

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
АСТРОФИЗИКА

ТОМ 5

ФЕВРАЛЬ, 1969

ВЫПУСК 1

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

К РАБОТЕ САЛМОНА О МОДЕЛЯХ
СТАТИЧЕСКИХ КОНФИГУРАЦИЙ

Теоретические исследования [1—5], проведенные в рамках релятивистской обобщенной теории гравитации, показали принципиальную возможность построения моделей статических конфигураций, обладающих чрезвычайно большими массами по сравнению с массой Солнца. Такая возможность обусловлена тем, что внешнее решение Гекмана (решение уравнений поля в пустоте для точечной массы в обобщенной теории) лишено сингулярности [1].

С другой стороны, в работе [6] Салмона рассчитал модель нейтронной звезды, используя уравнения поля и внешнее решение, полученные Дике и Брансом [7—8]. Его результаты мало отличаются от соответствующих в обычной теории Эйнштейна и в принципе означают, что обобщенная теория исключает возможность существования статических тел с массами, существенно превышающими солнечную. Целью нашей заметки является устранить возникшее противоречие с результатами Саакяна и Мнацаканяна, указав на некорректность анализа задачи, сделанного Салмона.

Вариационный принцип и следующие из него тензорные уравнения поля в [1] и [6—8] с точностью до обозначений совпадают друг с другом. Дике и Бранс рассматривают уравнения сферически-симметричного статического поля в изотропной системе координат, с линейным элементом

$$ds^2 = -e^{2\alpha(\rho)} dt^2 + e^{2\beta(\rho)} (d\rho^2 + \rho^2 d\Omega^2), \quad (1)$$

и находят решение в пустоте для точечной массы M :

$$\begin{aligned}
 e^{\alpha} &= e^{\alpha_0} [(1 - B/\rho)/(1 + B/\rho)]^{1/\lambda}, \\
 e^{\beta} &= e^{\beta_0} [(1 + B/\rho)^2 (1 - B/\rho)/(1 + B/\rho)]^{(1-C-1)/\lambda}, \\
 \Phi &= \Phi_0 [(1 - B/\rho)/(1 + B/\rho)]^{C/\lambda},
 \end{aligned} \tag{2}$$

где $\alpha_0, \beta_0, \Phi_0, C, \lambda$ и $B \sim M$ — постоянные. Решение (2), используемое Салмона в качестве внешнего решения для статической модели, казалось бы, обладает особенностью на расстоянии $\rho = B$ от точечной массы.

Дело в том, однако, что изложению самой точечной массы отвечает значение $\rho = B$ (а не $\rho = 0$!); при удалении от центра поля на бесконечность переменная ρ изменяется в области

$$B \leq \rho < \infty. \tag{3}$$

Это очень важное обстоятельство было упущено из виду Дике, Брансом и Салмона.

Под координатным расстоянием от центра поля понимается величина r , входящая в выражение для линейного элемента, записываемого в виде

$$ds^2 = -e^{\nu(r)} dt^2 + e^{\lambda(r)} dr^2 + r^2 d\Omega^2. \tag{4}$$

С использованием метрики (4) решение в пустоте для точечной массы представляет собой решение Гекмана [1], регулярное во всей области $r: (0, \infty)$. В центре поля функция $e^{\lambda(r)}$ обращается в нуль. Если сделать преобразование от метрики (4) к метрике (1), то решение Гекмана переходит в (2), но область изменения новой переменной ρ ограничивается условием $\rho > B$. Это связано с тем, что $e^{\lambda(r)} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$. Действительно, переход от переменной r и ρ дается выражением:

$$\rho = B \exp \left[\int_0^r \frac{e^{\lambda(r)/2}}{r} dr \right], \tag{5}$$

где $B = \text{const} \neq 0$. Поскольку $e^{\lambda(r)} \rightarrow 0$ при $r \rightarrow 0$, то преобразование (5) переводит центр поля $r = 0$ в $\rho = B$.

Формула перехода (5) справедлива как вне, так и внутри распределения масс. Как показано в [2], уравнения поля во внутренней области допускают следующие поведения для функции $e^{\lambda(r)}$ в центре модели: а) $e^{\lambda(r)}$ обращается в нуль при $r \rightarrow 0$, в) $e^{\lambda(0)}$ есть отличная от нуля постоянная. В первом случае центру звезды соответствует значение $\rho = B$. Во втором, как видно из (5), в центре $\rho = 0$. А так как внешнее решение не допускает значения $\rho < B$, то координаты

радиус конфигурации оказывается ограниченным снизу определенной величиной. Последняя пропорциональна массе звезды, и понятно, почему вариант в) исключает существование массивных конфигураций. Напротив, в варианте а) допустимы модели статических тел с чрезвычайно большими массами. Анализируя поведение внутренних решений, Салмона приписывает центру модели значение $\rho = 0$, вследствие чего вариант а) автоматически выпадает из его рассмотрения.

Авторы выражают благодарность Г. С. Саакяну и Ю. Л. Вартапяну за обсуждения.

On Salmona's paper on the model of static configuration. The incorrectness of Salmona's analyse in the problem of static configurations by Dicke-Brans theory is shown.

30 января 1969

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Ереванский Государственный
университет

Р. М. АВАКЯН

М. А. МНАЦАКАНЯН

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика*, 4, 567, 1968.
2. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика* (в печати).
3. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, Тезисы докладов 5-ой Международной конференции по гравитации и теории относительности, Тбилиси, 1968, стр. 198.
4. М. А. Мнацаканян (в печати).
5. Г. С. Саакян, М. А. Мнацаканян, *Астрофизика* (в печати).
6. А. Салмона, *Phys. Rev.*, 154, 1218, 1967.
7. С. Н. Brans, R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, 124, 925, 1961.
8. С. Н. Brans, *Phys. Rev.*, 125, 2194, 1962.