

## OTONS (WORMHOLES) IN THE STRONG GRAVITY, ULTRASMALL PARTICLES AND CHARGE OF NEUTRINOS

ALEXANDER P. TROFIMENKO

*Astronomical Section of Minsk Department of Astronomical-Geodesical Society of the USSR,  
Minsk-12, Abonent Box No 7, 220012, USSR*

Received 12 May 1988

UDC 530.12

Original scientific paper

Particles are investigated as strong extreme otons on the basis of the systematics of relativistic objects with event horizons (otons) and reference frames as extended space-time manifolds of general relativity. Features of charge's behaviour in the space-time of a strong wormhole are analysed. Constants of a strong gravity are found out for different kinds of strong otons. Stable particles are represented as black holes and non-stable ones are done as white and grey holes. Within the present approach neutrinos are the Kerr-Newman strong otons.

### 1. Введение

Общая теория относительности (ОТО) описывает релятивистские объекты с горизонтами событий; отоны, наиболее известные из которых — черные дыры. Пространственно-временное многообразие (ПВМ) отонов в общем случае описывается метрикой Керра-Ньюмена. Эта метрика в сплюснутых квазисферических координатах имеет вид<sup>1)</sup>:

$$ds^2 = -(\Delta/\varrho^2) (dt - a \sin^2 \Theta d\varphi)^2 + (\sin \Theta/\varrho^2) [(r^2 + a^2) d\varphi - a dt]^2 + (\varrho^2/\Delta) dr^2 + \varrho^2 d\Theta^2, \quad (1)$$

$$\Delta = r^2 - 2Mr + a^2 + Q^2, \quad (2)$$

$$\varrho^2 = r^2 + a^2 \cos^2 \Theta, \quad (3)$$

где  $M$  и  $Q$  — соответственно полная масса и заряд отона,  $a$  — угловой момент вращения на единицу массы. (1)—(3) записаны в геометризованных единицах, в которых  $c = G = 1$ . Выражение (3) называется горизонтальной функцией<sup>2)</sup> и в обычных единицах имеет вид:

$$\Delta = r^2 - (2GM/c^2)r + a^2/c^2 + Q^2G/c^4. \quad (4)$$

Частный случай (1) при  $a = 0$  известен давно как метрика Рейсснера-Нордстрема:

$$ds^2 = (1 - 2M/r + Q^2/r^2) dt^2 - \\ - (1 - 2M/r + Q^2/r^2)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2. \quad (5)$$

Метрика (5) была привлечена еще Эйнштейном и Розеном для решения проблемы частиц в ОТО<sup>3)</sup>. Идея сильной гравитации, предложенная Саламом<sup>4)</sup>, дала новый импульс для привлечения метрики (1) и ее частных случаев в анализе проблем частиц в ОТО<sup>5)</sup>. В связи с тем, что в предполагаемую единую теорию взаимодействий должна быть включена и гравитация, следует ожидать определенного совпадения ее предельных результатов с выводами теории сильной гравитации. Это актуализирует исследования данной проблемы.

Между тем исследования частиц в ОТО неполны по двум обстоятельствам. Во-первых, из всего множества отонов<sup>6)</sup> используются в основном лишь черные дыры и полужамкнутые миры. В стороне остались белые и серые дыры<sup>7)</sup>, которые могут иметь широкое астрофизическое приложение как в рамках идеи «задержавшихся ядер»<sup>8)</sup>, так и в концепции отонных миров<sup>9)</sup>. Отметим, что белые дыры являются хорошей моделью известных Д-тел Амбарцумяна<sup>10)</sup>. Во-вторых, в метрике (1) рассматривается в основном пространство-время над горизонтом черной дыры, а богатая структура расширенного ПВМ (РПВМ) отона<sup>2,11)</sup> остается вне обсуждения.

В настоящей работе с учетом результатов расширенной теории относительности (РТО)<sup>12)</sup> проводится исследование проблемы частиц в ОТО на основе систематики отонов и систем отсчета в РПВМ Керра-Ньюмена. Анализируется поведение заряда во внутреннем ПВМ частиц, представляемых как отоны. Определяются константы сильной гравитации для различных типов частиц и устанавливается между ними взаимосвязь. Проводится анализ лептонов как кэрр-ньюменовских сильных отонов, при этом уточняются параметры нейтрино. Нестабильные частицы определяются как сильные белые и серые дыры.

## 2. Систематика отонов и систем отсчета в РПВМ

На основе диаграммы Пенроуза для РПВМ Керра-Ньюмена приложим результаты систематики отонов и систем отсчета<sup>6)</sup> к исследуемой проблеме. Учитывая три глобальных параметра метрики (1):  $M$ ,  $Q$ ,  $a = L/M$ , а также различие знаков времени ( $T$ ) у черных и белых дыр и возможность наличия у объекта ускорения ( $A$ ), отон можно обозначить символом:

$$O(MQLTA). \quad (6)$$

Путем перехода в (6) от действительных к мнимым значениям параметров можно получить тахионный объект:  $O_i (MQLTA)$ , а путем инверсии — анти-объект:  $O_- (MQLTA)$ . В РТО для этого требуются соответственно суперлюминальные и дважды суперлюминальные преобразования<sup>13)</sup>. В ОТО это возможно путем перехода в различные области РПВМ<sup>9)</sup> —  $M()$ , отделенные особенными поверхностями. Каждой такой области  $M()$  сопоставляется соответствующая система отсчета —  $C()$ , в зависимости от выбора которой объект может быть брадионом (Б), тахионом (Т), антибрадионом (АБ), антитахионом (АТ). Таким образом, для определения типа отона (объекта) недостаточно задать лишь его параметры, а необходимо указать также и систему отсчета, относительно которой и определяется объект. С учетом сказанного символ отона в общем случае запишется в виде<sup>6)</sup>:

$$O (MQLTA) [C (RVALL)]. \quad (7)$$

Из множества систем отсчета возьмем простой класс инерциальных  $C (RV)$  тогда  $C ()$  будут отличаться  $V (V \geq c)$  и положением в РПВМ относительно горизонтов событий. При этом произведение значений параметров  $C ()$  будет определять тип объекта, находящегося в данной  $C ()$ , относительно некоторой исходной  $C (00)$ .  $C C ()$  можно связать некоторый оператор, переводящий один тип объектов в другой, например, частицы в античастицы. Этот оператор для  $C (RV)$  имеет вид<sup>6)</sup>:

$$(\hat{C}O) = O_i^N (MQLTA) \quad (8)$$

где  $N = N_r + N_p$ ,  $N_r$  — число горизонтов событий между  $C (00)$  и  $C (RV)$ ,  $N_p$  — число разделяющих  $C (00)$  и  $C (RV)$  световых барьеров. Каждой области в РПВМ —  $M ()$  в соответствии с (8) сопоставляется параметр:

$$P (M) = (i)^N. \quad (9)$$

В соответствии с особенностями диаграммы Пенроуза для РПВМ Керра-Ньюмена<sup>2,11)</sup> и с учетом (8) и (9) можно выделить шесть различных  $M ()$  (Рис. 1):

1.  $M (+)$  — исходная область, с которой начинается построение РПВМ.

$$N = 0, \quad P (M) = (i)^0 = + 1.$$

2.  $M (i)$  — область между внешним

$$r_+ = M + (M^2 - a^2 - Q^2)^{1/2}$$

и внутренним

$$r_- = M - (M^2 - a^2 - Q^2)^{1/2}$$

горизонтами событий черной дыры.

$$N = 1, \quad P (M) = (i)^1 = i.$$

3.  $M(-)$  — область противоположная  $M(+)$ , движение в которую возможно лишь по пространственноподобным геодезическим.

$$N = 2, \quad P(M) = (i)^2 = -1.$$

4.  $M(\cdot-)$  — отрицательная область с левосторонней кольцевой сингулярностью.

$$N = 2, \quad P(M) = (i)^2 = -1.$$

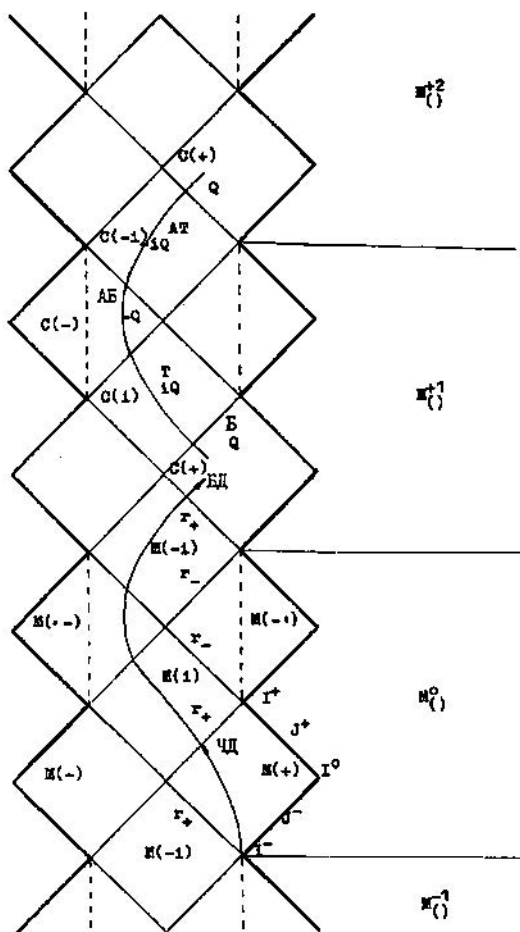


Рис. 1. Диаграмма Пенроуза для ПВМ Керра-Ньюмена. В  $M_0^0$ , показаны различные элементы графетного блока (см. текст). Кривая показывает геодезическую параболическую отона, генетически связывающую белую дыру (БД) с черной дырой (ЧД). В трафетном блоке  $M_(-1)^1$  вдоль параболической геодезической показано, как в зависимости от расположения в различных областях РПВМ качественно меняются системы отсчета, объекты и их заряды (см. текст). Отмечены лишь предельные случаи.

5.  $M(-\cdot)$  — область аналогичная  $M(\cdot-)$ , но с правосторонней кольцевой сингулярностью.

6.  $M(-i)$  — область между внешним ( $r_+$ ) и внутренним ( $r_-$ ) горизонтами событий белой дыры.

Из шести этих элементов  $M(\cdot)$  на диаграмме Пенроуза можно составить трафаретный рисунок. Исходный трафарет можно выбрать произвольно, а любой трафаретный блок элементов РПВМ обозначить следующим образом:

$$M^k(+, i, -, \cdot-, \cdot-, -i) \text{ или сокращенно } M^k, \tag{10}$$

$k$  — номер трафарета.

Теперь произвольный элемент РПВМ обозначим символом:

$$M^k(P). \tag{11}$$

Рассмотрим движение частицы в РПВМ, что поможет прояснить структуру ПВМ отона. Брадион (Б), двигаясь по временноподобной геодезической, за конечное собственное время может достичь различных областей РПВМ (см. Рис. 1 для  $M_{(+)}$ ). При этом относительно исходной  $C(00)$  частица, казалось бы, должна испытывать превращения:

$$Б \rightarrow Т \rightarrow АБ \rightarrow АТ \rightarrow Б. \tag{12}$$

Но в исходной инерциальной  $C(\cdot)$  частица может двигаться лишь в области  $r > r_+$ , а движения в области за  $r < r_+$  запрещены, а значит и цепочка превращений частицы (12) не реализуема относительно  $C(00)$ .

Можно пойти другим путем, перейдя в сопутствующую  $C(\cdot)$ , которая в общем случае должна быть неинерциальной, и тем самым достичь различных  $M_{(+)}$ , а значит и  $C(\cdot)$ :

$$\begin{aligned} M_{(+)}^1 &\rightarrow M_{(i)}^1 \rightarrow M_{(-)}^1 \rightarrow M_{(-i)}^1 \rightarrow M_{(+)}^2 \\ C(+) &\rightarrow C(i) \rightarrow C(-) \rightarrow C(-i) \rightarrow C(+). \end{aligned} \tag{13}$$

Возможность реализации цепочки (13) означает возможность наблюдения частицы Б, находящейся в  $M_{(+)}^1$ , из различных  $C(\cdot)$ , представленных в (13). Учитывая (7) и (8), (13) будет означать следующую цепочку превращений для частицы Б:

$$C(+) \rightarrow C(i) \rightarrow C(-) \rightarrow C(-i) \rightarrow C(+). \tag{14}$$

$$Б \rightarrow Б [C(i)] = Т \rightarrow Б [C(-)] = АБ \rightarrow [C(-i)] = АТ \rightarrow Б.$$

То обстоятельство, что в (14) переходя от  $M_{(+)}^1$  к  $M_{(+)}^2$ , мы опять приходим к исходной частице Б, казалось бы, говорит о тождественности физической этих

областей, которые к тому же геометрически тождественны по четырем координатам. Но так как рассматриваемое РПВМ вложимо в ПВМ более высокой размерности и имеет глобально многомерную структуру<sup>15)</sup>, то значит эти области различаются по дополнительному набору координат и в общем случае не тождественны. Выражение (14) говорит о том, что под внешним горизонтом находятся тахионные объекты, а под внутренним — антиобъекты, что видно также и из диаграммы Пенроуза (см. Рис. 1). Все это нам поможет прояснить структуру частицы, представляемую как сильный отон.

### 3. Рейсснер-нордстремовские отоны и частицы

Рассмотрим вначале более простой случай метрики Рейсснера-Нордстрема (5), описывающей в сильной гравитации заряженную частицу без спина. Найдем связь между горизонтами событий и параметрами, характеризующими частицу. Для заряженного отона используется величина<sup>16)</sup>:

$$R_c = Q^2/Mc^2, \quad (15)$$

т. е. величина, аналогичная хорошо известному «классическому радиусу» электрона. Для случая ( $a = 0$ ) из (4) имеем:

$$\Delta = r^2 - (2GM/c^2)r + Q^2G/c^4. \quad (16)$$

Заметим, что

$$2GM/c^2 = R_g. \quad (17)$$

Учитывая (15) и (17), (16) можно представить в виде:

$$\Delta = r^2 - R_g r + R_g R_c/2. \quad (18)$$

Выражения для горизонтов находятся из условия  $\Delta = 0$

$$r^2 - R_g r + R_g R_c/2 = 0. \quad (19)$$

(19) имеет следующие решения:

$$r_{\pm} = R_g/2 \pm [(R_g/2)(R_g/2 - R_c)]^{1/2} \quad (20)$$

$r_+$  соответствует внешнему горизонту событий,  $r_-$  — внутреннему. Из теоремы Виета имеем соотношения:

$$r_+ + r_- = R_g. \quad (21)$$

$$r_+ r_- = R_g R_c/2. \quad (22)$$

Подставляя (21) в (22), получаем

$$R_c = 2 r_+ r_- (r_+ + r_-)^{-1}, \quad (23)$$

т. е. «классический радиус» —  $R_c$  является средним гармоническим горизонтов событий.

Для экстремальных отонов  $r_+ = r_-$ , а значит из (20) имеем

$$r_+ = R_g/2 = R_c. \quad (24)$$

Выражение (24) означает, что радиус экстремального заряженного отона в точности равен «классическому», а гравитационная масса наполовину компенсируется зарядом. Для определенного удобства будем рассматривать частицы как экстремальные отоны; тогда для заряженной невращающейся частицы из (15), (17) и (24) имеем константу сильной гравитации:

$$G_{R-N} = (Q/M)^2. \quad (25)$$

т. е. она равна квадрату удельного заряда частицы.

Для незаряженной частицы из (17) имеем:

$$G_s = R_g c^2 / 2M. \quad (26)$$

Структура РПВМ Рейсснера-Нордстрема аналогична структуре РПВМ Керра-Ньюмена за исключением двух особенностей: у заряженного, невращающегося отона нет отрицательных областей и вместо кольцевой сингулярности — точечная<sup>2.11)</sup>, т. е. структура ПВМ несколько бедней. Поэтому правомерно использовать диаграмму Пенроуза для РПВМ Керра-Ньюмена при анализе поведения заряда в РПВМ (см. Рис. 1).

Из (8) для заряда имеем:

$$Q = (i)^N Q_0. \quad (27)$$

Рассмотрим три области:

1.  $M(+)$ ,  $r > r_+$ ,  $N = 0$ ,  $Q = Q_0$ .
2.  $M(i)$ ,  $r_- < r < r_+$ ,  $N = 1$ ,  $Q = iQ_0$ .
3.  $M(-)$ ,  $r < r_-$ ,  $N = 2$ ,  $Q = -Q_0$ .

Ограничиваясь тремя этими областями, мы тем самым оставляем вне рассмотрения глобальную многомерную структуру РПВМ (Рис. 1) и концентрируем внимание на наиболее существенном аспекте поведения заряда сильного отона. Заряженную частицу упрощенно можно представить как объект, имеющий три качественно различные области (Рис. 2). Как видно (Рис. 2а), заряд вне частицы ( $r > r_+$ ) прямо противоположен заряду внутри частицы под внутренним горизонтом ( $r < r_-$ ). При такой трактовке заряда он неразрывно связан с антизарядом и им же продуцируется, т. е. заряд внутри частицы, прямо противоположен заряду вне частицы.

Наиболее ярко это проявляется для экстремальных отонов (Рис. 26). Например, если мы представим электрон в форме заряженного экстремально-го отона, то внутри его ( $r < r_- = r_+$ ) будет заряд противоположного знака, т. е. заряд позитрона (Рис. 26). Таким образом, будучи позитроном в бласти  $r < r_-$ , вовне ( $r > r_+ = r_-$ ) объект проявляет себя как электрон. Внутренней сущностью электрона оказывается позитрон, т. е. электрон содержит в себе свое иное — позитрон. Это в общем случае, по-видимому, относится к частицам и античастицам (объектам и антиобъектам;) частицы содержат в свои античастицы.

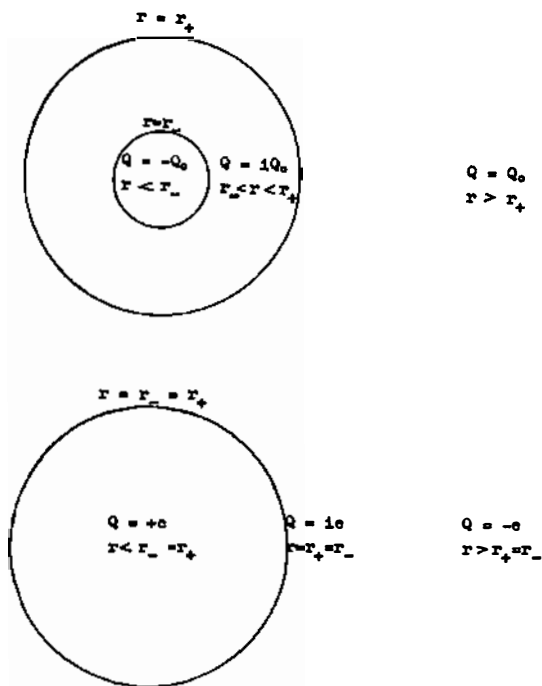


Рис. 2а. Схематическое изображение различных областей частицы, представляемой как заряженный отон (см. текст).

Рис. 2б. Схематическое изображение электрона, представляемого как экстремальный заряженный отон (см. текст).

Представление о частицах как отонах снимает трудности, связанные с понятием точечного заряда, так как в релятивистской теории заряд всегда оказывается локализованным для внешнего наблюдателя в конечной области (20):

$$r_+ = R_g/2 + \sqrt{(R_g^2/4 - R_g R_c/2)} = GM/c^2 + \sqrt{(G^2 M^2/c^4 - GQ^2/c^4)}.$$

И только при переходе к нерелятивистскому пределу  $c \rightarrow \infty$ ,  $r_+ \rightarrow 0$  что дат точечный заряд.

Более того, заряд связывается не со статичной частицей, а с гармоническим осциллятором, который при каждой новой осцилляции выходит в новую область  $M_{(+)}$  (см. Рис. 1) и имеет минимально допустимые размеры<sup>16)</sup>:  $R_0 > > R_c/2$ .

Как отметил С. Санько, в рассматриваемой модели электрона заряд вблизи частицы уменьшается и при  $r = r_+$ ,  $Q = 0$ . Таким образом, с внешней поверхности экстремального отона ( $r = r_+$ ) исходят силовые линии электрического заряда, а на внутренней ( $r = r_-$ ) оканчиваются силовые линии антизаряда. Это выглядит естественно в свете того, что отон представляет собой «дыру» в исходном ПВМ.

Из сказанного ясно, что в ОТО заряд аналогично фундаментальной скорости инвариантом лишь локально. Рассмотрение отонов как частиц будет неполным, если мы не будем учитывать спина, поэтому перейдем к рассмотрению керр-ньюмановских сильных отонов.

#### 4. Керр-ньюмановские отоны и частицы со спином

Заметим, что в (2) и (4) роль  $a$  и  $Q$  аналогична, а значит можно ввести величину  $R_a$ , аналогичную «классическому радиусу», для  $R_a$  имеем соотношение

$$R_a R_g / 2 = a^2 / c^2, \tag{28}$$

откуда

$$R_a = a^2 / GM. \tag{29}$$

Подставляя (28) в (4), имеем

$$\Delta = r^2 - R_g r + (R_g / 2) (R_c + R_a). \tag{30}$$

Из условия  $\Delta = 0$  получим выражения, аналогичные (20)—(24)

$$r_+ = (R_g / 2) \pm \{ (R_g / 2) [(R_g / 2) - R_c - R_a] \}^{1/2}. \tag{31}$$

$$r_+ r_- = (R_g / 2) (R_c + R_a). \tag{32}$$

$$r_+ + r_- = R_g. \tag{33}$$

Для экстремальных отонов

$$r_+ = R_g / 2 = R_c + R_a. \tag{34}$$

Найдем константу сильной гравитации для керровских и керр-ньюмановских отонов. Вначале возьмем случай экстремального керровского отона для которого из (35) имеем

$$R_a = R_g / 2. \tag{35}$$

Подставляя (29) и (17) в (35), получим

$$G_K = \pm ac/M. \quad (36)$$

В дальнейшем будем рассматривать лишь модуль константы сильной гравитации. Для лептонов  $L = (1/2)\hbar$

$$G_K = \hbar c/2M^2. \quad (37)$$

Учитывая значение постоянной тонкой структуры

$$\alpha = e^2/\hbar c \quad (38)$$

и величину комптоновской длины волны

$$\lambda = \hbar/Mc, \quad (39)$$

а также соотношения (25), (26) и (37) получим связь различных констант сильной гравитации для параметров электрона

$$G_K = (\lambda/R_g) G_S = (1/2\alpha) G_{R-N}. \quad (40)$$

Теперь найдем гравитационную константу для общего случая керр-ньюеменовского отона. Возьмем опять экстремальный случай и подставим в (34) значения  $R_g$ ,  $R_c$ ,  $R_a$ . В результате получим соотношение

$$G^2 M^2 = GQ^2 + c^2 a^2. \quad (41)$$

Решив (41) относительно  $G$ , найдем

$$G_{K-N} = 1/2 (Q/M)^2 + [1/4 (Q/M)^4 + c^2 a^2/M^2]^{1/2}. \quad (42)$$

Переходя к лептонам и учитывая (25) и (38), получим

$$G_{K-N} = (1/2) G_{R-N} [1 + (1 + \alpha^{-2})]^{1/2}. \quad (43)$$

Беря значение только модуля величины подкоренного выражения и учитывая  $\alpha^{-2} \gg 1$ , из (43) получим

$$G_{K-N} \approx (1/2\alpha) G_{R-N}. \quad (44)$$

Из (40) имеем

$$G_{R-N} = (2\lambda\alpha/R_g) G_S. \quad (45)$$

Подставляя значения  $\lambda$ ,  $\alpha$ ,  $R_g$  и учитывая (15), получим

$$G_{R-N} = [R_a/(R_g/2)] G_S. \quad (46)$$

Так как мы рассматриваем экстремальные отоны, то значит  $R_a = R_g/2$ , и следовательно,

$$G_{R-N} = G_s.$$

Сравнивая (45) и (46), получим соотношение

$$R_c = \lambda\alpha = R_g/2. \quad (47)$$

Теперь из (40), (44) и (47) имеем

$$G_{K-N} = G_K = (1/2\alpha) G_{R-N} = G(1/2\alpha) G_s. \quad (48)$$

Как видно из (48) константы сильной гравитации для параметров электрона практически не зависят от заряда, а определяются в основном массой и вращением. Отношение констант сильной гравитации для вращающихся и невращающихся отонов связано определенным образом с отношением элементарного заряда к магнитному заряду монополя Дирака, для последнего имеет место соотношение<sup>17)</sup>:

$$e\mu = \hbar c/2.$$

Из этого соотношения с учетом (38) для  $n = 1$  имеем

$$\mu/e = 1/2\alpha. \quad (49)$$

Разделив (48) на  $G_{R-N}$  и учитывая (49), получим

$$\frac{G_{K-N}}{G_{R-N}} \approx \frac{G_K}{G_{R-N}} = \frac{1}{2\alpha} = \frac{\mu}{e}. \quad (50)$$

Таким образом, отношение констант вращающихся и невращающихся сильных отонов равно отношению магнитного заряда монополя Дирака к элементарному заряду.

Определим, какой должна быть константа взаимодействия  $\alpha_a$ , чтобы выполнялось условие экстремальности для керровского отона (35). Рассматривая лептоны и учитывая (29), из (47) по аналогии имеем

$$\alpha_a = R_a/\lambda = \hbar c/2GM^2 = 1/2 (m_{pl}/m)^2. \quad (51)$$

Для частиц с

$$m \ll m_{pl} \quad \alpha_a \gg 1,$$

для

$$m \approx m_{pl} \quad \alpha_a \approx 1,$$

т. е. для обычной гравитации  $\alpha_a \approx 1$  только в области планковских масс. Подставив константу сильной гравитации (36) в (51), получим  $\alpha_a = 1$ . В

связи с обнаружением у нейтрино массы покоя целесообразно представить их в форме сильных отонов. Из опыта известны массы покоя электрона и электронного нейтрино<sup>17)</sup>:

$$m_e = 511003,4$$

$$14 \text{ эв} < m_{\nu e} < 46 \text{ эв}.$$

Их отношение равно:

$$m_e/m_{\nu e} = 1/\alpha^2. \quad (52)$$

Соотношение (52), по-видимому, не случайное совпадение и оно должно получить свое строгое теоретическое объяснение. Пологая, что (52) является строгим равенством, можно предсказать точное значение массы покоя электронного нейтрино:  $m_{\nu e} = 27,2 \text{ эв}$ .

Распространяя соотношение (52) на другие типы лептонов, получаем для массе покоя мюонного нейтрино значение —  $m_{\nu \mu} = 5,63 \text{ Кэв}$  а для  $\tau$ -нейтрино:  $m_{\nu \tau} = 0,1 \text{ Мэв}$ , что не противоречит известным верхним пределам для этих масс<sup>17)</sup>.

Имеются определенные соображения в пользу того, что нейтрино является керр-ньюмоновским сильным отоном, т.е. обладает зарядом. Во-первых, ситуация сходна с той, когда считалось, что масса покоя электрона минимальна для частиц, а у нейтрино она равна нулю. Теперь же эксперименты свидетельствуют о наличии массы покоя у электронного нейтрино, хотя и очень малой по сравнению с массой электрона (52). Аналогично можно ожидать, что и заряд электрона не минимальный и что также, как нейтрино обладает массой покоя, оно обладает и зарядом, хотя и весьма малым по сравнению с электроном. Во-вторых, отличие нейтрино и антинейтрино, говорит о наличии у них лептонного заряда, который соблазнительно связать с некоторым, хотя и весьма малым, электрическим зарядом, устраняя тем самым лишнюю сущность (брита Оккама). Определим величину заряда нейтрино из (25) и учтем также соотношение (52). В результате получим

$$Q_{\nu e} = \pm (m_{\nu e}/m_e) e = \pm \alpha^2 e. \quad (53)$$

Из (53) следует равенство удельных зарядов  $e$  и  $\nu$ , что, казалось бы говорит о том, что заряд нейтрино легко обнаружить. Но необходимо учитывать два обстоятельства. Во-первых,  $Q_{\nu e} \ll e$ , что означает соответственно меньшую ионизацию вещества трекового детектора. Во-вторых, отметим, что (53) говорит о совпадении удельных зарядов в нерелятивистском пределе. В релятивистском случае удельные заряды могут быть различными, так как заряд инвариантен, а масса нет. Выпишем релятивистское соотношение для удельного заряда

$$Q/m = Q/m_0 (1 - v^2/c^2)^{1/2}. \quad (54)$$

Это выражение для  $e$  и  $\nu$  различно множителем  $k = (1 - v^2/c^2)^{1/2}$ . Этот множитель можно связать с величинами, определяемыми из опыта

$$E = m_0 c^2 (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$$

откуда

$$\hbar k = (1 - v^2/c^2)^{1/2} = (E/m_0c^2)^{-1}. \quad (55)$$

При определении удельного заряда электрона  $k_e$  имеет величину порядка единицы. Для нейтрино наиболее характерные значения<sup>17)</sup>:  $10^{-5} < k_\nu < < 10^{-18}$ , т. е. для наиболее характерных нейтрино удельный заряд намного меньше, чем у электрона. Таким образом, нейтрино с такими энергиями должны проходить через трековый детектор как практически нейтральные частицы. Таким образом, чтобы измерить удельный заряд нейтрино, нужно следующее. Во-первых, необходимо существенно повысить чувствительность детекторов к заряду. Во-вторых, нужен источник низкоэнергетичных нейтрино.

Тот факт, что у считавшейся ранее безмассовой частицы — нейтрино — обнаружена масса покоя, весьма симптоматичен и подводит к более общей мысли о том, что у считающихся сейчас «нейтральных» частиц может оказаться заряд ( $Q \ll e$ ), а у частиц без спина может обнаружиться некоторый малый момент вращения ( $L \ll \hbar$ ).

Соблазнительно этим малым, но физически ясным величинам ( $Q \ll e$ ,  $L \ll \hbar$ ) и их комбинациям сопоставить квантовые числа частиц ( $L, B, S, C, b$ ), не получившие столь определенного физического смысла. В этом отношении проведенное выше сопоставление лептоинному заряду ( $L$ ) некоторого малого электрического заряда, ( $L = Q = \alpha^2 e$ ) является наиболее очевидным. Другие случаи требуют дополнительного анализа.

Вышесказанное подводит к мысли о том, что несохранение квантовых чисел адронов ( $S, C, b$ ) при слабых взаимодействиях можно объяснить испусканием ультрамалых, низкоэнергетичных частиц, которые имеют соответствующие квантовые числа. Таким образом, возможно существование целого класса ультрамалых частиц, которые в общем случае могут обладать параметрами:  $L = \hbar\omega \ll \hbar$ ,  $Q \ll e$ ,  $m (< 1) \ll m (> 1)$ . В частности, для них могут быть справедливы соотношения (52), (53):

$$m (< 1) = \alpha^2 m (> 1); \quad Q = \alpha^2 e; \quad L = \hbar\omega = \alpha^2 \hbar. \quad (56)$$

Аналогичную роль в отношении квантовых чисел —  $S, C, b$  — могут сыграть тахионы (ангитахионы), которые также как частицы с параметрами (56) труднодоступны для наблюдений.

Сильным возражением против наличия заряда у нейтрино является распад нейтрона

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e. \quad (57)$$

Учитывая экспериментальные данные относительно заряда нейтрона<sup>17)</sup>:  $Q_n < < 10^{-20} e \ll \alpha^2 e$  и (57), можно, казалось бы, сделать однозначный вывод о том, что  $Q_{\tilde{\nu}_e} \ll \alpha^2 e$ . Но следует учесть наличие магнитных моментов у нейтрона  $\mu_n = -1,7 \mu_n$  и протона  $\mu_p = 2,7 \mu_n$ , т. е. то, нейтрон обладает внутренним зарядом и токами и что при (57) формфактор нуклона претерпевает радикальные изменения. Поэтому нельзя исключить того, что при (57) испускаются ультрамалые частицы с малыми электрическими зарядами разных знаков

(онда из них это —  $\tilde{\nu}_e$ ), которые в совокупности оставляют заряд неизменным. Из сказанного ясно, что только прямые измерения могут внести ясность в вопрос о заряде нейтрино  $Q_\nu$ . Но независимо от этого конкретного случая проблема частиц с ультрамалыми параметрами заслуживает своего внимания.

В пользу существования подобных частиц можно привести некоторые общетеоретические соображения. Аналогично тому, как в теории относительности — РТО — скорость света ( $C$ ) не является максимальной, а представляет собой своеобразный «барьер», разделяющий объекты на суб- и суперлюминальные, так  $\hbar$ , согласно С. И. Санько, является не минимальной величиной, а своеобразным барьером, разделяющим объекты на три группы. 1) Субквантовые (аналог брадионов)  $L \gg n\hbar$  2) Квантовые (аналог люксонов)  $L \approx n\hbar$ . 3) Суперквантовые (аналог тахионов)  $L \ll n\hbar$ . Аналогично РТО можно будет пытаться построить расширенную квантовую теорию. Причем предельным случаем суперквантовой была бы теория с бесконечной константой и она бы описывала ультрамалые частицы.

Вернемся к частицам как отонам. Для объяснения природы нестабильных частиц (резонансов) целесообразно привлечь идею белых дыр. Время существования заряженных белых дыр определяется следующим образом<sup>16)</sup>:

$$t_0 = (\pi/2) (\alpha c^2)^{-1/2} (1 - \beta)^{-3/2}, \quad (58)$$

где

$$\alpha c^2 = 2GM/R^3, \quad \beta = R_c/2R_b,$$

$R_b$  — радиус при максимальном расширении объекта.

Учитывая (21) и условие экстремальности (24), (58) представим в виде:

$$t_0 = (\pi R_b/2c) (2R_b/R_c)^{1/2} (1 - R_c/2R_b)^{-3/2}. \quad (59)$$

Минимальное время существования экстремальной сильной белой дыры определится из условия  $R_b \approx R_c$  и оно будет порядка  $t_0 \approx R_c/c \approx 10^{-23}$  сек., что совпадает по порядку с временем существования резонансов.

Далее используем идею отонной матрешки по отношению к сильным белым дырам. Положим, что сильная белая дыра может содержать различные отоны: не только белые, но и серые, и черные сильные дыры. Ставя в соответствие стабильным частицам — сильные черные дыры, а нестабильным — сильные белые дыры и учитывая сказанное выше, можно понять как из нестабильных частиц могут самопроизвольно порождаться и стабильные, и нестабильные.

Сделаем еще одно замечание. Не исключено, что для частиц пятый параметр в (6) —  $A$  имеет важное значение. Дело в том, что аналогично тому, как при рассмотрении частиц с большими скоростями требуется привлечение специальной теории относительности, так при рассмотрении частиц с достаточно большими ускорениями (это может иметь место при рождении или поглощении частиц) требуется привлечение ОТО. Исследование этих и других аспектов приложения ОТО к проблеме частиц автор полагает провести в дальнейших работах.

## 5. Выводы

Используя, построенную ранее с учетом результатов РТО систематику объектов (отонов) и систем отсчета в РПВМ ОТО, исследованы частицы как сильные экстремальные отоны. Получены следующие основные выводы:

1. Размеры экстремального рейсснер-нордстремовского сильного отона в точности равны «классическому» радиусу электрона. Заряженная частица как сильный отон имеет богатую структуру пространства-времени, что обуславливает в РПВМ под внутренним горизонтом наличие заряда прямо противоположному тому, который проявляется в области над внешним горизонтом событий.

2. Исходя из параметров частиц получены константы сильной гравитации для разных типов сильных отонов, отношения которых для вращающихся и невращающихся отонов равны постоянной тонкой структуры.

3. Имеются основания для представления нейтрино керр-ньюеновским сильным отоном и отнесение его к особому классу ультрамалых (суперквантовых) частиц.

4. В сильной гравитации стабильные частицы представимы как черные дыры, нестабильные частицы как белые и серые дыры.

В заключение автор выражает благодарность проф. Пенроузу Р. (Penrose R.) и проф. Нарликару Дж. (Narlikar J.) за пояснения по вопросу, белых дыр, проф. Павшичу М. (Pavšić M.) и проф. Реками Э. (Recami E.) за высылку оттисков своих работ и за одобрение данной направленности исследований; проф. Г. М. Идлису за поддержку работ автора; С. И. Санько и В. С. Гурину за конструктивное обсуждение данной работы.

### Литература

- 1) C. W. Misner, K. S. Torne and J. A. Wheeler, *Gravitation*, W. N. Freeman and Company, San Francisco, 1973;
- 2) S. Chandrasekhar, *The Mathematical Theory of Black Holes*, Oxford University Press, New York, 1983;
- 3) A. Einstein and N. Rosen, *Phys. Rev.* **48** (1935) 73;
- 4) A. Salam, ICTP preprint, Trieste IC/71/3 (1971); A. Salam, C. F. Isham and J. Strathdee, *Phys. Rev.* **D3** (1971) 867;
- 5) C. Sivaram and K. P. Sinha, *Pramana* **2** (1974) 229; *Phys. Repts.* **51** (1979) 111; P. Caldirola, M. Pavšić and E. Recami, *Nuovo Cim.* **B 48** (1978) 205; G. Rosen, *Int. J. Theor. Phys.* **19** (1980) 557; C. A. Lopez, *Phys. Rev.* **D 30** (1984) 313; A. L. Mehra and M. K. Gokhroo, *Indian J. Pure and Appl. Math.* **17** (1986) 1073;
- 6) A. P. Trofimenko, *Fizika* **18** (1986) 139;
- 7) A. P. Trofimenko and V. S. Gurin, *Gen. Relat. and Gravit.* **18** (1986) 53;
- 8) И. Д. Новиков, *Астрон. ж.* **41** (1964) 6, 1075; Y. Ne'eman, *Astrophys. J.* **141** (1965) 1303;
- 9) А. П. Трофименко, *Принцип развития в астрофизике*. Депонировано в ИНИОН АН СССР № 2027 (1978); *Генезис и современные проблемы астрофизики отонов* № 16810 (1984);
- 10) V. A. Ambartsumian, *Rev. mex. astron. y astofis.* **10** (1985) 111;
- 11) S. W. Hawking and G. F. Ellis, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge University Press, 1973;
- 12) E. Recami, *Lett. Nuovo Cim.* **18** (1977) 501; **21** (1978) 208; **22** (1978) 591; M. Pavšić, *Lett. Nuovo Cim.* **30** (1981) 111; J. Strnad, *Fizika* **10** (1978) 217; **11** (1979) 105;
- 13) E. Recami and R. Mignani, *Riv. Nuovo Cim.* **4** (1974) 209;
- 14) A. P. Trofimenko and V. S. Gurin, *Indian J. Pure and Appl. Phys.* **24** (1986) 421; *Pramana* **28** (1977) 379;

- 15) V. S. Gurin and A. P. Trofimenko, *Fizika* 17 (1985) 101; *Acta Phys. Hung.* 59 (1986) 371;  
16) N. Dadhich, *Pramana* 8 (1977) 14;  
17) *Физический энциклопедический словарь*, Москва, *Советская энциклопедия*, 1984.

## OTONI U JAKOJ GRAVITACIJI, VEOMA MALE ČESTICE I NABOJ NEUTRINA

ALEKSANDER P. TROFIMENKO

*Astronomical Section of Minsk Department of Astronomical-Geodesical Society of the USSR,  
Minsk-12, Abonent Box No. 7, 220012, USSR*

UDK 530.12

Originalni znanstveni rad

Proučavane su čestice kao jaki ekstremi otona na osnovi sistematizacije relativističkih objekata sa horizontom događaja (otoni) te koordinatni sustavi kao proširene vremensko-prostorne mnogostrukosti opće teorije relativnosti. Analizirano je ponašanje naboja u prostoru-vremenu jake «krtičine rupe». Nađene su konstante jake gravitacije za različite klase jakih otona. Stabilne čestice reprezentirane su kao crne rupe a nestabilne kao bijele i sive rupe. U okviru tog pristupa neutrini su Kerr-Newmanovi jaki otoni.