

## ТЕТРАНЕЙТРОНЫ И БОЗОН ХИГГСА В КВАРК-ГЛЮОННОЙ МОДЕЛИ

В.С. Абрамов

Государственное бюджетное учреждение Донецкий физико-технический институт  
им. А.А. Галкина, vsabramov2018@gmail.com

Для описания связей и основных характеристик составных частиц типа тетранейтронов с бозоном Хиггса и полем Хиггса предложена кварк-глюонная модель. Теоретически выполнены оценки положения и ширины основного пика тетранейтронного резонанса, времени жизни тетранейтрона, радиуса ядра (сердцевины) в нуклоне. Показано, что вклад релятивистского нейтрино в процессе классического распада нейтрона может приводить к изменениям космологического красного смещения, эффективного угла поляризации реликтового излучения, появлению тяжелой дырки в составной частице типа пары электрон-дырка.

Ключевые слова: активные фемточастицы, бозон Хиггса и поле Хиггса, кварк-глюонная модель, лептонные пары, составные частицы.

### Введение

Для описания связей и основных характеристик активных объектов с бозоном Хиггса и полем Хиггса во фрактальных системах предложена кварк-глюонная модель [1]. Показано, что длины волн активных наночастиц [2] определяются гравитационными радиусами Шварцшильда легких кварков. Наличие поля Хиггса приводит к возможности образования тяжелых бозонов Хиггса [1]. Теоретически подтверждается возможность распада бозона Хиггса на лептонные пары (типа электрон-электронная дырка, мюон-мюонная дырка) и фотон. Поле Хиггса приводит также к появлению щелей (энергий колебательных мод) в энергетическом спектре активных нанообъектов и фемтообъектов [3, 4]. Показано, что щели, эффективные температуры зависят от состояний антинейтронного поля Хиггса, связанного с барионной плотностью материи [5]. Взаимодействие парных активных объектов через глюоны может приводить к образованию агрегатов с большими длинами волн. При этом возможно появление тетракварков [5]. В [6] приводятся результаты экспериментов по обнаружению составных частиц типа тетранейтронов.

Целью данной работы является описание ряда параметров составных частиц типа тетранейтронов в рамках кварк-глюонной модели.

### Описание тетранейтронного резонанса на основе кварк-глюонной модели

С учетом параметра  $N_{f2} = 1597.602554$  (числа квантов фоновго поля) из [1], энергии покоя нейтрона  $E_n = 946.7027435$  МэВ, числа квантов глюонов  $n_g = 8$  находим энергию тетранейтронного резонанса  $\varepsilon_{nf2}$  на основе выражения

$$n_g E_n = N_{f2} \cdot 2\varepsilon_{nf2}; \quad \varepsilon_{nf2} = 2.370308538 \text{ МэВ.} \quad (1)$$

В [6] наблюдают узкий пик с максимумом при 2.37МэВ и уширенный структурированный стохастический пик с максимумом вблизи 30МэВ. Наша модель позволяет связать положение максимума уширенного пика с импульсом глюона  $P_g = 29.79188196\text{МэВ}$  из [1].

Далее на основе энергии  $2\varepsilon_{nf2}$  и структурных параметров  $S'_{0x}$ ,  $S_{xu}$  из [2] находим энергетические ветви  $\varepsilon_{anx}$ ,  $\varepsilon_{bnx}$  спектров по формулам

$$\varepsilon_{anx} = 2\varepsilon_{nf2} S'_{0x}; \quad \varepsilon_{bnx} = 2\varepsilon_{nf2} S_{xu}. \quad (2)$$

Энергии с индексами  $x = 3, 4$  определяют оптические ветви:  $\varepsilon_{an3} = 2182.858461\text{кэВ}$ ,  $\varepsilon_{an4} = 2531.916174\text{кэВ}$ ;  $\varepsilon_{bn3} = 2148.724629 \text{кэВ}$ ,  $\varepsilon_{bn4} = 2526.992019\text{кэВ}$ . Энергии с индексами  $x = 1, 2$  определяют акустические ветви:  $\varepsilon_{an1} = 187.4500767\text{кэВ}$ ,  $\varepsilon_{an2} = 161.6076361\text{кэВ}$ ;  $\varepsilon_{bn1} = 221.5839086 \text{кэВ}$ ,  $\varepsilon_{bn2} = 156.6834813\text{кэВ}$ . Основная энергия  $\varepsilon_{nf2}$  определяется резонансными переходами между энергетическими уровнями при сохранении условий резонанса

$$\varepsilon_{nf2} = \varepsilon_{an3} + \varepsilon_{an1} = \varepsilon_{an4} - \varepsilon_{an2}; \quad \varepsilon_{nf2} = \varepsilon_{bn3} + \varepsilon_{bn1} = \varepsilon_{bn4} - \varepsilon_{bn2}. \quad (3)$$

Отметим, что переходы между акустическими ветвями спектра с энергиями  $2\varepsilon_{bn1} = 443.1678172\text{кэВ}$  и  $\varepsilon_{bn1} + \varepsilon_{bn2} = 378.2673899\text{кэВ}$  отвечают за систематическую и статистическую ошибки измерений. В эксперименте [6] при определении положения максимума узкого резонансного пика с энергией  $\varepsilon_{nf2}$  наблюдают отклонения энергий  $\pm 0.44\text{МэВ}$  и  $\pm 0.38\text{МэВ}$ , соответственно, которые согласуются с нашими оценками ошибок измерений.

Для получения оценок других характерных параметров активных фемто-объектов используем энергию  $E_{g02} = 5.824953291\text{эВ}$  и параметр  $n'_{zg}$  (учитывающий наличие сверхбезызлучательных состояний в рамках модели Р.Дикке) из [2], параметр  $A_G = 0.960836162\text{фм/эВ}$  из [3 - 5]. Тогда по формулам

$$E_{z02} = E_{g02} / (1 + n'_{zg}); \quad R_{g02} = A_G E_{g02}; \quad R_{z02} = A_G E_{z02} \quad (4)$$

находим энергию  $E_{z02} = 5.227375242\text{эВ}$  и гравитационные радиусы Шварцшильда  $R_{g02} = 5.596825764\text{фм}$ ,  $R_{z02} = 5.022651165\text{фм}$ . С другой стороны, используя эффективный радиус  $r_{gp} = 0.6697484\text{фм}$  из [5] и число активных эффективных квазичастиц  $N = 17.0073101$  из [2], находим оценку радиуса  $R'_{z02} = (N - 2)r_{gp} / 2 = 5.027260092\text{фм}$ . Полученные оценки согласуются с суперрадиусами 5.6фм (модель COSMA) и 5.0фм (эксперимент) [7].

Оценку времени жизни тетранейтрона  $\tau_{na}$  находим по формулам

$$\chi_0 \tau_{4A} = N_a \tau_{na}; \quad \tau_{4A} = (1 + 2\Omega_m - S_{12u}) \tau_{1A}; \quad \tau_{1A} = t_{1A} \ln 2. \quad (5)$$

Здесь число Авагадро  $N_a$ , эффективная восприимчивость  $\chi_0$ , плотность материи  $\Omega_m$ , структурный параметр  $S_{12u}$  из работ [1-5]. Если использовать время

жизни для одного нейтрона  $t_{1A} = 1013$  с, то период полураспада нейтрона по классическому каналу реакции (на протон, электрон и антинейтрино)  $\tau_{1A} = 702.1580938$  с [7]. В системе из четырёх нейтронов эффективное время жизни свободного нейтрона заменяется на  $\tau_{4A} = 890.7585674$  с. Тогда из (5) получим оценку времени жизни тетранейтрона  $\tau_{na} = 3.800848454 \cdot 10^{-22}$  с, которая согласуется с временем  $3.8 \cdot 10^{-22}$  с из эксперимента [6]. В системе из четырёх нейтронов также возможны другие каналы распада нейтрона. Отметим, что радиус ядра (сердцевин)  $\bar{r}_{0\nu}$  распределения электрического заряда в нуклоне (с учетом плотности релятивистского нейтрино  $\bar{\Omega}_{0\nu}$ ) связан с классическим радиусом протона  $r_{0p}$  выражением

$$n_g \bar{r}_{0\nu} = N'_{ra} r_{0p}; \quad N'_{ra} = (1 + \sin \theta_{0\nu}) N_{ra}; \quad \bar{\Omega}_{0\nu} = (\bar{n}_{0\nu})^2; \\ 2\bar{n}_{0\nu} = \Omega_m^* - S_{2u}; \quad \sin \theta_{0\nu} = \bar{n}_{0\nu} (1 - \bar{n}_{0\nu}). \quad (6)$$

Здесь  $N'_{ra} = 1094.802296$ ,  $\bar{n}_{0\nu} = 0.054339679$ ,  $\bar{\Omega}_{0\nu} = 0.002952801$ ,  $r_{0p} = 1.534698568$  ам; численные значения реликтовых фотонов  $N_{ra}$ , параметров  $\Omega_m^*$ ,  $S_{2u}$  приведены в работах [1-5]. На основе (6) находим оценки  $\sin \theta_{0\nu} = 0.051386878$ , радиуса ядра  $\bar{r}_{0\nu} = 210.0239394$  ам, который близок к оценке 210 ам из [7]. Двойной угол  $2\theta_{0\nu} = 5.891097122^\circ$  близок к мюонному углу  $\varphi_{\mu g} = 5.901862921^\circ$ . Полученные оценки согласуются с оценками из [3 - 5]. Это указывает на необходимость теоретического исследования других каналов распада.

Для получения оценки ширины  $\varepsilon_{\tau f 2}^*$  основного резонансного пика с энергией  $\varepsilon_{nf 2}$  из (1) рассмотрим случайную величину  $\hat{\xi}_{0\nu}$  с двумя возможными значениями  $\xi_{0\nu}$ ,  $\xi'_{0\nu}$ , которым соответствуют вероятности  $\bar{P}_{0\nu}$ ,  $\bar{P}'_{0\nu}$ . Тогда математическое ожидание  $M(\hat{\xi}_{0\nu})$ , дисперсия  $D(\hat{\xi}_{0\nu})$ , среднее квадратическое отклонение  $\sigma(\hat{\xi}_{0\nu})$  определяем по формулам

$$M(\hat{\xi}_{0\nu}) = \bar{P}_{0\nu} \xi_{0\nu} + \bar{P}'_{0\nu} \xi'_{0\nu} = 1; \quad D(\hat{\xi}_{0\nu}) = (\xi'_{0\nu} - \xi_{0\nu})^2 \bar{P}_{0\nu} \bar{P}'_{0\nu}; \quad \sigma(\hat{\xi}_{0\nu}) = D^{1/2}(\hat{\xi}_{0\nu}); \\ \bar{P}_{0\nu} = 2 / (2 + \bar{\Omega}_{0\nu}); \quad \bar{P}'_{0\nu} = \bar{\Omega}_{0\nu} / (2 + \bar{\Omega}_{0\nu}); \quad \bar{P}_{0\nu} + \bar{P}'_{0\nu} = 1. \quad (7)$$

Здесь  $\bar{P}_{0\nu} = 0.998525776$ ,  $\bar{P}'_{0\nu} = 0.001474224$ . С учетом (6) возможное значение  $\xi_{0\nu}$ , числа квантов  $N_{rb}$  и  $z_{rb}$  находим по формулам

$$\xi_{0\nu} = z'_{A2} / N'_{ra} = z'_{A2} r_{0p} / n_g \bar{r}_{0\nu}; \quad N'_{ra} = \bar{P}_{0\nu} N_{rb}; \quad z_{rb} = N_{rb} - z'_{A2}. \quad (8)$$

Здесь параметр (обычное красное смещение)  $z'_{A2} = 1034.109294$  из [8]. На основе (8) находим численные значения  $\xi_{0\nu} = 0.944562592$ ,  $N_{rb} = 1096.429981$ ,

$z_{rb} = 62.320687$ . На основе чисел квантов  $N_{rb}$ ,  $z_{rb}$  и  $z'_{A2}$  вводим функции плотностей распределения Ферми типа  $f_{rb}$ ,  $f'_{rb}$  по формулам

$$f_{rb} = z'_{A2} / N_{rb}; \quad f'_{rb} = z_{rb} / N_{rb} = \bar{P}'_{0\nu} \xi'_{0\nu}; \quad f_{rb} + f'_{rb} = 1. \quad (9)$$

Отсюда находим  $f_{rb} = 0.943170095$ ,  $f'_{rb} = 0.056829905$ , второе возможное значение  $\xi'_{0\nu} = 38.54902986$  случайной величины  $\hat{\xi}'_{0\nu}$ . Тогда на основе (7) находим  $\xi'_{0\nu} - \xi_{0\nu} = 37.60446727$ ,  $\sigma(\hat{\xi}'_{0\nu}) = 1.442782328$ . Функция  $f'_{rb}$  позволяет далее ввести параметры  $u_{\tau f 2}$ ,  $v_{\tau f 2}$  (аналоги  $u$ - $v$  преобразования в теории сверхпроводимости)

$$u_{\tau f 2}^2 = 0.5 + (f'_{rb})^{1/2}; \quad v_{\tau f 2}^2 = 0.5 - (f'_{rb})^{1/2}; \quad u_{\tau f 2}^2 + v_{\tau f 2}^2 = 1. \quad (10)$$

С учетом (10) далее находим искомые энергии  $\varepsilon_{\tau f 2}^*$ ,  $\varepsilon'_{\tau f 2}$  для описания ширины основного резонансного пика

$$\varepsilon_{\tau f 2}^* = u_{\tau f 2}^2 \varepsilon_{nf 2}; \quad \varepsilon'_{\tau f 2} = v_{\tau f 2}^2 \varepsilon_{nf 2}; \quad \varepsilon_{\tau f 2}^* + \varepsilon'_{\tau f 2} = \varepsilon_{nf 2}. \quad (11)$$

Численные значения  $\varepsilon_{\tau f 2}^* = 1.750212683 \text{ МэВ}$ ,  $\varepsilon'_{\tau f 2} = 620.0958549 \text{ кэВ}$  согласуются с данными из эксперимента [6].

По аналогии с (2) на основе энергии  $\varepsilon'_{\tau f 2}$  запишем релаксационный спектр  $\varepsilon'_{b\tau x} = \varepsilon'_{\tau f 2} S_{xu}$ , для которого выполняются резонансные условия типа

$$0.5 \varepsilon'_{\tau f 2} = \varepsilon'_{b\tau 3} + \varepsilon'_{b\tau 1} = \varepsilon'_{b\tau 4} - \varepsilon'_{b\tau 2}. \quad (12)$$

Энергии оптических ( $\varepsilon'_{b\tau 4} = 330.6652309 \text{ кэВ}$ ,  $\varepsilon'_{b\tau 3} = 281.1676967 \text{ кэВ}$ ) и акустических ( $\varepsilon'_{b\tau 1} = 28.99498445 \text{ кэВ}$ ,  $\varepsilon'_{b\tau 2} = 20.50254972 \text{ кэВ}$ ) ветвей релаксационного спектра позволяют выполнить оценку систематической ( $\delta\varepsilon_\tau$ ) и статистической ( $\delta\varepsilon'_\tau$ ) ошибок измерений при определении ширины наблюдаемого резонанса

$$\delta\varepsilon_\tau = \varepsilon'_{b\tau 3} + \varepsilon'_{b\tau 2} = \varepsilon'_{b\tau 4} - \varepsilon'_{b\tau 1}; \quad \delta\varepsilon'_\tau = \varepsilon'_{b\tau 3} - 2\varepsilon'_{b\tau 1}. \quad (13)$$

Численные значения  $\delta\varepsilon_\tau = 301.6702464 \text{ кэВ}$  и  $\delta\varepsilon'_\tau = 223.1777278 \text{ кэВ}$  согласуются с данными из эксперимента [6], соответственно,  $\pm 0.30 \text{ МэВ}$  и  $\pm 0.22 \text{ МэВ}$ .

Отметим, что параметр  $z_{rb}$  из (8), (9) учитывает вклад от плотности релятивистского нейтрино  $\bar{\Omega}_{0\nu}$  из (6), (7), что приводит к изменению космологического красного смещения  $z'_\mu = 7.18418108$  на эффективное космологическое красное смещение  $z'_{\mu b} = 6.957429673$  и допускает представления вида

$$z_{rb} = z'_{\mu b} (z'_{\mu b} + 2); \quad a_{0b}^2 = a_m^2 + z_{rb} / 4; \quad J_{mb} / J(0) = (a_{0b} + a_m)(a_{0b} - a_m + 1). \quad (14)$$

Здесь параметры  $a_{0b} = 32.39891149$ ,  $a_m^2 = z'_{A2}$  описывают состояния источника излучения с  $J_{mb} / J(0) = 80.13665285$ , где максимальная  $J_{mb}$  и начальная  $J(0)$  интенсивности излучения в рамках модели сверхизлучения Р.Дикке [8].

На основе функций  $f_{rb}$ ,  $f'_{rb}$  из (9) и температуры  $T'_A = 2635.582153 \text{ мкК}$  из [8] находим связи характерных температур  $T_{rb}$ ,  $T'_{rb}$  с температурой реликто-

вого излучения  $T_r = 2.72548\text{К}$  по формулам

$$T'_A = T_r / z'_{A2}; \quad T_{rb} = f_{rb} T'_A; \quad T'_{rb} = f'_{rb} T'_A; \quad T_{rb} + T'_{rb} = T'_A. \quad (15)$$

Температуры  $T_{rb} = 2485.776609\text{мкК}$ ,  $T'_{rb} = 149.8055442\text{мкК}$ . С другой стороны, параметр  $(f'_{rb})^{1/2}$  из (10) допускает представление через угол Кабибо  $\theta_W$  [1, 9] и учитывает изменения угла поляризации излучения  $\varphi_{0g} = 0.409715696^\circ$  [5] на эффективный угол поляризации  $\varphi'_{0g} = 0.412156677^\circ$  по формулам

$$(f'_{rb})^{1/2} = \sin^2 \theta_W + \sin \varphi'_{0g}; \quad (E_e + E'_{eh}) / E_{H0} = f_{gA} \sin^2 \varphi'_{0g}. \quad (16)$$

С учетом  $\sin^2 \theta_W = 0.231196808$  находим  $\sin \varphi'_{0g} = 0.007193429$ . Используя энергии покоя для электрона  $E_e = 0.51099907\text{МэВ}$ , бозона Хиггса  $E_{H0} = 125.03238\text{ГэВ}$ , функцию распределения  $f_{gA} = 0.159850895$  из [5] находим энергию эффективной тяжелой дырки  $E'_{eh} = 0.523212741\text{МэВ}$ , которая входит в состав пары электрон-дырка с энергией  $E_e + E'_{eh} = 2\varepsilon_0$ , где  $\varepsilon_0 = 0.517105906\text{МэВ}$ . Далее на основе энергии тяжелой ( $E'_{eh} > E_e$ ) дырки, плотности релятивистского нейтрино  $\bar{\Omega}_{0\nu}$  и параметра  $\xi_{gS}$  по формулам

$$(E'_{eh} - E_e)^2 = \bar{\Omega}_{0\nu} 4(\Delta'_{eh})^2; \quad (\Delta'_{eh})^2 S_{012} = n_g \Delta_{\xi\varepsilon}^2; \quad \xi_{gS} = S_{012} / n_g \quad (17)$$

находим энергетические щели  $\Delta'_{eh} = 112.3826146\text{кэВ}$ ,  $\Delta_{\xi\varepsilon} = 2.933616794\text{кэВ}$ . Здесь основной параметр  $\xi_{gS} = 0.00068141$  из нашей кварк-глюонной модели [1] связан со структурным параметром  $S_{012}$  и числом квантов глюонов  $n_g$ . Тогда для энергетического спектра новых элементарных возбуждений составных частиц (типа суперпозиции электрона и дырки) характерно появление двух расщепленных ветвей энергий  $\varepsilon_{1\xi} = 523.8808265\text{кэВ}$ ,  $\varepsilon_{2\xi} = 510.3309855\text{кэВ}$ , которые определяются по формулам

$$\varepsilon_{1\xi} = \varepsilon_0 + \Delta_{\gamma\xi}; \quad \varepsilon_{2\xi} = \varepsilon_0 - \Delta_{\gamma\xi}; \quad 4\Delta_{\gamma\xi}^2 = (E'_{eh} - E_e)^2 + 4\Delta_{\xi\varepsilon}^2. \quad (18)$$

Здесь  $\Delta_{\gamma\xi} = 6.774920466\text{кэВ}$ . Такие составные частицы и антинейтрино появляются в процессе классического распада нейтрона [5].

### Выводы

Показано, что энергия тетранейтронного резонанса в системе из четырех нейтронов связана с числом квантов фононного поля, глюонов, энергией покоя нейтрона. Ширина резонансного пика определяется релаксационным энергетическим спектром.

Процессы распада и слияния в системе из четырех нейтронов могут сопровождаться появлением релятивистского нейтрино. Учет вклада от плотности релятивистского нейтрино приводит к появлению эффективного космологического красного смещения, эффективного угла поляризации реликтового излучения, эффективной тяжелой дырки и пары электрон-дырка. Оценки основ-

ных характеристик составных частиц типа тетранейтронов в рамках кварк-глюонной модели согласуются с экспериментом [5]. При этом возникает задача создания, перевода таких составных частиц из начального состояния в резонансное состояние, что требует дальнейших теоретических исследований.

#### Литература

1. Абрамов В.С. Активные наночастицы, агрегаты и бозон Хиггса в кварк-глюонной модели / В.С. Абрамов // Вестник Донецкого национального университета. Сер. А: Естественные науки. – 2022. – № 1 – С. 66-79.
2. Abramov V.S. Active Nanoobjects, Neutrino and Higgs Boson in a Fractal Models of the Universe / V.S. Abramov // С.Н. Skiadas, Y. Dimotikalis (eds.), 12th Chaotic Modeling and Simulation International Conference, Springer Proceedings in Complexity. – Springer Nature Switzerland AG, 2020. – P. 1-14.
3. Abramov V.S. Active Femto- and Nano-Objects in Relation to the Solar and Interstellar Winds in Anisotropic Models / V.S. Abramov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2020. – No 84(12). – P. 1505-1510.
4. Абрамов В.С. Черные дыры, релятивистские джеты, корональные дыры на Солнце, активные микрообъекты во фрактальных моделях // Вестник Донецкого национального университета. Сер. А: Естественные науки. – 2021. – № 3 – с. 16-29.
5. Абрамов В.С. Активные объекты, асимметрия материи, черные дыры и бозон Хиггса во фрактальных системах / В.С. Абрамов // Известия РАН. Сер. Физическая. – 2022. – № 86(7). – С. 1047-1053.
6. Duer M. Observation of a correlated free four-neutron system / M. Duer, T. Aumann, R. Gernhäuser et al. // Nature. – 2022. – V. 606. – P. 678-682.
7. Вонсовский С.В. Магнетизм микрочастиц / С.В. Вонсовский. – Москва: Наука, 1973. – 280 с.
8. Абрамов В.С. Анизотропная модель и переходные сигналы от бинарных космологических объектов: черных дыр, нейтронных звезд // Вестник Донецк. ун-та. Сер. А. – 2018. – № 1. – С. 55-68.
9. Вайнберг С. Квантовая теория поля. Т. 2. Современные приложения / С. Вайнберг. – Москва, Физматлит, 2015. – 528 с.

## TETRANEUTRONS AND THE HIGGS BOSON IN THE QUARK-GLUON MODEL

V.S. Abramov

Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin

A quark-gluon model is proposed to describe the relationships and main characteristics of composite particles of the tetra-neutron type with the Higgs boson and the Higgs field. The position and width of the main peak of the tetra-neutron resonance, the lifetime of the tetra-neutron, and the radius of the core in the nucleon are theoretically estimated. It is shown that the contribution of the relativistic neutrino in the process of classical neutron decay can lead to changes in the cosmological redshift, the effective polarization angle of the cosmic microwave background radiation, and the appearance of a heavy hole in a compound particle such as an electron-hole pair.

Keywords: active femtoparticles, Higgs boson and Higgs field, quark-gluon model, lepton pairs, compound particles.