

Составляются уравнения для случаев дальнего действия и ближнего действия бессилового, безмассового и безэнергетического описания центрального взаимодействия тел, включая взаимодействие на астрономических расстояниях

A. G. Shtern, P. G. Shtern

Pure Mechanics

Are made the equations for cases of a long-range action and a short-range action of the non-power, massless and non-energy description of the central interaction of bodies, including interaction at astronomical distances.

Исходя из представления об объективности соотношений явления, выражающейся в их независимости от способа и средств его наблюдения, а так же каких-либо систем отсчёта не имеющих отношения к наблюдению, обратим внимание, что при «дальнем действии» время служит средством сравнения происходящего в явлении с объектом не участвующим в явлении. Иначе, посторонним объектом, Постараемся перейти к сопоставлению изменений, составляющих явление, с неким изменением из их же числа. То есть, перейти к наблюдаемому постоянно возрастающему соотношению явления по направлению возрастания или убывания какового соотношения могут быть расположены прочие соотношения присущие этому явлению.

Для чего запишем систему уравнений работы [1] в виде:

$$\ddot{T} - T \cdot \dot{\theta}^2 = -\frac{1}{T^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0). \quad (1)$$

$$T^2 \cdot \dot{\theta} = \text{const}. \quad (2)$$

Подставим $\dot{\theta} = \frac{\text{const.}}{T^2}$ в первое уравнение и получим: $\ddot{T} = \frac{\text{const.}^2}{T^3} - \frac{1}{T^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0)$. (3)

Преобразуем: $\ddot{T} = \frac{d}{dt} \left(\frac{dT}{dt} \right) = \frac{d}{d\theta} \left(\frac{dT}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} \right) = \frac{d}{d\theta} \left(\frac{dT}{d\theta} \cdot \frac{d\theta}{dt} \right) \cdot \frac{d\theta}{dt} = \left(\frac{d^2T}{d\theta^2} \cdot \frac{d\theta}{dt} + \frac{dT}{d\theta} \cdot \frac{d^2\theta}{d\theta dt} \right) \cdot \frac{d\theta}{dt} = \frac{d^2T}{d\theta^2} \cdot \dot{\theta}^2$, так как $\frac{d^2\theta}{d\theta dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{d\theta}{d\theta} \right) = 0$.

Получим: $\frac{d^2T}{d\theta^2} \cdot \dot{\theta}^2 = T \cdot \dot{\theta}^2 - \frac{1}{T^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0)$ или $\frac{d^2T}{d\theta^2} = T - \frac{1}{T^2 \cdot \dot{\theta}^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0)$, и используя, что

$$T^2 \cdot \dot{\theta} = \text{const.}, \quad \frac{d^2T}{d\theta^2} = T - T^2 \cdot \frac{(q_2^0 + q_1^0)}{\text{const.}^2}, \quad \text{а, введя } K = \frac{(q_2^0 + q_1^0)}{\text{const.}^2}, \quad \frac{d^2T}{d\theta^2} = T - T^2 \cdot K. \quad \text{В}$$

окончательном виде удобнее записать $T'' + K \cdot T^2 - T = 0$.

Эта запись для «дальнего действия». При «ближнем действии» левая «кинематическая» часть уравнений (1) и (2) будет иметь одно время t (отвечающее моментальному соотношению величин, входящих в уравнения), а правая часть уравнения (1) другое «релятивистское» время t' (отвечающее тому же моментальному соотношению величин, входящих в уравнения). Воспользуемся заимствованным из работы [2, стр. 53] выражением

$$t' = \Gamma \left(t - \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{V}}{c^2} \right), \quad \text{где } \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}} \text{ и, в свою очередь, } \mathbf{r} \cdot \mathbf{V} \text{ скалярное произведение мгновенных}$$

значений расстояния между телами и относительной скорости тел по отношению друг к другу, а C скорость света. Принимая во внимание, что в использованных выше обозначениях заимствованное выражение примет вид:

$$t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \dot{T}^2}} \cdot (t - T \cdot \dot{T}), \quad \text{или } t' = \frac{1}{\sqrt{1 - \dot{T}^2}} \cdot \left[t - \frac{d}{dt} \left(\frac{T^2}{2} \right) \right].$$

Сведя полученные выражения к одному уравнению, для дальнего действия получим:

$$\frac{d^2}{dt^2} T(t) + \frac{1}{\left[T \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - \left\{ \frac{d}{dt} [T(t)]\right\}^2}} \cdot \left[t - \frac{d}{dt} \left(\frac{[T(t)]^2}{2} \right) \right] \right\} \right]^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0) - \frac{\text{const.}^2}{[T(t)]^3} = 0.$$

Примечательно, что при $\dot{T} \rightarrow 0$, может иметь место не пренебрежимое $\frac{d}{dt} \left(\frac{T^2}{2} \right)$, иначе, имеет место соответствующий рост T такой, что $T \cdot \dot{T}$ не становится ничтожно малым, т.е. медленно движущиеся тела взаимодействуют на астрономическом расстоянии согласно

$$\frac{d^2}{dt^2} T(t) + \frac{1}{\left\{ T \left[t - \frac{d}{dt} \left(\frac{[T(t)]^2}{2} \right) \right] \right\}^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0) - \frac{\text{const.}^2}{[T(t)]^3} = 0.$$

При стремлении T к бесконечности третий член левой части уравнения становится пренебрежимым, уравнение приобретает вид:

$$\frac{d^2}{dt^2} T(t) + \frac{1}{\left\{ T \left[t - \frac{d}{dt} \left(\frac{[T(t)]^2}{2} \right) \right] \right\}^2} \cdot (q_2^0 + q_1^0) = 0.$$

А в целом очевидно, что при «дальнодействии» время играет роль «внешней» шкалы отсчёта не взаимодействующей с наблюдаемыми величинами явления и потому исключается из модели, а вот при «близкодействии» время становится внутренним, входящим в соотношения между частями явления и потому неисключимым из модели, т.е. «собственным», хотя и измеримым с помощью любой «внешней» шкалы.

Библиографический список

1. А.Г. Штерн, П.Г. Штерн Построение математической модели физического явления без введения ненаблюдаемых непосредственно величин [Текст] /Ярославский педагогический вестник – 2012 – №1 – Том III (Естественные науки)
2. Уваров В.А. Специальная теория относительности [Текст] / Изд-во «Наука», Главн. ред. Физ.- мат. лит., 1969г., 304 с.