

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ф. Б. Баимбетов, Т. С. Рамазанов, Диэлектрическая проницаемость и тормозное излучение плотной плазмы, *ТВТ*, 1992, том 30, выпуск 5, 1025–1028

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: 18.97.14.80

18 января 2025 г., 22:41:49



КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.9:537.872

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

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОНИЦАЕМОСТЬ И ТОРМОЗНОЕ
ИЗЛУЧЕНИЕ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ

Коэффициент непрерывного поглощения полностью ионизованной плотной плазмы можно представить в виде суммы [1, 2] $\kappa(\omega) = \kappa_{bf} + \kappa_{ff}$, где κ_{bf} — коэффициент поглощения, обусловленный процессами фотоионизации и фотоотрыва; κ_{ff} — тормозное поглощение электронов в непрерывном спектре. Поскольку для классической плазмы при $\hbar\omega \ll k_B T$ отношение κ_{ff}/κ_{bf} составляет порядка $k_B T/\hbar\omega$, то видно, что с уменьшением ω вклад κ_{ff} в общий коэффициент поглощения κ растет и становится особенно заметным в инфракрасной области спектра. Кроме того, данные экспериментальных работ [3–7] подтверждают доминирующую роль тормозного излучения в оптических свойствах пучковой плазмы, электрических дуг, плазмы, полученной в ударно-волновых экспериментах, и т.д. Так как частоты, рассматриваемые в данной работе, удовлетворяют условию $\omega \lesssim \Delta\omega_{ГР}$, где $\Delta\omega_{ГР}$ — частота, соответствующая границе ультрафиолетовой области видимого спектра, то в основном вычисляется κ_{ff} . Для удобства коэффициент тормозного поглощения обозначим через $\kappa(\omega)$.

В [8, 9] получены автокорреляционные функции электронов плотной плазмы методом молекулярной динамики. Основные характеристики моделируемой системы: плотность числа частиц $n_e = n_i = 10^{17} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$, температура $T = (1; 2; 5) \cdot 10^4 \text{ К}$, что соответствует параметру неидеальности $\gamma = 0,2 - 1,6$, где $\gamma = e^2/(r_d k_B T)$, r_d — радиус Дебая. В предлагаемой работе на основе автокорреляторов скоростей электронов $K(t) = \langle v(0)v(t) \rangle$, полученных в [8, 9], и с помощью соотношений теории линейного отклика [10] вычислены диэлектрическая проницаемость и коэффициент поглощения плотной плазмы для различных значений γ .

Диэлектрическая проницаемость плотной плазмы. Согласно теории линейного отклика, при наложении на однородную изотропную систему внешнего электрического поля, совпадающего с электрической индукцией $D(\omega)$, функцией отклика будет величина $\epsilon^{-1}(\omega)$, которая определяется следующим образом [10]:

$$\epsilon(\omega) = \left[1 - i \frac{4\pi\alpha(\omega)}{\omega} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где

$$\alpha(\omega) = e^2 n_e / 3k_B T \int_0^\infty K(t) e^{i\omega t} dt$$

— электрическая восприимчивость плазмы; e , n_e — заряд и плотность электронов. В общем случае величина $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ комплексная.

На рис. 1 показаны частотные зависимости действительной ϵ' и мнимой ϵ'' частей функции диэлектрической проницаемости плазмы для различных значений параметра неидеальности γ . Здесь $\Omega = \omega/\omega_e$, ω_e — электронная частота ленгмюровских колебаний. Отметим, что характерной особенностью функции $\epsilon''(\Omega)$ является наличие максимума при частотах, примерно равных ω_e (т.е. $\Omega \simeq 1$) для значений $\gamma = 0,84$ и 1,61. Частоте $\Omega \simeq 1$ на зависимостях ϵ' соответствуют перегибы. При $\gamma = 0,24$, хотя ϵ' — монотонная функция от частоты, на зависимости $\epsilon''(\Omega)$ все же наблю-

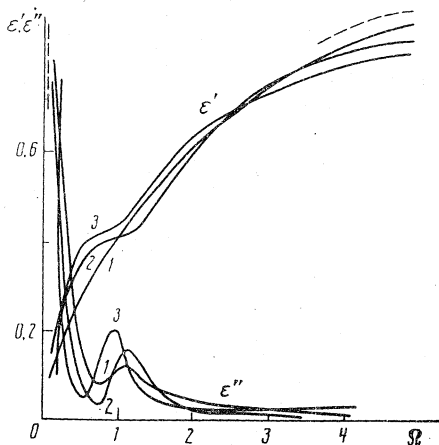


Рис. 1. Частотная зависимость функции диэлектрической проницаемости плотной плазмы при температуре $T = 2 \cdot 10^4$ К для различных значений параметра неидеальности γ (ϵ' — действительная, ϵ'' — мнимая части): 1 — $\gamma = 0,24$, 2 — $0,84$, 3 — $1,61$; штриховые линии — асимптотические зависимости для функции $\epsilon(\Omega)$

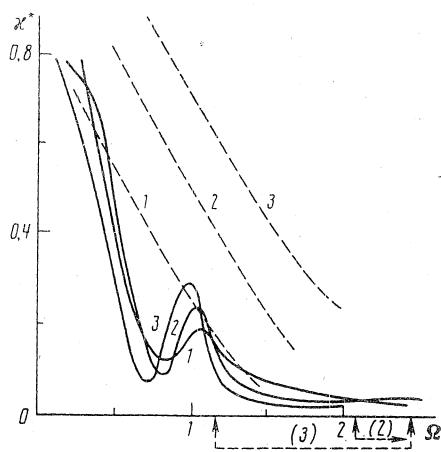


Рис. 2. Коэффициент поглощения плотной плазмы как функция от приведенной частоты Ω при различных значениях параметра неидеальности: 1 — $\gamma = 0,24$; 2 — $0,84$; 3 — $1,61$; штриховые линии — приближение Крамера (4); стрелками обозначены границы видимого диапазона для различных γ

дается локальный экстремум. Необходимо заметить, что в данном случае относительная погрешность значений ϵ' и ϵ'' порядка 20%. Подобное поведение функции ϵ' и ϵ'' наблюдалось в [11] для несколько другой теоретической модели. Однако в данной работе не наблюдаются экстремумы функций ϵ' и ϵ'' на частотах, кратных ω_e , которые, по мнению автора [11], отражают индивидуальное движение электронов.

На больших частотах функция $\epsilon'(\Omega)$ приближается к асимптотической зависимости [12]: $\epsilon(\Omega) = 1 - 1/\Omega^2$, справедливой при $\Omega \rightarrow \infty$. При $\Omega \rightarrow 0$ функция диэлектрической проницаемости должна стремиться к значению [12]: $\epsilon(\Omega) = 4\pi\sigma^*(0)/\Omega$, где $\sigma^*(0)$ — приведенная (в единицах ω_e) статическая электропроводность неидеальной плазмы, вычисленная методом молекулярной динамики в [13]. На рис. 1 приведены значения мнимой части при малых частотах ($\Omega \rightarrow 0$) для $\gamma = 0,84$. Заметим, что при малых частотах вычисленные значения в пределах погрешностей результатов удовлетворительно согласуются с асимптотической зависимостью. С целью контроля надежности полученных результатов проверялось правило сумм для $\epsilon''(\omega)$ [12]

$$\frac{m_e}{2\pi^2 e^2} \int_0^\infty \omega \epsilon''(\omega) d\omega = n_e, \quad (2)$$

которое для различных γ в среднем выполняется с точностью 8–20%. Статистические погрешности самих функций ϵ' и ϵ'' имеют порядок [11] $\omega_e^2/\omega\tau_0\Delta K$, где τ_0 — характерное время, за которое автокоррелятор скоростей становится меньше значения $|1/(M N_e)^{1/2}|$, т.е. почти "зануляется", где M — число начальных равновесных конфигураций [9]; ΔK — статистическая погрешность автокоррелятора. В данной работе при $\gamma \lesssim 0,4$ на частоте $\Omega \approx 1$ погрешность ϵ' и ϵ'' составляет 14–20%; для $0,4 \lesssim \gamma \lesssim 1$ — 10–15%, а при $\gamma \gtrsim 1$ — 7–9%.

Ввиду того, что длина волны электромагнитного поля при рассмотренных в работе частотах $\Omega < 5$ намного больше характерной длины в плазме — радиуса Дебая r_d , зависимость функции диэлектрической проницаемости от волнового вектора \mathbf{k} не рассматривалась. Таким образом, все результаты, полученные в работе, соответствуют пределу $\mathbf{k} = 0$.

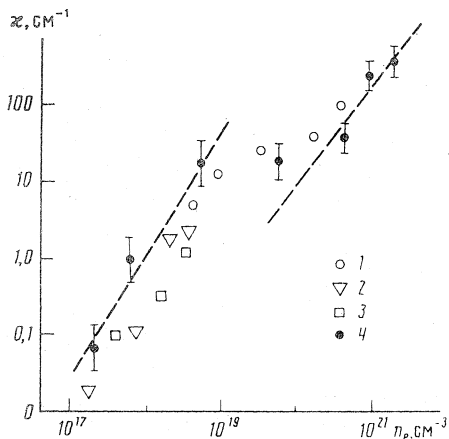


Рис. 3. Коэффициент поглощения неидеальной плазмы в видимой области спектра: 1 — [3, 4], $\lambda = 450\text{--}580$ нм, $T = (1,8\text{--}2,0) \cdot 10^4$ К; 2 — [5, 6], $\lambda \approx 500$ нм, $T = 1,7 \cdot 10^4$ К; 3 — [7], $\lambda = 337\text{--}575$ нм, $p = 200$ мм рт.ст.; 4 — результаты данной работы, $\lambda \approx 400\text{--}720$ нм, $T = 2 \cdot 10^4$ К

Коэффициент поглощения неидеальной плазмы. Зная частотные зависимости функции диэлектрической проницаемости $\epsilon(\Omega) = \epsilon'(\Omega) + i\epsilon''(\Omega)$, можно вычислить коэффициент поглощения неидеальной плазмы [12]

$$\kappa^*(\Omega) = \sqrt{\frac{-\epsilon' + \sqrt{\epsilon'^2 + \epsilon''^2}}{2}} \bigg/ \sqrt{\frac{4\pi\sigma^*(0)}{\Omega}}. \quad (3)$$

Значения статической электропроводности $\sigma^*(0)$ для различных γ взяты из [13]. На рис. 2 представлены вычисленные значения приведенного коэффициента поглощения $\kappa^*(\Omega)$ при различных параметрах неидеальности. Штриховыми линиями показаны известные зависимости Крамерса

$$\kappa_K(\omega) = 9,2 \cdot 10^{10} n_i n_e / (\omega^3 T^{1/2}), \quad (4)$$

справедливые для разреженной плазмы. Следует отметить систематическое занижение вычисленных значений $\kappa^*(\Omega)$ по сравнению с данными, полученными по формуле Крамерса (4).

В [1] проведен качественный анализ и сделан вывод, что уменьшение κ^* по сравнению с (4) обусловлено непарностью взаимодействия отдельного электрона с ионами. Заметим, что результаты данной работы получены в рамках псевдопотенциальной модели взаимодействия частиц плотной плазмы [14], учитывающей коллективные эффекты в системе (непарность взаимодействия, образование квазисвязанных состояний). В инфракрасной области спектра (на рис. 2 видимая область спектра отмечена стрелками) наблюдается уменьшение коэффициента поглощения, которое в литературе принято связывать с оптическим "просветлением" плотной плазмы. Косвенным подтверждением данного факта является и то, что в указанных диапазонах частот для функции диэлектрической проницаемости проверялось выполнение следующего соотношения [12]: $d\epsilon/d\omega > 2(1 - \epsilon)/\omega$ (см. рис. 1), свидетельствующее об оптическом "просветлении" плазмы.

Из рис. 2 видно, что на зависимостях коэффициента поглощения от частоты при $\omega \approx \omega_e$ (т.е. $\Omega \approx 1$) для различных γ наблюдаются максимумы, соответствующие коллективному поглощению. Данный эффект связан с тем, что в спектре плотной плазмы присутствует только одна частота, близкая к ленгмюровской и характеризующая коллективные эффекты [9]. По-видимому, отличие частоты, при которой $\kappa^*(\Omega)$ имеет максимум, от ω_e связано с затруднением быстрого разделения зарядов с ростом плотности плазмы. При увеличении плотности плазмы (роста γ) возникают квазисвязанные состояния электронов, которые приводят к уменьшению интенсивности тормозного излучения, так как интенсивность I_ω тормозного излу-

чения обратно пропорциональна времени пролета электрона τ около иона [15]: $I_{\omega} \sim 1/\tau$. Об этом свидетельствуют также и данные [15, 16], где фактор Гаунта для связанных электронов g_3 оказывается большим, чем для свободных электронов g_1 . Отметим, что наличие максимума у функции κ^* может быть связано и с поляризационными эффектами, когда излучения электрона и его изображения компенсируют друг друга при сближении их орбит в окрестности $\Omega \simeq 1$. На то, что эффект поляризационного излучения приводит к существенному подавлению излучения на частотах $\omega \simeq \omega^*$ впервые было обращено внимание в [15, 16]. Там же был сделан подробный анализ этого явления. Характерная частота ω^* задачи, рассмотренной в [15, 16], отличается от ленгмюровской лишь численным коэффициентом.

Сравнение с экспериментом. В настоящее время накоплен достаточно обширный материал по экспериментальному исследованию оптических свойств неидеальной плазмы. Источниками плазмы в экспериментальных работах являются импульсные, дуговые разряды, а также различные устройства ударного сжатия. Отметим, что исследованиями охвачен довольно широкий диапазон плотностей электронов $n_e = 10^{15} - 10^{22} \text{ см}^{-3}$ при температурах $T = (0,7 - 2) \cdot 10^4 \text{ К}$. Наиболее близкими по параметрам плазмы к настоящей работе являются эксперименты [3-7]. Подробный анализ других экспериментов сделан в [8].

Для удобства сравнения результатов данной работы с экспериментальными данными перейдем к обычной $\kappa - n_e$ диаграмме (κ — коэффициент тормозного излучения в см^{-1}). На рис. 3 представлены значения коэффициента поглощения, вычисленные для длин волн $\lambda \simeq (400 - 720) \text{ нм}$ и $T = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$, а также результаты экспериментальных работ. Отметим, что при относительно низких плотностях $n_e \lesssim 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ из экспериментальных значений κ исключался вклад κ_{bf} . В пределах погрешностей вычислений результаты предлагаемой работы удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Характерно, что наблюдается переход от рекомбинационного излучения к тормозному (штриховые линии), который по данным настоящей работы начинается примерно с $n_e \gtrsim 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Наличие двух ветвей соответствующих рекомбинационному и тормозному излучениям, наглядно демонстрирует постепенное исчезновение возбужденных состояний атомов и переход электронов в область непрерывного спектра по мере роста n_e [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Валуев А.А., Куриленков Ю.К. // ТВТ. 1980. Т. 18. № 5. С. 897.
2. Поддубный Л.И., Филинов Е.С. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 4. С. 630.
3. Беспалов В.Е., Фортос В.Е. // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 445.
4. Беспалов В.Е., Грязнов В.К., Фортос В.Е. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. С. 140.
5. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В., Федорова Т.Н. // Оптика и спектр. 1986. Т. 61. С. 951.
6. Гаврилов В.Е., Гаврилова Т.В., Фортос В.Е. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 4. С. 625.
7. Гуревич В.Е., Мнускин В.С., Токарева А.Н., Чувашев С.Н. // ТВТ. 1989. Т. 27. № 6. С. 1068.
8. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // Тез. докл. VII Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Т. 2. Ташкент: Фан, 1987. С. 26.
9. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Утегенов А.С., Шалтыков Н.Б. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 8. С. 1226.
10. Зубарев Д.Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971.
11. Валуев А.А. // ТВТ. 1980. Т. 17. № 2. С. 422.
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
13. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // Изв. АН КазССР. Сер. физ.-мат. 1987. № 6. С. 71.
14. Баимбетов Ф.Б., Рамазанов Т.С., Шалтыков Н.Б. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 3. С. 595.
15. Артемьев А.А., Якубов И.Т. // ТВТ. 1989. Т. 27. № 6. С. 1053.
16. Артемьев А.А., Якубов И.Т. // ТВТ. 1990. Т. 28. № 6. С. 1064.

Казахский государственный
университет
г. Алма-Ата

Поступило в редакцию
03.06.91