

УДК 539.171

А. И. СЕРЫЙ, А. П. СУЛИМ

Брест, БрГУ имени А. С. Пушкина

**ОБ УРАВНЕНИИ БЕТА-РАВНОВЕСИЯ
ЭЛЕКТРОННО-НУКЛОННОЙ СИСТЕМЫ
ПРИ ВЫСОКИХ ПЛОТНОСТЯХ**

При исследовании важного для астрофизики вопроса о бета-равновесии электронно-нуклонного вещества в модели Ферми-газов учитываются, например, следующие составляющие энергии взаимодействия: 1) ядерная энергия межнуклонного взаимодействия в приближении длины рассеяния (псевдопотенциал Ферми); 2) обменная поправка к энергии кулоновского взаимодействия электронов и протонов.

Ранее были получены следующие результаты. В самой простейшей модели, когда все три газа (электронный, протонный, нейтронный) идеальны, с ростом плотности выше порога нейтронизации при любом сколь угодно большом заданном значении концентрации протонов n_p (или электронов $n_p = n_e$ в случае электронейтрального вещества) существует значение концентрации нейтронов n_n , при котором уравнение бета-равновесия имеет решение. При учете же ядерного межнуклонного взаимодействия (первый из перечисленных выше типов) кривая бета-равновесия характеризуется так называемой «точкой поворота» для n_p , т. е. ниже критического значения $n_p^{sp(1)} = 3,2247 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$ (которому соответствует $n_n^{sp(1)} = 1,131621 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$) существуют два значения n_n , соответствующих решению уравнения бета-равновесия, а при более высоких значениях n_p решение отсутствует; кроме того, ветвь решений при заданном n_p , соответствующая более высоким значениям n_n , продолжается в область значений n_p ниже того порога нейтронизации, который соответствует малым плотностям, достигая значения $n_n^{max} = 5,47 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$ при $n_p \rightarrow +0$ [1, с. 39, 40]. Дополнительный учет обменной и корреляционной составляющих кулоновской энергии не приводит к качественно новым результатам, поэтому считалось, что других решений уравнения бета-равновесия не существует.

Была, однако, обнаружена новая область решений бета-равновесия, соответствующая более высоким значениям n_p . В связи с этим рассмотрим уравнение бета-равновесия неполяризованного электронно-нуклонного вещества, в котором учитывается контактное ядерное взаимодействие и

обменная кулоновская энергия [2, с. 33]. Уравнение бета-равновесия при $n_n \geq 0$ имеет вид (E_{Fi} ($i = e, p, n$) – химические потенциалы)

$$E_{Fe} + E_{Fp} = E_{Fn}. \quad (1)$$

При этом E_{Fi} выражаются по формулам (с учетом $n_p = n_e$)

$$E_{Fe} = \left(m_e^2 c^4 + (3\pi^2 \hbar^3 n_p)^{2/3} c^2 \right)^{1/2}, \quad (2)$$

$$E_{Fp} = \frac{(3\pi^2 n_p)^{2/3} \hbar^2}{2m_p} + m_p c^2 + \frac{g_{pp}}{2} n_p + \left(\frac{g_{np}^{\uparrow\uparrow} + g_{np}^{\uparrow\downarrow}}{2} \right) n_n - \frac{e^2}{\pi} (3\pi^2 n_p)^{1/3}, \quad (3)$$

$$E_{Fn} = \frac{(3\pi^2 n_n)^{2/3} \hbar^2}{2m_n} + m_n c^2 + \frac{g_{nn}}{2} n_n + \left(\frac{g_{np}^{\uparrow\uparrow} + g_{np}^{\uparrow\downarrow}}{2} \right) n_p. \quad (4)$$

При этом m_i ($i = e, p, n$) – соответствующие массы. Значения констант межнуклонного взаимодействия $g_{pp}, g_{nn}, g_{np}^{\uparrow\uparrow}, g_{np}^{\uparrow\downarrow}$ приведены в [3, с. 31].

Рассмотрим два случая. 1. Учитывается только энергия ядерного межнуклонного взаимодействия (т. е. в системе (1)–(4) не учитывается последнее слагаемое в правой части (3)). 2. Дополнительно учитывается обменная поправка к энергии кулоновского взаимодействия (т. е. система (1)–(4) учитывается полностью). Ниже обсуждаются полученные результаты.

1. Пороговое значение концентрации протонов (при котором $n_n \rightarrow +0$) $n_p^{\min} = 4,64278 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$. Далее с ростом n_n значения n_p , соответствующие решению, уменьшаются, достигая критического значения $n_p^{\text{кр}(2)} \approx 4,63335 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ при $n_n^{\text{кр}(2)} = 1,131621 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$, т.е. получается, что $n_n^{\text{кр}(2)} = n_n^{\text{кр}(1)}$, и этот результат заслуживает внимания. С дальнейшим ростом n_n значения n_p , соответствующие решению, снова монотонно растут.

2. Поведение кривой $n_p(n_n)$ качественно не меняется, но при этом $n_p^{\min} = 4,62837 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$, $n_p^{\text{кр}(2)} \approx 4,618937 \cdot 10^{38} \text{ см}^{-3}$ при $n_n^{\text{кр}(2)} = 1,131581 \cdot 10^{36} \text{ см}^{-3}$, т. е. все значения меньше, чем аналогичные значения для случая (1).

Полученная новая область решений в случае (1) представлена графически на рисунках 1 и 2 (для случая (2) кривые выглядят совершенно аналогично). Приведенные решения не претендуют на глубокий физический смысл, поскольку значения концентраций по порядку величины немного превосходят те значения, которые характерны для атомных ядер, для которых модель ферми-газа вряд ли можно считать корректной.

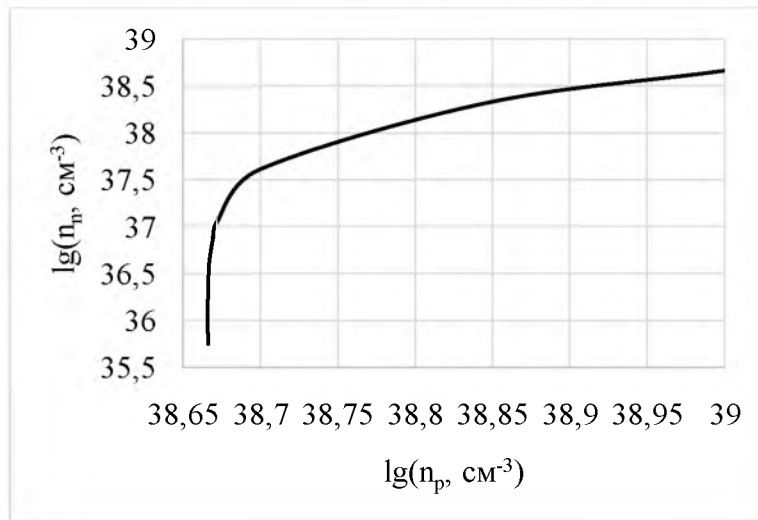


Рисунок 1 – Зависимость $n_n(n_p)$ (логарифмическая шкала)

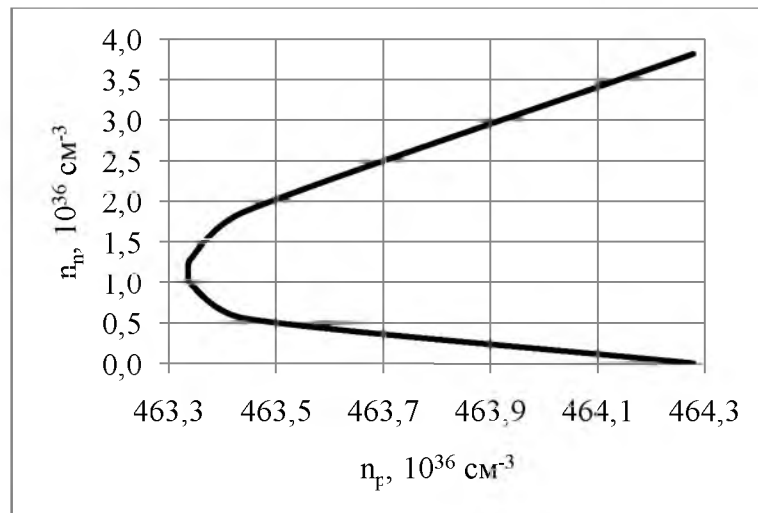


Рисунок 2 – Зависимость $n_n(n_p)$ вблизи порога нейтронизации

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Серый, А. И. Об эффектах ядерного псевдоманетизма в вырожденной нуклонной среде / А. И. Серый // Весн. Брэсц. ун-та. Сер. прыродазн. навук. – 2006. – № 2 (26). – С. 33–43.
2. Серый, А. И. О некоторых поляризационных эффектах в астрофизической плазме. / А. И. Серый // Весн. Брэсц. ун-та. Сер. 4, Фізіка. Матэматыка. – 2014. – № 1. – С. 30–43.
3. Серый, А. И. О ферромагнетизме вырожденной нейтронно-протонной системы. / А. И. Серый // Весн. Брэсц. ун-та. Сер. 4, Фізіка. Матэматыка. – 2012. – № 1. – С. 30–37.