

УДК 524.354.6-33

В.С. Секержицкий

канд. физ.-мат. наук, доц., доц. каф. общей и теоретической физики
Брестского государственного университета имени А.С. Пушкина
e-mail: svs@brsu.brest.by

**О СОСТАВЕ ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР
РАВНОВЕСНОГО СВЕРХПЛОТНОГО ВЕЩЕСТВА**

Проведена оценка ядерных параметров и удельной энергии связи тяжелых ядер равновесного сверхплотного вещества. Исследовано влияние сильных магнитных полей на эти параметры.

Согласно существующим представлениям [1], при плотностях, превышающих порог полной ионизации атомных ядер, реакции нейтронизации и пикноядерные реакции могут привести к установлению в сверхплотном веществе абсолютно устойчивого состояния термодинамического равновесия. Отличительной особенностью такого состояния является однозначная зависимость массового числа ядра от плотности вещества [1]; при этом предполагается существование экзотических сверхтяжелых ядер с массовыми числами $A > 600$.

Классическая формула Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра хорошо согласующаяся с экспериментальными данными при $A \sim (40 \div 80)$, для описания сверхтяжелых ядер вряд ли применима. Попытка модифицировать формулу Бете – Вайцеккера для ядер, аномально богатых нейтронами, была предпринята в [2] путем введения поправки к энергии асимметрии ядра, но для сверхтяжелых ядер этого мало.

Известно, что ядерные взаимодействия между нуклонами в ядрах осуществляются, в основном, путем обмена π -мезонами. Мезон в процессе обмена некоторое малое время может находиться в «свободном состоянии» как самостоятельная частица. Не исключено, что эффективное число пионов в ядрах может быть заметной величиной [3]. Возможно также, что в ядрах имеются пионы необменного характера. Существование π^0 -мезонов, а также равного числа π^+ -мезонов и π^- -мезонов не должно сказываться на внешнем виде формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра: учет их наличия сводится к перенормировке значений численных коэффициентов в этой формуле по сравнению с тем случаем, когда в ядре имеются только нуклоны. Это обстоятельство фактически учтено при подгонке формулы Бете – Вайцеккера к экспериментальным значениям масс ядер. Отличия возникают лишь при неравном числе положительных и отрицательных пионов.

Как отмечалось в [3], эти отличия невозможно устранить уточнением коэффициентов в формуле Бете – Вайцеккера, сохраняя при этом охват всей области от средних до самых тяжелых атомных ядер. Но систематическое отклонение формулы Бете – Вайцеккера от экспериментальных данных можно ликвидировать, допустив наличие небольшого числа отрицательных пионов в тяжелых ядрах. Стандартный вид формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра должен быть изменен путем вычитания числа пионов из числа протонов в слагаемых, связанных с кулоновской энергией и энергией асимметрии ядра, а также введением дополнительных слагаемых, связанных с числом пионов. Предлагаемая модификация данной формулы практически устраняет имеющее место расхождение с экспериментальными данными для тяжелых ($A > 200$) ядер.

Будем исходить из полуэмпирической формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра, модифицированной в соответствии с [3; 4]. Массу ядра вычисляем следующим образом:

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 + W. \quad (1)$$

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{(N_p - N_\pi)^2}{A^{1/3}} + \frac{c_3}{A} (N_n - (N_p - N_\pi))^2 + \\ + c'_3 \frac{N_\pi^2}{A} + \frac{c_4}{A^3} (N_n - (N_p - N_\pi))^4 + c_\pi N_\pi, \quad (2)$$

где $m_n c^2$ и $m_p c^2$ – энергии покоя нейтрона и протона, W – энергия связи ядра, N_n, N_p, N_π – числа нейтронов, протонов и пионов в ядре; $c_0 = 15,75$ МэВ, $c_1 = 17,8$ МэВ, $c_2 = 0,71$ МэВ, $c_3 = 23,7$ МэВ, $c'_3 \approx 17,7$ МэВ, $c_\pi \approx 11,9$ МэВ [3]; коэффициент c_4 различен в разных источниках: $c_4 = 0$ [1], $c_4 \approx 0,88$ МэВ [2], $c_4 \approx 7,7$ МэВ [4].

Поскольку сверхплотное вещество в природных условиях может существовать в недрах сверхплотных астрофизических объектов типа пульсаров, обладающих сильными магнитными полями, то необходимо учесть влияние этих полей на энергию связи ядра.

В этом случае к (2) следует добавить слагаемые $N_\pi \mu_\pi B$ и $c_5 B^2 (N_p - N_\pi) A^{2/3}$, где $\mu_\pi = e\hbar / (2m_\pi c) = 2,1 \cdot 10^{-17}$ МэВ/Гс – магнетон, соответствующий пиону с массой m_π , $c_5 = 6,9 \cdot 10^{-38}$ МэВ/Гс² [5], B – индукция магнитного поля (в гауссах).

Исходной для расчета параметров сверхплотного вещества является формула для полной энергии среды:

$$E = E_A + E_e + E_n, \quad (3)$$

где E_A, E_n, E_e – энергии атомных ядер, свободных нейтронов и электронов. При этом мы пренебрегаем кинетической энергией ядер и считаем, что электроны образуют крайне вырожденный идеальный газ.

Энергия свободных нейтронов и их число в объеме V равны соответственно:

$$E_n = w_n \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad N_n = n_n \left(V - \frac{AN_A}{n_0} \right), \quad (4)$$

где [6]

$$w_n = n_n (m_n c^2 + \zeta_n) - P_n, \quad (5)$$

$$n_n = \frac{(2m_n)^{3/2}}{6\pi^2 \hbar^3} \left((\zeta_n - \varepsilon_\gamma + \sigma_n \mu_\gamma B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_\gamma - \sigma_n \mu_\gamma B)^{3/2} \right), \quad (6)$$

$$P_n = \frac{2}{5} n_n \frac{(\zeta_n - \varepsilon_\gamma + \sigma_n \mu_\gamma B)^{5/2} + (\zeta_n - \varepsilon_\gamma - \sigma_n \mu_\gamma B)^{5/2}}{(\zeta_n - \varepsilon_\gamma + \sigma_n \mu_\gamma B)^{3/2} + (\zeta_n - \varepsilon_\gamma - \sigma_n \mu_\gamma B)^{3/2}}, \quad (7)$$

$$\varepsilon_\gamma = -1,48 \cdot 10^{-38} n_n \frac{40,4 - 1,61 \cdot 10^{-38} n_n}{1 + 6,25 \cdot 10^{-13} (n_n)^{1/3}}, \quad (8)$$

N_A – число ядер, n_n и P_n – концентрация и давление свободных нейтронов, $\chi_n = \zeta_n + m_n c^2$ – их химический потенциал, $n_0 = 1,3 \cdot 10^{38}$ см⁻³ – концентрация нуклонов в ядре, μ_γ – ядерный магнетон, $\sigma_n = 1,913$.

Энергия ультрарелятивистского электронного газа в сверхсильном магнитном поле определяется следующим образом [6]:

$$E_e = w_e V, \quad w_e = \frac{\pi^2 \hbar^3 c n_e^2}{2 m_e \mu_B B} = P_e = \frac{1}{2} \chi_e n_e, \quad (9)$$

где n_e, P_e, χ_e – концентрация, давление и химический потенциал электронов, m_e – масса электрона, μ_B – магнетон Бора.

Среда полагается электронейтральной, полное число нуклонов сохраняется, поэтому

$$n = n_n + n_e \left(1 - \frac{n_n}{n_0} \right) \frac{A}{N_p - N_\pi}. \quad (10)$$

Абсолютно устойчивому состоянию термодинамического равновесия соответствует минимум энергии среды E относительно независимых параметров A, N_p, N_π и N_A при фиксированных $N = nV$ и B :

$$\frac{\partial E}{\partial A} = \frac{\partial E}{\partial N_p} = \frac{\partial E}{\partial N_\pi} = \frac{\partial E}{\partial N_A} = 0. \quad (11)$$

Таким образом, мы получаем систему уравнений для вычисления равновесных параметров сверхплотного замагниченного вещества.

В таблицах 1–3 представлены численные значения N_π, N_p, b .

Таблица 1. – Зависимость N_π, N_p, b от A

$c_4 = 0$						
$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	b
120	47	8	-7,5	41	2	-7,4
140	56	14	-7,1	49	7	-6,8
160	64	19	-6,8	56	11	-6,4
180	73	25	-6,5	64	16	-6,01
200	81	30	-6,2	71	21	-5,6
220	90	37	-5,9	79	26	-5,3
$B = 6 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$				$B = 10^{18} \text{ Гс}$		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	b
120	29	0	-4,7	17	0	0,6
140	35	0	-5,03	21	0	0,001
160	40	0	-5,1	24	0	-0,1
180	46	1	-5,1	28	0	-0,5
200	51	3	-4,7	31	0	-0,5
220	57	7	-4,2	35	0	-0,7

Таблица 2. – Зависимость N_π , N_p , b от A

$c_4 = 0,88 \text{ МэВ}$						
$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	b
120	47	8	-7,5	41	2	-7,4
140	56	14	-7,1	49	7	-6,8
160	64	19	-6,7	56	11	-6,4
180	73	25	-6,4	64	16	-5,9
200	81	30	-6,2	72	22	-5,6
220	90	37	-5,9	79	26	-5,3
$B = 6 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$				$B = 10^{18} \text{ Гс}$		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	b
120	30	0	-4,9	18	0	0,3
140	35	0	-5,1	22	0	-0,2
160	41	0	-5,3	26	0	-0,6
180	46	1	-5,01	30	0	-0,9
200	52	4	-4,6	33	0	-0,8
220	58	8	-4,1	37	0	-1,04

Таблица 3. – Зависимость N_π , N_p , b от A

$c_4 = 7,7 \text{ МэВ}$						
$B = 0$				$B = 2 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	b
120	48	9	-7,5	43	4	-7,3
140	57	15	-7,1	51	9	-6,7
160	66	21	-6,7	59	14	-6,2
180	75	27	-6,4	67	19	-5,8
200	84	33	-6,1	75	25	-5,4
220	93	40	-5,8	83	30	-5,1
$B = 6 \cdot 10^{17} \text{ Гс}$				$B = 10^{18} \text{ Гс}$		
A	N_p	N_π	b	N_p	N_π	b
120	33	0	-5,5	24	0	-1,6
140	39	0	-5,7	29	0	-2,1
160	45	2	-5,3	34	0	-2,4
180	52	7	-4,6	39	0	-2,7
200	59	11	-4,2	45	2	-2,6
220	65	15	-3,7	50	5	-1,9

Из таблиц видно, что под воздействием сильных магнитных полей наиболее устойчивыми становятся ядра-изобары с меньшими значениями числа протонов и числа пионов. Тенденция изменения абсолютной величины удельной энергии связи с ростом индукции магнитного поля дает основание полагать, что в сильных магнитных

полях с индукцией порядка 10^{18} Гс невозможно существование описанных в [1–3] экзотически сверхтяжелых ядер со значениями массовых чисел $A \sim 500 \div 700$. Заметим, что в столь сильных магнитных полях удельная энергия связи средних ядер также заметно уменьшается, очевидно, в связи с деформацией ядра в магнитном поле [5].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г. С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с.
2. Вартанян, Ю. Л. Нейтронобогатые ядра в Ферми-газе / Ю. Л. Вартанян, Н. К. Овакимова // Астрон. журн. – 1972. – Т. 49, вып. 2. – С. 306–315.
3. Саакян, Г. С. Физика нейтронных звезд / Г. С. Саакян. – Дубна : Изд-во ОИЯИ, 1995. – 347 с.
4. Саакян, Г. С. Явление пионизации вырожденного вещества / Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян // Астрофизика. – 1977. – Т. 13, вып. 2. – С. 295–311.
5. Леинсон, Л. Б. О делении ядер в сильном магнитном поле / Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский // Ядер. физика. – 1978. – Т. 27, вып. 6. – С. 1457–1463.
6. Секержицкий, В. С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях / В. С. Секержицкий. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 27.02.2018

Sekerzhitsky V.S. On the Composition of Heavy Atomic Nuclei of an Equilibrium Superdense Matter

The nuclear parameters and the specific binding energy of heavy nuclei of an equilibrium superdense matter are estimated. The influence of strong magnetic fields on these parameters is investigated.