

## ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ НА ЯДЕРНЫЕ СВОЙСТВА СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА

В. А. Володин, Д. А. Киржниц

В связи с открытием пульсаров и отождествлением их с нейтронными звездами приобрел большую актуальность вопрос о равновесном химическом составе сверхплотного вещества. При выполнении соответствующих расчетов [1 - 4] обычно полностью игнорируются эффекты кулоновского взаимодействия электронов и ядер. Между тем, в условиях коры пульсара кулоновские силы настолько значительны, что не только приводят к кристаллизации вещества [5], но и оказываются большими в ядерном масштабе энергий. В самом деле, кулоновская энергия решетки (сокращенно к.э.р.) в расчете на одно ядро имеет вид

$$\mathcal{E}_L = - \frac{9}{10} \frac{Z^2 e^2}{R}, \quad R = \left( \frac{4\pi}{3} n_N \right)^{-1/3}, \quad (1)$$

где  $R$  — величина порядка расстояния между ядрами,  $n_N$  — концентрация ядер,  $Z$  — их заряд. Задаваясь значениями  $n_N \sim 10^{34} \text{ см}^{-3}$  и  $Z \sim 50$  (см. [3]), получаем  $\mathcal{E}_L \sim 100 \text{ Мэв}$ . Поэтому следует ожидать заметного влияния к.э.р. на ядерные характеристики сверхплотного вещества<sup>1)</sup>.

Этот эффект действует в сторону увеличения равновесного заряда (и массового числа) ядра и стабилизации ядер, которые в изолированном состоянии неустойчивы относительно фрагментации, сопровождающейся дроблением заряда (деление,  $\alpha$ -распад). Действительно, сопоставляя (1) с кулоновской энергией ядра

$$\mathcal{E}_N^c = \beta \frac{Z^2}{A^{1/3}}, \quad \beta \equiv \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0},$$

мы видим, что учет к.э.р. сводится к эффективному уменьшению кулоновского отталкивания в ядре, описываемому фактором

$$W \equiv 1 - \frac{3}{2} \frac{R_0}{R} = 1 - \frac{3}{2} \left( \frac{n_N}{n_0} \right)^{1/3}, \quad (2)$$

где  $R_0 = r_0 A^{1/3}$  — радиус ядра. Здесь  $n_0 = 1,3 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$  — концентрация нуклонов в ядре.

Представление о количественном влиянии к.э.р. на ядерные параметры можно получить с помощью рассматривавшейся в [2 - 3] модели,

<sup>1)</sup> В действительности, обсуждаемые эффекты будут, по-видимому, иметь место и в жидкоподобной плазме, в которой кулоновская энергия ближнего порядка имеет величину, сравнимую с (1).

Полная энергия, в которой имеет вид

$$E = N_N(\mathcal{E}_N + \mathcal{E}_L) + N_e \mathcal{E}_e + E_G, \quad (3)$$

где  $N_N$  и  $N_e$  — полные числа ядер и электронов,

$$\mathcal{E}_N = M_n(A - Z) + M_p Z - \alpha A + \beta \frac{Z^2}{A^{1/3}} + \gamma A \left(1 - 2 \frac{Z}{A}\right)^2 + \delta A^{2/3}$$

— энергия ядра (формула Вайцзеккера),

$$\mathcal{E}_e = \frac{3}{4} \hbar c (3\pi^2 n_e)^{1/3}$$

— энергия ультррелятивистского электронного газа,  $E_G$  — энергия нейтронно-протонного газа.

Минимизацию (3) при постоянной плотности с учетом законов сохранения числа барионов  $N = AN_N + N_n + N_p$  и заряда  $N_e = ZN_N + N_p$  удобно вести в переменных  $Z/A \equiv \xi$ ,  $Z^2/A \equiv \eta$ ;  $A(N_N/N) \equiv x$ ,  $N_p/N \equiv y$ . В этих переменных

$$E/N = x[-\alpha + \beta W \xi^{2/3} \eta^{2/3} + \gamma(1 - 2\xi)^2 + \delta \xi^{2/3} \eta^{-1/3}] + \frac{3}{4} \hbar c (3\pi^2 n)^{1/3} (\xi x + y)^{4/3} + \frac{E_G(n|x, y)}{N}, \quad (4)$$

где  $W \equiv 1 - \frac{3}{2} \left(\frac{n}{n_0}\right)^{1/3} x^{1/3}$ ,  $n$  — концентрация барионов. Важно отме-

тить, что отношение к.э.р. к электронной энергии, равное  $4,6 \cdot 10^{-3} Z^{2/3}$ , мало, и поэтому, отличие  $W$  от единицы практически не сказывается в уравнениях, полученных при варьировании (4) по параметрам  $\xi$ ,  $x$  и  $y$ , от которых зависит электронная энергия. Поэтому равновесные значения указанных параметров можно взять из расчетов, в которых к.э.р. не учитывалась. Единственное уравнение, из которого электронная энергия выпадает и, поэтому, влияние к.э.р. существенно, соответствует варьированию (4) по  $\eta$  и дает

$$\eta \equiv \frac{Z^2}{A} = \frac{\delta}{2\beta W} = \frac{\eta_0}{W}.$$

Отсюда :

$$Z = \frac{Z_0}{W}, \quad A = \frac{A_0}{W}, \quad (5)$$

где  $Z_0$ ,  $A_0$ ,  $\eta_0$  — величины, вычисленные без учета к.э.р. Используя приведенные в [3] значения  $Z_0 = 39$ ,  $A_0 = 122$ , отвечающие границе нейтронизации ( $\rho = 2,8 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$ ), получаем  $W = 0,84$ ,  $Z = 47$ ,  $A = 146$ . На границе существования ядер ( $\rho = 4,3 \cdot 10^{13} \text{ г/см}^3$ )  $Z_0 = 51$ ,  $A_0 = 211$  и  $W = 0,72$ ;  $Z = 71$ ,  $A = 292$ . Отметим, что учет влияния к.э.р. на  $\xi$ ,  $x$  и  $y$  повышает эти цифры до  $Z = 74$ ,  $A = 308$ .

Как ни груба рассмотренная модель (она не учитывает взаимодействия нейтронно-протонного газа с ядрами, оболочечных эффектов и т. д.) она подкрепляет качественные соображения о возможности существования в сверхплотном веществе ядер с аномально большими значениями  $Z$  и  $A$ . Во всяком случае, результат этой работы свидетельствует о необходимости учета кулоновских эффектов решетки при рассмотрении химического состава и уравнения состояния «сверхплотного вещества», а также равновесных конфигураций нейтронных звезд.

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
10 марта 1971 г.

### Литература

- [ 1 ] Г.С.Саакян, Ю.Л.Варганян. Сообщения Бюраканской обсерватории, вып. 33, 1963.
- [ 2 ] W.D.Langer, L.C.Rosen, I.M.Cohen, A.G.W.Cameron. *Astrophysics and Space Science*, 5, 259, 1969.
- [ 3 ] H.A.Bethe, G.Börner, Katsuhiko Sato. *Astronomy and Astrophysics*, 7, 279, 1970.
- [ 4 ] I.R.Buchler, B.Zalman. *Astrophys Lett.*, 7, 167, 1971.
- [ 5 ] M.Ruderman. *Nature*, 223, 598, 1969.