}\vec{r} + i\omega_p t} + \sum_{\substack{p, \mu \\ E_p > 0}} \frac{1}{\sqrt{2E_p V}} b_{p, \mu} \bar{u}^{\mu}(-p) e^{i\vec{k}\vec{r} - i\omega_p t},$$

где x, p — четырехмерные координаты и импульсы, $\hbar \vec{k} = \vec{p}$, $E_p = \hbar \omega_p$. Поскольку не могут существовать состояния с энергией, меньшей $-E_{\max}$, для операторов рождения и уничтожения справедливы следующие соотношения:

$$\text{для } -E_{\max} \leq E_p \quad a_{p, \mu} a_{p, \mu}^+ |0\rangle = |0\rangle \quad \text{I.2.I6.}$$

$$\begin{aligned} &b_{p, \mu} b_{p, \mu}^+ |0\rangle = |0\rangle; \\ \text{для } E_p < -E_{\max} \\ &a_{p, \mu} a_{p, \mu}^+ |0\rangle = 0 \\ &b_{p, \mu} b_{p, \mu}^+ |0\rangle = 0, \end{aligned} \quad \text{I.2.I7}$$

и, соответственно,

$$\text{для } -E_{\max} \leq E_p \quad a_{p, \mu} a_{p, \mu}^+ + a_{p, \mu}^+ a_{p, \mu} = 1 \quad \text{I.2.I8.}$$

$$\begin{aligned} &b_{p, \mu} b_{p, \mu}^+ + b_{p, \mu}^+ b_{p, \mu} = 1; \\ \text{для } E_p < -E_{\max} \\ &a_{p, \mu} a_{p, \mu}^+ + a_{p, \mu}^+ a_{p, \mu} = 0 \\ &b_{p, \mu} b_{p, \mu}^+ + b_{p, \mu}^+ b_{p, \mu} = 0. \end{aligned} \quad \text{I.2.I9.}$$

Чтобы найти ограничения на состояния с положительной энергией, можно использовать более общий подход, опирающийся на представления ТФП о структуре физического вакуума.

В определение связи электронных операторов $S_c(x-x')$ входят только произведения операторов рождения и уничтожения, в частности, $a_{p\mu} a_{p\mu}^+$ и $b_{p\mu} b_{p\mu}^+$. Результат действия этих операторов на вакуумный вектор состояния $|0\rangle$ можно рассматривать как рождение и уничтожение виртуальных электрона и позитрона соответственно. Но с точки зрения ТФП виртуальное состояние можно рассматривать как рождение и уничтожение пары во втором подпространстве, которая сама по себе в первом подпространстве не проявляется. Максимальная суммарная энергия этой пары $2mc^2$. Если энергия виртуальной пары превосходит это значение, то рождается реальная пара, и характер процесса становится совершенно иным. Поэтому и для состояний с положительной энергией справедливы ограничения на произведения операторов рождения и уничтожения, аналогичные I.2.16. - I.2.19:

для $E_p \leq E_{\max}$

$$a_{p\mu} a_{p\mu}^+ |0\rangle = |0\rangle \quad \text{I.2.20}$$

$$b_{p\mu} b_{p\mu}^+ |0\rangle = |0\rangle$$

$$a_{p\mu} a_{p\mu}^+ + a_{p\mu}^+ a_{p\mu} = 1 \quad \text{I.2.21}$$

$$b_{p\mu} b_{p\mu}^+ + b_{p\mu}^+ b_{p\mu} = 1,$$

для $E_p > E_{\max}$

$$a_{p\mu} a_{p\mu}^+ |0\rangle = 0 \quad \text{I.2.22}$$

$$b_{p\mu} b_{p\mu}^+ |0\rangle = 0$$

$$a_{p\mu} a_{p\mu}^+ + a_{p\mu}^+ a_{p\mu} = 0 \quad \text{I.2.23}$$

$$b_{p\mu} b_{p\mu}^+ + b_{p\mu}^+ b_{p\mu} = 0.$$

Таким образом, суммируя выражения I.2.18, I.2.19, I.2.21, I.2.23, можем в качестве ограничений на операторы рождения и уничтожения принять следующие правила коммутации:

$$a_{p\mu} a_{p\mu}^+ + a_{p\mu}^+ a_{p\mu} = \theta(E_{\max} - |E_p|) \quad \text{I.2.24}$$

$$b_{p\mu} b_{p\mu}^+ + b_{p\mu}^+ b_{p\mu} = \theta(E_{\max} - |E_p|).$$

Отметим, что ограничения I.2.20 и I.2.22 относятся только к произведению соответствующих операторов, стоящих в указанной комбинации и последовательности. Для каждого из операторов рождения и уничтожения в отдельности эти ограничения необязательны.

Используя I.2.15 и ограничения на соотношения коммутации, получаем конечную энергию в состоянии вакуума ЭПД:

$$H_f = \sum_{p\mu} |E_p| (a_{p\mu}^+ a_{p\mu} + b_{p\mu}^+ b_{p\mu}) - \sum_{|E_p| \leq E_{\max}} |E_p| \quad \text{I.2.25}$$

$$t > t' \\ S_{c\mu\beta}^{(t)}(x-x') = \sum_{p\mu} \frac{1}{2E_p V} u_{\mu}^M(p) u_{\beta}^M(p) e^{ip(x-x')} \quad \text{I.2.26}$$

$$t < t' \\ S_{c\mu\beta}^{(t)}(x-x') = \sum_{p\mu} \frac{1}{2E_p V} u_{\mu}^M(-p) u_{\beta}^M(-p) e^{-ip(x-x')}.$$

Фурье-преобразование выражения I.2.26 дает:

$$S_{c\mu}(\rho) = \begin{cases} -\frac{ic\hbar^2}{i\hat{p} + mc - i0} & |E_p| \leq E_{\max} \\ 0 & |E_p| > E_{\max} \end{cases} \quad \text{I.2.27}$$

Ограничения на энергию виртуальных электрон-позитронных состояний приводят к ограничению возможных значений квадрата 4-импульса:

$$P^2 = \vec{P}^2 - \frac{E^2}{c^2} \leq \vec{P}_{\max}^2 = \frac{E_{\max}^2}{c^2} - m^2 c^2 = P_{\max}^2 \quad \text{I.2.28}$$

Соответственно, оказываются дополнительно ограниченными и все четырехмерные интегралы, определяющие матричные элементы матрицы рассеяния, содержащие промежуточные электронные состояния. Сходящимися оказываются и все высшие приближения теории возмущения ввиду обрезания всех интегралов при некотором значении k — импульса, причем устранять этот импульс из конечных выражений, описывающих физические эффекты, в данном случае не требуется: граничный импульс имеет определенный, следующий из ТФП физический смысл.

4. Некоторые примеры. Сделаем некоторые оценки, которые следуют из ограничений на максимально возможную энергию квантов ЭМП, распространяющихся в данном вакууме. Пусть имеется квантованное ЭМП, описываемое выражением 1.2.7., взаимодействующее с неквантованным ЭП, описываемым уравнением Дирака. В общем случае член взаимодействия включает скалярную φ , продольную A_0 и поперечную A_{1n}, A_{2n} компоненты ЭМП. С помощью калибровочного преобразования

$$\psi = e^{i\chi(\varphi, A_0)} \psi', \quad \chi' = \sqrt{2} \frac{e}{\hbar c} m$$

можно исключить из члена взаимодействия в уравнении Дирака скалярную и продольную компоненты ЭМП, причем вместо них появляются слабые, соответствующие кулоновскому взаимодействию. Если имеется N электронов, то с помощью вычислений, аналогичных изложенным в [2], нетрудно показать, что использование представления 1.2.7. приводит к замене кулоновского взаимодействия выражением следующего вида:

$$\frac{1}{2} \sum_{i,j}^N \frac{e^2 v_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}, \quad 1.2.29$$

где

$$v_{ij}(z) = \frac{2}{\pi} \int_0^{k_{\max}} \frac{\sin kz}{k} dk.$$

Выражение 1.2.29 отличается от обычного кулоновского взаимодействия дополнительным множителем $v_{ij}(z)$, который стремится к нулю при уменьшении z :

$$\lim_{z \rightarrow 0} \frac{v_{ij}(z)}{z} = \lim_{z \rightarrow 0} \frac{2}{\pi} \int_0^{k_{\max}} \frac{\sin kz}{kz} dk = \frac{2k_{\max}}{\pi}. \quad 1.2.30$$

Это свойство $v_{ij}(z)$ делает конечной собственную электростатическую энергию частицы, причем соответствующие значения добавки к собственной энергии и к массе оказываются равными:

$$\Delta E_\kappa = \frac{e^2 k_{\max}}{\pi} = \frac{2\alpha}{\pi} m c^2 \quad 1.2.31$$

$$\Delta m_\kappa = \frac{\Delta E_\kappa}{c^2} = \frac{2\alpha}{\pi} m.$$

Найдем поперечную собственную энергию электрона, возникающую при взаимодействии с нулевыми колебаниями ЭМП. Будем предполагать, что электрон описывается уравнением Дирака с членом взаимодействия, содержащим только поперечную часть ЭМП. Повторив вычисления, приведенные в [2], можно показать, что в системе координат, в которой электрон покоится, добавочная собственная энергия, во втором приближении теории возмущений с учетом 1.2.7. оказывается равной:

$$\Delta E_{t2} = \frac{e^2 \hbar}{\pi m c} \int_0^{k_{\max}} k dk = \frac{2\alpha}{\pi} m c^2 \quad 1.2.32$$

$$\Delta m_{t2} = \frac{2\alpha}{\pi} m.$$

В этом приближении $\Delta m_{t2} = \Delta m_\kappa$. Важно отметить, что сходящимися оказываются не только указанное приближение теории возмущений, но и все последующие с показателем α^n .

Значения поправок получены без учета симметрии вакуума относительно электронов и позитронов и, в частности, без учета состояний

с отрицательной энергией. Последовательная теория, учитывающая эти эффекты, получается при использовании вторичного квантования ЭПД.

Рассмотрим взаимодействие ЭПД, описываемого соотношением 1.2.7, с вторично квантованным ЭПД, на которое не накладывается никаких дополнительных ограничений. Во втором приближении теории возмущений массовый оператор, по аналогии с [3], дается выражением:

$$\sum_{\epsilon_2} \epsilon_2(p) = \frac{\alpha}{(2\pi)^4} \int \gamma_\mu S_c(p+k) \gamma_\mu D_{ce}(k) d^4k. \quad 1.2.33$$

Учитывая соотношение 1.2.13 для $D_{ce}(k)$ и ограничения 1.2.14 для значения граничного импульса, выражение 1.2.33 оказывается сходящимся при больших значениях k и без ограничений на $S_c(p+k)$. Электромагнитная добавка к массе в соответствии с [3] равна:

$$\Delta m_2 = \frac{i \sum_{\epsilon_2} \epsilon_2(im)}{c^2} = \frac{3\alpha}{2\pi} \left(\ln \frac{k_{\max}}{mc} + \frac{1}{4} \right) m =$$

$$= \frac{3(\ln 2 + 0,25)}{2\pi} \alpha m \approx 1,41 \frac{\alpha}{\pi} m \approx \sqrt{2} \frac{\alpha}{\pi} m.$$

В силу соотношения 1.2.13 все элементы матрицы рассеяния, содержащие внутреннюю фотонную линию, будут сходящимися.

Учет 1.2.27 не изменяет электромагнитную добавку к массе, т.к. при $E_{\max} = 2mc^2$ модуль 4-вектора k оказывается ограничен той же величиной:

$$|k|^2 \leq 4m^2c^4$$

при условии

$$p = imc.$$

Аналогично может быть вычислен поляризационный оператор во втором порядке теории возмущений, однако пределы интегрирования в этом случае зависят от начального импульса. Для вершинной функции, если она соответствует взаимодействию свободных электронов, преде-

лы интегрирования оказываются независимыми от импульсов электронов.

5. Выводы. Некоторые предварительные результаты, полученные в этом параграфе, позволяют сделать следующие выводы:

а/ ТФД дает возможность уточнить отдельные неясные вопросы и углубить понимание физического смысла ряда вопросов, рассматриваемых в КЭД.

б/ Для решения многих задач КЭД целесообразно вернуться к ставшим уже классическими первоначальным методам КЭД, которые не были подвержены формализации, затемняющей или даже искажающей истинный физический смысл положений квантовой электродинамики. Такой подход успешно использовался в данной работе.

§ 1.3. Краткий обзор работ, идеологически коррелирующих с ТФП.

И.Л.Герловин.

История науки показывает, что новые теории никогда не зарождаются "на пустом месте". Всегда имеются предшественники, которые высказали ту или иную часть основных идей теории. Зачастую часть идей высказывается одновременно рядом авторов. Так было со всеми правильными физическими теориями — и с классической электродинамикой, и с теорией относительности, и с квантовой электродинамикой и т.д. ТФП не представляет в этом отношении исключения.

В основу ТФП положена идея Эйнштейна о возможности создания единой теории поля и использована найденная им связь между параметрами, характеризующими пространственно-временной континуум и вещество. Характер этой связи существенно пересмотрен в ТФП, но идеи Эйнштейна явились исходными.

К работам, предшествовавшим ТФП, следует отнести группу работ по "геометродинамике", которую разрабатывает Д.А.Уилер и его многочисленные сторонники, коллеги и ученики (например, /20 — 26/). В этой группе работ не было сделано нужного шага в направлении от рассмотрения объекта в одном пространстве, сохранено представление о гравитации, как основополагающем взаимодействии, и не обеспечен учет квантовых свойств микромира.

К работам, предшествовавшим ТФП, следует отнести и многочисленные работы Г.Хенля и А.Папапетроу /30 — 36/. В этих работах было показано, что существует явно прослеживаемая связь между свойствами электрона, описываемыми уравнениями Дирака, и некоей классической моделью частицы, которая рассматривается, как ультрарелятивистский биротатор, состоящий из положительной и отрицательной масс. Хенль и Папапетроу исследовали модель элементарных частиц, которая очень близка модели частиц в ТФП во втором подпрост-

ранстве. Однако, в этих работах авторы не смогли отойти от чисто классического описания структуры частиц, пытались ее анализировать только в одном пространстве и не смогли найти связь рассматриваемых ими структур с особенностями пространственно-временного континуума.

Существует также определенная связь между идеологией ТФП и идеями, которые развивали Уилер /37/, М.А.Марков /38/, К.П.Станюкович /39/, по использованию "самой элементарной частицы" "максимона" по Маркову, "планкеона" по Станюковичу. Возможность существования физического объекта массой порядка $2 \cdot 10^{-5}$ грамма, размером 10^{-33} см, следует уже из созданной Планком безразмерной системы единиц, в которой $G = \hbar = c = 1$. Уилер, Марков и Станюкович проявили не мало остроумия для того, чтобы показать, что эта частица является единственным и главным кирпичиком мироздания. При всей своей привлекательности этот замысел в указанных работах не был доведен до законченных позитивных результатов. Есть основания полагать, что все элементарные частицы в третьем подпространстве ТФП имеют такие параметры, что если бы их можно было отобразить непосредственно на первое подпространство и там зафиксировать (что согласно ТФП невозможно), то мы получили бы частицу с параметрами "максимона" — "планкеона". Таким образом, эти частицы также как и тахион, играют определенную роль в структуре частиц, но не могут быть в нашем подпространстве экспериментально обнаруженными. Для формирования замкнутой и принципиально законченной теории элементарных частиц одной идеи о фундаментальности "максимона" — "планкеона" оказалось недостаточно.

За последние 10 лет, параллельно с разработкой ТФП, в печати появилось много работ, авторы которых, по-видимому, независимо от публикаций по ТФП, высказали целый ряд идей, которые в той или иной

мере коррелируют с отдельными результатами, полученными в ТФП /I-4, I2-I6/. Поскольку речь идет о работах, которые, по нашему мнению, идеологически очень близки к отдельным положениям ТФП, нам представляется уместным в данном кратком обзоре, для сохранения объективности, процитировать рефераты некоторых из упомянутых работ, которые опубликованы в реферативном журнале "Физика".

I. Dyras. P.A.M. "Can equation of motion be used in high - energy physics? " *Phys. Today* ". 1970, 23, N° 4, 29 - 31.

Можно ли в физике высоких энергий использовать уравнения движения?

Отмечается, что ни теория S - матриц, ни существующая форма квантовой электродинамики не могут считаться удовлетворительными. Нужны уравнения и их решения, свободные от расходящихся интегралов. Трудность построения системы уравнений состоит в том, что мы не можем явно определить состояние физического вакуума, которое, конечно, не совпадает с состоянием без частиц. Обращается внимание на то, что можно пожертвовать лоренцевой инвариантностью на промежуточных этапах и требовать лишь инвариантности всей теории в целом

2. Salam Abdus. "Impact of quantum gravity theory on particle physics." *Quant. Gravity. Oxford Symp.*, 1974. Oxford, 1975, 500 - 537.

Влияние квантовой гравитации на физику (элементарных) частиц.

Обсуждаются возможные применения геометрической и топологической концепций теории гравитации в физике элементарных частиц. Рассмотрены следующие вопросы: 1. возможность регуляризации квантовой электродинамики гравитационными взаимодействиями при импульсах, когда гравитац. взаимодействие становится сильным; 2. проблема квантования гравитац. поля в присутствии сингулярных классических гравитац. полей; 3. проблема введения матрицы рассеяния и понятия

полноты состояний в пространствах с неплоской метрикой, когда одночастичным состояниям нельзя приписать определенный знак частоты.

3. Salam Abdus, Stratdee J. "Black holes as solitons." *Int. Cent. Theor. Phys. Int. Atom. Energy Agency /Prepr./*, 1976, N° 9.

Черные дыры как солитоны.

Основная проблема теории солитонов, по мнению авторов, состоит в выяснении, "в какой степени такие классические объекты могут аппроксимировать свойства квантовых систем, рассматриваемых в физике частиц: устойчивы ли они, какие сохраняющиеся величины могут быть связаны с ними, как они взаимодействуют с "обычными" частицами, описываемыми квантовыми полями". В качестве примеров солитонов рассматриваются черные дыры как решения уравнений ОТО или /пока неизвестные/ решения уравнений теории сильной гравитации. Отмечается, что гравитац. солитоны, будучи стабильными в классической теории, могут распадаться благодаря квантовым эффектам (эффект Хокинга).

4. Sinha K.P., Sivaram C., Sudarshan E.C.G. "Aether as a superfluid state of particle - antiparticle pairs." *Found. Phys.* 1976, 6, N° 1, 65-70.

Эфир как сверхтекучее состояние пар частица-античастица.

Предложена квантовополевая модель, позволяющая ввести понятие эфира. Трудности, связанные с ненаблюдаемостью эфира, устраняются, если рассматривать его как аналог сверхтекучего состояния жидкости. Такое состояние построено для гамильтониана типа БКШ с фермионами одного сорта, где в основном состоянии находятся электрически нейтральные фермион-антифермионные пары. Энергетическая щель в спектре характеризует массы частиц, соответствующие силе взаимодействий, в которых элементарные частицы участвуют. Нижняя оценка на скорость при которой условие сверхтекучести не выполнено, порядка скорости

света. Фотон рассматривается как бозон Голдстоуна, связанный со спонтанными нарушениями симметрии при переходе в сверхтекучее состояние. Обсуждаются космологические следствия такой модели.

5. Dirac P.A.M. "Zitterbewegung of the new positive - energy particle."

"Fundam. Interact. Phys. and Astrophys." New York - London, 1973,

354 - 363.

"Дрожащие частицы с положительной энергией".

Изучается гейзенберговская картина для релятивистского уравнения $(\partial_0 + \alpha \nabla + \beta) \psi = 0$, где α, β - матрицы Дирака, ψ - столбец из четырех операторов, коммутаторы которых связаны с матрицей β , ψ - однокомпонентная волновая функция. Уравнение имеет только решения с положительной энергией и положительной плотностью заряда. Шредингеровская картина, кроме уравнения для эволюции волновой функции, содержит уравнения связи, которые при переходе к гейзенберговской картине вызывают калибровочные преобразования динамических переменных. Эти преобразования соответствуют движению ("дрожащему") частицы в системе с нулевым полным импульсом по поверхности сферы. Калибровочно-инвариантные переменные, описывающие состояние частицы, являются некоммутирующими. При определении углового момента через инвариантные переменные спин частицы не зависит от импульса и равен нулю.

6. Wheeler J.A. "Why pregeometry?" В сб. "Актуальные проблемы теор. физики", М., Моск. ун-т, 1976, "Почему предгеометрия?"

Обзор, посвященный 70-летию Д.Иваненко. Отмечается, что невозможность осуществить корректное описание свойств пространства с помощью 3-геометрии может быть продемонстрирована с позиций: 1. топологии (необходимость введения представлений о ручках и флуктуациях связности для описания электрического заряда); 2. "ста-

тиграфии" вакуума, связываемой с описанием рождения пар; 3. изменчивости закономерностей (напр., нарушение законов сохранения лептонного и барионного чисел в физике черных дыр); 4. представлений Хоймана, Кухаржа и Тейтельбойма (РЖФиз, 1974, 4Б200) о группе деформаций пространственно-подобной гиперповерхности как основе гесметродинамики; 5. концепции Сахарова (РЖФиз, 1968, 4Б172), интерпретирующей гравитацию как "метрическую упругость пространства".

7. Hamamoto Shinji. "Subluminal particle as a composite system of superluminal particles." Prog. Theor. Phys. 1974, 51, №6, 1977-1978.

"Досветовые частицы как составные системы из сверхсветовых частиц."

Обсуждается возможность существования нового класса частиц (тардионов) - составных систем сверхсветовых частиц. Предполагается, что тардионы квантуются с неправильной связью между спином и статистикой. Построены составные скалярные частицы, порождаемые тардионными операторами, взятыми с весовой функцией, пропорциональной причинному коммутатору Иордана. Найдено, что коммутатор составных полей имеет обычный причинный вид с малой неспричинной добавкой, исчезающей в пределе функционального спектра масс тардионов (РЖФиз, 1975, 2Б277).

8. Zupanna L. "Extended hadrons and Regge slope." Lett Nuovo Cim. 1974, 11, №3, 213 - 217.

"Протяженные адроны и наклон траекторий Редже."

Предлагается модель, в которой адроны рассматриваются как протяженные квазиклассические системы с радиусом, равным комптоновской длине волны. Предполагается, что внутри адрона имеется по крайней мере два кластера, с массой m_0 , вращающихся один относительно другого со скоростью U_0 . Внутри адронов с высокими

спинами движение составных частей оказывается ультрарелятивистскими. Область локализации подобных объектов, предполагается совпадающей по порядку величины с размерами адрона. В этих условиях спин системы увеличивается с ростом массы адрона так же, как в модели линейных траекторий Редже. Наклон реджевской траектории оказывается тогда связанным с размером составных частей адрона (РЖ.1975 г. 2Б299).

9. Burcev P. "Structural models of electron and nucleon in general relativity," Czechosl. J. Phys. " 1973, В 23, № 11, 1172 - 1180.

"Структурные модели электрона и нуклона в общей теории относительности."

Строятся классические феноменологические модели структуры стабильных элементарных частиц, в основе которых лежит гравитационное взаимодействие. Модель электрона представляет собой решение Рейснера-Нордстрема вне и решение Де-Ситтера уравнения Эйнштейна внутри сферы радиуса 10^{-13} см, так что учитываются гравитационные и электромагнитные свойства материи, из которой построен электрон. Для моделирования нуклона предполагается, что источником гравитационного поля является скалярное мезонное поле, описывающее сильное взаимодействие, а электромагнитным взаимодействием можно пренебречь (РЖ.1974 г. 4Б198).

10. Sivaram C., Sinha K.P. f - "Gravity and the masses of elementary particles. Lett. Nuovo Cim., 1974, 9, № 17, 704 - 706.

"f - Гравитация и масса элементарных частиц."

Для определения спектра масс элементарных частиц предлагается рассмотреть так называемую f -гравитацию - теорию с массивным сильно гравитирующим полем. Приводится оценка константы связи f -мезона с адронами $G_f \approx 10^{38} G_N$ / G_N - ньютоновская гравитационная постоянная. Найдено, что "f" -гравитационный радиус

адрона порядка его комптоновской длины волны. Произведены оценки частот f -гравитационных осцилляций и на их основе рассчитан спектр масс мезонов и барионов. Утверждается, что введение f -гравитации в теорию поля устраняет Уф-расходимости; так как все расходящиеся интегралы обрезаются на шварцшильдовском радиусе. (РЖ.1974 г. 9Б358).

11. Dreyfus - Graf Jean A. "Physique et cybernetique, Le monde physique comme systeme de signaux auto - regules." Helv. phys. acta, 1972, 45, № 6, 966, - 970.

"Физический мир как система саморегулирующихся сигналов."

На основании некоторых общих принципов квантовой механики и теории связи (например, соотношение неопределенности для канонически сопряженных переменных в квантовой механике и в теории связи, или корпускулярно-волновой дуализм) предлагается рассматривать все физические явления как происходящие в системах с обратной связью. Руководящим принципом "кибернетической связи" предлагается принять максимум информации и регулирование с минимумом действия и времени. Предполагается в такой схеме построить более последовательное описание физического процесса, в частности более полно описать свойства вакуума (РЖ.1973 г. 8Б52).

12. Newman E.T. Posadan R. "Motion and structure of singularities in general relativity." Phys. Rev. 1969, 187, № 5, 1784 - 1791.

Движение и структура сингулярности в общей теории относительности.

Предлагается новый подход к исследованию уравнений ОТО: Частица рассматривается как сингулярность в поле тензора Вейля. Подход основан на изучении световых конусов, исходящих из мировой линии сингулярности. Для этой цели используется известный метод спинных коэффициентов Ньюмана-Пенроуза. Исследуются метрики Робинского-

-Траутмана типа II по классификации Петрова, которые интерпретируются как поля движущихся нейтральных и заряженных частиц. Показано, как может быть получена информация о "внутренних" свойствах сингулярности (частицы), ее гравитационных и электрических мультиплетных моментах. В случае заряженных частиц автоматически появляется абрагамовский член радиационного торможения. Высказано предположение, что этот подход приведет к разумной теории элементарных частиц (РЖ.1970 г. 75244).

13. Brevik I. "Covariant Quantum Electrodynamics in Terms of a possible ether Flow Ark. fys semin." Trondheim 1971, N° 4, 41 p.p.

"Ковариантная формулировка квантовой электродинамики с помощью введения эфира."

Отмечается, что в изотопном пространстве времени (т.е. в отсутствие внешних факторов) не существует Лоренц-ковариантного векторного поля A_μ , удовлетворяющего уравнениям Максвелла. Предлагается ковариантная формулировка квантовой электродинамики путем введения вектора V_μ , который имеет трансформационные свойства, 4-скорости системы отсчета наблюдателя относительно некоторой специальной, хотя и произвольной, системы отсчета K ("эфира").

Построены 4 вектора поляризации поля (два из которых ортогональны V_μ и импульсу поля), а также их коммутаторная функция и пропагатор. Обсуждаются возможные интерпретации эфира как физического реального объекта. В частности, автор считает, что обычные возражения против эфира отпадают, если эфир рассматривать, как квантовый объект (РЖ.1971 г.105121).

14. Israel W., Wilson Gordon A. "A class of stationary electromagnetic vacuum fields." J. Math. Phys. 1972, в N° 6. 865 - 867.

"Класс стационарных электромагнитных полей в вакууме."

Отмечается, что известные статистические решения Папалетру и Мэдхумдара уравнений Эйнштейна с электромагнитными источниками, обобщающие статистические аксиально-симметричное решение Вейля, представляют собой релятивистское выражение формальной аналогии закона Кулона и ньютоновского закона тяготения. Производится обобщение класса решений Папалетру-Мэдхумдара на случай произвольных стационарных полей. Обобщенные решения Папалетру-Мэдхумдара представляют собой внешние поля стационарных заряженных источников, для которых масса M и заряд e численно равны друг другу (в релятивистских единицах, в которых $G = c = 1$). В качестве примеров приводятся решения Керра-Ньюмана для стационарного поля заряженных вращающихся источников и решение Рейснера-Нордстрема для статического поля заряженного источника при $M = e$. (РЖ.1972 г.115160).

15. Hartle J.B., Hawkins S.W. "Solution of the Einstein - Maxwell equations with many black holes." 2 Commun. Math. Phys. 1972, 26, N° 2, 98 - 101. "Решения уравнений Эйнштейна-Максвелла с многими черными дырами."

Показано, что максимальное аналитическое продолжение решения Мэдхумдара-Папалетру, описывающее устойчивую систему заряженных гравитирующих частиц, позволяет сделать вывод, что сингулярности только тогда лежат под горизонтом событий (черная дыра), когда источниками электрического поля служат точечные монополи, причем сами горизонты событий обладают в этом случае сферической топологией.

16. Inomata. A. Peak D. "Gravitational coupling of negative matter." "Nuovo cimento". 1969, 1363, N° 1, 132 - 142.

"Гравитационная константа связи для вещества с отрицательной массой"

Исследуется необходимость учета знака массы в ОТО на основе анализа модели Вселенной с постоянной кривизной, заполненной

веществом. Поле Дирака рассматривается в теории С-чисел. В предположении однородности распределения вещества во Вселенной показано, что изменение знака массы путем преобразования источника положительного вещества в источник отрицательного вещества приводит к соответствующему изменению знака гравитационной константы связи. С использованием принципа эквивалентности данный результат обобщается на случай произвольного источника с отрицательной массой. Согласно выводу автора, применимость дираковского источника в ОТО означает, что знак массы является "неуместным" в гравитационных взаимодействиях.

В этом параграфе приведен далеко не полный перечень работ, идеологически коррелирующих с ТФП. Однако, уже на основе этих примеров мы имеем полное основание сделать такой вывод: большая часть идей, заложенных в основу ТФП, уже высказана рядом авторов независимо и большей частью позднее — после 1973 года, года опубликования основ теории в [1], однако, пока ещё (1977 год) никому не удалось объединить эти идеи в теорию и получить возможность теоретического расчета параметров частиц.

Таким образом, работы, опубликованные за рубежом, показывают, во-первых, правомерность ТФП, во-вторых, наши публикации [1 — 5; 12 — 16] пока ещё сохраняют приоритетную силу.

§1.4. Периодический Закон Микрочастиц элементарных частиц — ПЗМ. Герловин И.Л.

Надежды на получение алгоритма к периодическому закону микрочастиц связывали сперва с изотоп-спином, с дополнительным понятием о странности, а в последние годы — с унитарной симметрией. Эти приемы позволили обнаружить определенные закономерности, с помощью которых известные микрочастицы объединяются в отдельные группы по тем или иным общим признакам. Методы унитарной симметрии, кроме того, позволили путем интерполяции и экстраполяции известных опытных данных о частицах, объединенных в группы — мультиплет, определить приближенное значение параметров частиц, ещё не включенных в данный мультиплет. Таким способом были предсказаны параметры частицы омега-минус гиперон до её экспериментального обнаружения. За 17 лет существования гипотезы унитарной симметрии больших результатов на её основе получить не удалось.

Изложение теоретических трудностей метода унитарной симметрии выходит за рамки настоящего параграфа, отметим только, что они глубоки. Глубина трудностей определяется тем, что групповой метод основывается не на конкретных уравнениях, описывающих закон движения, а на общих оценочных представлениях теории групп.

Кроме того, методы симметрии принципиально не позволяют объединить в единую систему легкие и тяжелые частицы. Метод пригоден только для тяжелых частиц адронов.

Таким образом, известные попытки обнаружить закон, с помощью которого природа объединяет в единую систему все микрочастицы, не привели к положительному результату. Удалось только доказать, что единая систематизация частиц должна существовать, аналогично, но, конечно, не подобно существованию систематизации элементов в таблице Д.И.Менделеева.

В ПЗМ констатируется неизвестная ранее закономерность в свой-

ствах микрочастиц, с помощью которой она поддается единой и полной систематизации в рамках одного закона. Эта закономерность сводится к тому, что все микрочастицы имеют качественно одинаковую структуру, внутренние и внешние параметры которой однозначно определяются одним "фундаментальным квантовым числом К". Фундаментальное квантовое число К является безразмерным, целым положительным числом, которое может принимать только вполне определенные значения. Для определения всех возможных значений этого числа найдено уравнение. Из этого уравнения находятся все допустимые значения К, причем каждому данному зарядовому мультиплету частиц соответствует свое единственное значение этого квантового параметра.

Периодический Закон Микрочастиц — ПЗМ, конечно, является только фрагментом теории элементарных частиц, которая должна быть разработана на основе ТФП. Поэтому, нельзя требовать от ПЗМ решения всех вопросов, стоящих перед теорией элементарных частиц.

По аналогии уместно напомнить, что несмотря на то, что в 1969 году исполнилось 100 лет со времени открытия Д.И. Менделеевым закономерности, позволившей систематизировать элементы / атомы /, мы до сих пор не можем полностью рассчитать электронные оболочки всех атомов, хотя сейчас известны уравнения для этого, и не имеем достоверных сведений о возможном числе элементов / атомов /. Эти неясные вопросы не относятся к периодическому закону атомов и входят в задачи, решаемые атомной физикой.

Аналогично, найденный автором периодический закон микрочастиц не претендует на разрешение всех проблем, стоящих перед теорией элементарных частиц.

Закон, с помощью которого удастся систематизировать микрочастицы, мы называем "периодическим" потому, что согласно закону микрочастицы объединяются в конечные ряды с периодически повторяющимися особенностями (подробнее см. в [1,2] в §§ I.1 и I.5).

В рамках ПЗМ выяснены, например, такие ранее не поддававшиеся теоретическому истолкованию факты:

а/ Объяснен физический смысл константы электромагнитного взаимодействия α и найден способ ее теоретического расчета.

б/ Объяснен известный только из опыта факт равенства электрических зарядов у всех элементарных частиц — ЭЧ. Найден способ теоретического расчета зарядов ЭЧ.

в/ Найден предел максимально допустимых масс ЭЧ. Показано, что нет частиц, массы которых больше $80 m_p$.

г/ Показано, что тахионы проявляют себя только как элементы структуры частиц ЭЧ и не могут быть самостоятельно существующими частицами и, следовательно, не могут быть непосредственно обнаружены. То же относится к частицам, обладающим отрицательной или мнимой массой покоя.

д/ В чем физический смысл акта аннигиляции и обратного ему процесса рождения пары античастиц.

В рамках ПЗМ получен способ теоретического расчета масс, зарядов, спинов, магнитных моментов по однотипным формулам для всех частиц. Расчет этих параметров соответствует эксперименту при исчезающе малой вероятности случайных совпадений (подробнее см. в § 4.1). В отличие от всех известных способов расчета параметров частиц в нем совсем не используются взятые из опыта или подгоночные коэффициенты.

ПЗМ содержит способ систематизации всех элементарных частиц, как адронов, так и лептонов.

Расчетные формулы и способы вычисления основных параметров элементарных частиц на основе ПЗМ даны в § I.5. В рамках ПЗМ определяются численные значения следующих параметров всех элементарных частиц, как предсказанных, так и уже обнаруженных:

а. масс m — в массах электрона,

б. зарядов q - в $\sqrt{\alpha \hbar c}$,

в., спинов J - в $\hbar$,

г. магнитных моментов μ - в собственных магнетонах,

д. барионное число,

е. лептонное число,

ж. пространственная четность

з. и другие квантовые параметры, характеризующие ЭЧ.

(Подробнее см. в §§ 1.5, 2.2, 2.3, 2.4, 2.5).

Формулы сведены в таблицу 1.5.1 в § 1.5.

Указанные безразмерные величины определяются как однозначные функции безразмерного, целочисленного, положительного "фундаментального квантового числа" - K . Для группы однородных частиц, входящих в зарядовый мультиплет ПЭМ, K имеет одно и то же значение. Так, например, для вычисления m, q, J, μ и других параметров для протона, антипротона, нейтрона и антинейтрона $K=133$. Численное значение K не вводится произвольно, а также определяется из соответствующих уравнений.

Поскольку допустимые значения K образуют ряды чисел, кратных некоторому значению K , то параметры частиц образуют в соответствии с этим периодически повторяющиеся ряды. Иллюстрацию этого смотрите, например, на рис. 4 стр. 56 в [2] и § 1.1 этого каталога. Такая закономерность, распространяющаяся на все параметры всех элементарных частиц, и составляет основу периодического закона.

Способ расчета параметров частиц подробно описан в § 1.5 и сведен в "Таблицы расчетных формул для ЭВМ". В этом параграфе мы укажем только схему расчета. Он выполняется так.

Для отбора допустимых значений числа K машина перебирает подряд ряд натуральных положительных чисел. Эта операция записана в виде формулы 1А (см. табл. 1.1.1). Затем находятся две одно-

значные функции этого числа: целое число K и число A . Условие 1D удовлетворяется первый раз только для $K=7$ - это и есть первое допустимое значение K , обозначенное $K_{p(p_{min})}$. Так как A зависит только от отношения K/K , то условию 1D будут удовлетворять кратные значения первого найденного значения K_p , т.е. $K=14, 21, 28$ и т.д. В условии 2A указано, что ряду первых значений K присваивается номер первого ряда. Расчет показывает, что наряду с рядом значений, кратных 7, K может иметь ряд численных значений, кратных 113. Аналогичным образом находится следующий ряд кратных значений K . Это и есть ряды фундаментальных квантовых чисел, соответствующие найденной периодизации. Существенно отметить, что число K и его однозначная функция - число K_1 , отобранные указанным образом, оказываются целыми числами, которые известны в теории чисел как дающие наилучшее приближение к числу 2π . Так $K=7$ соответствует $K_1=44$ и дробь $44/7$ - первое наилучшее приближение к 2π с избытком. Следующим лучшим приближением, как известно, являются числа 710 и 113, которые в ПЭМ являются соответственно первыми значениями K_1 и K во втором ряду и т.д. Это свойство пар чисел K_1 и K , являющихся основным аргументом в формулах для расчета параметров частиц, может быть использовано для получения подходящих значений K не путем выбора из всех чисел натурального ряда значений, удовлетворяющих критерию 1D, а более простым способом, указанным в [2, стр. 78].

Обозначением 2C вводится понятие о номере состояния в данном ряду N . Условие 2D показывает, что каждый ряд ПЭМ имеет ограничение, определяемое простым условием: последний номер данного ряда оказывается равным первому значению K у последующего ряда. Таким образом, первые формулы позволяют нам вычислить отобранные значения K и первые функции K, K_1 и A . С помощью формул от 3А до 7С находятся следующие однозначные функции K : целочисленные n , n_1 , n_2 и положительные числа $\Delta\beta$, $1-\beta$, $1-\beta_1$, $1-\beta_2$.

$1-\beta_2$ и R_2/R_1 ; k_x , k_y , Q_1^2 . Это числа, которые, как мы далее увидим, трактуются как величины, характеризующие внутренние структурные параметры элементарных частиц. Весь набор этих величин определяется однозначно из данного значения K , т.е. данному значению K соответствует одно и только одно численное значение указанных величин.

Формулы для определения наблюдаемых зарядов от I6A до I6D, формулы для определения масс I8A - I8D, формулы для определения магнитных моментов I7A - I7D, формулы для определения спинов частиц I9A - I9D показывают, что "внешние" параметры частиц целиком определяются "внутренними" параметрами частиц, которые найдены из предыдущих формул по числу K . Однако, определение внешних параметров по внутренним производится по разным формулам для разных видов и состояний частиц, входящих в зарядовый мультиплет ПЗМ - для заряженных частиц, для нейтральных частиц и составных частиц. Таким образом, из одного численного значения K получают все параметры всех частиц, входящих в данный мультиплет.

В рамках излагаемого метода расчета свойств и параметров частиц, кроме указанных измеряемых экспериментально параметров, могут быть определены и другие свойства частиц. В частности, найдено условие возможной устойчивости частиц, которые принадлежат данному ряду, входят в соответствующий мультиплет и находятся в определенном состоянии. Номер этого состояния в ряду, названного "оптимальным", определяется по формулам I3A и I3B таблицы расчетных формул для ЭЧВ. Оказалось, что в первом и третьем рядах имеется только одно и притом заряженное состояние, обладающее необходимой устойчивостью. Сопоставление параметров этих частиц показывает, что устойчивое - оптимальное состояние в первом ряду является протоном /антипротоном/, а устойчивое состояние в третьем ряду является электроном /позитро-

ном/. Во втором ряду достаточно устойчивых состояний нет вообще. Относительно устойчивое состояние соответствует частице с массой порядка 28 электронных масс. Эта короткоживущая частица пока ещё не обнаружена, но согласно теории, обнаружение её возможно, хотя и затруднительно, поскольку она не принимает участия в образовании ядер атомов и не может быть получена в проводимых сейчас экспериментах, в которых мишенью является атомное ядро или достаточно тяжелые частицы. Для обнаружения этой частицы нужно ставить специальный эксперимент.

Полный каталог параметров предсказанных и известных элементарных частиц опубликован в [2] и [7]. Частично эти данные были опубликованы в [1, 3, 5], впервые периодический закон микрочастиц - ПЗМ и новый метод расчета параметров частиц опубликован в [4].

§1.5. Расчетные формулы и способы теоретического определения параметров элементарных частиц - ЭЧ

Герловин И.Л.

Вывод расчетных формул, приведенных в [1,2], не был достаточно полным даже в некоторых вопросах, относящихся к физическим принципам, по соображениям, указанным выше. Здесь даны полные схемы вывода расчетных формул.

Обращаем внимание на такую особенность методики расчета в теории. Теория является полностью замкнутой теорией, поэтому вся система расчетных формул должна быть полностью и однозначно взаимосогласована. Поэтому не имеет смысла говорить об "основных" и "второстепенных" зависимостях - вся система расчетных формул должна находиться в полном взаимосогласовании.

Теоретически определяются численные значения следующих параметров всех элементарных частиц, как предсказанных, так и уже обнаруженных:

1. Масс (m) - в массах электрона;
2. Зарядов (q) - в $\sqrt{2} \hbar c$;
3. Спин (J) - в $\hbar$;
4. Магнитных моментов (μ) - в собственных магнетонах $\frac{e\hbar}{2mc}$;
5. τ - время жизни, сек;
6. Γ - ширина резонанса в Мэв;
7. I - изотопический спин;
8. P - пространственная четность;
9. B - барионное число;
10. L - лептонное число.

Формулы сведены в прилагаемые таблицы, а основы алгоритма излагаются здесь.

Указанные безразмерные величины определяются как однозначные

функции безразмерного, целочисленного, положительного "фундаментального квантового числа" - K . Для группы однородных частиц, входящих в зарядовый мультиплет ПЭМ, K имеет одно и то же значение. Так, например, для вычисления m, q, J, μ для протона, антипротона, нейтрона и антинейтрона $K=133$. Численное значение K не вводится произвольно, а также определяется из соответствующих уравнений.

Поскольку допустимые значения K образуют ряды чисел, кратных некоторому значению K_p , то параметры частиц образуют в соответствии с этим периодически повторяющиеся ряды. Иллюстрацию этого смотрите, например, на рис.4 стр.56 в [2] и на рис.1.1.4. Эта закономерность, распространяющаяся на все параметры всех элементарных частиц, и составляет основу периодического закона.

Основные условные обозначения.

K - фундаментальный квантовый параметр / целое безразмерное число/;

$K_1 = 2[\varepsilon(\pi K +)]$ - однозначная функция K - / целое число /;

NS - номер ряда, в котором находится рассматриваемая ЭЧ;

N или NT - номер мультиплета в этом ряду;

Δ - номер состояния внутри данного мультиплета;

R_1, R_2^* - радиусы соответственно наружной и внутренней окружностей модели ЭЧ;

n_1, n_2 - число субчастиц в расчетной модели на наружной и внутренней окружностях;

$n = \frac{n_1 + n_2}{2}$ - среднее значение общего числа субчастиц, постоянное для данного ряда (NS);

β_1, β_2 - линейные скорости движения субчастиц u, v_2 на наружной и внутренней орбитах в единицах C ;

β_L - линейная скорость масс-диполя /модели ЭЧ/ в единицах C ;

$\Delta\beta$ - величина, характеризующая отличие линейных скоростей от

*) Здесь и везде нижний индекс "1" означает принадлежность к "наружному" тесковскому шнуру и "2" - к "внутреннему".

среднего значения скорости $\beta = \frac{\beta_1 + \beta_2}{2}$, в единицах c ;

$Q_1, k_x, k_y, A_1, A_2, A_m, t_v, t_{vd}$ - вспомогательные функции внутренних параметров ЭЧ / однозначные функции K /;

n_w - концентрация частиц в вакууме первого подпространства;

$\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_{1d}, \epsilon_{2d}$ - эффективные диэлектрические проницаемости вакуума соответственно для наружной и внутренней окружностей частицы, а с индексом "d" - то же для дубль-частицы;

ϵ_w - собственная диэлектрическая проницаемость вакуума;

$\mu_1, \mu_2, \mu_{1d}, \mu_{2d}$ - магнитные проницаемости /рассматриваются аналогично диэлектрическим /;

Op или p, e - индексы, характеризующие принадлежность к любому оптимальному / Op / или, в частности, к "протонному" / $NS=1$;

$NT=19$ /, или "электронному" / $NS=3, NT=16009$ / состояниям;

$a_g^{1/2} = \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1 k_x}$ - коэффициент, учитывающий метрические характеристики данной ЭЧ;

ω_1, ω_2 - угловые частоты субчастиц на наружной и внутренней орбитах;

ω_w - собственная угловая частота ЭЧВ;

T_1, T_2 - периоды вращения субчастиц на наружной и внутренней окружностях;

w_1, w_2 - интенсивности излучений субчастиц наружной и внутренней окружностей;

$\cos \alpha; \cos \alpha_q; \cos \alpha_1; \cos \alpha_2$ - действительные и условные косинусы углов прецессии;

q - наблюдаемый заряд ЭЧ;

μ - магнитный момент, в собственных магнетонах $\frac{e\hbar}{2mc}$;

m_1, m_2 - суммарные массы субчастиц, расположенных на наружной и внутренней орбитах;

m - наблюдаемая масса ЭЧ, в массах электрона;

S - суммарный механический момент субчастиц;

J - спин / проекция S на ось ориентации ЭЧ /;

τ_{cl} - "классическое" время существования ЭЧ;

τ_{qv} - "квантовое" время существования частиц;

τ - время жизни частиц;

α - постоянная тонкой структуры;

R_∞ - постоянная Ридберга;

λ_p - комптоновская длина волны протона;

m_p - масса протона;

m_e - масса электрона;

G - гравитационная постоянная.

Наш расчет выполняется в модели, которая относится к комплексному подпространству отражения свойств частиц со второго на первое.

Для краткости условимся называть подпространство отражения от второго к первому "расчетным" подпространством. Параметры ЭЧ в нем указываются без индексов, в отличие от первого, второго или третьего подпространств, где, например, радиусы обозначаются соответственно так - $R_1^{(1)}; R_2^{(1)}; R_1^{(2)}; R_2^{(2)}; R_1^{(3)}; R_2^{(3)}$ / то есть индекс подпространства в скобках /.

Расчет основных параметров физического вакуума. Физический вакуум в ТП рассматривается как система элементарных частиц вакуума ЭЧВ, равномерно заполняющая все пространство. К основным параметрам его относится концентрация n_w .

Известно [3], что объем замкнутого пространства с положительной кривизной равен: $V = 2\pi^2 a^3$, где a - радиус кривизны пространства. В нашем случае радиусом кривизны является величина $\tilde{R}_1^{(2)} = \frac{n_1}{n} R_1^{(2)}$, которая представляет собой радиус сферы Гваринишда.

то есть

$$V_0 \delta = 2 \pi^2 \left(\frac{\hbar}{n} R_1^{(2)} \right)^3 \quad \text{I.5.1}$$

На этот объем приходится одна ЭЧВ, которая является системой двух частиц - частицы и античастицы, - поэтому концентрация оказывается в два раза больше, нежели та, которая соответствовала бы $1/V_0 \delta$:

$$n_W = \frac{1}{\pi^2 (\tilde{R}_1^{(2)})^3} \quad \text{I.5.2}$$

Поскольку $R_1^{(2)} = \frac{2\hbar}{n_1} R_1$ [табл.3], то $\tilde{R}_1^{(2)} = 2R_1$ и тогда для n_W имеем

$$n_W = \frac{1}{8\pi^2 R_1^3} \quad \text{I.5.3}$$

Важным параметром физического вакуума является его диэлектрическая и магнитная проницаемости. Поскольку имеет место дисперсия, то эффективная проницаемость зависит от частоты ω $\epsilon - \omega_W$ и собственной частоты субчастиц, составляющих данную ЭЧ, для которых мы и определяем ϵ и μ .

Если не учитывать за малостью "фоновую" постоянную составляющую ϵ и μ / подробнее см. §1.1 / и также того, что физический вакуум для ЭЧ является не покоящейся, а движущейся средой / подробнее см. §1.1 /, то из общепринятых элементарных преобразований [1,2], решая уравнения вида

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = 2q E_0 e^{-i\omega t} \quad \text{I.5.4}$$

$$\vec{P} = \frac{2q^2 n_W}{m \omega^2} \vec{E}_0 e^{-i\omega t},$$

/ где $\vec{P}$ - вектор поляризации /

получим

$$\epsilon_1 = \left[1 + \frac{8\pi q^2 n_W}{m(\omega_W^2 - \omega_1^2)} \right]^{-1}, \quad \text{I.5.5}$$

$$\epsilon_2 = \left[1 + \frac{8\pi q^2 n_W}{m(\omega_W^2 - \omega_2^2)} \right]^{-1}. \quad \text{I.5.6}$$

Для частиц в ТФП электрический заряд равен /см. §3/

$$q^2 = d \hbar c, \quad \text{I.5.7}$$

а масса может быть представлена так /см. I.5.52 /

$$m = \frac{2S \hbar \beta_1}{R_1 c \epsilon_W} \cdot B_m, \quad \text{где } B_m = \begin{cases} \sqrt{\frac{8}{9}}, \Delta=1,2 \\ 1, \Delta=3,4 \end{cases} \quad \text{I.5.8}$$

Для $\omega_W^2 - \omega_1^2$ в свою очередь справедливо

$$\omega_W^2 - \omega_1^2 = \omega_1^2 \alpha_g^{-1/2} \frac{\epsilon_W}{\beta_1 2 S_f}, \quad \text{I.5.9}$$

$$\text{где } \omega_1^2 = \frac{\beta_1^2 c^2}{R_1^2}, \quad \alpha_g^{-1/2} = \frac{\beta_1 k_x}{\beta_2 k_y}.$$

В данном приближении у протона / антипротона / - частиц, составляющих основу вакуума, имеет место равенство

$$\epsilon_{1p} = \beta_{1p}^2, \quad \text{I.5.10}$$

$$\epsilon_{2p} = \beta_{2p}^2.$$

Физический смысл этого состоит в том, что скорость субчастиц у протона без влияния физического вакуума как среды $\beta_1 \beta_2 = 1$, вследствие того, что $\epsilon_{12} \neq 1$. Эффективная скорость становится

отличной от $\pi/2$. Далее будет показано внутреннее согласование этого результата с другими.

Решая I.5.4 - I.5.10 совместно, найдем

$$\varepsilon_1 = \left(1 + A_1 \frac{a_g^{1/2}}{\beta_1 s} \right)^{-1}, \quad \text{I.5.11}$$

$$\varepsilon_2 = \left(1 + A_2 \frac{a_g^{1/2}}{\beta_1 s} \right)^{-1}, \quad \text{I.5.12}$$

где $a_g^{1/2} = \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1 k_r}$; $A_1 = \frac{d S_r}{\pi}$; $A_2 = \frac{d S_r}{\pi} \left[\frac{(1-\beta_2^2)\beta_1^2}{(1-\beta_1^2)\beta_2^2} \right]_P$. I.5.13

а также для

$$d = \frac{\pi}{a_g^{1/2}} (1 - \beta_1^2) \Big|_P. \quad \text{I.5.14}$$

Основной вклад в свойства физического вакуума вносит протон - антипротонный вакуум, и поэтому

$$\varepsilon_W = \begin{cases} \varepsilon_{1P}; \Delta = 1; 2 \\ \varepsilon_{2P}; \Delta = 3; 4 \end{cases} \quad \text{I.5.15}$$

В свою очередь для магнитной проницаемости имеем такие формулы [4]

$$\mu_1 = \left(1 + \frac{2\pi q^2 n_w \ell_{w_1}^2}{3mc^2} \right)^{-1}, \quad \text{I.5.16}$$

$$\mu_2 = \left(1 + \frac{2\pi q^2 n_w \ell_{w_2}^2}{3mc^2} \right)^{-1}, \quad \text{I.5.17}$$

где ℓ_{w_1}, ℓ_{w_2} - среднее расстояние между частицами.

Определение отношения зарядов фундаментального поля q_2/q_1 .

Отношение зарядов на наружном и внутреннем круговых токах определяется амплитудным условием гашения излучения, которое приводит к следующим формулам [1,2]

$$W_1 \overset{(z)}{f}_1 \overset{(z)}{f}_1(t) = W_2 \overset{(z)}{f}_2 \overset{(z)}{f}_2(t), \quad \text{I.5.18}$$

где $z = (2 \rightarrow 1); 2$

Введем обозначение $t_v = \frac{\Delta t^{(2 \rightarrow 1)}}{T^{(2 \rightarrow 1)}}$, где $\Delta t^{(2 \rightarrow 1)}$ - время, за которое излучение проходит путь $k_1^{(2)} - k_2^{(2)}$. В расчетном подпространстве необходимо учесть запаздывания излучения либо внутреннего заряда $\Delta = 1$, либо наружного $\Delta = 2$ / на время, равное $\frac{\Delta t^{(2)}}{T^{(2)}}$.

Кроме того, при переходе к расчетному подпространству надо учесть ε_1 / для $\Delta = 1$ / и $\frac{n_2^2}{n_1^2}$ / для $\Delta = 2$ /. Следовательно, имеем для $\Delta = 1$:

$$W_1(1+t_v)\varepsilon_1 = W_2, \quad \text{I.5.19}$$

для $\Delta = 2$:

$$W_1 = W_2(1+t_v) \frac{n_2^2}{n_1^2}. \quad \text{I.5.20}$$

Аналогично для дубль-частиц:

для $\Delta = 3$:

$$n_1(1+t_{vd})\varepsilon_{1d}^{-1} = W_2, \quad \text{где } t_{vd} = \frac{8}{9} \varepsilon_{1d} t_v. \quad \text{I.5.21}$$

для $\Delta = 4$:

$$W_1 = W_2 (1 + t_{yd}) \frac{n_2^2}{n_1^2}, \quad 1.5.22$$

где
$$W_1 = \frac{2 q_1^2 \beta_1^4 c}{3 R_1^2 (1 + \beta_1)^2},$$

$$W_2 = \frac{2 q_2^2 \beta_2^4 c}{3 R_2^2 (1 + \beta_2)^2} \quad 1.5.23$$

получается при решении уравнений, связывающих изменения энергии и количества движения во времени при излучении [5],

$$W_i = - \frac{dW}{dt} = \frac{2 q_i^2 \left[\dot{\vec{v}}_i^2 - \frac{(\dot{\vec{v}}_i \times \dot{\vec{v}}_i)^2}{c^2} \right]}{3 c^2 (1 - \beta_i^2)^3}, \quad 1.5.24$$

$$\frac{d\vec{p}_i}{dt} = \frac{\vec{v}_i}{c^2} W_i, \quad 1.5.25$$

где $\vec{p}$ — вектор количества движения.

Здесь индекс "i" может быть равен i=1;2, что соответствует, как обычно, наружной и внутренней окружностям.

Из 1.5.19 — 1.5.23 легко получить, что

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{\beta_1 (1 + \beta_2) n_2}{\beta_2 (1 + \beta_1) n_1} \sqrt{A_q(\Delta)}, \quad 1.5.26$$

где
$$A_q(\Delta) = \begin{cases} \varepsilon_i (1 + t_{yd}); & \Delta = 1; \\ \frac{n_i^2}{n_i^2 (1 + t_{yd})}; & \Delta = 2; \\ \frac{1 + t_{yd}}{\varepsilon_{id}}; & \Delta = 3; \\ \frac{n_i^2}{n_i^2 (1 + t_{yd})}; & \Delta = 4; \end{cases} \quad 1.5.27$$

Определение наружного фундаментального заряда q_1 и наблюдаемого электрического заряда q . Энергия, которую могут излучать наружные фундаментальные заряды, в виде стоячей волны, находится в поясе шириной $(R_1 - R_2)$, ибо во внешнем пространстве она скомпенсирована.

Если источник q_1 излучает с интенсивностью W_1 , то за время $\Delta t = \frac{R_1 - R_2}{c}$ излучение дойдет до окружности R_2 , то есть энергия $\mathcal{E}$ есть

$$\mathcal{E} = W_{q1} \Delta t, \quad 1.5.28$$

где W_{q1} — интенсивность излучения, полученная без учета реакции излучения, поскольку нас интересует вся энергия, излученная зарядом [2], то есть

$$W_i \equiv W_{0,i} = \frac{2 q_i^2 \beta_i^4 c}{3 R_i^2 (1 - \beta_i^2)^2} \quad 1.5.29$$

При аннигиляции половина накопленной в поясе $(R_1 - R_2)$ за время T энергии уносится двумя квантами с частотой $\nu = \frac{1}{T}$, считая, что $\mathcal{E} = 4 h \nu$, мы получим для q_1^2 следующую формулу [2]:

$$q_1^2 = \frac{3 k_x^2 \hbar c}{\pi K (1 - \beta_i^2) \beta_i^2 \cos d q} \quad 1.5.30$$

Введя обозначение

$$Q_1^2 = \frac{3 k_x^2}{\pi K (1 - \beta_i^2) \beta_i^2}, \quad 1.5.31$$

можно записать 1.5.30 так:

$$q_1^2 = \frac{Q_1^2 \hbar c}{\cos d q}, \quad 1.5.32$$

где $\cos \alpha_1$ - косинус угла прецессии радиус-вектора ЭЧ, соединяющего центр с местом расположения заряда.

Во втором подпространстве $q_1^{(2)} = q_2^{(2)}$ и, следовательно, ЭЧ в целом в нем является нейтральной частицей. Однако в расчетном подпространстве разность $|q_1| - |q_2|$ не равна нулю. Эта разность и воспринимается в первом подпространстве как электрический заряд. Таким образом, электрический заряд у ЭЧ есть релятивистский эффект. Поэтому он одинаков у всех нормализованных в вакууме частиц.

Итак:

$$q = q_1 \left(1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right| \right), \quad \text{I.5.33}$$

где $\frac{q_2}{q_1}$ согласно I.5.26.

Различные формулы для вывода постоянной тонкой структуры - α .

В ТМ возможны разные подходы к определению α .

1. Как уже указывалось [1,2], α можно выразить через наблюдаемый заряд ЭЧ - q , где $q = |q_1| - |q_2|$, таким образом

$$\alpha = \frac{(|q_1| - |q_2|)^2}{\hbar c} \equiv \frac{q_1^2 (1 - |q_2/q_1|)^2}{\hbar c}. \quad \text{I.5.34}$$

/ Формулы для расчета q_1 и $\frac{q_2}{q_1}$ - см. выше /

Необходимо помнить, что только оптимальные / динамически устойчивые / частицы, составляющие вакуум, определяют заряд, доминирующий в вакууме, равный $q = \sqrt{\alpha \hbar c}$. Взаимодействие ЭЧ и ЭЧВ приводит к нарушению нужного для выполнения амплитудного условия соотношения зарядов фундаментального поля данной ЭЧ. Это происходит потому, что существует различие между Зарядом ЭЧ и ЭЧВ, вследствие чего возбужденные частицы вакуума концентрируются около

данной частицы.

Это приводит к нормализации заряда ЭЧ. Нормализующие множители, которые приближают заряд всех частиц к доминирующему в вакууме, приведены в [2, табл. №7].

2. В теории [2] известно такое выражение для постоянной излучения Ридберга - R_∞ для электрона

$$R_\infty = \sqrt{\frac{9}{8}} \frac{\beta_1 \varepsilon_w m_e c (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{\beta_2 \hbar}. \quad \text{I.5.35}$$

Поскольку между R_∞ и другими мировыми константами существует общезвестная связь:

$$R_\infty = \frac{2 \pi^2 m_e e^4}{c \hbar^3}, \quad \text{I.5.36}$$

то из I.5.35 и I.5.36 получим такую формулу для α :

$$\alpha = \sqrt{\frac{3 \varepsilon_w (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{2}}. \quad \text{I.5.37}$$

Эта формула позволяет определить α с наибольшей точностью, так как зависит только от двух параметров оптимальных точек I и III рядов - протона и электрона.

3. Согласно представлениям ТМ в физическом вакууме должен существовать инвариант, связанный с натяжениями в вакууме. Он приводит к постоянству некоторой безразмерной величины, которая численно равна α .

Инвариантной оказывается такая зависимость

$$\alpha_{инв} = A_k S(\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2) \varepsilon_2 p, \quad \text{I.5.38}$$

где A_χ есть маломеняющаяся функция внутренних параметров ЭЧ. Более удобным является такой вид этого инварианта:

$$\frac{d_{\text{инв}}}{d_e} = \frac{B_2}{\beta_1^2} \left(1 + \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right) \cdot \begin{cases} (\beta_2 \beta_1)_p & NS=1 \\ \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^{1/2} & NS \neq 1 \end{cases} \quad \text{I.5.39}$$

Наилучшее согласование между $d_{\text{инв}}$ и d_e из I.5.37 обеспечивается при условии $B_2 = \frac{1}{2}$.

4. Значение α может быть получено и из такого решения основного уравнения ТП [2].

Будем рассматривать структуру ЭЧ в расчетном подпространстве как масс-диполь, состоящий из доминирующей по величине положительной m_+ и отрицательной m_- масс. В центрально-симметрическом поле он будет вращаться около общего центра инерции так, что m_+ будет на внутренней орбите, а m_- — на наружной. Объектом, движущимся в данном силовом поле, будет разность указанных масс, то есть $m = |m_+| - |m_-|$, где m — наблюдаемая масса ЭЧ. Создает поле сумма масс $m_A = |m_+| + |m_-|$. Возможна и такая трактовка:

m есть "поперечная", а m_A — "продольная" массы. Согласно [2] (стр.23) для момента количества движения M будет справедливо в этом случае равенство

$$M = \frac{2m\gamma(|m_+| + |m_-|)}{c(1 - g_{00})^{1/2}(3g_{00} - 1)^{1/2}}. \quad \text{I.5.40}$$

Между массами m и m_A существует такая зависимость

$$(m_+^{(2)} + m_-^{(2)})^2 = - \left[\frac{m}{f(\varepsilon)} \right]^2. \quad \text{I.5.41}$$

для первого подпространства, где проявляется только раз-

ности масс и зарядов фундаментального поля, в предельном переходе к взаимодействиям, наблюдаемым в евклидовом пространстве, мы должны получить взаимодействие, которое мы называем электромагнитным

$$\frac{\alpha \hbar c}{r^2} = \frac{\gamma}{r^2} m^2. \quad \text{I.5.42}$$

Принимая во внимание, что $M = \hbar \equiv 2\pi \hbar$ /так, как радиус в данном случае согласно модели равен $2\pi R/$, получим такую формулу для α :

$$\alpha = \pi f(\varepsilon) (1 - g_{00})^{1/2} (1 - 3g_{00})^{1/2}, \quad \text{I.5.43}$$

где

$$g_{00} = (\beta_1^2 - \beta_2^2)_p; \quad f(\varepsilon) = \frac{(\varepsilon_1^{-1} - 1) \left((1 - \beta_2^2) \frac{\beta_1^2}{\beta_2^2} \right)_p}{\varepsilon_2^{-1} - 1} \quad \text{I.5.44}$$

$f(\varepsilon)$ можно придать и такой вид:

$$f(\varepsilon) = (1 - \beta_1^2)_p \quad \text{I.5.45}$$

/все параметры для протона /.

Численные значения α , найденные из этих четырех различных подходов, совпадают. Это свидетельствует не только о внутренней самосогласованности теории, но и является её большим успехом.

Определение массы частиц. В рамках ТП возможны разные способы расчета наблюдаемой массы ЭЧ, которая рассматривается в ТП как чисто полевая, то есть всегда $m = \frac{U}{c^2}$, где U — полная энергия.

1. Структуру ЭЧ можно представить по квазиклассической модели см. рис. / I.I.1, I.I.2, I.I.3 и I.I.12 / / на рис. I.I.12 для наглядности показана только наружная окружность /.

На рисунке I.I.12 большая окружность соответствует наружной орбите для субчастиц, рассматриваемых во втором подпространстве. Малая — соответствует движению в расчетном и в третьем подпространствах. Истинное движение происходит по малой окружности, где находится тахион / если рассматривать в третьем подпространстве /, в "расчетном" мы наблюдаем тахионный эффект — "расщепление" одного тахиона на $n_{1,2}$ субчастиц. На большой окружности / второе подпространство / движение субчастиц носит условный характер, фактически там возникает n моментов "появления" тахиона / в момент касания малой и большой окружностей /.

При таком рассмотрении мы видим, что в случае покоящейся ЭЧ существует только "продольная" масса на одной окружности в расчетном подпространстве, а масса во втором подпространстве равна нулю. Если же вся ЭЧ движется, то возникает "поперечная" масса, причем уже не только на малой, но и на большой окружностях. Поэтому для наблюдаемой массы мы получим такое выражение:

$$m = (m_1 + m_2)_R + (m_1^{(2)} + m_2^{(2)})_{R^{(2)}}. \quad \text{I.5.46}$$

Индекс R означает вклад в массу малой окружности, а $R^{(2)}$ — соответственно вклад большой окружности.

Наблюдаемая масса есть "поперечная" масса. Из уравнений I.5.24 и I.5.25 были получены в [2] для "поперечных" масс расчетного подпространства такие формулы

$$m_1 = \frac{2}{3} \frac{q_1^2 \beta_1^2 \cos \alpha}{R_1 (1 + \beta_1)^2 c^2} ; \quad \text{I.5.47.}$$

$$m_2 = \frac{2}{3} \frac{q_2^2 \beta_2^2 \cos \alpha}{R_2 (1 + \beta_2)^2 c^2} . \quad \text{I.5.48.}$$

Характер движения орбит $m_1(m_2)$ при решении уравнений I.5.24 и I.5.25 учтен введением реакции излучения, а именно:

$$\left| \frac{d\vec{v}}{dt} \right| = \frac{v^2}{R} - \left| \frac{d\vec{P}}{dt} \right| \frac{\cos \alpha}{m} ; \quad \text{I.5.49}$$

где $\left| \frac{d\vec{P}}{dt} \right| \frac{\cos \alpha}{m}$ — ускорение, вызванное реакцией излучения. Поскольку правомерно введение "поперечных" масс во втором подпространстве, то считаем, что для $m_1^{(2)}, m_2^{(2)}$ I.5.47 и I.5.48 сохраняют ковариантный вид. И тогда для m мы имеем:

$$m = \frac{\hbar}{R_1 c} \frac{2 Q_1^2 \beta_1^2}{3(1 + \beta_1)^2} \frac{\cos \alpha}{\cos \alpha_q} \left\{ \left[1 + \frac{n_2 \beta_1}{n_1 \beta_2} A_q(\Delta) \right] + \frac{F_m^{(2)}}{m_1 R_1^2} F_m \left(1 + \frac{\beta_1}{\beta_2} \right) \right\}, \quad \text{I.5.50}$$

где обозначение $A_q(\Delta)$ см. выше, а $F_m = \frac{m^{(2)}}{m_1} R_1^2 F_m$.
2. В четырехмерном пространстве для всех без исключения ЭЧ сохраняется инвариантное значение такой величины

$$R_1 a_g^{-1/2} (1 - \beta_1^2)^{1/2} = \text{const}. \quad \text{I.5.51}$$

Этот инвариант получается из ^{инварианта,} обычного для плоского четырехмерного мира инварианта

$$\lambda_1 (1 - \beta_1^2)^{1/2} = \text{const}$$

умножив его на коэффициент, согласующий метрические характеристики

$$\frac{\beta_1 k_x}{\beta_2 k_y} \frac{(1 - \beta_2^2)^{1/2}}{(1 - \beta_1^2)^{1/2}} \equiv a_g^{-1/2} \frac{(1 - \beta_2^2)^{1/2}}{(1 - \beta_1^2)^{1/2}}.$$

Поскольку из I.5.50 следует, что

$$m = \frac{\beta_2}{\varepsilon_w \cos \alpha_q} \frac{\hbar}{R_1 c}, \quad \text{где } \cos \alpha_q = \sqrt{\frac{g}{s} \frac{1}{2s}} \Delta^{-1/2}, \quad \text{I.5.52}$$

$\frac{1}{2s\Delta} \Delta = 3/4,$

то, принимая за единицу массу электрона $M/T = 16009.4/5 = 3$ в ПЭМ / и, учитывая I.5.51 и I.5.52, имеем / ограничимся нормализованной массой частицы /

$$m = a_g^{-1/2} \frac{s(1-\beta_2^2)^{1/2}}{\varepsilon_{2p}} A_m \quad 1.5.53$$

3. Чисто "энергетический" подход. За образование массы ответственны заряды фундаментального поля, непосредственно не проявляющие себя в первом подпространстве, но вносящие свой вклад в энергию U_m , характеризующую наблюдаемую массу $\bar{m}$ [2],

$$U_m = \frac{q_1^2}{8R_1} + \frac{q_2^2}{8R_2} + \frac{\beta_1^2 q_1^2}{4R_1} + \frac{\beta_2^2 q_2^2}{4R_2}. \quad 1.5.54$$

Согласно известному уравнению Эйнштейна, имеем

$$\bar{m} = \frac{U_m}{c^2}. \quad 1.5.55$$

Но необходимо учесть, что происходит отображение U_m со второго подпространства на первое, то есть 1.5.55 переходит в такое условие

$$\bar{m} = \frac{U_m}{c^2} B_s, \quad 1.5.56$$

где
$$B_s = \frac{3}{\sqrt{2}} S \frac{k_x(1-\beta_2^2)^{1/2}}{k_y(1-\beta_1^2)^{1/2}} \begin{cases} \varepsilon_1/\varepsilon_2^{1/2}, & \Delta=1;2 \\ \varepsilon_2 d, & \Delta=3;4 \end{cases} \quad NS=1$$

учитывает это отображение.

Степень согласования $\bar{m}$ 1.5.56 с m из 1.5.53 видна из табл.14 в [2].

Определение механического момента. Полный механический момент системы двух круговых токов в расчетном подпространстве, когда "опорной" массой является "наружная" масса, будет

$$S = m_1 v_1 R_1 + \bar{m}_2 v_2 R_2 f(\beta), \quad 1.5.57$$

где $f(\beta)$ - множитель, учитывающий различие между хроногесмет-

рическим масштабом в точках расположения m_1 и m_2 . Кроме того, между m_1 и m_2 существует связь, приводящая к дефекту масс, равному $\sqrt{\frac{8}{9}}$ от m_1 и m_2 [2], поэтому для S окончательно имеем

$$S = \sqrt{\frac{9}{8}} m_1 v_1 R_1 \left[1 + \frac{m_2 v_2 R_2}{m_1 v_1 R_1} f(\beta) \right], \quad 1.5.58$$

где

$$f(\beta) = \frac{k_x(1-\beta_2^2)^{1/2}}{k_y(1-\beta_1^2)^{1/2}}. \quad 1.5.59$$

$f(\beta)$ представляет собой отношение двух координатных преобразований $k_x/(1-\beta_1^2)^{1/2}$ и $k_y/(1-\beta_2^2)^{1/2}$, которые отличаются от Лоренцева преобразования $(1-\beta_{1,2}^2)^{1/2}$ монотонной функцией от β_1 и β_2 k_x и k_y [2].

$$\lim_{\beta_1 \rightarrow 1} k_x = \lim_{\beta_2 \rightarrow 1} k_y = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad 1.5.60$$

С учетом 1.5.47, 1.5.48 и 1.5.58 получим для S такую формулу

$$S = \frac{\beta_1^2 q_1^2}{\sqrt{2}(1+\beta_1)^2} \left[1 + \frac{\beta_2 n_2 (1-\beta_1^2)(1+t_v) \varepsilon_1}{\beta_1 n_1 (1-\beta_2^2)} \right]. \quad 1.5.61$$

Расчет магнитных моментов. В Т-П внутренние / проявляющиеся под сферой Шварцшильда / свойства частиц отображаются на первое подпространство так, как если бы заряды фундаментального поля двигались по концентрическим окружностям радиуса R_1 и R_2 .

Поэтому можно найти магнитный момент по формулам для определения магнитного момента кругового тока.

Для частиц $\Delta=1;2$ и им соответствующих /

$$M = \frac{|q_1|}{\varepsilon_1} \frac{v_{c1} R_1^2}{c} - \frac{|q_2|}{\varepsilon_2} \frac{v_{c2} R_2^2}{c}. \quad 1.5.62$$

Для дубль-частиц $\Delta = 3; 4$ и им соответствующих β , у которых при формировании токов, ответственных за магнитный момент, отсутствует влияние ε_1 и ε_2

$$\bar{M} = \frac{|q_1| v_{o1} \pi R_1^2}{c} - \frac{|q_2| v_{o2} \pi R_2^2}{c}, \quad \text{I.5.63}$$

$$\text{где } v_{o1} = \frac{\beta_1 c}{2\pi R_1}; \quad v_{o2} = \frac{\beta_2 c}{2\pi R_2}.$$

Для нейтрального состояния $|q_1| = |q_2|$, а с ε_1 и ε_2 аналогично дубль-частицам из I.5.63 получим

$$\bar{M}_0 = \frac{|q_1| \beta_1 R_1}{2} \left[1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} \right]. \quad \text{I.5.64}$$

Подставив значения R_i из I.5.52 и проделав элементарные преобразования [2], получим для $\bar{M}$ в собственных магнетонах / при $J \neq 0$ /:

для частиц

$$\bar{M} = \frac{q}{|q|} \frac{\beta_1 \beta_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \cos \alpha} \left(\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n} \right), \quad \text{I.5.65}$$

для дубль-частиц

$$\bar{M}_d = \frac{q}{|q|} \frac{\beta_1 \beta_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \cos \alpha} \left(\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n} \right), \quad \text{I.5.66}$$

для нейтральных состояний

$$\bar{M}_0 = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{\beta_1 \beta_2 \varepsilon_w}{\varepsilon^{1/2} \cos \alpha} \frac{\left(1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} \right)}{\left| 1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n \right|}. \quad \text{I.5.67}$$

Существенно, что магнитный момент, найденный для всех частиц, также, как и спин, является проекцией полного магнитного момента

на ось прецессии - ось ориентации ЭЧ в пространстве, то есть всегда

$$\mu = \bar{\mu} \cos \alpha. \quad \text{I.5.68}$$

Поэтому в тех случаях, когда $J = 0$ и $\mu = 0$, а при $J \neq 0$ имеем для наблюдаемых магнитных моментов соответственно

$$\mu = \frac{q}{|q|} \frac{\beta_1 \beta_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \rho} \left[\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n} \right]; \quad \text{I.5.69}$$

$$\mu_d = \frac{q}{|q|} \frac{\beta_1 \beta_2}{\varepsilon_1 \rho} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n} \right]; \quad \text{I.5.70}$$

$$\mu_0 = \frac{q_1}{|q_1|} \frac{\beta_1 \beta_2 \varepsilon_w}{\varepsilon^{1/2}} \frac{\left(1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} \right)}{\left| 1 - \left| \frac{q_2}{q_1} \right|_n \right|}. \quad \text{I.5.71}$$

Вывод формул для времени жизни частиц. Вопрос о времени жизни частиц, как уже отмечалось в параграфе I.1, является наиболее трудным и принципиальным из всей проблемы природы микромира. В предыдущих работах по ТП, и в частности [1, 2], его решение только намечалось, в этой публикации оно в принципе разрешается.

В [2, стр. 114] отмечалось, что процесс нормализации частиц физическим вакуумом ТП оставался ко времени написания этой монографии по существу невыясненным. Представление о нормализации частиц, изложенное в §I.1, позволило серьезно продвинуться в решении проблемы времени жизни частиц. В [1, 2] уже отмечалось, что стабильными частицами являются только оптимальные частицы ПЗМ, ответственные за образование физического вакуума, например, протон / антипротон /, электрон / позитрон /.

трон /. Все остальные частицы не могут быть в принципе совершенно стабильными по следующей причине. Заряд частиц, как это показано в настоящем параграфе, определяется амплитудным условием излучения. Расчет показывает, (это отмечалось уже в [2]), что заряд частиц, не являющихся оптимальными, отличается от единицы / за единицу как обычно принят заряд электрона /. Отличие не велико - в третьем-пятом знаке, но оно есть. Но этот заряд, который соответствует амплитудному условию и обеспечивает стабильность частицы. Понятно, что если какая-либо частица только возникла, то она и имеет этот заряд. Но сразу после её рождения частица начинает нормализоваться в физическом вакууме ТФП и он заставляет частицу изменить заряд до нормализованного, то есть максимально близкого к 1. При этом, естественно, нарушается амплитудное условие и частица теряет электродинамическую устойчивость. Понятно, что существование такой частицы возможно в течение времени, за которое она "высвечивает" имеющийся у неё запас энергии, или такую энергию, которая необходима, чтобы преодолеть соответствующий потенциальный барьер, частица перешла в другое состояние.

Есть основание полагать, что для большинства частиц этот процесс вносит основной вклад в их время жизни. На этом принципе в [2] и была получена из квазиклассических представлений о структуре ЭЧ и ЭЧВ приближенная формула для оценки времени жизни ЭЧ [2, §.212]. Однако, при выводе этой формулы не было учтено фундаментальное свойство процесса взаимодействия ЭЧ с физическим вакуумом, о котором говорилось в §1.1. Это свойство сводится к следующему. Элементарная частица рождается как классический объект и в течении некоторого очень

малого времени остается классическим объектом, но по истечении некоторого времени, за которое она успевает войти в полный контакт с физическим вакуумом, ЭЧ становится квантовым объектом, так как, что уже отмечалось в [2], квантовые свойства микромира определяются только взаимодействием ЭЧ с физическим вакуумом.

Время, необходимое для того, чтобы ЭЧ, начав взаимодействовать с физическим вакуумом, стала квантовым объектом, равно одному периоду собственных колебаний ЭЧ - периоду вращения субчастицы Т в собственной системе координат. Следовательно, в расчетной системе оно будет равно

$$\tau = T. \quad \text{I.5.72}$$

Поэтому, время жизни ЭЧ должно определяться по классическим, или квазиклассическим формулам, если

$$\tau \leq \frac{T}{(1-\beta_1^2)_p^{1/2}} \quad \text{I.5.73}$$

и по квантовым формулам, если

$$\tau > \frac{T}{(1-\beta_1^2)_p^{1/2}}. \quad \text{I.5.74}$$

Для нахождения времени жизни в квазиклассическом случае мы должны потребовать, чтобы время существования частицы соответствовало тому времени, которое потребуется для излучения энергии, равной mc^2 при соответствующих условиях нарушения амплитудного условия неизлучения.

Это время, как легко видеть, определяется равенством:

$$\tau = \frac{m_n c^2 (1 - \frac{m_{N+1}}{m_N}) (1 - \beta_i^2)^{1/2}}{W_N / 1 - \frac{q^2}{q_{zp}^2} (1 - \beta_i^2)^{1/2}}, \quad 1.5.75$$

$$\text{где } W_N = \frac{2 q_i^2 \beta_i^4 c}{3 R_i^2 (1 + \beta_i)^2}, \quad q_i^2 = \frac{6 k_x^2 \beta_i^2 \hbar c}{\pi k (1 - \beta_i^2) \beta_i^2} \quad 1.5.76$$

Учитывая указание в этом параграфе связи между параметрами частиц, а также масштабный коэффициент $\frac{S_j}{S_0}$ и тот факт, что с изменением фундаментального заряда изменяется и масса частицы, получим вместо 1.5.75

$$\tau_{\kappa} = \frac{(1 + \beta_i)^2 \pi k (1 - \beta_i^2)^{3/2} \beta_i^2 S_j^2 A_s}{k_x^2 \beta_i^2 (1 - \beta_i^2)^{1/2} \beta_{zp} \epsilon_w^2 S_0 \epsilon \left(1 - \frac{q^2}{q_{zp}^2} \right) m_{zp} c^2}, \quad 1.5.77$$

$$\text{где } \epsilon_w = \begin{cases} \epsilon_{zp}, & \Delta = 1, 2, \dots \\ \epsilon_{ip}, & \Delta = 3, 4, \dots \end{cases}; \quad S_j = \begin{cases} S, & \Delta = 1, 2, \dots \\ S_\Delta, & \Delta = 3, 4, \dots \end{cases}; \quad A_s = \begin{cases} \sqrt{\frac{S}{S_0}}, & \Delta = 1, 2, \dots \\ 1, & \Delta = 3, 4, \dots \end{cases} \quad 1.5.78$$

$$\text{и } m_{zp} = m + (m_n - m) \left(1 - e^{-\frac{\tau (1 - \beta_i^2)^{1/2}}{\pi}} \right) \quad 1.5.79$$

Для периода T и R_1 следует использовать снятые из полученных в этом параграфе зависимостей формулы:

$$T = \frac{2\pi R_1}{\beta_i c}, \quad R_1 = \frac{2 S_j \hbar \beta_i}{m_{zp} c \epsilon_2} \quad 1.5.80$$

Эффективный фундаментальный заряд должен находиться из уравнения

$$q_{zp} = q + (q_n - q) \left(1 - e^{-\frac{\tau (1 - \beta_i^2)^{1/2}}{\pi}} \right). \quad 1.5.81$$

Если условие 1.5.73 не выполняется, а выполняется условие 1.5.74, то время жизни надо определять для ЗЧ, которую

следует рассматривать как квантовый объект.

В этом случае мы можем допускать просачивание через потенциальный барьер и отражение при условии $E > U$.

Тогда время жизни должно определяться хорошо известными из квантовой механики формулами [72]:

$$\tau_{\kappa} = \frac{T}{D}, \quad 1.5.82$$

$$D = \begin{cases} \frac{1}{1 + \frac{k_1^2 + k_2^2}{4 k_1^2 k_2^2} \sinh^2 \alpha k_2}, & E < U \\ \frac{1}{1 + \frac{k_1^2 - k_2^2}{4 k_1^2 k_2^2} \sin^2 \alpha k_2}, & E > U \end{cases} \quad 1.5.83$$

$$\text{где } k_1 = \frac{\sqrt{2 m_{zp} E}}{\hbar}, \quad k_2 = \frac{\sqrt{2 m |U - E|}}{\hbar}. \quad 1.5.84$$

Легко видеть, что для ЗЧ, имеющих структуру и свойства, определенные в ТП, потенциальная энергия U и энергия возбуждения E должны определяться так:

$$U = m c^2 \left(1 - \frac{m_{N+1}}{m_{N+1}} \right); \quad 1.5.85$$

$$E = \begin{cases} E_0 n_c^2, & E_0 < U \\ E_0, & E_0 > U \end{cases}, \quad 1.5.86$$

$$\text{где } E_0 = W_p \left[1 - \frac{q^2}{q_{zp}^2} \right] T A_\Delta; \quad W_p = \frac{2}{3} \frac{q_{zp}^2 \beta_i^4 c}{R_i^2 (1 + \beta_i)^2}; \quad A_\Delta = \begin{cases} \sqrt{\frac{S}{S_0}}, & \Delta = 1, \dots \\ 1, & \Delta = 2, 3, \dots \end{cases} \quad 1.5.87$$

$$\alpha = \begin{cases} A_{NS} \pi R_1 \frac{\epsilon_w k_x n_1}{2 S_j \beta_i n} \sqrt{\frac{m_{zp} c^2}{2 \sqrt{2} E}}, & E < U \\ \beta_i c \frac{(1 - \beta_i^2)^{1/2}}{(1 - \beta_i^2)^{1/2}} \tau, & E > U \end{cases}, \quad \text{где } A_{NS} = \begin{cases} 1/2, & NS = 3 \\ 1/3, & NS = 2 \\ 1/3, & NS = 1 \end{cases} \quad 1.5.88$$

$$n_c = \epsilon \left[1 + \frac{2 \arcsin \sqrt{\frac{E_0}{U}}}{\pi} + \frac{k_1(E_0) \alpha(E_0)}{\pi} + \frac{1}{2} \right]; \quad 1.5.89$$

$$\alpha(E_0) = A_{NS} \pi R_1 \frac{\epsilon_w k_x n_1}{2 S_j \beta_i n} \sqrt{\frac{m_{zp} c^2}{2 \sqrt{2} E_0}}; \quad k_1(E_0) = \frac{\sqrt{2 m_{zp} E_0}}{\hbar}. \quad 1.5.90$$

Из этих расчетных формул может быть определено время жизни для любой ЭЧ.

Уточнение формулы для диэлектрической проницаемости. ϵ_e , полученная из 1.5.37, согласуется с $\epsilon_{\text{ннв}}$ из 1.5.38, но не тождественно равна. Объясняется это тем, что ϵ_1 и ϵ_2 , входящие в 1.5.38, определены согласно 1.5.5 и 1.5.6. А эти условия соответствуют рассмотрению влияния вакуума как посягающей среды с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . На самом деле влияние вакуума необходимо рассматривать по законам электродинамики движущихся сред [6]. Это ведет к некоторой добавке $\Delta\epsilon$ к диэлектрическим проницаемостям ϵ_1 и ϵ_2 , за счет которой ϵ_e , определенная через инвариант 1.5.38, и отличается от ϵ_e . Итак ϵ_1 и ϵ_2 следует искать в таком виде

$$\bar{\epsilon}_1 = \left[1 + \frac{8\pi q^2 n_w}{m(\omega_w^2 - \omega_i^2)} \right]^{-1} (1 - \Delta\epsilon), \quad 1.5.91$$

$$\bar{\epsilon}_2 = \left[1 + \frac{8\pi q^2 n_w}{m(\omega_w^2 - \omega_i^2)} \right]^{-1} (1 - \Delta\epsilon). \quad 1.5.92$$

А из условия

$$\epsilon_e = \epsilon_{\text{ннв}} \quad 1.5.93$$

найдем недостающее выражение для $(1 - \Delta\epsilon)$, решая совместно 1.5.91, 1.5.92 и 1.5.38

$$(1 - \Delta\epsilon) = \beta_2 \frac{\left(1 + \frac{\bar{\epsilon}_1}{\epsilon_1}\right)}{\beta_1^2} \begin{cases} (\beta_2 \beta_1)_p & NS = 1 \\ \left(\frac{\bar{\epsilon}_1}{\epsilon_1}\right)^{1/2} & NS \neq 1 \end{cases}, \quad 1.5.94$$

где $\beta_2 = \frac{1}{2}$.

Система уравнений, рассмотренная выше, при этом изменится,

вместо условия 1.5.10 появится условие, связывающее разности квадратов собственных частот вакуума и частот субчастиц данной ЭЧ на наружной и внутренней орбитах

$$\frac{\omega_w^2 - \omega_i^2}{\omega_w^2 - \omega_i^2} = \frac{(1 - \beta_1^2)_p}{(1 - \beta_2^2)_p} \frac{\beta_{2p}^2}{\beta_{1p}^2}. \quad 1.5.95$$

Решая эту систему уравнений, мы получим такие формулы для $\bar{\epsilon}_1$ и $\bar{\epsilon}_2$:

$$\bar{\epsilon}_1 = \left[1 + \bar{A}_1 \frac{\alpha_s^{1/2}}{\beta_1^2 S} \right] (1 - \Delta\epsilon); \quad 1.5.96$$

$$\bar{\epsilon}_2 = \left[1 + \bar{A}_2 \frac{\alpha_s^{1/2}}{\beta_1^2 S} \right] (1 - \Delta\epsilon), \quad 1.5.97$$

$$\text{где } \bar{A}_1 = \frac{\alpha_e S_p}{T}, \quad \bar{A}_2 = \frac{\alpha_e S_p}{T} \frac{(1 - \beta_2^2) \beta_1^2}{(1 - \beta_1^2) \beta_2^2} \Big|_p, \quad 1.5.98$$

что совместно с 1.5.94 дает замкнутую систему уравнений для определения $\bar{\epsilon}_1$ и $\bar{\epsilon}_2$.

Вывод формул для расчета мировых констант. Ввиду важности вопроса вывод формул для мировых констант и результаты расчета по этим формулам даны отдельным параграфом /см. §2.6/.

Закон сохранения фундаментального заряда и основы взгляда на диэлектрическую проницаемость. Будем рассматривать параметр субчастиц в собственной системе координат, и для каждой окружности тогда введем свой угол прецессии так, что $\cos \alpha_1$ определяет угол прецессии наружного витка тока в модели ЭЧ [1,2], а $\cos \alpha_2$ - внутреннего.

1. Амплитудное условие гашения /см. выше / в расчетном подпрост-

ранстве, тогда примет следующий вид:

$$\tilde{W}_1 T_1 \overline{\cos \alpha_1} = \tilde{W}_2 T_2 \overline{\cos \alpha_2}, \quad \text{I.5.99}$$

где

$$\tilde{W}_1 = \frac{2 \tilde{q}_1^2 \beta_1^4 c}{3 R_1^2 (1 + \beta_1)^2}; \quad \text{I.5.100}$$

$$\tilde{W}_2 = \frac{2 \tilde{q}_2^2 \beta_2^4 c}{3 R_2^2 (1 + \beta_2)^2}. \quad \text{I.5.101}$$

Откуда получим для $\frac{\tilde{q}_2^2}{\tilde{q}_1^2}$ также выражение

$$\frac{\tilde{q}_2^2}{\tilde{q}_1^2} = \frac{\beta_1^2}{\beta_2^2} \frac{(1 + \beta_2)^2 n_2^2}{(1 + \beta_1)^2 n_1^2} \left(\frac{\overline{\cos \alpha_1}}{\overline{\cos \alpha_2}} \right). \quad \text{I.5.102}$$

Для $\frac{\tilde{q}_2^2}{\tilde{q}_1^2}$ и $\frac{q_2^2}{q_1^2}$ из I.5.26 справедливо

$$\frac{\tilde{q}_2^2}{\tilde{q}_1^2} = \frac{q_2^2}{q_1^2}, \quad \text{I.5.103}$$

то есть для $\frac{\overline{\cos \alpha_2}}{\overline{\cos \alpha_1}}$ имеем такую связь с внутренними параметрами М:

$$\frac{\overline{\cos \alpha_2}}{\overline{\cos \alpha_1}} = \begin{cases} 1 & \Delta = 1 \\ \frac{\varepsilon_1 (1 + t_v)}{n_1^2 (1 + t_v)} & \Delta = 2 \\ \frac{\varepsilon_{1d} (1 + t_{vd})}{n_1^2 (1 + t_{vd})} & \Delta = 3 \\ \frac{n_2^2 (1 + t_{vd})}{n_1^2 (1 + t_{vd})} & \Delta = 4 \end{cases} \quad \text{I.5.104}$$

2. Для масс $\tilde{m}_1$ и $\tilde{m}_2$ /см. § 1.1 / с введением $\overline{\cos \alpha_1}$ и $\overline{\cos \alpha_2}$ получим следующие формулы:

$$\tilde{m}_1 = \frac{2 \tilde{q}_1^2 \beta_1^2}{3 R_1 (1 + \beta_1)^2 c^2} \overline{\cos \alpha_1}; \quad \text{I.5.105}$$

$$\tilde{m}_2 = \frac{2 \tilde{q}_2^2 \beta_2^2}{3 R_2 (1 + \beta_2)^2 c^2} \overline{\cos \alpha_2}. \quad \text{I.5.106}$$

3. Для $\tilde{q}_1^2$ и $\tilde{q}_2^2$ /см. § 1.1 /

$$\tilde{q}_1^2 = \frac{Q^2 h c}{\overline{\cos \alpha_1}}; \quad \text{I.5.107}$$

$$\tilde{q}_2^2 = \frac{Q^2 h c}{\overline{\cos \alpha_2}} \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_2)^2 n_2^2}{\beta_2^2 (1 + \beta_1)^2 n_1^2}. \quad \text{I.5.108}$$

С учетом I.5.107 и I.5.108 $\tilde{m}_1$ и $\tilde{m}_2$ из I.5.105 и I.5.106 можно представить так:

$$\tilde{m}_1 = \frac{2}{3} \frac{Q_1^2 \beta_1^2}{R_1 (1 + \beta_1)^2} \frac{h}{c}; \quad \text{I.5.109}$$

$$\tilde{m}_2 = \frac{2}{3} \frac{Q_1^2 \beta_1^2}{R_2 (1 + \beta_2)^2} \frac{n_2^2}{n_1^2} \frac{h}{c}, \quad \text{I.5.110}$$

то есть $\tilde{m}_1$ и $\tilde{m}_2$ не зависят от угла преломления. Для $\tilde{m}_2/\tilde{m}_1$ тогда имеем

$$\frac{\tilde{m}_2}{\tilde{m}_1} = \frac{n_2 \beta_1}{n_1 \beta_2}. \quad \text{I.5.111}$$

Такой же результат получается из условия механической устойчивости, записанного для расчетного подпространства в виде

$$\left(\frac{m_1 v_1^2}{R_1} \right)^{2+1} = \left(\frac{m_2 v_2^2}{R_2} \right)^{2+1}, \quad \text{I.5.112}$$

что свидетельствует о их взаимном согласовании.

4. Введем понятие механических моментов наружного и внутреннего круговых токов

$$\tilde{S}_1 = \tilde{m}_1 v_1 R_1, \quad \tilde{S}_2 = \tilde{m}_2 v_2 R_2. \quad 1.5.113$$

Тогда формулу для механического момента $\tilde{S}$ можно записать так:

$$\tilde{S} = \sqrt{\frac{q}{g}} [\tilde{S}_1 + \tilde{S}_2 \tilde{f}(\beta)], \quad 1.5.114$$

при

$$\tilde{f}(\beta) = \frac{\kappa_x (1 - \beta_z^2)^{1/2}}{\kappa_y (1 - \beta_z^2)^{1/2}} (1 + t_v) \varepsilon_1, \quad 1.5.115$$

и, следовательно,

$$\tilde{S} = S. \quad 1.5.116$$

5. Наряду со спинсом J , как проекции механического момента частицы в целом — S

$$J = S \cos \alpha, \quad 1.5.117$$

введем понятие J_1 и J_2 — как проекции механических моментов $\tilde{S}_1$ и $\tilde{S}_2$:

$$J_1 = \tilde{S}_1 \cos \alpha_1 = \tilde{m}_1 v_1 R_1 \cos \alpha_1, \quad 1.5.118$$

$$J_2 = \tilde{S}_2 \cos \alpha_2 = \tilde{m}_2 v_2 R_2 \cos \alpha_2.$$

По закону сохранения момента должно выполняться следующее условие

$$J = J_1 + J_2. \quad 1.5.119$$

Для нормализованных частиц $\cos \alpha = \frac{1}{25} [2]$, и тогда

$$\cos \alpha_1 = \frac{3(1 + \beta_1)^2}{4\beta_1^2 \beta_2^2} \left[1 + \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2} \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} \right]^{-1}. \quad 1.5.120$$

6. Инвариантом для всех рядов оказывается такое выражение

$$q_{inv}^2 = \tilde{q}_1^2 \overline{\cos \alpha_1} + \tilde{q}_2^2 \overline{\cos \alpha_2}, \quad 1.5.121$$

где $\overline{\cos \alpha_1} = \beta_1 \cos \alpha_1$ и $\overline{\cos \alpha_2} = \beta_2 \cos \alpha_2$, которое и означает выполнение закона сохранения фундаментального заряда, и, как видно из 1.5.121, действует для системы фундаментальных зарядов в целом.

С учетом полученных зависимостей 1.5.121 можно записать так

$$q_{inv}^2 = \frac{3}{4} \frac{(1 + \beta_1)^2}{\beta_2} \frac{\left[1 + \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2} \frac{(1 + \beta_2)^2 \cos \alpha_2}{(1 + \beta_1)^2 \cos \alpha_1} \right]}{\left[1 + \frac{\beta_2^2}{\beta_1^2} \frac{\cos \alpha_2}{\cos \alpha_1} \right]} \hbar c, \quad 1.5.122$$

тогда

$$\lim_{\beta \rightarrow 1} q_{inv}^2 = 3 \hbar c. \quad 1.5.123$$

Однако, и для 1.5.123 выполняется с очень большой точностью

$$\frac{q_{inv}^2}{3 \hbar c} = 1 + O(1 - \beta^2). \quad 1.5.124$$

Отсюда естественно сделать такой вывод. Величина, определяемая 1.5.121, не учитывает некую величину, очень близкую к 1, то есть всегда

$$\frac{q_{inv}^2}{\varepsilon_\phi \hbar c} = \tilde{S}, \quad 1.5.125$$

где ε_ϕ — диэлектрическая проницаемость физического вакуума, как среды — основная составляющая диэлектрической проницаемости. Значение ε_ϕ очень мало отличается от единицы, так для протона $\varepsilon_\phi = 1,00000036$.

Ширина резонанса, как хорошо известно, определяется через τ по простой формуле

$$\Gamma = \frac{h}{\tau}, \quad \text{I.5.126}$$

которая в ДП приобретает понятный и даже наглядный физический смысл. Минимальная принципиальная неопределенность в определении параметров Γ размерностью длины соответствует радиусу сферы Шварцшильда R_s . Для действия, характеризующего данную частицу, имеем / см. §1.1 /

$$h_j = h \frac{s_p \beta_{Lp}}{s_p \beta_L}. \quad \text{I.5.127}$$

Тогда I.5.126 приобретает вид

$$\Gamma = \frac{h s_p \beta_{Lp}}{\tau s_p \beta_L}. \quad \text{I.5.128}$$

Поскольку время жизни определяется по квазиклассической формуле I.5.77 только для очень короткоживущих частиц-резонансов, а их время жизни принято характеризовать через Γ , то мы из некоторых соображений удобства счета ввели масштабный множитель $\frac{s_p \beta_{Lp}}{s_p \beta_L}$ в формулу для τ , что было отмечено, а Γ считали по обычной формуле $\Gamma = \frac{h}{\tau}$.

В таблице I.5.2 указано, что все возможные состояния частиц в мультиплете ПЗМ не являются независимыми. Полностью независимыми являются только $\Delta = 1, 2, 3$ и 4, остальные значения так или иначе определяются этими основными состояниями. Так, например, барионы с $\Delta = 5, 17, 21$ соответствуют некоторым вариантам состояния с $\Delta = 1$. Поэтому многие свойства этих

частиц совпадают с частицами, у которых $\Delta = 1$.

Определение основных квантовых характеристик B, L, S, P .

Квантовые числа отражают место данной частицы в систематизации ПЗМ и определяются сочетанием основных характеристик частиц в этом законе: номером ряда NS , номером мультиплета NT и номером состояния Δ с учетом того — частица P , или античастица A находятся в рассматриваемом состоянии. Характер этой связи указан в таблицах I.5.2, I.5.3 и I.5.4.

Так, например, барионами могут быть только частицы 1 и 2 рядов при определенных — см. таблицу — состояниях и только в том случае, если в первом ряду $NT \leq N_{op}$, а во втором ряду $NT \leq N_{op} \frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{(1-\beta^2)_p^{1/2}}$. Множитель $\frac{(1-\beta^2)^{1/2}}{(1-\beta^2)_p^{1/2}}$ для второго ряда необходим для согласования масштабов единиц / см. §1.1/. Мезоны тоже могут быть только в 1 и во 2 рядах, но в других состояниях. Лептоны же являются только частицами 3 ряда, в котором барионов и мезонов нет.

Существует также однозначная связь между полем частицы в рядах ПЗМ и её зарядом. Знак магнитного момента также определен однозначно.

Пространственная четность для всех заряженных частиц определяется однозначно согласно таблице I.5.1. У нейтральных состояний она не является однозначной функцией квантовых чисел ПЗМ. На знак пространственной четности нейтральной частицы существенное влияние оказывает её предистория — в каких условиях и в какой реакции она появилась. Нарушение сохранения четности в слабых взаимодействиях явно связано с этим свойством нейтральных частиц /см: об этом и в §1.1/. Однако, в фор-

мируемой на основе ТП теории элементарных частиц, совершенно ещё не разработаны вопросы, относящиеся к взаимодействию частиц. Поэтому вопрос об определении четности у нейтральных частиц еще далеко не закрыт. Поэтому в настоящее время мы не можем еще также однозначно определить изотопический спин частицы и его проекцию, так же нет возможности определить однозначно и значения G и C четностей. Однако, определённая связь между этими квантовыми числами и квантовыми числами ПЭМ установлена и указана в таблице 1.5.3. Эта связь позволяет для каждой частицы определить диапазон доступных для неё значений I, I_z, G, C согласно ПЭМ.

В этом параграфе рассматриваются формулы для определения параметров частиц. Для удобства понимания и толкования расчетов указанные параметры частиц вычисляются по формулам, в которые входят однозначные функции только числа K . Способ расчета этих однозначных функций ясен из таблицы 1.5.1. Проследим, как делается расчет.

Для отбора допустимых значений числа K машина перебирает подряд ряд натуральных положительных чисел. Эта операция записана в виде формулы 1А / первая строка — номер горизонтальной строки, а буква обозначает вертикальную строку/. Затем находятся две однозначные функции этого числа: целое число K_1 и число A . Условие 1D удовлетворяется первый раз только для $K=7$ — это и есть первое допустимое значение K , обозначенное $K_{p(121m)}$. Так как A зависит только от отношения K/K_1 , то условию 1D будут удовлетворять кратные значения первого найденного значения K_p , то есть $K = 14, 21, 28$ и т.д. В условии 2А

указано, что ряду первых значений K присваивается номер первого ряда. Расчет показывает, что наряду с рядом кратных значений, K может иметь ряд численных значений, кратных 113. Аналогичным образом находится следующий ряд кратных значений K . Это и есть ряд фундаментальных квантовых чисел, соответствующие найденной периодизации. Существенно отметить, что число K и его функция-число K_1 , отобранные указанным образом, оказываются парами числами, которые известны в теории чисел, как данные наилучшее приближение к числу 2π . Так, $K = 7$ соответствует $K_1 = 44$, и дробь $\frac{44}{7}$ первое наилучшее приближение к 2π с изотопией. Следующим лучшим приближением, как известно, является дробь $510/113$, которые в ПЭМ являются соответственно первыми значениями K_1 и K во втором ряду и т.д. Это свойство пар чисел K_1 и K , являющихся основными аргументами в формулах для расчета параметров частиц, может быть использовано для получения подходящих значений K не путем выбора из всех чисел натурального ряда значений, удовлетворяющих критерию 1D, а более простым способом, указанным в [1, стр. 23].

Рассмотрим другие обозначения. 2С вводит понятие о номере состояния в данном ряду N . Условие 2D показывает, что каждый ряд ПЭМ имеет ограничение, определяемое простым условием: последний номер данного ряда оказывается равным первому значению K у последующего ряда. Таким образом, первые формулы позволяют нам вычислить отобранные значения K и первые функции $K - K_1$ и A . С помощью формул от 3А до 7С находятся следующие однозначные функции K : целочисленные $\alpha, \alpha_1, \alpha_2$ и положительные числа $\Delta\beta, 1-\beta_1, 1-\beta; 1-\beta_1; 1-\beta_2$ и $R/R_2, K_x, K_y, G_1^2$. Это

числа, которые, как мы далее увидим, трактуются как величины, характеризующие внутренние структурные параметры элементарных частиц. Весь набор этих величин определяется однозначно из данного значения K , то есть данному значению K соответствует одно численное значение указанных величин.

Формулы для определения наблюдаемых зарядов от $16A$ до $16D$, формулы для определения магнитных моментов $17A - 17D$, формулы для определения масс $18A - 18D$, формулы для определения спинов частиц $19A - 19D$ показывают, что "внешние" параметры частиц целиком определяются "внутренними" параметрами частиц, которые найдены из предыдущих формул по числу K . Однако определение внешних параметров по внутренним производится по разным формулам для следующих видов и состояний частиц, входящих в зарядовый мультиплет $13M$ - для заряженных частиц, для нейтральных частиц и составных частиц всех допустимых состояний Δ . Таким образом, из одного численного значения K получают все параметры всех частиц, входящих в данный мультиплет.

В рамках излагаемого метода расчета свойств и параметров частиц, кроме измеряемых экспериментально параметров, могут быть определены и другие свойства частиц. В частности, найдено условие устойчивости частиц, принадлежащих данному мультиплету и находящихся в определенном состоянии. Номер этого состояния в ряду, названный "оптимальным", определяется по формулам $13A$ и $13B$ таблиц расчетных формул для $13M$. Оказалось, что в первом и третьем рядах имеется только одно и притом заряженное состояние, обладающее необходимой устойчивостью. Сравнение параметров этих частиц показывает, что устойчивое - оп-

тимальное состояние в первом ряду является протоном / антипротоном /, а устойчивое состояние в третьем ряду является электроном /позитроном/. Во втором ряду достаточно устойчивых состояний нет вообще. Относительно устойчивое состояние соответствует частице с массой порядка 28 электронных масс. Эта короткоживущая частица пока ещё не обнаружена, но, согласно теории, обнаружение её возможно, хотя затруднительно, поскольку она не принимает участия в образовании ядер атомов и не может быть получена в проводимых сейчас экспериментах, в которых мишенью является атомное ядро или достаточно тяжелые частицы. Для обнаружения этой частицы необходимо ставить специальный эксперимент.

В следующем разделе подробно описан результат расчета параметров элементарных частиц по полученным здесь формулам. Теоретически полученные значения параметров 34 сопоставлены с экспериментом и результат этого сопоставления обстоятельно анализируется.

$$F = \frac{n}{2n} \left[(1-\beta) - (1-\frac{K}{n})(1-\beta) - \frac{KA}{n} \right] \quad F(n-1) > F(n) > 0 > F(n+1)$$

$$(1-\beta_1) = (1-\beta) - \Delta\beta$$

$$(1-\beta_1) = (1-\beta) + \Delta\beta$$

$$k_1 = n_1(1-\beta_1)^2$$

$$n_1 = \frac{1}{8k_1 R^2}$$

$$A_1 = \sqrt{\frac{8}{9} \left[\frac{\beta_1 k_1 E_{11,12,13}}{\beta_1 k_1 (1-\beta_1)^2} \right]}$$

$$f(g_{00}) = \beta_1^2 - \beta_2^2$$

РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ ПАРАМЕТРОВ ЭЧ ДЛЯ ЭВМ

Таблица 1.5.1

№	параметры	A	B	C	D
1	K, K_1 A	$K = 1, 2, 3 \dots$	$K_1 = 2[\varepsilon(\pi K) + 1]$	$A = \left(1 - \frac{2\pi K}{K_1}\right)$	$6\sqrt{2}A \leq K_p^{-2}$
2	NS, N_m K_p, K_{ip}	NS (№ ряда) равен порядковому номеру A	K_1 первое значение K K_{ip} и K_1 в каждом ряду	$N = \frac{K}{K_p} = \frac{K_1}{K_{ip}}$; N-номер состояния в ряду	$N_m = N_{max} [NS] = K_p [NS + 1]$
3	β_0, n_0 n, γ	$(1 - \beta_0^2) \approx 6A$	$n_0 \approx \varepsilon \left\{ 0,5 + \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta_0^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta_0^2)^{3/2}} \right\}$	$n_0 + 2^y > n > n_0 - 2^y$ n - целое число	$\gamma = 4 - \varepsilon \left(\frac{\lg A}{\lg 4} \right)$
4	n_1, n_2 β_{ip}, β_{2p}	$n_1 = n + \frac{K_1}{2}$	$n_2 = n - \frac{K_1}{2}$	$(1 - \beta_{ip}^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n_1} \right)^{2/3} \left[1 + \left(\frac{2}{n_1} \right)^{2/3} \right]$	$(1 - \beta_{2p}^2) = \frac{1}{2} \left(\frac{2}{n_2} \right)^{2/3} \left[1 + \left(\frac{2}{n_2} \right)^{2/3} \right]$
5	$\Delta\beta, \beta_p$ $F(n)$	$\Delta\beta_p = \frac{K_1[(1 - \beta) - A]}{2n}$	$(1 - \beta) = \frac{(1 - \beta_{ip}) + (1 - \beta_{2p})}{2}$	$F = \frac{n_1}{2n} \left[(1 - \beta_1) - \left(1 - \frac{K_1}{n_1}\right)(1 - \beta_2) - \frac{K_1 A}{n_1} \right]$	$F(n-1) > F(n) \geq 0 > F(n+1)$
6	β_L, β β_1, β_2	$(1 - \beta_L) = (1 - \beta) - \frac{3(\Delta\beta)^2}{2\beta}$	$\frac{R_2}{R_1} = \frac{\beta_2 n_2}{\beta_1 n_1}$	$(1 - \beta_1) = (1 - \beta) - \Delta\beta$	$(1 - \beta_2) = (1 - \beta) + \Delta\beta$
7	k_x, Q_1^2 k_y, n_w	$k_x = n_1(1 - \beta_1^2)^{3/2}$	$Q_1^2 = \frac{3k_x^2}{\pi K \beta_1^2(1 - \beta_1^2)}$	$k_y = n_2(1 - \beta_2^2)^{3/2}$	$n_w = \frac{1}{8\pi^2 R_1^3}$
8	A_1, A_2 A_m	$A_1 = \left[\frac{k_x \beta_1 S}{k_y \beta_2} (1 - \beta_1^2) \right]_{1.op.1}$	$A_2 = \left[\frac{k_x \beta_1 S}{k_y \beta_2^3} (1 - \beta_2^2) \right]_{1.op.1}$	$A_m = \sqrt{\frac{8}{9}} \left[\frac{\beta_2 k_y \varepsilon_{1(1.op.1)}}{\beta_1 k_x S_d (1 - \beta_2^2)^{1/2}} \right]_{3.op.3}$	$f(g_{00}) = \beta_1^2 - \beta_2^2$

NN ₉	Параметры	Частицы и античастицы (Δ=1P;=1A;=2P;=2A)	Дубльчастицы и ан-тидубльчастицы (Δ=3P;=3A;=4P;=4A)	Первое составное состояние Δ= 9÷12 (q=1) Δ=17÷20 (q=2)	Второе составное состояние (Δ=21÷24)	Нейтральное состояние (Δ=5÷8)	Составное нейтральное состояние (Δ=13÷16) (Δ=25÷28)
1	2	3	4	5	6	7	8
9 2,1	t _y t _{yd}	t _y = $\frac{nK_1[(1-\beta_1)-A]}{2\pi n_2 k_x} \equiv \frac{n\Delta\beta}{\pi k_x}$	t _{yd} = $\frac{8}{9} \varepsilon_{1d}^2 t_y$; при NS=2 ε_{1d}^2	t _y = $\begin{cases} t_y; \Delta=9,10,17,18 \\ t_{yd}; \Delta=11,12,19,20 \end{cases}$	t _{yi} = $\begin{cases} t_y; \Delta=21,22 \\ t_{yd}; \Delta=23,24 \end{cases}$	t _{yo} = $\begin{cases} t_y; \Delta=5,6 \\ t_{yd}; \Delta=7,8 \end{cases}$	t _{yo} = $\begin{cases} t_y; \Delta=13,14 \\ t_{yd}; \Delta=15,16 \end{cases}$
10 2,2	s s _d s _i s _o	s= $\frac{\beta_1^3 Q_1^2}{\sqrt{2}(1+\beta_1)^2} (1+A_s \varepsilon_1)$ где A _s = $\frac{\beta_2 n_2 (1-\beta_1^2)(1+t_y)}{\beta_1 n_1 (1-\beta_2^2)}$	s _d = $\frac{\beta_1^3 Q_1^2}{\sqrt{2}(1+\beta_1)^2} (1+A_s \varepsilon_{1d})$	s _i = $\begin{cases} s; \Delta=9,10,17,18 \\ s_d; \Delta=11,12,19,20 \end{cases}$	s _i = $\begin{cases} s; \Delta=21,22 \\ s_d; \Delta=23,24 \end{cases}$	s _o = $\begin{cases} s; \Delta=5,6 \\ s_d; \Delta=7,8 \end{cases}$	s _o = $\begin{cases} s; \Delta=13,14 \\ s_d; \Delta=15,16 \end{cases}$
11 2,3	ε ₁ ε _{1d}	ε ₁ = $\left(1+A_1 \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1^3 k_x S}\right)^{-1} (1-\Delta\varepsilon)$	ε _{1d} = $\left(1+A_1 \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1^3 k_x S_d}\right)^{-1} (1-\Delta\varepsilon)$	ε _{1i} = $\begin{cases} \varepsilon_1; \Delta=9,10,17,18 \\ \varepsilon_{1d}; \Delta=11,12,19,20 \end{cases}$	ε _{1i} = $\begin{cases} \varepsilon_1; \Delta=21,22 \\ \varepsilon_{1d}; \Delta=23,24 \end{cases}$	ε _{1o} = $\begin{cases} \varepsilon_1; \Delta=5,6 \\ \varepsilon_{1d}; \Delta=7,8 \end{cases}$	ε _{1o} = $\begin{cases} \varepsilon_1; \Delta=13,14 \\ \varepsilon_{1d}; \Delta=15,16 \end{cases}$
12 2,4	ε ₂ ε _{2d} Δε	ε ₂ = $\left(1+A_2 \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1^3 k_x S}\right)^{-1} (1-\Delta\varepsilon);$ (1-Δε)= $\frac{1}{2\beta_1^2} \left(1+\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}\right) A_\varepsilon;$	ε _{2d} = $\left(1+A_2 \sqrt{\frac{8}{9}} \frac{\beta_2 k_y}{\beta_1^3 k_x S_d}\right)^{-1} (1-\Delta\varepsilon);$ A _ε = $\begin{cases} (\beta_2 \beta_1)_p & \text{NS}=1 \\ \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}\right)^{1/2} & \text{NS}\neq 1 \end{cases}$	ε _{2i} = $\begin{cases} \varepsilon_2; \Delta=9,10,17,18 \\ \varepsilon_{2d}; \Delta=11,12,19,20 \end{cases}$	ε _{2i} = $\begin{cases} \varepsilon_2; \Delta=21,22 \\ \varepsilon_{2d}; \Delta=23,24 \end{cases}$	ε _{2o} = $\begin{cases} \varepsilon_2; \Delta=5,6 \\ \varepsilon_{2d}; \Delta=7,8 \end{cases}$	ε _{2o} = $\begin{cases} \varepsilon_2; \Delta=13,14 \\ \varepsilon_{2d}; \Delta=15,16 \end{cases}$
13 2,5	N _{op} N _{dop}	N _{op} = $\varepsilon \left(\frac{A_o n}{1+\frac{A_o K_{1p}}{2}} + 0,5 \right);$ A _o = $\frac{3(1-\beta_1^2)^{1/2} (1+\beta_2)}{4\pi K_p \beta_2 \varepsilon_1^{1/2} \varepsilon_2^{1/2}} \frac{\varepsilon_{1(1,op,3)} \varepsilon_{2(1,op)}^{1/2}}{\varepsilon_{1(1,op,1)} \varepsilon_{2(1,op,1)}^{1/2}};$ ε _φ = $\frac{q^2}{3\hbar c};$ q _{inv} ² = $\tilde{q}_1^2 \beta_1^2 \cos^2 \alpha_1 + \tilde{q}_2^2 \beta_2^2 \cos^2 \alpha_2;$	N _{dop} = $\varepsilon \left(\frac{A_{od} n}{1+\frac{A_{od} K_{1p}}{2}} + 0,5 \right);$ A _{od} = $\frac{3(1-\beta_1^2)^{1/2} (1+\beta_1)}{4\pi K_p \beta_2 \varepsilon_{1(1,op)}^{1/2} \varepsilon_{2(1,op)}^{1/2}} \frac{\varepsilon_{1(1,op,1)} \varepsilon_{2(1,op,1)}^{1/2}}{\varepsilon_{1(1,op,1)} \varepsilon_{2(1,op,1)}^{1/2}};$	$\tilde{q}_1^2 = \frac{Q_1^2 \hbar c}{\cos \alpha_1};$ $\tilde{q}_2^2 = \frac{Q_1^2 \hbar c}{\cos \alpha_2} \frac{\beta_1^2 (1+\beta_2)^2}{\beta_2^2 (1+\beta_1)^2} \frac{n_2^2}{n_1^2};$ $\cos \alpha_1 = \frac{3(1+\beta_1)^2}{4 Q_1^2 \beta_1^3} \left[1 + \frac{n_2^2 \beta_2 \cos \alpha_2}{n_1^2 \beta_1 \cos \alpha_1} \right]^{-1};$ $\frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_2} = \frac{q_2^2}{q_1^2} \left _{\Delta} \frac{\beta_1^2 (1+\beta_2)^2}{\beta_2^2 (1+\beta_1)^2} \frac{n_2^2}{n_1^2} \right.$ для всех Δ.			

1	2	3	4	5 ÷ 8
14	q_i, q_{in} q_{id}, q_{idn} q_{iu}, q_{iun} q_{iid}, q_{iidn} q_{io}	$q_i = (8/9)^{1/4} (2S)^{1/2} Q_i; \Delta=1;$ $q_i = A_q (8/9)^{1/4} (2S)^{1/2} Q_i; \Delta=2; A_q = \begin{cases} -1; NS=1; \\ 1; NS \neq 1; \end{cases}$ $q_{in} = A_q q_i \frac{\varepsilon_{10}^{3/2}}{\varepsilon_{2d(1.op.3)}}; \Delta=1; A_q = \begin{cases} 1; NS=1; \\ (8/9)^{1/4}; NS=2; \\ (8/9)^{1/2}; NS \geq 3; \end{cases}$ $q_{in} = q_i \left[\frac{(1+t_y) \varepsilon_{1(1.op.1)}^{1/2}}{(1+t_y)_{op} \varepsilon} \right]^{1/2}; \Delta=2; \varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_{2(1.op.1)}^{1/2}; NS=1; \\ \varepsilon_{2(1.op.1)}^{1/2}; NS \neq 1; \end{cases}$	$q_{id} = (2S_d)^{1/2} Q_i; \Delta=3$ $q_{id} = A_d (2S_d)^{1/2} Q_i; \Delta=4; A_d = \begin{cases} -1; NS=1 \\ 1; NS \neq 1 \end{cases}$ $q_{idn} = A_q q_{id} \frac{\varepsilon_{1(1.op.1)}^{1/4}}{\varepsilon_{2(1.op.1)}^{1/4}} \varepsilon; \Delta=3; A_q = \begin{cases} (8/9)^{1/2}; NS=1; \\ (8/9)^{1/4}; NS=2; \\ 1; NS \geq 3; \end{cases}$ $q_{idn} = q_{id} A_q \left[\frac{1+t_{yd}}{2S_{dop} (1+t_{yd})_{op} \varepsilon \varepsilon_{2(1.op.1)}} \right]^{1/2}; \Delta=4;$ $A_q = \begin{cases} (9/8)^{1/2}; NS=1; \\ 9/8; NS \neq 1; \end{cases} \quad \varepsilon = \begin{cases} 1; NS=2; \\ \varepsilon_{2d}^{1/2}; NS \neq 2; \end{cases}$	$q_{ii}, q_{iin}, q_{iid}, q_{iidn}, q_{io}$ - по формулам 14.3 и 14.4 согласно таблицы соответствия состояний (Δ) 1.5.2
15	$q_2^2/q_1^2; (q_2^2/q_1^2)_n$ $(q_2^2/q_1^2)_d; (q_2^2/q_1^2)_{dn}$ $(q_2^2/q_1^2)_i; (q_2^2/q_1^2)_{in}$ $(q_2^2/q_1^2)_{id}; (q_2^2/q_1^2)_{idn}$ $(q_2^2/q_1^2)_o$	$\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1+\beta_2)^2 n_2^2 \varepsilon_1 (1+t_y)}{\beta_2^2 (1+\beta_1)^2 n_1^2}; \Delta=1;$ $\frac{q_2^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1+\beta_2)^2}{\beta_2^2 (1+\beta_1)^2 (1+t_y)}; \Delta=2;$ $\left(\frac{q_2^2}{q_1^2} \right)_n = \frac{q_2^2}{q_1^2}; \Delta=1; 2;$	$\left(\frac{q_2^2}{q_1^2} \right)_d = \frac{\beta_1^2 (1+\beta_2)^2 n_2^2}{\beta_2^2 (1+\beta_1)^2 \varepsilon_{1d} n_1^2} (1+t_{yd}); \Delta=3;$ $\left(\frac{q_2^2}{q_1^2} \right)_{dn} = \frac{\beta_1^2 (1+\beta_2)^2}{\beta_2^2 (1+\beta_1)^2 (1+t_{yd})}; \Delta=4;$ $\left(\frac{q_2^2}{q_1^2} \right)_{in} = \left(\frac{q_2^2}{q_1^2} \right)_d; \Delta=3; 4;$	$(q_2^2/q_1^2)_i, (q_2^2/q_1^2)_{in}, (q_2^2/q_1^2)_{id}, (q_2^2/q_1^2)_{idn}, (q_2^2/q_1^2)_o$ - по формулам 15.3 и 15.4 согласно таблицы соответствия состояний (Δ) 1.5.2
16	q, q_n q_i, q_{in} q_d, q_{id} q_{dn}, q_{idn} q_o	$q = q_i \left(1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right \right); \Delta=1; 2...$ $q_n = q_{in} \left(1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right \right)$	$q_d = q_{id} \left(1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right \right); \Delta=3; 4...$ $q_{dn} = q_{idn} \left(1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right \right)$	$q_i, q_{in}, q_{id}, q_{idn}, q_o$ - по формулам 16.3 и 16.4 согласно таблицы соответствия состояний (Δ) 1.5.2
17	μ, μ_d μ_o, μ_i	$\mu = \frac{q}{ q } \frac{\beta_1 \beta_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_{2(1.op.1)}} \left[\frac{\varepsilon_1 \beta_2 R_2}{\varepsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \varepsilon_1 \beta_2 R_2}{1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right _n} \right];$ $\mu = 0; N > N_{op}; \Delta=1; 2...$	$\mu_d = \frac{q}{ q } \frac{\beta_1 \beta_2}{\varepsilon_{1(1.op.1)}} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \beta_2 R_2}{1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right _{dn}} \right];$ $\mu_d = 0; N > N_{op}; \Delta=3; 4...$	$\mu_o = \frac{q}{ q } \frac{\beta_1 \beta_2 \varepsilon_1}{\varepsilon_1^{1/2} \left(1 - \left \frac{q_2}{q_1} \right _n \right)} \left(1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} \right);$ $\mu_o = 0; N > N_{op}; \varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_{2(1.op.1)}; \Delta=1; 2 \\ \varepsilon_{1(1.op.1)}; \Delta=3; 4 \end{cases}$ μ_i - по формулам 17.3 и 17.4 согласно таблицы соответствия состояний (Δ) 1.5.2

1	2	3	4	5	6	7	8
18	m, m_d m_i, m_o m_n, m_{dn} m_{in}, m_{on}	$m = \frac{\beta_1 k_x s (1 - \beta_2^2)^{1/2}}{\beta_2 k_y \epsilon_2} A_{mj}$ $m_n = m \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{2(1,op,1)}}; \Delta = 1,2$	$m_d = m \frac{s_d}{s} \sqrt{\frac{g}{8}} \frac{\epsilon_2}{\epsilon_{2d}}$ $m_{dn} = m_d \frac{\epsilon_{zd}}{\epsilon_{1(1,op,1)}}; \Delta = 3,4$	$m_l = \begin{cases} m; & \Delta = 9,10; \\ \sqrt{g/8} m; & \Delta = 17,18; \end{cases}$ $m_{dl} = \begin{cases} m_d; & \Delta = 11,12; \\ \sqrt{g/8} m_d; & \Delta = 19,20; \end{cases}$	$m_i = \frac{g}{8} m; \Delta = 21,22$ $m_{di} = \frac{g}{8} m_d; \Delta = 23,24$	$m_s = m \frac{\epsilon_1^{1/2}}{\epsilon_2}; \Delta = 5,6$ $m_{ds} = m_d \frac{\epsilon_1^{1/2}}{\epsilon_2}; \Delta = 7,8$	$m_{oi} = \sqrt{\frac{g}{8}} m; \Delta = 13,14$ $m_{odi} = \sqrt{\frac{g}{8}} m_d; \Delta = 15,16$
19	$J_{(min)}$ $J_{(max)}$ $J_{\varphi\varphi}$ J_o	$J_n \equiv J_{min} = S \left\{ \frac{\sqrt{2} A_y \beta_1^3 Q_1^2 \beta_2}{(1 + \beta_1)^2} \left[1 + A_y \frac{\beta_1^2 n_2^2 (1 + \beta_2)^2 (q_1)^2}{\beta_2^2 n_1^2 (1 + \beta_1)^2 (q_2)^2} \right] \right\}^{-1}$ $A_y = \frac{k_x (1 + \beta_2^2)^{1/2}}{k_y (1 + \beta_1^2)^{1/2}}; A_y = \begin{cases} 1; & \Delta = 1 \div 4; NS = 1; \\ 1 + t_y; & \Delta = 1; \\ 1; & \Delta = 2,4; NS \neq 1; \\ 1 + t_y; & \Delta = 3 \end{cases}$	$J_{max} = \epsilon \left[S_q A_i \frac{k_{x(1,op,1)} (1 - \beta_1^2)}{(1 - \beta_1^2)_{(1,op,1)} k_x} + 0,5 \right] + A;$ $A_i = \begin{cases} 1; & NS = 1; \\ 1/\pi; & NS \neq 1; \end{cases} A = \begin{cases} 0,5; & \Delta = 1 \div 4; \\ 1; & \Delta = 9 \div 12; \end{cases}$ $J_o = J_q; \Delta = 5 \div 8; \Delta = 17 \div 24;$	$J = J_n + (J_{max} - J_n) \left(1 - e^{-\frac{\tau(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{T}} \right);$			
20	$\tau_{\kappa\kappa}$	$\tau_{\kappa\kappa} = \frac{(1 + \beta_1)^2 \pi K (1 - \beta_1^2)^{1/2} \beta_2^2 S_q^2 A_s \hbar}{k_x^2 \beta_1^2 (1 - \beta_1^2)^{1/2} \epsilon_w^2 S_d (x,op,s) \left 1 - \frac{\alpha_c}{q_{\varphi}^2} \right m_{\varphi} C^2};$ $\epsilon_w = \begin{cases} \epsilon_{2p}; & \Delta = 1,2 \dots * \\ \epsilon_{1p}; & \Delta = 3,4 \dots * \end{cases} S_q = \begin{cases} S; & \Delta = 1,2 \dots * \\ S_d; & \Delta = 3,4 \dots * \end{cases} A_s = \begin{cases} \sqrt{8/g}; & \Delta = 1,2 \dots * \\ 1; & \Delta = 3,4 \dots * \end{cases}$ $m_{\varphi} = m + (m_n - m) \left(1 - e^{-\frac{\tau(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{T}} \right); \Delta = 1,2; T = \frac{2\pi R_1}{\beta_1 c}; R_1 = \frac{2S_q \hbar \beta_1}{m_{\varphi} C \epsilon_2};$ $q_{\varphi} = q + (q_n - q) \left(1 - e^{-\frac{\tau(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{T}} \right);$ *) - согласно таблицы соответствия состояний (Δ) 1.5.2					
21	$\tau_{\kappa\beta}$	$k_1 = \frac{\sqrt{2m_{\varphi} E}}{\hbar}; k_2 = \frac{\sqrt{2m U_o - E }}{\hbar}; U_o = mc^2 \left(1 - \frac{m_{NT+1}}{m_{NT}} \right); E = \begin{cases} E_o n_2^2; & E_o < U_o; \\ E_o; & E_o > U_o; \end{cases} E_o = w_{\beta} \left 1 - \frac{\alpha_c}{q_{\varphi}^2} \right T A_{\Delta}; w_{\beta} = \frac{2 q_{\varphi}^2 \beta_1^2 c}{3 R_1^2 (1 + \beta_1)^2};$ $q_{\varphi} = q + (q_n - q) \left(1 - e^{-\frac{\tau(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{T}} \right); A_{\Delta} = \begin{cases} \sqrt{8/g}; & \Delta = 1,5 \dots * \\ 1; & \Delta = 2,3 \dots * \end{cases} a = \begin{cases} A_{NS} \pi R_1 \frac{\epsilon_w k_x n_1}{2 S_q \beta_1 n} \sqrt{\frac{m_{\varphi} C^2}{2 \sqrt{2} E}}; & E < U_o; \\ \beta_1 c \frac{(1 - \beta_1^2)^{1/2}}{(1 - \beta_1^2)^{1/2}_p} \tau; & E > U_o; \end{cases}$ $n_{\tau} = \epsilon \left[1 + \frac{2 \arcsin \sqrt{E_y U_o}}{\pi} + \frac{k_1 (E_o) a(E_o)}{\pi} + 0,5 \right]; a(E_o) = A_{NS} \pi R_1 \frac{\epsilon_w k_x n_1}{2 S_q \beta_1 n} \sqrt{\frac{m_{\varphi} C^2}{2 \sqrt{2} E_o}}; k_1(E_o) = \frac{\sqrt{2m_{\varphi} E_o}}{\hbar};$					

*) - согласно таблицы соответствия состояний (Δ) 1.5.2

Зависимость квантовых чисел от принадлежности частицы к определенному состоянию ПЗМ.
Таблица 1.5.1

84 83

Параметр (NS)	Параметр (NT)	Параметр (A)	Параметр (B)	Параметр (L)	Параметр (M)	Параметр (N)
NS=1	$NT < N_0$	$\Delta = 1/8$	± 1	0	нет	да
		$\Delta = 3/8$	0	0	да	да
		$\Delta = 5/8$	± 1	0	нет	да
	$NT > N_0$	$\Delta = 1/8$	0	0	да	да
		$\Delta = 3/8$	0	0	да	да
		$\Delta = 5/8$	-	-	-	нет
NS=2	$NT < N_0 \frac{(1-A)^2}{(1-A^2)}$	$\Delta = 1/8$	± 1	0	нет	да
		$\Delta = 3/8$	0	0	да	да
		$\Delta = 5/8$	± 1	0	нет	да
	$NT > N_0 \frac{(1-A)^2}{(1-A^2)}$	$\Delta = 1/8$	-	-	-	нет
		$\Delta = 3/8$	0	0	да	да
		$\Delta = 5/8$	-	-	-	нет
NS=3	$1/2 NT < \frac{N_0}{(1-A)^2}$	$\Delta = 1/8$	0	± 1	нет	да
		$\Delta = 3/8$	0	± 1	нет	да
		$\Delta = 5/8$	-	-	-	нет
	Все NT	$\Delta = 1/8$	-	-	-	нет
		$\Delta = 3/8$	-	-	-	нет
		$\Delta = 5/8$	-	-	-	нет

Барьеры

Основное состояние	Мультиплеты соответствующих состояний (Δ).					
$\Delta=1$	1^{+*}	$5^{-(+)}$	9^{+}	$13^{-(+)}$	17^{+}	21^{+}
$\Delta=2$	2^{-}	$6^{-(+)}$	10^{-}	$14^{-(+)}$	18^{-}	22^{-}
$\Delta=3$	3^{+}	$7^{-(+)}$	11^{+}	$15^{-(+)}$	19^{+}	23^{+}
$\Delta=4$	4^{-}	$8^{-(+)}$	12^{-}	$16^{-(+)}$	20^{-}	24^{-}
Параметр	Значения параметров					
$\Delta=1$ q	± 1	0	± 1	0	± 2	± 1
$\Delta=2$ J_n	$1/2$	$1/2$	0	0	$1/2$	$1/2$
$\Delta=2$ B	± 1	± 1	0	0	± 1	± 1

* Четность: „+“ соответствует +1,
„-“ — -1.

Зависимость квантовых чисел от принадлеж-
ности частицы к определенному состоянию ПЗМ.

Таблица 1.5.3

Номер ряда (NS)	Номер "точки" (мультиплета) (NT)	Номер со- стояния в мультипле- те ПЗМ (Δ)	Барион- ное число B	Лептон- ное число L	Принад- лежность к мезо- нам.	Реализу- ется или нет
NS=1	$NT \leq N_{op}$	$\Delta = 1 \div 8$	± 1	0	нет	да
		$\Delta = 9 \div 16$	0	0	да	да
		$\Delta = 17 \div 24$	± 1	0	нет	да
	$NT > N_{op}$	$\Delta = 1 \div 8$	0	0	да	да
		$\Delta = 9 \div 16$	0	0	да	да
		$\Delta = 17 \div 24$	-	-	-	нет
NS=2	$NT \leq N_{op} \frac{(1-\beta_i^2)^{1/2}}{(1-\beta_i^2)_{1,op.1}}$	$\Delta = 1 \div 8$	± 1	0	нет	да
		$\Delta = 9 \div 16$	0	0	да	да
		$\Delta = 17 \div 24$	± 1	0	нет	да
	$NT > N_{op} \frac{(1-\beta_i^2)^{1/2}}{(1-\beta_i^2)_{1,op.1}}$	$\Delta = 1 \div 8$	-	-	-	нет
		$\Delta = 9 \div 16$	0	0	да	да
		$\Delta = 17 \div 24$	-	-	-	нет
NS=3	$1 \geq NT < \frac{N_{op}}{(1-\beta_i^2)_{1,op.1}}$	$\Delta = 1 \div 4$	0	± 1	нет	да
		$\Delta = 5 \div 8$	0	± 1	нет	да
		$\Delta = 9 \div 16$	-	-	-	нет
		$\Delta = 17 \div 24$	-	-	-	нет
	Все NT					
NS>3	Все NT	$\Delta = 1 \div 24$	-	-	-	нет

Барионы					
Δ	1)	NS=1		NS=2	
		Электр. заряд (q)	P-четн.	Электр. заряд (q)	P-четн.
Δ=1	P	+1	+1	-1	+1
	A	-1	-1	+1	-1
Δ=2	P	-1	-1	+1	-1
	A	+1	+1	-1	+1
Δ=3	P	+1	+1	-1	+1
	A	-1	-1	+1	-1
Δ=4	P	-1	-1	+1	-1
	A	+1	+1	-1	+1

Мезоны				Лептоны			
Δ	1)	NS=1		NS=2		NS=3	
		Электр. зар. (q)	P-четн.	Электр. зар. (q)	P-четн.	Электр. зар. (q)	P-четн.
Δ=1	P	+1	+1	-1	+1	P	-1
	A	-1	+1	+1	+1	A	+1
Δ=2	P	-1	-1	+1	-1	P	+1
	A	+1	-1	-1	-1	A	-1
Δ=3	P	+1	+1	-1	+1	P	-1
	A	-1	+1	+1	+1	A	+1
Δ=4	P	-1	-1	+1	-1	P	+1
	A	+1	-1	-1	-1	A	-1

1) P-частица, A-античастица

Таблица 1.5.4

PQA	$I, I_z; G; P; C$	Δ	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
NS=1	$I=3/2$	$I_z=3/2$			$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$													$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$
		$I_z=1/2$			$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	*	*	*	*									$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$		$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
	$I=1$	$I_z=1$			*	*					$P_{(A)}^*$	$P_{(A)}^*$							*		*		*	*	*	*
		$I_z=0$			*	*	*	*	*	*					*	*	*	*					*	*	*	*
	$I=1/2$	$I_z=1/2$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$		$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
		$I_z=0$			*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*					*	*	*	*
	G	$C=+1$					*	*			*	*			*	*										
		$C=-1$	*	*											*	*	*	*								
	P	$P=+1$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	*	*	*	*	*	$P_{(A)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	*	*	*	*	$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$
		$P=-1$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	*	*	*	*	*	$P_{(A)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	*	*	*	*	$A_{(P)}^*$		$A_{(P)}^*$		$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
	C	$C=+1$					*	*	*	*																
		$C=-1$													*	*	*	*								
NS=2	$I=3/2$	$I_z=3/2$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$													$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$
		$I_z=1/2$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	*	*	*	*									$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
	$I=1$	$I_z=1$	*	*	*	*					$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$					*		*	*	*	*	*	*
		$I_z=0$	*	*	*	*	*	*	*	*					*	*	*	*					*	*	*	*
	$I=1/2$	$I_z=1/2$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
		$I_z=0$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*					*	*	*	*
	G	$C=+1$									*	*	*	*	*	*	*	*								
		$C=-1$									*	*	*	*	*	*	*	*								
	P	$P=+1$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	$A_{(P)}^*$		$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
		$P=-1$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	*	$P_{(A)}^*$		$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$	$A_{(P)}^*$	$P_{(A)}^*$
	C	$C=+1$													*	*	*	*								
		$C=-1$													*	*	*	*								

85 Таблица 1.5.5

Δ		NS=1			NS=2;3		
		Знак функции заряда	Знак электрич. заряда	Знак магнитн. момента	Знак функции заряда	Знак электрич. заряда	Знак магнитн. момента
		q	q	μ	q	q	μ
$\Delta=1$	P	+	+	+	+	-	-
(9,17,21)	A	-	-	-	-	+	+
$\Delta=2$	P	-	-	-	+	+	+
(10,18,22)	A	+	+	+	-	-	-
$\Delta=3$	P	+	+	+	+	-	-
(11,19,23)	A	-	-	-	-	+	+
$\Delta=4$	P	-	-	-	+	+	+
(12,20,24)	A	+	+	+	-	-	-
$\Delta=5$	P	+	0	-	+	0	-
(13)	A	-	0	+	-	0	+
$\Delta=6$	P	-	0	+	+	0	-
(14)	A	+	0	-	-	0	+
$\Delta=7$	P	+	0	-	+	0	-
(15)	A	-	0	+	-	0	+
$\Delta=8$	P	-	0	+	+	0	-
(16)	A	+	0	-	-	0	+

*) P-частица, A-античастица

* Состояние допускается теорией.