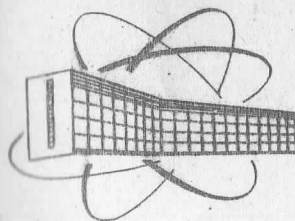


13 коп.



Препринт
ИТФ-69-53

И.Л.ГЕРЛОВИН

СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И СООБРАЖЕНИЯ ОБ ОСНОВАХ БУДУЩЕЙ
ТЕОРИИ

Киев - 1969

Академия наук Украинской ССР
Институт теоретической физики

И.Л.ГЕРЛОВИИ

СИСТЕМАТИЗАЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И СООБРАЖЕНИЯ
ОБ ОСНОВАХ БУДУЩЕЙ ТЕОРИИ

Киев - 1969

Academy of Sciences of Ukrainian SSR
Institute for Theoretical Physics

I.L. Gerlovin

Systematization of Elementary Particles and
Considerations of the Foundations of the
Future Theory

The work describes a method of complete systematization of elementary particles. Within this systematization there were obtained formulas for theoretical calculation of parameters of all the particles, such as masses, charges, spins, magnetic moments, interaction constants and other parameters. The dimensionless spectra of particle parameters are derived from one "fundamental quantum number". Values of this number are determined as parameters resulting in solutions of one equation. Thus, neither arbitrary value nor value taken from experiment are used in the calculation formulas. Only two world constants \hbar and C were used in calculations but only as scale units.

The coincidence of calculated values with the observed ones is complete. However, the theory predicts the existence of many undiscovered particles within very high-energy region as well as within relatively low-energy region. The latter can be an object for discussion.

The author gains the particle systematization on the basis of his formulation of the unified theory of a new "fundamental field". The bases contain many extremely discussional statements, that is why the author, by expressing hope to keep them in a final elementary particle theory, does not reject a possibility to obtain such systematization on the basis of other physical concepts.

The work was reported at the seminar in the Institute for Theoretical Physics in November, 1968 and in March, 1969.

В работе описывается способ полной систематизации элементарных частиц. В рамках этой систематизации получены формулы для теоретического расчета всех параметров частиц: масс, зарядов, спинов, магнитных моментов, констант взаимодействия и других величин. Метод расчета таков, что безразмерные спектры параметров частиц определяются из одного "фундаментального квантового числа". Значения этого числа определяются как параметры, дающие решения одного уравнения. Таким образом, в расчетные формулы не привлекаются ни одна произвольная или взятая из эксперимента величина. Только две мировые константы \hbar и C использованы в расчетах, но исключительно как единицы масштаба.

Совпадение вычисленных значений с опытными хорошее. Кроме того, теория предсказывает много еще неоткрытых частиц в области очень высоких энергий, что естественно, а также относительно малых энергий, что вызывает дискуссию.

Систематизация частиц получена автором из основ сформулированной им единой теории нового "фундаментального поля". Эти основы содержат много крайне дискуссионных положений, поэтому автор, выражая надежду на их сохранение в окончательной теории элементарных частиц, не исключает возможности получения подобной систематизации на основе иных физических представлений.

Работа доложена на семинаре в Институте теоретической физики АН УССР в ноябре 1968 г. и в марте 1969 г.

. Илья Львович Герловин

Систематизация элементарных частиц и соображения
об основах будущей теории

Печатается по постановлению ученого совета
Института теоретической физики АН УССР

Предисловие

Работа публикуется в сугубо дискуссионном порядке. Теоретические концепции автора вызвали широкую критику семинара ИТФ АН УССР.

Предложенная автором рецептура вычисления физических характеристик элементарных частиц заслуживает, однако, опубликования, поскольку приводит к согласию с экспериментом. Формулы автора предсказывают не только массы частиц, но и их заряды, и другие квантовые характеристики. Однако рецептура автора далека от совершенства, так как предсказывает множество лишних элементарных частиц даже в области весьма низких энергий. Новые экспериментальные открытия здесь, видимо, исключены.

Если, тем не менее, поверить в правильность окончательных формул автора (считая их просто угаданными), то несомненно, эти формулы должны быть дополнены какими-то правилами отбора, сокращающими число предсказанных частиц. Таких правил у автора нет.

Ученый секретарь
ИТФ АН УССР

Ю.Л.Ментковский

Preface

The work is published in a merely discussional order. The author's theoretical conceptions caused a wide criticism at a Seminar in the Institute for Theoretical Physics of the Academy of Sciences of the Ukrainian SSR.

However, the calculation method of physical characteristics of elementary particles proposed by the author deserves publishing since it leads to the agreement with experiment.

The author's formulas forecast not only the masses of the particles but their charges and another quantum characteristics as well. However, the author's method is far from perfection as it forecasts lots of extra elementary particles even within the region of rather low energies. The new experimental discoveries seem to be excluded here.

If nevertheless, to convince in the rightness of the author's finite formulas (considering them simply guessed), then, these formulas should certainly be added by some selection rules contracting the number of the forecasted particles. The author has no such rules.

Scientific Secretary of the Institute
for Theoretical Physics of the Academy
of Sciences of the Ukrainian SSR

Yu.L.Mentkovsky

Introduction

In [I] the author proposed the method of complete systematization of "elementary" particles and the formulas for calculation of the main parameters thereof. The results were obtained on the bases of three postulates which were offered instead of more than twenty postulates being in use up to the present time.

In the first postulate the attention is drawn to the fact that by expressing the uncertainty relation in terms of non-commutativity of corresponding operators we consider incorrectly from the mathematical point of view, that this relation must be always determined by the same quantum of action, i.e. the Planck's constant. Strictly speaking, the fact of non-commutativity of operators is to be expressed by means of the spectrum of the values which characterize this non-commutativity. Each level of elementarity must have its quantum of action. The Planck's constant is a quantum of action which characterize "elementary" particles as a whole. It is not difficult to see that all the experiments which proof the correct choice of this constant, concern the level of elementarity. Interpretation of experiments, the structure of particles would be displayed therein, is difficult at present time. It is rightful to consider that these difficulties are associated with the fact that we ungroundedly use the same constant to characterize various levels of elementarity.

The second postulate states that there exists a certain unified "fundamental field" responsible for all kinds of interactions which are known to-day. In contradistinction to attempts which have been made earlier in building up the unified field theory, the fundamental field is regarded as a field which has electromagnetic nature, but this field does not coincide with that which is characterized by the Maxwell equations. The fundamental field turns into the Maxwell equation in quasi-classical approximation when averaged in space and time. The conformity principle in its broad and ge-

nerally accepted sense was used in [I] as the third postulate.

The fundamental field equations are not discussed in [I]. It was supposed that the analysis of the equations must be a next phase of development of the unified theory bases. The present work contains the results for further development of the unified field theory bases formulated in main in [I]. Here physical and mathematical bases of the theory are completely discussed but, certainly, by this publication the author does not pretend to statement of the final theory. (For details see section: "Discussion and Conclusions"). However, the complete coincidence of the already obtained results with the experience makes the author hope that the question is about the bases of the theory which will be considered correct in the future.

Введение

В [1] автором предложен способ систематизации "элементарных" частиц и формулы для расчета их основных параметров. Эти результаты были получены на основе трех постулатов, которые предлагались взамен более чем двенадцати постулатов, используемых до настоящего времени.

В первом постулате обращается внимание на то, что, выражая соотношение неопределенности через некоммутативность соответствующих операторов, мы математически некорректно считаем, что это соотношение должно определяться всегда одним и тем же квантом действия — постоянной Планка. Строго говоря, факт некоммутативности операторов должен выражаться посредством спектра величин, характеризующих эту некоммутативность. Для каждого уровня элементарности должен быть свой квант действия. Постоянная Планка — квант действия, который характеризует "элементарные" частицы как единое целое. Нетрудно видеть, что все эксперименты, которые подтверждают правильность выбора этой константы, относятся к этому уровню элементарности. Эксперименты, в которых могла бы проявиться структура частиц, встречают сейчас трудности с истолкованием полученных результатов. Правомерно считать, что эти трудности и связаны с тем, что мы необоснованно применяем одну и ту же константу для характеристики разных уровней элементарности.

Второй постулат содержит утверждение о том, что существует некое единое "фундаментальное" поле, ответственное за все виды взаимодействий известных в настоящее время. В отличие от ранее сделанных попыток построения единой теории поля, фундаментальное поле рассматривается как поле, имеющее электромагнитную природу, но не совпадающее с полем, характеризуемым уравнениями Максвелла. Уравнение фундаментального поля переходит в уравнение Максвелла в квазиклассическом приближении при усреднении в пространстве и во времени. В качестве третьего постулата в [1] был использован принцип соответствия в самом широком и достаточно общепринятом его понимании.

Уравнения фундаментального поля в [1] не рассматривались. Предполагалось, что анализ этих уравнений должен быть следующим

этапом развития основ единой теории. Данная работа содержит результаты дальнейшего развития основ единой теории поля, принципиально сформулированных в [1]. Здесь физические и математические основы теории рассматриваются достаточно полно, однако, автор не претендует, конечно, этой публикацией на малое же завершение теории. (Более подробно об этом см. в разделе: "Обсуждение и выводы").

Однако соответствие уже полученных результатов эксперименту дает основание автору надеяться на то, что речь идет об основах теории, которая в будущем будет считаться правильной.

§ 1. Систематизация элементарных частиц

1. Надежды на получение алгоритма и полной систематизации элементарных частиц связывали сперва с изотопизмом [2], дополненным понятием о странности [3], а в последние годы — с унитарной симметрией [4]. Эти приемы позволили обнаружить определенные закономерности, с помощью которых известные сейчас частицы объединяются в отдельные группы по тем или иным общим признакам. Исследования в области унитарной симметрии позволили даже методом интерполяции и экстраполяции известных опытных данных предсказать с удовлетворительной точностью еще неизвестные из опыта данные. Так, например, были предсказаны масса, заряд, спин Ξ^- гиперона еще до его обнаружения на опыте. Однако за истекшие 8 лет первоначальный успех теории симметрий развить дальше не удалось.

Изложение теоретических трудностей метода симметрий выходит за рамки нашей работы, отметим только, что они глубоки. Глубина трудностей определяется тем, что групповой метод основывается не на конкретных уравнениях, описывающих законы движения, а на общих оценочных представлениях теории групп. Кроме того, эти методы принципиально не позволяют объединить в единую систему легкие и тяжелые частицы. Метод пригоден только для тяжелых частиц (адронов).

В отличие от известных ранее методов систематизации частиц рассматриваемый здесь метод несет универсальный характер и пригоден для всех элементарных частиц. Количественное и качественное совпадение результатов расчета, полностью исключавшее вероятность "случайных" совпадений, говорит о том, что найденная нами закономерность, которая позволила получить систематизацию частиц, отражает глубокие законы природы (см. табл. 2).

В § 4 рассмотрим место полученных результатов в установившейся сейчас системе взглядов, а также покажем полную равномерность такого подхода. В этом параграфе описывается методика получения расчетных формул для определения параметров частиц.

В основе этой методики лежит определенная "модель" структуры элементарных частиц и частиц вакуума, которая следует из свойств фундаментального поля.

Модель элементарных частиц, как будет ясно из последующего, отличается от привычных классических представлений значительно больше, чем квантовые модели типа "электронного облака" в атоме, однако, она позволяет более прозрачное квазиклассическое приближение. Опишем эту модель.

Все элементарные частицы представляют собой два соосных круговых, коротковременных токовых шнура, которые в квазиклассическом приближении находятся в одной плоскости, а при более точном квантовом рассмотрении имеют ширину неопределенности, характеризующую присутствию им квантом действия. Плотность заряда фундаментального поля распределяется вдоль токовых шнуров не равномерно, а в виде регулярно расположенных сгустков. В квазиклассическом приближении сгустки могут рассматриваться как "точечные" заряды. При квантовом рассмотрении они имеют отличную от нуля вероятность расширения вплоть до полного сглаживания плотности заряда вдоль токового шнура и перехода структуры из дискретного кругового тока в сплошной круговой ток. Эти сгустки - "субчастицы" - только структурные особенности частиц и не рассматриваются как образования, способные существовать самостоятельно. В этом смысле сами частицы элементарны, и не делятся на самостоятельно существующие части, т.е. "кварков" нет.

Сгустки у токовых шнуров перемещаются вдоль своих окружностей со скоростями, близкими к скорости света. Подобно точечным зарядам в электродинамике эти сгустки принципиально могут излучать и образуют около себя стационарное, при ультрарелятивистской скорости резко неоднородное поле, которое перемещается вместе с ними, но не излучает.

Плотность заряда фундаментального поля, распределенная вдоль "наружного" токового шнура, образует заряд q_1 , а вдоль "внутреннего" токового шнура - заряд q_2 . (Далее все параметры, относящиеся к наружному круговому току, имеют индекс 1, а к внутреннему - 2). Все устойчивые и метастабильные состояния (частицы) имеют заряды разных знаков на наружном и внутреннем токовых шнурах.

Заряды фундаментального поля q_1 и q_2 ответственны за сильные взаимодействия, которые они образуют даже в том случае, если $q_1 = q_2$, и, следовательно, суммарный наблюдаемый заряд всей частицы равен нулю. В этом случае микрочастица не создает вокруг себя эцентрического поля и является "нейтральной". Частицы, у которых $q_1 \neq q_2$, имеют суммарный наружный заряд, естественно, равный $q = q_1 - q_2$. Это заряженные частицы. Понятно, что q меньше q_1 и q_2 . Когда частицы отличаются только знаком q_1 и q_2 , то они образуют частицу и античастицу. Возможен и такой случай, когда $|q_2| > |q_1|$, а $q = q_2 - q_1$ со своим знаком заряда. Такие заряженные состояния мы назвали в [1] "дубль-частицами". Следовательно, принципиально могут существовать четыре вида заряженных состояний данной частицы: два положительных и два отрицательных, отличающихся тем, что в одном случае доминирует наружный заряд, а в другом внутренний. Такова "модель" микрочастиц.

2. Первое требование, которое надо предъявить частицам, имеем такую структуру, состоит в том, что они не должны излучать. Это требование должно быть предъявлено несмотря на квантовый характер структуры, потому что при отказе от постулата об единственности кванта действия мы автоматически снимаем постулат о неизлучении частиц, занимающих "устойчивые" уровни, следовательно, должны находить условия неизлучения, а из них и устойчивые уровни, которые не постулируются, а определяются.

Фундаментальное поле на большом расстоянии от сгустков-источков поля переходит в обычное электромагнитное поле. Поэтому задача о нахождении условий неизлучения внутренней структуры микрочастицы может быть в определенной степени приближенно сведена к соответствующей задаче в классической электродинамике. Поиски распределений движущихся зарядов, которые не излучают, начаты еще Зоммерфельдом [5], Герцем [6] и Шоттом [7] и продолжены М.А.Марковым, Д.Вомсом и В.Вайнштейном [8], недавно вновь возобновились. Независимо от автора (см. [1]) этот вопрос был подробно рассмотрен в 1964 и 1968 гг. Г.Гёддеке и Г.Арнеттом [9]. В [9] Гёддеке находит условия, которым должна удовлетворять система движущихся ускоренно, но не излучающих классических зарядов, которые он считал достаточными. Понимая значение этого результата Гёддеке делает вывод о том, что существование неизлучающих дискретных систем зарядов может объяснить "...квантовую природу материи". В [1] автором показано, что нахождение условий неизлучения в рамках классической электродинамики возможно, однако, во-первых, только в ультрарелятивистском приближении.

трарелятивистской области, во-вторых, эти условия имеют в классической электродинамике только приближенные решения. Причем точность квазиклассического расчета соответствует той точности, которая допускается для такого расчета с учетом новых численных значений квантов действия для "субчастиц".

Для квазиклассической модели двух точечных дискретных круговых токов в [1] автором найдена такая зависимость между внутренними параметрами структуры, которая должна удовлетворяться, если выполнены условия синхронности и противофазности излучений, создаваемых наружным и внутренним токовыми тундрами.

$$\frac{\beta_1^2 \left[J_{n_1}'(n_1 \beta_1) J_{n_2}(n_2 \beta_1) \right]}{1 - \beta_1^2 \left[J_{n_1}(n_1 \beta_1) \beta_1^2 J_{n_1}'(n_1 \beta_1) \right]} - \frac{\beta_2^2 \left[J_{n_2}'(n_2 \beta_2) + \frac{J_{n_2}(n_2 \beta_2)}{\beta_2^2 J_{n_2}'(n_2 \beta_2)} \right]}{1 - \beta_2^2 \left[J_{n_2}(n_2 \beta_2) \beta_2^2 J_{n_2}'(n_2 \beta_2) \right]} = 2\pi K, \quad (1.1)$$

где $n_1, n_2, \beta_1, \beta_2$ - соответственно число ступок и их линейные скорости, выраженные в единицах c , для наружных и внутренних круговых токов; K - безразмерное целое число, характеризующее условие противофазности.

Найденное в [1] решение этого уравнения, которое связывает указанные параметры через функции Бесселя, показало, что оно имеет при каждом данном значении K единственное решение, причем все четыре параметра $n_1, n_2, \beta_1, \beta_2$ определяются из K однозначно. Даже более того, оказалось, что решения в области допустимых значений этих параметров ($0 < \beta < 1$, целочисленность n и K , ограничение положительными значениями этих величин и действительной областью) имеются далеко не при всех целочисленных значениях K . Эта величина, названная нами "фундаментальным квантовым числом", может иметь только конечные ряды значений, кратных определенным числам (см. табл. 1, стр. 40).

Таким образом, частотные и фазовые условия неизлучения показывают, что им могут удовлетворять только дискретные ряды возможных структур, соответствующих значениям K , приведенным в табл. 1. Однако для полного взаимного гашения излучения, создаваемого наружным и внутренним круговыми токами, должно выполняться еще и равенство амплитуд. Это условие удовлетворяется соответствующим выбором отношения q_2/q_1 .

3. В [1] было показано, что в ультрарелятивистском случае интенсивность излучения заряда с учетом "самодействия" определяется равенством

$$W = \frac{2q^2 \beta^4 c}{3R^2 (1 + \beta)^2} \quad (1.2)$$

Для обеспечения равенства амплитуд нам недостаточно просто приравнять суммарную интенсивность излучения, мы должны учесть еще и разное время, которое должно затратить излучение, идущее от внутреннего и наружного круговых токов до любой точки в пространстве, а также учесть взаимодействие с вакуумом (см. § 9). Все это приводит к уравнениям (2.17) и (2.18).

4. Для того чтобы дважды не приводить найденные уравнения, мы выписали все расчетные формулы отдельно и свели их в § 2 в виде системы расчетных формул. А в этом параграфе мы даем краткое изложение того, как эти формулы были получены.

5. Известно [10], что при регулярном расположении n зарядов на окружности компенсируются все гармоники, номер которых меньше числа зарядов, а излучение происходит только на гармониках n и их кратных. Эти-то гармоники и должны взаимно скомпенсироваться у обоих токов. Условие равенства длин волн для всех этих гармоник от n_1 и n_2 до наибольших их кратных гармоник имеет вид:

$$\frac{2\pi R_1}{\beta_1 n n_1} = \frac{2\pi R_2}{\beta_2 n n_2} = \frac{\lambda}{n}, \quad (1.3)$$

т.е. одно для всех этих гармоник. Из него непосредственно следует, что

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\beta_1 n_1}{\beta_2 n_2} \quad (1.4)$$

6. Амплитудное условие дает нам только отношение q_2/q_1 . Для того чтобы найти значение одного из этих зарядов, одних условий неизлучения недостаточно. Однако из рассмотрения процесса "аннигиляции" частиц и античастиц мы можем выразить значение одного из фундаментальных зарядов через мировые константы \hbar и c . Взяв структуру частиц и античастиц, мы можем описать, что произойдет при их слиянии. Рассматривая этот процесс, мы убеждаемся в том, что частицы при этом создают новое образование, а вовсе не уничтожаются. Так что, строго говоря, частица и античастица не аннигилируют, а просто сливаются. В том случае, когда энергия связи между круговыми токами больше, чем энергия, выделяемая при реакции слияния ("аннигиляции") античастиц, то слияние, а не уничтожение, тре-

буется законом сохранения энергии. Уже "кварковая" модель микро-частиц, в которой энергия связи между кварками много больше mc^2 , требует слияния, а не уничтожения частиц. В нашей же модели энергия связи (см. уравнение (2.25)) на много порядков больше mc^2 .

Поскольку при реакции слияния частиц и античастиц должна выделяться волновая энергия, сконцентрированная между круговыми токами, то определив эту энергию и приравняв ее двум квантам, которые выделяются при слиянии частиц и античастиц, мы получим покомую зависимость между зарядами и $\hbar c$:

$$\frac{q_1^2}{\hbar c} = \frac{6n_1^2(1-\beta_1^2)^2 S}{\pi \kappa \beta_1^2} f(t_1) \quad (1.5)$$

где S - момент количества движения частиц $6\hbar$.

Из (1.5) мы получаем расчетные формулы (2.15) и (2.16). Теперь, имея возможность выразить q_1 и q_2 в единицах $\hbar c$, мы, естественно, легко находим разность между ними, т.е. наблюдаемый заряд частицы.

7. При определении массы микрочастиц, имеющих описываемую структуру, мы исходим из того, что фундаментальное поле и его истоки-заряды должны образовать самосогласованную систему, а поэтому масса микрочастиц, образованная элементарными истоками поля, может носить только полевой характер и должна быть мерой инерции этого поля. Полевая масса проявляется только при изменении вектора скорости истоков поля и может быть однозначно выражена через вектор Пойнтинга, а, следовательно, рассматриваться так же, как и в электродинамике, но с учетом специфики фундаментального поля. В [1] было показано, что масса ультрарелятивистского излучающего ротатора определяется по формуле

$$m = \frac{2q^2\beta^2}{3Rc^2(1+\beta)^2} \quad (1.6)$$

Учет специфики фундаментального поля приводит к такой формуле:

$$m = \frac{2S\hbar\beta}{R_1 c E_2 \text{opt}} \quad (1.7)$$

Приняв массу некоторой "оптимальной" частицы за единицу, мы можем выразить массы всех частиц в единицах массы этой частицы:

$$m = \left| \frac{\beta S}{R_1 E_2 \text{opt}} \right| \cdot \left| \frac{R_1 E_2}{\beta S} \right|_{\text{opt}} \quad (1.8)$$

Поскольку между наружными радиусами равных частиц имеется зависимость

$$\frac{R_1, \kappa}{R_1, i} = \left| \frac{\beta_1 n_1 (1-\beta_1^2)^{3/2}}{\beta_2 n_2 (1-\beta_2^2)\beta} \right| \cdot \left| \frac{\beta_2 n_2 (1-\beta_2^2)\beta}{\beta_1 n_1 (1-\beta_1^2)^{3/2}} \right|_{\kappa} \quad (1.9)$$

то с учетом (1.9) мы можем записать (1.8) так:

$$m = \left| \frac{S \beta_1 n_1 (1-\beta_1^2)^{3/2}}{\beta_2 n_2 (1-\beta_2^2) E_2 \text{opt}} \right| \cdot \left| \frac{E_2 \beta_2 n_2 (1-\beta_2^2)}{S \beta_1 n_1 (1-\beta_1^2)^{3/2}} \right|_{\text{opt}} \quad (1.10)$$

Эта формула позволяет вычислить опектр масс всех микрочастиц в единицах массы одной из них.

8. Магнитный момент микрочастиц определяется из обычных формул для магнитного момента кругового тока:

$$\mu = q_1 \frac{v_1 \pi R_1^2}{c} - q_2 \frac{v_2 \pi R_2^2}{c} \quad (1.11)$$

или

$$\mu = \frac{q_1 \beta_1 R_1}{2} \left[1 - \frac{q_2 \beta_2 R_2}{q_1 \beta_1 R_1} \right] \quad (1.12)$$

В "собственных" магнетонах $M = \frac{(q_1 - q_2)\hbar}{2mc}$ магнитный момент может быть выражен так:

$$\mu = \frac{\beta_1 mc}{\hbar (1 - \frac{q_2}{q_1})} \left(1 - \frac{q_2 \beta_2 R_2}{q_1 \beta_1 R_1} \right) \quad (1.13)$$

Таким должен быть истинный магнитный момент частиц. Если считать, что спин частиц равен $J = S = \frac{\hbar}{2}$ и определить магнитный момент через g -фактор, что обычно и делается, то магнитный момент при

таких условиях с учетом (1.7) должен определяться по формуле (2.21). Если учесть еще имеющиеся у частиц более существенное влияние вакуума, то у зарядов q_1 и q_2 появятся множители, имеющие смысл диэлектрической проницаемости, и формула для μ приобретает вид:

$$\mu = \frac{\beta_1 \beta_2}{\epsilon_1 \epsilon_2 \text{opt}} \left[\frac{\epsilon_1 \beta_2 R_2}{\epsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\epsilon_1 \beta_2 R_2}{\epsilon_2 \beta_1 R_1}}{1 - q_2 / q_1} \right]. \quad (1.14)$$

9. В [1] было указано, что физический вакуум играет в микромире фундаментальную роль. Уже на примере приводимых здесь формул мы начинаем осуждать это. При рассмотрении уравнений поля мы увидим, что полное самосогласование в нем без учета вакуума невозможно. Здесь мы опишем структуру вакуума и определим его некоторые свойства. Вакуум состоит из слившихся частиц и античастиц. Образованная в результате этого слияния новая частица не имеет ни наблюдаемого при классическом рассмотрении заряда, ни массы, а, следовательно, частицы вакуума в квазиклассическом приближении, без учета квантовых флуктуаций, просто отсутствуют, как наблюдаемые непосредственно в известных сейчас физике экспериментах. Однако, как мы уже говорили, у круговых токов есть небольшая область, в которой они флуктуируют, и поэтому частицы вакуума, отсутствуя в "среднем", могут, вследствие этих флуктуаций, проявляться в отдельности, а проявившись, уже начать взаимодействовать с внешними полями. Поведение частицы вакуума, которая вступила в момент квантовой флуктуации во взаимодействие с внешним миром, может быть описано квазиклассически с той же точностью, с какой мы описываем поведение частицы и античастицы, составивших частицу вакуума.

Под влиянием внешнего переменного поля E частица и античастица будут совершать некоторое колебание, амплитуда которого может быть определена из уравнения

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = q E_0 e^{-i\omega t}, \quad (1.15)$$

решение которого имеет вид:

$$x = -\frac{q}{m\omega^2} E_0 e^{-i\omega t}. \quad (1.16)$$

Элементарный дипольный момент такой системы будет равен:

$$p = -\frac{2q^2}{m\omega^2} E_0 e^{-i\omega t}. \quad (1.17)$$

Если обозначить через n_v количество частиц в единице объема вакуума, то поляризация его определится из равенства

$$\vec{p} = -\frac{2q^2 n_v}{m\omega^2} \vec{E}_0 e^{-i\omega t} \quad (1.18)$$

и диэлектрическая проницаемость будет равна:

$$\epsilon = 1 - \frac{8\pi q^2 n_v}{m\omega^2}. \quad (1.19)$$

Учитывая известные нам значения масс, собственных резонансных частот, суммарного заряда и получив из условия равенства для вакуума $\epsilon = \mu$ (μ - магнитная проницаемость) выражение для определения числа частиц данного вакуума в единице объема, мы приходим к формулам для расчета E , которые приведены в перечне расчетных формул (см.(2.14)).

10. Для определения энергии связи между круговыми токами в микрочастице мы поступаем следующим образом: определяем сперва отношение производной от интенсивности излучения по величине радиуса R и производной от потенциальной энергии системы по тому же радиусу. С учетом известных уже нам зависимостей, имеем:

$$\frac{d(W)}{dR} \left(\frac{1}{V_0} \right) \frac{dR}{c^2 dm} = \frac{4\pi d \left[\frac{q_1^2 \beta_1^3}{R_1 (1-\beta_1^2)^2} \right]}{3 dR} \left/ \frac{2\hbar c \beta d}{\epsilon_2 \text{opt} dR} \left(\frac{1}{R_1} \right) \right. \quad (1.20)$$

Учитывая, что величина внешнего заряда выражается через $\hbar c$ согласно (2.15) и (2.16), мы получаем окончательные формулы для определения энергии связи (2.25) в единицах mc^2 . Мы видим, что энергия связи в нулевом приближении примерно в n^2 раз превышает mc^2 , где по-прежнему n - число оборотов на окружности.

11. Здесь мы рассмотрели схему нахождения основных расчетных формул для определения параметров микрочастиц. Другие расчетные формулы, приведенные в следующем параграфе, или не нуждаются в подобных комментариях, или требуют пояснений, каждое из которых может быть предметом самостоятельной и не малой по объему статьи.

12. Методика расчета параметров микрочастиц и полученная с ее помощью полная систематизация частиц могут быть объединены наименованием "Периодический закон микрочастиц".

Если рассматривать полученную систему формул так, как в свое

время рассматривали, например, формулу Бальмера для расчета спектров в атоме водорода, то найденный закон может рассматриваться самостоятельно. В этом случае можно соглашаться с обоснованием этих формул, данных автором, или не соглашаться с ним. В последнем случае надо будет искать другое обоснование этим формулам.

§ 2. Формулы и методика расчета параметров микрочастиц, подчиняющихся "Периодическому закону микрочастиц" (ПЗМ)

Согласно ПЗМ все "единичные" микрочастицы, т.е. составленные из одной "элементарной" - неделимой структуры, подчиняются общему Закону, определяющему их свойства, а, следовательно, и физические параметры.

Все параметры микрочастиц, определяемые в виде безразмерного спектра данного параметра, вычисляются из одинаковых для данного вида частиц формул, как функции одного числа - "фундаментального квантового числа K ", являющегося целым, положительным числом.

1. Определение фундаментального квантового числа K

Все возможные значения K определяются как ряд натуральных чисел, дающих решения уравнений*

$$\frac{\beta_1^2 [J_{n_1}'(\alpha_1 \beta_1) + J_{n_1}(\alpha_1 \beta_1)]}{1 - \beta_1^2 [J_{n_1}(\alpha_1 \beta_1) + \beta_1^2 J_{n_1}'(\alpha_1 \beta_1)]} - \frac{\beta_2^2 [J_{n_2}'(\alpha_2 \beta_2) + J_{n_2}(\alpha_2 \beta_2)]}{(1 - \beta_2^2) [J_{n_2}(\alpha_2 \beta_2) + \beta_2^2 J_{n_2}'(\alpha_2 \beta_2)]} = 2\pi K \quad (2.1)$$

при следующих ограниченных области возможных решений:

$$\left. \begin{aligned} n_1 &= \frac{J_{n_1}'(\alpha_1 \beta_1) + \frac{1}{\beta_1} \frac{J_{n_1}(\alpha_1 \beta_1)}{J_{n_1}'(\alpha_1 \beta_1)}}{1 - \beta_1^2} \\ n_2 &= \frac{J_{n_2}'(\alpha_2 \beta_2) + \frac{1}{\beta_2} \frac{J_{n_2}(\alpha_2 \beta_2)}{J_{n_2}'(\alpha_2 \beta_2)}}{1 - \beta_2^2} \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

$0,8 < \beta_2 < \beta_1 < 1$,
 n_1, n_2 и K - целые числа

*/ 0 точности решения см. выше.

Расчет показывает, что все возможные значения K образуют ряды. Первые значения K для каждого ряда возможных решений приведены в табл.1. Там же приведены парные значения числа $K_1 = n_1 - n_2$, которые используются в последующих формулах и составляют вместе с K последовательные пары целых чисел. Отношения этих чисел дает наибольшее приближение к трансцендентному числу 2π . (В таком качестве эти пары чисел были известны ранее в математике).

Все последующие значения K для каждого ряда определяются из первого значения посредством элементарной формулы:

$$\left. \begin{aligned} K &= K_p N, \\ K_1 &= K_{p1} N, \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

где N - номер частицы в ряду; индекс p (*prim*) здесь и далее означает первое значение для данного ряда.

Каждому значению K соответствует зарядовый мультиплет частиц. Внутренние параметры у частиц, входящих в зарядовый мультиплет, одинаковы, а внешние различаются.

2. Определение скорости внутреннего движения (ориентации) "субчастиц" на "внутренней", по отношению к оси вращения, и "внешней" круговых токах

Здесь и далее индекс "1" означает принадлежность параметра к внешнему круговому току, а индекс "2" - к внутреннему. Первые значения скоростей для каждого данного ряда можно определить из таких приближенных формул:

$$(1 - \beta_1^2)^{1/2} \approx \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3(1 - \frac{2\pi K}{K_1})} - \frac{26}{3} K_1^2 (1 - \frac{2\pi K}{K_1})^2 + 4 - \sqrt{2} K_1 (1 - \frac{2\pi K}{K_1})}} \quad (2.4)$$

$$(1 - \beta_2^2)^{1/2} \approx \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3(1 - \frac{2\pi K}{K_1})} - \frac{26}{3} K_1^2 (1 - \frac{2\pi K}{K_1})^2 + 4 - \sqrt{2} K_1 (1 - \frac{2\pi K}{K_1})}} \quad (2.5)$$

Значения K и K_1 берутся из табл.1. (Уместно заметить, что отношение $\frac{2\pi K}{K_1}$ одинаково для всех членов данного ряда, так как все значения K и K_1 в ряду кратны его первому значению).

Последующие значения β_1 и β_2 вычисляются через первое значение, найденное из (2.4) и (2.5) из формул:

$$\beta_1 = \beta + N \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)_P, \quad (2.6)$$

$$\beta_2 = \beta - N \left(\frac{\beta_1 - \beta_2}{2} \right)_P, \quad (2.7)$$

где

$$\beta = \left(\frac{\beta_1 + \beta_2}{2} \right)_P.$$

Все значения скоростей определяются по приведенным формулам в единицах скорости света.

Для удобства вычислений в последующих формулах также используется среднее значение скоростей β , которое, как легко видеть из (2.6) и (2.7) имеет для каждого данного ряда единственное значение. В частности, для первых трех рядов:

для первого	-	$1 - \beta$	=	$1,22\ 041\ 912 \cdot 10^{-3}$
для второго	-	$1 - \beta$	=	$2,54\ 741\ 250 \cdot 10^{-7}$
для третьего	-	$1 - \beta$	=	$3,16\ 681\ 220 \cdot 10^{-10}$

3. Определение числа "субчастиц" (сгустков на токовых вихрях)

Вариации плотности тока вдоль токового вихря, конечно, не являются самостоятельными частицами, из которых состоит микрочастица. Вариации плотности исчезают с ликвидацией (не "аннигиляцией") частицы и не могут существовать самостоятельно. Таким образом, несмотря на наличие структуры, микрочастицы "элементарны" — неделимы на "составные" части, могущие существовать вне частицы.

Значение числа "субчастиц" у первых мультиплетов в данном ряду можно определить по формулам:

$$n_1 \approx \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta_1^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta_1^2)^{3/2}}, \quad n_2 \approx \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta_2^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta_2^2)^{3/2}}; \quad (2.8)$$

$$n \approx \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta^2)^{3/2}}. \quad (2.9)$$

Для определения числа сгустков у остальных мультиплетов данного ряда надо пользоваться такими формулами:

$$n_1 = n + \frac{K_1}{2}, \quad (2.10)$$

$$n_2 = n - \frac{K_1}{2}, \quad (2.11)$$

где

$$n = \left(\frac{n_1 + n_2}{2} \right)_P = const. \quad (2.12)$$

Это число также постоянно для всех частиц одного ряда. Так, например, для первых трех рядов оно имеет значения:

в первом	-	n	=	5912;
во втором	-	n	=	194 442 779 1;
в третьем	-	n	=	443 615 312 712 82.

Конечно, n является целым положительным числом.

4. Определение отношения величин радиуса наружного кругового тока R_1 к внутреннему R_2

Отношение $\frac{R_1}{R_2}$ определяется как однозначная функция скоростей и чисел "сгустков" из такой простой формулы:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{n_1 \beta_1}{n_2 \beta_2}. \quad (2.13)$$

5. Определение полного (суммарного) заряда на наружном круговом токе

В приводимых ниже формулах используются следующие условные обозначения для некоторых часто повторяющихся функций внутренних параметров микрочастиц и вакуума:

$$f(1) = n_1 (1 - \beta_1^2)^{3/2}; \quad f(2) = n_2 (1 - \beta_2^2)^{3/2};$$

$$t_v = \frac{n}{n_2} \cdot \frac{2\pi K - K_1 \beta_1}{2\pi f(1)}; \quad Q_1^2 = \frac{3[f(1)]^2}{\pi K (1 - \beta_1^2) \beta_1^2};$$

$$S \approx \frac{2}{3} \frac{\beta_1^3}{(1+\beta_1)^2} Q_1^2 \left[1 + \frac{n_2 \beta_2 (1-\beta_1^2)}{n_1 \beta_1 (1-\beta_2^2)} (1+t_v) \epsilon_1 \right] \quad (2.14)$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1 &\approx \left[1 + \frac{A_1 f(2) \beta_2}{2S f(1) \beta_1^3} \right]^{-1}; \quad \epsilon_2 \approx \left[1 + \frac{A_2 f(2) \beta_2}{2S f(1) \beta_1^3} \right]^{-1} \end{aligned} \right\} \text{ для частиц}$$

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{1d} &\approx \left[1 + \frac{A_1 f(2) \beta_2}{2S_d f(1) \beta_1^3} \right]^{-1}; \quad \epsilon_{2d} \approx \left[1 + \frac{A_2 f(2) \beta_2}{2S_d f(1) \beta_1^3} \right]^{-1} \\ S_d &\approx \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\beta_1^3 Q_1^2}{(1+\beta_1)^2} \left[1 + \frac{n_2 \beta_2 (1-\beta_1^2) (1+t_v)}{n_1 \beta_1 (1-\beta_2^2)} \epsilon_{1d} \right]; \end{aligned} \right\} \text{ для дубль-частиц}$$

$$A_1 = \text{const} = 2S(1-\beta_1^2) \frac{f(1) \beta_1}{f(2) \beta_2} \Big|_{I_{\text{opt}}} \approx 2.29 \ 550 \ 298 \cdot 10^{-3};$$

$$A_2 = \text{const} = 2S(1-\beta_2^2) \frac{f(1) \beta_1^3}{f(2) \beta_2^3} \Big|_{I_{\text{opt}}} \approx 2.52 \ 435 \ 621 \cdot 10^{-3}.$$

С учетом указанных обозначений заряд на всем наружном токовом инуре определяется для всех мультиплетов во всех рядах по формулам: для частиц:

$$q_1^2 = 2S Q_1^2 \frac{n_1}{n_2} (1+t_v)^{-1/2} \epsilon_1^{-1/2} \quad \text{при} \quad q_1/n_1 < q_2/n_2; \quad (2.15)$$

$$q_1^2 = 2S Q_1^2 \frac{1+t_v}{(1+t_v)_{\text{opt}}} \quad \text{при} \quad q_1/n_1 > q_2/n_2;$$

для дубль-частиц:

$$q_1^2 = 2S_d Q_1^2 \quad (2.16)$$

Во всех случаях квадрат общего наружного заряда определяется по указанным формулам в единицах $\hbar c$, т.е. в безразмерном масштабе, ибо величина $\hbar c$, как известно, имеет размерность квадрата заряда.

6. Определение отношения общего внутреннего заряда к общему наружному

Отношение общего заряда на внутреннем круговом токе к общему заряду на наружном определяется из формул:

для частиц:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{n_2 \beta_1 (1+\beta_2)}{n_1 \beta_2 (1+\beta_1)} (1+t_v)^{1/2} \epsilon_1^{1/2} \quad \text{при} \quad \frac{q_1}{n_1} < \frac{q_2}{n_2}; \quad (2.17)$$

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{\beta_1 (1+\beta_2)}{\beta_2 (1+\beta_1)} (1+t_v)^{-1/2} \quad \text{при} \quad \frac{q_1}{n_1} > \frac{q_2}{n_2};$$

для дубль-частиц:

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{n_2 \beta_1 (1+\beta_2)}{n_1 \beta_2 (1+\beta_1)} \left[1 + \left(\frac{\epsilon_1 2\sqrt{2}}{3} \right)^2 t_v \right]^{1/2} \epsilon_1^{-1/2}. \quad (2.16)^*/$$

Оптимальное значение t_v в ряду легче всего определить из условия

$$\frac{1}{2\pi} - \frac{t_v}{\epsilon_2} \approx \min.$$

Во всех случаях речь идет о "фундаментальном поле", которое только будучи усредненным в пространстве и во времени переходит на больших расстояниях от частицы в обычное поле Максвелла.

Однако, поскольку наблюдаемый нами заряд частиц и есть Максвеллов заряд, мы можем определить наблюдаемый заряд частиц, как разность между q_1 и q_2 .

7. Определение наблюдаемого электрического заряда микрочастицы, рассматриваемой как единое целое

По определению наблюдаемый заряд для всех видов частиц определяется из формулы:

$$q = q_1 \left(1 - \frac{q_2}{q_1} \right). \quad (2.19)^*$$

*/ Во втором ряду нет устойчивого оптимального состояния, поэтому у него нет "своего" вакуума, и, следовательно, во втором ряду $\epsilon_1 = 1$.

Для вычисления наблюдаемого заряда у всех видов микрочастиц, составляющих мультиплет, в (2.19) подставляются значения q_1 и q_2/q_1 , найденные из (2.15)-(2.18), соответственно для каждого вида частиц. Для определения параметров разных частиц, входящих в один и тот же мультиплет (общий номер в данном ряду), в формулы подставляется единственное общее для всех частиц данного мультиплета значение фундаментального квантового числа K .

Заряд частиц, найденный из (2.19), выражается в безразмерных величинах - в единицах $\sqrt{\hbar c}$. Понятно, что если заряд частиц, найденный из (2.19), окажется равным наблюдаемому заряду электрона, то его квадрат в этом безразмерном исчислении должен быть равным постоянной тонкой структуры

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$$

Расчет показывает, что у всех заряженных частиц всех мультиплетов и всех рядов квадрат наблюдаемого заряда либо точно равен α , либо отличается от этой константы весьма незначительно.

До сих пор факт "одинаковости" величины заряда у микрочастиц не имел объяснения ни в одной теории. Практическое совпадение всех значений наблюдаемых зарядов микрочастиц, определенных из (2.19), при подстановке в него значений q_1 и q_2/q_1 , которые меняются здесь каждого ряда на несколько порядков, является столь удивительным совпадением расчетных данных с экспериментом, что оценка вероятности "случайного" совпадения здесь совершенно неуместна.

8. Определение магнитных моментов микрочастиц

Магнитные моменты микрочастиц в собственных магнетонах определяются через их внутренние параметры и заряды из формул:

для частиц (и античастиц):

$$\mu = \frac{\beta_1 \beta}{E_1 E_{2opt}} \left[\frac{E_1 \beta_2 R_2}{E_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{E_1 \beta_2 R_2}{E_2 \beta_1 R_1}}{1 - \frac{q_2}{q_1}} \right]; \quad (2.20)$$

для дубль-частиц (и антидубль-частиц):

$$\mu_d = \frac{\beta_1 \beta_2}{E_{2opt}} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1}}{1 - \frac{q_2}{q_1}} \right]. \quad (2.21)$$

9. Определение масс микрочастиц

Массы микрочастиц определяются в единицах массы устойчивого "оптимального" состояния в третьем ряду. Этим устойчивым состоянием является мультиплет, в котором находится электрон, являющийся "дубль-частицей" (протон, который является оптимальным состоянием в первом ряду, является "частицей").

Таким образом, массы частиц определены в массах электрона. Значения масс в указанных безразмерных величинах определяются для всех частиц во всех рядах и состояниях из одной формулы:

$$m = \left[\frac{s}{E_{2opt}} \frac{f(1) \beta_1}{f(2) \beta_2} (1 - \beta_2^2)^{1/2} \right] \left[\frac{S_d}{E_2} \frac{f(1) \beta_1}{f(2) \beta_2} (1 - \beta_2^2)^{1/2} \right]^{-1} \Big|_{opt} \quad (2.22)^{*/}$$

10. Определение механических моментов ("спинов") частиц

Собственные моменты частиц S могут наблюдаться в эксперименте тогда и только тогда, когда частица жестко поляризована относительно направления воздействующей внешней силы. Практически в большинстве опытов в направлении внешнего воздействия ориентируется не ось вращения, а ось прецессии. Поэтому наблюдаемый момент есть проекция на ось ориентации, т.е. на ось прецессии. Эту проекцию мы называем сейчас спином частиц. Спин частиц J может быть найден из таких простых зависимостей:

$$J \approx \begin{cases} K_1 (1 - \beta_1) S & \text{при } N \leq N_{opt} \\ 0 & \text{при } N > N_{opt} \end{cases} \quad \left. \begin{array}{l} \text{для частиц} \\ \text{для дубль-} \end{array} \right\} \quad (2.28)$$

$$J_d \approx \begin{cases} \frac{2\sqrt{2}}{3} K_1 (1 - \beta_1) S_d & \text{при } N \leq N_{opt} \\ 0 & \text{при } N > N_{opt} \end{cases} \quad \left. \begin{array}{l} \text{для дубль-} \\ \text{частиц} \end{array} \right\} \quad (2.24)$$

11. Определение энергии связи между "субчастицами" внутри микрочастиц

Микрочастицы - чрезвычайно устойчивые состояния. Их энергия связи на много порядков превышает полную внешнюю энергию, равную,

* / Значение $S(S_d)$ для частиц и дубль-частиц берется в соответствии с (2.14).

как известно, mc^2 . (В "кварковой" модели микрочастиц их энергия связи тоже получается большей, чем mc^2 , примерно на полпорядка).

Энергия связи в единицах mc^2 определяется из формул:

$$U \approx \frac{8n_1^3 \beta_1^2}{K\beta n_2 \epsilon_1^{1/2} (1+t_1)} - 1 \quad \text{для частиц ;} \quad (2.25)$$

$$U_d \approx \frac{8n_1^2 \beta_1^2}{K\beta} - 1 \quad \text{для дубль-частиц}$$

12. Время "существования" и время распада микрочастиц

Время, в течение которого N -я частица может существовать, взаимодействуя только с вакуумом, определяется из уравнения

$$\tau_0 \approx \frac{h \left[1 + \left(\frac{1 - \frac{\alpha \hbar c}{q_1^2}}{1 - \frac{\alpha_{opt} \hbar c}{q_1^2}} \right)^2 \right]}{m_N c^2 \left(1 - \frac{m_{N+1}}{m_N} \right) \left[1 - \left(\frac{1 - \frac{\alpha \hbar c}{q_1^2}}{1 - \frac{\alpha_{opt} \hbar c}{q_1^2}} \right)^2 \right]^{1/2}} (1 - \beta^2)^{1/2}} \quad (2.26)$$

Время превращения частицы в другое состояние зависит от схемы распада. Если частица ряда "А" с номером N превращается в другую частицу того же ряда, то время течения этой реакции определяется суммой времен существования от начального состояния до конечного и определяется по формуле

$$\tau_i \approx \sum_{N=N_0}^{N=N_i} \tau_0 \quad (2.27)$$

Если частица переходит в состояние, соответствующее частице другого ряда, то ко времени, определяемому из (2.26), следует добавить время перехода из одного ряда в другой. Это время определяется из уравнения

$$\tau_{i,k} \approx \tau_0 \frac{(1 - \beta^2)_i^{1/2}}{(1 - \beta^2)_k^{1/2}} \quad (2.28)$$

18.0 методах расчета простейших метастабильных составных микрочастиц

Из неделимых структур, параметры которых определяются вышеуказанными уравнениями, могут составляться метастабильные составные структуры. Наипростейшим видом метастабильных составных структур являются нейтральные состояния.

Параметры нейтральных составных состояний, которые образуются многими основными неделимыми структурами, могут быть вычислены в нулевом приближении также только из фундаментального квантового числа, соответствующего основному заряженному состоянию. Так, например, нейтрон есть составное "нейтрализованное" состояние протона. Поэтому как внутренние, так и внешние параметры нейтрона могут с достаточной точностью определяться из того же фундаментального числа, из которого определены и параметры самого протона ($K = 183$).

Параметры нейтральных состояний микрочастиц определяются из следующих ниже формул. В тех случаях, когда в нейтральном состоянии параметр может быть выражен через основное заряженное состояние, соответствующий параметр основного состояния обозначается индексом "2".

1. Внутренние параметры нейтрального состояния в данном мультиплете принимаются равными параметрам заряженных состояний в нем.
2. Значения наружного и внутреннего зарядов равны между собой и равны соответствующему значению наружного заряда у заряженного состояния.

3. Масса нейтрального состояния определяется по формуле

$$m_0 \approx m_2 \frac{\beta}{\epsilon_2} \quad (2.29)$$

Магнитный момент нейтрального состояния определяется по формуле

$$\mu_0 = \beta_1 \epsilon_{2opt} \frac{1 - \frac{\beta_2 \beta_2}{\beta_1 \beta_1}}{1 - \frac{\beta_2}{\beta_1}} \quad (2.30)$$

4. Время существования и распада определяется по формулам (2.26)–(2.28) с учетом того, что у нейтральных частиц $|q_1| = |q_2|$.

Условием неизлучения удовлетворяют основные состояния, предусмотренные ПЭМ. Однако эти состояния могут "сливаться", образуя метастабильные сложные состояния. При образовании нейтральных

сложных состояний параметры образованной системы мало отличаются от основной. Внутренние параметры совсем не отличаются, ибо в противном случае составная система начнет излучать.

При образовании сложных связанных состояний параметры этих структур тоже мало отличаются от основных. Внутренние также совсем не отличаются, а из внешних параметров изменяются два — масса и спин. Причем имеется закономерность, которая позволяет вычислить параметры у сложных состояний через известные параметры "доминирующего" состояния. Всегда при образовании сложного составного состояния одно из них является доминантным. Поэтому можно определить параметры составного состояния только из параметров доминирующего.

Масса составного состояния отличается от массы доминирующего на множитель, который в нулевом приближении может считаться одинаковым для всех частиц. Условия возможного "существования" данной частицы с другими довольно жесткие, поэтому далеко не все основные частицы имеют сложные метастабильные состояния.

Основные состояния совместно с "присоединившимися" составляют полный набор состояний данного объекта, входящего в мультиплет ПЭМ и характеризуемого одним фундаментальным квантовым числом. Сейчас часть этого семейства однородных состояний именуют изомуплетом и характеризуют величиной изотопического спина. Следовательно, в ПЭМ полный изотопический спин характеризует число состояний, которые могут присоединиться к основному доминантному состоянию. Поэтому в ПЭМ полный изотопический спин определяется из элементарной формулы:

$$I_m = \frac{Z_N}{2}, \quad (2.31)$$

где Z_N — число частиц, которое может присоединить к себе состояние, имеющее N -ый номер в данном ряду.

Масса составного состояния, входящего в полный изомуплет, определяется с достаточно большой точностью такой простой формулой:

$$m_i \approx m_q \left(\frac{3}{2\sqrt{2}} \right)^{Z_N - Z_i} \quad (2.32)$$

Спин составного состояния определяется по формуле

$$\bar{J}_i = J_q + \frac{Z_N - Z_i}{2} \quad (2.33)$$

14. О расчете особых свойств частиц

Барийонный и лептонный заряды характеризуют "слабые" инварианты фундаментального поля, которые меняются в зависимости от свойств частиц данного ряда и процессов, в которых частица участвует. Например, у частиц первого ряда барийонный заряд равен единице, если номер частицы больше номера оптимального состояния, и равен нулю, если номер меньше номера оптимального состояния. Это относится к основным состояниям. Составные состояния с полужелтым спином имеют ту же зависимость барийонного заряда от номера состояния, а у частиц с целочисленным спином он равен нулю.

Итак, для всех основных состояний барийонное число определяется из такой формулы:

$$B = \begin{cases} \pm 1, & \text{если } \frac{(q_1 + q_2)^2 f(1)}{n_1 (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \left[\frac{n_1}{(q_1 + q_2)^2} \right]_{I_{opt}} \geq 1, \\ 0, & \text{если } \frac{(q_1 + q_2)^2 f(1)}{n_1 (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \left[\frac{n_1}{(q_1 + q_2)^2} \right]_{I_{opt}} < 1. \end{cases} \quad (2.34)$$

Формула (2.34) написана в виде, позволяющем получить значения B в установившихся привычных обозначениях.

Из внутренних параметров, характеризующих частицы, можно образовать также и слабый инвариант, называемый сейчас лептонным зарядом. В установившихся обозначениях лептонный заряд может быть определен из такой формулы:

$$L = \begin{cases} \pm 1, & \text{если } 1 - \frac{(q_1 + q_2)^2}{n_1} \left[\frac{n_1 (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{(q_1 + q_2)^2 f(1)} \right]_{II_{opt}} \geq 0, \\ 0, & \text{если } 1 - \frac{(q_1 + q_2)^2}{n_1} \left[\frac{n_1 (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{(q_1 + q_2)^2 f(1)} \right]_{II_{opt}} < 0. \end{cases} \quad (2.35)$$

Константа электромагнитного взаимодействия d , как было показано, определяется в теории.

На близких расстояниях частицы первого ряда, а также первые состояния второго, третьего и четвертого рядов проявляют сильные взаимодействия. Квадрат "ядерного заряда", характеризующего эти взаимодействия, определяется через заряды фундаментального поля так:

$$q_s^2 \approx \frac{(q_1 + q_2)^2 f(1)}{n_1 (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \left[\frac{n_1}{(q_1 + q_2)^2} \right]_{I_{opt}} \quad (2.86)$$

На больших расстояниях от истоков фундаментального поля системы, составленные из "элементарных" частиц поля, у которых суммарный заряд равен нулю, естественно, не создают электромагнитного поля и не участвуют в электромагнитных взаимодействиях.

Однако в связи с тем, что между скомпенсированными зарядами фундаментального поля есть конечное расстояние, проявляется мультипольное взаимодействие. Это взаимодействие, в отличие от обычного, рассмотренного в классической электродинамике взаимодействия, во-первых, изменяется обратно пропорционально второй степени от расстояния (составляющие, меняющиеся быстрее, на больших расстояниях исчезающе малы), во-вторых, в связи с взаимориентацией взаимодействующих мультиполей фундаментального поля, взаимодействие дает только силы притяжения.

Расчет константы этого взаимодействия по формуле

$$\gamma = \frac{dc^3}{h} \frac{e_{inv}^2}{f(n_{\nu})_{inv}} \quad (2.87)$$

дает гравитационную постоянную, если отнести, как это сделано в (2.87), взаимодействие не к зарядам фундаментального поля, но выразить γ через взаимодействие масс.

Место этого результата в теории и корреляция его с общей теорией относительности еще не определены нами.

Примечания

1. Все приведенные здесь формулы соответствуют решению задачи о вычислении параметров частиц в первом приближении. Точность определенных с их помощью величин различна для разных частиц и колеблется в пределах от одной десятитысячной процента (в основном для стабильных частиц) до единиц процента от определенной величины.

2. "Вакуумные добавки" т.е. влияние взаимодействия "свободных" частиц с "вакуумом", учтены в формулах в нулевом приближении.

3. Контрольные расчеты для нескольких сот мультиплетов частиц выполнялись на машинах "Урал-2", "М-20", "М-220" и "БЭСМ-3М". Предварительные расчеты выполнялись на ручных машинах и на вычислительной машине "Урал-1".

4. Краткий перечень основных формул этого раздела дан в табл.4.

§ 3. Сведения о результатах вычисления параметров элементарных частиц

1. Результаты расчета параметров частиц, выполненные по формулам, приведенным в § 2, позволили составить достаточно полный каталог микрочастиц. В этот каталог вошли, как уже известные из эксперимента частицы, так и еще не обнаруженные, а также неизмеренные до настоящего времени параметры известных частиц.

Каталог микрочастиц, его анализ будут предметом отдельного рассмотрения. В этой работе мы ограничимся только тем, что приложим, в качестве примера, выборочную таблицу из каталога частиц, в которую вошли 19 видов частиц и античастиц (всего 84 обычных частицы и резонанса, см. табл.2). В эту таблицу включены, кроме уже экспериментально найденных частиц, по одной частице из каждого ряда еще не обнаруженных. Это первые частицы в каждом из трех рядов, соответствующие наибольшей возможной массе частицы в данном ряду. Эти частицы имеют относительно небольшое время жизни и поэтому вероятность их обнаружения в ближайшие годы мала. Частицы, вероятность обнаружения которых достаточно велика, помещены в табл.3.

Из табл.2 видно, что совпадение теоретически вычисленных значений с экспериментальными данными в известных случаях таково, что вероятность "случайных совпадений" имеет исчезающе малое значение (по крайней мере меньше, чем 10^{-22}), поэтому гипотеза о возможности случайных совпадений не может приниматься во внимание в рамках научного рассмотрения вопроса.

2. В табл.2 приведены только основные параметры частиц, из них только величина q_1^2 не измеряется непосредственно на опыте. Но эта величина, характеризующая значение квадрата зарядов фундаментального поля, расположенного на наружном токовом шуре. Сумма наружного и внутреннего зарядов определяет константу сильного взаимодействия. А разность между ними определяет заряд, характеризующий электромагнитное взаимодействие. У частиц первого ряда величина, характеризующая константу сильного взаимодействия, близка по порядку величины к $4q_1^2$. Во втором и третьем рядах константа сильного взаимодействия не определяется однозначно величиной фундаментального заряда, так как частицы этих рядов имеют много большие радиусы и большие скорости движения зарядов, что приводит к значительным уменьшениям константы сильного взаимодействия. Кроме того, частицы разных рядов не могут между собой оказывать сильные взаимодействия вообще. Так частицы электронного -

3-го ряда, не могут вступать в сильные взаимодействия с частицами первого ряда. Из вычисленных нами значений зарядов фундаментального поля для частиц первого ряда следует, в частности, что пион-пионное взаимодействие должно быть более слабым, нежели взаимодействие нуклон-нуклонное и пион-нуклонное или пион-гиперонное, если не учитывать спинов, составляющую этого взаимодействия.

3. Предварительные результаты расчета времен существования и распада частиц, которые были выполнены для всех частиц только в последнее время, нуждаются еще в обработке и изучении и будут изложены в дальнейшем. Отметим только, что время существования частиц, определенное по уже найденным расчетным формулам, различается у частиц в огромных пределах от 10^{-26} сек до бесконечности в полном согласии с опытными данными. Кроме того, в этих расчетах выяснилось и то, почему в интервале времен жизни от 10^{-19} до 10^{-22} не найдено ни одной частицы. Этот факт объясняется тем, что время на жизни, так же как и другие свойства частиц, меняются от ряда к ряду существенным образом. В то же время внутри каждого ряда они меняются монотонно. Существование такого различия между частицами, принадлежащими к разным рядам, и определяет наличие "провалов" в спектрах параметров частиц и, в частности, времен жизни.

4. Кроме предсказаний существования еще необнаруженных частиц, часть которых приведена в табл.3, из теории следует также предсказание новых явлений, которые до настоящего времени не обнаружены. Упомянем часть таких явлений:

а) известно, что частицы обладают анизотропным магнитным полем. Электрическое поле, которое частицы создают вокруг себя, до сих пор считалось сферически изотропным. Из теории, однако, следует, что изотропность электрического поля наблюдается только в том случае, если спин частицы не ориентирован. Частицы, у которых спин жестко ориентирован в пространстве, создают вокруг себя анизотропное электрическое поле;

б) существует большое различие между действительным моментом-спином у частиц и проекцией действительного спина на ось ориентации частиц. В большинстве экспериментов мы фиксируем именно эту проекцию, однако, возможны эксперименты, в которых будет проявляться собственно спин частиц, в частности, связанные с измерением магнитного момента частиц. У оптимальных частиц, в частности у протона и электрона, различие между спином и его проекцией невелико. А у метастабильных состояний во всех рядах различие может быть весьма существенным. Так, например, у мюона действительный спин должен быть на два порядка больше, чем его проекция;

в) в экспериментах по дифракции частиц определяется соответствующая длина волны де Бройля. В соответствии с теорией, она должна несколько отличаться от той величины, которая определяется из обычной формулы де-Бройля. У протона, электрона, нейтрона и составленных из них частиц различие это будет очень небольшим, что и соответствует известным экспериментальным данным, однако, у других частиц это различие может быть весьма существенным.

Так, например, при дифракции мюона мы должны зафиксировать длину волны порядка длины волны электрона, движущегося с той же скоростью, а не в 200 раз меньше, как это следует из формулы де-Бройля. Проверка этого предсказания представляет наибольший интерес, поскольку оно носит весьма принципиальный характер;

г) в дискретных состояниях круговых токов нет нейтрино. Нейтрино в нашей теории - это метастабильное состояние, в котором "огустки" распались в круговой ток. Эти состояния играют определяющую роль в процессах перехода частиц из одного состояния в другое (см. [1]). Через такое "нейтринное" состояние проходят все частицы в ядерных реакциях. То, что мы сейчас называем "нейтрино", - это отделившаяся и ставшая самостоятельной частью нейтринного состояния, которая уже не может стать дискретной. Такое нейтрино будет самостоятельно существовать до тех пор, пока не поглотится вакуумом. Поглощение нейтрино вакуумом является одним из важнейших факторов флуктуационного возбуждения вакуума. Кроме того, учет поглощения нейтрино вакуумом приводит к выводу о невозможности измерения потоков нейтрино, идущих от Солнца и звезд.

Более подробный анализ результатов расчета параметров частиц на основе излагаемой здесь методики будет, как мы уже говорили, предметом отдельного рассмотрения в следующей работе, в которой также будет опубликован достаточно полный каталог микрочастиц.

§ 4.0 Физических основах теории фундаментального поля

В предыдущих разделах мы показали, что в природе существует периодический закон микрочастиц, который позволяет их систематизировать и рассчитать параметры частиц в соответствии с экспериментальными данными. Теперь мы покажем, что полученный результат органично и естественно вписывается в существующую систему взглядов, если основы единой теории фундаментального поля формулировать следующим образом.

Существует некое единое самосогласованное фундаментальное поле \vec{E}_z, \vec{H}_z (\vec{z} - готическое "zet", \vee - признак принадлеж-

ности и фундаментальному полю), ответственное за все известные виды взаимодействия в веществе. Это поле имеет одну природу с электромагнитным и переходит в него асимптотически при уроднении в пространстве и во времени. Однако оно является полем нелинейным и нелокальным. Кроме того, это единое поле характеризуется целым спектром возможных значений квантов действия \hbar_z , в котором постоянная Планка является частным случаем и применяется для одного уровня элементарности [1]. Уравнения фундаментального поля могут быть записанными, например, в таком виде:

$$i\hbar_z \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{H}_z \psi,$$

$$\hat{H}_z = \frac{\hbar}{1 + \left[\frac{U}{mc^2} \right]^2}; \hat{H}_z f(\vec{H}_z; \vec{E}_z) = \frac{\alpha \hbar}{\hbar_z} f(\vec{H}_z; \vec{E}_z), \quad (4.1)$$

где U - энергия связи,

$$m = f_1(\vec{E}_z; \vec{H}_z), \quad \frac{\partial U}{\partial m} \neq 0,$$

α_z - величина, характеризующая вклад энергии осцилляций структуры в ее полную энергию.

Уравнения (4.1) характеризуют поле, которое создается "элементарной" системой источников-зарядов данного поля. Слово "элементарной" употребляется здесь в смысле отсутствия дальнейшей делимости на самостоятельные элементы в рамках теории фундаментального поля.

Если не учитывать изменения \hbar_z при переходе от одного уровня элементарности к другому и ограничиться единственным значением \hbar_z равным \hbar , если не учитывать, далее, вклада энергии осцилляций и энергии связи, если, наконец, заменить \vec{E} и \vec{H} на обычные вектора электромагнитного поля, то (4.1) переходит в уравнение Дирака для электрона, движущегося в электромагнитном поле. Действительно, в этом случае $\alpha_z = 1$ и $\frac{\alpha \hbar}{\hbar_z} = mc^2$, т.е. mc^2 является собственным значением гамильтониана \hat{H}_z , что и имеет место в теории электрона Дирака.

Это утверждение, конечно, справедливо только тогда, когда мы записываем (4.1) для движения частицы как единого целого, и ψ - функцию, ее изменение со временем $\partial \psi / \partial t$, а также гамильтониан \hat{H}_z рассматриваем для всей частицы, а внутренние параметры не входят явным образом в наши уравнения движения.

В том же случае, когда мы хотим посредством уравнения (4.1) изучить свойства самой частицы и адресуем эти законы движения составным элементам ее структуры, то мы переходим на следующий уровень элементарности и должны учесть энергию связи между субчастицами, с учетом вакуума, учесть энергию осцилляций и т.д., т.е. учесть все то, чем мы пренебрегаем при рассмотрении законов движения микрочастицы как единого образования. Таким образом, уравнение (4.1) может быть записано либо для изучения законов движения элементов внутренней структуры "элементарных" частиц, и в этом случае мы можем из него найти их свойства, либо для описания законов движения частицы как единого целого. Из этой последней записи, которая в случае с электроном практически переходит в уравнение Дирака, мы можем многое сказать о законах движения электрона, но ничего не можем сказать о том, чем же определяются его свойства.

Современная физика знает не один переход от одного уровня дискретности (не всегда совпадающего с объективным уровнем элементарности) к другому. Например, поведение отдельных атомов газа характеризуется кинетической теорией, а поведение газа в целом - термодинамикой. Однако в этом, как и в большинстве подобных переходов в физике, вид уравнений не сохраняется.

В данном же случае вид уравнений, описывающих как динамику движения "субчастиц" внутри микрочастицы, так и законы движения частицы в целом, сохраняется. Такая ковариантность уравнений движения в микромире носит глубоко принципиальный характер.

Поскольку квантовая запись уравнений фундаментального поля для субчастиц включает новое значение кванта действия \hbar_z , которое, вследствие огромной энергии связи внутри микрочастиц много больше \hbar , то в этом случае мы можем записать уравнения фундаментального поля, но только для описания субчастиц, в квазиклассическом приближении.

Уравнения (4.1) характеризуют полностью самосогласованное поле и определяют не только структуру "элементарных" частиц поля и их параметры, но свойства среды, с которой они связаны генетически и без которой не могут существовать. Эта среда, именуемая сейчас "вакуум", ответственна за нелинейные свойства поля и образуется в процессе аннигиляции частиц и античастиц фундаментального поля.

Если записать свойства вакуума в явном виде через соответствующие константы (ϵ_z, μ_z) , то уравнения фундаментального

поля можно в нулевом квазиклассическом приближении представить в виде линейных уравнений:

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\vec{E}_j^{\vee}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \psi_j}{\partial t^2} = 0 \quad \text{при} \quad z \gg \frac{R_j}{\beta_j}; \quad \psi_j = \frac{q_j \exp(-R_j/c|t|)}{r(\beta)}$$

$$= -4\pi\rho \quad \text{при} \quad z < \frac{R_j}{\beta_j};$$

$$\epsilon_j \vec{E}_j^{\vee} = -\text{grad} \psi_j; \quad \frac{\partial R}{\partial z} = 0; \quad c^2 = u_j^2 \beta_j^2; \quad (4.2)$$

$$\frac{1}{\epsilon} \frac{\partial^2}{\partial z^2} (\vec{E}_j^{\vee}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}_j^{\vee}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{при} \quad z \gg \frac{R_j}{\beta_j}; \quad \vec{A}_j^{\vee} = 2\omega t \vec{H}_j^{\vee};$$

$$= -4\pi\beta_j \rho \quad \text{при} \quad z < \frac{R_j}{\beta_j};$$

$$\rho (\vec{E}_j^{\vee} + [\vec{\beta}_j, \vec{H}_j^{\vee}]) + \frac{\epsilon_j \mu_j}{c} \frac{\partial \vec{S}}{\partial t} = 0 \quad \text{при} \quad |q_1 - q_2| = \sqrt{\alpha \hbar c}$$

$$\rightarrow 0 \quad \text{при} \quad |q_1 - q_2| \neq \sqrt{\alpha \hbar c}$$

$$\sum_j \vec{E}_j^{\vee} (\vec{V}_j^{\vee}) = 0 \quad \text{при} \quad |q_1 - q_2| = \sqrt{\alpha \hbar c},$$

$$\rightarrow 0 \quad \text{при} \quad |q_1 - q_2| \neq \sqrt{\alpha \hbar c},$$

где $j = 1, 2$.

Здесь $\vec{E}_j^{\vee} (\vec{V}_j^{\vee})$ - составляющая поля, зависящая только от \vec{V}_j^{\vee} ; u_j, β_j - соответственно фазовая и групповая скорости, последние численно равны скорости движения ступиц ("субчастиц") для $\Gamma_{\text{ст}}$. Остальные обозначения имеют общепринятый смысл.

Уравнения (4.2) написаны в виде, напоминающем во многом уравнения Максвелла, однако, они отличаются от них значительно больше, чем уравнения электронной теории Лорентца. Во-первых, в отличие от уравнений Максвелла (4.2) написаны для источников поля, с которыми они самосоогласованы. Для удовлетворения условиям самосоогласования в теории введен новый потенциал, который переходит в кулонов только на большом расстоянии от источников поля, при $z \gg R$. Этот потенциал характеризует такое распределение плотности заряда в пространстве,

которое соответствует минимуму энергии этого распределения, а следовательно, и максимуму энергии связи между "положительной" и "отрицательной" составляющими плотности заряда в этом распределении.

До релятивистского "сжатия" плотности заряда, связанного с движением зарядов около центра симметрии, этот потенциал имел вид:

$$\varphi = \frac{q e^{-R/\epsilon}}{z} \quad (R = \text{const}) \quad (4.3)$$

Потенциал равен нулю при $z = 0$ и, следовательно, не имеет расходящести в этой точке. Легко видеть, что он образуется таким распределением плотности заряда в пространстве

$$\rho = \frac{q e^{-R/\epsilon}}{4\pi z^4} \left(2 - \frac{R}{z}\right) \quad (4.4)$$

А это распределение плотности зарядов разного знака в свою очередь может рассматриваться как сумма двух плотностей, имеющих один знак заряда: $\rho = \rho_+ + \rho_-$.

$$\rho_+ = \frac{2q e^{-R/\epsilon}}{4\pi z^4},$$

$$\rho_- = -\frac{q e^{-R/\epsilon}}{4\pi z^5} \quad (4.5)$$

Причем этим двум распределениям соответствуют свои потенциалы:

$$\varphi_+ = \frac{2q}{R} (1 - e^{-R/\epsilon}),$$

$$\varphi_- = -\frac{2q}{R} (1 - e^{-R/\epsilon}) + q \frac{e^{-R/\epsilon}}{z} \quad (4.6)$$

которые уже не могут разделяться на новые составные части. Эти начальные потенциалы обладают тем свойством, что в сумме они дают такое распределение плотности заряда, которое удовлетворяет всем требованиям самосоогласования.

Причем существенно, что несмотря на то, что общее распределение плотности заряда образует некулонов потенциал, для каждого

элементарного заряда $\rho d\tau$ справедливо условие:

$$\Delta\varphi = \frac{\rho d\tau}{\epsilon} \quad (4.7)$$

т.е. для элементарных $\rho d\tau$ зарядов пространство является евклидовым, а потенциал кулоновым. Поэтому даламбертиан векторного и скалярного потенциалов фундаментального поля имеет почти такой же вид, какой имеют соответствующие потенциалы поля Максвелла. Уравнения (4.3)–(4.7) выписаны нами для наиболее простого и наглядного случая статического потенциала.

Потенциал осциллирующего распределения зарядов имеет значительно более сложный вид, однако, при усреднении в пространстве и во времени потенциал, создаваемый источниками фундаментального поля одной микрочастицы, имеет вид, совпадающий с (4.3). Здесь также сказывается ковариантность уравнений фундаментального поля. Легко видеть, что он при условии $\tau \gg R$ переходит в кулонов.

Таким образом, в соответствии с нашими представлениями, так называемое "электростатическое" поле Максвелла является усреднением в пространстве и во времени "ультра-ультра" высокочастотного фундаментального поля, волновая составляющая которого скомпенсирована во всем пространстве.

Микрочастицы, как структурные образования системы самосогласованных источников фундаментального поля, обладают и волновыми свойствами. Волновые свойства введены в квантовую теорию постулативно. В нашем случае необходимость в таком постулате отпадает, так как волновые свойства частиц определяются особенностями фундаментального поля.

Действительно, при вращении неоднородного постоянного поля, образованного субчастицами – "сгустками" элементарных частиц, в вакууме образуется процесс, адекватный образованию радиальных стоячих волн с центром симметрии – в центре частицы. Тот факт, что резкие неоднородности статической составляющей фундаментального поля не создают излучения, объясняется тем, что в вакууме образуются стоячие, а не бегущие волны. Когда частица начинает перемещаться, как единое целое, она совершает движение относительно этих, образованных ею ранее в вакууме, стоячих волн. Это своеобразный гистерезисный "процесс". Частица "помнит" о том, что она ранее создала в пространстве стоячие волны. Движение относительно стоячих волн создает своеобразный волновой процесс, который назван нами "псевдодисперсией". Это явление подробно рассматривается в приложении.

Явление псевдодисперсии частиц в вакууме подобно третьему из рассмотренных в приложении примеров, только число пар стоячих волн в f раз больше (n – число сгустков).

Учитывая известную (см.(1.7)) связь между массой частицы и радиусом, a , следовательно, и частотой вращений сгустков $\nu = \frac{3c}{2\pi R} = \frac{mc^2 \epsilon_{2opt}}{\hbar 2s}$, мы получим для длины волны псевдодисперсионного процесса уравнение

$$\lambda = \frac{\hbar}{mv} \cdot \frac{2s}{\epsilon_{2opt}} \quad (4.8)$$

Здесь v – скорость движения элементарной частицы как единого целого. Для оптимальных состояний в каждом ряду эта длина волны ввиду того, что $\frac{2s}{\epsilon_{2opt}} \approx 1$, совпадает с уравнением де-Бройля:

$$\lambda \approx \frac{\hbar}{mv} \quad (4.9)$$

Таким образом, волновые свойства элементарных частиц можно трактовать как псевдодисперсионный релятивистский эффект. Понятно, что если на пути движения частицы окажется препятствие в виде дифракционной решетки или щели, или другая частица, которая будет искажать процесс псевдодисперсии, то это не может не сказаться на характере движения частицы. В этом смысле при появлении препятствий нормальному течению явления псевдодисперсии частица начинает "управляться" волной, в полном соответствии с основами идеи Луи де Бройля о "волне-пилоте". Правда, только основами, ибо процесс псевдодисперсии имеет свои особенности, которые, естественно, не были учтены де Бройлем ни в его ранних работах, ни в работах настоящего времени, когда он вновь вернулся к старой идее "двойного решения".

Выяснение физической сущности волнового процесса, ответственного и за особые вероятностные свойства частиц, естественно, побуждает уточнить толкование и Ψ -функции. Эта функция перестает быть некоторой полумистической характеристикой частиц. В уравнении фундаментального поля (4.1) Ψ -функция определяется в конечном счете параметрами поля \vec{H}_3 и \vec{E}_3 и характеризует вероятность того, что частица (или "субчастица"), управляемая волнами псевдодисперсии, будет иметь то или иное значение параметров, которые характеризуют ее движение.

Таблица 1

Все значения фундаментального квантового числа "K" для пяти рядов в ПЭМ

Ряд	Значение "K"	Значение "K ₁ "	Макс. знач. N
I	7 · N *	44 · N	118
II	118 · N	710 · N	38 215
IV	99 532 N	625 378 N	364 913
III	33 215 N	208 636 N	99 532
V	364 913 N	2 292 816 N	1 725 038

*/

N - номер состояния в ряду

Таблица 2

Примеры результатов вычисления параметров элементарных частиц в безразмерных величинах

(Экспериментальные данные из [11])

Symbol	New	m		J		q ₁ ²		q ² · 10 ³		K
		Theory	Experim	Theory	Experim	Theory	Experim	Theory	Experim	
π [±]	I ₁₃	273,48	273,145	0,000	0	0,040	?	7,10	7,29	1,88
K [±]	I ₃₆	966,46	966,89	0,000	0	0,485	?	7,71	7,29	2,55
K ⁰	I ₃₆ ⁰	967,06	974,06	0,0000	0	0,485	?	0,00	0,000	1,77
P [±]	I _{opt(19)}	1836,08	1836,09	0,4803	1/2	1,5389	?	7,29720	7,29722	2,79282
n	I ₁₉ ⁰	1838,54	1838,63	0,4809	1/2	1,5389	?	0,000	0,000	1,91370
Λ ⁰	I ₁₆ ⁰ (1)	2181,0	2182,95	0,4857	1/2	2,1614	?	0,000	0,000	1,944
Σ ⁺	I ₁₅ ⁺	2320,8	2327,70	0,4869	1/2	2,4556	?	7,162	7,29	2,856
Σ ⁰	I ₁₅ ⁰	2325,4	2333,71	0,4873	1/2	2,4556	?	0,000	0,000	1,955
Σ ⁻ (1300)	I ₁₀	3468,2	3488	0,495	?	5,48	?	6,97	7,29	2,94
?	I ₁	34316,8	?	0,506	?	639,1	?	6,56	?	3,11
φ ⁰	I ₁₃ ⁰	1994,1	1995	1,0010	1	8,59 · 10 ³	?	0,000	0,00	?
Λ(1105)	I ₈₃	2745,8	2749	0,5003	0,5	1,63 · 10 ⁴	?	0,00	0,00	0,975
Δ(1640)	I ₁₄₈	3206,1	3209	0,5008	0,5	1,99 · 10 ⁴	?	7,29612	7,29	0,972
?	I ₁₄₈	144754	?	0,5000	?	4,58 · 10 ⁷	?	7,75	?	0,975
e [±]	I ₁ ^{opt}	1,0000	1,00000	0,539	1/2	1,582	?	7,29647	7,29722	1,00116
K [±]	I _{72d}	206,307	206,767	0,50018	1/2	7,02 · 10 ⁴	?	7,29217	7,29	1,00127
K ⁰	I ₅ (1)	1750,0	1747	1,000	1	4,24 · 10 ⁶	?	7,29218	7,29	?
U(2300)	I ₃ (1)	4655,8	4658	0,5000	?	3,82 · 10 ⁷	?	8,17	?	1,002
?	I ₁	13967	?	0,5000	?	8,48 · 10 ⁸	?	8,17	?	1,002

Таблица 3

Перечень частиц, вероятность обнаружения которых в ближайшие годы имеет наибольшее значение

(Все параметры этих частиц легко определяются на приведенных в работе расчетных формул, как однозначная функция K)

Ряд	N состояний	Обозначение в ПЭМ	Значение "R"
I	2	I 2	14
I	8	I 8	21
I	4	I 4	28
I	17	I 17	119
II	21	II 21	2 878
II	22	II 22	2 486
II	27	II 27	8 051
II	29	II 29	8 277
II	80	II 80	8 890
II	86	II 86	4 068
II	89	II 89	4 407
II	50	II 50	5 650
II	52	II 52	5 876
II	61	II 61	6 798
II	62	II 62	6 906
II	67	II 67	7 371
II	68	II 68	7 684
II	72	II 72	10 186
II	74	II 74	10 862
III	2	III 2	66 480
III	4	III 4	182 860
III	5	III 5	166 075
III	6	III 6	199 290

*/ В третьем ряду находится большое количество возбужденных состояний электрона, которые сейчас неправомерно относят к "квазичастицам" - электронам проводимости. Большая часть этих "квазичастиц" - состояний третьего ряда с номерами от 10^3 до 10^5 .

Таблица 4

Расчетные формулы, из которых вычисляются все основные параметры элементарных частиц в безразмерных величинах

Calculating formulas				
K	$K = \frac{R^2}{2\pi(1-R)} \left[\frac{J_0(2\pi R)}{J_0(\pi R)} + \frac{J_0(4\pi R)}{J_0(2\pi R)} \right] - \frac{R^2}{2\pi(1-R)} \left[\frac{J_0(\pi R)}{J_0(\pi R)} + \frac{J_0(2\pi R)}{J_0(\pi R)} \right]$	I series $K=7N$ $K=44N$	$N_{max}=113$	
K ₁	$K_1 = n_1 - n_2$	II series $K=113N$ $K=710N$	$N_{max}=33\ 215$	
		III series $K=33\ 215N$ $K=208\ 696N$	$N_{max}=99\ 532$	
		IV series $K=99\ 532N$ $K=625\ 378N$	$N_{max}=364\ 913$	
Internal parameters of elementary particles				
β, β_1, β_2	$\beta = 1 - \frac{3(1-\beta^2 K)}{1-\beta(1-\beta^2)}$	$\beta_1 = \beta + \frac{\kappa(\frac{2\pi K}{\beta} - 1)}{2\pi}$	$\beta_2 = \beta - \frac{\kappa(\frac{2\pi K}{\beta} - \beta)}{2\pi}$	
n_1, n_2	$n_1 = \frac{(1 + \sqrt{1 - 8(1-\beta^2)})^{1/2}}{4(1-\beta^2)^{1/2}}$	$n_2 = n_1 + \frac{K_1}{2}$	$n_3 = n_1 - \frac{K_2}{2}$	
$f(\theta), f(\theta_1), f(\theta_2)$	$f(\theta) = n_1(1-\beta^2)^{1/2}$	$f(\theta_1) = n_1(1-\beta_1^2)^{1/2}$	$f(\theta_2) = n_2(1-\beta_2^2)^{1/2}$	
R_1, R_2, R_3	$\frac{R_1}{R_2} = 1 - \frac{2\pi K}{\beta \cdot n_1}$	$N_{rel} = \frac{3f(\theta)}{4\pi K_1(1-\beta_1^2)}$	$\left[\frac{(1-\beta_1)(1-\beta_2)}{R_1 R_2} \right]^{1/2}$	
Q_1^+, Q_1^-	$Q_1^+ = \frac{3f(\theta_1)}{2\pi K_1(1-\beta_1^2)}$	$Q_2^+ = \frac{3f(\theta_2)}{2\pi K_2(1-\beta_2^2)}$		
	Particles (antiparticles)	Duplicate particles (antiduplicate particles)	First component state	Neutral state
t_v	$t_v = \frac{n_1 K_1}{n_2 \sqrt{2\pi}} \left(\frac{2\pi K}{R_1} - A \right)$	$t_{vd} = \frac{2}{3} t_v$	$t_v = \frac{2}{3} t_v$	$t_{nv} = t_v$
S	$S = \frac{2A(1+\beta)}{3\pi(1-\beta^2)} \left[\frac{1}{\beta} \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)} + \frac{1}{\beta} \frac{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}}{R_2(1-\beta_2^2)} \right]$	$S_d = \frac{2A(1+\beta)}{3\pi(1-\beta^2)} \left[\frac{1}{\beta} \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)} + \frac{1}{\beta} \frac{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}}{R_2(1-\beta_2^2)} \right]$	$S = 3S$	$S_n = S \frac{A}{E_{av}}$
Parameters of vacuum (virtual states)				
ϵ_1, ϵ_2	$E_1 = \frac{A(1+\beta)}{3\pi(1-\beta^2)} \left[\frac{1}{\beta} \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)} + \frac{1}{\beta} \frac{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}}{R_2(1-\beta_2^2)} \right]$	$E_2 = \frac{A(1+\beta)}{3\pi(1-\beta^2)} \left[\frac{1}{\beta} \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)} + \frac{1}{\beta} \frac{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}}{R_2(1-\beta_2^2)} \right]$	$E_1 = E_2$	$E_n = 1$
n_{10}, n_{20}	$n_{10} = \frac{S}{4\pi R_1}$	$n_{20} = \frac{S}{4\pi R_2}$	$n_{10} = n_{20}$	$n_{n0} = n_{10}$
External parameters of all states (particles)				
m	$m = \frac{A(1+\beta)}{3\pi(1-\beta^2)} \left[\frac{1}{\beta} \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)} + \frac{1}{\beta} \frac{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}}{R_2(1-\beta_2^2)} \right]$	$m = m - S_d$	$\bar{m} = 4m$	$m_n = m \frac{A}{E_{av}}$
J	$J = S \kappa (1-\beta) \frac{N+1}{N}$ $J_1 = 0$ with $N > N_{rel}$	$J_2 = S \frac{2\pi K}{\beta} \kappa (1-\beta) \frac{N+1}{N}$ $J_3 = 0$ with $N > N_{rel}$	$\bar{J} = J(1+\bar{N})$	$J_n = J_2^{-1}$
q^+	$q^+ = Q_1^+ \frac{2\pi A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)}$	$q_n^+ = Q_1^+ 2S_d$	$q^+ = \frac{2}{3} q_n^+$	$q_n^+ = q^+$
(q_1^+/q_2^+)	$\frac{q_1^+}{q_2^+} = \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}} \frac{R_2(1-\beta_2^2)}{R_1(1-\beta_1^2)} (1+\beta)$	$\frac{q_1^+}{q_2^+} = \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}} \frac{R_2(1-\beta_2^2)}{R_1(1-\beta_1^2)} (1+\beta)$	$\frac{q_1^+}{q_2^+} = \frac{A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}} \frac{R_2(1-\beta_2^2)}{R_1(1-\beta_1^2)} (1+\beta) \frac{E_{av}}{E_1}$	$q_n^+ = q_n^+$
$d = q^2$	$q^+ = (q_n^+ - q_n^-)^2$	$q_n^+ = (q_n^+ - q_n^-)^2$	$q^+ = (q_n^+ - q_n^-)^2$	$q_n^+ = (q_n^+ - q_n^-) = 0$
μ	$\mu = \frac{2\pi A_1 \sqrt{1-\beta_1^2}}{R_1(1-\beta_1^2)} + \frac{1}{1-\beta_1^2}$	$\mu_2 = \frac{2\pi A_2 \sqrt{1-\beta_2^2}}{R_2(1-\beta_2^2)} + \frac{1}{1-\beta_2^2}$	$\mu = 0, \text{ or } \mu = 2\mu$	$\mu_n = A_1 \kappa \text{ or } \frac{1-\beta_1^2}{1-\beta_2^2}$

$1) m_1 = m, \text{ or } m_d, \text{ or } \bar{m}$

$J_2 = J, \text{ or } J_d, \text{ or } \bar{J}$

Обсуждение и выводы

1. В работе сформулированы основы новой Теории единого фундаментального поля (ТЭП). Основы ТЭП позволили получить Периодический закон микрочастиц (ПЗМ).

2. В рамках ПЗМ оказалось возможным полностью систематизировать все "элементарные" частицы (микрочастицы). Найдены единые формулы для расчета всех параметров микрочастиц: масс, зарядов, спинов, магнитных моментов, констант взаимодействия и др. Расчеты, выполненные по этим формулам, приводят к спектрам соответствующих параметров частиц. Все обнаруженные к настоящему времени микрочастицы имеют параметры, которые в пределах точности опыта и расчета полностью согласуются. Соответствие теории эксперименту настолько полное, что вероятность "случайного совпадения" ничтожно мала. Теоретические расчеты содержат параметры еще не обнаруженных микросостояний и неизмеренные до настоящего времени экспериментально параметры известных частиц. Основы ТЭП содержат большое число предсказаний.

3. В рамках ТЭП найдена однотипная структура частиц. Эта структура не имеет аналогов ни в классической, ни в существующей квантовой теориях, отличаясь от них, во-первых, нелокальностью связи источников поля, составляющих локальную часть структуры, с самим самобогласованным в этих источниках полем; во-вторых, существованием "памяти" о прошлом. Эта кардинальная особенность структуры ответственна за волновые свойства частиц.

Указанная структура соответствует уравнениям фундаментального поля, однако, в ТЭП в настоящее время нет окончательных доказательств того, что найденная структура является единственно возможной.

4. Основы ТЭП содержат представление о физическом вакууме как о пространстве, занятом самыми устойчивыми в природе образованиями: системами, составленными из частиц и античастиц, объединенных в одну структуру. Электрон-позитронный и протон-антипротонный вакуумы являются устойчивыми образованиями в этом пространстве и проявляют известные нам так называемые механические свойства материи только при взаимодействии частиц вакуума с микрочастицами или с очень сильными макроскопическими полями. Физический вакуум в ТЭП связан с микрочастицами не только генетически, он ответственен за нелинейные свойства частиц и поля.

5. Основы ТЭП позволяют принципиально объяснить существование разных взаимодействий: сильных, электромагнитных, слабых и гравитационных. Однако динамика и кинетика этих взаимодействий только намечена и требует разработки.

6. В основах ТЭП не решены следующие вопросы:

а) в ПЗМ имеется большое число неоткрытых метастабильных состояний частиц как в области больших энергий, что естественно, так и в области малых энергий, что вызывает дискуссию. В связи с этим остается открытым вопрос о том, отсутствует ли в теории критерий отбора, позволяющий отбросить эти "лишние" частицы, или их существование свидетельствует о том, что кроме известных нам атомных структур природа знает и другие материальные образования, созданные микрочастицами. В этом последнем случае эксперименты по столкновению частиц, связанных только с атомной материей, могут и не позволить обнаружить эти "лишние" частицы;

б) в найденных основах ТЭП выяснена физическая сущность реакций распада и образования частиц, однако, теории этих реакций, связанных главным образом со слабыми взаимодействиями, еще нет.

7. Основы ТЭП позволили понять физический смысл СТО. В рамках ТЭП СТО можно рассматривать как теорию "идеального вакуума", т.е. бесструктурного "пустого" вакуума, но обладающего своими пространственно-временными свойствами. В основах ТЭП содержится и гравитационное взаимодействие, как одно из проявлений силовых взаимодействий фундаментального поля. Однако корреляция ТЭП с СТО, являющейся теорией гравитации в каком-то приближении, нуждается еще в изучении.

В этой публикации автор считает своим приятным долгом выразить большую благодарность доктору В.П.Мелесту и академику И.В.Тамму, которые подвергали работу серьезной критике и вели с автором бескомпромиссные дискуссии, оказавшие ему большую помощь. По этим же мотивам автор благодарит членов семинара ИТФ АН УССР.

Discussion and Conclusions

1. In the paper there are formulated the principles of the latest Theory of the unified Fundamental Field (TFF). The TFF principles have allowed to obtain the Microparticle Periodic Law (MPL).

2. Within the MPL there became possible to systematize all the "elementary" particles (microparticles). There were found the unified formulas for calculation of all the microparticle parameters, such as masses, charges, spins, magnetic moments, interaction constants, etc. The calculations which have been carried out with the help of these formulas, contain the spectra of the corresponding particle parameters. All the microparticles detected up to the present time, have the parameters which are matched completely within the accuracy of experiment and calculation (the latter is more accurate). Compliance of the theory with the experiment is so perfect that a possibility of "random coincidence" is infinitesimally small. Theoretical calculations comprise the parameters of undetected microstates and those of the known particles, which are not measured experimentally up to day.

The TFF bases imply a great number of predictions.

3. Within the TFF there is found a monotype structure of particles. The structure has analogues neither in the classical nor in the existing quantum theories, being differed from both, first of all, in non-locality of connection of the field sources composing an "obvious" part of the structure together with the field itself being self-consistent with the sources; secondly, in existence of "memory" about the past. This cardinal peculiarity of the structure is responsible for the particle wave properties.

The said structure corresponds to the fundamental field equations, however, at present time the TFF has no proof that the discovered structure is the only possible one.

4. The TFF bases imply a notion about the physical vacuum as the space filled with the most stable formations of the substance, namely, with systems comprising particles and antiparticles united in one structure. The electron-positron vacuum and the proton-antiproton one are the stable formations in the space and they display the known, so called mechanical properties of the matter during interaction of vacuum particles with microparticles or with very strong macroscopic fields only. The TFF physical vacuum is asso-

ciated with microparticles not merely genetically, it is responsible for non-linear properties of the particles and the field.

5. To-day the TFF bases allow to explain all the known kinds of interactions, such as strong, electromagnetic, weak and gravitational. However, dynamics and kinetics of weak interactions are simply outlined and they require further investigation.

6. The questions as thereunder are not solved in the TFF bases.

a) The MPL possesses a great number of undiscovered metastable states of particles both in the high-energy region which is natural, and in the low-energy region which leads to discussion. In connection with this, there is a question whether the theory lacks the selection criterion which permits to reject these "superfluous" particles, or their existence witnesses that in addition to the known atomic structures the nature contains other material structures formed by the microparticles. In the latter case the experiments in collision of particles associated with the atomic matter only, may not allow to detect the "superfluous" particles.

b) In the found TFF bases there was cleared physical essence of particle decay and formation reactions, yet there is no theory of these reactions associated, mainly, with weak interactions.

7. The TFF bases allowed to understand physical essence of the STR. Within the TFF, the STR may be regarded as the theory of "ideal vacuum", i.e. structureless "empty" vacuum but which possesses its own space-time properties. The TFF bases also contain gravitational interaction as one of the displays of the fundamental field strong interactions. However, the correlation between the TFF and the GTR being a gravitational theory, should be still studied.

Приложение

Явление "псевдодисперсии"

"Псевдодисперсией" мы называем релятивистский эффект, который, на сколько нам известно, ранее не рассматривался в литературе. Существо явления состоит в том, что движение относительно стоячей волны вызывает своеобразный волновой процесс формально адекватный дисперсии. Рассмотрим частные случаи.

Во всем пространстве находится стоячая волна, образованная двумя линейно поляризованными поперечными плоскими волнами. В системе отсчета, движущейся со скоростью $\vec{v} = \beta \cdot c$ в направлении оси x вдоль взаимно скомпенсированных векторов Пойнтинга этих волн будет наблюдаться волновой процесс, характеризуемый уравнениями:

$$\begin{aligned} E_y &= -\frac{2A}{\sqrt{1-\beta^2}} [\beta \cdot \cos \xi + i \sin \xi] \cdot e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})}, \\ H_z &= \frac{2A}{\sqrt{1-\beta^2}} [\cos \xi + i \beta \cdot \sin \xi] \cdot e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\xi = \frac{\beta c k}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot (t + \frac{x}{\beta c})$$

Здесь $v = \beta c$ — скорость относительного движения, v — частота скомпенсированных колебаний.

При движении вдоль оси x в перпендикулярном скомпенсированном вектором Пойнтинга направлении соответствующие зависимости принимают более простой вид:

$$\begin{aligned} E_x &= -i \cdot 2A \cdot \sin k y \cdot e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})}, \\ E_y &= \frac{2A}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \beta \cdot \cos k y \cdot e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})}, \\ H_z &= \frac{2A}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot [\cos k y + i \beta \cdot \sin k y] \cdot e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})} \end{aligned} \quad (2)$$

Рассмотрим и такой случай. Имеются две стоячие волны, расположенные симметрично относительно оси x под углом 2α . В этом случае при любом значении α от 0 до $\frac{\pi}{2}$ имеем для полей рассматриваемого волнового процесса зависимости:

$$\begin{aligned} E_x &= i \cdot 4A \cdot \sin \alpha \cdot \sin k y \cdot \cos(\xi \cdot \cos \alpha) \cdot e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})}, \\ E_y &= -\frac{4A}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \cos k y [\beta \cdot \cos(\xi \cdot \cos \alpha) + i \cdot \cos \alpha \cdot \sin(\xi \cdot \cos \alpha)] \times \\ &\quad \times e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})}, \quad (3) \\ H_z &= \frac{4A}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \cos k y [\cos(\xi \cdot \cos \alpha) - i \beta \cdot \cos \alpha \cdot \sin(\xi \cdot \cos \alpha)] \times \\ &\quad \times e^{i \frac{v}{\sqrt{1-\beta^2}} (t + \frac{x}{c/\beta})} \end{aligned}$$

Обоудим полученный результат.

При движении в направлении, перпендикулярном волновому вектору стоячей волны, возникает волновой процесс, распространяющийся в направлении, противоположном вектору относительной скорости с конечной фазовой скоростью $u_{\text{ф}} = \frac{c}{\beta}$. Это происходит потому, что в собственной системе координат на плоскости, перпендикулярной волновому вектору, составляющие обеих скомпенсированных волн имеют в любой момент времени в двух произвольных точках (x'_1 и x'_2) одинаковую фазу. Формально это значит, что фазовая скорость в этой плоскости равна бесконечности:

$$u'_{\text{ф}} = \frac{x'_2 - x'_1}{t'_2 - t'_1} = \frac{x'_2 - x'_1}{0} = \infty$$

При движении плоскости одновременность нарушается и фазовая скорость становится конечной:

$$u_{\text{ф}} = \frac{x_2 - x_1}{t_2 - t_1} = \frac{c}{\beta} < \infty$$

В случае движения вдоль волнового вектора помимо этого эффекта появляются еще и биения, распространяющиеся в направлении противоположном вектору $\vec{\beta}$. Причина появления этих биений тоже в относительности одновременности событий в разных системах отсчета. Процесс биений не сопровождается излучением. Действительно,

$$\oint \vec{s} d\vec{f} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \frac{E^2 + H^2}{8\pi} dv = 0. \quad (4)$$

Случай двух плоских волн не вносит ничего принципиально нового. Он только свидетельствует о том, что явление имеет широкую область, в которой реализуется.

Во всех случаях процесс можно формально рассматривать как распространение волн в некой диспергирующей среде с коэффициентом преломления $n = \beta$. Действительно, в этом случае

$$\begin{aligned} u_{\varphi} &= \frac{c}{n} = \frac{c}{\beta} \\ u_{\varphi} &= \frac{dV}{dK_x} = -\beta c. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, описанный здесь релятивистский эффект можно рассматривать как "псевдодисперсию". "Псевдодисперсия" должна реализоваться при движении в вакууме "элементарных" частиц фундаментального поля, что найдено одним из авторов данной работы и указывалось в § 4.

Данное приложение написано совместно двумя авторами И.Л.Герловиным и В.С.Левиним.

Рукопись поступила
в ИТФ АН УССР
21 мая 1969 г.

Литература

1. Герлови И.Л. Некоторые вопросы систематизации "элементарных" частиц. ГАО АН СССР, 1966; Депонент ВИНТИ III-67.
2. Heisenberg W. - Z-f-Phys.Bd., 1932, 77, H-1-2.
3. Gell-Mann M. - Phys.Rev., 1953, U92, 3, 833.
4. Nemen Y. - Nucl.Phys., 1961, 26, 22; Gell-Mann M. - Phys.Rev., 1962, 125, 1067.

5. Sommerfeld A. - Math-Phys.Chem., Abt., 1904, 99 und 363; 1905, 201.
6. Hertz P. - Math. Ann., 1908, 65, 1.
7. Schott G.A. - Phil. Mag. Suppl., 1933, 7, 15, 752.
8. Bohm D., Weinstein W. - Phys. Rev., 1948, 74, 1789;
9. Goedecke G.H. - Phys. Rev., 1964, 135, 281;
Goedecke G.H., Arnett G.B. - Phys. Rev., 1968, 168, 1424.
10. Иваненко Д.Д., Соколов А.А. - Классическая теория поля. 1951. В. Кн: Синхротронное излучение. "Наука", М., 1966.
11. Rosenfeld A.H. - Rev. of Mod. Phys., 1968, 40, 77.

Содержание

Предисловие	4
Введение	6
§1. Систематизация элементарных частиц	9
§2. Формулы и методика расчета параметров микрочастиц, подчиняющихся "Периодическому закону микрочастиц"	18
1. Определение фундаментального квантового числа K	18
2. Определение скорости внутреннего движения (осцилляции) "субчастиц" на "внутреннем", по отношению к оси вращения, и "внешнем" круговых токах	19
3. Определение числа "субчастиц" (сгустков на токовых шнурах)	20
4. Определение отношения величины радиуса наружного кругового тока R_1 к внутреннему R_2	21
5. Определение полного (суммарного) заряда на наружном круговом токе	21
6. Определение отношения общего внутреннего заряда к общему наружному	23
7. Определение наблюдаемого электрического заряда микрочастицы, рассматриваемой как единое целое	23
8. Определение магнитных моментов микрочастиц	24
9. Определение масс микрочастиц	24

10.Определение механических моментов ("спинов") частиц .	25
11.Определение энергии связи между "субчастицами" внутри микрочастиц	25
12.Время "существования" и время распада микрочастиц . .	26
13.О методах расчета простейших нестабильных составных микрочастиц	27
14.О расчете особых свойств частиц	29
Примечания	30
§3.Сведения о результатах вычисления параметров элементарных частиц	31
§4.О физических основах теории фундаментального поля	33
Обсуждение и выводы	44
Явление "псевдодисперсии"	48
Литература	50

БФ 04700. Зак. 376 . Формат 60 x 90/16. Уч.-изд.листов 1,7.

Подписано к печати 3.Х.1969 г. Тираж 825. Цена 13 коп.

Офсетная лаборатория Института теоретической физики АН УССР
г.Киев, ул.Чкалова, 55-б

Расчетные формулы, из которых вычисляются все основные параметры элементарных частиц в безразмерных величинах

Таблица 4

Parameter	Calculating formulas			
K	$K = \frac{\beta_1^2}{2\pi(1-\beta_1^2)} \left[\frac{J_{n_1}(n_1, \beta_1)}{J_{n_1}(n_1, \beta_1)} + \frac{J_{n_2}(n_2, \beta_2)}{\beta_2^2 J_{n_2}(n_2, \beta_2)} \right] - \frac{\beta_2^2}{2\pi(1-\beta_2^2)} \left[\frac{J_{n_1}(n_1, \beta_1)}{J_{n_2}(n_2, \beta_2)} + \frac{J_{n_2}(n_2, \beta_2)}{\beta_2^2 J_{n_2}(n_2, \beta_2)} \right]$		I series $K=7N$ $K_f=44N$	$N_{max}=113$
K_1	$K_1 = n_1 - n_2$		II series $K=113N$ $K_f=710N$	$N_{max}=33\ 215$
			III series $K=33\ 215N$ $K_f=208\ 696N$	$N_{max}=99\ 532$
			IV series $K=99\ 532N$ $K_f=625\ 378N$	$N_{max}=364\ 913$
Internal parameters of elementary particles				
β, β_1, β_2	$\beta \approx 1 - \frac{3(1 - \frac{2\pi K}{K_1})}{1 + 6(1 - \frac{2\pi K}{K_1})}$	$\beta_1 = \beta + \frac{K_1(\frac{2\pi K}{K_1} - \beta)}{2n}$	$\beta_2 = \beta - \frac{K_1(\frac{2\pi K}{K_1} - \beta)}{2n}$	
n, n_1, n_2	$n = \frac{[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \beta^2)}]^{3/2}}{4(1 - \beta^2)^{3/2}}$	$n_1 = n + \frac{K_1}{2}$	$n_2 = n - \frac{K_1}{2}$	
$f(\beta), f(1), f(2)$	$f(\beta) = n(1 - \beta^2)^{3/2}$	$f(1) = n_1(1 - \beta_1^2)^{3/2}$	$f(2) = n_2(1 - \beta_2^2)^{3/2}$	
$\frac{R_2}{R_1}, N_{opt}$	$\frac{R_2}{R_1} = 1 - \frac{2\pi K}{\beta_1 n_1}$	$N_{opt} \approx \frac{3f(1)}{4\pi K_1(1 - \beta_1^2) \beta_1} \left[\frac{(1 + \beta_1)(1 + \beta_2)}{\beta_1 \beta_2} \right]^{1/2}$		
Q_1^2, Q_2^2	$Q_1^2 = \frac{3[f(1)]^2}{\pi K(1 - \beta_1^2) \beta_1^2}$	$Q_2^2 = \frac{3[f(2)]^2}{\pi K(1 - \beta_2^2) \beta_2^2}$		
	Particles (antiparticles)	Duplicate particles (antiduplicate particles)	First component state	Neutral state
t_v	$t_v = \frac{n K_1}{n_2 2\pi} \left(\frac{2\pi K}{K_1} - \beta_1 \right)$	$t_{vd} = \frac{8}{9} \epsilon^2 t_v$	$\bar{t}_v = \frac{8}{9} t_v$	$t_{v0} = t_v$
S	$S = \frac{2\beta_1 [f(1)]^2}{\pi K(1 + \beta_1)^2 (1 - \beta_1^2)} \left[1 + \frac{\beta_2 n_2 (1 - \beta_2^2) (1 + t_v) \epsilon_d}{\beta_1 n_1 (1 - \beta_1^2)} \right]$	$S_d = \frac{3\beta_1 [f(1)]^2}{2\pi K(1 + \beta_1)^2 (1 - \beta_1^2)} \left[1 + \frac{\beta_2 n_2 (1 - \beta_2^2) (1 + t_v) \epsilon_d}{\beta_1 n_1 (1 - \beta_1^2)} \right]$	$\bar{S} = \frac{8}{9} S$	$S_0 = S \frac{\beta}{\epsilon_{2opt}}$
Parameters of vacuum (virtual states)				
ϵ_1, ϵ_2	$\epsilon_1 = \left\{ 1 + \frac{\beta_2 f(2)}{\beta_1^2 f(1) S} \left[\frac{(1 - \beta_1^2) \beta_1 f(1) S}{\beta_2 f(2)} \right]_{I_{opt}} \right\}^{-1}$ $\epsilon_2 = \left\{ 1 + \frac{\beta_1 f(1)}{\beta_2^2 f(2) S} \left[\frac{(1 - \beta_2^2) \beta_2 f(2) S}{\beta_1 f(1)} \right]_{I_{opt}} \right\}^{-1}$	$\epsilon_{1d} = \left\{ 1 + \frac{\beta_2 f(2)}{\beta_1^2 f(1) S_d} \left[\frac{(1 - \beta_1^2) \beta_1 f(1) S_d}{\beta_2 f(2)} \right]_{I_{opt}} \right\}^{-1}$ $\epsilon_{2d} = \left\{ 1 + \frac{\beta_1 f(1)}{\beta_2^2 f(2) S_d} \left[\frac{(1 - \beta_2^2) \beta_2 f(2) S_d}{\beta_1 f(1)} \right]_{I_{opt}} \right\}^{-1}$	$\bar{\epsilon}_1 = \epsilon_{1d}$ $\bar{\epsilon}_2 = \epsilon_{2d}$	$\epsilon_0 = 1$
n_σ	$n_\sigma \approx \frac{S}{4\pi^2 R_1^2}$	$n_{\sigma d} \approx \frac{S_d}{4\pi^2 R_1^2}$	$\bar{n}_\sigma = n_\sigma$	$n_{\sigma 0} = n_\sigma$
External parameters of all states (particles)				
m	$m = \frac{\beta_1 f(1) S (1 - \beta_1^2)^{1/2}}{\beta_2 f(2) \epsilon_{2opt}} \left[\frac{\beta_2 f(2) \epsilon_2}{S \beta_1 f(1) (1 - \beta_1^2)^{1/2}} \right]_{I_{opt}}$	$m_d = m \frac{S_d}{S}$	$\bar{m} = \frac{8}{9} m$	$m_0 = m_1 \frac{\beta}{\epsilon_2}$
J	$J = S K_1 (1 - \beta_1)$ with $N \leq N_{opt}$ $J = 0$ with $N > N_{opt}$	$J_d = S_d \frac{2\sqrt{2}}{3} K_1 (1 - \beta_1)$ with $N \leq N_{opt}$ $J_d = 0$ with $N > N_{opt}$	$\bar{J} = J(1 + \bar{N})$	$J_0 = J_1$
q_1^2	$q_1^2 = Q_1^2 \frac{2S \beta_1 n_1 \epsilon_2}{\beta_2 n_2 \epsilon_1 (1 + t_v)}$	$q_{1d}^2 = Q_1^2 2S_d$	$\bar{q}_1^2 = \frac{3}{2\sqrt{2}} q_{1d}^2$	$q_{10}^2 = q_1^2$
$(q_{1d}/q_1)^2$	$\frac{q_{1d}^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_1)^2 n_1^2 \epsilon_1}{\beta_2^2 (1 + \beta_2)^2 n_2^2} (1 + t_v)$	$\frac{q_{2d}^2}{q_2^2} = \frac{\beta_2^2 (1 + \beta_2)^2 n_2^2}{\beta_1^2 (1 + \beta_1)^2 n_1^2} (1 + t_{vd})$	$\frac{\bar{q}_1^2}{q_1^2} = \frac{\beta_1^2 (1 + \beta_1)^2}{\beta_2^2 (1 + \beta_2)^2} \frac{n_2^2}{n_1^2} (1 + \bar{t}_1) \epsilon_{1d}^{-1}$	$q_{20} = q_{10}$
$\alpha = q^2$	$q^2 = (q_1 - q_2)^2$	$q_d^2 = (q_{1d} - q_{2d})^2$	$\bar{q}^2 = (\bar{q}_1 - \bar{q}_2)^2$	$q_0 = (q_{10} - q_{20}) = 0$
μ	$\mu = \frac{\beta_1 \beta}{\epsilon_1 \epsilon_{2opt}} \left[\frac{\epsilon_1 \beta_1 R_2}{\epsilon_2 \beta_1 R_1} + \frac{1 - (\frac{\epsilon_1 \beta_1 R_2}{\epsilon_2 \beta_1 R_1})}{1 - \frac{\beta_1}{\beta_2}} \right]$	$\mu_d = \frac{\beta_1 \beta}{\epsilon_{2opt}} \left[\frac{\beta_2 R_2}{\beta_1 R_1} + \frac{1 - \frac{\beta_2 K_2}{\beta_1 K_1}}{1 - \frac{\beta_2}{\beta_1}} \right]$	$\bar{\mu} = 0, '02 \bar{\mu} = 2\mu$	$\mu_0 = A_1 \epsilon_{2opt} \frac{1 - \frac{\beta_2 K_2}{\beta_1 K_1}}{1 - \beta_2/\beta_1}$

1) $m_q = m$, or m_d , or \bar{m}

$J_q = J$, or J_d , or \bar{J}