dering velocity of particles from the distance from the shock-wave front is found. The possibility of study of the nonsteady shock-waves containing growing dust particles is pointed out.

10 ноября
Астрофизический институт
АН КазССР

Е. Я. ГИДАЛЕВИЧ
С. А. КАПЛАН

ЛИТЕРАТУРА

1. *Е. Я. Гидалевич*, Астрон. ж., **42**, 932, 1965.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА СВЕРХПЛОТНЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Параметры сферически-симметрических сверхплотных холодных конфигураций по теории Эйнштейна определяются уравнениями [1]

$$\frac{du}{dr} = 4\pi r^2 \rho,$$

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{P+\rho}{r(r-2u)}(4\pi r^3 P + u), \tag{1}$$

$$u(0) = 0, \quad \rho(0) = \rho_c.$$

Здесь $u(r)$ — масса в сфере радиуса r (если R — радиус звезды, то $M = u(R)$ — масса звезды).

Уравнения (1) были проинтегрированы для вариантов идеального и реального газов барионов для различных значений центральной плотности. Было показано [2—5], что все параметры конфигураций определяются однозначно значением центральной плотности. Ввиду сложности уравнений интегрирование было выполнено численно, как правило, на машинах. Цель настоящей заметки — показать, что имеется определенная возможность приближенного полуаналитического интегрирования. Предлагаемый метод по сравнению с методом Рунге-Кутта значительно облегчает расчеты, что существенно, если последние проводятся вручную. Этот метод может оказаться полезным при предварительных исследованиях подобных задач перед сдачей на расчеты на машине.

Основная идея метода состоит в апроксимации $P(\rho)$ полиномом $c_0 + c_1\rho + c_2\rho^2$. Так, для примера, рассмотрим конфигурации, состоящие из идеального газа нейтронов. Как известно, в этом случае уравнение состояния $\left(\text{в системе единиц } k = c = 1,\ \dfrac{m_n^4 c^5}{32\pi^2 h^3} = \dfrac{1}{4\pi}\right)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{4\pi}(\operatorname{sh} t - t), \\ P &= \frac{1}{12\pi}\left(\operatorname{sh} t - 8 \operatorname{sh}\frac{t}{2} + 3t\right). \end{aligned} \tag{2}$$

Параметр $t(r) = 4 \operatorname{arsh} p(r)/m_n$, где m_n — масса, а $p(r)$ — граничный импульс нейтронов. Из условия $t(r) = 0$ определяется радиус звезды. Разобьем всю область изменения плотности ρ на отрезки, и на каждом из них истинную зависимость (2) апроксимируем квадратичной формой

$$P = c_0 + c_1\rho + c_2\rho^2. \tag{3}$$

Ищем решение дифференциальных уравнений (1) в виде

$$\begin{aligned} u(r) &= u(r_0) + b_1 h + b_2 h^2, \\ \rho(r) &= \rho(r_0) + a_1 h + a_2 h^2, \\ h &= r - r_0. \end{aligned} \tag{4}$$

Подставляя (4) в систему уравнений (1), получаем

$$\begin{aligned} b_1 &= 4\pi r_0^2 \rho_0 \\ a_1 &= -\frac{(P_0 + \rho_0)(4\pi r_0^3 P_0 + u_0)}{r_0(r_0 - 2u_0)(c_1 + 2c_2\rho_0)} \\ b_2 &= 2\pi(2r_0\rho_0 + a_1 r_0^2) \\ a_2 &= -\frac{c_2 a_1^2}{c_1 + 2c_2\rho_0} - \frac{a_1(r_0 - u_0 - b_1\rho_1)}{r_0(r_0 - 2u_0)} - \\ &- \frac{(P_0 + \rho_0)(4\pi r_0^3 a_1 + 12\pi r_0^2 P_0 + b_1) + a_1(1 + c_1 + 2c_2\rho_0)(4\pi r_0^3 P_0 + u_0)}{2r_0(r_0 - 2u_0)(c_1 + 2c_2\rho_0)} \end{aligned} \tag{5}$$

Здесь $\rho_0 = \rho(r_0)$, $u_0 = u(r_0)$, $P_0 = P(\rho_0)$ — значения функций в точке r_0. Зная $u(0)$ и $\rho(0)$, из системы (4) находим $u(h)$ и $\rho(h)$. Подставляя эти значения в правую часть (4), находим $u(2h)$, $\rho(2h)$ и так продолжаем до тех пор, пока $u(r)$ не достигнет насыщения. Это значение $r = R$ и будет представлять собой радиус звезды, а $u(R)$ — массу звезды.

В качестве иллюстраций были расчитаны конфигурации с $t(0) = 1, 2, 3, 4, 7$, чему соответствуют значения центральной плотности

$\rho(0) = 1.4 \cdot 10^{-2}$, 0.13, 0.56, 1.86, 43.1 (значение $\rho = 1$ соответствует $2 \cdot 10^{15}$ *г/см*^{3}). Результаты расчетов совпали с результатами интегрирования, проведенного в Вычислительном центре с погрешностью, не превышающей 8% в массе и 2% в радиусе звезды. Основная часть этой погрешности обусловлена апроксимацией (3), сделанной с точностью до 5%. При желании, конечно, можно было бы добиться большей точности.

В заключение выражаем благодарность Г. С. Саакяну за постановку задачи.

On a method of approximate computation of superdense configurations. A simple method of numerical integration of equilibrium equation for superdense degenerated configurations has been suggested.

22 октября 1965
Бюраканская астрофизическая обсерватория

Э. В. ЧУБАРЯН
М. А МНАЦАКАНЯН

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. R. Oppenheimer, G. M. Volkoff*, Phys. Rev., 55, 374, 1939.
2. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрон. ж., 38 1016, 1961.
3. *В. А. Амбарцумян, Г. С. Саакян*, Астрофизика, 1, 7, 1965.
4. *Г. С. Саакян, Ю. Л. Вартанян*, Астрон. ж., 41, 193, 1964.
5. *Г. С. Саакян, Э. В. Чубарян*, Сообщ. Бюр. обс., 34, 99, 1963.

ГИПОТЕЗА КВАРКОВЫХ ЗВЕЗД

Попытки систематики элементарных частиц и их сведения к немногим объектам привели к гипотезе суб-частиц „кварков" [1], из которых предполагаются построенными все сильно взаимодействующие гадроны, то есть мезоны, барионы и их резононы. Кварки должны обладать дробным барионным и электрическим зарядами и массой, значительно превышающей барионную. Кварки могут являться реальными частицами, по ряду причин трудно наблюдаемыми. В ряде отношений близкая гипотеза о „трионах"—суб-частицах целого заряда также требует их значительной массы. Заманчиво искать кварки (или трионы, которые специально оговариваться не будут) в условиях астрономических сверхплотных конфигураций, в частности, в условиях, при которых обычные частицы теряют свою индивидуальность и материал, из которого образуются нуклеоны, может оказаться кварковым полем.