

УДК: 52:537.5

ПРОСТАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ УЧЕТА ЭФФЕКТОВ ПЛАЗМЕННОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ В ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Д. А. ШАЛЫБКОВ, Д. Г. ЯКОВЛЕВ

Поступила 10 июля 1986

Принята к печати 20 июня 1987

В модели Томаса—Ферми вещества большой плотности аналитически рассчитан фактор усиления скорости термоядерных реакций за счет эффектов плазменного экранирования в вырожденном слабонеидеальном электронном газе и сильно неидеальной двухкомпонентной ионной жидкости с большим зарядом ионов. Найдены области значений плотности и температуры, в которых существенную роль играет экранирование, обусловленное сжимаемостью электронного газа. Отмечено, что экранирование за счет сжимаемости электронного газа может быть подвержено влиянию сильных магнитных полей $B \sim 10^{12}—10^{13}$ Гс, квантующих движение электронов и меняющих радиус электронного экранирования заряда в плазме. Результаты могут быть применены для вырожденных ядер белых карликов и оболочек нейтронных звезд.

1. *Общие соотношения.* Хорошо известно, что при расчете скорости ядерных реакций в плотном и не слишком горячем звездном веществе следует учитывать эффекты плазменного экранирования: на протекание реакции между ядрами 1 и 2 влияют электрические поля, создаваемые окружающими ионами и электронами плазмы.

Окружающие ионы обычно движутся медленнее реагирующих ядер 1 и 2 (в основном в реакцию вступают ядра с сильно надтепловыми энергиями; см., например, [1]). Поэтому следует рассчитать скорость реакции при фиксированном положении ионов плазмы и лишь затем усреднить ее по положениям этих ионов. Электроны же обычно движутся гораздо быстрее реагирующих ядер и создают сплошной (слабо сжимаемый) фон отрицательного заряда.

Состояние ионов сорта $j = 1, 2, \dots$ удобно характеризовать газовым параметром Γ_j :

$$\Gamma_j = \frac{Z_j^2 e^2}{a_j^{(0)} k T} = \Gamma_e Z_j^{5/3}, \quad \Gamma_e = \frac{e^2}{a_e k T} = \frac{0.2275}{T_8} \left(\frac{\rho_8}{\mu_e} \right)^{1/3},$$

$$a_j^{(0)} = a_e Z_j^{1/3}, \quad a_e = \left(\frac{3}{4\pi n_e} \right)^{1/3}, \quad \mu_e = \sum_j n_j A_j / n_e, \quad n_e = \sum_j n_j A_j. \quad (1)$$

Здесь ρ_0 — массовая плотность в единицах 10^8 г/см³, T_0 — температура в 10^8 К, n_j — концентрация ионов сорта j (с зарядовым числом Z_j и массовым числом A_j), n_e — концентрация электронов.

Общее выражение для скорости реакции нетрудно получить (см., например, [2]), если для описания системы справедливо классическое распределение Гиббса и характерное классическое расстояние поворота реагирующих ядер $r_0 \ll a$, где $a = (a_1^{(0)} + a_2^{(0)})/2$ — типичное расстояние между ионами. Тогда потенциал электрического поля $\Phi = \Phi(r, r_2, \dots, r_N)$, создаваемого окружающими частицами, фактически постоянен в области протекания реакции ($r \approx r_1 \approx r_2$) и скорость реакции R (число реакций в единице объема в единицу времени) равна [2]

$$R = R_0 E, \quad E = \exp[H(0)] = \lim_{r \rightarrow 0} g(r) \exp\left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{rkT}\right). \quad (2)$$

Здесь R_0 — скорость реакции без учета экранирования, E — фактор усиления скорости реакции за счет экранирования ($E \geq 1$), $g(r)$ — двухчастичная функция распределения, нормированная условием $g(r) \rightarrow 1$ при $r \rightarrow \infty$. Функция $H(r)$ выражается через потенциал средней силы $\varphi(r) \equiv -kT \ln g(r)$ согласно соотношению $H(r) = -u(r)/kT$, где $u(r) \equiv \varphi(r) - Z_1 Z_2 e^2 r^{-1}$ — составляющая $\varphi(r)$, создаваемая окружающими частицами плазмы.

Фактор E удобно представить в виде [2]

$$E = \exp\left(\frac{F - F'}{kT}\right), \quad (3)$$

где

$$F = -kT \ln Q, \quad Q = \int dV_1 dV_2 dV_3 \dots dV_N \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{kT}\right),$$

$$F' = -kT \ln Q', \quad Q' = V \int dV dV_3 \dots dV_N \exp\left(-\frac{\mathcal{E}'}{kT}\right)$$

— свободные энергии и статистические суммы исходной системы частиц (N ионов в объеме V , заполненном электронным газом) и системы, получающейся из исходной соединением ядер 1 и 2 в одно ядро; эти величины, как и энергии систем, \mathcal{E} и \mathcal{E}' , не включают кинетическую энергию ионов (при выводе (2) по импульсам ионов удается проинтегрировать в общем виде).

Выражения (2), (3) справедливы при $r_0 \ll a$, что отвечает достаточно высоким температурам $T \geq T_i$. Для углеродной плазмы температура T_i

изображена на рис. 1 в предположении, что она отвечает соотношению $r_0 = 0.3a$. Множитель 0.3 в этом соотношении в известной мере условен и выбран по результатам [3] (согласно которым при $r < 0.3a$ функция $H(r) \approx H(0)$ слабо зависит от r). Для оценки использовано выражение

$$r_0 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{kT} \left(\frac{n}{\pi Z_1 Z_2 e^2} \sqrt{\frac{2kT}{M_{12}}} \right)^{2/3}, \quad (4)$$

полученное без учета экранирования (M_{12} — приведенная масса реагирующих ядер).

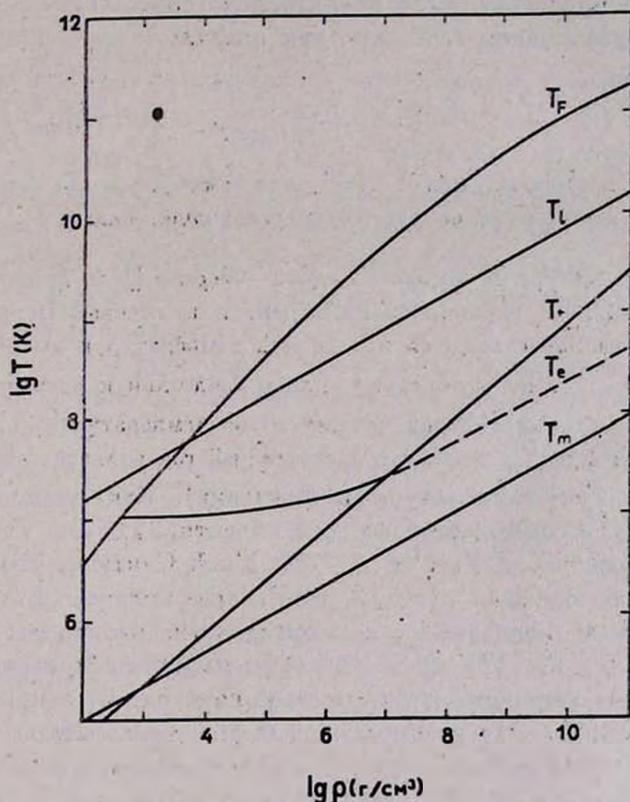


Рис. 1. Характерные температуры углеродной плазмы, определяющие различные режимы плазменного экранирования при горении углерода: T_l — температура образования ионной жидкости; T_m — температура кристаллизации; T_F — температура вырождения электронов; T_l — температура, ниже которой $r_0 > 0.3a$, и рассмотрение разделов 2, 3 ставится неприменимым; T_e — температура, ниже которой существенно экранирование за счет сжимаемости электронного газа (см. текст).

В предельном случае высоких температур и низких плотностей, когда $\Gamma_j \ll 1$ и ионы образуют идеальный газ, применима теория Дебая—Хюккеля, которая дает

$$g(r) = \exp \left[-\frac{Z_1 Z_2 e^2}{rkT} \exp \left(-\frac{r}{r_D} \right) \right], \quad \frac{1}{r_D^2} = \frac{1}{r_{Di}^2} + \alpha^2. \quad (5)$$

Здесь r_D — радиус экранирования заряда в плазме, определяемый ионным дебаевским радиусом r_{Di} ($r_{Di}^{-2} = (4\pi e^2/kT) \sum_j Z_j^2 n_j$) и радиусом электронного экранирования $r_e = \alpha^{-1}$ (см. ниже (13)). В силу (5) (см., например, [4]) в рассматриваемом случае $H(0) = Z_1 Z_2 e^2 / (r_D kT)$, и экранирование слабо влияет на скорость реакции ($E \sim 1$). Особенно наглядно это проявляется для ионов одного сорта ($\Gamma_1 = \Gamma_2 \ll 1$) в вырожденном электронном газе, где, как правило, $\alpha^2 r_{Di}^2 \ll 1$ и

$$H(0) = \sqrt{3} \Gamma^{3/2}, \quad \Gamma \equiv \Gamma_1 = \Gamma_2 = \frac{Z^2 e^2}{akT}, \quad \alpha = \left(\frac{3}{4\pi n_i} \right)^{1/3}. \quad (6)$$

Эта формула применима при $T \gg T_i$, где температура T_i отвечает условию $\Gamma = 1$ и изображена на рис. 1 для углеродной плазмы.

2. Расчет фактора E методом Томаса—Ферми. Цель данной работы — исследовать влияние экранирования в рамках применимости формул (2), (3) в обратном предельном случае низких температур и высоких плотностей, когда $\Gamma_j \gtrsim 1$ и ионы образуют сильно неидеальную систему. На рис. 1 указанная область параметров соответствует температурам $T_i \lesssim T \lesssim T_l$. Дополнительно предполагаем, что электронный газ является вырожденным ($T < T_F$, где T_F — температура вырождения). Как видно из рис. 1, условие $T < T_F$ соблюдается во всей области $T_i \lesssim T \lesssim T_l$, исключая небольшой участок $T \gtrsim 10^7$ К, $\rho \lesssim 10^4$ г/см³. Считаем, что плотность ρ много выше значения $\rho_0 \sim AZ$ г/см³, при котором $kT_F \gg Ze^2/a$ и ионы полностью ионизованы, а вырожденные электроны почти свободны. При $1 \lesssim \Gamma \lesssim 170$ ионы образуют жидкость (превращение газа в жидкость не сопровождается фазовым переходом), а при $\Gamma > 170$ — кристалл (см. [5]). Для углеродной плазмы температура кристаллизации $T = T_m$ изображена на рис. 1. Отметим, что для ионов одного сорта температуры T_l , T_m зависят от Z как $T_l \propto Z^{5/3}$, $T_m \propto Z^{5/3}$, а температуры T_F и T_i от Z практически не зависят; граничная плотность $\rho_0 \propto AZ \approx 2Z^2$.

В рассматриваемых условиях экранирование, в основном, осуществляется ионами в несжимаемом электронном газе, однако определенный вклад дает и учет сжимаемости. Расчеты E в приближении несжимаемого электронного газа проводились в ряде работ [2, 6—11] и при $T \gtrsim T_i$ удовлетворительно согласуются друг с другом (см. раздел 3).

Учет сжимаемости нерелятивистского электронного газа для водородной плазмы ($Z = 1$) при $\Gamma \lesssim 10$ проводился в [12, 13] путем численного решения гиперцепных уравнений для функции $g(r)$ (см. (2)). Применимость этого метода (строго обоснованного при $\Gamma \lesssim 1$) для расчета E (т. е. $H(r)$ в точке $r = 0$) при $\Gamma \sim 10$ требует дальнейших обоснований. Результаты расчетов авторы работ [12, 13] аппроксимировали аналитическими формулами, которые, однако, вызывают сомнения, так как 1) в вырожденном электронном газе эти формулы непропорционально дают фактор E , не зависящий от сжимаемости газа (от параметра χ_a , см. ниже (11)); 2) формулы [12, 13] не воспроизводят табличного значения E при $r_s \equiv a_m \cdot m_e e^2 / \hbar^2 = 1$, $\Gamma = 10$.

Кроме того, учет сжимаемости релятивистского электронного газа проводился в [14—16] при $\Gamma < 200$ и $Z \leq 26$ по упрощенной формуле $E = E_i E_c$, $E_c = \exp(-\langle \delta W \rangle / kT)$. Здесь E_i — фактор E в несжимаемом электронном газе, δW — поправка к энергии взаимодействия реагирующих ядер, обусловленная сжимаемостью электронного газа и вычисленная с помощью диэлектрической проницаемости вещества. Усреднение $\langle \dots \rangle$ по ансамблю ионов производилось с использованием структурного фактора ионной жидкости. Однако такой метод расчета E_c представляется ошибочным в двух аспектах. Во-первых, усреднению подлежит не показатель экспоненты, а сама экспонента (см. раздел 1). Во-вторых, следует учитывать изменение вероятности сближения реагирующих ядер за счет сжимаемости электронного газа, приводящей к экранированию зарядов соседних ядер. Оба эти обстоятельства автоматически учитываются в приведенных выше формулах (2), (3). Расчет [14—16] не сводится к формализму (2), (3) и может давать сильно заниженные значения E_c (см. раздел 3).

В этой ситуации для исследования общей зависимости фактора E от сжимаемости электронного газа мы использовали модель Томаса—Ферми (без учета обмена и в приближении нулевой температуры электронов) для вещества высокой плотности (см., например, [17]). Данная модель применима для сильно взаимодействующей ионной системы ($\Gamma_j \gg 1$) при $Z_j \gg 1$ и позволяет получить аналитическое выражение для E при произвольном уравнении состояния электронного газа (при произвольной степени релятивизма электронов, при отсутствии или наличии квантующего магнитного поля).

В используемой модели вещество рассматривается как совокупность плотно упакованных «ионных шаров». В центре каждого шара находится ион, а внутренность шара сферически-симметричным образом заполнена электронным газом, заряд которого компенсирует заряд иона. Соседние шары взаимодействуют посредством сил давления.

В рассматриваемых условиях уравнения Томаса—Ферми можно решать итерациями, используя малость энергии взаимодействия электронов внутри шара по сравнению с кинетической энергией электронов. Стандартное применение теории возмущений до членов второго порядка малости включительно ведет к следующим выражениям для энергии W_j и давления P_j ионного шара радиуса a_j , содержащего ион с зарядом $Z_j e$:

$$W_j = Z_j \varepsilon_0 (n_e^{(j)}) - \frac{9Z_j^2 e^2}{10 a_j} - \frac{18}{175} \frac{Z_j^2 e^2}{a_j} x^2 a_j^2, \quad (7)$$

$$P_j = P_0 (n_e^{(j)}) - \frac{3}{10} \frac{Z_j^2 e^2}{a_j} n_j - \frac{6Z_j^2 e^2}{175 a_j} n_j \left(x^2 a_j^2 - 3a_j^2 \frac{\partial x^2}{\partial \ln n_0} \right). \quad (8)$$

Здесь $\varepsilon_0 (n_e^{(j)})$ и $P_0 (n_e^{(j)})$ — средняя энергия одного электрона и давление в свободном электронном газе с концентрацией $n_e^{(j)} = Z_j (4\pi a_j^3/3)^{-1}$; $x = (4\pi e^2 \partial n_e / \partial \mu_0)^{1/2}$ — обратный радиус электронного экранирования в невозмущенном электронном газе (с концентрацией $n_0 = n_e$ и энергией Ферми μ_0). Слагаемые первого порядка малости, содержащие $Z_j^2 e^2 / a_j$, учитывают электростатическое взаимодействие электронов внутри шара друг с другом и с ионом в приближении несжимаемого электронного газа, а слагаемые второго порядка малости, содержащие $x^2 a_j^2$ (при большой плотности обычно $x^2 a_j^2 \ll 1$), представляют собой поправки, обусловленные сжимаемостью.

Пользуясь (7), (8), легко вычислить внутренние энергии U и U' исходной системы зарядов и системы со слившимся зарядом 1+2. Рассматривая для простоты двухкомпонентную ионную плазму, имеем: $U = N_1 W_1 + N_2 W_2$, $U' = (N_1 - 1) W_1 + (N_2 - 1) W_2 + W_{12}$. Радиусы ионных шаров в указанных системах ($a_1, a_2; a'_1, a'_2, a'_{12}$) находятся из условия плотной упаковки (объем системы $V = (4\pi/3)(N_1 a_1^3 + N_2 a_2^3) = (4\pi/3)[(N_1 - 1) a_1^3 + (N_2 - 1) a_2^3 + a_{12}^3]$) и равенства давлений: $P_1 = P_2, P'_1 = P'_2 = P'_{12}$. В данной модели энергии U и U' не зависят от T . Тогда в (3) $F - F' = U - U'$. После несложных преобразований получим:

$$H(0) = H_i + H_e, \quad E = E_i E_e, \quad E_i = \exp(H_i), \quad E_e = \exp(H_e), \quad (9)$$

$$H_i = \frac{9}{10} (\Gamma_{12} - \Gamma_1 - \Gamma_2) = \frac{9}{10} \Gamma_e (Z_{12}^{5/3} - Z_1^{5/3} - Z_2^{5/3}), \quad (10)$$

$$H_e = \Gamma_e x^2 a_e^2 \left\{ \frac{18}{175} (Z_{12}^{7/3} - Z_1^{7/3} - Z_2^{7/3}) + \right.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{3}{200} [(Z_1^{2/3} - Z_2^{2/3})^2 (X_1^2 Z_1 + X_2^2 Z_2) - \\
 & - Z_{12} (X_1 Z_1^{2/3} + X_2 Z_2^{2/3} + Z_{12}^{2/3})^2 + 2(Z_1^{7/3} - Z_2^{7/3} (X_1 - X_2) + \\
 & + 4Z_1^{2/3} Z_2^{2/3} (Z_2 X_1 + Z_1 X_2) + 2Z_{12}^{7/3})], \quad (11)
 \end{aligned}$$

$$Z_{12} = Z_1 + Z_2, \quad X_1 = Z_1 n_1 / n_e, \quad X_2 = Z_2 n_2 / n_e = 1 - X_1.$$

Здесь фактор E_i описывает изменение скорости термоядерной реакции в приближении несжимаемого электронного газа, а E_e учитывает эффект сжимаемости.

3. *Обсуждение результатов.* Проанализируем полученные выражения (9)—(11).

А. *Экранирование без учета сжимаемости электронного газа.* Формулы (9), (10) для E_i и H_i получена еще Солпитером [6] в модели ионных шаров, заполненных несжимаемым электронным газом. В частности, для ионов одного сорта

$$H_i = \alpha \Gamma, \quad \alpha = \frac{9}{5} (2^{2/3} - 1) = 1.057, \quad (12)$$

где Γ дается формулой (6). Соотношение (12) подтверждается результатами [8], основанными на расчетах [18] энергии двухкомпонентной системы ионов в несжимаемом электронном газе методом Монте-Карло. Согласно [8] в широком интервале $1 \lesssim \Gamma \lesssim 160$ зависимость H_i от Γ слабо отличается от (12), причем при $\Gamma \gg 1$ асимптотически $H_i = 1.053 \Gamma$.

Нужно отметить, что согласно многочисленным расчетам $g(r)$ методом Монте-Карло (см., например, [9, 11]) в области значений $0.4 \lesssim r/a \lesssim 1.6$ функция $H(r)$ хорошо аппроксимируется выражением $H(r) = \Gamma [1.25 - 0.39 (r/a)]$ (при $r < 0.4a$ прямой расчет $g(r)$ методом Монте-Карло затруднителен, т. к. тесные сближения ионов очень маловероятны из-за сильного кулоновского отталкивания). Если экстраполировать это выражение вплоть до значений $r = 0$, то вместо (12) получится $H_i = 1.25 \Gamma$. Однако, как следует из расчетов $H(r)$ при малых r в модифицированном гиперцепном приближении [3], подобная экстраполяция неправомерна, т. к. при $r < 0.4a$ зависимость $H(r)$ отклоняется от линейной.

Отметим также, что расчеты E_i без наложенного выше ограничения $T \gtrsim T_i$ (с учетом того, что потенциал электрического поля, создаваемый окружающими ионами плазмы, меняется в области туннелирования ядер, $r \lesssim r_0$) в различных модельных предположениях производился в [7, 9—11].

Б. Экранирование за счет сжимаемости электронного газа. Пользуясь (9), (11), проанализируем влияние сжимаемости электронного газа на скорость протекания реакций. Полезно отметить, что в вырожденном идеальном электронном газе с произвольной степенью релятивизма величина χ , входящая в (11), равна

$$\chi = \frac{\sqrt{3} \omega_{pe}}{v_F}, \quad \omega_{pe}^2 = \frac{4\pi e^2 n_e}{m_e} \left(1 - \frac{v_F^2}{c^2}\right)^{1/2}, \quad (13)$$

где ω_{pe} — электронная плазменная частота, v_F — фермиевская скорость электронов. Тогда в (11)

$$\chi^2 \alpha^2 = 3 \left(\frac{12}{\pi}\right)^{1/3} \frac{e^2}{\hbar v_F} = 0.03422 \frac{c}{v_F}, \quad (14)$$

$$\frac{v_F}{c} = \left(\frac{p_F}{m_e c}\right) \left[1 + \left(\frac{p_F}{m_e c}\right)^2\right]^{-1/2}, \quad \frac{p_F}{m_e c} = 1.009 \left(\frac{\rho_e}{\rho_e^{(0)}}\right)^{1/3},$$

p_F — фермиевский импульс. Часто сжимаемость электронного газа характеризуют параметром $r_s = a_s/a_B$, где a_B — боровский радиус. В силу (14) в вырожденном нерелятивистском электронном газе $\chi^2 \alpha^2 = 2.4435 r_s$, а в ультрарелятивистском газе $\chi^2 \alpha^2 = 0.0342$ не зависит от r_s .

Согласно (9), (11), для ионов одного сорта получим

$$H_s = \beta \Gamma \alpha^2 \chi^2 = \beta \Gamma Z^{2/3} \alpha_s^2 \chi^2, \quad \beta = \frac{36}{175} (2^{4/3} - 1) + \frac{3}{200} (2^{2/3} - 1)^3 = 0.323. \quad (15)$$

Первое слагаемое в выражении для β является основным и соответствует разности энергий ионных шаров, $W_1 + W_2 - W_{12}$ (см. вывод формулы (9)), вычисленной без учета изменения радиусов шаров за счет сжимаемости электронного газа ($a_j = a_j^{(0)}$, см. (1)). Второе слагаемое составляет всего 3% от первого.

Строго говоря, использованный метод адекватно описывает эффект сжимаемости электронного газа при $Z \gg 1$. Точность метода можно выяснить, если сравнить (7) с внутренней энергией однокомпонентной ионной жидкости, вычисленной в [19, 20] методом теории возмущений по сжимаемости нерелятивистского электронного газа в рамках формализма электронной диэлектрической проницаемости. При $\Gamma \gg 1$ и $Z \gg 1$, согласно [19], в формуле для W_j/kT сжимаемость электронного газа описывается слагаемым $\gamma \Gamma^2 \alpha^2$, в котором численный коэффициент γ равен -0.1038 . Это значение γ хорошо согласуется со значением $\gamma = -18/175 = -0.1029$,

даваемой формулой (7). В то же время при $Z = 6, 2, 1$, согласно [20], $\gamma = 0.0528, 0.0356, 0.0196$. Поэтому можно ожидать, что общая зависимость (11), (15) от параметров электронного газа справедлива и при очень больших Z , но численные коэффициенты в (11), (15) уменьшаются с уменьшением Z и могут несколько различаться в нерелятивистском и ультрарелятивистском электронном газе. Таким образом, метод Томаса—Ферми не позволяет получить количественно точные значения коэффициентов в (11), (15) при умеренных и малых Z . Детальный расчет этих коэффициентов при значениях $Z = 1 \div 6$, представляющих особенный интерес для астрофизических приложений, будет произведен в следующей работе.

Пользуясь (9), (11), (15), легко найти область температур, в которой экранирование за счет сжимаемости электронного газа сильно влияет на скорость термоядерной реакции ($E_e > 5$). На рис. 1 эта область отвечает температурам $T < T_e$. В релятивистском электронном газе ($\rho > 10^6$ г/см³) температура T_e оказывается меньше температуры T_i , ниже которой проделанный расчет, строго говоря, неприменим (раздел 1). Эта часть кривой $T = T_e$ изображена штриховой линией. Таким образом, расчет E_e в релятивистском электронном газе для горения углерода (в рамках подхода раздела 1) справедлив лишь в той области температур, где фактор E_e близок к 1 (т. е. экранирование за счет сжимаемости электронного газа мало существенно). В реакциях с участием более тяжелых ядер экранирование, обусловленное сжимаемостью релятивистского электронного газа, может играть более важную роль. Отметим, что для однокомпонентной ионной плазмы температура T_e зависит от Z как $T_e \propto Z^{1/3}$.

С уменьшением плотности в нерелятивистском вырожденном электронном газе экранирование за счет сжимаемости электронного газа становится все более сильным. При $\rho \sim \rho_0 \sim AZ$ г/см³ оно оказывается столь же сильным, что и ионное экранирование ($H_e \sim H_i$), но проделанный расчет в этой области перестает быть применимым: начинают играть роль эффекты неполной ионизации и сильной неидеальности электронного газа.

Подчеркнем отличие полученных результатов от результатов [14—16]. Для этого отметим, что фактор экранирования E_e в [14—16] выражается через интеграл (содержащий структурный фактор однокомпонентной ионной плазмы), который вычислялся ранее в [18—20]. В частности, пользуясь значением этого интеграла [19], для случая $\Gamma \gg 1$, $Z \gg 1$, в котором применима формула (15), в рамках формализма [14—16] получим $H_e = 0.206 \Gamma^2 a^2$, что при $T < T_e$ дает фактор E_e , существенно меньший, чем фактор, вычисленный по формуле (15). Таким образом, в [14—16] влияние сжимаемости электронного газа на скорость термоядерной реакции сильно недооценено (по причинам, указанным в разделе 2).

В. Экранирование за счет сжимаемости электронного газа в квантующем магнитном поле. Хотя вклад E_e в усиление скорости реакции обычно меньше, чем E_i , он все же является существенным, особенно при наличии квантующего магнитного поля. Не слишком сильное поле, в котором ионная циклотронная частота ω_{Di} меньше ионной плазменной частоты ω_{pi} ($B \ll 10^{14} \rho_0^{1/2}$ Гс), непосредственно не влияет на движение ионов. Однако, если такое поле ($B \sim 10^{12} - 10^{13}$ Гс) квантует поперечное движение электронов, то оно может влиять на сжимаемость электронного газа: радиус электронного экранирования χ^{-1} в (11) отклоняется от значений, даваемых формулой (14). А именно, при увеличении ρ величина $\chi^2 a^2$ может испытывать квантовые осцилляции (см., например, [21]), обусловленные заполнением электронами новых уровней Ландау. Это приведет к вариациям фактора E_e . Подробный анализ таких вариаций будет проделан в последующих работах. Заметим, что квантующее магнитное поле может изменять температуру вырождения T_F и температуру T_e , а также увеличивает граничное значение плотности ρ_0 , при которой электронный газ перестает быть идеальным.

Авторы благодарны Д. А. Варшаловичу, А. М. Хохлову и Э. В. Эрме за обсуждение работы.

Астросовет АН СССР
Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР

A SIMPLE MODEL TO ACCOUNT FOR THE EFFECTS OF PLASMA SCREENING ON THERMONUCLEAR REACTION RATE

D. A. SHALYBKOV, D. G. YAKOVLEV

The Thomas-Fermi model in the high-density regime is used for analytic evaluation of the enhancement factor of thermonuclear reaction rate due to the plasma screening in a weakly nonideal degenerate electron gas and strongly coupled two-component ion liquid with large ion charges. The density and temperature domain is found in which the screening effect produced by the electron gas compressibility is important. It is pointed out that the latter effect may be influenced by strong magnetic fields $B \sim 10^{12} - 10^{13}$ G which quantize the electron motion and change the electron screening length in a plasma. The results may be applied to degenerate cores of white dwarfs and envelopes of neutron stars.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д. А. Франк-Каменецкий, Физические процессы внутри звезд. Физматгиз, М., 1959.
2. H. E. DeWitt, H. C. Graboske, M. S. Cooper, *Astrophys. J.*, 181, 439, 1973.
3. Y. Rosenfeld, N. W. Ashcroft, *Phys. Rev.*, 20A, 1208, 1979.
4. H. E. Mitler, *Astrophys. J.*, 212, 513, 1977.
5. W. L. Slattery, G. D. Doolen, H. E. DeWitt, *Phys. Rev.*, 21A, 2087, 1980.
6. E. E. Salpeter, *Austral. J. Phys.*, 7, 353, 1954.
7. E. E. Salpeter, H. M. Van Horn, *Astrophys. J.*, 155, 183, 1969.
8. B. Jancovici, *J. Stat. Phys.*, 17, 357, 1977.
9. N. Itoh, H. Totsuji, S. Ichimaru, *Astrophys. J.*, 218, 477, 1977; 220, 742, 1978.
10. A. Alastuey, B. Jancovici, *Astrophys. J.*, 226, 1031, 1978.
11. N. Itoh, H. Totsuji, S. Ichimaru, H. E. DeWitt, *Astrophys. J.*, 234, 1079, 1979; 239, 414, 1980.
12. S. Ichimaru, S. Tanaka, H. Ieytomi, *Phys. Rev.*, 29A, 2033, 1984.
13. S. Tanaka, S. Ichimaru, *J. Phys. Soc. Jap.*, 53, 2039, 1984.
14. S. Ichimaru, K. Utsumi, *Astrophys. J.*, 269, L51, 1983.
15. S. Ichimaru, K. Utsumi, *Astrophys. J.*, 278, 382, 1984.
16. S. Ichimaru, K. Utsumi, *Astrophys. J.*, 286, 363, 1984.
17. С. Шапиро, С. Тьюкольски, Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды, ч. 1, Мир, М., 1985.
18. J.-P. Hansen, G. M. Torrisi, P. Vielliefoss, *Phys. Rev.*, 16A, 2153, 1977.
19. J.-P. Hansen, *J. Phys.*, 36, L133, 1975.
20. S. Galat, J.-P. Hansen, *Phys. Rev.*, 14A, 816, 1976.
21. Д. Г. Яковлев, *Астрон. ж.*, 59, 683, 1982.