



УДК 524.354.6-33

В.С. Секержицкий

ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ СВЕРХПЛОТНОГО ВОДОРОДА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Получены уравнения состояния для твердой и газообразной фаз электронно-протонного вещества в сильном магнитном поле при различных значениях массовой плотности. Используется модель крайне вырожденных и невырожденных идеальных ферми-газов.

1. Водород, как известно, является основным «строительным материалом» большинства звезд, и его исследование имеет важное значение для астрофизики. Плотность звездного вещества в ряде случаев весьма значительна (на несколько порядков превышает плотность воды). Согласно [1], при плотностях $\rho > 0,05 \text{ г/см}^3$ происходит полная ионизация водорода. При этом совокупность электронов представляет собой свободный ферми-газ, который в определенных диапазонах плотностей и температур можно считать крайне вырожденным и идеальным, а протоны (в зависимости от значений плотности и температуры) образуют либо некоторым образом упорядоченную структуру со свойствами твердого тела, либо также ферми-газ. В последнем случае речь идет об электронейтральной электронно-протонной плазме, для теоретического описания свойств которой наиболее часто применяется модель идеальных ферми-газов [1].

С повышением плотности электронно-протонного вещества возрастают кинетические энергии его компонентов, причем энергии электронов могут достигнуть релятивистских значений, и электронно-протонное вещество при этом становится нестабильным в отношении рождения нейтронов – начинается процесс нейтронизации вещества [1]. В модели упорядоченной структуры (решетки) вещества с повышением плотности уменьшаются также равновесные расстояния между протонами, что ведет к росту вероятности их столкновений и синтеза, т.е. в веществе за счет туннельного эффекта протекают пикноядерные реакции, причем тем интенсивнее, чем больше плотность вещества [1].

В [2] было отмечено, что при плотностях, превышающих 10^5 г/см^3 , скорость вероятности пикноядерных реакций синтеза водорода (протонов) достаточна для того, чтобы водород астрофизического объекта полностью «выгорел» за время $\sim 10^8$ лет. На этом основании был сделан вывод о том, что при постепенном сжатии звезды водород превращается в другие элементы (гелий или более тяжелые) раньше, чем электроны приобретут релятивистские энергии и начнется нейтронизация.

Заметим, что работа [2] была опубликована в 1957 году, когда возможность быстрого коллапса массивной звезды, приводящего к вспышке Сверхновой и образованию пульсара, была еще детально не изучена. При катастрофически быстром сжатии плотности, превышающие 10^6 г/см^3 , достигаются сравнительно быстро, и реакции нейтронизации, характерное время которых исчисляется минутами, должны происходить раньше, чем медленные подбарьерные пикноядерные реакции синтеза. Обоснование последнего утверждения дано нами в [3].

Таким образом, изучение свойств сверхплотного водорода представляет определенный интерес для физики плотных астрофизических объектов. Возможность существования в веществе таких объектов сильных магнитных полей делает актуальной задачу учета их влияния на характеристики сверхплотного водорода и происходящие в нем процессы.



В [4] была проведена предварительная оценка вероятности столкновения двух ядер в плотном замагниченном водороде с учетом их взаимодействия с постоянным и однородным магнитным полем, в [5] была проведена оценка влияния сильного магнитного поля на скорость пикноядерной реакции синтеза протонов. Было показано, что при движении протонов под углом к направлению вектора индукции сильного магнитного поля скорость вероятности их столкновения и синтеза может существенно (на несколько порядков) уменьшаться. Этот вывод качественно совпадает с результатами [6], полученными в рамках весьма грубой модели потенциального барьера [7].

Отметим, что исследованные нами в [8] процессы «замораживания» сверхсильным магнитным полем реакций нейтронизации и смещения порога нейтронизации в сторону более высоких плотностей менее интенсивны, чем отмеченное уменьшение скорости вероятности синтеза ядер. Поэтому вывод о возможности существования протонов в течение времени, достаточного для протекания реакций нейтронизации, справедлив и для сильно замагниченного вещества.

При выводе уравнения состояния сверхплотного замагниченного водорода необходимо учитывать возможность существования как твердой, так и плазменной фаз электронно-протонного вещества. В [3] нами были сформулированы оценочные критерии устойчивости фазы твердого тела в замагниченном электронно-протонном веществе и показано, что при низких температурах сильное магнитное поле уменьшает диапазон значений массовой плотности, при которых фаза твердого тела является устойчивой и не переходит в плазменную фазу. Мы рассмотрим здесь уравнения состояния ионизованного замагниченного водорода при различных значениях массовой плотности для модели ферми-газов всех компонентов (приближенное описание плазменной фазы) и модели «неподвижных» протонов и ферми-газов остальных компонентов (приближенное описание фазы твердого тела). Частично эти вопросы обсуждались нами в [3].

2. Рассмотрим сначала плазменную фазу. В рамках модели ферми-газов возможна реализация трех состояний ионизованного водорода: 1) нерелятивистские электронный и протонный газы; 2) релятивистский электронный и нерелятивистский протонный газы; 3) релятивистский (ультрарелятивистский) электронный и нерелятивистские протонный и нейтронный газы (причем при плотности, заметно превышающей порог нейтронизации, нейтронов существенно больше, чем протонов). Для каждого указанного выше случая в предположении крайнего вырождения и идеальности ферми-газов мы получим уравнение состояния вещества (водорода) в магнитном поле, способном оказывать квантующее действие на движение заряженных фермионов.

При плотности вещества $\rho \leq 10^6$ г/см³ (концентрации протонов $n_p \leq 10^{30}$ см⁻³) электроны нерелятивистские. В этом случае давление и плотность энергии вещества связаны с соответствующими характеристиками его электронного и протонного компонентов соотношениями:

$$P = P_p + P_e; \quad w = w_p + w_e, \quad (1)$$

где (см. подраздел 2.2 в [3], где даны ссылки на соответствующие оригинальные работы)

$$P_q(B) = P_q(0) \frac{R_{5/2}(x_q)}{R_{3/2}^{5/3}(x_q)}, \quad (2)$$



$$w_q(B) = m_q c^2 n_q + P_q(0) \frac{2,5x_q R_{3/2}(x_q) - R_{5/2}(x_q)}{R_{3/2}^{5/3}(x_q)}, \quad (3)$$

$$P_q(0) = \frac{2}{5} n_q \zeta_q(0), \quad \zeta_q(0) = \frac{(3\pi^2)^{2/3} \hbar^2}{2m_q} n_q^{2/3}, \quad (4)$$

$$x_q = \frac{\zeta_q(B)}{\mu B}, \quad \zeta_q(B) = \zeta_q(0) \frac{x_q}{R_{3/2}^{2/3}(x_q)}, \quad (5)$$

$$R_a(x_q) = a \sum_{n=0}^l \left((x_q - 2n - 1 - \sigma_q)^{a-1} + (x_q - 2n - 1 + \sigma_q)^{a-1} \right), \quad a = 3/2, 5/2, \quad (6)$$

B – индукция магнитного поля, n_q – концентрация заряженных фермионов, m_q – масса фермиона, $q = e, p$ – индексы, соответствующие электронному и протонному газам, $\zeta_q = \chi_q - m_q c^2$, χ_q – химический потенциал, $\sigma_q = \mu_q / \mu$, μ_q – собственный магнитный момент фермиона (для электронов μ – магнетон Бора μ_B , для нуклонов μ – ядерный магнетон μ_n), n – номер квантового уровня Ландау. В силу свойств функции распределения Ферми–Дирака суммирование в (6) ведется до тех пор, пока выражение под знаком соответствующего радикала неотрицательно. Для электронейтральной среды $n_p = n_e$ и

$$R_{3/2}(x_e) = R_{3/2}(x_p) = \frac{3\pi^2 \hbar^3 n_p}{(2m_p \mu_n B)^{3/2}}. \quad (7)$$

Тогда уравнение состояния крайне вырожденного замагниченного электронно-протонного вещества можно представить в виде:

$$w = K_{11} P + K_{12} P^{3/5}, \quad (8)$$

$$K_{11} = \frac{5}{2} R_{3/2}(x_p) \left(\frac{x_p}{m_p} + \frac{x_e}{m_e} \right) \left(\frac{R_{5/2}(x_p)}{m_p} + \frac{R_{5/2}(x_e)}{m_e} \right)^{-1} - 1, \quad (9)$$

$$K_{12} = \frac{5^{3/5} R_{3/2}(x_p) \cdot (m_p + m_e) c^2}{(3\pi^2 \hbar^3)^{2/5}} \left(\frac{1}{m_p} R_{5/2}(x_p) + \frac{1}{m_e} R_{5/2}(x_e) \right)^{-3/5}. \quad (10)$$

Для описания термодинамических свойств нерелятивистской водородной плазмы целесообразно вести отсчет энергии от величины энергии покоя фермиона и рассматривать лишь первое слагаемое уравнения (8). Тогда уравнение состояния



$$P = D_{11}w, \quad D_{11} = 1/K_{11}. \quad (11)$$

Для астрофізічных расчэтов, звязаных з ацэнкамі інтэгральных параметраў плотных магнітных звазд, в (8) можна пренебрыць першым слагаемым, учытваючы, што энергія покая нерэлятывісцкага ферміона многа больша яго кінетычнай энергіі. Тада ўраўненне становіцца

$$P = D_{12}w^{5/3}, \quad D_{12} = K_{12}^{-5/3}. \quad (12)$$

Ураўненне становіцца (12) запісана ў выглядзе, зручным для непасрэднай падстаноўкі ў формулы тэорыі цяготнення, з дапамогаю якіх можна ўсталяваць, ў частнасці, ацэночную залежнасць паміж масай і радыусам астрофізічнай канфігурацыі з магнітным полем, як гэта было зроблена ў [1] для незамагнічнага свэрхплотнага вадарода.

Пры шчынасці рэчыва ($10^6 \leq \rho \leq 10^7$) г/см³ электроны рэлятывісцкія. Ураўненне становіцца вызначана ў гэтым выпадку наступным выразеннем:

$$w = K_{21}P + K_{22}P^{3/4}, \quad (13)$$

$$K_{21} = R_{3/2}(x_p) \cdot \left(\frac{x_p}{\sqrt{y_p}} + 2\sqrt{X_e^2 + Y_e} \right) \left(R_1 + \frac{2}{5} \frac{R_{5/2}(x_p)}{\sqrt{y_p}} \right)^{-1}, \quad (14)$$

$$K_{22} = \frac{2^{3/4} m_p c^2 R_{3/2}(x_p)}{(3\pi^2 \hbar^3 c^3)^{1/4}} \left(R_1 + \frac{2}{5} \frac{R_{5/2}(x_p)}{\sqrt{y_p}} \right)^{-3/4}. \quad (15)$$

Пры гэтым (см. падраздзел 2.4 в [3])

$$P_e(B) = \frac{n_e}{2} \xi_e(0) \frac{R_1(X_e, Y_e)}{R_2^{4/3}(X_e)}, \quad (16)$$

$$w_e(B) = \frac{n_e}{2} \xi_e(0) \frac{2\sqrt{X_e^2 + Y_e} R_2(X_e) - R_1(X_e, Y_e)}{R_2^{4/3}(X_e)}, \quad (17)$$

$$X_e^2 = \frac{\xi_e^2(B)}{2m_e c^2 \mu_B B}; \quad Y_e = \frac{m_e c^2}{2\mu_B B}, \quad y_p = \frac{m_p c^2}{2\mu_B B}, \quad (18)$$

$$\xi_e(B) = \xi_e(0) \frac{X_e}{R_2^{1/3}(X_e)}; \quad \xi_e(0) = (3\pi^2)^{1/3} c \hbar n_e^{1/3}, \quad (19)$$



$$R_1(X_e, Y_e) = \frac{3}{2} \left(X_e \sqrt{X_e^2 + Y_e} - \frac{Y_e}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{X_e^2 + Y_e} + X_e}{\sqrt{X_e^2 + Y_e} - X_e} \right| + \right. \\ \left. + 2 \sum_{n=1}^l \left(\sqrt{X_e^2 + Y_e} \sqrt{X_e^2 - 2n} - \frac{Y_e + 2n}{2} \ln \left| \frac{\sqrt{X_e^2 + Y_e} + \sqrt{X_e^2 - 2n}}{\sqrt{X_e^2 + Y_e} - \sqrt{X_e^2 - 2n}} \right| \right) \right), \quad (20)$$

$$R_2(X_e) = \frac{3}{2} \left(X_e + 2 \sum_{n=1}^l \sqrt{X_e^2 - 2n} \right). \quad (21)$$

Суммирование в (20) и (21) ведется до тех пор, пока выражения под соответствующими радикалами неотрицательны. При $n_p = n_e$ имеет место $R_2(X_e) = R_{3/2}(x_p)$.

Согласно [1], у порога нейтронизации концентрация протонов $n_p \approx 1,2 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-3}$ в отсутствие магнитного поля. Как показано в [8], с ростом индукции сверхсильного магнитного поля порог нейтронизации водорода смещается в сторону более высоких плотностей. При плотностях, незначительно превышающих этот порог, необходимо учитывать парциальные давления и плотности энергии электронного, протонного и нейтронного компонентов вещества. При этом для равновесного вещества

$$\chi_e + \chi_p = \chi_n; \quad (22)$$

$$P = P_p + P_e + P_n; \quad w = w_p + w_e + w_n; \quad (23)$$

электронный газ релятивистский, а нуклонные газы нерелятивистские. Для описания нейтронного газа применимы формулы вида (2–5), а также

$$R_a(x_n) = \frac{1}{2} \left((x_n - \sigma_n)^a + (x_n + \sigma_n)^a \right), \quad (24)$$

причем $(x_n - \sigma_n)^a = 0$ при $x_n \leq \sigma_n$. Записать уравнение состояния в форме, аналогичной (8) или (13), не представляется возможным: оно определяется системой параметрических уравнений.

При плотностях, существенно превышающих порог нейтронизации, основной вклад в концентрацию нуклонов среды вносят нейтроны, и уравнение состояния вещества (нейтронного газа) в магнитном поле можно записать следующим образом:

$$w = K_{31} P + K_{32} P^{3/5}, \quad (25)$$

$$K_{31} = \frac{5 x_n R_{3/2}(x_n)}{2 R_{5/2}(x_n)} - 1, \quad (26)$$

$$K_{32} = \frac{5^{3/5} m_n c^2 R_{3/2}(x_n)}{(3\pi^2 \hbar^3)^{2/5}} \left(\frac{m_n}{R_{5/2}(x_n)} \right)^{3/5}. \quad (27)$$



Полученные уравнения, описывающие состояния холодного водорода при различных значениях массовой плотности, достаточно просты и удобны для численных оценок. Наиболее простой вид они имеют в случае таких значений индукции магнитного поля, при которых все фермионы среды поляризованы.

Отметим, что применяемая нами модель крайне вырожденных идеальных ферми-газов наиболее корректна при значениях массовой плотности, близких и превышающих 10^6 г/см³, поскольку температура вырождения протонного газа при этом превышает 10^6 К, что значительно больше возможной температуры во многих реальных физических объектах, содержащих водород (электронно-протонную плазму).

3. Остановимся теперь на уравнениях состояния холодного плотного водорода, находящегося в фазе твердого тела. При плотности вещества $\rho \leq 10^6$ г/см³ (концентрация протонов $n_p \leq 10^{30}$ см⁻³) электроны нерелятивистские. Учитывая, что

$$P = P_e; \quad w = w_p + w_e, \quad (28)$$

где P_e и w_e даются выражениями (2) и (3) соответственно, а $w_p = m_p c^2 n_p$ (энергией колебательного движения протонов пренебрегаем), уравнение состояния крайне вырожденного замагнитченного электронно-протонного вещества можно представить в виде:

$$w = K_{11}P + K_{12}P^{3/5}. \quad (29)$$

Здесь

$$K_{11} = \frac{5}{2} \frac{x_e R_{3/2}(x_e)}{R_{5/2}(x_e)} - 1, \quad (30)$$

$$K_{12} = \frac{5^{3/5} R_{3/2}(x_e) \cdot (m_p + m_e) c^2 \left(\frac{m_e}{R_{5/2}(x_e)} \right)^{3/5}}{(3\pi^2 \hbar^3)^{2/5}}. \quad (31)$$

При плотности вещества ($10^6 \leq \rho \leq 10^7$) г/см³ электроны релятивистские; давление и плотность энергии электронов даются формулами (16) и (17), плотность энергии протонов $w_p = m_p c^2 n_p$. Уравнение состояния определяется в этом случае следующим выражением:

$$w = K_{21}P + K_{22}P^{3/4}, \quad (32)$$

где

$$K_{21} = 2\sqrt{X_e^2 + Y_e} \frac{R_2}{R_1} - 1, \quad (33)$$

$$K_{22} = \frac{2^{3/4} m_p c^2 R_2}{(3\pi^2 \hbar^3 c^3)^{1/4} R_1^{3/4}}. \quad (34)$$



4. Рассмотрим пример применения полученных выше уравнений состояния холодного электронно-протонного вещества в магнитном поле.

При астрофизических оценочных расчетах обычно принимается, что основной вклад в энергию нерелятивистского вещества вносит его энергия покоя. Пренебрегая в (8) первым слагаемым, запишем уравнение состояния электронно-протонного замагниченного вещества в виде (12). Из ньютоновской теории тяготения известно [1, с. 155], что для уравнения состояния вещества

$$P = Dw^{1+1/n} \quad (35)$$

приближенное соотношение между массой M и радиусом R астрофизической конфигурации имеет вид:

$$R^{3-n} \approx \frac{D^n (n+1)}{4(2nG)^n} c^{2(n+1)} M^{1-n}, \quad (36)$$

где G – гравитационная постоянная. В (36) индекс политропы $n = 3/2$. Тогда

$$R \approx \frac{5D_{12}c^{10/3}}{12G(2M)^{1/3}}. \quad (37)$$

При оценках параметров электронно-протонной астрофизической конфигурации, содержащей релятивистский электронный газ, как и в предыдущем случае, можно ограничиться вторым слагаемым (13) и использовать уравнение состояния в виде

$$P = D_{22}w^{4/3}, \quad (38)$$

где $D_{22} = K_{22}^{-4/3}$. Индекс политропы в (36) $n = 3$. Тогда из (36) и (38) получаем:

$$M \approx \sqrt{2}c^4 \left(\frac{D_{22}}{3G} \right)^{3/2}. \quad (39)$$

Радиус астрофизической конфигурации входит в (39) неявно, т. к.

$$M = \frac{4}{3}\pi R^3 \langle \rho \rangle, \quad (40)$$

где $\langle \rho \rangle$ – среднее значение плотности вещества.

При плотностях, существенно превышающих порог нейтронизации водорода, для астрофизических оценочных расчетов удобно принять

$$P = D_{32}w^{5/3}, \quad D_{32} = K_{32}^{-5/3}. \quad (41)$$

Из (36) и (41) имеем:



$$R \approx \frac{5D_{32}c^{10/3}}{12G(2M)^{1/3}}. \quad (42)$$

Индукция магнитного поля входит неявно в выражения для коэффициентов D_{12} , D_{22} , D_{32} (в сверхсильных магнитных полях эта зависимость явная, но также довольно громоздкая и потому здесь не приводится). Приведенные выше формулы позволяют (в рамках соответствующих предположений о составе и уравнении состояния вещества) проводить приближенную (качественную) оценку зависимости радиуса холодной водородной астрофизической конфигурации от ее массы и усредненного значения индукции, характерного для нее магнитного поля.

5. Как показано нами в [3], наличие внешнего магнитного поля вносит коррективы в критерий устойчивости фазы твердого тела для холодного электронно-протонного вещества и практически не оказывает влияния на соответствующий критерий для горячего вещества. Поскольку некоторые энергетические характеристики невырожденных ферми-газов зависят от индукции магнитного поля, целесообразно все же рассмотреть влияние последнего на уравнения состояния твердой и плазменной фаз горячего электронно-протонного вещества. Здесь мы ограничимся случаем нерелятивистского электронного газа.

Давление и плотность энергии невырожденного нерелятивистского газа заряженных фермионов при заданных концентрации и температуре, находящегося в постоянном и однородном магнитном поле с индукцией B , определяются соответственно выражениями (см. формулы подраздела 3.2 в [3]):

$$P_q(B) = n_q kT = P_q(0), \quad (43)$$

$$w_q(B) = n_q m_q c^2 + n_q kT \left(\frac{1}{2} + \alpha_q \operatorname{cth} \alpha_q - \sigma_q \alpha_q \operatorname{th}(\sigma_q \alpha_q) \right), \quad \alpha_q = \frac{\mu B}{kT}. \quad (44)$$

При вычислениях полагаем среду электронейтральной ($n_p = n_e$) и фиксируем значения температуры T . Из (43) следует, что давление горячего ферми-газа заданной концентрации от индукции магнитного поля не зависит.

В [3, с. 87] показано, что фаза твердого тела в горячем нерелятивистском электронно-протонном веществе может быть реализована при $T \ll 10^6$ К, если при этом массовая плотность $\rho \geq 1,86 \cdot 10^{-11} T^3$ г/см³. Давление в этом случае определяется электронным газом:

$$P = P_e = n_e kT, \quad (45)$$

а кинетическая энергия колебательного движения протона значительно меньше его энергии покоя:

$$w(B) = n_p (m_p + m_e) c^2 + n_p kT \left(\frac{1}{2} + \alpha_e \operatorname{cth} \alpha_e - \alpha_e \operatorname{th} \alpha_e \right) \approx$$



$$\approx n_p m_p c^2 + n_p kT \left(\frac{1}{2} + \frac{2\alpha_e}{\text{sh}(2\alpha_e)} \right). \quad (46)$$

Если $B \neq 0$, то $\text{sh}(2\alpha_e) > 2\alpha_e$. При $T < 10^6$ К $\frac{3}{2}kT < 2 \cdot 10^{-10}$ эрг $\ll m_p c^2 \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$ эрг и

$$w(B) \approx w(0) \approx n_p m_p c^2. \quad (47)$$

Уравнение состояния замагниченного электронно-протонного вещества в этом случае такое же, как и в отсутствие магнитного поля:

$$P = \frac{kT}{m_p c^2} w. \quad (48)$$

Для любых значений массовой плотности, соответствующих электронно-протонному веществу, при $T > 10^6$ К имеет место плазменная фаза. Тогда в рамках модели идеальных ферми-газов давление

$$P = P_p + P_e = 2n_p kT, \quad (49)$$

а плотность энергии

$$w = w_p + w_e = n_p (m_p + m_e) c^2 + n_p kT \left(1 + \alpha_p \text{cth} \alpha_p - \sigma_p \alpha_p \text{th}(\sigma_p \alpha_p) + \alpha_e \text{cth} \alpha_e - \alpha_e \text{th} \alpha_e \right). \quad (50)$$

При этом $\alpha_e = \alpha_p (m_p / m_e) = 1836,11 \alpha_p$.

В слабых магнитных полях $\alpha_e \ll 1$, $\text{th} \alpha_e \approx \alpha_e$, $\text{th}(\sigma_p \alpha_p) \approx \sigma_p \alpha_p \ll \alpha_e$, $\text{cth} \alpha_e \approx \alpha_e^{-1} + \alpha_e / 3$, $\text{cth} \alpha_p \approx 1836,11 / \alpha_e$. Это дает:

$$w \approx n_p m_p c^2 + n_p kT (3 - 2\alpha_e^2 / 3) \approx n_p (m_p c^2 + 3kT), \quad (51)$$

т.е. влиянием слабого магнитного поля на плотность энергии электронно-протонной плазмы можно пренебречь. Слагаемые в (52) сравнимы при $T \sim m_p c^2 / (3k) \approx 3,6 \cdot 10^{12}$ К. Соответствующее уравнение состояния имеет вид:

$$P = \frac{2kT}{m_p c^2 + 3kT} w. \quad (52)$$

В сверхсильных магнитных полях $\alpha_e \gg 1$. При этом $\alpha_p \text{cth} \alpha_p \ll \alpha_e \text{cth} \alpha_e$, $\sigma_p \alpha_p \text{th}(\sigma_p \alpha_p) \ll \alpha_e \text{th} \alpha_e$ и



$$w(B) \approx n_p m_p c^2 + n_p kT (1 + \alpha_e \operatorname{cth} \alpha_e - \alpha_e \operatorname{th} \alpha_e) \approx n_p (m_p c^2 + kT (1 + a)), \quad (53)$$

где $a = a(B, T) = 2\alpha_e / \operatorname{sh}(2\alpha_e) < 1$. Тогда уравнение состояния горячего сильно замагниченного нерелятивистского электронно-протонного вещества в модели идеальных ферми-газов может быть записано следующим образом:

$$P = \frac{2kT}{m_p c^2 + kT(1+a)} w. \quad (54)$$

Заметим, что мы не рассматривали здесь возможность рождения электронно-позитронных пар в горячем сверхплотном замагниченном водороде, которое, очевидно, имеет место в реальных астрофизических объектах. Концентрация электронно-позитронных пар в таких условиях может оказаться достаточно большой и внести существенный вклад в давление среды. Поэтому проведенное выше изучение вопроса о влиянии магнитного поля на уравнение состояния горячего электронно-протонного вещества может представлять, в первую очередь, академический интерес.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г.С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г.С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с.
2. Зельдович, Я.Б. О ядерных реакциях в сверхплотном холодном водороде / Я.Б. Зельдович // Журнал эксперим. и теор. физ. – 1957. – Т. 33, № 4 (10). – С. 991–993.
3. Секержицкий, В.С. Равновесные системы фермионов и бозонов в магнитных полях / В.С. Секержицкий. – Брест : Изд-во БрГУ, 2008. – 198 с.
4. Секержицкий, В.С. К расчету вероятности пикноядерной реакции в замагниченном водороде / В.С. Секержицкий, С.С. Секержицкий, Г.А. Шульман // Изв. вузов. Физика. – 1982. – № 9. – С. 109–110.
5. Дубик, И.Ю. Пикноядерные реакции синтеза в холодном водороде / И.Ю. Дубик, В.С. Секержицкий // Веснік Брэсцкага ун-та. Сер. прыродазнаўчых навук. – 2007. – № 1 (28). – С. 51–58.
6. Секержицкий, В.С. О ядерных реакциях в плотном холодном замагниченном веществе / В.С. Секержицкий, Г.А. Шульман // Изв. вузов. Физика. – 1980. – № 3. – С. 22–27.
7. Чубарян, Э.В. Некоторые свойства вещества при плотностях ниже ядерной / Э.В. Чубарян // Докл. АН Арм. ССР. – 1964. – Т. 38, № 1. – С. 17–21.
8. Иванов, М.А. О нейтронизации сильно замагниченного вещества / М.А. Иванов, С.С. Липовецкий, В.С. Секержицкий // Астрон. журнал. – 1993. – Т. 70, вып. 3. – С. 531–536.

V.S. Sekerzhitsky. About State Equation of Superdense Hydrogen in Strong Magnetic Field

The state equations for solid and gaseous phases of electronic-proton of substance in strong magnetic field within various significances of mass denseness are received We have used the model of extremely degenerate and non-degenerate ideal fermi-gas.

Рукапіс паступіў у рэдкалегію 16.09.2010