

Ашикбаева А.Б.¹, Аскарулы А.¹, Сызганбаева С.А.¹, Мажит З.²

¹Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы

²ПГУ им. Торайгырова,
Казахстан, г. Павлодар, e-mail: 02assel@gmail.com

ИССЛЕДОВАНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРАЖЕНИЯ ПЛОТНОЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

В работе исследуется угловая зависимость коэффициента отражения электромагнитного излучения от двухкомпонентной плотной плазмы. В качестве диэлектрической функции рассмотрены выражения, полученные в рамках метода моментов [1] и модели Мермина [2] в сравнении с экспериментальными данными [3-6]. В модели Мермина использовалась как статическая, так и динамическая частота соударений. Статические характеристики данной системы рассчитывались с помощью теории линейного диэлектрического отклика [7], где в качестве потенциала межчастичного взаимодействия рассматривается потенциал Дойча. Показано, что, в отличие от метода моментов, модель Мермина может использоваться лишь для более коротких волн зондирующего излучения как s-, так и p-поляризации. С другой стороны, результаты, полученные методом моментов, применимы в более широком диапазоне исследований отражения электромагнитного излучения от плотной плазмы.

Отмечены пути возможного дальнейшего развития теории отражения электромагнитных волн от плазмы с использованием расчета статических структурных факторов в рамках метода моментов с использованием сверхпереплетающихся цепочек.

Ключевые слова: метод моментов, моменты, коэффициент отражения, модель Мермина, динамическая частота соударений, статическая частота соударений.

Ashikbayeva A.B.¹, Askaruly A.¹, Syzganbayeva S.A.¹, Mazhit Z.²

¹Al-Farabi Kazakh National University, IETP, Kazakhstan, Almaty

²S.Toraigyrov Pavlodar State University,
Kazakhstan, Pavlodar, e-mail: 02assel@gmail.com

The study of the reflection coefficient of a dense two-component plasma

In the work, the angular dependences of electromagnetic wave reflection coefficients from two-component dense plasmas have been investigated. The results for the dielectric function obtained in the framework of the moments method [1] and of the Mermin model's [2] are presented in comparison with the experimental data [3-6]. In Mermin's model both collision static and collision dynamic frequencies have been taken into account. The static characteristics of this system are designed to use the theory of linear dielectric response, where the Deutsch potential is considered as an interparticle interaction potential [7]. It is shown that, in contrast to the moment method, the Mermin model can be used only for shorter incident radiation waves of both s- and p- polarizations. On the other hand, the results obtained by the method of moments are applicable in a wider range of investigations, which concern the reflection of electromagnetic radiation from dense plasmas.

In the framework of the method of moments in connection with super-intertwining chains the possible further development ways of the theory of electromagnetic waves reflection from plasmas, which use the calculation of static structural factors, have been marked.

Key words: moment method, moments, reflection coefficient, the Mermin model, collision dynamic frequency, collision static frequency.

Ашыкбаева Ә.Б.¹, Асқарұлы Ә.¹, Сызғанбаева С.А.¹, Мажит З.²

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті,
Эксперименттік және теориялық физика ҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ.
²С. Торайғыров атындағы Павлодар мемлекеттік университеті,
Қазақстан, Павлодар қ., e-mail: 02assel@gmail.com

Тығыз екі компонентті плазманың шағылу коэффициентін зерттеу

Мақалада екі компонентті плазмадан электромагниттік сәулешығару шағылу коэффициенттерінің бұрыштық тәуелділіктері зерттелген. Моменттер әдісі төңірегіндегі [1] және Мермин моделіндегі [2] диэлектрлік функция үшін өрнектер эксперимент деректерімен [3-6] салыстырылып қарастырылған. Мермин моделінде статикалық, сонымен қатар динамикалық соқтығысу жиіліктері қолданылған. Берілген жүйенің статикалық сипаттамалары бөлшек аралық әсерлесу потенциалы ретінде Дойч потенциалы қарастырылған сызықтық диэлектрлік елес теориясы арқылы есептелді [7]. Мермин моделінің, оның моменттер әдісінен айырмашылығы, әсер етуші сәулешығарудың s- пен p-поляризациялауында тек қысқа толқындар үшін қолданылуы артық екені көрсетілді. Басқаша айтқанда моменттер әдісі арқылы алынған нәтижелер Мермин үлгісімен салыстырғанда тығыз плазмадан электромагниттік сәулешығару шағылуы кең зерттеу диапазонында пайдаланылуы мүмкін.

Статикалық құрылымдық факторлар есептеуін қолданып, асқын түптелген тізбектер негізінде моменттер әдісі төңірегінде электромагниттік толқындар плазмадан шағылу теориясының әрі қарай дамыту жолдары көрсетілген.

Түйін сөздер: момент әдісі, моменттер, шағылу коэффициенті, Мермин үлгісі, соқтығысулар динамикалық жиілігі, соқтығысулар статикалық жиілігі.

Введение

В числе способов экспериментального изучения свойств неидеальной плазмы есть методы, основанные на взаимодействии вещества с электромагнитным излучением [3-5, 8]. Анализ пространственно-амплитудно-фазовых параметров излучения отклика плазмы на воздействие электромагнитной волны позволяет, вообще говоря, получить разнообразную информацию об электронной компоненте плазмы: о концентрации и средней энергии электронов, частоте их столкновений с другими частицами и т.д. [9].

Особый интерес представляет случай, когда частота зондирующей электромагнитной волны близка к ленгмюровской частоте плазменного объекта и измерение параметров рассеянного плазмой излучения выполняется в направлении, соответствующем углу зеркального отражения зондирующей волны [10-11]. Если размеры плазмы значительно превышают длину волны излучения, то всюду, кроме отражающей области применимо приближение геометрической оптики, и интерпретацию экспериментальных данных можно проводить с помощью сравнительно простых формул, полученных из рассмотрения процесса распространения электромагнитного возмущения в среде на основе уравнений макроскопической электродинамики [12]. При этом

модель для функции диэлектрической проницаемости среды, когда средняя кинетическая энергия частиц превышает энергию межчастичного взаимодействия, может быть получена в рамках теории идеальной плазмы [13].

Параметры плазмы

В данной работе исследуется двухкомпонентная полностью ионизованная водородная плазма, которая описывается безразмерными параметрами неидеальности, плотности и вырождения:

$$\Gamma = \frac{\beta e^2}{a}, \quad \beta = \frac{1}{k_B T}, \quad r_s = \frac{a}{a_0},$$

$$\theta = 2 \left(\frac{4}{9\pi} \right)^{2/3} \frac{r_s}{\Gamma}.$$

Здесь введен радиус Вигнера-Зейтца

$$a = \sqrt[3]{3 / 4\pi n},$$

где e – заряд электрона, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, n – концентрация частиц ($n_e = n_i$), a_0 – радиус Бора.

Метод моментов

Использование метода моментов позволяет определить диэлектрические свойства кулоновской системы, используя несколько первых степенных моментов функции потерь $L(k, \omega)$, которые можно рассчитать, зная потенциал межчастичного взаимодействия и статические структурные факторы $S_{ab}(k)$. Последние могут быть вычислены, например, из решения уравнения Орнштейна-Цернике в гиперцепном приближении [7,14], но в данной статье были использованы выражения ССФ, полученные в [7].

Запишем формулу Неванлинны, определяющую диэлектрические свойства среды:

$$\varepsilon^{-1}(k, \omega) = 1 + \frac{\omega_p^2(Q(k) + \omega)}{\omega(\omega^2 - \omega_2^2(k)) + Q(k)(\omega^2 - \omega_1^2(k))}, \quad (1)$$

где $\omega_1^2(k) = C_2(k)/C_0(k)$, $\omega_2^2(k) = C_4(k)/C_2(k)$ и $Q(k)$ - функция-параметр Неванлинны (ФПН) определяется как в [15,16]:

$$Q(k) = \frac{i}{\sqrt{2}} \frac{\omega_2^2(k)}{\omega_1(k)}. \quad (2)$$

Параметры $C_\nu(k)$ для кулоновской системы вычисляются следующим образом:

$$C_0(k) = \frac{k_{De}^2}{k^2} (Z_e^2 S_{ee}(k) + Z_i^2 S_{ii}(k) - 2Z_i S_{ei}(k)),$$

$$C_2 = \omega_p^2,$$

$$C_4 = \omega_p^4 (1 + K(k) + U(k) + H),$$

где

$$K(k) = \frac{\langle v_e^2 \rangle k^2}{\omega_p^2} + \left(\frac{\hbar}{2m} \right)^2 \frac{k^2}{\omega_p^2},$$

$$H = \frac{1}{6\pi^2 Z \sqrt{n_e n_i}} \int_0^\infty q^2 S_{ei}(q) dq,$$

$$U(k) = \left(1 / 2\pi^2 n_e \right) \int_0^\infty p^2 [S_{ee}(p) - 1] f(p, k) dp,$$

$$f(p, k) = 5/12 - (p^2 / 4k^2) + \frac{(k^2 - p^2)^2}{8pk^3} \ln \left| \frac{p+k}{p-k} \right|$$

Здесь $k_{De}^2 = 4\pi n_e e^2 \beta$ – волновое число, которое обратно радиусу Дебая, $\langle v_e^2 \rangle = 3 \frac{\theta}{m\beta} F_{3/2}(\eta)$ – средний квадрат тепловой скорости электронов, m – их масса, ω_p – плазменная частота системы, F_ν – интеграл Ферми, который определяется как

$$F_\nu(\eta) = \int_0^\infty \frac{x^\nu}{\exp(x - \eta) + 1} dx;$$

$\eta = \beta\mu$ – безразмерный химический потенциал системы, определяемый из условия нормировки:

$$F_{1/2}(\eta) = \frac{2}{3} \theta^{-3/2}.$$

Диэлектрическая модель Мермина

С другой стороны, в приближении хаотических фаз диэлектрическая функция определяется как [17-19]:

$$\varepsilon_{RPA}(k, \omega) = \varepsilon_r(k, \omega) + i\varepsilon_i(k, \omega), \quad (3)$$

причем действительная часть записывается как

$$\varepsilon_r(k, \omega) = 1 + \frac{1}{4z^3 \pi k_F} [g(u+z) - g(u-z)],$$

где для расчета функции

$$g(x) = \int_0^\infty \frac{y dy}{\exp(Dy^2 - \eta) + 1} \ln \left| \frac{x+y}{x-y} \right| \quad \text{необходимо}$$

знание параметра $D = \theta^{-1}$ и $\eta = \beta\mu$.

Мнимая часть диэлектрической функции в ПХФ записывается следующим образом:

$$\varepsilon_i(k, \omega) = \frac{1}{8z^3 k_F} \theta \ln \left[\frac{1 + \exp(D[1 - (u-z)^2])}{1 + \exp(D[1 - (u+z)^2])} \right],$$

Здесь и выше введены следующие обозначения $u = \omega/kv_F$ и $z = \frac{k}{2k_F}$, под v_F , k_F подразумевается скорость и волновое число Ферми, $v_F = \hbar k_F$, $k_F = (3\pi^2 n)^{1/3}$.

Бесстолкновительная однокомпонентная (обычно, электронная) диэлектрическая проницаемость Линдхарда [20] была обобщена Мермином [2], а затем Дасом [21], который использовал альтернативный метод вариации функции распределения, чтобы учесть столкновения заряженных частиц:

$$\varepsilon_M(k, \omega) = 1 + \frac{(\omega + iv)[\varepsilon_{RPA}(k, \omega + iv) - 1]}{\omega + iv[\varepsilon_{RPA}(k, \omega + iv) - 1] / [\varepsilon_{RPA}(k, 0) - 1]} \quad (4)$$

Здесь

$$\nu = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{2\pi}{m}} \frac{e^4 n}{(k_B T)^{3/2}} \Lambda \quad (5)$$

- статическая частота столкновений (СЧС). Для ее расчета необходимо знание обобщенного кулоновского логарифма Λ , который может быть определен через статические структурные факторы $S_{ab}(k)$ с помощью формулы Грина-Кубо [7].

Если использовать так называемую динамическую частоту столкновений (ДЧС) $\nu(\omega)$ вместо постоянной частоты столкновений в (3), область действия этого выражения расширяется, и ее можно использовать в плотной неидеальной плазме, как это было сделано в обобщенной модели Друде-Лоренца для обратной диэлектрической функции двухкомпонентной плазма (ДКП) [22].

В данной работе динамическая частота столкновений в борновском приближении рассчитывается с использованием статического ион-ионного структурного фактора [23]:

$$\nu(\omega) = \frac{n_i}{6\pi^2 m_e^2} \times \int_0^\infty q^6 V_{ei}^2(q) S_{ii}(q) \frac{\varepsilon_{RPA,e}(q, \omega) - \varepsilon_{RPA,e}(q, 0)}{i\omega\omega_p^2} dq \quad (6)$$

Здесь n_i и m_i – плотность и масса ионов,

$$V_{ei}(q) = -\frac{4\pi Ze^2}{q^2 \varepsilon_{RPA,e}(q, 0)}$$

- это статический экранированный электрон-ионный потенциал взаимодействия.

Коэффициент отражения электромагнитных волн от плотной плазмы

Значение коэффициента отражения от плотной плазмы были получены в следующих экспериментах [3-6] для различных длин волн лазерного излучения, в предположении наличия резкой границы плазма-свободное пространство. В этом случае расчет коэффициента отражения среды проводился с использованием формулы Френеля [24].

Для s-поляризации

$$R_s = \left(\frac{\left| \sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta - \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta} \right|}{\left| \sqrt{\varepsilon_1} \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta} \right|} \right)^2 \quad (7)$$

Для p-поляризации

$$R_p = \left(\frac{\left| \sqrt{\varepsilon_2} \cos\theta - \sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta)} \right|}{\left| \sqrt{\varepsilon_2} \cos\theta + \sqrt{\varepsilon_1(\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \sin^2\theta)} \right|} \right)^2 \quad (8)$$

Здесь θ – случайный угол, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – диэлектрические функция двух сред, где $\varepsilon_1 = 1$, ε_2 – диэлектрическая функция (описанные выше), соответственно для вакуума и для плазменной среды.

На рисунках 1-3 представлены результаты вычисления коэффициента отражения от угла падения на плазму при фиксированной длине волны падающего луча лазера, в сравнении с численным экспериментом [3-6], для $\Gamma = 1.8$, $r_s = 6.3$. На рисунках красными обозначены данные для s-поляризации падающего электромагнитного излучения, синими обозначены результаты для p-поляризации. Сплошные линии – это данные, рассчитанные методом моментов (2), тире-тире – результаты, полученные с использованием модели Мермина (4) со СЧС (5)

и точка-тире – результаты полученные с помощью модели Мермина (4) с ДЧС (6), квадратами обозначены экспериментальные данные [3-6].

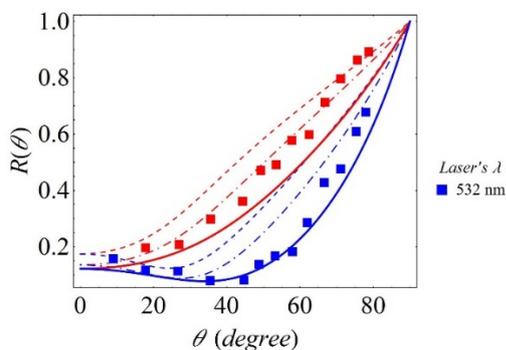


Рисунок 1 – Коэффициент отражения электромагнитной волны от плотной плазмы

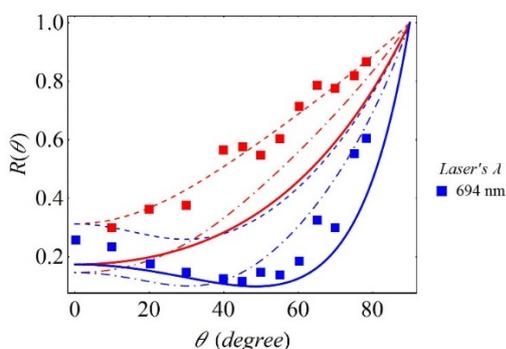


Рисунок 2 – Коэффициент отражения электромагнитной волны от плотной плазмы

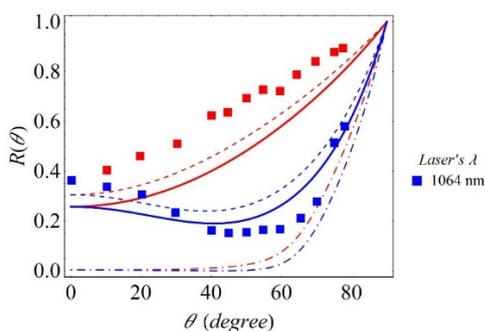


Рисунок 3 – Коэффициент отражения электромагнитной волны от плотной плазмы

Как видно из рисунков 1-3 метод моментов неплохо описывает экспериментальные данные по угловой зависимости коэффициента отражения для различных длин волн, особенно для случая отражения р-волны. Модель Мермина, как с ДЧС так и со СЧС, для более коротких волн приближенно описывает экспериментальные результаты, однако для длинных волн с ДЧС нет даже качественного согласия.

Заключение

В данной работе с помощью метода моментов и модели Мермина получены угловые зависимости коэффициентов отражения электромагнитной волны от плотной плазмы для различных длин волн в сравнении с экспериментальными данными. Из графиков видно, что полученные в данной работе кривые, как с помощью метода моментов так и в отдельных случаях – модели Мермина, неплохо совпадают с экспериментальными данными. Особенно хорошо согласуются данные, полученные в рамках метода моментов для р-волны, в которой колебания вектора напряженности электрического поля происходят в плоскости падения. Для более коротких волн согласие с экспериментом улучшается и для s-волны. Дальнейшее развитие расчетов в рамках метода моментов, по-видимому, может быть связано с расчетами статических структурных факторов с помощью сверхпереплетающихся цепочек.

В отличие от этого отметим, что для модели Мермина-полученные результаты, согласуются с данными экспериментов только для более коротких волн, а для более длинных волн при учете ДЧС в ДФ результаты существенно отличаются от экспериментов [3-6]. По-видимому, это связано с тем, что последняя ДФ не удовлетворяет правилам сумм, как это было ранее показано в [25].

Работа поддержана грантом Министерства образования и науки Республики Казахстан № AP05132333.

Литература

- 1 Tkachenko I.M., Arkhipov Yu.V., Askaruly A. The method of moments and its applications in plasma physics. – Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2012. – 125 p.
- 2 Mermin N.D., Lindhard J. Dielectric Function in the Relaxation-Time Approximation // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 2. – P. 2362.
- 3 Mintsev V.B., Zaporozhets Yu.B. Reflectivity of dense-plasma // Contrib. Plasma Phys. – 1989. – Vol.29, № 4. – P. 493-501.
- 4 Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б., Грязнов В.К., Фортов В.Е. Коэффициент отражения плотной плазмы ксенона в красной области спектра (694 нм) // Физика экстремальных состояний вещества. – Черногоровка, 2002. — С. 188-189.
- 5 Запорожец Ю.Б., Минцев В.Б. Грязнов В.К., Фортов В.Е., Рейнгольц, Репке Г.З Отражательные свойства плотной плазмы ксенона в длинноволновой области оптического спектра // Физика экстремальных состояний вещества – Черногоровка, 2004. – С. 140-141.
- 6 Zaporozhets Yu. B., Mintsev V. B., Gryaznov V. K., Reinholz H., Röpke G., Fortov V. E. // Physics of Extreme States of Matter. – Chernogolovka, 2013. – P. 194-197.
- 7 Архипов Ю.В., Баимбетов Ф.Б., Давлетов А.Е., Стариков К.В. Псевдопотенциальная теория плотной высокотемпературной плазмы. – Алматы: Қазақ Университеті, 2002. – 113 с.
- 8 Zaporozhets Yu. B., Mintsev V. B., Gryaznov V. K., Fortov V. E., Reinholz H., Raitza T., Röpke G. // J. Phys. A: Math. Gen. 2006. V. 39. №17. P. 4329 – 4333.
- 9 Баранец Н., Ружин Ю., Ерохин Н., Афонин В., Войта Я., Шмилауэр Я., Кудела К., Матишин Я., Чобану М. // Косм. наука технол. 2014. Т. 20. № 5. С. 3–26.
- 10 Arkhipov Yu. V., Ashikbayeva A. B., Askaruly A., Davletov A. E., Tkachenko I. M. // Contrib. Plasma Phys. 2013. V.53. № 4-5. P.375 – 384. doi:10.1002/ctpp.201200113.
- 11 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Dubovtsev D.Yu., Syzganbayeva S.A., Tkachenko I.M. // International Journal of Mathematics and Physics. 2017. V. 8. №1. P. 24-27.
- 12 Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах /А.М.Прохоров, Ф.В.Бункин, К.С.Гочелашвили, В.И.Шишов. -ТИИЭР, 1975, т.63, №3, с.4-28.
- 13 Arkhipov Yu. V., Askaruly A., Baimbetov F. B., Ballester D., Davletov A. E., Meirkanova G. M., Tkachenko I. M. // Contrib. Plasma Phys. 2010. V.50. № 2. P. 165 – 176. doi:10.1002/ctpp.201010031.
- 14 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E., Voronkov V.V., Tkachenko I.M. Statical structural properties of nonideal plasma // International Journal of Mathematics and Physics. – Almaty, 2013. – Vol.4, № 1. – P. 80-84.
- 15 Arkhipov Yu. V., Askaruly A., Davletov A. E., Dubovtsev D.Yu., Donkó Z., Hartmann P., Korolov I., Conde L., Tkachenko I. M. Direct Determination of Dynamic Properties of Coulomb and Yukawa Classical One-Component Plasmas // Phys. Rev. Lett. – 2017. – Vol. 119 – P. 045001.
- 16 Yu. V. Arkhipov, A. Askaruly, A. B. Ashikbayeva, D. Y. Dubovtsev, S. A. Syzganbayeva, I.M. Tkachenko Stopping of charged particles in dense one-component plasmas // Recent Contribution To Physics (Вестник КазНУ, серия физю). – 2018. – Vol. 65. – No 2. – P. 51-57.
- 17 Atwal G. S. and Ashcroft N. W. Relaxation of an electron system: Conserving approximation // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65. – P.115109.
- 18 Barriga-Carrasco M.D. Effects of target plasma electron-electron collisions on correlated motion of fragmented H2+ protons // Phys. Rev. E. – 2006. – Vol. 73. – P. 026401.
- 19 Barriga-Carrasco M.D. Influence of damping on proton energy loss in plasmas of all degeneracies // Phys. Rev. E. – 2007. – Vol. 76. – P. 016405.
- 20 Lindhard J. On the properties of a gas of charged particles // Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. – 1954. – Vol. 28. – P. 8.
- 21 Das A.K. The relaxation-time approximation in the RPA dielectric formulation // J. Phys. F. – 1975. – Vol. 5. – P. 2035.
- 22 Morozov I., Reinholz H., Röpke G., Wierling A. and Zwicknagel G. Molecular dynamics simulations of optical conductivity of dense plasmas // Phys. Rev. E. – 2005. – Vol.71. – P. 066408 – 066420.
- 23 Thiele R., Sperling P., Chen M., Bornath Th., Fäustlin R. R., Fortmann C., Glenzer S. H., Kraeft W.-D., Pukhov A., Toleikis S., Tschentscher Th. and Redmer R. Thomson scattering on inhomogeneous targets // Phys. Rev. E. – 2010. – Vol. 82. – P. 056404.
- 24 Klimontovich Yu.L. Kinetic theory of nonideal gas and nonideal plasma – М.: Nauka, 1975. – P. 352.
- 25 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., Davletov A.E. and Tkachenko I.M. Dielectric function of dense plasmas, their stopping power, and sum rules Physical Review. E. – 2014 – V. 9 – P. 053102.

References

- 1 I.M. Tkachenko, Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, *The method of moments and its applications in plasma physics*. (Germany: Lap Lambert Academic Publishing, 2012, 125 p.)
- 2 N.D. Mermin and J. Lindhard, Phys. Rev. B. 2, 2362 (1970).
- 3 V.B. Mintsev, Yu.B. Zaporozhets, Plasma Phys. 29 (4), 493-501 (1989).
- 4 Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, et. al. Fizika ekstremalnih sostojaniy vechshestva, Chernogolovka, 188-189 (2002). (In Russ).
- 5 Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, et. al. Fizika ekstremalnih sostojaniy vechshestva, Chernogolovka, 140-141 (2004). (In Russ).
- 6 Yu.B. Zaporozhets, V.B. Mintsev, et. al. Physics of Extreme States of Matter, Chernogolovka, 194-197 (2013).

- 7 Yu.V. Arkhipov, F.B. Baimbetov, and A.E. Davletov. Pseudopotentsialnaja teorija plotnoi vysokotemperaturnoi plazmy (Almaty: Qazaq Universitety, 2002. -113 p.). (In Russ).
- 8 Yu.B. Zaporoghets, V.B. Mintsev, et. al. J. Phys. A: Math. Gen. 39(17), 4329-4333 (2006).
- 9 N. Baranets, Yu. Ruzhin, et. a. Kosm.nauka technol. 20 (5), 3-26 (2014).
- 10 Yu.V. Arkhipov, A. B. Ashikbayeva, et.al. Contrib. Plasma Phys. 53(4-5), 375-384 (2013).
- 11 Yu.V. Arkhipov, A. B. Ashikbayeva, et.al. Int. J. of Math. and Phys. 8(1), 24-27 (2017).
- 12 A.M. Prohorov, F.B. Bunkin, et.al. TIIEP. 63(3), 4-28 (1975). (In Russ).
- 13 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, et.al. Contrib. Plasma Phys. 50(2), 165-176 (2010).
- 14 Arkhipov Yu.V., Ashikbayeva A.B., Askaruly A., et.al. International Journal of Mathematics and Physics, 4 (1) (2013).
- 15 Yu.V. Arkhipov, A. Askaruly, et.al. Phys. Rev. Lett. 119, 045001 (2017).
- 16 Yu. V. Arkhipov, A. Askaruly, A. B. Ashikbayeva, et.al. Recent Contribution To Physics, 65, 2 (2018).
- 17 G. S Atwal. and N. W. Ashcroft. Phys. Rev. B. 65, 115109 (2002).
- 18 Barriga-Carrasco M.D. Phys. Rev. E, 73, 026401 (2006).
- 19 Barriga-Carrasco M.D. Phys. Rev. E, 76, 016405 (2007).
- 20 J. Lindhard. Mat. Fys. Medd. K. Dan. Vidensk. Selsk. 28, 8 (1954).
- 21 A.K. Das. J. Phys. F. 5, 2035 (1975).
- 22 I. Morozov, H. Reinholz, et.al. Phys. Rev E. 71, 066408 – 066420 (2005).
- 23 R. Thiele, P. Sperling, et.al. Phys. Rev. E. 82, 056404 (2010).
- 24 Yu.L. Klimontovich Kinetic theory of nonideal gas and nonideal plasma (M.: Nauka, 1975), p. 352. (In Russ).
- 25 Yu.V. Arkhipov, A. B. Ashikbayeva, et.al. Phys. Rev. E. 9, 053102 (2014).