

УДК 629.7

DOI: 10.17223/00213411/62/10/187

У.Н. ЗАКИРОВ

О РЕШЕНИИ ШВАРЦШИЛЬДА С УЧЕТОМ МОДЕЛИ ТЕМНОЙ ЭНЕРГИИ *

На основе общей теории относительности предложено решение сферически-симметричного поля с учетом модели темной энергии; рассмотрена внешняя и внутренняя задача. Для частицы в поле коллапсара на основе полученного решения, а также решения предельного поля Керра найден радиус круговых орбит тоже с учетом модели темной энергии.

Ключевые слова: темная энергия, общая теория относительности, пространство-время Минковского, кривизна поля римановой геометрии, потенциальная энергия.

Введение

В отличие от метрики Вайдья [1] и Флоридеса [2, 3], на основе общей теории относительности А. Эйнштейна рассмотрим сферически-симметричное решение Шварцшильда с учетом изменяющейся модели темной энергии [4, 5].

Наша задача заключалась в теоретическом учете представлений в модели изменяющейся темной энергии функционала $W(t)$. Задача сходна с записью уравнений ОТО с учетом электромагнитных сил, основанных на уравнениях Максвелла и Дирака. Рассмотрено важное с астрофизической точки зрения решение Керра (основы теории черной дыры) с аксиоматической гипотезой учета в ней темной энергии.

1. О решении Шварцшильда с учетом модели темной энергии

Запишем квадрат интервала в пространстве-времени Минковского в сферических координатах в виде

$$ds^2 = (e^{v(r,t)} - W(t)) c^2 dt^2 - e^{\lambda(r,t)} dr^2 - r^2 d\Omega^2. \quad (1)$$

Здесь $(e^{v(r,t)}, W(t))$ – коэффициенты стандартного времени; $W(t)$ – функционал, зависящий от модели темной энергии и обоснованной в работах [4–6].

Определим, учитывая (1), тензор кривизны в римановой геометрии:

$$R_{\nu\beta} = \Gamma_{\beta\nu,\lambda}^\lambda - \Gamma_{\beta\lambda,\nu}^\lambda + \Gamma_{\beta\nu}^\sigma \Gamma_{\sigma\lambda}^\lambda - \Gamma_{\beta\lambda}^\sigma \Gamma_{\sigma\nu}^\lambda. \quad (2)$$

Для $\nu = 0, \beta = 0$:

$$R_{00} = e^{v-\lambda} \{ (d(dv/dr)/dr)/2 + (dv/dr)^2/4 + (dv/dr)/r \} + (d\lambda/dt) [(d\lambda/dt)e^v + dW/dt] / 4(e^v - W) - (d(d\lambda/dt)/dt)/2 - (d\lambda/dt)^2/4 = 0. \quad (3)$$

Для $\nu = 1, \beta = 1$:

$$R_{11} = (e^v/2(e^v - W)) \{ -(d(dv/dr)/dr)/2 - (dv/dr)^2/2 - (dv/dr)^2 e^v / (e^v - W) + (dv/dr)(d\lambda/dr)/2 \} + (e^v/2(e^v + W)) \{ (d(d\lambda/dt)/dt) + (d\lambda/dt)^2/2 - (d\lambda/dt)((dv/dt)e^v + (dW/dt))/2(e^v - W) \} + (d\lambda/dr)/r = 0. \quad (4)$$

Для $\nu = 2, \beta = 2$:

$$R_{22} = e^{-\lambda} (-1 + r(d\lambda/dr)/2 - r(dv/dr)e^v/2(e^v - W)) + 1 = 0. \quad (5)$$

Для $\nu = 0, \beta = 1$:

$$R_{01} = (d\lambda/dt)/r = 0, \quad (6)$$

(совпадающее с теоремой Биркхофа о сферически-симметричном решении).

Тогда имеем

$$R_{00} = e^{v-\lambda} \{ (d(dv/dr)/dr)/2 + (dv/dr)^2/4 + (dv/dr)/r \} = 0; \quad (7)$$

$$R_{11} = (e^v/2(e^v - W)) \{ -(d(dv/dr)/dr)/2 - (dv/dr)^2/2 - (dv/dr)^2 e^v / (e^v - W) + (dv/dr)(d\lambda/dr)/2 \} + (e^v/2(e^v + W)) \{ (d(d\lambda/dt)/dt) + (d\lambda/dt)^2/2 - (d\lambda/dt)((dv/dt)e^v + (dW/dt))/2(e^v - W) \} + (d\lambda/dr)/r = 0.$$

* Работа выполнена за счет средств субсидии 3.6714.20178.9, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения госзадания в сфере научной деятельности.

Уважаемые читатели!

Доступ к полнотекстовой версии журнала
«Известия высших учебных заведений. Физика»
осуществляется на платформе
Научной электронной библиотеки eLIBRARY.RU
на платной основе:

<https://elibrary.ru/contents.asp?titleid=7725>