3.1.3. Сбалансированные вакуумные уравнения Эйнштейна

В зеленой Алсигне [9] было показано, что если участок $\lambda_{m\div n}$-вакуумной протяженности описывается интервалом

$$ds^2 = g_{ij}dx^i\, dx^j, \qquad (3.1.28)$$

то в рамках третьего приближения теории «упругого» вакуума в этой области естественной протяженности возникают 4-напряжения T_{ij}, которые определяются на основании тождества {см. (2.1.73) в [9]}

$$\nabla_i\,(R_{ij} - \tfrac{1}{2}\, g_{ij}\, R) \equiv \nabla_i\, T_{ij} = 0, \qquad (3.1.29)$$

где ∇_i – оператор ковариантной производной.

Из этого тождества следует обобщенное уравнение Эйнштейна - Гильберта

$$R_{ij} - \tfrac{1}{2} g_{ij} R = T_{ij}\,, \qquad (3.1.30)$$

где

$$R = g^{ij}R_{ij} \qquad (3.1.31)$$

– скалярная кривизна,

$$R_{ij} = \partial\Gamma^{\,l}{}_{ik}/\partial x^l - \partial\Gamma^{\,l}{}_{il}/\partial x^k + \Gamma^{\,l}{}_{ik}\,\Gamma^{\,m}{}_{lm} - \Gamma^{\,m}{}_{il}\,\Gamma^{\,l}{}_{km} \qquad (3.1.32)$$

– тензор Риччи, где, в свою очередь,

$$\Gamma^{\lambda}_{ik} = \frac{1}{2} g^{\lambda\mu}\left(\frac{\partial g_{\mu k}}{\partial x^i} + \frac{\partial g_{i\mu}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{ik}}{\partial x^\mu}\right) \qquad (3.1.33)$$

– символы Кристоффеля {см. (1.8.10) в [8]}.

Позднее Эйнштейн обнаружил, что и

$$\nabla_i\,(R_{ij} - \tfrac{1}{2} g_{ij}R + \Lambda_0 g_{ij}) = \nabla_i\, T_{ij}^{\,*} = 0, \qquad (3.1.34)$$

где Λ_0 – некоторая постоянная величина, т. к. ковариантная производная от самих компонент метрического тензора так же равна нулю

$$\nabla_i\, g_{ij} = 0. \qquad (3.1.35)$$

Из (3.1.34) следует обобщенное уравнение Эйнштейна

$$R_{ij} - ½g_{ij}R + Λ_0\, g_{ij} = T_{ij}^{\ *}, \qquad (3.1.36)$$

где

$$Λ_0 = 3/(2R_0^{\,2}), \qquad (3.2.37)$$

где $R_0 = R_v$ – радиус замкнутой Вселенной.

Напомним, что уравнения (3.1.30), (3.1.36) по форме совпадают с уравнениями ОТО Эйнштейна, но имеют совершенно иное физическое содержание. В рамках Алсигны они говорят о том, что если локальная область $λ_{m÷n}$-вакуума 4-искривленна и описывается компонентами метрического тензора g_{ij} , то в этой же области $λ_{m÷n}$-вакуумной протяженности имеют место 4-напряжения соответственно T_{ij} или $T_{ij}^{\ *}$.

Алсигна заметила, что в силу тождества (3.1.35) ничто не мешает записать так же

$$\nabla_i\, (R_{ij} - ½g_{ij}R + Λ_0 g_{ij} + Λ_1 g_{ij} + \ldots + Λ_{\mathrm{n}} g_{ij}) = \nabla_i\, T_{ij}^{\ \prime} \equiv\ 0, \qquad (3.1.38)$$

где $Λ_n$ – постоянные величины, обратно пропорциональные квадратам радиусов соответствующих вложенных друг в друга замкнутых вакуумных образований: Галактик, Планет, Организмов, биологических Клеток, Органелл, Молекул, элементарных Частиц и т. д.

Откуда следует уравнение

$$R_{ij} - ½g_{ij}R + Λ_0 g_{ij} + Λ_1 g_{ij} + \ldots + Λ_n\, g_{ij} = T_{ij}^{\ \prime}. \qquad (3.1.39)$$

Стабильность локальных $λ_{m÷n}$-вакуумных образований (см., например, рис. 3.1.7) обеспечивается полной компенсацией проявлений (т. е. равенство нулю) всех компонентов тензора напряжений: $T_{ij} = 0$ или $T_{ij}^{\ *} = 0$, или $T_{ij}^{\ \prime} = 0$. При этом и $R = -\,T = 0$. Поэтому в случае описания стабильных $λ_{m÷n}$-вакуумных структур уравнения (3.1.30), (3.1.36), (3.1.39) приобретают вид {см. (2.1.89) и (2.1.90) в [9]}

$$R_{ij} = 0, \qquad (3.1.40)$$

$$R_{ij} - 2Λ_0\, g_{ij} = 0, \qquad (3.1.41)$$

$$R_{ij} - 2g_{ij}\, (Λ_0 + Λ_1 + \ldots + Λ_n) = 0. \qquad (3.1.42)$$

Эти уравнения будем называть сбалансированными вакуумными уравнениями Эйнштейна 1-го, 2-го и 3-го типа.