МОДЕЛЬ ИДЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ В ПРИМЕНЕНИИ К ОПИСАНИЮ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

А. А. Потапов, Г. Р. Нигматуллина

*Стерлитамакский филиал Башкирского государственного
университета*

В статье приведено описание темной материи с помощью модели идеальной жидкости.

THE MODEL OF PERFECT LIQUID AS APPLIED TO THE DESCRIPTION OF SOME PARAMETERS OF DARK MATTER

A. A. Potapov, G. R. Nigmatullina

Sterlitamak branch of Bashkir State University

The article describes the dark matter using the ideal fluid model.

Темную материю можно математически описать с помощью модели идеальной жидкости. Далее предполагается, что единственным источником гравитации является сферически распределенная темная материя.

В общем случае статическое сферически-симметричное пространство-время описывается метрикой вида

$$ds^2 = -\exp^{v(r)} dt^2 + \exp^{\lambda(r)} dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2), \quad (1)$$

где $v(r)$ и $\lambda(r)$ — метрические потенциалы. Для идеальной жидкости тензор энергии-импульса T_{β}^{α} задается как $T_t^t = \rho(r)$, $T_r^r = T_{\theta}^{\theta} = T_{\varphi}^{\varphi} = p(r)$, где $\rho(r)$ есть плотность энергии, а $p(r)$ — изотропное давление. Точное решение полевых уравнений с учетом данных кривых вращения имеет вид

$$\exp^{v(r)} = B_0 r^l, \exp^{-\lambda(r)} = \frac{c}{a} + \frac{D}{r^a}, a = -\frac{4(1+l)-l^2}{2+l},$$

$$c = -\frac{4}{2+l}, l = -\frac{2v_c^2}{c_0^2}, \quad (2)$$

где $B_0 > 0$, D есть постоянные интегрирования, а v_c — круговая скорость пробных частиц, в качестве которых рассматриваются атомы нейтрального водорода, вращающиеся по круговым орбитам. Точные значения плотности энергии и давления определяются из уравнений

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{l(4-l)}{4+4l-l^2} r^{-2} - \frac{D(6-l)(1+l)}{2+l} r^{\frac{l(2-l)}{2+l}} \right], \quad (3)$$

$$p(r) = \frac{1}{8\pi} \left[\frac{l^2}{4+4l-l^2} r^{-2} + D(1+l) r^{\frac{l(2-l)}{2+l}} \right]. \quad (4)$$

Свободно подбираемый параметр D имеет размерность длины в степени минус два и является довольно чувствительным. Так как вещество в гало не является экзотическим и обуславливает притяжение, а значит, параметр $\omega(r) = \frac{p(r)}{\rho(r)} \geq 0$ во всей области гало.

Нетрудно заметить, что интегрируемая величина, получаемая из (3) (введем для нее обозначение $M_0 = 4\pi \int_0^r \rho(r) r^2 dr$), идентична ньютоновской массе M_N . В определенном смысле можно считать M_N постньютоновской репликой M_0 , так как $\rho(r)$ выражается в производных постньютоновской массы. Возникает вопрос: какая величина, полученная из точного решения, явным образом отличается от своей постньютоновской реплики? Одной из таких величин является полная масса, заключенная внутри радиуса r , определяемая из (3) и (4):

$$M_{total}(r) = 4\pi \int_0^r (\rho + 3p) r^2 dr = \frac{l(2+l)r}{4+4l-l^2} + \frac{2D}{l-6} r^{\frac{4+4l-l^2}{2+l}} = \quad (5)$$

$$= \frac{lr}{2} + \frac{Dlr^3}{3} - \frac{l^2r}{4} + O(l^2). \quad (6)$$

Теоретически предсказанные и практически наблюдаемые массы в принципе могут быть различны в зависимости от произвольного значения D , даже если оно нулевое. Таким образом, мы приходим к необходимости дополнительного определения некоторых постньютоновских параметров. Эта задача может быть решена при помощи формализма Фабера—Виссера.