75 стр чистая Сф.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГЛАВНАЯ АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

№ III-67 Деп.

И.Л.ГЕРЛОВИН

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ СИСТЕМАТИЗАЦИИ "ЭЛЕМЕНТАРНЫХ" ЧАСТИЦ

1966 г.

Ленинград

§ I.[x/] Данные эксперимента /I/ и последние идеи теории /I,2/ требуют рассмотрения явной структуры "элементарных" частиц. Между тем, используемые сейчас в теории постулаты и принципы не допускают существования "субчастиц", из которых могут быть построены "элементарные" частицы /3/. В то же время эти постулаты и принципы достаточно оправдали себя для того, чтобы претендовать на достойное место в будущей теории.

Сейчас определились два направления в поисках новых более общих принципов построения теории "элементарных" частиц: в одном направлении отдается предпочтение теории мультиполей, а в другом - единой теории поля. Первое направление связывает с каждой "элементарной" частицей свое поле и требует, чтобы эти поля подчинялись некоторым общим принципам и постулатам. /Число исходных постулатов существующих теорий около I5-ти и имеет тенденцию к росту/.

Второе направление предполагает, что в основе всех наблюдаемых явлений лежит единое поле. Различия в свойствах частиц определяются особенностями их структуры. Это направление не требует введения большого числа постулатов и, более того, предусматривает необходимость объяснения существующих.

Мультипольные теории по духу построения ближе к существующим теориям, поэтому они разрабатываются большинством физиков.

Единые теории поля долгое время разрабатывались только А.Эйнштейном и небольшой группой его сторонников. Определенные

---

x/ В статье излагаются результаты инициативной работы. В план работ на 1967 г. Ленинградской базовой лаборатории /ЛБЛ/ при ГАО АН СССР включены темы, опирающиеся на результаты, полученные в этой работе.

неудачи, постигшие авторов этих работ, породили скептическое отношение к этому направлению. Однако, за последние годы к единой теории поля вновь обратилось большое число исследователей.

Можно показать, что в одном из вариантов однополевой теории возможно обобщение известных квантовых представлений и принципа относительности и объединение их в одну более общую теорию.

В предлагаемой вниманию новой теории соблюдается принцип соответствия - существующая квантовая теория и специальная теория относительности получаются как предельный переход в определенных физических условиях.

В настоящее время разрабатываются физические основы теории, выбран математический аппарат и получены первые расчетные формулы.

Получена полная систематизация "элементарных" частиц. Эта систематизация привела к периодическому закону, в рамках которого найдены единые для всех частиц формулы для вычисления: спектра масс, значения спинов, зарядов, магнитных моментов и некоторых других параметров.

Данная статья посвящается изложению физических принципов, положенных в основу теории, и рассмотрению первых результатов, связанных с систематизацией элементарных частиц.

В основу теории положены всего три принципа. Предполагается, что все известные постулаты и принципы квантовой теории и теории относительности должны быть следствиями этих трех принципов. Естественно, что при выводе /доказательстве/ известных постулатов и принципов должны определяться границы их применимости.

Основные принципы теории можно сформулировать так:

I. Основной принцип квантовой теории - принцип квантуемости параметров частиц и процессов - трактуется расширительно. Считается, что в природе существует несколько различных квантов действия. Каждому "уровню элементарности" соответствует свой квант действия. Постоянная Планка h является квантом действия для процессов, в которых элементарные частицы проявляются как единое целое. Для субчастиц, из которых состоят элементарные частицы, существует свой квант действия, много меньший h .

2. Единое поле, вносящее основной вклад в физические свойства элементарных частиц и вакуума, считается имеющим электромагнитную природу. Все особенности взаимодействий между элементарными частицами определяются их реальной внутренней субструктурой.

3. Считается далее, что обязательно должен соблюдаться принцип соответствия в самом широком его толковании /4/.

Таким образом, настоящим предпринята попытка построить единую теорию поля на основе некоторого фундаментального поля электромагнитной природы. То-есть такого поля, которое вносит основной вклад в природу микрочастиц /"элементарных" частиц/ и переходит во всех внешних проявлениях в обычное электромагнитное поле Максвелла.

Понятно, что первым пробным камнем правомерности такой постановки вопроса является выяснение возможности описания микрочастиц как "элементарных" сущностей вещества с помощью уравнений этого фундаментального поля.

Естественен и велик соблазн постулировать уравнения фундаментального поля и пытаться с их помощью решить проблему. Этот очевидный путь избирают обычно почти все исследователи, работающие в области единой теории поля. Не избежал попыток в этом направлении и автор в первые годы работы над данной темой. Однако, вскоре выяснилось, что получить на этом пути законченные результаты чрезвычайно маловероятно. Поэтому автор подошел к проблеме с другой стороны.

Поскольку во всех внешних проявлениях фундаментальное поле должно вести себя как обычное электромагнитное поле, то, следовательно, мы можем внешние свойства частиц описать с определенной точностью с помощью уравнений обычной электродинамики. Если выполнение этой программы окажется возможным, то мы получим обширную информацию о новых, ранее неизвестных свойствах частиц, которые и должны позволить нам сделать следующий шаг: найти полные уравнения фундаментального поля.

Поскольку, согласно первому принятому нами принципу, квант действия для субчастиц, из которых состоят микрочастицы, много меньше h , то в каком-то приближении такой расчет может быть выполнен на основе уравнений обычной электродинамики без привлечения вероятностных методов квантовой электродинамики. Точность такого расчета может быть оценена после того, как будет определен квант действия для субчастиц.

§ 2. Первое требование, которому должны удовлетворять субчастицы, состоит в том, что они должны образовать устойчивую и неизлучающую систему. Поскольку речь идет об электромагнитном поле, то частицы должны быть зарядами.

Известно, что никакая комбинация покоящихся зарядов не может быть устойчивой. Этого требует теорема Ирншоу /5/.

Д.Бом и Вайнштейн /6/, используя идею М.А.Маркова /7/, сделали попытку найти такую систему зарядов, которая, осциллируя в малом объеме со скоростями, много меньшими скорости света, сохраняет устойчивость. Этот результат вызвал дискуссию, которая закончилась достаточно, по нашему мнению, убедительным доказательством /8/ невозможности существования таких устойчивых систем.

Осталась единственная до сих пор полностью не рассмотренная возможность - система зарядов, осциллирующих в малом объеме со скоростями, близкими к скорости света.

Поведение ультрарелятивистского ротатора исследовалось Д.И.Иваненко и А.А.Соколовым /9/, а также Г.Шоттом. Однако, возможность существования систем зарядов, которые бы в ультрарелятивистском случае не излучали, сколько нам известно, не выяснялась, если не считать тривиального случая круговых токов, которые, как известно, не излучают.

Поиск и анализ устойчивой системы зарядов, который выполнялся нами в течение ряда лет, привел в конечном итоге к положительным результатам.

Выяснилось, что существует, по-видимому, единственная система зарядов, которая может не излучать, несмотря на то, что она состоит из зарядов, движущихся со скоростями, близкими к c .

IOI4

Рассмотрим излучение ультрарелятивистского ротатора /9/. В этом случае излучение образует спектр частот, поэтому нельзя ограничиться рассмотрением первой или первых гармоник.

Напомним результат, полученный в /9/. Компоненты Фурье векторного потенциала в самом общем виде можно выразить так:

$$\mathbf{A}=\sum_{-\infty}^{+\infty}\frac{q e^{-in\left(\omega t-\frac{\omega r}{c}-\varphi+\frac{\pi}{2}\right)}}{2\pi r c}\int_{-\pi}^{\pi}\mathbf{v}\, e^{i(n\alpha-n\beta \sin\Theta \sin\alpha)}\,d\alpha, \tag{2.1}$$

где: $\alpha=\omega t-\varphi+\frac{\pi}{2}$; n – номер гармоники; $\beta=\frac{V}{c}$; Θ – угол наклона по отношению к оси вращения; $\mathbf{r}$ – радиус-вектор от центра. В сферических координатах для проекций вектор-потенциала имеем:

$$A_\varphi(n)=\frac{qV}{2\pi r c}\int_{-\pi}^{\pi}\sin\alpha\cdot e^{i(n\alpha-n\beta \sin\Theta \sin\alpha)}\,d\alpha \tag{2.2}$$

$$A_\Theta(n)=-\frac{qV}{2\pi r c}\cos\Theta\int_{-\pi}^{\pi}\cos\alpha\cdot e^{i(n\alpha-n\beta \sin\Theta \sin\alpha)}\,d\alpha \tag{2.3}$$

Перейдя к обозначениям, принятым в теории цилиндрических функций, и учитывая, что, согласно /10/,

$$J_n(n\beta\sin\Theta)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi}e^{i(n\alpha-n\beta \sin\Theta \sin\alpha)}\,d\alpha \tag{2.4}$$

и

$$\frac{2}{\beta\sin\Theta}J_n(n\beta\sin\Theta)=J_{n+1}(n\beta\sin\Theta)+J_{n-1}(n\beta\sin\Theta) \tag{2.5}$$

получим:

$$A_\varphi(n)=i\,\frac{qV}{cr}J_n'(n\beta\sin\Theta) \tag{2.2a}$$

IOI4

$$A_\Theta(n) = -\frac{q}{r}\, Ctg\,\Theta \cdot J_n\,(n\beta\, Sin\,\Theta) \qquad 2.3а$$

Тогда, для проекций векторов электрического и магнитного полей имеем:

$$H_\Theta = -E_\varphi = -\frac{1}{r}\frac{\partial(rA_\varphi)}{\partial r} = \frac{2q\beta^2}{Rr}\sum_{n=1}^{\infty} n J_n'(n\beta Sin\,\Theta)\, Cos\, n\gamma \qquad 2.6$$

$$H_\varphi = E_\Theta = \frac{1}{r}\frac{\partial(rA_\Theta)}{\partial r} = -\frac{2q\beta}{Rr}\, Ctg\,\Theta \sum_{n=1}^{\infty} n J_n(n\beta Sin\,\Theta)\, Sin\, n\gamma, \qquad 2.7$$

(где $\gamma = \omega t - \omega r/c - \varphi + \frac{\pi}{2}$),

откуда радиальная составляющая вектора Пойнтинга σ_r равна:

$$\sigma_r = \frac{c}{4\pi}\left(H_\varphi^2 + H_\Theta^2\right) =$$

$$= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q^2 n^2 \beta^2 c}{2\pi R^2}\left[Ctg^2\Theta \cdot J_n^2(n\beta Sin\,\Theta) + \beta^2 J_n'^2(n\beta Sin\,\Theta)\right] \qquad 2.8$$

Интенсивность излучения на каждой данной гармонике выразится соответственно так:

$$G_n = \frac{q^2 n^2 \beta^2 c}{2\pi R^2}\left[Ctg^2\Theta \cdot J_n^2(n\beta Sin\,\Theta) + \beta^2 J_n'^2(n\beta Sin\,\Theta)\right] \qquad 2.9$$

Переход от ротатора к серии равномерно движущихся по окружности зарядов осуществляется с помощью "фактора когерентности" /9/:

$$S_N = N(-1)^n \frac{Sin\,\pi n}{tg\,\frac{\pi n}{N}}, \qquad 2.10$$

где: N - число равномерно расположенных зарядов. Общая интенсивность излучения N зарядов на n-ой гармонике будет:

$$G_{nN} = S_N\, G_n \qquad 2.11$$

Теперь, используя полученные в /9/ результаты, подойдем к решению нашей задачи.

Найдем номер гармоники, которая излучает максимум под некоторым углом Θ по отношению к оси вращения. Очевидно, что этот максимум находится из уравнения:

$$\frac{d\,G_{nN}}{d\Theta} = 0 \qquad 2.12$$

Мы фиксируем n и дифференцируем по Θ, так как, по определению, $J_n'(z) = \frac{d\,[J_n(z)]}{dz}$, а у нас $z = n\beta \operatorname{Sin}\Theta$ и n определяет порядок бесселевой функции. Подставляя в 2.12 значение G_{nN} из 2.11 с учетом 2.9, дифференцируя и проделав простейшие преобразования, получим:

$$\beta^2 \frac{J_n''(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)}{J_n(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)} = \frac{1}{n\beta \operatorname{Sin}^3\Theta} \cdot \frac{J_n(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)}{J_n'(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)} - \frac{\operatorname{Cos}^2\Theta}{\operatorname{Sin}^2\Theta} \qquad 2.13$$

Откуда, с учетом рекуррентных соотношений для бесселевых функций /10/, будем иметь:

$$n = \frac{\beta \operatorname{Sin}\Theta \dfrac{J_n'(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)}{J_n(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)} + \dfrac{1}{\beta \operatorname{Sin}\Theta} \cdot \dfrac{J_n(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)}{J_n'(n\beta \operatorname{Sin}\Theta)}}{1 - \beta^2 \operatorname{Sin}\Theta + \operatorname{Cos}^2\Theta} \qquad 2.14$$

Очевидно, что это уравнение справедливо для любого числа регулярно расположенных по окружности зарядов, ибо у них должен быть один и тот же максимум излучения под данным углом Θ.

Мы не будем здесь подробно останавливаться на выборе геометрии системы зарядов, которая не излучает в ультрарелятивистском случае. Укажем только, что эта система обязательно должна иметь плоскую симметрию, так как, во-первых, при $V \sim c$ все излучение практически концентрируется в очень узкой области, прилегающей к плоскости вращения /9/, во-вторых, при наличии гармоник, излученных под разными углами, тотальное гашение всего спектра на бесконечности оказывается невозможным.

Поэтому нас интересует гармоника, которая дает максимум излучения в плоскости вращения, т.е. при $\cos\theta = 0$. В этом случае:

$$n = \frac{\beta \frac{J_n'(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{1}{\beta} \frac{J_n(n\beta)}{J_n'(n\beta)}}{1-\beta^2} \qquad 2.15$$

Неизлучающей оказалась система зарядов, расположенных на двух концентрических окружностях. Убедимся в этом.

Все параметры зарядов, расположенных на наружной окружности, обозначим индексом "x", а на внутренней - индексом "y". В тех случаях, когда зависимости одинаковы, будем пользоваться индексом "β".

Выясним условия, при которых излучение наружных зарядов может целиком компенсировать излучение внутренних зарядов.

Для этого, очевидно, в любой точке пространства излучение должно быть противофазным, равным по длине волны и иметь одинаковую амплитуду. Понятно, что эти условия должны соблюдаться на всех гармониках. Поскольку мы рассматриваем излучение в плоскости вращения, то нас интересуют только номера гармоник, большие или равные номеру гармоники, определенной из 2.15.

/Напомним, что максимум излучения первой гармоники направлен по оси вращения, следующие гармоники имеют некоторый наклон к плоскости вращения, а критические гармоники $n = n_\beta$, определенные из 2.15, и большие лежат в плоскости вращения/.

Легко видеть, что взаимная компенсация излучения двух рассматриваемых систем зарядов на гармониках, излучение которых лежит вне плоскости вращения, невозможна, так как нельзя одновременно удовлетворить условию противофазности, синхронности и в то же время однонаправленности. Действительно, известно /9/, что круговой ток не излучает, то-есть, когда $N \to \infty$, излучения нет. Но когда N конечно, то всегда найдутся гармоники, для которых $\frac{n}{N}$ - целое число, и на них будет излучение. Поэтому, чтобы погасить излучение на этих гармониках, необходимо удовлетворить условию их однонаправленности, которое для ряда гармоник двух мультиротаторов выполняется только тогда, когда вектор Пойнтинга всех гармоник лежит в плоскости вращения. Таким образом, число зарядов N должно удовлетворять условию:

$$N \geqslant n_\beta \qquad 2.16$$

Когда $N = n_\beta$, то система излучает уже на минимально допустимой гармонике. Если $N > n_\beta$, то излучение происходит на гармониках, кратных n_β. Следовательно, мы должны во всех случаях обеспечить взаимную компенсацию излучения на гармониках, кратных n_β, причем обеспечить компенсацию на всех гармониках, номер которых превышает число зарядов мультиротатора.

Условие синхронности для гармоник n_β в случае взаимной компенсации излучения двух систем зарядов, расположенных на двух концентрических окружностях, имеет очень простой вид:

$$\lambda_x = \lambda_y = \lambda \qquad 2.17$$

или

$$\frac{2\pi R_x}{\beta_x n_x} = \frac{2\pi R_y}{\beta_y n_y} = \lambda , \qquad 2.18$$

откуда:

$$\frac{R_x}{R_y} = \frac{\beta_x\, n_x}{\beta_y\, n_y} \qquad 2.18a$$

Так как гашение происходит только на гармонике n_β и ей кратных, то условие 2.17 или 2.18а справедливо для всех этих гармоник, поскольку в 2.17 для других гармоник появится в обеих частях равенства одинаковый множитель.

Условие противофазности будет также одно для всех гармоник:

$$R_x - R_y = k\lambda\,, \qquad 2.19$$

где: K – некоторое целое число.

В том случае, когда знаки зарядов на обеих окружностях одинаковы ("однозарядное" состояние), в 2.19 вместо K должно быть $K/2$.

Из условия 2.19, с учетом 2.18, получим:

$$R_x - R_x\frac{n_y\beta_y}{n_x\beta_x} = \frac{2\pi R_x}{\beta_x n_x}K$$

или:

$$n_x\beta_x - n_y\beta_y = 2\pi K \qquad 2.20$$

Это и есть условие, которому должны удовлетворять скорости вращения зарядов и номера "критических" /определенных из 2.15/ гармоник обеих систем зарядов, для того чтобы системы не излучали.

Амплитудное условие целиком определяется величиной зарядов, поэтому оно может рассматриваться независимо и определяет только соотношение q_x и q_y .

Согласно 2.15,

$$n_x = \frac{\beta_x\dfrac{J'_{n_x}(n_x\beta_x)}{J_{n_x}(n_x\beta_x)} + \dfrac{1}{\beta_x}\dfrac{J_{n_x}(n_x\beta_x)}{J'_{n_x}(n_x\beta_x)}}{1-\beta_x^2}$$

и соответственно:

$$n_y = \frac{\beta_y\dfrac{J'_{n_y}(n_y\beta_y)}{J_{n_y}(n_y\beta_y)} + \dfrac{1}{\beta_y}\dfrac{J_{n_y}(n_y\beta_y)}{J'_{n_y}(n_y\beta_y)}}{1-\beta_y^2}$$

и тогда 2.20 можно записать так:

$$\frac{\beta_x^2\frac{J'_{n_x}(n_x\beta_x)}{J_{n_x}(n_x\beta_x)}+\frac{J_{n_x}(n_x\beta_x)}{J'_{n_x}(n_x\beta_x)}}{1-\beta_x^2}-\frac{\beta_y^2\frac{J'_{n_y}(n_y\beta_y)}{J_{n_y}(n_y\beta_y)}+\frac{J_{n_y}(n_y\beta_y)}{J'_{n_y}(n_y\beta_y)}}{1-\beta_y^2}=2\pi K \qquad 2.21$$

Для того, чтобы облегчить нахождение решения уравнения 2.21, добавим к нему такое очевидное соотношение:

$$n_x - n_y = K_1 ,$$

где K_1 - некоторое целое число.

Тогда вместе с 2.21 мы будем иметь систему двух уравнений:

$$\frac{\beta_x^2}{1-\beta_x^2}\left[\frac{J'_{n_x}(n_x\beta_x)}{J_{n_x}(n_x\beta_x)}+\frac{J_{n_x}(n_x\beta_x)}{\beta_x^2 J'_{n_x}(n_x\beta_x)}\right]-\frac{\beta_y^2}{1-\beta_y^2}\left[\frac{J'_{n_y}(n_y\beta_y)}{J_{n_y}(n_y\beta_y)}+\frac{J_{n_y}(n_y\beta_y)}{\beta_y^2 J'_{n_y}(n_y\beta_y)}\right]=2\pi K$$

$$\frac{\beta_x}{1-\beta_x^2}\left[\frac{J'_{n_x}(n_x\beta_x)}{J_{n_x}(n_x\beta_x)}+\frac{J_{n_x}(n_x\beta_x)}{\beta_x^2 J'_{n_x}(n_x\beta_x)}\right]-\frac{\beta_y}{1-\beta_y^2}\left[\frac{J'_{n_y}(n_y\beta_y)}{J_{n_y}(n_y\beta_y)}+\frac{J_{n_y}(n_y\beta_y)}{\beta_y^2 J'_{n_y}(n_y\beta_y)}\right]=K_1 \qquad 2.22$$

или:

$$\left.\begin{aligned} n_x - n_y &= K_1 \\ n_x\beta_x - n_y\beta_y &= 2\pi K \end{aligned}\right\} \qquad 2.22a$$

§ 3. Для решения системы уравнений 2.22 необходимо воспользоваться каким-то приближением для бесселевых функций. В литературе /10/ даны разные представления бесселевых функций, главным образом в виде бесконечных рядов и интегралов. Воспользоваться этими представлениями для решения 2.22 весьма затруднительно, даже если на основе полученных соотношений составить алгоритм, пригодный, в принципе, для использования в электронно-вычислительных машинах.

Поэтому для целочисленных бесселевых функций вида $J_n(n\beta)$ при больших значениях n нам не удалось использовать известные представления. В связи с этим была предпринята попытка найти новое приближенное представление бесселевых функций. Эта попытка привела к интересному результату. Ввиду того, что подобного рассмотрения особенности такого рода бесселевых функций, сколько нам известно, в литературе нет, остановимся на нем подробнее.

В теории бесселевых функций есть /I0/ рекурентные соотношения, которые определяют точные зависимости между ними. Поэтому естественно стремление опираться в основном на них.

В дальнейшем мы воспользуемся рекурентными формулами:

$$2J_n'(z) = 2\frac{d}{dz}J_n(z) = J_{n-1}(z) - J_{n+1}(z) \qquad 3.1$$

$$J_{n-1}(z) + J_{n+1}(z) = \frac{2n}{z}J_n(z) \qquad 3.2$$

и следствиями из них:

$$\frac{d}{dz}J_n(z) = J_{n-1}(z) - \frac{n}{z}J_n(z) \qquad 3.3$$

$$\frac{d}{dz}J_n(z) = \frac{n}{z}J_n(z) - J_{n+1}(z) \qquad 3.4$$

$$\left(\frac{d}{z\,dz}\right)^m\left[z^n J_n(z)\right] = z^{n-m}J_{n-m}(z) \qquad 3.5$$

$$J_{-n}(z) = (-1)^n J_n(z) \qquad 3.6$$

где n - натуральное число.

При этом следует помнить /I0/, что функция $J_n(n\beta)$ есть ряд, составленный из корней уравнения Бесселя:

$$J_n''(n\beta) = -\frac{1}{n\beta}J_n'(n\beta) - \left(1-\frac{1}{\beta^2}\right)J_n(n\beta) \qquad 3.7$$

Из 3.3 непосредственно следует, что

$$\frac{J_n'(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{1}{\beta} \qquad 3.8$$

А из 3.2 следует также, что

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{2}{\beta} \qquad 3.9$$

Введем обозначение:

$$K_n = \frac{J_n(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} : \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$$

или

$$K_n = \frac{J_n^2(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)\cdot J_{n+1}(n\beta)} \qquad 3.10$$

Легко видеть, что

$$\lim_{\substack{n\to\infty\\ \beta\to 1}} K_n = 1 \qquad 3.11$$

При очень больших n величина K_n является функцией n /или β /, медленно и монотонно меняющейся с n, причем по порядку величины K_n близко к единице.

Из 3.10 следует, что:

$$\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_n(n\beta)}{K_n J_{n-1}(n\beta)} \qquad 3.12$$

и тогда 3.9 можно представить в виде:

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_n(n\beta)}{K_n J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2}{\beta}\ , \qquad 3.13$$

откуда:

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1}{\beta}\left[1+\sqrt{1-\frac{\beta^2}{K_n}}\right] \qquad 3.I4$$

Из 3.I4 и 3.8 имеем:

$$\beta\,\frac{J_n'(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \left(1-\frac{\beta^2}{K_n}\right)^{1/2} \qquad 3.I5$$

Следовательно, если $K_n \longrightarrow \frac{1}{\beta^2}$, то

$$\lim_{\substack{\beta\to 1\\ n\to\infty}} \beta\,\frac{J_n'(n\beta)}{J_n(n\beta)} = (1-\beta^4)^{1/2} = 0$$

Из соображений удобства дальнейших вычислений целесообразно 3.I5 представить в таком виде:

$$\beta\,\frac{J_n'(n\beta)}{J_n(n\beta)} = m_\beta\,(1-\beta^2)^{1/2}, \qquad 3.I6$$

где: m_β, так же как и K_n, - некоторая функция β /или n /, причем, как ясно из 3.I5 и 3.I6:

$$m_\beta = \left(\frac{1-\beta^2/K_n}{1-\beta^2}\right)^{1/2} \qquad 3.I7$$

С учетом 3.I6 выражению 2.I5 можно придать вид:

$$n = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2} + \dfrac{1}{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}}{1-\beta^2}$$

или:

$$n = \frac{1+m_\beta^2(1-\beta^2)}{m_\beta(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad 3.I8$$

и, следовательно:

$$\lim_{\beta \to 1} n_\beta = \frac{1}{m_\beta (1-\beta^2)^{3/2}} \cong \frac{1}{2^{1/2} (1-\beta^2)^{3/2}} \qquad 3.I9$$

Мы видим, таким образом, что при достаточно больших β n_β имеет порядок:

$$n_\beta = O\left[\frac{1}{(1-\beta^2)^{3/2}}\right] \qquad 3.20$$

Итак, даже не имея решения для n_β в явном виде /функция m_β пока не представлена нами в явном виде даже приближенно/, мы можем судить о характере зависимости n_β от β и о порядке величины n_β.

В работе Д.Д.Иваненко и А.А.Соколова /9/ найден номер гармоники, при котором ультрарелятивистский ротатор излучает максимум энергии. Номер этой гармоники выражается у них такой приближенной формулой:

$$n_\kappa \cong \frac{3}{2(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad 3.2I$$

Мы видим, что имеет место полное совпадение по порядку величины номеров гармоник, соответствующих максимуму излучения в плоскости вращения - n_β, и максимуму излучения без указания направления этого оптимального излучения. Если полагать, что оба эти максимума должны совпадать точно, то должны так же точно совпадать и 3.I8 и 3.2I.

Д.Д.Иваненко и А.А.Соколов в своих вычислениях /9/ использовали приближение, погрешность которого еще не определена /I0/. Кроме того, в ряде промежуточных вычислений они пренебрегли членами порядка $(1-\beta^2)$. С учетом указанных погрешностей совпадение 3.I9 и 3.2I, полученных разными путями, следует признать хорошим. Однако, остается еще выяснить, должны ли n_β и $n_к$ совпадать точно.

Для наших целей приближенное выражение для n_β в виде 3.I9 и 3.20 недостаточно. Поэтому необходимо найти в явном виде выражения для m_β /или K_n /.

Попробуем найти приближенное выражение для этих функций.

Непосредственно из 3.I4 следует:

$$\beta \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 1 + \left(1 - \frac{\beta^2}{K_n}\right)^{1/2} \qquad 3.22$$

Выражая в 3.22 $\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$ через $\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)}$ согласно 3.I2, мы получим для функции порядка / $n+1$ / выражение 3.23, аналогичное 3.I6:

$$\beta \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = 1 - m_\beta (1-\beta^2)^{1/2} \qquad 3.23$$

Для того, чтобы найти искомое выражение для m_β, найдем сперва зависимость отношения производных функции Бесселя к самой функции для функций порядка, отличающегося от n на единицу. Из 3.3 имеем:

$$J'_{n-1}(n\beta) = J_{n-2}(n\beta) - \frac{n-1}{n\beta} J_{n-1}(n\beta) \qquad 3.24$$

или:

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{J_{n-2}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{1}{\beta}\left(1 - \frac{1}{n}\right) \qquad 3.25$$

IOI4

Но из 3.2 также следует, что:

$$\frac{J_{n-2}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2}{\beta}\left(1-\frac{1}{n}\right) - \frac{J_n(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} \qquad 3.26$$

Тогда 3.25 после элементарного преобразования можно записать так:

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{1}{\beta}\left(1-\frac{1}{n}\right) - \frac{J_n(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} \qquad 3.27$$

Введем обозначение:

$$U = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} \qquad 3.28$$

и выразим все искомые величины через U , β и n . Тогда 3.27 примет вид:

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{1}{\beta}\left(1-\frac{1}{n}\right) - \frac{1}{U} \qquad 3.29$$

Найдем подобные выражения для функции порядка $n+1$. Из 3.8 для функции порядка $n+1$ получим:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = -\frac{1}{\beta}\left(1+\frac{1}{n}\right) + \frac{J_n(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} \qquad 3.30$$

Используя 3.28, приведем 3.9 к следующему виду:

$$\frac{J_n(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{1}{\frac{2}{\beta} - U} \qquad 3.3I$$

Тогда, с использованием 3.3I соотношение 3.30 можно записать так:

IOI4

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{1}{\frac{2}{\beta} - u} - \frac{1}{\beta}\left(1 + \frac{1}{n}\right) \tag{3.32}$$

Аналогично для функции порядка n имеем:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = u - \frac{1}{\beta} \tag{3.33}$$

Кроме того непосредственно из 3.I и 3.2 имеем:

$$\frac{2J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} \tag{3.34}$$

и:

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} + \frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{2}{\beta} \tag{3.35}$$

и тогда из 3.34 и 3.35 получаем:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{1}{\beta} \tag{3.36}$$

И далее, с учетом соотношений 3.28 и 3.I6,

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = u - \frac{1}{\beta} = \frac{m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \tag{3.37}$$

откуда:

$$u = \frac{1 + m_\beta (1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \tag{3.38}$$

С учетом 3.38 равенства 3.32 и 3.29 легко преобразовать:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}\cdot\frac{1-\dfrac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_\beta}}{1-m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}} - \frac{1}{n\beta} \qquad 3.39$$

$$\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta}\cdot\frac{1+\dfrac{(1-\beta^2)^{1/2}}{m_\beta}}{1+m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}} - \frac{1}{n\beta} \qquad 3.40$$

Для сопоставления уместно здесь вновь напомнить, что:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} \qquad 3.4I$$

И, кроме того, для функций, порядок которых отличается на единицу, имеем:

$$\frac{J_{n+1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1-m_\beta(1-\beta^2)}{\beta} \qquad 3.42$$

$$\frac{J_{n-1}(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{1+m_\beta(1-\beta^2)}{\beta} \qquad 3.43$$

В этих уравнениях бесселевы функции от аргумента порядка n и $n\pm1$ явно выражены через n, β и m_β – некоторую функцию от β /или n /.

Пользуясь соотношениями 3.37 и 3.39 - 3.43, образуем суммы и разности отношений производных к их функциям:

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} + \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2\beta m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{1-m_\beta^2(1-\beta^2)} - \frac{2}{n\beta} \qquad 3.44$$

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} - \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{2(1-\beta^2)(m_\beta^2-1)}{\beta[1-m_\beta^2(1-\beta^2)]} \qquad 3.45$$

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} = \frac{(1-\beta^2)(m_\beta^2-1)}{\beta[1+m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}]} + \frac{1}{n\beta} \qquad 3.46$$

$$\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = \frac{(1-\beta^2)(m_\beta^2-1)}{\beta[1-m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}]} - \frac{1}{n\beta} \qquad 3.47$$

Из 3.46 и 3.47 мы видим, что при больших n и β, близких к I, при изменении порядка функции на единицу отношение производной функции к самой функции изменяется на величину порядка:

$$\frac{J'_{n\pm1}(n\beta)}{J_{n\pm1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} = O(1-\beta^2),$$

так как m_β при больших β примерно равно $2^{1/2}$, а $n(1-\beta^2)$ – больше единицы. При этом изменение порядка на /+I/ вызывает увеличение, а на /–I/ – уменьшение этой функции на величины, которые с точностью до членов $O(1-\beta^2)^{3/2}$ и $\frac{1}{n\beta}$ совпадают по абсолютному значению. Действительно, вычитая 3.47 из 3.46, имеем:

$$\left[\frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)} - \frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)}\right] - \left[\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} - \frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)}\right] = \frac{2m_\beta(m_\beta^2-1)(1-\beta^2)^{3/2}}{\beta[1-m_\beta^2(1-\beta^2)]} - \frac{2}{n\beta} \qquad 3.48$$

При $\beta \sim 1$ соотношение 3.48 имеет порядок разности:

$$O(1-\beta^2)^{3/2} - \frac{2}{n\beta} \qquad 3.49$$

Поэтому при больших значениях n и малых $(1-\beta^2)$ мы можем в некотором приближении применить такое интерполяционное соотношение:

$$\frac{J'_n(n\beta)}{J_n(n\beta)} \cong \frac{1}{2}\left[\frac{J'_{n+1}(n\beta)}{J_{n+1}(n\beta)} + \frac{J'_{n-1}(n\beta)}{J_{n-1}(n\beta)}\right] \qquad 3.50$$

При этом член, которым мы пренебрегаем, будет иметь порядок разности 3.49.

С помощью 3.50 можно получить значение m_β, а с ним и все необходимые нам выражения, с указанной точностью. С учетом 3.4I и 3.44, можно 3.50 представить так:

$$\frac{2m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{\beta} = \frac{2m_\beta\beta(1-\beta^2)^{1/2}}{1-m_\beta^2(1-\beta^2)} - \frac{2}{n\beta} \qquad 3.5I$$

или:

$$m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}\left[\frac{1-m_\beta^2(1-\beta^2)-\beta^2}{1-m_\beta^2(1-\beta^2)}\right] = \frac{m_\beta(1-\beta^2)^{3/2}(1-m_\beta^2)}{1-m_\beta^2(1-\beta^2)} = -\frac{1}{n},$$

откуда:

$$n \cong \frac{1-m_\beta^2(1-\beta^2)}{m_\beta(m_\beta^2-1)(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad 3.52$$

Для номера искомой гармоники выше уже найдено было выражение 3.I8. Сравнивая 3.52 и 3.I8, имеем:

$$1+m_\beta^2(1-\beta^2) = \frac{1-m_\beta^2(1-\beta^2)}{m_\beta^2-1}$$

или

$$(1-\beta^2)m_\beta^4 + m_\beta^2 - 2 = 0 \qquad 3.53$$

откуда:

$$m_\beta^2 = \frac{\pm\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1}{2(1-\beta^2)} \qquad 3.54$$

Так как m_β - действительное число, то оставим у радикала только знак "+". Итак:

IOI4

$$m_\beta^2 \cong \frac{\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1}{2(1-\beta^2)} \qquad 3.55$$

В пределе, когда $\beta \to 1$,

$$\lim_{\beta \to 1} m_\beta^2 = 2 \qquad 3.56$$

Из 3.53 и 3.I8 можно получить еще одно важное соотношение. Перепишем 3.I8 так:

$$n_\beta = \left[\frac{1}{m_\beta} + m_\beta(1-\beta^2)\right] : (1-\beta^2)^{3/2}, \qquad 3.57$$

а 3.53 представим в виде: $\frac{1}{m_\beta} + m_\beta(1-\beta^2) = \frac{2}{m_\beta^3}$

Тогда из 3.57 следует:

$$n_\beta = \frac{K_\beta}{(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad 3.58$$

где

$$K_\beta = \frac{2}{m_\beta^3} \qquad 3.59$$

- некоторая монотонная и медленно меняющаяся функция.

Из 3.59 с учетом 3.55 можно получить непосредственно для и такое выражение:

$$K_\beta = \frac{2^{5/2}(1-\beta^2)^{3/2}}{\left[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1\right]^{3/2}} \qquad 3.60$$

и, следовательно:

$$n_\beta = \frac{2^{5/2}}{\left[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1\right]^{3/2}} \qquad 3.6I$$

Можно представить 3.6I и в другом, пожалуй, более удобном для вычисления виде:

$$n_\beta = \frac{\left[1+\sqrt{1+8(1-\beta^2)}\,\right]^{3/2}}{4(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad 3.62$$

и, соответственно, для K_β :

$$K_\beta = \frac{\left[1+\sqrt{1+8(1-\beta^2)}\,\right]^{3/2}}{4} \qquad 3.63$$

В тождественности 3.6I и 3.62 легко убедиться их сравнением.

Теперь систему уравнений 2.22 можно представить в виде:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{1}{\left[\sqrt{1+8(1-\beta_x^2)}-1\right]^{3/2}} - \frac{1}{\left[\sqrt{1+8(1-\beta_y^2)}-1\right]^{3/2}} = \frac{K_1}{2^{5/2}} \\ &\frac{\beta_x}{\left[\sqrt{1+8(1-\beta_x^2)}-1\right]^{3/2}} - \frac{\beta_y}{\left[\sqrt{1+8(1-\beta_y^2)}-1\right]^{3/2}} = \frac{2\pi K}{2^{5/2}} \end{aligned}\right\} \qquad 3.64$$

Прежде чем рассматривать методы решения этой системы, определим точность, которую может нам обеспечить такое решение. Мы видим, что 3.52, полученное нами из рекурентных соотношений для бесселевых функций при единственном предположении, указанном в 3.50, и точное выражение 3.I8 для искомой гармоники оказались совместными алгебраически и дали общее решение в виде 3.62. Вероятность того, что это совпадение случайно, крайне мала. Поэтому представляет интерес выяснить, не свидетельствует ли это о том, что в частном случае, когда порядок бесселевой функции определяется равенством 3.I8, зависимость 3.50 удовлетворяется не приближенно, а точно.

Решая 3.53, мы ограничились действительной областью решений. Между тем легко видеть, что уравнения:

$$n_\beta = \frac{1-m_\beta^2(1-\beta^2)}{m_\beta(m_\beta^2-1)(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad \text{I}$$

и

$$n_\beta = \frac{1+m_\beta^2(1-\beta^2)}{m_\beta(1-\beta^2)^{3/2}} \qquad \text{II}$$

совместны в действительной области значений m_β не для всех β. В самом деле, $\lim\limits_{\beta\to 0} m_\beta^2 = 1$. Но в этом случае из I мы получим для n_β значение -I, а из II - + 2. Это означает, что в пределе при $\beta\to 0$ I и II не совместны. Действительно:

$$\lim_{\beta\to 0} n_{\beta_I} = -\frac{1}{m_\beta}$$

$$\lim_{\beta\to 0} n_{\beta_{II}} = \frac{1+m_\beta^2}{m_\beta}$$

что совместно только при $m_\beta^2=-2$, т.е. в мнимой области значений m_β, не говоря уже о том, что $n_\beta<0$ не имеет физического смысла. В другом крайнем пределе при $\beta\to 1$ совмещение оказывается полным. В этом случае $m_\beta\to 2^{1/2}$, а I и II дают для n_β полностью совпадающее значение:

$$\lim_{\beta\to 1} n_\beta = \frac{1}{2^{1/2}(1-\beta^2)^{3/2}}$$

Определим, при какой β и при каком действительном значении m_β уравнения I и II совместны.

Подставим в 3.52 значение m_β из 3.55

$$n = \frac{2-[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1]}{2^{-1/2}[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1]^{3/2}-2^{1/2}(1-\beta^2)[\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1]^{1/2}} \qquad 3.65$$

Введем обозначение

$$Z=\sqrt{1+8(1-\beta^2)}-1\,, \tag{3.66}$$

откуда

$$1-\beta^2=\frac{Z^2+2Z}{8} \tag{3.67}$$

Тогда 3.65 можно записать так:

$$n=\frac{2^{5/2}}{Z^{3/2}}\,, \tag{3.68}$$

что точно совпадает с 3.6I, как это и должно быть.
Так как n - целое число, то из 3.68 можно найти максимально допустимое значение Z, которое не может быть больше 2, так как всегда $\beta^2>0$.

Легко видеть, что 3.68 имеет первое решение при $Z = 2$ и $n = 2$, что соответствует $\beta = 0$. Однако, 3.68 получено при подстановке в I значения m_β из 3.55 и не снимает поставленного ранее вопроса, так как непосредственная подстановка $m_\beta = 1$ в I не дает, как мы видели, $n = 2$.

Для того, чтобы найти β_{min}, при котором m_β будет вещественным, перепишем I так:

$$n_\beta=\frac{1}{m_\beta(1-\beta^2)^{1/2}}\left(\frac{m_\beta^2\beta^2}{m_\beta^2-1}-1\right) \tag{3.69}$$

Так как $n_\beta>0$ и $m_\beta(1-\beta^2)^{3/2}>0$, то должно быть $\frac{m_\beta^2\beta^2}{m_\beta^2-1}-1>0$, откуда $\beta^2>\left(1-\frac{1}{m_\beta^2}\right)$. С учетом 3.66, имеем $\sqrt{1+8(1-\beta^2)}<3$, т.е. $\beta>0$. Никаких других ограничений нет.

Таким образом I и II совместны во всей действительной области значений $\beta>0$, а в точке $\beta=0$ имеется особенность. Это свидетельствует о том, что уравнение 3.52 и, следовательно, условие 3.50 строго совпадают в области значений $0 < \beta < 1$ при условии, что одновременно имеет место равенство 3.18

Теперь, зная область применимости и точность системы уравнений 3.64, можно приступить к ее решению.

Сперва определим число возможных решений системы относительно β_x и β_y в интервале

$$0{,}8 < \beta_y < \beta_x < 1 \qquad 3.70$$

Можно показать, что в этом интервале система имеет только единственное решение.

Действительно, представим систему 3.64 в виде:x/

$$\mathrm{I}' \quad F_1 = \frac{x}{\left[\sqrt{1+8(1-x^2)}-1\right]^{3/2}} - \frac{y}{\left[\sqrt{1+8(1-y^2)}-1\right]^{3/2}} = a \qquad 3.71$$

$$\mathrm{II}' \quad F_2 = \frac{1}{\left[\sqrt{1+8(1-x^2)}-1\right]^{3/2}} - \frac{1}{\left[\sqrt{1+8(1-x^2)}-1\right]^{3/2}} = b \qquad 3.72$$

и найдем ее решение в области 3.70.

Рассмотрим I' и II' как уравнения двух семейств кривых в единой области при различных значениях параметров a и b. Наше утверждение будет доказано, если мы покажем, что в каждой точке данной области производная $\frac{dy_{I'}}{\partial x}$, определенная для семейства I', будет всегда больше /или меньше/ таковой для семейства II' кривых рассматриваемой системы уравнений.

---

x/ Здесь и далее введено обозначение: $\beta_x = X$ и $\beta_y = Y$

Найдем отношение производных:

$$\frac{dy_I'}{dx}:\frac{dy_{II}'}{dx}=\frac{9+4x^2-\sqrt{1+8(1-x^2)}}{x}:\frac{9+4y^2-\sqrt{1+8(1-y^2)}}{y}$$

Проанализировав функцию $f(\beta)$ / x или y /, получи

$$f(\beta)=\frac{9+4\beta^2-\sqrt{1+8(1-\beta^2)}}{\beta}$$

$$f'(\beta)=-\frac{9}{\beta^2}+4+\frac{9}{\beta^2\sqrt{9-8\beta^2}} \qquad 3.73$$

Легко видеть, что во всем рассматриваемом интервале 3.70 $f'(\beta)>0$,то-есть $f(\beta)$ монотонно возрастает. Но так как $x>y$, то $f(x)>f(y)$. Функция $f(y)$ также монотонно возрастает, так как имеет тот же вид, что и $f(x$ Следовательно $\frac{f(x)}{f(y)}>1$ или: $\frac{dy_I'}{dx}>\frac{dy_{II}'}{dx}$ во всей рассматриваемой области значений "X" и "у", что и требовалось доказать. Таким образом, в интересующей нас области система уравнений 3.64 имеет только одно решение.

Для нахождения этого единственного решения найдем приближенные значения n_x и n_y , разложив подкоренное выра жение в 3.62 в ряд и удержав два первых члена этого разложения.

$$n_x=\frac{[1+\sqrt{1+8(1-x^2)}]^{3/2}}{4(1-x^2)^{3/2}}\cong\frac{[2+4(1-x^2)]^{3/2}}{4(1-x^2)^{3/2}}\cong$$

$$\cong\frac{1+3(1-x^2)}{2^{1/2}(1-x^2)^{3/2}}=\frac{1}{2^{1/2}(1-x^2)^{3/2}}+\frac{3}{2^{1/2}(1-x^2)^{1/2}} \qquad 3.74$$

и, соответственно, для n_y :

$$n_y \cong \frac{1}{2^{1/2}(1-y^2)^{3/2}} + \frac{3}{2^{1/2}(1-y^2)^{1/2}} \qquad 3.75$$

тогда система уравнений:

$$\left.\begin{aligned} n_x - n_y &= K_1 \\ x n_x - y n_y &= 2\pi K \end{aligned}\right\} \qquad 2.22б$$

примет вид:

$$\left.\begin{aligned} &\left[\frac{1}{(1-x^2)^{3/2}} - \frac{1}{(1-y^2)^{3/2}}\right] + 3\left[\frac{1}{(1-x^2)^{1/2}} - \frac{1}{(1-y^2)^{1/2}}\right] = \sqrt{2}K_1 = b \\ &\left[\frac{x}{(1-x^2)^{3/2}} - \frac{y}{(1-y^2)^{3/2}}\right] + 3\left[\frac{x}{(1-x^2)^{1/2}} - \frac{y}{(1-y^2)^{1/2}}\right] = \sqrt{2}\,2\pi K = a \end{aligned}\right\} \qquad 3.76$$

Решая эту систему, получим:

$$1-\beta_x^2 \cong \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)} - \frac{26}{3}K_1^2\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)^2 + 4} + \sqrt{2}K_1\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)} \qquad 3.77$$

$$1-\beta_y^2 \cong \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)} - \frac{26}{3}K_1^2\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)^2 + 4} - \sqrt{2}K_1\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)} \qquad 3.78$$

Подставляя в 3.74 и 3.75 значения $1-x^2$ и $1-y^2$ из 3.77 и 3.78, можно вычислить значения n_x и n_y.

Таким образом, значения основных внутренних параметров системы: скорости β_x и β_y; номера критических гармоник n_x и n_y, и, следовательно /с учетом 2.18/, значение $\frac{R_x}{R_y}$ и отношение расстояния между круговыми токами ℓ к радиусу $\frac{\ell}{R_x} = \frac{R_x - R_y}{R_x} = 1 - \frac{R_y}{R_x}$, являются однозначными функциями целочисленных параметров K и K_1. Об этих параметрах нам известно только то, что они являются целыми числами и должны удовлетворять рассматриваемой системе уравнений.

Из 3.77 и 3.78 видно, что в интервале

$$0 < y < x < 1 \qquad 3.79$$

условие единственности y и x при данных K и K_1 требует однозначной связи также между самими параметрами K и K_1. Действительно, если задаться некоторым целым K_1, то значение K не может варьировать, так как при изменении K даже на I при фиксированном K_1 нарушается либо условие 3.79, либо условие однозначности решения при данном значении параметров.

Таким образом, между параметрами K и K_1 существует однозначная связь. Данному значению K_1 соответствует одно и только одно значение K.

Физический смысл этого математического вывода достаточно нагляден. Параметр K_1 есть функция критических номеров гармоник / $K_1 = n_x - n_y$ /, а K означает число длин волн, одинаковых для обеих гармоник, размещающихся в интервале $R_x - R_y$. Понятно, что если известна разность между номерами гармоник, создающих одинаковую длину волны, то это означает, что фиксировано расстояние между радиусами $R_x - R_y$, а на одном и том же участке никак не может уложиться разное число длин волн, образованных обеими системами зарядов. Следовательно, $K = \frac{R_x - R_y}{\lambda}$ при заданном K_1 должно иметь только одно значение. Итак, нахождение целочисленных параметров K и K_1 сводится к определению одного из них.

Для того, чтобы найти все возможные решения системы 3.76, можно в качестве возможных значений, например, параметра K, рассмотреть ряд натуральных чисел, начиная от I. Такой способ решения дает, конечно, правильный результат, но очень трудоемок даже при использовании электронной вычислительной машины. Однако, есть возможность резко уменьшить число рассматриваемых значений K, если обратить внимание на то, что при $\beta \to 1$

$$\left.\frac{K_1}{K}\right|_{\beta \to 1} \to 2\pi \qquad 3.80$$

Условие 3.80 выполняется тем точнее, чем ближе β к I.

Легко видеть, что условию 3.80 удовлетворяют не любые пары чисел, а строго определенные. Например, если $K = 7$, то только при K_1 = 44 наилучшим образом удовлетворяется условие 3.80. Простой подстановкой легко убедиться в том, что значения K от I до 6 включительно вообще не дают решения 3.64, так как для них нельзя подобрать такие целочисленные значения K_1, при которых выполнялось бы 3.79. В то же время значения величин K и K_1, кратные соответственно 7 и 44 (I4 и 88, 2I и I32 и т.д.), дают решения. Однако, по мере возрастания абсолютного значения K при некотором максимальном его значении решения опять нет. Последнее значение K, которое в этом ряду даст решение системы в действительной области, равно K_{max} = 7 x II2 = 784.

Таким образом, значения К = 7 и $К_1$= 44 и кратные им составляют некоторый ряд возможных решений системы уравнений.

Из 3.77 и 3.78 также легко видеть, что при постоянном $\frac{K_1}{2\pi K}$ бо́льшим значениям K должно соответствовать большее значение X, но меньшее значение Y. Если же отношение $\frac{K_1}{2\pi K}$ меняется, то для получения большего значения K, чем ранее найденное, надо, чтобы $\frac{K_1}{K}$ в последующем случае было ближе к 2π, чем в предыдущем случае.

Отсюда, с учетом доказанной ранее однозначности решения и явной монотонности зависимости X и Y от K, прямо следует, что последующий ряд чисел K и K_1, которые могут дать решение системы, должен образовываться другой парой целых чисел, которые удовлетворяют условию:

$$\left[\left(\frac{K_1}{K}\right)_I - 2\pi\right] > \left[\left(\frac{K_1}{K}\right)_{II} - 2\pi\right] \qquad 3.81$$

Этому условию после $\frac{44}{7}$ удовлетворяет только пара чисел $\frac{710}{113}$ и кратные им числа. Действительно,

$$1 - \frac{2\pi 7}{44} = 4{,}02\ldots \cdot 10^{-4}, \text{ а } 1 - \frac{2\pi 113}{710} = 8{,}49\ldots \cdot 10^{-8}.$$

Между $K = 7$ / $K_1 = 44$/ и $K = 113$ / $K_1 = 710$/ нет пар чисел, которые бы удовлетворяли 3.81 лучше, чем 113 и 710. Эти же числа составляют опять конечный ряд кратных значений, дающий решения системы 3.76.

Таким образом нахождение чисел, дающих решения системы уравнений 2.22, сводится к отысканию целых чисел, отношение которых наилучшим образом удовлетворяют соотношениям 3.80 и 3.81. Причем эти условия должны удовлетворяться при наименьшем значении K.

Это правило позволило с помощью не очень сложных приемов отыскать значения пар целых чисел, которые могут быть использованы в качестве параметров, соответствующих решению системы уравнений 2.22. Эти числа сведены в таблицу № I.

Таблица № I

I группа	К = 7;	7 x 2;	7 x 3...
П группа	К = II3;	II3 x 2;	II3 x 3...
Ш группа	К = 332I5;	332I5 x 2;	332I5 x 3...
IУ группа	К = 99532;	99532 x 2;	99532 x 3...
У группа	К = 3649I3;	3649I3 x 2;	3649I3 x 3...
УI группа	К = I725033;	I725033 x 2;	I725033 x 3...
УП группа	К = 272356I5;	272356I5 x 2;	272356I5 x 3...
УШ группа	К = 52746I97;	52746I97 x 2;	52746I97 x 3...
IX группа	К = I3I002976;	I3I002976 x 2;	I3I002976 x 3...
X группа	К = 47I265707;	47I265707 x 2;	47I265707 x 3...
XI группа	К = 8II528438;	8II528438 x 2;	8II528438 x 3...
XП группа	К = 2774848045;	2774848045x 2;	2774848045 x 3...

Мы получили, таким образом, весьма примечательный результат, согласно которому фазовым и частотным условиям неизлучения удовлетворяет только дискретный и конечный ряд состояний, характеризуемый определенными парами скоростей вращения зарядов по окружности.

Существенно отметить, что дискретными являются не только скорости вращения, но также и соответствующие им номера гармоник и отношения радиусов, так как из 2.I8 и 2.20 следует, что:

$$\frac{R_y}{R_x} = 1 - \frac{2\pi K}{\beta_x n_x} = \frac{1}{1 + \frac{2\pi K}{n_y \beta_y}} \qquad 3.82$$

а n_x и n_y однозначно определяются из β_x и β_y по уравнению 2.22а.

В качестве примера в таблице № 2 приведена часть решений уравнений 2.22 для первого ряда констант.

Таблица № 2

№ п/п	K	K_1	n_x	n_y	β_x	β_y	$\frac{R_y}{R_x}$
I	7	44	5934.0	5890.0	0.998783	0.998777	0.992579
2	I4	88	5956,0	5868.0	0.998786	0.998773	0.9852I3
3	2I	I32	5978.0	5846.0	0.998789	0.998770	0.97790I
4	28	I76	6000.0	5824.0	0.998792	0.998767	0.970643
5	35	220	6022.0	5802.0	0.998795	0.998764	0.963438
6	42	264	6044.0	5780.0	0.998798	0.99876I	0.956285
7	49	308	6066.0	5758.0	0.998800	0.998758	0.949I84
8	56	352	6088.0	5736.0	0.998803	0.998755	0.942I35
9	63	396	6II0.0	57I4.0	0.998806	0.99875I	0.985I37
I0	70	440	6I32.0	5692.0	0.998809	0.998748	0.928I89
II	77	484	6I54.0	5670.0	0.9988I2	0.998745	0.92I290
I2	84	528	6I76.0	5648.0	0.9988I5	0.998742	0.9I4440
I3	9I	572	6I98.0	5626.0	0.9988I8	0.998738	0.907640
I4	98	6I6	6220.0	5604.0	0.998820	0.998735	0.900888
I5	I05	660	6242.0	5582.0	0.998823	0.998732	0.894I83
I6	II2	704	6264.0	5560.0	0.998826	0.998728	0.887525
I7	II9	748	6286.0	5538.0	0.998829	0.998725	0.8809I4
I8	I26	692	6308.0	55I6.0	0.99883I	0.998722	0.874349
I9	I33	836	6330.0	5494.0	0.998834	0.9987I8	0.867830
20	I40	880	6352.0	5472.0	0.998837	0.9987I5	0.86I356
2I	I47	924	6374.0	5450.0	0.998840	0.9987II	0.854327
22	I54	968	6396.0	5428.0	0.998842	0.998708	0.84854I
23	I6I	I0I2	64I8.0	5406.0	0.998845	0.998704	0.842200
24	I68	I056	6440.0	5384.0	0.998848	0.99870I	0.83590I

№ п/п	K	K_1	n_x	n_y	β_x	β_y	$\frac{R_y}{R_x}$
60	420	2640	7232.0	4592.0	0.998934	0.998554	0.6347I5
6I	427	2684	7254.0	4570.0	0.998936	0.998550	0.629754
62	434	2728	7276.0	4548.0	0.998938	0.998545	0.624823
63	44I	2772	7298.0	4526.0	0.998940	0.998540	0.6I9922
64	448	28I6	7320.0	4504.0	0.998942	0.998535	0.6I5050
65	455	2860	7342.0	4482.0	0.998944	0.99853I	0.6I0207
66	462	2904	7364.0	4460.0	0.998947	0.998526	0.605394
67	469	2948	7386.0	4438.0	0.998949	0.99852I	0.600609
68	476	2992	7408.0	44I6.0	0.99895I	0.9985I6	0.595853
69	483	3035	7430.0	4394.0	0.998953	0.9985II	0.59II25
70	490	3080	7452.0	4372.0	0.998955	0.998506	0.586424
7I	497	3I24	7474.0	4350.0	0.998957	0.99850I	0.58I752
72	504	3I68	7496.0	4328.0	0.998959	0.998496	0.577I07

Все это показывает, что квантовые эффекты имеют связь с тем, что внутреннее движение субчастиц, составляющих микрочастицы, - ультрарелятивистское.

Условие равенства амплитуд, как легко видеть, может быть удовлетворено соответствующими подбором величин наружных q_x и внутренних q_y зарядов, с учетом особенностей ультрарелятивистского движения, так как абсолютное значение величины этих зарядов не сказывается на выполнении условий синхронности и синфазности.

Таким образом, мы показали, что в ультрарелятивистском случае могут существовать неизлучающие системы зарядов и что число этих систем конечно, а параметры дискретны. Причем, доказательство существования таких систем оказывается возможным при квазиклассическом рассмотрении, что,пока косвенно, подтверждает наше предположение о малости кванта действия для процессов, протекающих внутри микрочастиц.

Таким образом, исследованная здесь система зарядов, несмотря на сверхбыстрое вращение, не излучает.

§ 4. Для того, чтобы из рассмотренных неизлучающих систем зарядов можно было выделить системы, тождественные микрочастицам, надо:

а/ выяснить, существуют ли среди рассмотренных неизлучающих систем такие, которые обладают достаточной механической устойчивостью /"силовое условие"/;

б/ подтвердить, что устойчивые системы при аннигиляции могут излучать в пространство кванты энергии, кратные постоянной Планка /"внешнее квантовое условие" принципа соответствия/;

в/ найти уравнения, определяющие основные параметры устойчивых систем, вычислить с их помощью значение этих величин и сопоставить их со значениями спинов, масс, магнитных моментов и других параметров микрочастиц, известными из опыта;

д/ найти общие закономерности систематизации "элементарных" частиц.

Решение такой сложной и своеобразной проблемы - задача чрезвычайно трудная.

Весь комплекс вопросов, связанных с ее решением, не может быть предметом рассмотрения в одной статье. Здесь мы ограничимся показом того, как получаются отдельные формулы, и сконцентрируем внимание на конечных результатах и проверке того, как найденные решения соответствуют перечисленным условиям.

§ 5. "Внешнее квантовое условие" принципа соответствия для микрочастиц рассматриваемой структуры должно означать следующее: в волновой зоне, т.е. вне кольцевого пояса шириной $\ell = R_x - R_y$, нет волновой энергии, ибо она "скомпенсирована". В указанном поясе, наоборот, сконцентрирована энергия стоячей волны. Понятно, что при аннигиляции частицы с античастицей должна выделяться энергия, равная $h\nu_0$. Математически это требование для наружных зарядов выражается так:

$$\hbar_m \nu_{x,\kappa} = \frac{2 q_x^2 \beta_x^4 (1 - R_y / R_x)}{3 R_x (1-\beta_x^2)^2 (n_x + n_y)^2} \qquad 5.1$$

Из него прямо следует, что абсолютное значение квадрата величины наружных зарядов q_x^2 не является произвольной величиной, а связано с $\hbar c$ такой зависимостью:

$$\frac{q_x^2}{\hbar c} = \frac{3 a K_x^2}{\pi K \beta_x^2 (1-\beta_x^2)} \qquad (a \text{ - см. стр. } 68) \qquad 5.2$$

§ 6. "Внутреннее квантовое условие" принципа соответствия выражает собой тот факт, что, согласно закону сохранения энергии, взаимодействие зарядов внутри микрочастиц связано с квантом действия $\hbar_m$, который через постоянную Планка $\hbar$ выражается так:

$$\hbar \nu_{x,0} = n_x \left(1 - \frac{K_1}{n_x}\right) \hbar_m \nu_{x,\kappa} \quad ,$$

откуда:

$$\hbar = \hbar_m \left(1-\frac{K_1}{n_x}\right)^2 n_x^2 \;, \qquad 6.I$$

где: $\nu_{x,o}$ и $\nu_{x,k}$ - частоты, соответствующие первой и "критической" гармоникам.

Интересно, что величина $n_x^2\left(1-\frac{K_1}{n_x}\right)^2 = n_y^2\left(1+\frac{K_1}{n_y}\right)^2$ оказывается одинаковой для всех частиц данного ряда. Так, например, внутренний квант действия для протона /антипротона/ и всего ряда их неустойчивых состояний один и тот же и меньше h в $11824^2 = 1{,}39806 \cdot 10^8$ раз.

Это определяет точность квазиклассического расчета, который при определении β_x и β_y содержит ошибку в 9-м знаке.

Для электрона /позитрона/ внутренний квант действия еще сильнее отличается от h /он меньше в $1{,}96799 \cdot 10^{26}$ раз/, что дает возможность вычислить его параметры с большей точностью.

§ 7. "Силовое условие" удовлетворяется, если существует равновесие между силами притяжения зарядов q_x и q_y и силой давления стоячей волны, которая существует между зарядами и "раздвигает" их. Это условие может быть записано так:

$$\frac{q_x}{f(\varepsilon)n_x}\cdot\frac{q_y}{n_y}\cdot\frac{K_x}{(R_x-R_y)^2(1-\beta_x^2)^{1/2}} = \frac{2}{3}\,\frac{W_y}{c} \qquad 7.I$$

Из него, с учетом 2.I5 и 2.22, а также амплитудного условия и вакуумных поправок, следует такая формула для постоянной K:

$$K = \frac{3K_x}{4\pi(1-\beta_y^2)}\left[\frac{(1+\beta_x)(1+\beta_x)}{f_1(\varepsilon)\,\beta_x\,\beta_y}\right]^{1/2} \qquad 7.2$$

В таблице № I приведены двенадцать значений К, которые удовлетворяют условию неизлучения. Оказывается, что из первого ряда констант /от К = 7 до К = 784/ только К = I33 / номер I9 в I ряду / удовлетворяет силовому условию, выраженному в виде 7.2. Действительно, найдя значения β_x и β_y из 3.77 и 3.78, а затем и η_x ; η_y из 3.62, мы найдем из 7.2 для К значение К = I33,003, что отличается от верного значения К = I33 в I,00002 раза, т.е. в шестом знаке. Такое совпадение следует считать точным, ибо оно находится в пределах точности вычислений. Интересно, что значения К, найденные из 7.2 для соседних состояний за №№ I8 и 20, сильно отличаются от правильных значений К для этих состояний в первом ряду, принимая соответственно значения К = I32,65 вместо I40 и К = I33,36 вместо I26.

Итак, первая группа неизлучающих систем зарядов содержит только одну механически устойчивую систему при К = I33. Эта система является самой "тяжелой" и, как мы далее увидим, может отождествляться с протоном /антипротоном/.

Остальным значениям К в первой группе соответствуют механически неустойчивые, но не излучающие, метастабильные состояния, которые могут быть устойчивыми в системе с другими частицами. В этом случае недостающие механические силы образуются соседними частицами.

Во второй группе неизлучающих систем /К = II3 ; 226 и т.д./ больше всего к условию 7.2 подходит также одно состояние.

Третья группа зарядов тоже содержит одно устойчивое /в механическом смысле/ состояние, значение "К" у которого, вычисленное из 7.2, совпадает с правильным значением в пределах точности вычислений. Ниже мы увидим, что это устойчивое состояние соответствует электрону /позитрону/.

§ 8. Таким образом, анализ свойств неизлучающих систем зарядов показал, что они могут трактоваться как все возможные состояния "элементарных частиц", а периодический закон, которому подчиняется "универсальный квантовый параметр" К, является "Периодическим Законом Микрочастиц"х/ /ПЗМ/. Приведем некоторые важные особенности ПЗМ. /См.приложение 2/.

Наименьшее возможное значение параметра К равно числу 7. Затем возможные значения К образуют первый ряд, который состоит из II2 чисел, кратных 7. Следующее минимальное значение К равно II3, оно также образует конечный ряд чисел, кратных II3. Таким же образом строятся последующие ряды всех возможных состояний микрочастиц. Каждому значению К соответствует только одно значение скоростей вращения, числа зарядов и "размеров микрочастиц". Однако, величины и знаки зарядов могут варьироваться. При наличии разных знаков зарядов у субчастиц данному К может соответствовать не более шести состояний, отличающихся соотношениями наружного и внутреннего зарядов. Три состояния отличаются абсолютными значениями зарядов: а/ $|q_x|>|q_y|$; б/ $|q_y|>|q_x|$; в/ $|q_x|=|q_y|$ и, кроме того, каждое из этих состояний может реализоваться при отрицательном наружном заряде /$-q_x$/ и положительном внутреннем /$+q_y$/, и при обратном расположении зарядов. У однозарядных частиц могут быть два состояния.

Мы уже упоминали, что частицы, отличающиеся только

х/ Здесь мы употребляем этот незаслуженно забытый термин вместо неточного - "элементарные частицы".

знаком заряда, и есть то, что мы называем "античастицами". Понятно, что античастицы могут быть и у "нейтральных частиц" / q_x / = / q_y /, они отличаются знаками наружного и внутреннего зарядов и соответственно магнитными моментами. Заряженные частицы, имеющие одинаковый по величине и знаку наружный заряд, могут, тем не менее, отличаться друг от друга тем, что в одном случае / q_x / > / q_y /, а в другом - наоборот.

Это, так сказать, "дубльчастицы", которые во внешних процессах часто ведут себя как античастицы.

Таким образом, каждому электродинамически устойчивому состоянию в ПЗМ соответствует свой зарядовый мультиплет, который может состоять не более чем из четырех частиц и четырех античастиц, почти одинаковых по массе и абсолютной величине внутренних зарядов. Примером такого мультиплета является состояние № 15 в протонном ряду, которое образует шесть устойчивых в смысле неизлучения, но механически неустойчивых состояний микрочастиц и по всем параметрам соответствует шестерке Σ - гиперонов.

Однако далеко не каждому разрешенному значению К соответствует "полный мультиплет" частиц, близких по времени жизни и характеру взаимодействий. Например, при К = 133/ № 19 в протонном ряду /проявляются только четыре состояния: два заряженных и два нейтральных, которые по параметрам соответствуют протону и нейтрону и их античастицам. Причем, заряженные частицы удовлетворяют условию механической устойчивости, а нейтральные - нет.

Таким же образом в ПЗМ находят свое место мультиплеты различных состояний микрочастиц как известных из опыта,[x/] так и еще неоткрытых. Таковы основные особенности ПЗМ.

Понятно, что "изотопспин" в нашей трактовке характеризует степень заполненности зарядового мультиплета в состоянии, соответствующем квантовому числу К. "Странность" дополняет понятие изотопспина и характеризует отсутствие симметрии в распределении знака заряда внутри мультиплета. Следует заметить, что отсутствие такой симметрии является в ПЗМ столь частым явлением, что слово "странность" становится неуместным. "Барионное число" - это констатация того факта, что в каждом мультиплете разность зарядов, т.е. наблюдаемый заряд, много меньше самих внутренних зарядов, которые и ответственны за все взаимодействия между частицами. Что касается еще не очень установившегося понятия "гипер-заряд", то в ПЗМ этот термин уместно отнести к среднему заряду /или лучше к числу зарядов/ в каждом данном ряду возможных состояний.

Таким образом, фундаментальное квантовое число К определяет периодический закон для всех возможных зарядовых мультиплетов микрочастиц, существующая сейчас систематизация по изотопспину и странности - определяет периодизацию внутри каждого мультиплета, а унитарная симметрия определяет начало некоторой систематизации по одному из рядов в ПЗМ, а также включает в себя некоторые правила отбора состояний микрочастиц, которые участвуют в построении ядер атомов.

х/ В настоящее время неправомерно относят к разряду микрочастиц некоторые короткоживущие образования, состоящие из нескольких микрочастиц.

Перечислим основные закономерности в ПЗМ.

Внутри каждого ряда имеют место следующие закономерности:

I. Суммарное число зарядов остается неизменным ($n_x + n_y = const$) для всех частиц данного ряда.

2. Наружный радиус частицы монотонно растет от первого до последнего числа ряда, увеличиваясь к концу ряда. Внутренний радиус, наоборот, монотонно уменьшается к концу ряда. Увеличение наружного радиуса и уменьшение внутреннего примерно пропорционально изменению числа расположенных на них зарядов.

3. Масса частиц имеет наибольшее значение в первом состоянии и монотонно уменьшается вдоль ряда.

4. Квант действия для процессов, протекающих внутри микрочастиц, одинаков для всех членов данного ряда и равен постоянной Планка, поделенной на половину квадрата суммарного числа зарядов.

5. Абсолютные значения величин зарядов / q_x / и / q_y / самые большие у первых членов ряда и монотонно уменьшаются вдоль ряда.

Вся периодическая система состояний микрочастиц имеет такие основные закономерности:

I. В каждом ряду имеется только одно состояние, которое соответствует не только условиям неизлучения /электродинамической устойчивости/, но и определенной механической устойчивости. Следовательно, наиболее устойчивых в свободном состоянии /без внешних взаимодействий/ микрочастиц столько, сколько есть рядов. Это состояние в ряду назовем "оптимальным".

2. У всех оптимальных состояний хорошо совпадают наблюдаемые заряды, абсолютная величина которых почти точно равна заряду электрона, найденному из опыта.

3. Механические моменты вращения у всех оптимальных состояний мало отличаются друг от друга и близки к $\frac{\hbar}{2}$, т.е. к значению "спина", измеренному экспериментально у протона и электрона, входящих в атом. /Опытных данных о "спине" свободных частиц практически нет/.

4. Скорости вращения, суммарное число зарядов, радиусы микрочастиц от ряда к ряду возрастают.

5. Массы, "спины", магнитные моменты у оптимальных частиц первого и третьего рядов с большой точностью совпадают с соответствующими значениями этих величин для опытных значений, полученных соответственно для протона и электрона. Поэтому первый ряд устойчивых состояний назван "протонным", а третий - "электронным".

6. В первом и третьем рядах имеются устойчивые электродинамически, но неустойчивые механически состояния, параметры которых с той же точностью соответствуют некоторым известным уже сейчас из опыта неустойчивым "элементарным" частицам.

§ 9. Нам представляется уместным обратить здесь внимание на новый прием, использованный автором при расчете массы субчастиц. Этот расчет, выполненный в весьма общем виде, применим для зарядов разной структуры и не требует применения конкретного форм-фактора этих зарядов.

Для изменения энергии и количества движения G зарядов во времени при излучении уравнения Максвелла дают, как известно [5], выражения:

$$W_\beta = \frac{dW}{dt} = -\frac{2q^2\left[\dot{\mathbf{V}}^2 - \frac{(\mathbf{V}\times\dot{\mathbf{V}})^2}{c^2}\right]}{3c^3(1-\beta^2)^3} \qquad 9.I$$

$$\frac{d\mathbf{G}}{dt} = -\frac{\mathbf{V}}{c^2}W_\beta \qquad 9.2$$

При движении по окружности $|\dot{\mathbf{V}}| = \frac{V^2}{R}$ и 9.I приобретает вид:

$$W_0 = \frac{2q^2\beta^4 c}{3R^2(1-\beta^2)^2} \qquad 9.3$$

Это без участия реакции излучения.

Определенная часть излучения всегда направлена так, что она своей реакцией тормозит заряд. Тогда действительное ускорение будет равно:

$$|\dot{\mathbf{V}}| = \frac{V^2}{R} - \frac{dG}{nm\,dt} \qquad 9.4$$

где $\frac{dG}{nm\,dt}$ - ускорение, вызванное реакцией излучения.
С учетом 9.2 получим, что:

$$|\dot{\mathbf{V}}| = \frac{V^2}{R} - \frac{V}{mc^2}\cdot\frac{W_\beta}{n} \qquad 9.5$$

где $\frac{1}{n}$ - множитель, показывающий, какая часть излучения направлена против $\mathbf{V}$. Подставляя значение $\dot{\mathbf{V}}$ из 9.5 в 9.I и, учитывая обозначение 9.3, получим:

$$W_\beta = W_0\left(1 - \frac{RW_\beta}{Vmc^2n}\right)^2 \qquad 9.6$$

Для центробежной силы при фиксированном R мы можем записать

$$F = \frac{mc^2\beta^2}{R} = \frac{W_\beta}{nc} \qquad 9.7$$

и тогда 9.6 может быть выражено так:

$$W_\beta = W_0 (1-\beta)^2 \qquad 9.8$$

Из 9.7 и 9.8 с учетом 9.3 имеем:

$$m = \frac{2q^2\beta^2}{3nRc^2(1+\beta)^2} \qquad 9.9$$

Для ультрарелятивистского ротатора в интересующем нас диапазоне скоростей n = I, и тогда

$$m = \frac{2q^2\beta^2}{3Rc^2(1+\beta)^2} \qquad 9.10$$

§ I0. В § 7 мы определили условие равновесия субчастиц. Важно определить уровень их устойчивости. Физическая картина устойчивости субчастиц сводится к следующему. Запас энергии субчастиц таков, что при любых сколь угодно малых деформациях изменение потенциальной энергии субчастиц во много раз меньше того количества энергии, которое должна излучить система субчастиц при этой деформации. Понятно, что соотношением этих энергий и определяется механическая устойчивость микрочастиц.

Легко определить отношение энергии, которую необходимо затратить для полного разрушения микрочастицы, к полной энергии всей частицы. Оно равно:

$$\frac{E}{mc^2} = \frac{n_x^2}{\pi K} \qquad 10.1$$

Мы видим, таким образом, что энергия связи субчастиц очень велика и намного превышает собственную энергию микрочастицы в целом. Глубина потенциальной ямы, в которой находятся субчастицы, растет с ростом скорости их движения по окружности. Поэтому энергия связи субчастиц, например, в электроне будет, как это ни удивительно, много больше энергии связи субчастиц в протоне. Так как, чем меньше масса микрочастицы, тем больше скорости движения ее субчастиц, то с ростом массы микрочастицы энергия связи субчастиц в ней не растет, а уменьшается. У очень легких частиц эта энергия может на много порядков превышать их собственную энергию.

Однако, следует особо подчеркнуть, что субчастицы в "свободном" состоянии существовать не могут. Это совершенно особого рода частицы, не имеющие аналогов не только в классической физике, но и в современной квантовой.

Действительно, субчастицы - это своего рода сингулярности электрического поля в участках пространства, где плотность заряда $\rho \neq 0$. В этих участках, размещенных вдоль токового шнура, плотность заряда распределена неравномерно. Характер распределения плотности заряда определяется стоячей волной, которая образовалась между двумя токовыми шнурами. /Аналогично несколько напоминающему эту связь явлению распределения вдоль волновода электронов в лампе бегущей волны/.

Здесь имеет место очень интересное явление взаимосвязи распределения заряда с характером волны им же созданной.

При очень сильном возбуждении от какого-либо внешнего источника может произойти нарушение устойчивости стоячей волны, а с ним и изменение распределения плотности зарядов в токовом шнуре.

Наиболее частым будет превращение дискретного токового шнура в сплошной круговой ток, так как этот процесс соответствует минимуму энергии.

Но этот переход не может быть длительным, так как оставшаяся волновая энергия вновь образует дискретности на токовом шнуре. Этот процесс перераспределения энергии между зарядом и волной обеспечивает переход частиц из одного состояния в другое

Необходимо отметить, что на этот переход от внешнего источника не требуется затраты энергии, необходимой для разрушения связи между субчастицами. Для реализации такого чисто квантового процесса достаточно на какое-то время нарушить характер связи между волной и зарядом, размещенным на токовом шнуре, и вызвать тем самым процесс перераспределения энергии. Некоторой аналогией этого явления является процесс возбуждения /или прекращения/ колебательного процесса в контуре LC путем включения /или выключения/ электрической цепи, соединяющей оба реактивных элемента в контуре.

Такова физическая сущность "туннельного эффекта", каким является процесс перехода из одного состояния в другое. Этим и объясняются особенности "слабых взаимодействий", связанных с этими процессами перехода.

§ II. Резюмируя состояние излагаемой здесь физической картины для полноты представления о ее возможностях и логической замкнутости, представляется уместным упомянуть также и о некоторых следствиях из изложенного здесь материала.

Поскольку все микрочастицы имеют однотипную структуру, отличаясь только характером распределения зарядов вдоль токовых шнуров и знаками этих зарядов, то естественно считать, что в природе существует одна фундаментальная "элементарная" частица вещества, а все окружающее нас многообразие частиц есть множество различных состояний этой частицы. При этом, конечно, имеется в виду, что у фундаментальной частицы есть "антисостояние" и "дубльсостояние".

Процессы перехода частиц из одного ряда состояний в другой подтверждают эту точку зрения. Однако, вопрос о числе фундаментальных частиц нельзя безусловно считать окончательно решенным. Известные сейчас свойства частиц и методы расчета их параметров не дают нам еще возможности сделать на этот счет однозначный выбор из двух альтернативных возможностей.

Существенно выяснить и число устойчивых частиц, могущих существовать в "свободном" состоянии.

Слово "свободный" мы взяли в кавычки потому, что кроме микрочастиц есть еще и среда, в которой все описываемые процессы протекают. В прошлом эту среду называли "эфир", сейчас ее называют "физический вакуум". Но среда есть. Будем называть ее "вакуум". Что он такое? Наше представление о природе и структуре микрочастиц позволяет представить его в таком виде. Когда две античастицы или дубль-частицы "столкнутся", они излучат их собственную суммарную энергию, но не перестанут существовать, ибо для их разрушения нужна неизмеримо большая энергия. То, что останется от такого столкновения, будет представлять очень похожую на микрочастицу систему, но с иным распределением зарядов, представляющим как бы наложение частицы и античастицы, или частицы и дубль-частицы.

Такая "частица" не будет совсем иметь массы как меры инерции и будет в макромире совершенно ненаблюдаемой в невозбужденном состоянии. Однако, если такие частицы заполняют все мировое пространство, то оно будет взаимодействовать с микрочастицами, а также определенным образом распространять в пространстве процесс возбуждения этой среды.

Когда теория микрочастиц будет окончательно создана и с ее помощью удастся разобраться в накопленных трудностях, появятся новые вопросы, разрешение которых в рамках теории микрочастиц окажется невозможным. Эти новые вопросы будут разрешаться уже теорией вакуума, которая обобщит и теорию микрочастиц.

Однако, определенные свойства "вакуума", как первоосновы вещества /"вещества", а не материи вообще/, должны быть учтены и в рамках теории микрочастиц.

Учет свойств вакуума важен при решении, например, таких вопросов.

Полное описание всех динамических характеристик поведения микрочастиц. При этом следует различать поведение микрочастиц в свободном состоянии или в связанном, например, в атоме, ядре атома, плазме и т.п.

Определенную роль играет и степень возбуждения вакуума, которая определяется числом взаимодействующих с ним частиц. Поэтому не следует удивляться тому /о чем уже частично известно из опыта/, что некоторые микрочастицы ведут себя в околоземном пространстве иначе, нежели в свободном космосе. Понятно, что степень возбуждения вакуума по мере удаления от Земли или друтого массивного небесного тела, будет меняться, что не может не отразиться на характере взаимодействия его с микрочастицами.

Свойства вакуума весьма важны и для выяснения физического существа основ релятивизма.

Идея непосредственной связи релятивистских преобразований с квантовыми свойствами материи была высказана П.Дираком /II/ и развивалась им в ряде работ /например, I2/.

Мы согласны с необходимостью такой связи, однако считаем, что эта связь не может осуществляться в рамках законов теории относительности, а должна реализоваться более общей теорией.

Кроме того, нельзя заранее утверждать, что только квантовые свойства материи должны определять релятивистские законы, как это делает Дирак.

Квантовые и релятивистские свойства материи определяют законы преобразования, органически присущие природе и структуре материальных форм. Эти свойства неразрывно связаны и определяют друг друга.

Сопоставим излагаемые здесь физические представления с общепринятыми представлениями о физической сущности современной квантовой механики.

Как мы уже отмечали, единственным пунктом расхождения между наиболее распространенными и излагаемыми здесь взглядами является наш отказ от постулата о том, что в природе существует только один квант действия - постоянная Планка. Этот постулат ниоткуда не следует и не требуется никакими опытными фактами. Правда, к нему настолько привыкли, что отказ от него представляется некоторым авторам /I3/ чем-то уж очень радикальным. Между тем, как показал сейчас К.П.Станюкович /I4/, постановка вопроса о многочисленности квантов действия вполне корректна. В этом можно убедиться и с помощью такого простого рассуждения.

Известно /I5/, что соотношение неопределенности является следствием того, что операторы, выражающие данный физический параметр, не коммутируют. Иначе, для операторного выражения, например, момента импульса по координате X , имеет место равенство:

$$x P_x - P_x x = i\hbar_k \qquad \text{II.I}$$

Понятно, что $\hbar_k$ в данном случае может иметь несколько значений, а не только единственное равное постоянной Планка $\hbar$.

Математически и физически это совершенно корректно.

Даже более того, можно показать, что в тех случаях, когда энергия связи субчастиц превышает энергию самой частицы, неопределенность в определении параметров всей частицы, рассматриваемой как единое целое, будет много больше неопределенности параметров субчастиц, как это ни кажется странным на первый взгляд. Таким образом, первый постулат нашей теории может быть обоснован следствиями теории, что свидетельствует о ее логической замкнутости.

Что касается второго постулата о едином поле, то он так же естественно укладывается в описываемую здесь физическую картину, так как все особенности силовых взаимодействий определяются не особыми "мезонными" полями, а, согласно нашей теории, структурой частиц. Точечные бесструктурные частицы, конечно, не могут объяснить всю гамму известных взаимодействий с помощью одного поля.

О слабом взаимодействии мы уже говорили: электромагнитное является в нашем рассмотрении определяющим, а "сильное" и "очень сильное" взаимодействия определяются тем, что при сближении микрочастиц силы, возникающием между круговыми токами, превосходят те, которые возникают между микрочастицами и определяются разностью зарядов субчастиц. До сих пор мы без должного основания считали, что электромагнитным можно называть только взаимодействие между электрическими полями, которые создаются микрочастицами в целом, игнорируя возможность существования разных электрических полей у субчастиц.

Последовательное развитие изложенных здесь идей приводит не к противоречию с существующими в современной теоретической физике взглядами, а, наоборот, к расширению и развитию их. Большая часть постулатов, существующих сейчас в теоретической физике, находит объяснение и обоснование. А некоторые, как, например, постулат об единственности кванта действия, трактуются расширительно. Весьма примечательным является тот факт, что основные понятия квантовой механики оказываются применимыми как в области субчастиц и вакуума, так и, вероятно, и при рассмотрении ряда астрофизических проблем, на что обратил уже внимание К.П.Станюкович /Л4/. В этой связи уместно отметить, что некоторые идеи, высказанные автором в самом начале этих исследований /Л6/, находят сейчас серьезное обоснование[I/].

I/ Поскольку работа /Л6/ написана 22 года назад, то в ней, естественно, наряду с результатами, нашедшими подтверждение, имеются и ошибочные утверждения, частично определившиеся тем, что она была написана в трудных условиях 4I-44 годов офицером Советской Армии.

Говоря об областях применения получающихся здесь результатов, кроме областей собственно теории микрочастиц, ядерной, атомной и молекулярной физики, следует обратить внимание на разумность обращения к ним и для решения новых проблем, которые ставит перед нами эксперимент в области биофизики и особенно астрофизики.

§ 12. Данная работа завершает определенный этап многолетних исследований, в процессе которых автор пользовался трудами многих исследователей. На большую часть этих работ автор не имел повода сослаться в тексте данной статьи, однако, автор не может обойти их здесь молчанием.

Особенно вдохновляющими для автора были работы А.Эйнштейна /17,18,19/, в которых он не признавал чисто вероятностную трактовку основ квантовой механики, связанную с постулатом об единственности кванта действия. Не менее вдохновляющей была и позиция А.Эйнштейна, возлагавшего наибольшие надежды на единую теорию поля.

Вторым стимулирующим моментом в работе автора были статьи Д.Бома /20,21/, поддержанные А.Эйнштейном, в которых Бом показал наличие некорректности в теореме фон-Неймана. И, особенно, последующие за работами Д.Бома статьи Л.де-Бройля и его учеников /22÷25/. К этому времени наши исследования, в которых всегда сохранялись надежды на решение в рамках каузальной однополевой теории, привели к созданию принципиальной модели микрочастиц /26/. Независимо немецкий физик Г.Хёнль /27/ также предложил модель микрочастиц, которая во многом совпадает с предложенной в /26/.

Хёнлю принадлежит приоритет в использовании понятия "отрицательной массы" в применении к субчастицам. Правда, он не придавал понятию "отрицательной массы" такого определенного физического смысла, какой вложил в него в своих работах Я.П.Терлецкий /28, 29/. Даже более того, Хёнль считал это недостатком своей гипотезы.

При описании электродинамической модели микрочастиц автор не использовал понятия "отрицательной массы" только потому, что рассмотрение чисто электромагнитных сил позволяет описать все взаимодействия, не прибегая к этому понятию. Однако, если последовательно рассмотреть модель как чисто механическую систему, то понятие "отрицательной массы" приобретает в ней определенный физический смысл, о котором здесь следует упомянуть.

Электрический заряд обладает в электродинамике полевой массой тогда и только тогда, когда он испытывает ускорение, то-есть, когда $\frac{d\mathbf{V}}{dt} \neq 0$. Фактически это появление сил инерции, препятствующих изменению движения заряда. Эти электромагнитные силы инерции всегда связаны с вектором Поинтинга и по существу являются реакцией излучения на заряд /5/. Уже из сказанного ясно, что система зарядов, которая не излучает, не должна подвергаться воздействию сил инерции. В нашем случае это утверждение относится ко всей системе, состоящий из двух дискретных круговых токов, по отношению к внутреннему их движению. Любое внешнее воздействие на микрочастицу как на единое целое, изменяющее ее скорость, будет, конечно, вызывать ускорение, а с ним и появление сил инерции. Однако отсутствие суммарной силы инерции, действующей на покоящуюся микрочастицу в целом, не означает, что на каждый круговой ток не действуют вообще силы инерции. На наружный и внутренний дискретные токи действуют центробежные силы, но одна из этих сил действует к центру, а другая, наоборот, от центра, и поэтому они уравновешивают друг друга. Таким образом, один из дискретных круговых токов, рассматриваемый как чисто механическая система, ведет себя как частица с "отрицательной массой". Физический смысл появления "отрицательных сил инерции" в этих дискретных круговых токах таков. В электродинамике любые силы носят полевой характер, электромагнитные силы инерции, конечно, не являются исключением /5/.

В нашем случае каждый дискретный круговой ток создает вокруг себя поле инерции, которое действует на него так, что вызывает противодействие изменению движения, то-есть создает положительные силы инерции. Но наши дискретные круговые токи расположены настолько близко друг к другу, что они подвергаются воздействию не только собственного поля инерции, но и воздействию поля, созданного другим дискретным круговым током. А так как заряды у обоих токов всегда различны, а направления движения совпадают, то поле инерции соседнего тока будет не тормозить, а ускорять его. Поэтому сила инерции, действующая на дискретный круговой ток внутри покоящейся микрочастицы, будет, вследствие влияния поля инерции соседнего тока, много меньше его собственной силы инерции. В нашем случае поле инерции соседнего дискретного кругового тока действует на один из них сильнее, чем его собственное поле инерции, и поэтому он обладает как бы отрицательной силой инерции, а, следовательно, и отрицательной массой.

Легко видеть, что описанный эффект образования отрицательных масс имеет место только в системе, состоящей из зарядов разных знаков. Любой отдельно взятый заряд или система совместно движущихся зарядов, одного знака всегда обладают только положительной массой.

Мы уже говорили, что субчастицы /дискретные круговые токи/ не могут существовать раздельно и поэтому нельзя "разорвать" микрочастицу на составные частицы. В этой смысле микрочастицы являются "элементарными". Точно так же не могут существовать самостоятельно и системы зарядов, имеющих отрицательную массу. Но положительные и отрицательные массы всегда сосуществуют внутри микрочастиц и частиц вакуума и в этом смысле это подтверждает некоторые соображения об отрицательных массах, высказанные в /29/.

В качестве резюме к изложенным здесь соображениям о смысле понятия "отрицательная масса" по отношению к субчастицам, следует отметить, что при таком толковании сущности чисто механической устойчивости субчастиц наша модель очень сильно приближается к модели Хёнля /27/. Основное различие состоит в том, что Хёнль рассматривал абстрактную модель "масс - дипольной" частицы, состоящую из одной положительной и одной отрицательной массы, а мы рассматриваем мультипольную электродинамически устойчивую систему, в которой имеется "эффективная" полевая отрицательная масса электромагнитной природы.

Высказывание автора в /30/ о том, что модель Хёнля, видимо, достаточно далека от нашей, следует считать ошибочным.

Модель Хёнля есть приближенный вариант нашей модели, в которой еще не был решен вопрос об ее устойчивости, а, следовательно, не найдена ее полная структура.

С 50-х годов и по настоящее время на путь поиска новых решений в теории микрочастиц встали многие исследователи. Нет возможности перечислить все известные автору работы. Мы упомянем только часть работ, которые подтверждают правомерность нашей точки зрения или содержат идеи, согласующиеся с нашими. В этой связи необходимо указать на работы: Д.Бома /31/, Г.Хёнля /32/, Л.де-Бройля /33/, Ж.Вижье /34/, Саката Сеити /35/, П.А.М.Дирака /36/, К.П.Станюковича /37/, Л.Яноши /38/, Ю.М.Широкова /39/, Я.П.Терлецкого /40/, Д.И.Блохинцева /41/, Е.И.Стернгласса /42/, М.А.Маркова /43/, Д.Фейнберга /44/, Ю.Швингера /45/, Р.Г.Геворкяна /46/, Ю.К.Дидыка /47/ , Л.А.Дружкина /48/, Г.И.Наана /49/, И.В.Кузнецова /50/.

За более, чем двадцатипятилетний период работы над изложенными здесь идеями, автор имел возможность провести много дискуссий с учеными, относящимися к его работе как положительно, так и отрицательно. Всем им автор приносит глубокую благодарность.

Особенно хочется выделить те дискуссии, которые независимо от точки зрения оппонента, помогли автору в преодолении естественных в такой работе затруднений и в связи с этим выразить благодарность: Н.Н.Боголюбову, К.П.Станюковичу, Б.К.Федюшину, М.М.Бредову, А.Р.Регелю, В.А.Крату, Л.Э.Гуревичу, К.А.Тер-Мартиросяну, О.Б.Фирсову, М.М.Протодъяконову, Т.А.Лебедеву, А.А.Ефимову.

Автор не может не воспользоваться случаем выразить благодарность тем, чья бескорыстная многолетняя товарищеская помощь сделала возможным окончание первого этапа работы и в связи с этим от всей души благодарит В.С.Дваса, И.А.Манзона, В.Д.Горбунова, М.С.Невельсона.

Большую помощь в оформлении работы и отдельных вычислениях оказали автору в 1965-66 гг. А.М.Блейхман, В.А.Веллинг, А.Д.Шнаревич, И.Д.Двас.

г.Ленинград.

1939-1966 г.

Все замечания и рекомендации автор примет с благодарностью и просит их посылать по адресу: г.Ленинград, М-66, ул.Галстьяна, д.60, кв.84. Герловину, Илье Львовичу.
/тел.К-3-35-55/.

ЛИТЕРАТУРА

I. Сборник статей "Природа материи", УФН, 86, 4, 650 /I965/.

2. Y. Néeman, Nucl. Phys., 26, 22 /I96I/
M. Gell-Mann, Phys. Rev., I25, I056 /I962/

3. Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшиц - "Теория поля".

4. И.В.Кузнецов - "Принцип соответствия в современной физике и его философское значение". Гостехиздат, /I948/.

5. И.Е.Тамм - "Основы теории электричества". Гостехиздат /I949/. Р.Беккер - "Теория электричества", ГИТЛ /I94I/.

6. D.Bohm and Weinstein, Phys. Rev., 77, I789 /I948/.

7. М.А.Марков - ЖЭТФ, 8, 800 /I946/.

8. Е.Фрадкин - ЖЭТФ, 20, 2II /I950/.
М.Натанзон - ЖЭТФ, 24, 448 /I953/

9. Д.Д.Иваненко и А.А.Соколов - "Классическая теория поля", ГИТТЛ /I95I/.

IO. Г.И.Ватсон - "Теория Бесселевых функций", ИИЛ /I949/.
И.М.Рыжик и И.С.Градштейн - "Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений". ГИТТЛ /I95I/.

II. P.A.M. Dirac, Nature, I68, 906 /I95I/.

I2. P.A.M. Dirac, Phisica, I9, 888 /I953/;
Naturwiss., B. 6, 44I /I953/.

I3. M. Born, Proc.Phys.Soc., 66; 50I /I953/.

I4. К.П.Станюкович - ДАН СССР, I68; 78I /I966/.

I5. В.А.Фок - "Квантовая физика и строение материи" ЛГУ, Ленинград /I965/.

16. И.Л.Герловин - "Природа света и некоторых физических явлений", ОГИЗ /1945/.

17. A.Einstein, Podolsky and Rosen, Phys. Rev., 47; 777 /1933/.

18. A. Einstein - On the Methode of Theoretical Phisics, в сб. Ideas and Opinions By Albert Einstein, 3nd ed., London /1956/.

19. P.A. Schilp - Albert Einstein, Philosopher-Scientist (Library of Living Philosophers, Evanston, Illinois.) /1949/

20. D. Bohm - Phys. Rev., 85, 166 /1952/.

21. D. Bohm - Phys. Rev., 85, 180 /1952/.

22. Л.де-Бройль - "Останется ли квантовая физика индетерминистической" /в сборнике: Вопросы причинности в квантовой механике. И.Л.1955/.

23. Ж.Вижье - "Релятивистская физика и квантовая физика" /там-же/.

24. Ж.Вассэль - "Так называемый индетерминизм в атомной физике" /там же/.

25. J.P. Vigier, L. de-Broglie, c.n. Acad. Sci. 256, 3390 /1963/.

26. И.Л.Герловин - "О теории элементарных частиц", ЖЭТФ x/.

27. H. Hönl - Ergebnisse der exacten Naturwiss., 23, 160 /1952/.

28. Я.П.Терлецкий - "Парадоксы теории относительности". "Наука" Москва, 1966 г.

29. Я.П.Терлецкий - "Труды по теории поля", МОИП, вып.П, 1965.

30. И.Л.Герловин - "Об одной возможности истолкования опытных данных по микрочастицам", ЖЭТФ, x/

---

x/ Находится в портфеле редакции.

1014

31. Д.Бом - "Причинность и случайность в современной физике", ИИЛ /1959/.

32. H. Hönl - Z. für Physik, 144, /1955/.

33. L. de-Broglie - Cahiers. Phys., 16; 425 /1962/.
L. de-Broglie, D. Bohm, P. Hillon, F. Halbwachs, T. Takabayasi, J.P. Vigier, Phys. Rev. 129, 438 /1963/.

34. Ж.П.Вижье - Вопросы философии, № 10; 94 /1961/.

35. Саката Сеити - Вопросы философии, № 6; 129 /1962/.

36. P.A.M. Dirac - Proc. Roy. Soc., A 270, 354 /1962/.

37. К.П.Станюкович - "Гравитационное поле и элементарные частицы", МОИМ /1965/.

38. L. Janossy - Acta Phys. Acad. Scient. Hung., 16; 37 /1963/; 16; 345 /1964/.

39. Ю.М.Широков - ЖЭТФ 22; 539 /1952/.

40. Я.П.Терлецкий - ДАН, 94; 209 /1954/.

41. Д.И.Блохинцев - УФН 42; 76 /1950/.
Я.И.Френкель - УФН 42; 69 /1950/.
Д.И.Блохинцев - УФН 44; 104 /1951/.
Я.И.Френкель - УФН 44; 110 /1951/.

42. E.I. Sternglass - C. r. Acad. Sci., 246; 1166 /1958/

43. М.А.Марков - УФН 51; 317 /1953/.

44. Д.Фейнберг - УФН 86, вып.4 /1965/. /Сборник статей: "Природа материи"/.

45. Ю.Швингер - Там же.

46. Р.Г.Геворкян - "О законе сохранения и превращения энергии", Труды МАТИ № 43, Оборонгиз /1960/.

47. Ю.К.Дидык - Известия ВУЗ, № I. I5 /I964/.

48. Л.А.Дружкин - Труды по теории поля, вып.2; 60; МОИП /I965/

49. Г.И.Наан - Вопросы философии /I964/.

50. И.В.Кузнецов - "Взаимосвязь физических теорий и развитие современной физики элементарных частиц". Сборник "Философские проблемы физики элементарных частиц" /I963/.

Приложение № 1

ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ФОРМУЛЫ

Скорости, связанные с внутренним движением субчастиц β_x и β_y /в единицах C/, однозначно определяются через фундаментальный квантовый параметр K из системы уравнений:

$$1-\beta_x^2 \cong \frac{2}{\sqrt{\frac{2}{3\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)}-\frac{26}{3}K_1^2\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)^2+4}+\sqrt{2}\,K_1\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)} \quad \ldots.1$$

$$1-\beta_y^2 \cong \frac{}{\sqrt{\frac{2}{3\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)}-\frac{26}{3}K_1^2\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)^2+4}-\sqrt{2}\,K_1\left(1-\frac{2\pi K}{K_1}\right)}$$

Разрешенные значения фундаментального квантового параметра K и $K_1 = n_x - n_y$ указаны в таблице № 1 и приложении № 2.

Каждому данному состоянию микрочастиц, включая все сопряженные по заряду варианты этого состояния, соответствует только одно значение K. Так, например, электрон и позитрон; протон, нейтрон и их античастицы; все шесть состояний Σ - частицы и т.д. имеют один общий фундаментальный квантовый параметр.

Все внутренние параметры, вычисленные в безразмерной относительной системе, однозначно определяются для каждой частицы одним только параметром K. Для вычисления внешних параметров частиц привлекаются еще две мировые константы $\hbar$ и c.

Число особенностей на токовых шнурах, равное числу "точечных" зарядов в расчетной схеме, определяется непосредственно из β_x и β_y :

$$n_x = \frac{\left[1+\sqrt{1+8\left(1-\beta_x^2\right)}\right]^{3/2}}{4\left(1-\beta_x^2\right)^{3/2}} \quad \ldots.2$$

$$n_y = \frac{\left[1+\sqrt{1+8\left(1-\beta_y^2\right)}\right]^{3/2}}{4\left(1-\beta_y^2\right)^{3/2}} \quad \ldots.3$$

Отношение радиуса "внутреннего кругового тока к "наружному" определяется по формуле:

$$\frac{R_y}{R_x}=\frac{\beta_y n_y}{\beta_x n_x}=1-\frac{2\pi K}{\beta_x n_x}=\frac{1}{1+\frac{2\pi K}{\beta_y n_y}} \quad \ldots 4$$

И, следовательно:

$$\ell = R_x - R_y = R_x\left(1-\frac{\beta_y n_y}{\beta_x n_x}\right) \quad \ldots 5$$

В дальнейших формулах используются и такие функции основных внутренних параметров микрочастиц:

$$K_x = n_x\left(1-\beta_x^2\right)^{3/2}; \qquad K_y = n_y\left(1-\beta_y^2\right)^{3/2};$$

$$n=\frac{n_x+n_y}{2}; \qquad \beta=\frac{\beta_x+\beta_y}{2} \quad \ldots 6$$

$$\beta_x=\beta+N\left(\frac{\beta_x-\beta_y}{2}\right)_{\text{первое значение}}; \qquad \beta_y=\beta-N\left(\frac{\beta_x-\beta_y}{2}\right)_{\text{первое значение}},$$

где N - номер состояния.

$$t_y=\frac{n}{n_y}\cdot\frac{2\pi K-\beta_x K_1}{2\pi K_x}$$

$$f(\beta)=\frac{3K_x^2}{\pi K\left(1-\beta_x^2\right)\beta_x^2} \quad \ldots 7$$

Абсолютное значение суммарных зарядов на наружном и внутреннем круговых токах находится из формул:

$$\frac{q_x^2}{\hbar c}=a\cdot f(\beta) \qquad (a - \text{из } 18) \quad \ldots 8$$

$$\frac{q_y^2}{\hbar c}=\frac{q_x^2}{\hbar c}-2\left(\frac{\alpha\, q_x^2}{\hbar c}\right)^{1/2}+\alpha \qquad (\alpha - \text{из } 13) \quad \ldots 9$$

Между этими зарядами существует зависимость:

$$\frac{q_y}{q_x}=\frac{\varepsilon\,\beta_x n_y\left(1+\beta_y\right)\left(1+t_y\right)^{1/2}}{\beta_y n_x\left(1+\beta_x\right)} \qquad \left(\varepsilon=\beta_x^2\Big|_{\text{для состояния } I_{19}}\right) \quad \ldots 10$$

$$\frac{q_y}{q_x}=\frac{f(\varepsilon)\,\beta_x\left(1+\beta_y\right)\left(1+t_y\right)^{-1/2}}{\beta_y\left(1+\beta_x\right)} \qquad (\text{для дубль-частиц}) \quad \ldots 11$$

Суммарный заряд микрочастицы, т.е. разность между зарядами дискретных круговых токов, определяется так:

$$q^2 = \left(q_x \underset{(+)}{-} q_y\right)^2 \qquad \ldots\ 12$$

(„+" - для однозарядных состояний)

Понятно, что "постоянная тонкой структуры" - $\alpha = \dfrac{q^2}{\hbar c}$, будет равна:

$$\alpha = \frac{(q_x - q_y)^2}{\hbar c} \qquad \ldots\ 13$$

Суммарный заряд, определенный для заряженных состояний из 12, оказывается практически одинаковым для всех частиц, а, следовательно, им всем соответствует одна константа электромагнитного взаимодействия α. /До сих пор одинаковость зарядов и универсальность константы взаимодействия не определялись, а постулировались на основании данных опыта/.

Магнитный момент микрочастиц определяется из равенства:

$$\mu = \frac{\beta_x}{f_3(\varepsilon)}\left[\frac{\beta_y R_y}{\beta_x R_x} + \left(1 - \frac{\beta_y R_y}{\beta_x R_x}\right)\left(1 - \frac{q_y}{q_x}\right)^{-1}\right] \quad (\text{при } q_y \neq q_x) \qquad \ldots\ 14$$

$$\mu = \beta_x\left(1 - \frac{\beta_y R_y}{\beta_x R_x}\right)\left(1 - \frac{\bar{q}_y}{\bar{q}_x}\right)^{-1} \quad (\text{при } q_y = q_x) \qquad \ldots\ 15$$

(при $q_y = q_x$; $\bar{q}_y/\bar{q}_x$ - берется для заряженного состояния в данном мультиплете).

В 14 и 15 магнитные моменты определены в безразмерных "собственных магнетонах" - $\dfrac{q\hbar}{2mc}$.

Массы частиц можно вычислить по формуле:

$$m_i = \frac{2\sqrt{2}}{3 f_2(\varepsilon)}\left[\frac{a K_x (1-\beta^2)^{1/2}}{K_y}\right]_i \times \left[\frac{K_y}{a K_x (1-\beta^2)^{1/2}}\right]_e \qquad \ldots\ 16$$

В I6 определяются массы в безразмерных величинах. За единицу массы принята масса устойчивого состояния третьего ряда, т.е. масса электрона.

Собственный механический момент микрочастицы /"спин"/ в единицах $\hbar$ определяется из равенства:

$$S' = \frac{K_x t_\nu}{2K\left(1 - \frac{\beta K_1}{2\pi K}\right)} = \frac{1}{2} \qquad \ldots \text{ I7}$$

Согласно теории, в значение эффективного спина, практически измеряемого в большей части экспериментов, существенный вклад вносят вакуумные поправки. С учетом этих поправок эффективный спин частиц равен:

$$S = a S',$$

$$\text{где } a = \frac{4\beta_x f(\beta)}{3(1+\beta_x)^2}\left[1 + \frac{\beta_y(1-\beta_x^2)n_y(1+t_\nu)\varepsilon}{\beta_x(1-\beta_y^2)n_x}\right] \qquad \ldots \text{ I8}$$

Энергия связи между субчастицами определяется из равенства:

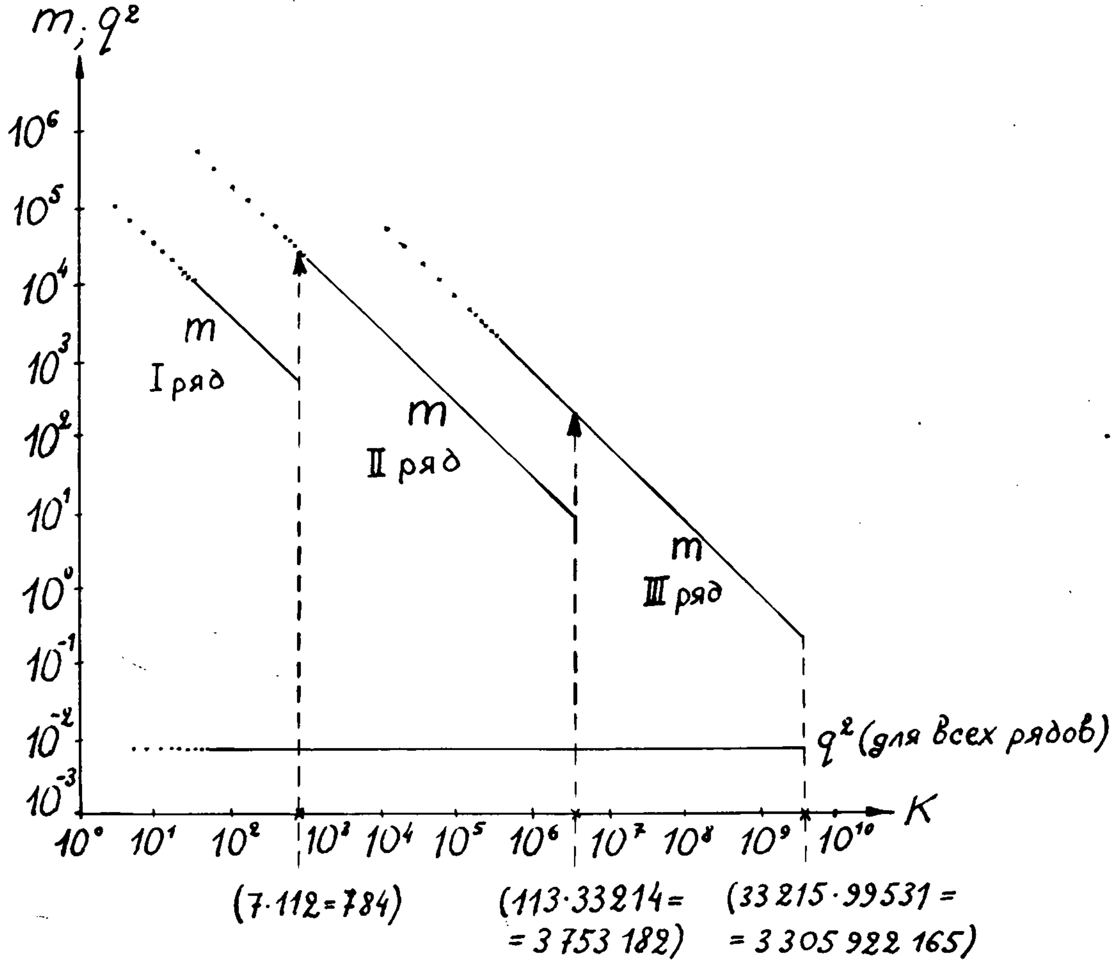
$$E \cong \frac{n_x^2}{\pi K} mc^2 \qquad \ldots \text{ I9}$$

Квадрупольный момент микрочастицы /наблюдаемый только при полной поляризации ее спина/ вычисляется по формуле:

$$Q \cong \frac{q_x}{\sqrt{\alpha}} \ell^2 \qquad \ldots \text{ 20}$$

Приложение N 2

Графики зависимости массы m и квадрата заряда q^2 от K



I ряд $(K=7)\times 1$; $K\times 2$; $K\times 3$; ... $K\times(112 = N_{I}\,max)$

II ряд $(K=113)\times 1$; $K\times 2$; $K\times 3$; ... $K\times(33\,214 = N_{II}\,max)$

III ряд $(K=33\,215)\times 1$; $K\times 2$; $K\times 3$; ... $K\times(99\,531 = N_{III}\,max)$

m – в массах электрона

$q^2=(q_x-q_y)^2$ – в „$\hbar c$"

Приложение № 3

П Р И М Е Р Ы

РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ НЕКОТОРЫХ МИКРОЧАСТИЦ

Расчеты выполнены по формулам, указанным в приложении № I.

В таблице применены такие обозначения:

I/ m - масса частицы в единицах массы электрона.

2/ $q^2=(q_x-q_y)^2$ - квадрат наблюдаемого заряда частицы в $\hbar c$ /численно совпадает с $\alpha=\frac{q^2}{\hbar c}$ /.

3/ S' - "спин" частицы, в единицах $\hbar$, определенный как ее механический момент в собственной системе координат, без учета вакуумных поправок.

4/ S - эффектный спин частицы, в единицах $\hbar$, определенный как механический момент всей частицы, наблюдаемой в лабораторной системе координат с учетом вакуумных поправок.

5/ q_x^2 - квадрат общего заряда на наружном токовом шнуре в единицах $\hbar c$.

6/ μ - магнитный момент в собственных магнитонах /$\frac{e\hbar}{2mc}$/ - значение которого получится, если при расчете через g- фактор считать $S=\frac{\hbar}{2}$ - точно.

7/ $\frac{R_y}{R_x}$ - отношение радиусов наружного и внутреннего круговых токов.

Номер ряда	Номер состояния в ряду	Частица	$(1-\beta_x)\cdot 10^3$	$(1-\beta_y)\cdot 10^3$	$1-\frac{R_y}{R_x}$	m	$q^2\cdot 10^3$	S'	S	q_x^2	μ
I	1 (I_1)	?	1,21 737	1,22 346	$7{,}42\,095\cdot 10^{-3}$	$3{,}58\cdot 10^4$	7,3	$\frac{1}{2}$	$\sim\frac{19}{2}$	539	2,86
I	7 (I_7)	?	1,19 911	1,24 173	$5{,}08\,153\cdot 10^{-2}$	$5{,}12\cdot 10^3$	7,3	$\frac{1}{2}$	$\sim\frac{3}{2}$	11,1	2,84
I	11 (I_{11})	Ω	1,18 693	1,25 390	$7{,}87\,099\cdot 10^{-2}$	$3{,}21\cdot 10^3$	7,3	$\frac{1}{2}$	$<\frac{3}{2}$	4,55	2,82
I	14 (I_{14})	Ξ	1,17 780	1,26 304	$9{,}91\,123\cdot 10^{-2}$	$2{,}51\cdot 10^3$	7,3	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}\cdot 1{,}35$	2,82	2,81
I	15 (I_{15})	Σ	1,17 475	1,26 608	0,105 813	$2{,}34\cdot 10^3$	7,3	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}\cdot 1.26$	2,46	2,81
I	19 (I_{19})	P	1,16 258	1,27 826	0,132 170	1836	7,29 720	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}\cdot 0{,}988\,260$	1,53 889	2,79 282
II	1 (II_1)	?	$2{,}54\,741\cdot 10^{-4}$	$>2{,}54\,741\cdot 10^{-4}$	$3{,}65\,151\cdot 10^{-7}$	$1{,}54\cdot 10^5$	7,3	$\frac{1}{2}$	$\sim 2{,}8\cdot 10^3$	$4{,}59\cdot 10^7$	1,027
III	1 (III_1)	?	$3{,}16\,681\cdot 10^{-7}$	$>3{,}16\,681\cdot 10^{-7}$	$4{,}70\,443\cdot 10^{-9}$	$1{,}49\cdot 10^4$	7,3	$\frac{1}{2}$	$\sim 7{,}5\cdot 10^3$	$3{,}43\cdot 10^8$	1,001
III	77 (III_{77})	μ	$3{,}16\,680\cdot 10^{-7}$	$3{,}16\,682\cdot 10^{-7}$	$4{,}09\,285\cdot 10^{-7}$	207	7,3	$\frac{1}{2}$	$\frac{207}{2}$	$8{,}36\cdot 10^3$	1,00 116
III	16049 (III_{16049})	e	$3{,}16\,673\cdot 10^{-7}$	$3{,}16\,689\cdot 10^{-7}$	$7{,}55\,014\cdot 10^{-5}$	1	7,29 720	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}\cdot 1{,}01\,890$	1,4 142	1,00 116

НОВЫЕ СВОЙСТВА И ПАРАМЕТРЫ

I. Осевая симметрия и расположение в одной плоскости субчастиц /наблюдаются в поляризованном состоянии/.

2. Эффективные спины / S /; скорости движения субчастиц / β_x, β_y /; размеры /см.таблицу/.

3. Квадрупольные моменты - $Q\ [e \cdot cm^2]$/обнаруживаются только при жесткой поляризации спина/:

$$Q_e \cong 1{,}39 \cdot 10^{-27}$$

$$Q_p \cong 1{,}25 \cdot 10^{-27}$$

$$Q_\mu \cong 1{,}23 \cdot 10^{-27}$$

4. Число частиц в единице объема вакуума

$$N_0 = \frac{1}{8\pi^2 R_x^3}$$

5. Минимальная длина в вакууме

$$\ell_{min} \cong 1{,}43 \cdot 10^{-15}\ \text{см}$$

6. Максимальная частота процессов в вакууме

$$\nu_{max} \cong 3{,}00 \cdot 10^{24}\ \text{герц}$$

7. Диэлектрическая проницаемость вакуума

$$\varepsilon_0 = 1 - \frac{\alpha}{\pi}\frac{K_y \beta_y}{K_x \beta_x} = \beta_x^2 \Big|_{\text{для состояния } I_{19}}$$

8. $$\lambda = 2\pi R \begin{cases} \lambda \cong \dfrac{\hbar}{mc} & \text{(для стабильных состояний)} \\ \lambda \neq \dfrac{\hbar}{mc} & \text{(для нестабильных состояний)} \end{cases}$$

Приложение N 4

	K	K_1	$\Delta = \frac{K_1}{2K} - \pi$	$1 - \frac{2\pi K}{K_1}$
1	7	44	$1{,}2644 \cdot 10^{-3}$	$4{,}023\,375 \cdot 10^{-4}$
2	113	710	$2{,}6676 \cdot 10^{-7}$	$8{,}491\,367 \cdot 10^{-8}$
3	33 215	208 696	$3{,}3162 \cdot 10^{-10}$	$1{,}055\,604 \cdot 10^{-10}$
4	99 532	625 378	$2{,}9143 \cdot 10^{-11}$	$9{,}276\,627 \cdot 10^{-12}$
5	364 913	2 292 816	$1{,}6107 \cdot 10^{-12}$	$5{,}127\,144 \cdot 10^{-13}$
6	1 725 033	10 838 702	$2{,}2144 \cdot 10^{-14}$	$7{,}048\,902 \cdot 10^{-15}$
7	27 235 615	171 126 416	$8{,}6018 \cdot 10^{-16}$	$2{,}738\,049 \cdot 10^{-16}$
8	52 746 197	331 414 130	$1{,}6408 \cdot 10^{-16}$	$5{,}222\,940 \cdot 10^{-17}$
9	131 002 976	823 115 974	$1{,}9364 \cdot 10^{-17}$	$6{,}163\,692 \cdot 10^{-18}$
10	471 265 707	2 961 049 766	$3{,}1661 \cdot 10^{-18}$	$1{,}00781 \cdot 10^{-18}$
11	811 528 438	5 098 983 558	$5{,}5137 \cdot 10^{-19}$	$1{,}75516 \cdot 10^{-19}$
12	2 774 848 045	17 434 884 466	$1{,}0729 \cdot 10^{-19}$	$3{,}415\,146 \cdot 10^{-20}$

С О Д Е Р Ж А Н И Е

75

Печатается в соответствии с постановлением Президиума Академии Наук СССР № 830 от 6 октября 1961 г.

В печать от 29/XII-1966 г. Зак. IOI4-3068

Тираж 15802

Производственно-издательский комбинат ВИНИТИ
Люберцы, Октябрьский проспект, 403