

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Г. А. Кобзев, Ю. К. Куриленков, Г. Э. Норман, К теории оптических свойств неидеальной плазмы, *ТВТ*, 1977, том 15, выпуск 1, 193–196

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: 18.97.14.89

22 января 2025 г., 00:27:00



Однако это расслоение не должно быть значительным, так как расстояния, на которых f_{ei} заметно отличается от единицы, в несколько раз меньше среднего расстояния между частицами при $\gamma \leq 1$ и не вносят заметного вклада во взаимодействие.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Валуев, Г. Э. Норман. В сб. Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике (под ред. Г. И. Марчука), Новосибирск, 1974, стр. 268.
2. Б. В. Зеленер, Г. Э. Норман, В. С. Филинов. Теплофизика высоких температур, 10, 1160, 1972; 13, 712, 913, 1975.
3. Д. Н. Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. «Наука», 1971.
4. Б. В. Зеленер. Тез. докл. X Всес. конф. по физике жидкого состояния вещества. Изд. Самаркандск. ун-та, Самарканд, 1974, стр. 135.
5. Г. Бете, Э. Соллнер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, 1960.

УДК 533.932

К ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ НЕИДЕАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ *

Г. А. Кобзев, Ю. К. Куриленков, Г. Э. Норман

Спектры фоторекомбинационного излучения и фотоионизационного поглощения рассмотрены в [1] для идеальной плазмы. В данном сообщении обсуждается изменение этих спектров с увеличением плотности плазмы.

1. При вычислении оптических свойств слабонеидеальной плазмы обычно учитывается один механизм влияния неидеальности: слияние верхних членов спектральных серий, приводящее к кажущемуся сдвигу порога фотоионизации [1, 2]. Обозначим через n_1 эффективное главное квантовое число уровня, отвечающего последней наблюдаемой линии.

Обратим внимание на другое возможное проявление неидеальности — нереализацию части верхних уровней атомов и ионов в результате действия микрополей в плазме. Обозначим через n_2' эффективное главное квантовое число последнего реализующегося уровня. Значение n_2' можно найти, приравняв энергию этого уровня снижению потенциального барьера $\Delta E = 2e\sqrt{eF}$ атома в электрическом микрополе напряженности F , e — заряд электрона. Другой причиной нереализации уровней является ограничение числа уровней в дебаевском поле (квантовое число последнего реализующегося уровня обозначим через n_2'').

На рис. 1, а показаны области параметров плазмы, где преобладает один из указанных выше факторов. Область 1 соответствует слиянию линий, здесь $n_1 = \min(n_1, n_2', n_2'')$, область 2 — нереализации уровней, причем в 2' это происходит за счет действия микрополей плазмы, т. е. $n_2' = \min(n_1, n_2', n_2'')$, а в 2'' — из-за дебаевского экранирования, $n_2'' = \min(n_1, n_2', n_2'')$ **. Фактически границам между областями соответствуют не линии, а некоторые интервалы параметров.

2. В области 1 сечение фотоионизации может быть продолжено в длинноволновую область в соответствии с невозмущенной плотностью сил осцилляторов df/dE ([2], рис. 1, б). Это допущение является распространением принципа спектроскопической устойчивости на слившиеся высшие члены спектральных серий.

Ситуация коренным образом изменяется при переходе в область 2. Вследствие короткодействующего характера реального потенциала взаимодействия в плазме пороговое значение df/dE должно обращаться в нуль в соответствии с законом k^{2l+1} ,

* Материалы настоящего сообщения доложены на научной сессии по вопросу «Исследования плотной плазмы», проведенной 8–9 июня 1976 года секцией низкотемпературной плазмы Научного Совета АН СССР по комплексной проблеме «Теплофизика».

** Область 2'' возникает при формальном сравнении n_1, n_2', n_2'' для всех n и T ; при этом для нее оказалось $\gamma > 1$, т. е. дебаевское приближение здесь физически необосновано.

где k^2 и l — энергия и орбитальное квантовое число электрона в конечном состоянии. Таким образом, в распределении df/dE в районе порога должен наблюдаться провал. В [3] проведены расчеты df/dE для дебаевского потенциала (рис. 1, δ).

Рассмотрим вероятности переходов w в области $2'$. В дипольном приближении можно записать

$$w \sim |\langle \psi_{E',F} | r | \psi_{E,F} \rangle|^2 \rho_F(E) \sim df/dE,$$

где $\psi_{E',F}$, $\psi_{E,F}$ — волновые функции начального и конечного состояний в поле F ; $\rho_F(E)$ — плотность конечных состояний в поле F . В области ΔE нереализующихся уровней $\rho(E)$ существенно отлична от невозмущенной плотности дискретных состояний $\sim E^{-3/2}$ и может быть представлена в виде классической $\sim \sqrt{E}$, сдвинутой

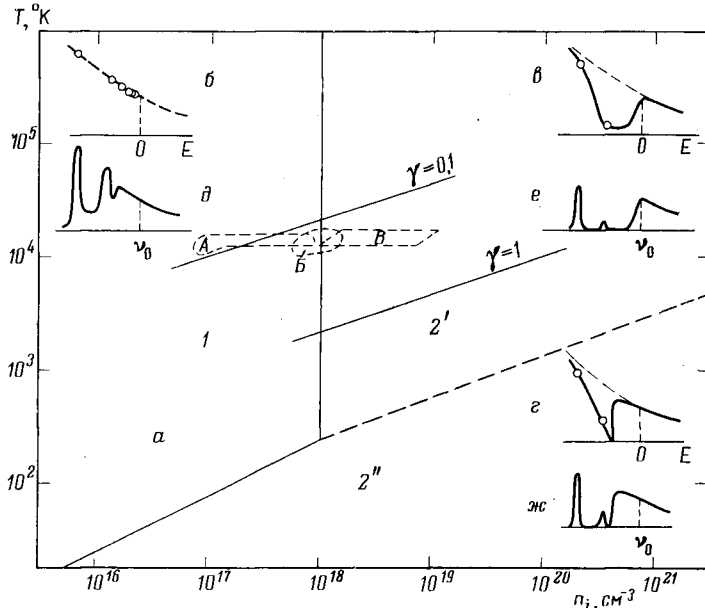


Рис. 1. Области концентраций ионов n_i и температур T , в которых исчезновение спектральных линий определяется различными причинами (a): 1 — слияние линий; $2'$ — нереализация дискретных уровней в микрополе плазмы; $2''$ — нереализация в дебаевском поле. Схематический вид df/dE (δ , ϵ , ζ) и спектра в припороговой области (δ , ϵ , ζ). Отмечены параметры, достигнутые в экспериментах: A — [7]; B — [11]; B — [10] ($\gamma = e^2(2n_i)^{1/2}/kT$)

в область отрицательных энергий на ΔE . Полагая в первом приближении $\psi_{E,F} \approx \psi_E$, получим в df/dE характерный провал в области энергий ΔE (рис. 1, δ). Окончательный вид df/dE определяется усреднением по функции распределения микрополя в неидеальной плазме [4].

В режиме слияния спектральные линии непосредственно примыкают к спектру фоторекомбинации и порог последнего выражен плохо (рис. 1, δ). В режиме нереализации порог фоторекомбинации выражен лучше, к нему примыкают или слабые линии (рис. 1, ζ) или спектральный интервал, свободный от линий (рис. 1, ϵ)*. В последнем случае положение порога фоторекомбинации может оказаться практически несдвинутым по сравнению с изолированным атомом.

Экспериментальные результаты по излучению аргоновой плазмы в непрерывном спектре [7] допускают предложенную интерпретацию. На рис. 2, ϵ стрелками показано невозмущенное положение порогов для состояний $4s, s'$ и $4p, p'$. Всплески интенсивности в этих областях по абсолютному значению соответствуют сечениям фотоионизации данных состояний [2, 8]. Примыкающие спектральные линии в эксперименте не наблюдались. Аналогично можно объяснить спектры у границы фотоионизации состояний $7s^1S_0$, $7s^3S_1$ и $6p^1P_1^0$ в ртутной плазме [7].

3. Суммарные коэффициенты поглощения (излучения) в непрерывном спектре определяются связанно-свободными κ_{bf} и свободно-свободными κ_{ff} переходами, а также сильно уширенными линиями. В режиме слияния при частотах, меньших пороговых, наблюдается превышение интенсивности суммарных спектров неидеальной плазмы над спектрами, рассчитанными по теории [1] для идеальной плазмы [7].

* В отличие от [5, 6] мы не ограничиваемся условиями, когда справедлив принцип спектроскопической устойчивости.

В режиме нереализации, помимо обсуждавшихся выше провалов в df/dE , следует учитывать уменьшение числа слагаемых в сумме $\kappa_{bf} = \sum_i \sigma_i N_i$, где N_i и σ_i —

концентрация атомов и сечение фотоионизации для i -го состояния. Сокращение числа слагаемых в κ_{bf} не будет компенсироваться в той же спектральной области соответствующим изменением κ_{ff} . Поэтому в режиме нереализации при частотах, больших пороговых, можно ожидать понижение интенсивности суммарных спектров относительно спектров, рассчитанных по [1]. В то же время на малых частотах из-за существенной роли коллективных эффектов в процессах рассеяния элек-

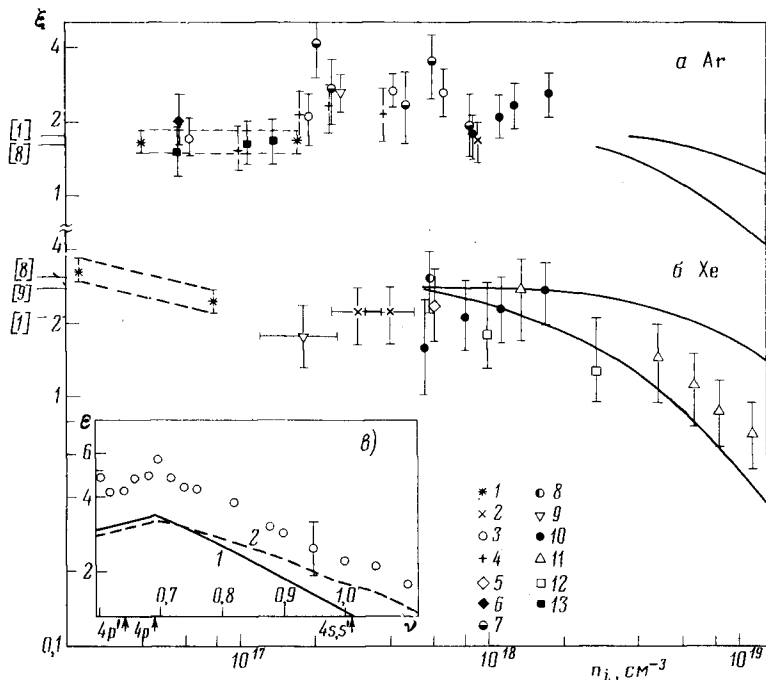


Рис. 2. Зависимость фактора ξ от плотности зарядов в плазме: а — Ar, $\nu \approx 22\,200 \text{ см}^{-1}$; б — Xe, $\nu = 22\,000\text{--}23\,000 \text{ см}^{-1}$, $\xi = \kappa_o(\nu)/\kappa_p(\nu)$, где $\kappa_o(\nu)$ — экспериментальное значение коэффициента поглощения, $\kappa_p(\nu)$ — расчетное значение [1] с $\xi(\nu) = 1$ (для Xe $\nu_o^0 \approx 22\,000 \text{ см}^{-1}$); 1, 2 — [12]; 3 — [7]; 4 — [18]; 5 — [13]; 6 — [16]; 7 — [19]; 8 — [15]; 9 — [14]; 10 — [11]; 11 ($T = 17\,000^\circ \text{ K}$), 12 ($T = 14\,000^\circ \text{ K}$) — [10] (полнее представлена обработка данных для $T = 17\,000^\circ \text{ K}$, которые, по мнению авторов [10], наиболее надежны); 13 — [17]. Зависимость коэффициента излучения ϵ ($10^{-12} \text{ вт/см}^3 \text{ сек}^{-1} \text{ стер}$) аргоновой плазмы ($P = 10 \text{ атм}$, $T = 14\,150^\circ \text{ K}$) от частоты (10^{15} сек^{-1}) (ϵ): эксперимент — [7], расчет — 1 — [1], 2 — [8]

трона значительное увеличение κ_{ff} может привести, как и слияние линий, к превышению суммарного коэффициента поглощения над рассчитанным по [1]. Таким образом, в неидеальной плазме может происходить некоторое перераспределение излучаемой энергии по спектру. Отметим, что превышение в некоторых случаях обусловлено вкладом крыльев отдельных сильно уширенных в неидеальной плазме линий и свободно — свободными переходами в полях атомов.

4. Наиболее многочисленны экспериментальные данные по плазме инертных газов Ar и Xe. На рис. 2 представлены результаты обработки экспериментов [7, 10–19] в виде зависимости ξ от n_i . При расчете состава неидеальной плазмы использовался метод, предложенный в [20].

При малых n_i расчетная величина ξ хорошо согласуется с экспериментальной*. Для Xe достигнуты плотности, когда ξ начинает уменьшаться. Теоретические оценки уменьшения ξ (сплошные линии на рис. 2) согласуются с экспериментальными данными для Xe, а для Ar показывают, что эффект понижения еще не существен

* Детальное сопоставление теории и эксперимента следует приводить, привлекая фактор ξ , рассчитанный не только по [1], но и с использованием сечений фотоионизации отдельных уровней [2, 8, 9]. В этом случае, например, не обнаруживается превышения в УФ-области спектра излучения аргоновой плазмы (рис. 2, ϵ).

в экспериментально исследованном диапазоне. При расчете верхней линии предпологалось, что не реализуются уровни с энергией, меньшей ΔE , а для нижней линии значение ΔE удваивалось.

Еще более чувствительной к рассмотренным эффектам может оказаться цезиевая плазма. Оценки показывают, что росселандово среднее пробега излучения цезиевой плазмы ($P=1000$ атм, $T \approx 10^4$ К) уменьшается при этом в несколько раз.

Авторы выражают благодарность П. В. Минаеву и С. И. Андрееву за постоянную информацию об экспериментальных результатах и полезные обсуждения.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
28 VI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. Успехи физ. наук, 91, 193, 1967.
2. Г. А. Кобзев, Г. Э. Норман, К. И. Серяков. Теплофизика высоких температур, 4, 473, 1966.
3. J. C. Weisheit, B. W. Shore. Astrophys. J., 194, 519, 1974.
4. Ю. К. Куриленков, В. С. Филинов. Тез. докл. IV Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1975; Теплофизика высоких температур, 14, № 4, 1976.
5. Г. А. Ковальская, В. Г. Севастьяненко. В сб. Газодинамика и физическая кинетика, ИТПМ, Новосибирск, 1974.
6. В. Ц. Гурович, Л. К. Меренкова, В. С. Энгельшт. Докл. АН СССР, 221, 315, 1975.
7. В. М. Батенин, П. В. Минаев. Теплофизика высоких температур, 9, 676, 1971; В. М. Батенин, П. В. Минаев, В. Ф. Чиннов. Тез. докл. III Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы, М., 1971; В. М. Батенин, П. В. Минаев. Химия плазмы, вып. 2, стр. 199, М., Атомиздат, 1975.
8. D. Schluter. Z. Phys., 210, 80, 1968.
9. В. В. Янков. Оптика и спектроскопия, 14, 29, 1963.
10. С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. Ж. прикл. спектр., 13, 988, 1970; С. И. Андреев, Т. В. Гаврилова, В. Е. Гаврилов. Тез. докл. IV Всес. конф. по физике низкотемпературной плазмы, Киев, 1975; С. И. Андреев. Ж. техн. физ., 45, 1010, 1975; Оптика и спектроскопия, 38, 432, 1975.
11. А. А. Бакеев, Р. Е. Ровинский, И. П. Широкова. Оптика и спектроскопия, 28, 594, 1970; 27, 215, 1969.
12. D. Meiners, C. Weiss. JQSRT, 16, 273, 1976.
13. Г. В. Гембаржевский, Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, Д. И. Ройтенбург. Оптика и спектроскопия, 28, 1104, 1970.
14. O. Berge, A. Bohm, L. Rehder. Z. Naturforsch., 20a, 122, 1965.
15. M. M. Popović, D. Djordjević, V. Urosević. X Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, p. 373, Oxford, 1971.
16. B. Wende. Z. Phys., 198, 1, 1967.
17. E. Schulz-Gulde. Z. Phys., 230, 449, 1970.
18. C. Goldbach, G. Nollez, R. Peutyraux. JQSRT, 12, 1089, 1972.
19. А. А. Коньков, С. Г. Кулагин. Теплофизика высоких температур, 12, 497, 1974.
20. Б. В. Зеленер, Ю. К. Куриленков, Г. Э. Норман. Химия высоких энергий, 10, № 6, 1976.

УДК 533.932

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ И ПРОВОДИМОСТЬ СИЛЬНОИОНИЗОВАННОЙ ЦЕЗИЕВОЙ ПЛАЗМЫ *

И. Я. Дихтер, В. А. Зейгарник

Сильноионизованная цезиевая плазма была исследована методом электрического взрыва проволок в атмосфере аргона при давлении 125–500 атм [1–3]. При такой методике удельный энерговыход в единицу массы (или объема) весьма высок; стабилизация разрядного столба газом обеспечивает изобаричность расширения цезиевой плазмы и ее химическую чистоту; вследствие постоянства массы вещества в разряде исследованию доступны не только электрические, но и термодинамические свойства плазмы: наконец, регистрируется весь процесс нагревания, а не одна точка в нем. Методика эксперимента изложена в [1]. Следует лишь под-

* Материалы настоящего сообщения доложены на научной сессии по вопросу «Исследования плотной плазмы», проведенной 8–9 июня 1976 г. секцией низкотемпературной плазмы Научного Совета АН СССР по комплексной проблеме «Теплофизика».