

## НЕИСПАРЯЮЩИЕСЯ ЧЕРНЫЕ ДЫРЫ, ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ, «ТЕМНАЯ» МАТЕРИЯ...

В. П. Незнамов\*

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Предложена «игрушечная» модель элементарных частиц «светлой» и «темной» материи. В основу модели положено предположение о существовании реликтовых неиспаряющихся черных дыр с метриками Шварцшильда, Райсснера–Нордстрема, Керра и Керра–Ньюмена. Определена максимально возможная масса элементарных частиц Стандартной модели. Максимальные массы для фермионов и бозонов близки к планковской массе  $M_{Pl} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г} = 10^{19} \text{ ГэВ}$ . Бозон ЛНС с массой  $\sim 125 \text{ ГэВ}$  в рассматриваемой модели может быть бозоном Хиггса, если он является составной частицей, состоящей из фермионной материи. В рамках предложенной модели обсуждаются возможные причины барионной асимметрии Вселенной и возможные причины мощных гамма-всплесков во Вселенной.

*Ключевые слова:* черные дыры, «светлая» и «темная» материя, Стандартная модель, элементарные частицы, бозон Хиггса, планковская масса.

### Введение

В работах [1–4] установлена возможность существования стационарных связанных состояний дираковских частиц в гравитационных полях Шварцшильда [5–7], Райсснера–Нордстрема [8, 9], Керра [10], Керра–Ньюмена [11].

Выполнение условия причинности Гильберта  $g_{00} > 0$  приводит для этих метрик к отсутствию испарения по Хокингу [12]. «Горизонты событий» полей Шварцшильда и Райсснера–Нордстрема, поверхности внешних и внутренних эргосфер полей Керра и Керра–Ньюмена при квантово-механическом рассмотрении являются бесконечно большими потенциальными барьерами.

В данной работе неиспаряющиеся черные дыры предлагаются для отождествления с элементарными частицами Стандартной модели и носителями «темной» материи. Исключением является бозон Хиггса, для существования которого в рамках предлагаемого подхода необходимо, чтобы он был составной частицей, состоящей из фермионов.

В работе определена максимально возможная масса элементарных частиц Стандартной модели.

В рамках предложенной модели качественно обсуждаются возможные причины барионной асимметрии Вселенной и возможные причины мощных гамма-всплесков, фиксируемых в современной Вселенной.

### 1. Области определения волновых функций дираковских частиц в полях Шварцшильда, Райсснера – Нордстрема, Керра и Керра – Ньюмена

Первоначально введем обозначения: «горизонт событий», гравитационный радиус поля Шварцшильда

$$r_0 = \frac{2GM}{c^2}; \quad (1)$$

«зарядовый радиус» полей Райсснера–Нордстрема и Керра–Ньюмена

$$r_Q = \frac{\sqrt{GQ}}{c^2}; \quad (2)$$

параметр вращения полей Керра и Керра–Ньюмена

\* E-mail: [neznamov@vniief.ru](mailto:neznamov@vniief.ru)

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{J}}{Mc}. \quad (3)$$

В выражениях (1)–(3)  $M$ ,  $Q$ ,  $\mathbf{J}$  – соответственно масса, заряд и угловой момент вращения точечного источника гравитационного и электрического полей;  $G$  – гравитационная постоянная;  $c$  – скорость света.

На рис. 1, *a* приведена область определения волновых функций дираковской частицы для поля Шварцшильда [2]. Цветом обозначена область  $r \leq r_0$ , где из-за условия Гильберта  $g_{00} > 0$  волновые функции равны нулю.

На рис. 1, *a* и последующих рисунках области определения волновых функций приведены в координатах  $(r', \theta)$ , где  $r' = \frac{2r}{r_0}$ ,  $a' = \frac{2a}{r_0}$ ,  $r'_Q = \frac{2r_Q}{r_0}$ .

На рис. 1, *b, c, d* аналогично приведены области определения волновых функций для поля Райсснера–Нордстрема [3] при некоторых значениях  $r_0$  и  $r_Q$ . На рис. 1, *b* цветом обозначена область между внешним ( $r_+$ ) и внутренним ( $r_-$ ) радиуса-

ми «горизонтов событий», где волновые функции равны нулю ( $g_{00} < 0$ ).

В данном случае радиусы ( $r_{\pm}$ ) равны

$$r_{\pm} = \frac{r_0}{2} \pm \sqrt{\frac{r_0^2}{4} - r_Q^2}; \quad r_0^2 > 4r_Q^2. \quad (4)$$

Рис. 1, *c* соответствует случаю экстремального поля Райсснера–Нордстрема, когда

$$r_0 = 2r_Q, \quad r_{\pm} = \frac{r_0}{2}. \quad (5)$$

В этом случае разрешенной областью определения является все пространство  $r \in [0, \infty)$  за исключением окрестности около радиуса единственного «горизонта событий»  $r_{\pm} = \frac{r_0}{2}$ .

Рис. 1, *d* соответствует случаю «голой» сингулярности, когда  $r_0 < 2r_Q$ . В этом случае областью определения волновых функций является вся область  $r \in [0, \infty)$ .

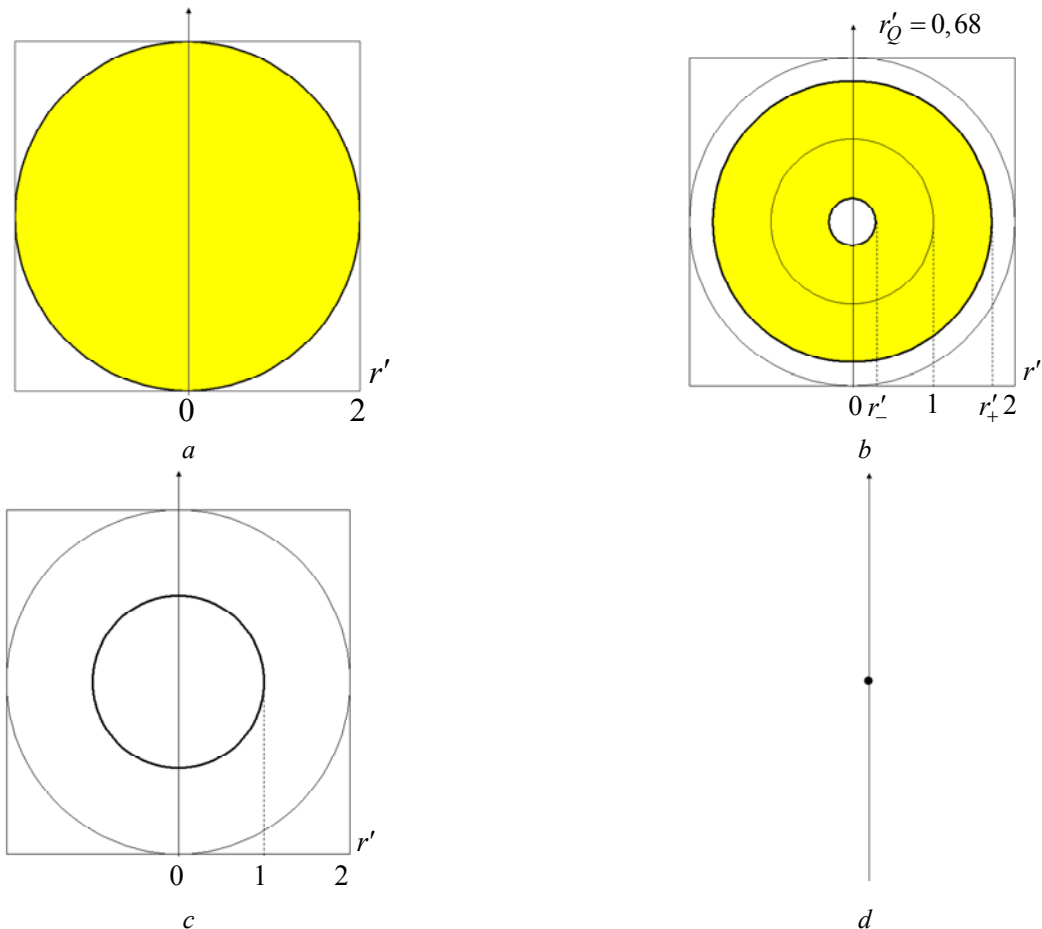


Рис. 1. Области определения волновых функций дираковской частицы: *a* – для поля Шварцшильда; *b, c, d* – для поля Райсснера–Нордстрема

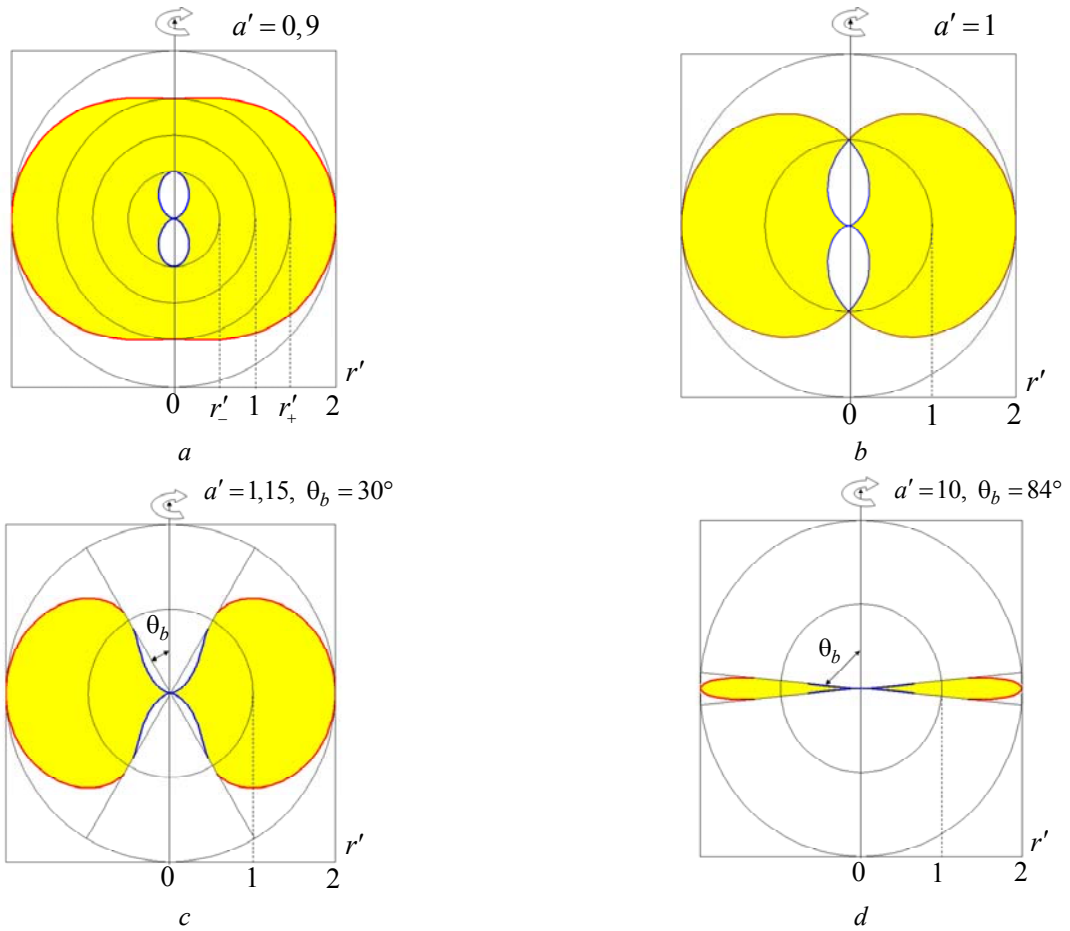


Рис. 2. Области определения волновых функций дираковской частицы для поля Керра

На рис. 2,*a,b,c,d* приведены области определения волновых функций дираковской частицы для поля Керра [4] при некоторых значениях  $r_0$  и  $a$ . Цветом обозначены области между поверхностями внешних и внутренних эргосфер, где волновые функции пробной дираковской частицы равны нулю ( $g_{00} < 0$ ).

Рис. 2,*a* соответствует случаю, когда существуют внешний и внутренний «горизонты событий» с параметрами

$$r_{\pm} = \frac{r_0}{2} \pm \sqrt{\frac{r_0^2}{4} - a^2}; \quad r_0^2 > 4a^2. \quad (6)$$

Рис. 2,*b* соответствует случаю экстремального поля Керра

$$r_0 = 2a, \quad r_{\pm} = \frac{r_0}{2}. \quad (7)$$

Рис. 2,*c,d* соответствуют случаю «голой» сингулярности ( $r_0 < 2a$ ) с разными величинами параметра вращения  $a$ . Для этого случая при  $\theta \leq \theta_b$  ограничения на области определения волновых функций отсутствуют. При  $\theta \geq \theta_b$  в пределе бес-

конечно большого значения  $a$  ограничение области определения волновых функций пробной дираковской частицы сводится к телу вращения вдоль оси  $z$  бесконечно узкой по углу  $\theta$  плоской фигуры рис. 2,*d* вблизи экваториальной плоскости с  $0 \leq r \leq r_0$ .

На рис. 3,*a–e* аналогично приведены области определения волновых функций частиц со спином  $1/2$  для поля Керра–Ньюмена [4] при некоторых значениях  $r_0$ ,  $a$ ,  $r_Q$ .

Рис. 3,*a* соответствует случаю, когда существуют внешний и внутренний «горизонты событий»

$$r_{K-N}^{\pm} = \frac{r_0}{2} \pm \sqrt{\frac{r_0^2}{4} - r_Q^2 - a^2}; \quad r_0^2 > 4(r_Q^2 + a^2). \quad (8)$$

Рис. 3,*b* соответствует экстремальному полю Керра–Ньюмена

$$r_0 = 2\sqrt{r_Q^2 + a^2}, \quad r_{K-N}^{\pm} = \frac{r_0}{2}. \quad (9)$$

Рис. 3,*c,d* соответствуют случаю «голой» сингулярности, когда

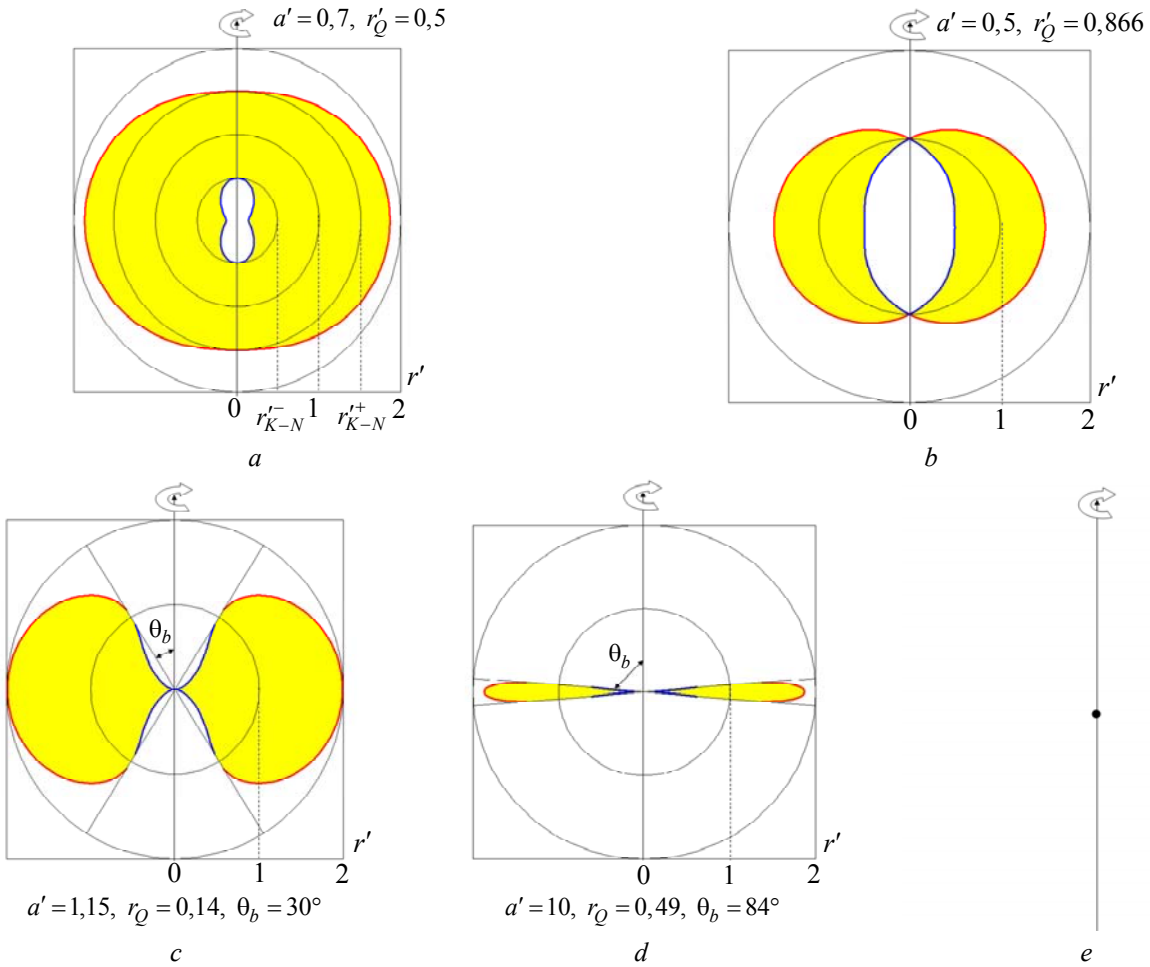


Рис. 3. Области определения волновых функций дираковской частицы со спином 1/2 для поля Керра–Ньюмена

$$\sqrt{r_Q^2 + a^2} > \frac{r_0}{2} > r_Q. \quad (10)$$

Для этого случая при  $\theta \leq \theta_b$  ограничения на области определения волновых функций отсутствуют. При  $\theta \geq \theta_b$  в пределе бесконечно большого значения параметра вращения  $a$  ограничение области определения волновых функций дираковской частицы, как и для поля Керра, сводится к телу вращения вдоль оси  $z$  бесконечно узкой по углу  $\theta$  плоской фигуры рис. 3,*d* вблизи экваториальной плоскости с  $0 \leq r \leq \frac{r_0}{2} + \sqrt{\frac{r_0^2}{4} - r_Q^2}$ .

Случай  $r_Q \geq \frac{r_0}{2}$  соответствует случаю «голой» сингулярности без ограничений области определения волновых функций (см. рис. 3,*e*).

## 2. Элементарные частицы Стандартной модели

Все фермионы Стандартной модели (лептоны и кварки) имеют полуцелый спин

$$S_F = \frac{\hbar}{2}.$$

Все бозоны Стандартной модели (переносчики взаимодействий : 8 глюонов, фотон;  $W^\pm$ ,  $Z^0$  – бозоны) имеют целый спин, равный  $S_B = \hbar$ .

Исключение составляет бозон Хиггса с нулевым спином.

Отождествим массивные частицы Стандартной модели с неиспаряющимися черными дырами.

Заряженным частицам сопоставим черные дыры с «голой» сингулярностью метрики Керра–Ньюмена (см. рис. 3,*e*); незаряженным частицам сопоставим черные дыры с метрикой Керра (см. рис. 2,*d*).

В качестве примера рассмотрим электрон с массой  $m_e$ , зарядом  $-e$ , спином  $S_e = \frac{\hbar}{2}$ . Определим для электрона параметры (1)–(3) с  $M = m_e$ ,

$$Q = -e, \quad J = S_e = \frac{\hbar}{2}.$$

Получаем

$$r_0 = 1,4 \cdot 10^{-55} \text{ см}; \quad r_Q = 1,4 \cdot 10^{-34} \text{ см};$$

$$a = 1,9 \cdot 10^{-11} \text{ см}.$$

Видно, что параметр вращения электрона  $a$  много больше величин  $r_0$  и  $r_Q$ . Неравенства

$$r_0 \ll 2\sqrt{r_Q^2 + a^2} \approx 2a; \quad r_0 \ll 2r_Q \quad (11)$$

выполняются с большим запасом, что соответствует случаю «голой» сингулярности для поля Керра–Ньюмена (см. рис. 3,е).

Неравенства (11) выполняются для всех частиц Стандартной модели за исключением незаряженного бозона Хиггса с нулевым спином.

Ранее в многочисленных работах Картера, Буринского и др. метрика Керра–Ньюмена уже рассматривалась в качестве модели элементарной частицы с ненулевым спином.

Ссылки на эти работы можно найти, например, в [13].

В данной работе эта модель рассматривается в контексте существования неиспаряющихся черных дыр.

Безмассовые калибровочные бозоны: фотон, глюоны – остаются точноподобными объектами Стандартной модели без изменений.

### 3. Максимально возможная масса элементарных частиц Стандартной модели

Спектр масс частиц Стандартной модели чрезвычайно широк. Он простирается от нулевых масс фотона и глюонов до массы  $t$  кварка  $m_t \approx 170$  ГэВ. В литературе периодически обсуждался вопрос, существует ли максимально возможная масса элементарных частиц?

В рамках концепции данной работы легко получить положительный количественный ответ. Действительно, при увеличении массы частицы мы можем достичь предельного значения  $M_{\max}$ , при котором в черных дырах полей Керра и Керра–Ньюмена появляются «горизонты событий». От черных дыр с голой сингулярностью (см. рис. 3,е) мы переходим к черным дырам с ограниченными областями определения волновых функций пробных частиц (см. рис. 2,а,б, рис. 3,а,б).

Максимально возможная масса таких частиц, которую можно считать максимальной массой частиц Стандартной модели, определяется из уравнения

$$r_0 = 2\sqrt{r_Q^2 + a^2}. \quad (12)$$

С учетом выражений (1)–(3) для фермионов со спином 1/2 получаем

$$(M_F)_{\max}^4 - \frac{e^2}{G}(M_F)_{\max}^4 - \frac{\hbar^2 c^2}{4G^2} = 0; \quad (13)$$

$$(M_F)_{\max} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} M_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{2G}} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ г}. \quad (14)$$

Для бозонов со спином 1

$$(M_B)_{\max} \approx M_{Pl} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г}. \quad (15)$$

Равенства (14), (15) показывают, что максимальные массы для фермионов и бозонов близки к планковской массе  $M_{Pl} = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}}$ . Гравитационные

радиусы таких объектов равны  $r_0 \approx 10^{-33}$  см.

Для частиц с «горизонтами событий» и с ограниченными областями определения волновых функций внешних пробных частиц отсутствуют возможности распадов и взаимопревращений. Они могут взаимодействовать друг с другом лишь гравитационным образом\*. При этом взаимодействующие фермионы взаимно не пересекают внешних поверхностей эргосфер полей Керра или Керра–Ньюмена.

Идеи о существовании максимальной массы элементарных частиц неоднократно высказывались ранее. Например, М. А. Марков в 1965 г. [14] высказал гипотезу о существовании верхнего предела для спектра масс элементарных частиц. Этот предел по Маркову равен планковской массе, гипотетическая частица с максимальной массой была названа «максимоном».

В ряде работ (см., например, [15]) В. Г. Кадышевский с сотрудниками развил идеи М. А. Маркова о существовании максимальной массы  $M_{\max}$ . В этих работах существование  $M_{\max}$  понимается как новый фундаментальный принцип Природы, который подобен релятивистским и квантовым постулатам, лежащим в основах квантовой теории поля.

В данной работе максимальная масса естественным образом появляется как результат возникновения «горизонтов событий» у неиспаряющихся черных дыр с метриками Керра и Керра–Ньюмена.

Черные дыры с метриками Шварцшильда, Райсснер–Нордстрема, Керра и Керра–Ньюмена могут существовать и с массами большими  $(M)_{\max}$ .

\* Автор надеется, что это утверждение будет подтверждено в будущей квантовой теории гравитации.

#### 4. Бозон Хиггса

Бозон Хиггса в электрослабой модели является электрически не заряженной скалярной частицей с нулевым спином.

В нашей концепции таким частицам соответствуют черные дыры поля Шварцшильда с «горизонтом событий»  $r_0$  (см. рис. 1,а).

Отсюда сразу следует, что такие объекты не могут распадаться на другие частицы Стандартной модели.

Бозон с массой  $\sim 125$  ГэВ, обнаруженный на ЛНС в 2011–2012 гг., в предлагаемой концепции должен быть частицей, состоящей из фермионов с массами  $M_F \ll (M_F)_{\max}$ .

Такие составные частицы в рассматриваемой модели могут распадаться и соответствовать бозону Хиггса в электрослабой теории. Возможность существования композитного бозона Хиггса, состоящего из фермионной материи, неоднократно предлагалась многими авторами (см., например, [16]).

#### 5. «Темная» материя

Согласно космологической модели  $\Lambda$ CDM частицы «темной» материи являются нерелятивистскими, не испускают и не поглощают свет и взаимодействуют друг с другом и с частицами «светлой» материи в основном гравитационным образом.

В соответствии с моделью данной работы естественными кандидатами в частицы «темной» материи являются черные дыры с «горизонтами» событий (см. рис. 1,а,б,с; рис. 2,а,б; рис. 3,а,б).

Для полей Керра, Керра–Ньюмена массы таких черных дыр должны быть

$$M \geq (M_F)_{\max} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} M_{Pl} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ г.} \quad (16)$$

Для поля Райсснера–Нордстрема массы черных дыр должны быть

$$M \geq (M_B)_{\max} = M_{Pl}. \quad (17)$$

Для поля Шварцшильда массы черных дыр могут быть любой величины, в том числе и быть равными массам гипотетических WIMP частиц, широко используемых в различных сценариях расширения Вселенной в качестве носителей «темной» материи.

#### 6. Качественный набросок происхождения элементарных частиц и «темной» материи

После инфляционной стадии расширения Вселенной в результате квантовых возмущений вакуума начался рост возмущений плотности первичного поля Вселенной.

Возмущения плотности в условиях высоких температур привели в результате гравитационных миниколлапсов к образованию неиспаряющихся черных дыр с ненулевым спином. Эти взаимодействующие черные дыры составили основу материи ранней Вселенной.

Предположим, что с чрезвычайно малой вероятностью ( $\sim 4 \cdot 10^{-10}$ ) образовались также неиспаряющиеся черные дыры шварцшильдовского типа с нулевым спином. С еще меньшей вероятностью возможно образовались черные дыры Райсснера–Нордстрема, Керра и Керра–Ньюмена с «горизонтами событий» и соответственно с массами  $M \geq (M_B)_{\max}$  и  $M \geq (M_F)_{\max}$ .

Тогда после понижения температуры расширяющейся Вселенной, когда образование пар «частица-античастица» прекратилось из-за барионной асимметрии

$$\frac{n_q - n_{\bar{q}}}{n_\gamma} \approx 10^{-10}, \quad (18)$$

реализовался сегодняшний состав материальной части Вселенной (в пренебрежении доли излучения):

- 20 % – «светлая» материя
- 80 % – «темная» материя.

В формуле (18)  $n_q$ ,  $n_{\bar{q}}$ ,  $n_\gamma$  – число частиц, античастиц, фотонов в ранней Вселенной.

Пренебрежимо малая часть «темной» материи в ранней Вселенной из-за своей стабильности стала определяющей в настоящее время.

#### 7. Барионная асимметрия Вселенной

Малое значение барионной асимметрии ( $\sim 10^{-10}$ ) могло возникнуть из-за такого же малого превышения антивещества, реализовавшегося в образовавшихся неиспаряющихся черных дырах Шварцшильда, Райсснера–Нордстрема, Керра и Керра–Ньюмена с внешними и внутренними «горизонтами» событий. Столь малое превышение захваченных дираковских античастиц над части-

цами ( $\sim 10^{-10}(n_q + n_{\bar{q}})$ ) могло быть следствием чисто вероятностных причин.

## 8. Гамма-всплески

Гамма-всплески – это масштабные космические выбросы энергии взрывного характера.

Для некоторых гамма-всплесков выбросы энергии составляют  $\sim 10^{54}$  эрг, что сравнимо с энергией покоя Солнца. Выход энергии происходит в виде коллимированного потока (джета). Гамма-всплески имеют космологическую природу и происходят, согласно наблюдениям, во всей Вселенной.

Несмотря на отклонение от темы данной работы, возможный механизм образования гамма-всплесков идеологически примыкает к ней.

Предположим, что существует вращающаяся черная дыра большой массы  $M$  и с большой гравитационной константой связи

$$\alpha = \frac{GMm}{\hbar c} = 10^{25} \div 10^{29}. \quad (19)$$

В формуле (19)  $m$  – масса пробной частицы.

Пусть угловой момент вращения  $\mathbf{J} = M\mathbf{c}a$  таков, что реализуется область определения волновой функции пробной частицы рис. 2,с; 3,с с достаточно малым углом  $\theta_b$ .

Если вблизи оси вращения такой черной дыры находится тело с массой  $m$ , оно будет захватываться черной дырой с мощными выбросами рентгеновского и  $\gamma$ -излучения вдоль оси вращения.

Если  $M$  и  $m$  состоят из материи (антиматерии), масса черной дыры увеличивается и при малом угле  $\theta_b$  через некоторое время возникают «горизонты событий». Черная дыра с увеличенной массой прекращает взаимодействие с внешним миром: гамма-всплеск исчезает.

Если черная дыра состоит из антиматерии (материи), а масса  $m$  – это материя (антиматерия), то масса черной дыры уменьшается, а угол  $\theta_b$  увеличивается. В этом случае гамма-всплеск будет продолжаться до полного поглощения пробной массы  $m$ .

## Заключение

В работе неиспаряющиеся реликтовые черные дыры [1–4] предложены в качестве элементарных частиц Стандартной модели и носителей «темной» материи.

Электрически заряженным частицам с ненулевым спином соответствуют черные дыры с «голой» сингулярностью метрики Керра–Ньюмена (см. рис. 3,е).

Электрически не заряженным спиновым частицам соответствуют черные дыры метрики Керра при  $r_0 \ll 2a$ .

В нашей модели электрически не заряженному скалярному бозону Хиггса с нулевым спином мы должны были бы сопоставить черные дыры метрики Шварцшильда. В этом случае бозон Хиггса из-за наличия «горизонта событий» не мог бы распадаться на другие частицы.

Однако если бозон Хиггса является составной частицей, состоящей из спиновых черных дыр с метриками Керра–Ньюмена или Керра, то такая частица может распадаться и, возможно, бозон, обнаруженный на ЛНС, является бозоном Хиггса, состоящим из фермионной материи.

В работе определена максимальная масса элементарных частиц Стандартной модели.

Максимальная масса появляется из условия возникновения «горизонтов событий» у спиновых черных дыр с метрикой Керра или Керра–Ньюмена.

Черные дыры с «горизонтами событий» (рис. 2,а,б; 3,а,б) имеют области, где из-за выполнения условия причинности Гильберта  $g_{00} > 0$  волновые функции пробных частиц равны нулю. Такие частицы не могут распадаться и взаимопревращаться; взаимодействие осуществляется в основном гравитационным образом. При этом взаимодействующие фермионы взаимно не пересекают внешних поверхностей эргосфер полей Керра или Керра–Ньюмена.

Максимальная масса частиц Стандартной модели определяется из решения уравнения (13) и приблизительно равна планковской массе:

$$\begin{aligned} & \text{– для фермионов со спином } S_F = \frac{\hbar}{2} (M_F)_{\max} \approx \\ & \approx \frac{1}{\sqrt{2}} M_{Pl} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ г;} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \text{– для бозонов со спином } S_B = \hbar (M_B)_{\max} \approx \\ & \approx M_{Pl} = 2,2 \cdot 10^{-5} \text{ г.} \end{aligned}$$

В качестве носителей «темной» материи в работе предложены реликтовые черные дыры с «горизонтами событий».

Для полей Керра, Керра–Ньюмена массы таких черных дыр должны быть больше  $(M_F)_{\max} \approx \frac{1}{\sqrt{2}} M_{Pl} = 1,6 \cdot 10^{-5} \text{ г.}$  Для поля Райс-

снера–Нордстрема массы черных дыр должны быть больше  $(M_B)_{\max} = M_{Pl}$ . Для поля Шварцшильда массы черных дыр могут быть любой величины, в том числе они могут быть равными массам гипотетических WIMP частиц, широко используемых в различных сценариях расширения Вселенной.

Барионная асимметрия Вселенной кажется объяснимой чисто вероятностными причинами, а именно, малым превышением ( $\sim 10^{-10}$ ) антивещества в образовавшихся реликтовых неиспаряющихся черных дырах Шварцшильда, Райсснера–Нордстрема, Керра и Керра–Ньюмена с внешними и внутренними «горизонтами событий».

Гамма-всплески во Вселенной можно интерпретировать существованием черных дыр с метриками Керра или Керра–Ньюмена большой массы  $M$  и с небольшими углами  $\theta_b$ . Для обеспечения гигантских выбросов энергии вблизи оси вращения черной дыры должна существовать достаточно большая масса  $m$ , поглощаемая черной дырой и обеспечивающая значение гравитационной константы связи  $\alpha \gg 1$ .

Если массы  $M$  и  $m$  являются материей (антиматерией), то после поглощения определенной части массы  $m$  в соответствии с уравнением (13) возникают внешний и внутренний «горизонты событий», что приводит к окончанию основного гамма-всплеска.

Предложенная модель элементарных частиц и «темной» материи может оказаться полезной при исследовании различных аспектов эволюции Вселенной.

Автор благодарит за большую техническую помощь в подготовке работы А. Л. Новоселову и Ю. В. Петрова.

## Список литературы

1. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. arxiv: 1205.4348 (gr-qc).
2. Vronsky M. A., Gorbatenko M. V., Kolesnikov N. S., Popov E. V., Safronov I. I. arxiv: 1301.7595 (gr-qc).
3. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. arxiv: 1302.2557 (gr-qc).
4. Gorbatenko M. V., Neznamov V. P. arxiv: 1303.1127 (gr-qc).
5. Schwarzschild K.. Sitzber. Deut. Akad. Wiss. Berlin, 1916. P. 189–196.
6. Eddington A. S. The mathematical theory of relativity (Cambridge university press, 1924).
7. Логунов А. А., Мествиришвили М. А. Релятивистская теория гравитации. М.: Наука, 1989.
8. Reissner H. // Ann. Phys. 1916. Vol. 50. P. 106.
9. Nordstrom C. // Proc. K. Akad. Wet. Amsterdam. 1918. Vol. 20. P. 1238.
10. Kerr R. P. // Phys. Rev. Lett. 1963. Vol. 11. P. 237.
11. Newman E. T., Couch E., Chinnapared K., Exton A., Prakash A., Torrence R. // J. Math. Phys. 1965. Vol. 6. P. 918.
12. Hawking S. W. // Commun. math. Phys. 1975. Vol. 43. P. 199–220.
13. Burinckii A. arxiv: 1112.0225 (hep-th).
14. Markov M. A., Progr. theor. phys. suppl, commemoration issue for the thirtieth anniversary of meson theory and Dr. H. Yukawa. 1965. P. 85; Sav. Phys. JETP. 1967. Vol. 24. P. 584.
15. Kadyshevsky V. G., Mateev M. D., Rodionov V. N., Sorin A. S. GERN-TH (2007 – 150, arxiv: 0708.4205 (hep-th)).
16. Terazawa H. arxiv:1401.3562 [hep-ph].

Статья поступила в редакцию 07.02.2014