$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 1-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2+i\nu_e\omega} & 0 & 0 \\ 0 & 1-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2+i\nu_e\omega} & 0 \\ 0 & 0 & 1-\dfrac{\omega_p^2}{\omega^2+i\nu_e\omega} \end{pmatrix}. \qquad (7)$$

В данной работе был получен тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной электронной плазмы. Было показано, что поляризация плазмы и возникающие в ней индуцированные токи не влияет на окончательное выражение для диэлектрической проницаемости, которое в случае электронного газа принимает форму обобщенной формулы Друде-Лоренца.

Литература

1. Glenzer S.H., Redmer R. // Rev. Mod. Phys., 2009, v. 81, p. 1625.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Курс теоретической физики, т. 9, Электродинамика сплошных сред.
3. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва: «Наука»,1967.
4. Baimbetov F.B., Davletov A.E., Kudyshev Zh.A. Plasma Phys. Control. Fus., submitted.

СТАТИЧЕСКИЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ФУНКЦИИ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛОТНОЙ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

Аскарулы А., Ашикбаева А.Б., Джелилова Ф.С., Сызганбаева С.А.
КазНУим.аль-Фараби, abdiadil.askaruly@kaznu.kz

Для решения задачи нахождения динамических корреляционных функций плотной неидеальной двухкомпонентной плазмы методом моментов используются различные статические характеристики [1]. Такие как статические структурные факторы, статические функции локальных полей и радиальные функции распределения. Значения этих статических функций можно получить из экспериментальных данных методов Монте –Карло, Молекулярной динамики [2] и с помощью численных расчетов уравнений Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении [3]. Ранее при компьютерных вычислениях в выражении для радиальной функции распределения ограничивались нодальными диаграммами[3]. Однако для количественного совпадения с данными компьютерного моделирования необходим учет так называемых мостиковых поправок.

В работе в качестве микропотенциала взаимодействия частиц рассматривается модифицированный потенциал Кельбга [4], где на малых расстояниях учитываются квантовые поправки:

$$\varphi_{ab}(r) = \frac{e_a e_b}{4\pi\varepsilon_0} F(r) - k_B T \tilde{A}_{ab}(\xi_{ab}) \exp\left(-\left(\frac{r}{\lambda_{ab}}\right)^2\right) \qquad (1)$$

$$F(r) = \frac{1 - e^{-r^2/\lambda_{ab}^2}}{r} + \frac{\sqrt{\pi}}{\lambda_{ab}}\left(1 - \operatorname{erf}(r/\lambda_{ab})\right);$$

$$\lambda_{ab} = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_{ab}k_B T}}; \qquad \frac{1}{m_{ab}} = \frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b};$$

$$\xi_{ab} = -\frac{e_a e_b}{4\pi\varepsilon_0 k_B T \lambda_{ab}};$$

$$\tilde{A}_{ee}(\xi_{ee}) = \sqrt{\pi}|\xi_{ee}| + \ln\left[2\sqrt{\pi}|\xi_{ee}|\int_0^\infty \frac{y\exp(-y^2)dy}{\exp(\pi|\xi_{ee}|/y) - 1}\right];$$

$$\tilde{A}_{ei}(\xi_{ei}) = -\sqrt{\pi}|\xi_{ei}| + \ln\left[\sqrt{\pi}\xi_{ei}^3\left(\zeta(3) + \frac{1}{4}\zeta(5)\xi_{ei}^2\right) + 4\sqrt{\pi}\xi_{ei}\int_0^\infty \frac{y\exp(-y^2)dy}{1 - \exp(\pi|\xi_{ei}|/y)}\right],$$

где $\zeta(n)$- функция Римана-Зета. Этот потенциал на больших расстояниях совпадает с потенциалом Кулона и равен точному значению Слеторовской суммы и её первой производной при $r = 0$. В применяемых расчетах гиперцепного приближения помимо Нодальных диаграмм учитываются мостиковые поправки. Таким образом, полученные статические характеристики можно будет применить для расчета динамических структурных факторов методом моментов.

Литература

1.ArkhipovYu.V., Askaruly A., Ballester D., Davletov A.E., Meirkanova G.M., Tkachenko I.M. Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 76. – P. 026403-1–9.

2. A. Wierling, T. Pschiwul, and G. Zwicknagel, Phys. Plasmas 9, 4871 (2002).

3.Аскарулы А. II-ой Международный конгресс студентов и молодых ученых «Мир науки»: Сборник тезисов конференции. – Алматы, 2008. – С. 51.

4. A. V. Filinov, M. Bonitz, and W. Ebeling, J. Phys.A 36, 5957 (2003).

ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ НА ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ

Бастыкова Н.Х., Коданова С.К.

НИИЭТФ, Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, Алматы

В данной работе изучалось взаимодействие плазмы и пылевых частиц в тлеющем разряде на основе кинетической модели. Кинетика пылевой плазмы в тлеющем разряде при низких давлениях была исследована с помощью самосогласованного уравнения Больцмана [1,2] и уравнения Максвелла [3]. Функция распределение электронов по энергиям и параметры пылевой плазмы (температура электронов, потенциал поверхности пылевой частицы, заряд пылевой частицы), найденные из двух уравнений, были сравнены.

Для определения заряда $Q_d = -e_0 Z_d$ пробной частицы сферической формы с радиусом $a \sim 1\text{-}10\ \mu m$ использовалась модель ограниченного орбитального движения (OML).

На рисунках 1,2 приведены температура электронов и заряд пылевой частицы в зависимости от концентрации пылевых частиц. Электрическое поле начинает резко расти с ростом концентрации пылевых частиц из-за роста потерь электронов в процессе рекомбинации на пылевых частицах. За счет электрического поля электроны нагреваются, то есть увеличивается температура электронов. При больших концентрациях пылевых частиц резко увеличивается поглощение преимущественно быстрых электронов пылевой частицей.