

Термоэлектrofизические свойства плазмы при давлениях мегабарного диапазона

А. Н. Старостин⁺, В. К. Грязнов*, А. В. Филиппов⁺¹⁾

⁺ Государственный научный центр Российской Федерации Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, 108840 Москва, Троицк, Россия

* Институт проблем химической физики РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 4 октября 2016 г.

В работе впервые теоретически исследована неидеальная плазма водорода в качестве рабочего тела термоэлектрического генератора. Предложен метод расчета электропроводности, термоэдс и теплопроводности неидеальной плазмы в широком диапазоне плотностей и температур, включая область сильного вырождения электронов, которая достигается в экспериментах по квазиизэнтропическому сжатию дейтерия и где, возможно, реализуется “плазменный фазовый переход” (переход с резким изменением компонентного состава). В этом методе кинетические коэффициенты вычисляются совместно с уравнением состояния неидеальной плазмы. Впервые показано, что термоэдс в такой среде достигает 5500 мкВ/(К·см), что на порядок превышает значения этого коэффициента в современных полупроводниковых материалах, используемых в термоэлектрических генераторах. Показано, что термоэлектрическая добротность в водороде, несмотря на его высокий коэффициент теплопроводности, при мегабарных давлениях достигает 0.4, что только незначительно ниже, чем у современных полупроводниковых материалов.

DOI: 10.7868/S0370274X16220082

Введение. В последнее время значительное количество работ посвящено исследованиям фазовых переходов в газовых и жидких средах при давлениях мегабарного диапазона [1], к которым относится так называемый плазменный фазовый переход (ПФП) [2]. В экспериментах по адиабатическому сжатию дейтерия при давлениях мегабарного диапазона и плотностях более одного грамма в кубическом сантиметре наблюдался характерный излом адиабаты в координатах давление–плотность, который авторы связывали с ПФП [1]. Позже фазовый переход подобного вида при мегабарных давлениях в дейтерии был зафиксирован в статическом эксперименте на алмазных наковальнях [3] и в динамическом эксперименте на мощной импульсной электрофизической установке (*Z-machine*) [4].

На языке “химической модели плазмы” [5, 6] при этих параметрах происходит резкое изменение ее компонентного состава от атомно-молекулярного к атомно-ионному с резким скачком плотности свободных электронов, что должно сопровождаться соответствующим ростом электропроводности. Таким образом, измерение электропроводности плазмы может служить в качестве одного из экспериментальных методов фиксации этого явления.

Для получения термодинамических параметров, включая компонентный состав, в настоящей работе используется квазихимический подход [5, 6], основанный на методе минимизации свободной энергии неидеальной многокомпонентной плазмы. Термодинамическая модель учитывает различные типы межчастичного взаимодействия, включая кулоновское взаимодействие заряженных частиц [6–8], короткодействующее отталкивание частиц, обладающих внутренней структурой [6, 8], и взаимодействие заряженных частиц с нейтральными атомами и молекулами [9, 10].

Расчет электропроводности неидеальной плазмы. Для расчета электропроводности, термоэдс и теплопроводности неидеальной плазмы от умеренных плотностей до области сильного вырождения электронов, которая достигалась в экспериментах [1] и где, возможно, реализуется выше указанный “плазменный фазовый переход”, используется единый подход. Для описания электропроводности σ_T используется интерполяционное выражение в рамках τ -приближения (модель Лоренца–Блоха) [11]:

$$\sigma_T = \frac{4e^2 T^{-3/2}}{3\sqrt{\pi} m_e} \frac{2}{\lambda_e^3} \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon, \quad (1)$$

¹⁾e-mail: fav@triniti.ru

где λ_e – длина волны де Бройля для электрона: $\lambda_e = \sqrt{2\pi\hbar^2/m_e T}$, m_e – масса электрона, f_0 – функция распределения электронов по энергии:

$$f_0(\varepsilon) = \frac{1}{1 + e^{(\varepsilon - \mu)/T}}, \quad (2)$$

τ – время релаксации импульса электронов:

$$\frac{1}{\tau(\varepsilon)} = \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m_e}} \left[\sum_i n_i Q_{ei}(\varepsilon) + n_a Q_{ea}(\varepsilon) \right], \quad (3)$$

Q_{ea}, Q_{ei} – транспортные сечения рассеяния на атомах и ионах, ε – энергия налетающего электрона, T – температура в энергетических единицах. Как известно [12], химический потенциал μ идеального электронного газа связан с концентрацией электронов n_e соотношением:

$$n_e = \frac{4T^{-3/2}}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\lambda_e^3} \int_0^\infty \varepsilon^{1/2} f_0(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4)$$

Эта связь между плотностью числа электронов n_e и их химическим потенциалом была использована в данной работе для вычисления последнего, в то время как n_e определялась из термодинамического расчета с учетом межчастичного взаимодействия. Как и в работе [11], сечение рассеяния электронов на заряженных частицах вычисляется с учетом межйонной корреляции, что весьма важно при высоких плотностях плазмы:

$$Q_{ei}(\varepsilon) = \frac{Z_i^2 \pi e^4}{\varepsilon^2} \int_0^{q_m} \frac{k^3}{(k^2 + \kappa_0^2)^2} a_i(k) dk, \quad (5)$$

где Z_i – заряд иона, e – заряд электрона, κ_0 – обратный дебаевский радиус, q_m – граничный импульс интегрирования, который выбирается из условия равенства выражения (1) спитцеровскому пределу для слабонеидеальной бoльцмановской плазмы [13], $a_i(k)$ – структурный фактор, описывающий корреляцию ионов в неидеальной плазме.

Вычисляя интеграл в (5) со структурным фактором в дебаевском приближении, получаем для сечения электрон-ионного рассеяния

$$Q_{ei}(\varepsilon) = \frac{Z_i^2 \pi e^4}{\varepsilon^2} \Lambda_i, \quad (6)$$

где Λ_i – кулоновский логарифм, определенный выражением

$$\Lambda_i = \frac{1}{2} \left[\ln(1 + \chi_i) - \frac{\chi_i}{1 + \chi_i} - \sum_j \frac{Z_i \kappa_j^2}{Z_j \kappa_0^2} \frac{\chi_i^2}{2(1 + \chi_i)^2} \right], \quad (7)$$

$$\chi_i = \left(\frac{q_m}{\kappa_0} \right)^2 = \min \left\{ \left(\frac{E_T}{Z_i e^2 \kappa_0} \right)^2, \left(\frac{2}{\kappa_0 \lambda_e} \right)^2 \right\}, \quad (8)$$

κ_j – обратный дебаевский радиус ионов j : $\kappa_j^2 = 4\pi n_j Z_j^2 e^2 / T$. В случае бoльцмановской плазмы величина E_T равна T , а когда электроны вырождены $E_T = \varepsilon_F \equiv (3\pi^2 n_e)^{2/3} \hbar^2 / 2m_e$ (ε_F – энергия Ферми). Для κ_0 в (8) имеем выражение:

$$\kappa_0^2 = \frac{4\pi e^2}{T} \left[\sum_i Z_i^2 n_i + T \left(\frac{\partial n_e}{\partial \mu} \right)^{id} \right], \quad (9)$$

которое справедливо при произвольных степенях вырождения электронов, а выражения для дебаевского параметра неидеальности и тепловой длины волны де Бройля стремятся к своим предельным выражениям, когда электронный газ является вырожденным

$$\Gamma_D \equiv \frac{e^2 \kappa_0}{T} \rightarrow \frac{e^2 \kappa_0}{\varepsilon_F}; \quad \lambda_e \rightarrow \sqrt{\frac{2\pi \hbar^2}{m_e \varepsilon_F}}. \quad (10)$$

Заметим, что для слабонеидеальной плазмы при небольших плотностях электронов, которые подчиняются бoльцмановской статистике, $\chi_i \gg 1$ и выражение (7) переходит в обычный кулоновский логарифм $\Lambda_i = \frac{1}{2} \ln \chi_i$. В случае сильной неидеальности $\chi_i \sim 1$, поэтому выражение (7) оказывается конечным и может быть использовано для оценки электропроводности. Выражение (1) с функцией распределения (2) учитывает тот факт, что в области экстремально высоких сжатий свободные электроны являются частично или полностью вырожденными. Это весьма существенно для случая водородной (дейтериевой) плазмы мегабарного диапазона давлений, где возможен фазовый переход с резким изменением состава (плазменный фазовый переход).

В данной работе эффекты вырождения электронов по сравнению с работами [11, 6] учтены не только при выборе вида функции распределения, но и при выборе пределов интегрирования в (6). Кроме того, компонентный состав и термодинамические функции определялись в отличие от [11, 6] с учетом возможности фазового перехода с резким изменением состава [14].

В принципе возможен выход за рамки модели Лоренца–Блоха с использованием формулы Гринвуда [15], в которой можно более последовательно учесть межйонные корреляции, чем с использованием приближений (4)–(7). Однако то обстоятельство, что основной вклад в описываемом диапазоне плотностей и температур дает рассеяние на нейтралах (атомах и молекулах), это приближение не приводит к большим ошибкам. Дополнительным аргументом в

пользу этого является удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом.

Расчеты термодинамических свойств водорода вдоль изотерм $T = 1500, 3500, 3500$ и 5000 К показали, что существуют две области в зависимостях давления от обратной плотности, где плазма становится неустойчивой. Эти зависимости похожи на кривые Ван-дер-Ваальса в области фазового перехода газ-жидкость. В настоящей работе переход с одной устойчивой ветви на другую устойчивую ветвь производился по правилу Максвелла (см. рис. 1).

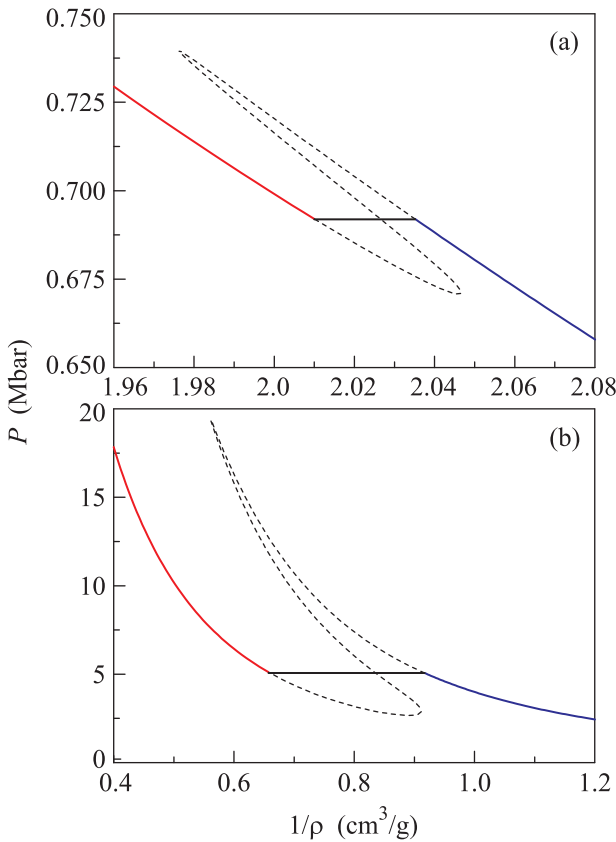


Рис. 1. (Цветной онлайн) Фазовые переходы, связанные со сменой сорта основного иона с H_2^+ на H^+ (а) и со сменой основной нейтральной компоненты плазмы с H_2 на H (б) (пунктирными линиями показаны переходы между устойчивыми ветвями, проведенные согласно правилу Максвелла фазовых переходов)

Изучение состава плазмы (на рис. 2 показаны концентрации основных компонент плазмы как функции плотности на изотерме $T = 5000$ К) показывает, что первый “фазовый переход” связан со сменой сорта основного иона с H_2^+ на H^+ , а второй – со сменой основной нейтральной компоненты плазмы с молекул H_2 на атомы H . Из рисунка 3 видно, что после 1-го “фазового перехода” электронный газ становится вы-

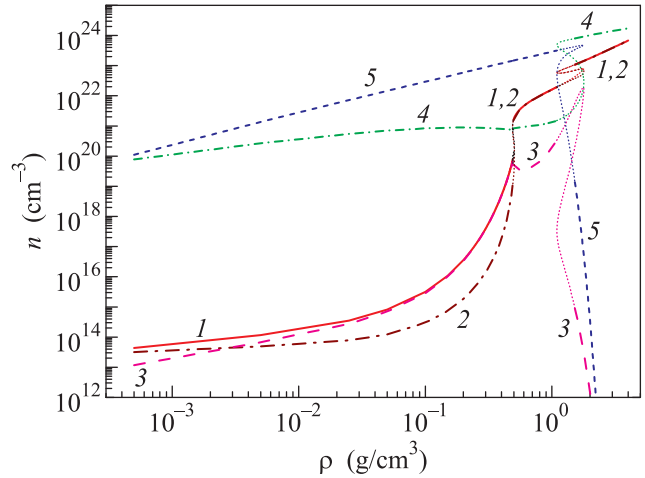


Рис. 2. (Цветной онлайн) Компонентный состав на изотерме $T = 5000$ К: 1 – концентрация электронов, 2 – атомарных ионов H^+ , 3 – ионов H_2^+ , 4 – атомов и 5 – молекул водорода

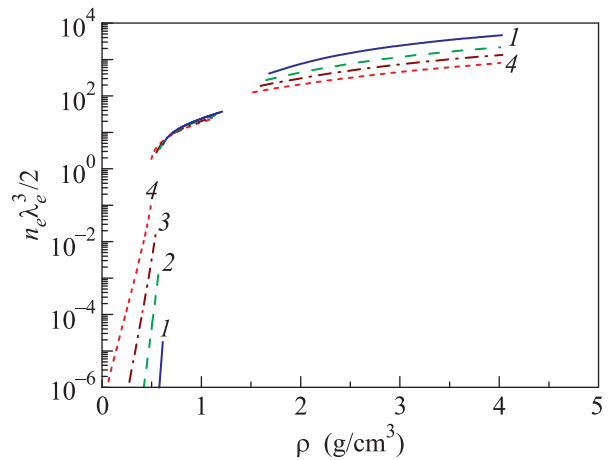


Рис. 3. (Цветной онлайн) Параметр вырождения плазмы водорода на изотермах $T = 1500$ (1), 2500 (2), 3500 (3) и 5000 К (4)

рожденным, а при высоких плотностях и сильновырожденным. На рисунке 3 и на всех последующих рисунках разрывы кривых соответствуют физически нереализуемым областям фазовых переходов, где система скачком переходит из менее плотного в более плотное состояние.

На рисунке 2 представлен компонентный состав водородной плазмы в зависимости от плотности на изотерме $T = 5000$ К. При низких плотностях состав соответствует классическим представлениям и представляет собой атомно-молекулярную смесь с малой добавкой заряженных частиц, число которых определяется условием электронейтральности плазмы. При увеличении плотности наблюдается немонотонность

плотностей каждой из компонент, связанная с фазовыми переходами со скачкообразным изменением состава. Сначала заряженная компонента представляет собой смесь электронов и молекулярных ионов H_2^+ , а затем в результате фазового перехода ионы H_2^+ пропадают (как и молекулы H_2), и заряженная компонента переходит в электрон-протонную смесь, а вся плазма становится атомно-ионно-электронной. Во всем диапазоне плотностей состав определяется условиями химического и ионизационного равновесия и электронейтральности (баланс химических потенциалов компонент), которые выполняются с высокой точностью.

На рисунке 4 представлены результаты расчета электропроводности плазмы водорода на изотер-

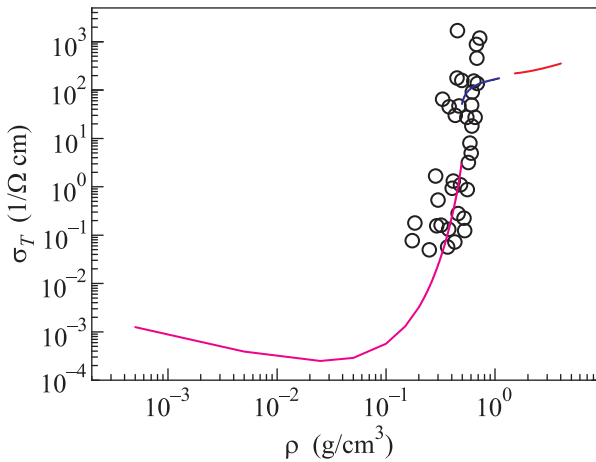


Рис. 4. (Цветной онлайн) Сравнение коэффициента электропроводности для $T = 5000$ К, рассчитанного в соответствии с (1)–(9) с экспериментом [16]

ме $T = 5000$ К и экспериментальные данные [16]. В расчетах использованы сечения рассеяния электронов на атомах и молекулах водорода из работы [17]. Экспериментальные данные получены при многократном (квазиизэнтропическом) сжатии водорода. Температура плазмы в эксперименте не превышала 10^4 К. Из рисунка 4 видно, что при малых плотностях наблюдается падение электропроводности с ростом плотности, что объясняется сменой атомарных ионов водорода на молекулярные, затем, при достижении “пороговой” плотности начинается резкий рост электропроводности, что происходит вследствие резкого возрастания плотности заряженных частиц (так называемая ионизация давлением). Сначала состав плазмы остается молекулярно-электронным, а затем при достижении плотности ~ 2 г/см³ происходит фазовый переход с резким изменением компонентного состава, где наблюдается возвратный ход

плотности, и состав плазмы становится атомарно-электронным.

Таким образом, предложенный метод расчета дает адекватную оценку коэффициента электропроводности при изменении плотности водородной плазмы на несколько порядков. Следовательно, коэффициент электропроводности может служить дополнительной экспериментальной величиной, указывающей на наличие фазового перехода, в результате которого резко возрастает плотность протонов в плазме. Приведенные результаты показывают, что метод определения зарядового состава позволяет не только определять термодинамические характеристики плазмы в весьма сложной области параметров, но и обеспечивает адекватное описание такого кинетического коэффициента, как электропроводность.

Расчет термоэдс и электронной теплопроводности неидеальной плазмы. Представляет большой интерес расчет в данных условиях термоэдс и теплопроводности неидеальной плазмы. Это можно сделать в рамках модели Лоренца–Блоха, как и при расчете электропроводности. Термоэдс представлена в виде [18, 19]

$$\alpha_T = \frac{1}{Te} \left(\mu - \frac{\int_0^\infty \varepsilon^{5/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon}{\int_0^\infty \varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon} \right). \quad (11)$$

Теплопроводность (ср. [19]) записывается в виде

$$\kappa_T = \frac{2\sqrt{2}m_e}{3\pi^2\hbar^3} \left[\tilde{\gamma} - \frac{\tilde{\beta}^2}{T\tilde{\sigma}} \right], \quad (12)$$

$$\tilde{\gamma} = T \int_0^\infty \frac{(\varepsilon - \mu)^2}{T^2} \varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon,$$

$$\tilde{\beta} = T \int_0^\infty \frac{(\mu - \varepsilon)}{T} \varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon,$$

$$\tilde{\sigma} = \int_0^\infty \varepsilon^{3/2} \tau(\varepsilon) \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon,$$

где τ – время релаксации, определенное выше в (3).

В работе [20] была предложена формула для связи термоэдс и электропроводности с использованием метода Латтинджера [21] для описания теплового отклика вне рамок приближения кинетического уравнения. Эта связь обобщает соответствующий ответ, получаемый в рамках модели Лоренца–Блоха.

Вышеупомянутая связь термоэдс и электропроводности в невырожденном случае выражается формулой:

$$\alpha_T = -\frac{T}{e} \left(\frac{\partial \ln \sigma_T T}{\partial T} \right)_\mu. \quad (13)$$

Для зависимости $\tau(\varepsilon) \sim \varepsilon^{r-1/2}$ ($r = 2$ для кулоновского рассеяния, $r = 0$ для рассеяния на нейтралах) из (1) находим:

$$\sigma_T = \text{const} \cdot T^{r+1} e^{\mu/T}. \quad (14)$$

Из (13), (14) получим точное выражение (ср. [18] для $r = 2$)

$$\alpha_T = \frac{1}{e} \left(\frac{\mu}{T} - r - 2 \right). \quad (15)$$

Аналогичная связь существует между теплопроводностью и электропроводностью:

$$\kappa_T = -\frac{\sigma_T T}{e^2} \frac{\partial}{\partial T} \left(T^2 \frac{\partial \ln \sigma_T T}{\partial T} \right). \quad (16)$$

Для описанного выше случая имеем

$$\sigma_T = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{e^2 \tau(T) (r+1)!}{m_e} \frac{2}{\lambda_e^3} e^{\mu/T}, \quad (17)$$

$$\kappa_T = \frac{\sigma_T}{e^2} T (r+2). \quad (18)$$

Формула (18), представляющая собой обобщенный закон Видемана–Франца, совпадает с [18] при $r = 2$ (см. формулы (44.11) и (44.20) в [18]) и с результатом С.И. Брагинского [22] (в пренебрежении электрон-электронными столкновениями).

В вырожденном случае аналогичные соотношения имеют вид

$$\sigma_T = \text{const} \cdot \mu^{r+1}, \quad \alpha_T = -\frac{1}{e} \frac{\pi^2 (1+r) T}{3 \mu}, \quad (19)$$

$$\kappa_T = \frac{\pi^2}{3} \frac{n_e(\mu) T}{m_e} \tau(\mu), \quad n_e(\mu) = \frac{(2m_e \mu)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3}.$$

Данная методика применялась для расчетов термоэдс цезия и ртути в области критической точки для этих металлов [23, 24].

Значения величины термоэдс (см. рис. 5) достигают величин нескольких тысяч мкВ/(К·см), т.е. превышают значения, характерные для полупроводников [25]. Представляет интерес практическое использование неидеальной плазмы для получения источника электричества с использованием алмазных наковален. Для расчета эффективности такого устройства необходимы оценки термоэлектрической добротности [25–27]

$$ZT = \frac{\alpha_T^2 \sigma_T T}{\kappa_T + \kappa_n}, \quad (20)$$

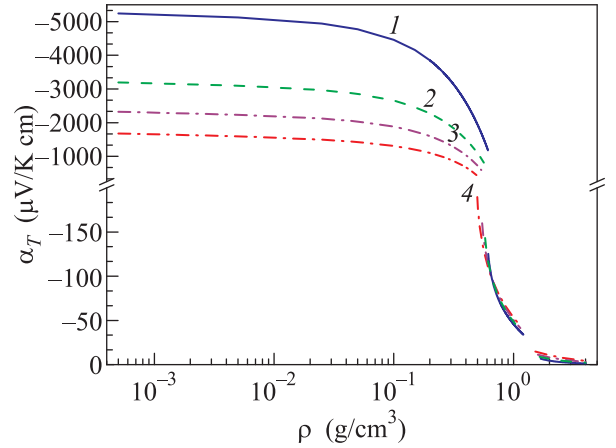


Рис. 5. (Цветной онлайн) Термоэдс неидеальной плазмы на изотермах $T = 1500$ (1), 2500 (2), 3500 (3) и 5000 К (4)

где κ_n — теплопроводность нейтрального газа, которая рассчитывалась на основе данных работы [28], где представлены значения коэффициента теплопроводности водорода до температуры 2000 К, которые в принципе применимы до давлений порядка 10^3 бар. В настоящей работе κ_n при высоких температурах находилась по формуле $\kappa_n \approx 4.01 \times 10^{-3} T + 0.68$ (здесь температура в кельвинах, теплопроводность в мВт/(см·К)), которая получена методом наименьших квадратов по данным работы [28]. Так как в области высоких давлений, где наблюдаются высокие значения термоэлектрической добротности, на первое место выходит электронная теплопроводность, то в настоящей работе для оценок полагалось, что коэффициент теплопроводности нейтрального водорода не зависит от давления. Отметим, что лучистая теплопроводность плазмы водорода в рассмотренных в настоящей работе условиях оказывается пренебрежимо малой.

На рис. 6 приведены расчетные значения термоэлектрической добротности ZT неидеальной плазмы как материала для термоэлемента. Расчеты приведены в рамках той же методики, что и для электропроводности. Видно, что ZT в неидеальной плазме водорода растет с ростом температуры и, несмотря на самую высокую среди газов теплопроводность водорода достигает 0.4 при $T = 5000$ К. Это значение немного меньше, чем термоэлектрическая добротность современных термоэлектрических материалов, имеющих $ZT \approx 1$ (для лабораторных образцов достигнуты значения $ZT \approx 2-3$ [26, 27]). Среди газов наименьшую теплопроводность имеют тяжелые инертные газы (например, ксенон имеет примерно в 30 раз меньший коэффициент теплопроводности), поэтому

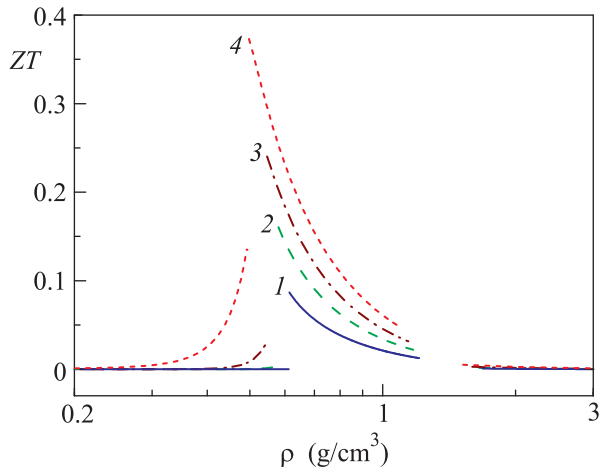


Рис. 6. (Цветной онлайн) Термоэлектрическая добротность неидеальной плазмы на изотермах $T = 1500$ (1), 2500 (2), 3500 (3) и 5000 K (4)

в этих газах термоэлектрическая добротность может оказаться заметно выше, чем в водороде.

Заключение. В настоящей работе получены рабочие формулы для расчета термоэлектrofизических свойств плазмы водорода при давлениях мегабарного диапазона. Исследования показали, что термоэдс в такой среде достигает нескольких единиц мВ/(К·см), что на порядок превышает значения этого коэффициента в современных полупроводниковых материалах, используемых в термоэлектрических генераторах. Значения термоэлектрической добротности в водороде при мегабарных давлениях оказались незначительно ниже, чем у полупроводниковых материалов. Как уже отмечалось выше, водород имеет наивысший коэффициент теплопроводности среди газов, поэтому в тяжелых инертных газах, которые имеют на порядок меньшую теплопроводность, можно ожидать значительно большие значения термоэлектрической добротности.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект # 16-12-10511).

1. V. E. Fortov, R. I. Ilkaev, V. A. Arinin, V. V. Burtzev, V. A. Golubev, I. L. Iosilevskiy, V. V. Khrustalev, A. L. Mikhailov, M. A. Mochalov, V. Ya. Ternovoi, and M. V. Zhernokletov, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 185001 (2007).
2. Г. Э. Норман, А. Н. Старостин, *ТВТ* **8**, 413 (1970).
3. V. Dzyabura, M. Zaghou, and I. F. Silvera, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110**, 8040 (2013).
4. M. D. Knudsen, M. P. Desjarlais, A. Becker, R. W. Lemke, K. R. Cockrane, M. E. Savage, D. E. Bliss,

- T. R. Mattsson, and R. Redmer, *Science* **348** (6242), 456 (2015).
5. W. Ebeling, *Physica* **43**, 293 (1969).
6. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, М. В. Жерноклетов, М. А. Мочалов, А. Л. Михайлов, А. С. Филимонов, А. А. Пяллинг, В. Б. Минцев, В. К. Грязнов, И. Л. Иосилевский, *ЖЭТФ* **124**, 288 (2003).
7. И. Л. Иосилевский, *ТВТ* **18**, 447 (1980).
8. V. K. Gryaznov and I. L. Iosilevskiy, *Contrib. Plasma Phys.* **56**, 352 (2016).
9. Б. А. Тиман, *ЖЭТФ* **25** 733 (1953).
10. В. А. Алексеев, В. А. Веденов, *УФН* **102**, 665 (1970).
11. В. К. Грязнов, Ю. В. Иванов, А. Н. Старостин, В. Е. Фортов, *ТВТ* **14**, 643 (1976).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, Наука, М. (1976).
13. Л. Спитцер, *Физика полностью ионизованного газа*, изд. Иностранной литературы, М. (1957).
14. V. K. Gryaznov and I. L. Iosilevskiy, *J. Phys. A: Math. Theor.* **42** 214007 (2009).
15. A. Greenwood, *Proc. Phys. Soc* **71**(460), 585 (1958).
16. В. Е. Фортов, В. Я. Терновой, С. В. Квитов, В. Б. Минцев, Д. Н. Николаев, А. А. Пяллинг, А. С. Филимонов, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 874 (1999).
17. L. L. Alves, *J. Phys. Conf. Series* **565**, 012007 (2014); IST-Lisbon database, www.lxcat.net, retrieved on September 3, 2016.
18. Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Физическая кинетика*, 2-е изд., испр., Физматлит, М. (2002).
19. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, 4-е изд., стереот., Физматлит, М. (2005).
20. L. A. Bol'shov and A. N. Starostin, *Proc. of the 10th ICPIG*, Oxford (1971), p. 268.
21. J. M. Luttinger, *Phys. Rev. A* **135**, 1505 (1964).
22. С. И. Брагинский, в сб. *Вопросы теории плазмы*, под ред. М. А. Леонтовича, Госатомиздат, М. (1963), вып. 1, *Явления переноса в плазме*, с. 183.
23. В. А. Алексеев, А. А. Веденов, Л. С. Красицкая, А. Н. Старостин, *Письма в ЖЭТФ* **12**, 501 (1970).
24. В. А. Алексеев, А. А. Веденов, В. Г. Овчаренко, Ю. Ф. Рыжков, А. Н. Старостин, *Письма в ЖЭТФ* **16**, 73 (1972).
25. А. Ф. Иоффе, *Полупроводниковые термоэлементы*, изд. Академии Наук СССР, М., Л. (1960).
26. T. M. Tritt, H. Böttner, and L. Chen, *MRS Bulletin* **33**, 366 (2008).
27. А. В. Дмитриев, И. П. Звягин, *УФН* **180**, 821 (2010).
28. B. Song, X. Wang, and Z. Liu, *Molecular Physics* **111**, 49 (2013).