а выше $t=800°C$ имеет расширяющуюся область гомогенности, которая при $t=1100°C$ составляет 7 вес. %; ε-фаза (V_2Ga_5) имеет строго стехиометрический состав во всем исследуемом интервале температур. Было обнаружено присутствие ε-фазы в слое, полученном при $t=1200°C$, что расходится с данными других авторов [4, 5].

Система ниобий—алюминий. Исследовались диффузионные слои, полученные при температурах отжига от 1000 до 1650°C. Установлено наличие следующих фаз: α-твердого раствора, β-фазы (Nb_3Al), Nb_2Al и $NbAl_3$ (см. табл. и рис. 2). Растворимость Al в Nb увеличивается с повышением температуры и составляет 5 вес. % при $t=1650°C$.

β-фаза имеет малую область гомогенности, среднюю между значениями, указанными в [6—7].

Фаза Nb_2Al существует в широком интервале концентраций, составляющем при $t=1400$ и 1650°C 6 вес. %.

Фаза $NbAl_3$ строго стехиометрична во всем исследуемом интервале температур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Савицкий Е. М., Крипякевич П. Н., Барон В. В., Ефимов Ю. В. «Журн. неорг. химии», **9**, 1155, 1964.
2. Van Vucht I. H. N., Bruning H. A., Donkersloot H. C., Gomes de Mesquita A. H. «Philips Res. Rep.», **19**, No. 5, 407, 1964.
3. Пан В. М. Сб. Структура металлических сплавов. Киев, 1966, стр. 56.
4. Levingstein H. I., Wernick Y. H., Capio C. D. J. Phys. Chem. Solids., **26**, 1111, 1965.
5. Савицкий Е. М., Крипякевич П. И., Барон В. В., Ефимов Ю. В. «Изв. АН СССР», неорганические материалы, **3**, № 1, 45, 1967.
6. Барон В. В., Савицкий Е. М. «Журн. неорг. химии», **6**, № 1, 182, 1961.
7. Lundin C. E., Jamamoto A. S. Trans. Metallurg. Soc. AIME, **236**, No. 66, 863, 1966.

Поступила в редакцию
5.4 1968 г.

Кафедра
физики твердого тела

УДК 539.12.01:530.12:531.51

М. И. СТАКВИЛЕВИЧУС

ЧАСТИЦЕПОДОБНЫЕ РЕШЕНИЯ ОБЩЕКОВАРИАНТНОГО УРАВНЕНИЯ КЛЕЙНА — ГОРДОНА

Нелинейность уравнений поля в общей теории относительности наводит на мысль о том, что существуют частицеподобные решения таких общековариантных уравнений, которые без учета самовзаимодействия посредством гравитирующих полевых масс (т. е. в рамках частной теории относительности) были бы линейными [1]. Следует это проверить, так как высказывается много соображений о схожих проблемах [2, 3, 4] и даже доказывается, что статические решения типа

$$\psi(x^1, x^2, x^3, x^4) = \varphi(x^1, x^2, x^3)\, e^{i\varepsilon ct}$$

не существуют [5].

Варьирование лагранжиана

$$L = -\left(\frac{\partial\psi^*}{\partial x^i} g^{ik} \frac{\partial\psi}{\partial x^k} + m^2\psi^*\psi\right)\sqrt{-g} \tag{1}$$

скалярного комплексного поля и уравнения Эйнштейна с компонентами тензора энергии — импульса, полученного из (1), приводят к замкнутой системе дифференциальных уравнений, которые в статическом случае сферической симметрии

$$\psi(x^1, x^2, x^3, x^4) = \varphi(r)\, e^{i\varepsilon x^4}, \quad ds^2 = e^{\lambda}dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2) - e^{\nu}(dx^4)^2$$

имеют вид

$$\varphi'' + \left(\frac{2}{r} + \frac{\nu' - \lambda'}{2}\right)\varphi' + (\varepsilon^2 e^{-\nu} - m^2)\, e^{\lambda}\varphi = 0,$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2}-\frac{\lambda'}{r}\right)-\frac{1}{r^2}=-\frac{8\pi k}{c^4}(e^{-\lambda}\varphi'^2+\varepsilon^2e^{-\nu}\varphi^2+m^2\varphi^2), \tag{2}$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{r^2}+\frac{\nu'}{r}\right)-\frac{1}{r^2}=\frac{8\pi k}{c^4}(e^{-\lambda}\varphi'^2+\varepsilon^2e^{-\nu}\varphi^2-m^2\varphi),$$

а полевая масса подсчитывается по формуле [1]:

$$\mu=-\frac{1}{c^2}\int\limits_{\tau}T_4^4dv=\frac{c^2}{2k}\lim_{r\to\infty}[(1-e^{-\lambda})r]. \tag{3}$$

В целях удобства счета и анализа (2) и (3) подстановкой

$$r=\frac{x}{m},\ \nu=\eta-2\ln\frac{m}{\varepsilon},\ \varphi=\frac{c^2}{\sqrt{8\pi k}}u$$

были приведены в безразмерную форму:

$$u''+\left(\frac{2}{r}+\frac{\eta'-\lambda'}{2}\right)u'+(e^{-\eta}-1)e^{\lambda}u=0,$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{x^2}-\frac{\lambda'}{x}\right)-\frac{1}{x^2}=-e^{-\lambda}u'^2-e^{-\eta}u^2-u^2, \tag{4}$$

$$e^{-\lambda}\left(\frac{1}{x^2}+\frac{\eta'}{x}\right)-\frac{1}{x^2}=e^{-\lambda}u'^2+e^{-\eta}u^2-u^2,$$

$$\mu=\frac{c^2}{2km}\cdot\lim_{x\to\infty}[(1-e^{-\lambda})x] \tag{5}$$

с условиями в центре симметрии

$$u(x)|_{x=0}=\alpha,\ \eta(x)|_{x=0}=-\ln\beta,\ \left.\frac{\partial u(x)}{\partial x}\right|_{x=0}=0, \tag{6}$$

$$\lambda(x)|_{x=0}=0,$$

обеспечивающими регулярность решений в окрестности нуля при конечных α и $\ln\beta$.

Ввиду сложности уравнений (4) поиск решений, для которых φ асимптотически убывает по экспоненте при $r\to\infty$, а метрики $g_{11}=e^{\lambda}$ и $g_{44}=-e^{\nu}$ стремятся к шварцшильдовским, проводился численными методами. Частицеподобные решения были получены для пучка кривых на плоскости параметров (6) α, β, пересекающихся в точке $\alpha=0$, $\beta=1$ для разных n (число узлов φ). Для определения соответствующих физических величин были подсчитаны параметры

$$\gamma=\lim_{x\to\infty}[x(1-e^{-\lambda})], \tag{7}$$

$$\sigma=\lim_{x\to\infty}\eta,$$

через которые выражаются:

полевая масса

$$\mu=\frac{c^2}{2km}\gamma, \tag{8}$$

классический радиус решений

$$\rho=\frac{1}{m\sqrt{1-e^{-\sigma}}} \tag{9}$$

и связь между константами

$$m=e^{\sigma/2}\varepsilon, \tag{10}$$

Зависимость скалярной функции φ (и λ, ν, определяющих метрику) от r показана на рис. 1 для $n = 0$ (безузлового решения) при $\alpha = 0{,}1$, $\beta = 1{,}21$.

Численные данные и анализ их для слабых полей [1] показывают, что собственная масса μ, определяемая (8), монотонно растет от нуля с увеличением искажения временной

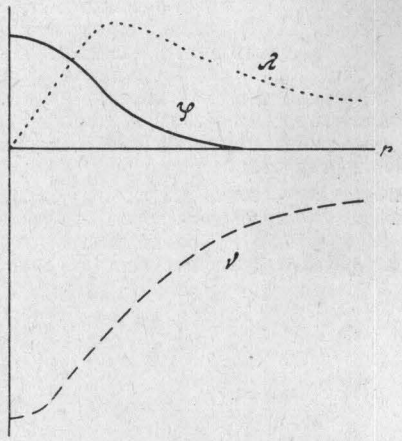

Рис. 1

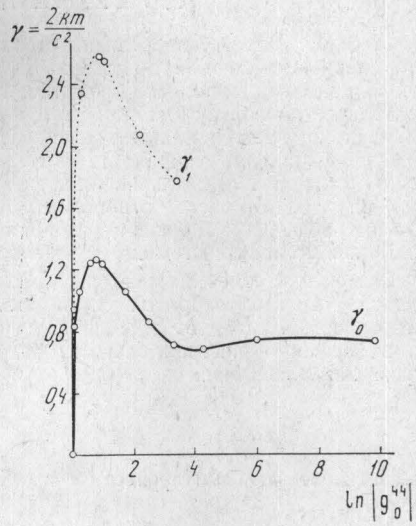

Рис. 2

метрики $e^{-\nu_0} = \left| g_0^{44} \right|$ в центре симметрии (рис. 2) до некоторого максимума $M_{\max} = \frac{1{,}26c^2}{2km}$ при $-g_0^{44} = 2{,}3$, в дальнейшем не превышая его. В предельном случае сильных гравитационных полей при $\left| g_0^{44} \right| \to \infty$ полевая масса остается ограниченной, а φ^2 напоминает δ-функцию.

Классический радиус ρ и полевая масса решений обратно пропорциональны постоянному множителю m, входящему в лагранжиан (1). Для массы порядка элементарных частиц $m \sim 10^{54}$ *см*$^{-1}$, а $\rho \sim 10^{-54}$ *см*, т. е. примерно в 10^{-40} раз меньше общепринятого. Для плотности космического пространства в нашем случае, напоминающем модель Бранс—Дикке, получили бы $\rho \sim 10^{27}$ *см* при $m \sim 10^{-27}$ *см*$^{-1}$.

Зависимость пространственной метрики внутри «частицы» не аналогична временной, а для сильных полей и ход метрики, и расстояния заметно искажаются. Поэтому истинный радиус больше ρ, а замедление хода времени говорит в пользу стабильности таких образований.

Выражаю признательность проф. Я. П. Терлецкому, В. А. Блинову, доц. В. Б. Гласко за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ставилевичус М. И., «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 6, 41, 1964.
2. Асанов Р. А., Марков М. А. Письма ЖЭТФ, **5**, № 11, 417, 1967.
3. Дуань И-Ши. ЖЭТФ, **31**, 1098, 1956.
4. Etinger H. J. Nuovo cinento, **49A**, 622, 1967.
5. Tirapegui, Scienta (Chile), **32**, No. 127, 93, 1965.
6. Salmona A., Phys. Rev., **154**, No. 5, 1218, 1967.
7. Brans C., Dicke R. H. Phys. Rev., **124**, 925, 1960.

Поступила в редакцию
12.4 1968 г.

Кафедра
теоретической физики