

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ф. Б. Баимбетов, Х. Т. Нуременов, Т. С. Рамазанов,
Вязкость и теплопроводность слабонеидеальной плазмы,
ТВТ, 1992, том 30, выпуск 6, 1217–1220

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

11 ноября 2024 г., 16:36:00



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.9.01

© 1992 г. Ф.Б. Баимбетов, Х.Т. Нурекинов, Т.С. Рамазанов

ВЯЗКОСТЬ И ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ СЛАБОНЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

В настоящее время одним из надежных способов вычисления коэффициентов переноса неидеальной плазмы является метод молекулярной динамики [1–4]. Однако данный метод эффективен при параметре неидеальности плазмы $\gamma \leq 1$. Для слабонеидеальной плазмы ($\gamma \approx 0,1-0,5$) метод обладает большой погрешностью [4] в силу плохой сходимости МД-цепи. С другой стороны, при данных значениях γ многие теории, основанные на разложениях по малому параметру, не дают удовлетворительного согласия с экспериментом. В связи с этим становится актуальным теоретическое исследование транспортных свойств слабонеидеальной плазмы.

В данной работе исследована слабонеидеальная плотная плазма ($n_e \approx n_i \leq 10^{19} \text{ см}^{-3}$), частицы которой взаимодействуют посредством псевдопотенциала, учитывающего коллективные эффекты [5]

$$\Phi(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} e^{-r/r_D} \left[1 + \frac{\gamma}{2} \left\{ \text{Ei} \left(-\frac{R}{r_D} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{r}{r_D} \right) - \left(\text{Ei} \left(-\frac{3R}{r_D} \right) e^{2R/r_D} - \text{Ei} \left(-\frac{3r}{r_D} \right) e^{2r/r_D} \right) \right\} \right], \quad (1)$$

где $\gamma = Z^2 e^2 / (k_B T r_D)$ – параметр неидеальности плазмы, r_D – радиус Дебая, $\text{Ei}(-ax) = \int_{-\infty}^{-x} \frac{e^{at}}{t} dt$ – интегральная показательная функция, R – минимальное расстояние сближения частиц, Z – их зарядовое число.

Данный эффективный потенциал получен в результате решения нелинейного интегро-дифференциального уравнения для псевдопотенциала, учитывающего одновременную корреляцию N частиц [5]. Отметим, что псевдопотенциал в виде (1) учитывает одновременную корреляцию трех частиц.

В данной работе рассчитаны вязкость и теплопроводность плазмы при значениях $\gamma \approx 0,1-0,5$. Выбор таких коэффициентов переноса обусловлен еще и тем, что в рамках метода молекулярной динамики, использованного в [1, 2], становится невозможным вычисление теплопроводности и вязкости по следующим причинам: во-первых, корреляторы плотности энергии слабо сходятся по сравнению с автокорреляторами скоростей электронов; во-вторых, в [1, 2] интегрирование уравнений движения электронов проводилось на фоне неподвижных ионов, тогда как вязкость плазмы как сплошной среды определяется, в основном, вкладом ионной компоненты.

Вязкость и теплопроводность. На основе псевдопотенциала (1) рассчитано сечение рассеяния частиц плазмы в борновском приближении [6]

$$\sigma(\theta) = \frac{4m_e m_i (Z_1 Z_2)^2 e^4}{(\hbar^2 / r_D^2 + 4p^2 \sin^2(\theta/2))^2} \left[1 + \frac{\gamma}{2} \left(\text{Ei} \left(-\frac{R}{r_D} \right) - \text{Ei} \left(-\frac{3R}{r_D} \right) e^{2R/r_D} + \ln 3 - \frac{\arctg(a \sin(\theta/2))^2}{a \sin(\theta/2)} \right) \right], \quad (2)$$

где m_e, m_i – массы электрона и иона; p – импульс налетающей частицы; \hbar – постоянная Планка.

Вязкость и теплопроводность связаны с сечением рассеяния частиц следующим образом [7]:

$$\eta = \frac{5k_B T}{2\Omega^{(2)}(2)}, \quad (3)$$

$$\kappa = \frac{25k_B T C_V}{16\Omega^{(2)}(2)}, \quad (4)$$

где k_B – постоянная Больцмана, $C_V = 3/2 k_B/m$ – удельная теплоемкость на единицу массы, $\Omega^{(l)}(r)$ – столкновительный интеграл

$$\Omega^{(l)}(r) = \sqrt{\pi} \int_0^\infty dV e^{-V^2} V^{(2l+2)} \Phi^l(V), \quad (5)$$

$$\Phi^l(V) = 2 \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{1/2} V \int_0^\infty b db [1 - \cos^l \theta(b, V)]. \quad (6)$$

Здесь b – прицельный параметр, $V = u/2\sqrt{k_B T/m}$ – безразмерная относительная скорость.

Произведение $b db$, имеющее размерность площади, связано с сечением рассеяния частиц

$$b db = \sigma(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (7)$$

где θ – угол рассеяния.

Интегралы в формулах (5), (6) аналитически явно не выражаются, поэтому они вычислялись на ЭВМ. Для удобства расчетов коэффициент вязкости обезразмеривался на единицы $m_e \omega_e / r_D$, коэффициент теплопроводности – на $k_B \omega_e / r_D$, где ω_e – ленгмюровская частота электронных колебаний в плазме.

В итоге получаем

$$\eta^* = \frac{\eta}{m_e \omega_e / r_D} = \frac{5}{4\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{Z^4}{\gamma^2 I_0}, \quad (8)$$

$$\kappa^* = \frac{\kappa}{k_B \omega_e / r_D} = \frac{75}{16\sqrt{\pi}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \frac{Z^4}{\gamma^2 I_0}, \quad (9)$$

где $I_0 = \int_0^\infty dV e^{-V^2} V^3 A_0$

$$A_0 = \int_0^\pi \frac{[1 + (\gamma/2) f(\theta)]^2 \sin \theta (1 - \cos^2 \theta) d\theta}{(\hbar^2 / (p^2 r_D^2) + 4 \sin^2(\theta/2))^2},$$

$$f(\theta) = \text{Ei}\left(-\frac{R}{r_D}\right) - \text{Ei}\left(-\frac{3R}{r_D}\right) e^{2R/r_D} + \ln 3 - \frac{\text{arctg}(a \sin(\theta/2))}{a \sin(\theta/2)}.$$

Обсуждение результатов. На рис. 1–3 представлены результаты по вязкости и теплопроводности плазмы и проведены сравнения с литературными экспериментальными данными. Результаты предлагаемой работы построены согласно зависимостям

$$\eta = 12,2 \cdot 10^{-11} \eta^* \gamma T / r_0^{3/2}, \quad (10)$$

$$\kappa = 5,89 \cdot 10^3 \kappa^* \gamma T / (Z^2 r_0^{3/2}), \quad (11)$$

где $r_0 = a/a_B$; a – среднее расстояние между частицами; a_B – первый боровский радиус; η^*, κ^* – коэффициенты вязкости и теплопроводности в безразмерном виде.

Заметим, что вычисленные значения коэффициента вязкости слабонеидеальной

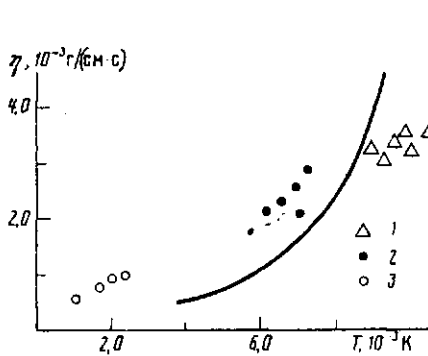


Рис. 1

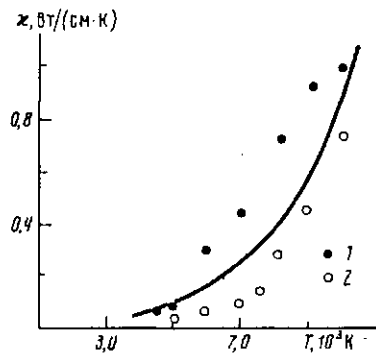


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость коэффициента вязкости плазмы аргона от температуры. Экспериментальные данные: 1 - [8], 2 - [9], 3 - [10]; сплошная линия - данная работа
 Рис. 2. Зависимость коэффициента теплопроводности плазмы лития от температуры. Экспериментальные данные: 1 - [11], 2 - [12]; сплошная линия - данная работа

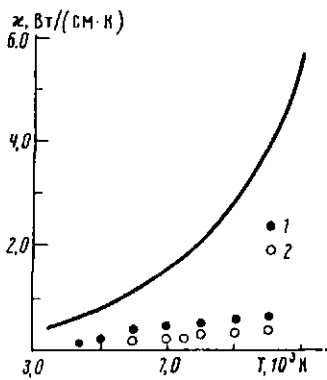


Рис. 3

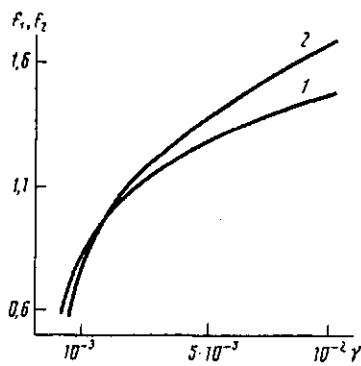


Рис. 4

Рис. 3. Зависимость коэффициента теплопроводности плазмы натрия от температуры. Экспериментальные данные: 1 - [11], 2 - [12]; сплошная линия - данная работа
 Рис. 4. Асимптотическое поведение коэффициента теплопроводности при $\gamma \ll 1$: 1 - f_1 , 2 - f_2

плазмы Ag удовлетворительно согласуются в пределах погрешностей результатов с экспериментальными данными [8-10].

Для теплопроводности, хотя для Li ($Z = 3$) и имеет место удовлетворительное согласие с экспериментальными данными [11, 12], расхождения большие для Na ($Z = 11$) [11, 12]. По-видимому, данный факт связан с тем, что для элементов с большим зарядовым числом Z борновское приближение становится неадекватным.

Сравним на примере теплопроводности расчет по (9) с известными в литературе данными для идеальной плазмы ($\gamma \rightarrow 0$). Учитывая, что для идеальной плазмы $\gamma \rightarrow 0$ и $r_D \rightarrow \infty$, из (9) получим

$$\kappa^* = 75/16 \sqrt{\pi} (m_i/m_e)^{1/2} Z^4 / (\gamma^2 I_0), \quad (12)$$

где

$$f_0 = \frac{1}{4} \left[\ln \frac{2}{1 - \cos(2/3 \gamma r')} - 1 \right], \quad (13)$$

$$r' = r_D / a_B.$$

Известно, что теплопроводность идеальной плазмы выражается формулой Спит-

цера [13]

$$k_{\text{сп}}^* = 20(2/\pi)^{3/2} (m_i/m_e)^{1/2} Z^4 / (\gamma^2 \ln \Lambda). \quad (14)$$

В (12), (14) достаточно сравнить различные друг от друга множители

$$f_1 = 20(2/\pi)^{3/2} / \ln \Lambda, \quad f_2 = 75/(16\sqrt{\pi}I_0).$$

На рис. 4 показаны f_1 и f_2 как функции γ , откуда можно заключить, что при $\gamma \ll 1$ выражение (9) удовлетворительно согласуется с формулой Спитцера для идеальной плазмы (14). Аналогичные результаты получаются и для вязкости.

Таким образом, с помощью псевдопотенциала (1) возможно корректное описание транспортных свойств слабонеидеальной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Валуев А.А., Норман Г.Э. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 2. С. 689.
2. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б., Утегенов А.С. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1226.
3. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // Тез. докл. Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. 2. Ташкент: ФАН, 1987. С. 26.
4. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // Изв. АН КазССР. Сер. физ., матем. 1987. № 6. С. 71.
5. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // Проблемы статистической физики. Дубна: ОИЯИ. 1984. С. 28.
6. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // Изв. АН КазССР. Сер. физ., матем. 1988. № 6. С. 75.
7. Ферцигер Д., Капер Г. Математическая теория процессов переноса в газах. М.: Мир, 1976. С. 554.
8. Асиновский Э.И., Пахомов Е.П., Ярцев И.М. // IV Всес. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Новосибирск: СО АН СССР. Ин-т теплофизики. 1972.
9. Carnevale E.L., Lunnworth G.C., Larson G.S. // J. Chem. Phys. 1976. V. 46. № 8. P. 3040.
10. Лавуцва А.В., Люстерник В.Е. // ТВТ. 1976. Т. 14. № 5. С. 970.
11. Кулик П.П., Розанов Е.К., Рябый В.А. // ТВТ. 1977. Т. 15. № 2. С. 415.
12. Кулик П.П., Пало А.В., Розанов Е.К. // Программа XV ICPIG. Минск: Наука, 1981.
13. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа. М.: ИЛ, 1957. 112 С.

Казахский гос. ун-т
г. Алма-Ата

Поступило в редакцию
17.12.91

УДК 533.9.082.76

© 1992 г. А.В. Кашеваров

О ЗОНДОВЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ В ПЛАЗМЕ ПЛАМЕНИ

Основной проблемой, возникающей при проведении зондовых измерений в плазме высокой плотности является, как известно, проблема корректной обработки полученных вольт-амперных характеристик. Обычно концентрацию заряженных частиц в плазме определяют по ионному току насыщения, связь которого с концентрацией может быть установлена расчетным путем для различных течений плазмы [1].

При исследовании ионизации лабораторных пламен, отличающихся малыми скоростями потока, тонкими цилиндрическими зондами и сферическими зондами малого диаметра, их обтекание происходит в режиме малых чисел Рейнольдса Re . Токи насыщения цилиндрического и сферического зондов для таких условий рассчитаны в [2]. Вплоть до последнего времени [3–5] концентрация ионов в пламени определялась на