

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев, Роль отрицательных ионов в образовании непрерывных спектров плазмы,
ТВТ, 1976, том 14, выпуск 4, 681–685

<https://www.mathnet.ru/tvt9459>

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

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

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.173

23 апреля 2025 г., 11:45:56



РОЛЬ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ОБРАЗОВАНИИ
НЕПРЕРЫВНЫХ СПЕКТРОВ ПЛАЗМЫ

Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев

Сравниваются коэффициенты поглощения, связанные соответственно с переходами электрона в поле положительного иона и с фотоотрывом; выясняется область параметров плазмы, в которой последний процесс имеет существенное значение. Рассматривается роль возбужденных состояний отрицательных ионов и обсуждается вклад нестабильных отрицательных ионов в непрерывные спектры плазмы.

В плазме ряда химических элементов существенную роль в формировании непрерывных оптических и ультрафиолетовых спектров играют процессы фотоприлипания (излучение) и фотораспада (поглощение) отрицательных ионов (ОИ). В данной работе рассматривается область параметров равновесной плазмы, при которых вкладом этих процессов нельзя пренебречь. Рассматривается также вопрос о роли возбужденных состояний ОИ и обсуждается вклад нестабильных ОИ в непрерывный спектр.

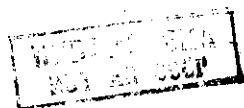
1. Для оценки роли ОИ в образовании непрерывного спектра рассмотрим отношение коэффициентов поглощения, связанных соответственно с фотораспадом k^- и с переходами электрона в поле положительного иона k^{+i} . Первый запишем в виде произведения концентрации ОИ N_- на сечение фотораспада $\sigma(v)$

$$k^- = N_- \sigma(v), \quad (1)$$

второй оценим по интегральной формуле, предложенной в [1]. С ее помощью учитываются свободно-свободные переходы в поле положительного иона и фотоионизация возбужденных конфигураций атома. Примененные интегральной формулы ограничивают рассматриваемый спектральный интервал частотами ниже порога ионизации основной конфигурации атома. Выражая отношение концентраций ОИ и нейтральных атомов с помощью уравнения Саха через температуру T и полную концентрацию электронов в плазме N_e , получим

$$k^- / k^{+i} = CN_e (kT)^{-5/2} (hv)^3 \sigma(v) \xi^{-1}(v, T) (g_- / \Sigma_i) \times \\ \times \exp\{[I + A - h(v + \Delta v)] / kT\}, \quad (2) \\ C = 3\sqrt{3} \text{ch}^4 (128\pi^3 \sqrt{2\pi} e^6 m^{-3})^{-1}.$$

Здесь $\xi(v, T)$ — коэффициент, учитывающий неводородоподобность уровней атома, как правило, не зависящий от T [1]; g_- — статистический вес



ОИ; Σ_i — статистическая сумма положительного иона; I — энергия ионизации атома; A — энергия связи электрона в ОИ; $\Delta\nu$ — сдвиг порога фотоионизации атома за счет уширения и слияния дискретных уровней у границ серий.

Формула (2) справедлива для каждого химического элемента, входящего в состав равновесной плазмы, и выражает вклад ОИ данного элемента, отнесенный к электрон-ионному континууму того же элемента. Вклад свободно-свободных переходов на атомах в коэффициент поглощения быстро убывает с частотой и в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах пренебрежимо мал по сравнению с вкладом учтенных процессов [2].

Функции $\xi(\nu, T)$ и $\sigma(\nu)$ с частотой меняются плавно, за исключением узкой припороговой области, поэтому выражение (2) должно достигать

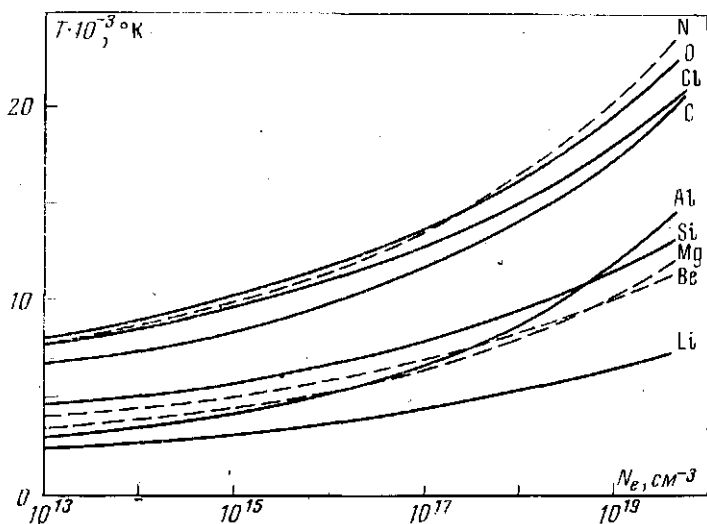


Рис. 1

максимума вблизи частоты $\nu=3kT/h$, где максимальна функция $\nu^3 e^{-h\nu/kT}$. Не конкретизируя ОИ, оценим для этой частоты отношение k^-/k^{ei} . Подставляя в (2) характерные значения $g_-/\Sigma_i \approx 1$, $\xi(\nu, T) \approx 1$, $\sigma(\nu) \approx 10^{-17} \text{ см}^2$, получим

$$k^-/k^{ei} \approx 10^{-26} N_e \sqrt{T} e^{(I+A)/kT}. \quad (2a)$$

Отсюда видно, что при $T \approx 10^4 \text{ К}$ и $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, необходимо $I+A \geq 15 \text{ эв}$, чтобы k^-/k^{ei} было не мало по сравнению с единицей. Поскольку $A \leq 3,5 \text{ эв}$, то только ОИ элементов с большим потенциалом ионизации дадут вклад в непрерывный спектр. Действительно, в плазме кислорода ($I=13,6 \text{ эв}$) и азота ($I=14,5 \text{ эв}$) наблюдался значительный континуум, связанный с радиационным прилипанием [3]. При $T \approx 2500 \text{ К}$ и $N_e \approx 10^{15}$, что соответствует плазме щелочных металлов согласно (2а) $k^-/k^{ei}=1$ при $I+A=4,7 \text{ эв}$.

На рис. 1 приведены зависимости $T=T(N_e)$ (сплошные линии относятся к стабильным ОИ), рассчитанные по (2) и соответствующие $k^-/k^{ei}=0,1$. В области под кривой вклад ОИ сравним по величине с электрон-ионным континуумом и составляет более 10%. Расчет выполнен для частоты $25\,000 \text{ см}^{-1}$ (в случае хлора $35\,000 \text{ см}^{-1}$), для других частот рассматриваемого диапазона картина существенно не меняется. Сдвиг порога оценен по формуле Инглизиса — Теллера. Из рис. 1 видно, что в наиболее широкой области параметров поглощают ОИ элементы с большим потенциалом ионизации, расположенные в правом верхнем углу Периодической таблицы.

Большинство элементов середины таблицы имеют потенциал ионизации 6–8 эв, область, в которой существенны их ОИ, значительно меньше, что видно на примере Al и Si. ОИ лития ($I=5,4$ эв) играет заметную роль в еще более узкой области параметров, его вклад значителен только при сравнительно низких температурах порядка 3000–4000° К; это согласуется с выводами [4]. При переходе от Li к Cs величина $I+A$ уменьшается; соответственно по мере роста порядкового номера Z будет уменьшаться вклад ОИ щелочных металлов в непрерывный спектр плазмы. Это справедливо и для других основных подгрупп Периодической таблицы, так как в каждой основной подгруппе $I(Z)$ монотонно убывает. Вследствие колебаний ξ и σ при движении по подгруппе могут быть отклонения от монотонного спада отношения k^-/k^{ei} , однако общая тенденция к уменьшению этой величины должна сохраняться. При расчете значения A брались из [5], функции $\xi(\nu, T)$ — из [1], сечения фотораспада — из [6] (Li^-); [7] (C^-); [8] (O^-); [9] (Si^-); [10] (Cl^-); сечение фотораспада Al^- посчитано нами методом, предложенным в [11], с волновой функцией начального состояния из [12], конечное состояние аппроксимировалось плоской волной. При вычислении статистической суммы Σ_i использовались таблицы [13].

Может оказаться полезной формула, выражающая k^-/k^{ei} через полное давление плазмы P . В случае, если плазма содержит только один химический элемент, нетрудно выразить N_e через P и, используя условие $N_- \ll N_e$, преобразовать (2) к виду

$$k^-/k^{ei} = \frac{3\sqrt{3} \text{ch} (h\nu)^3}{32\pi^2 e^6} \frac{\sigma(\nu)}{kT} \frac{g_-}{\xi(\nu, T)} \frac{g_-}{\Sigma_0} \times \\ \times \exp \left[\frac{A - h(\nu + \Delta\nu)}{kT} \right] \left[\sqrt{1 + \frac{P}{kT} \left(\frac{h^2}{2\pi m kT} \right)^{1/2} \frac{\Sigma_0}{2\Sigma_i} e^{1/kT} - 1} \right], \quad (3)$$

где Σ_0 — статистическая сумма атома.

2. Если взаимодействие электрона с атомом слабое и устойчивая связь не возникает, электрон все же может короткое время удерживаться вблизи атома за счет центробежного барьера, если последний достаточно велик. Такому нестабильному ОИ соответствует размытый квазистационарный уровень в энергетическом спектре и резонанс в упругом рассеянии.

В [14] показано, что нестабильный (автораспадный) ОИ участвует в поглощении излучения и соответствующий коэффициент поглощения в пределе малой ширины квазиуровня может быть найден по общей формуле (1), в которой концентрация нестабильных ОИ выражается формулой Саха, причем энергия связи электрона в ОИ отрицательна. Следует отметить, что применимость уравнения статистического равновесия для определения концентрации нестабильных частиц с малой шириной квазиуровня установлена также в [15]. Таким образом, соотношения (2) и (3) приближенно справедливы и в случае нестабильных ОИ. Характерной особенностью фотораспада нестабильных частиц является отсутствие порога.

В [14] предложено «избыточное излучение» азотной плазмы интерпретировать радиационным прилипанием с образованием нестабильного иона $\text{N}^-(^1P)$. Это объясняет результаты масс-спектрометрических и спектроскопических измерений и согласуется с расчетами энергии связи N^- . (Из обобщения имеющихся в литературе данных наиболее вероятным значением энергии связи представляется величина, близкая к $-0,2$ эв.) Есть также теоретические указания на существование некоторых других нестабильных ОИ (резонансов). В [16], например, предсказаны 2P -резонансы в упругом рассеянии электрона на атомах Be и Mg ($A = -0,68$ эв и $A = -0,37$ эв соответственно), которые не имеют стабильных ОИ, и некоторые другие.

По формуле (2), так же как и для стабильных ионов, определена область более чем десятипроцентного вклада ОИ (рис. 1, пунктирные линии).

Сечение фотораспада N^- оценено по данным работ [17, 18], для остальных принято характерное значение сечений фотораспада — $3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$.

3. Дискретный спектр ОИ состоит, как правило, из одного уровня, что обусловлено короткодействием потенциала взаимодействия электрона с атомом. Наиболее вероятно наличие возбужденных стабильных или низколежащих автораспадных или метастабильных уровней у ОИ элементов III, IV и V группы, у которых основной конфигурации соответствует несколько состояний. Экспериментально зафиксированы стабильные возбужденные состояния $C^-(^2D)$, $Al^-(^1D)$, $Si^-(^2P)$ [19] и $Si^-(^2D)$ [20]. Метастабильное 1D -состояние N^- , по-видимому, наблюдалось в эксперименте [21] по пере-

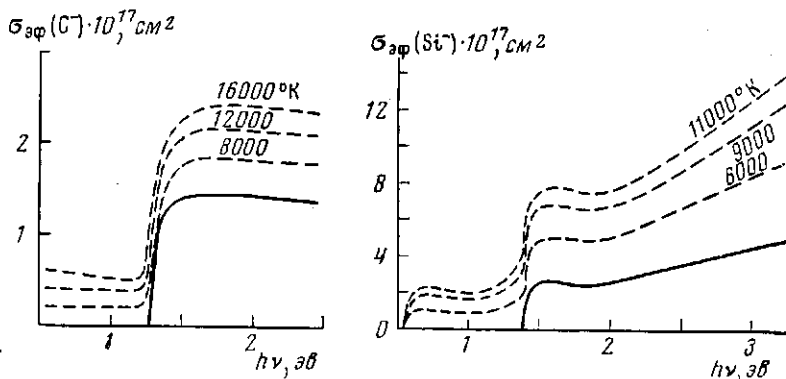


Рис. 2. Эффективные сечения фотораспада C^- и Si^- с учетом возбужденных 2D -состояний.

Сплошная линия — сечение фотораспада основного 4S -состояния: C^- — эксперимент [7]; Si^- — расчет [9]

зарядке положительных ионов. Слабый сигнал, соответствующий на два порядка меньшей интенсивности образования N^- , чем O^- и C^- , можно объяснить тем, что регистрировался лишь ион $N^-(^1D)$, тогда как основная масса перезаряженных ионов находилась в автораспадном 3P -состоянии, время жизни которого значительно меньше, чем необходимо для регистрации в эксперименте [21]. В [12] рассчитано возбужденное состояние $P^-(^1D)$ с энергией связи 0,014 эв, однако в [19] оно не зарегистрировано, хотя метод [19] позволяет обнаружить ОИ с энергией связи от 0 до 0,2 эв.

Чтобы оценить влияние возбужденных состояний на интенсивность непрерывного спектра, определим эффективное сечение фотораспада $\sigma_{\text{эф}}$ (коэффициент поглощения, отнесенный к заселенности N_- основного уровня ОИ)

$$k^- = N_- \sigma + N_-^* \sigma^* = N_- \sigma_{\text{эф}}, \quad \sigma_{\text{эф}} = \sigma + \sigma^* (g^* / g_-) e^{-E^*/kT}. \quad (4)$$

Звездочкой помечены величины, относящиеся к возбужденному состоянию; E^* — энергия возбуждения ОИ. При необходимости учесть несколько возбужденных состояний в (4) появятся дополнительные члены. Превышение $\sigma_{\text{эф}}$ над σ составляет вклад возбужденных состояний в коэффициент поглощения.

Сечения фотораспада возбужденных состояний $C^-(^2D)$ и $Si^-(^2D)$ измерены в работах [20, 22]. С учетом этих состояний на рис. 2 построены эффективные сечения для нескольких температур, которые сравниваются с сечением фотораспада основного 4S -состояния. Как видно из рис. 2, вклад возбужденного 2D -состояния значителен, поэтому в расчете электрон-атомного континуума его необходимо учитывать. Существенно также, что порог фотораспада возбужденного состояния ОИ расположен при более низкой частоте, чем основного, поэтому возбужденный ион поглощает излучение и

в диапазоне частот, на которых оно не поглощается ОИ в основном состоянии.

Оценка по [11] сечений фотораспада основного 3P - и возбужденного 4D -состояний Al^- показала, что на частотах выше порога $\sigma^* \approx \sigma$; то же и для 3P - и 4D -состояний N^- [18]. Для алюминия имеем: при $T=6000^\circ K$ $\sigma_{эф} \approx 1,25\sigma$, при $T=10\ 000^\circ K$ $\sigma_{эф} \approx 1,35\sigma$; для азота: при $T=10\ 000^\circ K$ $\sigma_{эф} = 1,1\sigma$, при $T=16\ 000^\circ K$ $\sigma_{эф} \approx 1,2\sigma$. В этих случаях эффект от учета возбужденных состояний менее значителен.

Следует обратить внимание на теоретически рассчитанные низколежащие резонансы в рассеянии электрона на атомах Li и Na , соответствующие автораспадным 3P -уровням ОИ [23]. Энергия возбуждения этих уровней из основного 1S -состояния Li^- или Na^- в обоих случаях равна $\sim 0,7$ эв, а статистический вес в девять раз больше, чем у нижнего 4S -уровня, поэтому они могут быть сильно заселены уже при небольших температурах. В приближении $\sigma^* \approx \sigma$ при $T=4000^\circ K$ получим $\sigma_{эф} \approx 2,2\sigma$.

У многих ОИ обнаружены автораспадные уровни [23], аналогичные автоионизационным уровням атомов, энергии возбуждения которых порядка 10 эв. В области температур, при которых ОИ эффективно участвуют в излучении и поглощении (см. рис. 1), заселенность этих уровней мала и их вкладом в радиационные спектры можно пренебречь по сравнению с вкладом основного состояния ОИ. Только в водороде, для которого наблюдается линейный штарк-эффект и поэтому должно быть [24] большое число уровней H^- , сходящихся к уровню $n=2$ атома водорода, суммарный вклад автораспадных состояний может оказаться значительным. Этот вопрос требует дополнительного исследования.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Биберман, Г. Э. Норман. *IQSRT*, 3, 221, 1963; *Успехи физ. наук*, 91, 139, 1967.
2. И. В. Авилова, Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, В. М. Замалин, Г. А. Кобзев, А. Н. Лагарьков, А. К. Мнацаканян, Г. Э. Норман. *IQSRT*, 9, 89, 1969.
3. J. C. Morris, R. U. Krey, G. R. Bach. *IQSRT*, 6, 727, 1966.
4. B. Ya'akobi, P. Avivi. *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.*, 3, 412, 1970.
5. Б. М. Смирнов. Ионы и возбужденные атомы в плазме. Атомиздат, 1974.
6. B. Ya'akobi. *Phys. Rev.*, 184, 246, 1969.
7. M. L. Seman, L. Branscomb. *Phys. Rev.*, 125, 1602, 1962.
8. L. M. Branscomb, S. J. Smith, G. Tison. *J. Chem. Phys.*, 43, 2906, 1965.
9. E. J. Robinson, S. Geltman. *Phys. Rev.*, 153, 4, 1967.
10. G. Pietsch. *Z. Naturforsch.*, 27a, 989, 1972.
11. Ю. В. Москвин. *Оптика и спектроскопия*, 17, 499, 1964.
12. E. Clementi, A. D. McLean. *Phys. Rev.*, 133A, 419, 1964.
13. Ch. E. Moore. *Atomic Energy Levels*, 1. Nat. Bur. Stand., Washington, 1949.
14. Л. Г. Дьячков, Г. А. Кобзев, Г. Э. Норман. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 65, 1399, 1973.
15. M. D. Delano. *Phys. Rev.* 1A, 1175, 1970.
16. J. Hunt, B. L. Moiseiwitsch. *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.*, 3, 892, 1970.
17. R. J. W. Henry. *Phys. Rev.*, 172, 99, 1968.
18. Э. И. Асиновский, А. В. Кириллин, Г. А. Кобзев. *IQSRT*, 10, 143, 1970.
19. В. А. Опарин, Р. Н. Ильин, И. Т. Серенков, Е. С. Соловьев. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 66, 2008, 1974.
20. D. Feldmann. *Z. Naturforsch.*, 26a, 1100, 1971.
21. Я. М. Фогель, В. Р. Козлов, А. А. Калмыков. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 36, 1354, 1959; И. С. Дмитриев, В. С. Николаев, Я. А. Теплова, Б. М. Попов, Л. И. Виноградова. Там же, 50, 1252, 1966.
22. D. Feldmann. *Z. Naturforsch.*, 25a, 621, 1970.
23. G. J. Schulz. *Rev. Mod. Phys.*, 45, 378, 1973.
24. M. Gailauris, P. Damburg. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 44, 1644, 1963.