

14. Б.Л. Глушак, О.Н. Игнатова, С.С. Надежин, В.А. Раевский. Релаксационная модель сдвиговой прочности пяти металлов. ВАНТ, сер. Математическое моделирование физических процессов. Вып. 2, 25 (2012).
15. Ю.М. Лахтин, В.П. Леонтьева. Материаловедение. Издание пятое, переработанное. Москва. Издательский дом Альянс. 24 (2009).

ЭФФЕКТ НЕЛИНЕЙНОГО ЭКРАНИРОВАНИЯ В ТЕРМОДИНАМИКЕ КОМПЛЕКСНОЙ ПЛАЗМЫ С ДВУМЯ СОРТАМИ МАКРОИОНОВ

И.А. Мартынова, И.Л. Иосилевский

Объединенный институт высоких температур Российской академии наук, Москва, Россия

В данной работе рассматриваются равновесные электронейтральные трехкомпонентные высоко-асимметричные системы классических макроионов двух сортов с абсолютными значениями зарядовых чисел Z_1 и Z_2 и радиусами R_z и микроионов с фиксированными единичными зарядовыми числами, причем $Z_1 \gg 1$ и $Z_2 \gg 1$. В виде этой идеализированной модели рассматриваются следующие виды комплексной плазмы:

- (А) – современная электроразрядная пылевая плазма, лишь частично равновесная, искусственно удерживаемая полем ловушки и, как правило, с отдельными температурами макроионов (T_z) и микроионов (электронов и положительных микроионов с температурами T_e и T_i соответственно) ($Z \sim 10^2 - 10^3$, $T_e \neq T_i \neq T_z$) [1];
- (В) – термически ионизованная равновесная КДФ-плазма продуктов сгорания или плотных («капельных») насыщенных паров щелочных металлов, активно изучавшихся в конце 70-х и начале 80-х годов ($Z \approx const$, $Z \sim 10 - 10^3$, $T_e = T_z$) [2];
- (С) – полностью равновесная коллоидная плазма высокозаряженных макромолекул в жидкой фазе при комнатных температурах ($T_e = T_i = T_z$) (см., напр., [3,4]);
- (D) – полностью равновесная атмосферная пылевая плазма серебристых облаков ($Z \sim 1 - 100$) [5].

Рассматриваются средние сферические ячейки Вигнера-Зейтца, в центре каждой из которых находится макроион одного из двух сортов, а в остальной части точечные микроионы противоположного знака. Радиус макроиона вне зависимости от сорта равен R_z . Абсолютные значения зарядов макроионов обозначены Z_1 и Z_2 . Температура всех трех компонент одинакова и равна kT . Будем рассматривать средние сферические ячейки Вигнера-Зейтца с макроионом одного из сортов в центре и противоположно заряженными микроионами в остальной части ячейки. Для определенности будем считать, что макроионы обоих сортов заряжены отрицательно.

Пусть есть некоторая воображаемая коробка фиксированного объема с перегородкой, которая делит коробку на две части. Поместим средние сферические ячейки Вигнера-Зейтца одного сорта по одну сторону от перегородки, ячейки другого сорта – по другую, сдвигая при этом перегородку так, чтобы доля ячеек первого сорта была равна α , где $\alpha = N_1/(N_1+N_2)$, N_1 – количество ячеек первого сорта, N_2 – второго. В начальный момент объемы всех ячеек одинаковы и равны V_0 . Затем уберем перегородку. Ячейки начнут перемешиваться, одни из них начнут расширяться, а другие сжиматься, чтобы достичь устойчивого термодинамического равновесия – минимума свободной энергии Гельмгольца, или, другими словами, равенства концентраций микроионов на границах ячеек разных сортов.

Полная свободная энергия Гельмгольца всей системы равна $F_{tot} = \alpha F_1 + (1-\alpha)F_2$, где F_1 и F_2 – полные свободные энергии Гельмгольца подсистем с ячейками первого и второго сортов

соответственно. Безразмерная полная свободная энергия Гельмгольца $f_{tot} = \alpha F_1 / (N_1 kT) + (1 - \alpha) F_2 / (N_2 kT)$ для однотемпературной системы равна [6]

$$f_{tot} = \alpha(u_{ex1} + f_{ii1}) + (1 - \alpha)(u_{ex2} + f_{ii2}), \quad (1)$$

где u_{ex1} и u_{ex2} – безразмерные энергии кулоновского взаимодействия и f_{ii1} и f_{ii2} – безразмерные свободные энергии микроионов в ячейках первого и второго сортов соответственно. Энергии кулоновского взаимодействия состоят из энергий взаимодействия макроиона с микроионами и всех микроионов друг с другом. Тогда, например, для ячеек первого сорта можно записать

$$u_{ex1}(r) = -\frac{Z_1 e}{kT} \left(\varphi_{Zi1}(r) - \frac{Z_1 e}{r} \right)_{r \rightarrow R_z} + \frac{1}{2} \int_{R_z}^{R_1} \left(\frac{e \varphi_{Zi1}(r)}{kT} + \frac{Z_1 e^2}{rkT} \right) 4\pi r^2 n_{ion1}(r) dr, \quad (2)$$

где $\varphi_{Zi1}(r)$ – средний электростатический потенциал, создаваемый взаимодействием макроиона и микроионов, R_1 – радиус средней сферической ячейки Вигнера-Зейтца первого сорта в момент достижения полного термодинамического равновесия, $n_{ion1}(r)$ – концентрация микроионов в ячейке первого сорта. Кулоновскую энергию взаимодействия для ячейки второго сорта можно вычислить по аналогичной формуле. Полная кулоновская энергия взаимодействия равна

$$u_{ex} = \alpha u_{ex1} + (1 - \alpha) u_{ex2}. \quad (3)$$

Безразмерная свободная энергия микроионов для ячеек первого сорта

$$f_{ii1} = \int_{R_z}^{R_1} 4\pi r^2 n_{ion1}(r) \left(\ln(n_{ion1}(r) \lambda_i^3) - 1 \right) dr. \quad (4)$$

Так как ячейки электронейтральны, и, например, для ячейки первого сорта верно

$$\int_{R_z}^{R_1} 4\pi r^2 n_{ion1}(r) dr = Z_1, \quad (5)$$

то можно выделить постоянную часть свободной энергии микроионов в формуле (4). Тогда полная постоянная часть свободной энергии микроионов равна

$$f_{const} = \left(\ln(\lambda_i^3) - 1 \right) (\alpha Z_1 + (1 - \alpha) Z_2). \quad (6)$$

В работе использовано приближение Пуассона-Больцмана в средней сферической ячейке Вигнера-Зейтца (см. подробнее [7]). На рисунке 1 изображена зависимость полной свободной энергии Гельмгольца (линия 3) от доли макроионов первого сорта, а также аналогичные зависимости для полной кулоновской энергии системы (линия 2), постоянной части свободной энергии микроионов (линия 4) и ее остальной части

$$f_{var} = \alpha f_{ii1} + (1 - \alpha) f_{ii2} - f_{const} \quad (7)$$

(линия 1). Очевидно, что линия 2 вогнута, так как в устойчивом термодинамическом равновесии свободная энергия Гельмгольца понижается. Однако это уменьшение намного меньше, чем величина самой свободной энергии Гельмгольца для соответствующих значений α . Это особенно хорошо видно на рисунке 2, где изображено, насколько изменяется свободная энергия Гельмгольца в устойчивом термодинамическом равновесии f_{tot} по сравнению с исходной свободной энергией f_{v0} в ситуации, когда у всех ячеек был одинаковый объем V_0 .

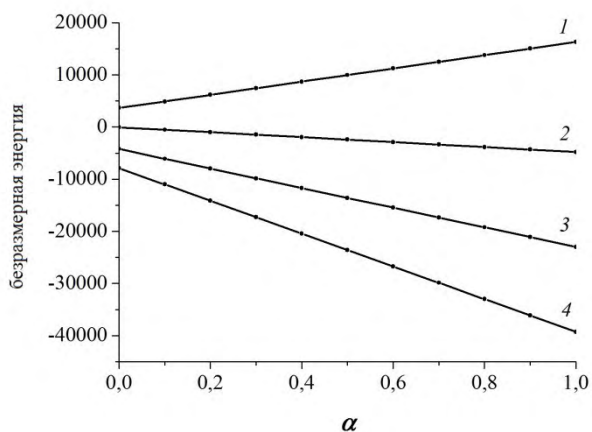


Рисунок 1. Безразмерная энергия как функция от доли макроионов первого сорта. Радиусы макроионов $Rz = 1$ мкм, температура $kT = 0.03$ эВ, $Z_1 = 500$, $Z_2 = 100$, $V_0 = 10^{-8}$ см³. Линия 3 соответствует полной свободной энергии Гельмгольца (см. (1)), линия 2 – полной кулоновской энергии системы (см. (3)), линия 4 – постоянной части свободной энергии микроионов (см. (6)), линия 1 – ее остальной части (см. (7))

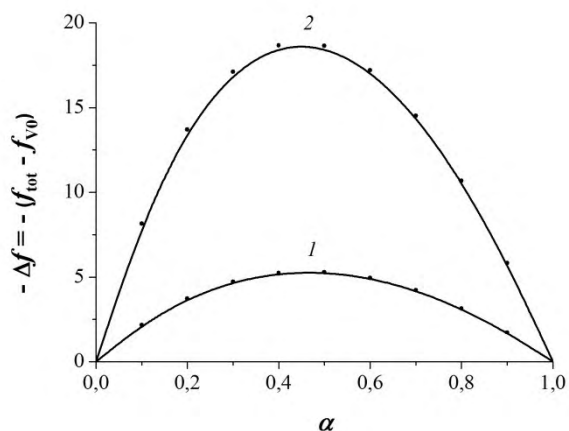


Рисунок 2. Абсолютное значение отличия свободной энергии Гельмгольца в устойчивом термодинамическом равновесии f_{tot} от свободной энергии Гельмгольца f_{v0} в момент, когда объемы всех ячеек одинаковы и равны V_0 ($Rz = 1$ мкм, $kT = 0,03$ эВ, $Z_1 = 500$, $Z_2 = 100$). Линия 1 соответствует $V_0 = 10^{-8}$ см³, линия 2 – $V_0 = 10^{-6}$ см³.

В этом разделе рассматривалась система с двумя различными сортами макроионов. Однако правило линейного смешивания можно применять и для большего количества сортов макроионов. Тогда полная свободная энергия Гельмгольца в этом случае будет равна

$$f_{total} = \sum_j \alpha_j (u_{exj} + f_{ij}), \quad (8)$$

где j – номер сорта макроиона, α_j – доля макроионов j -го сорта от общего количества макроионов, u_{exj} – кулоновская энергия взаимодействия в ячейке j -го сорта, f_{ij} – свободная энергия микроионов в ячейке j -го сорта.

Список литературы

1. В.Е.Фортов, А.Г.Храпак, И.Т.Якубов. Физика неидеальной плазмы. Учеб.пособие. // М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004, 528с.
2. Д.И.Жуховицкий, А.Г.Храпак, И.Т.Якубов. Ионизационное равновесие в сильно неидеальной плазме с конденсированной дисперсной фазой. // Теплофизика высоких температур, 1984, т. 22, № 5, с. 833–840.

3. A.Fortini, A.-P.Hynninen, M.Dijkstra. Gas-liquid phase separation in oppositely charged colloids: stability and interfacial tension // Journal of Chemical Physics, 2006, vol. 125, 094502.
4. M.Dijkstra, R.van Roij. Vapour-liquid coexistence for purely repulsive point-Yukawa fluids // Journal of Physics: Condensed Matter, 1998, vol. 10, p. 1219–1228.
5. Б.А.Клумов, Г.Е.Морфилл, С.И.Попель. Формирование структур в запыленной ионосфере // Журнал экспериментальной и теоретической физики, 2005, т. 127, вып.1, с. 171–185.
6. И.Л.Иосилевский Фазовые переходы в кулоновских моделях // Уравнения состояния в экстремальных условиях. Ред. Г.В.Гадияк, Новосибирск: Изд. СОАН СССР, 1981, с. 20-38.
7. Martynova I., Iosilevskiy I., Shagayda A. Macroions non-linear screening in complex plasma // Journal of Physics: Conference Series, 2018, vol. 946, 012147.

МИКРОПОЛЕ И СПЕКТРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

А.А. Белов¹, Н.Н. Калиткин²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Институт прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН, Москва, Россия

1. Проблема. Плазма состоит из заряженных частиц разных сортов: k -кратных ионных остовов с концентрациями x_k ($k=0$ соответствует нейтральным частицам) и электронов с концентрацией x_e . Поскольку это средние, а не локальные величины, то для них отсутствуют флуктуации. Поэтому в силу электронейтральности плазмы выполняются законы сохранения числа частиц и заряда

$$\sum_k x_k = 1, \quad \sum_k kx_k = x_e. \quad (1)$$

Эти частицы находятся в хаотическом тепловом движении. Поэтому электрическое поле, создаваемое ими в некоторой точке пространства, будет флуктуировать во времени. Таким образом, различные ионные остовы находятся в неодинаковых мгновенных электрических полях.

Наличие такого поля существенно влияет на оптические свойства плазмы. Если ионный остов находится в электрическом поле, то его уровни смещены относительно уровней изолированного от внешних полей иона. Поэтому для каждого отдельного иона будут смещены пороги фотоэффекта с разных уровней и положения спектральных линий, соответствующих переходам между уровнями одного и того же атома. Поскольку электрическое поле флуктуирует, то для совокупности всех ионов это приводит к размытию порогов фотоэффекта и уширению спектральных линий.

Отсюда видно, что для правильного описания оптических свойств плазмы необходимо знать статистические свойства микрополя. Серьезное изучение началось с работы Хольцмарка [1]. В этой работе из приближенных соображений была построена функция распределения электрического поля $p(E)$ в данной точке пространства. Она выражается через несобственный интеграл, и ее вид приведен на рис. 1, где для напряженности E выбран характерный масштаб $\sim Z/R^2$; здесь Z – усредненный заряд всех сортов частиц, R – радиус сферизованной атомной ячейки. Это позволило разумно оценить штарковское уширение оптических линий [2], [3].