

Z/r с (1) в применении программы [4]. Результаты такого рассмотрения будут опубликованы в «Литовском физическом сборнике». Часть результатов данной работы сообщалась на Всесоюзном семинаре теории атомов и атомных спектров (Рига, 1973 г.).

Литература

- [1] G. M. Harris. Phys. Rev., 125, 1131, 1962.
- [2] В. Л. Бонч-Бруевич, В. Б. Гласко. Опт. и спектр., 14, 495, 1963.
- [3] F. J. Rogers, H. C. Graboske, D. J. Harwood. Phys. Rev., A, 1, 1577, 1970.
- [4] П. О. Богданович, Р. И. Каразия. Государственный фонд алгоритмов и программ, № П 000083, 1970.
- [5] А. Р. Чижунас, А. Ю. Савукина. Лит. физ. сб., 14, 5, 1974.
- [6] А. Ю. Савукина, А. Р. Чижунас. Лит. физ. сб., 14, 99, 1974.
- [7] R. Gáspar. Acta Phys. Hung., 3, 263, 1964.

Поступило в Редакцию 3 января 1974 г.

УДК 535.237 : 546.293

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ В НЕПРЕРЫВНОМ СПЕКТРЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУИ АРГОНА В ОБЛАСТИ 1074—1130 Å

Э. Т. Верховцева, В. И. Ярёмченко, Я. М. Фогель,
А. Е. Овечкин и Е. А. Катрунова

В работах [1, 2] показано, что сверхзвуковая струя аргона, возбужденная электронным пучком, излучает непрерывный спектр в области вакуумного ультрафиолета (ВУФ). Характерной особенностью струи аргона, вытекающей в вакуум, является наличие в ней двухатомных Ar_2 и полимерных Ar_n молекул, образованных в процессе адиабатического расширения газа при выходе из сопла [3, 4]. При определенных режимах истечения в струе могут присутствовать также жидкие капли и частицы твердого аргона [5]. В связи с этим образование молекул Ar_2^* в состояниях $^1\Sigma_u^+$ (O_u^+) и $^3\Sigma_u^+$ ($1u$), переход из которых в состояние $^1\Sigma_g^+$ (O_g^+) приводит к излучению непрерывного спектра в области ВУФ [6, 7], может происходить в струе в следующих процессах: 1) $\text{Ar}_2 + e \rightarrow \text{Ar}_2^* + e$, 2) $\text{Ar}_n + e \rightarrow \text{Ar}_2^* + \text{Ar}_{n-2} + e$, 3) при локализации энергии электронного возбуждения в многоатомных молекулах Ar_n , жидких каплях и частицах твердого аргона [8]. Помимо этого молекулы Ar_2^* ($^1\Sigma_u^+$, $^3\Sigma_u^+$) могут возникать в результате двойных и тройных столкновений возбужденных атомов Ar (3P_1 , 3P_2) с невозбужденными. Относительный вклад перечисленных процессов в интенсивность непрерывного спектра ВУФ излучения струи аргона изучен в работе [9]. В настоящем сообщении изложены результаты по влиянию излучения молекул Ar_2^* , образованных в процессах 1)–3), на распределение интенсивности в непрерывном спектре 1074–1130 Å. С этой целью исследовалось изменение распределения интенсивности в спектре от температуры газа на входе в сопло T_0 при его постоянном давлении P_0 . Описание аппаратуры и методики эксперимента содержится в работе [9].

На рис. 1 представлены записи непрерывного спектра в области 1074–1130 Å, полученные при $P_0 = 1$ атм. и изменении T_0 от 215 до 500° К.² При $T_0 = 215$ и 245° К в спектре наблюдается два максимума излучения — 1075 и 1090 Å. С повышением температуры непрерывный спектр с максимумом 1090 Å ослабевает. При этих условиях распределение интенсивности в исследуемом интервале длин волн характеризуется только одним максимумом 1075 Å, начиная с которого интенсивность излучения, осциллируя, уменьшается.

Для выяснения причины перераспределения интенсивности в спектре 1074–1130 Å при изменении температуры T_0 обратимся к рис. 2, на котором приведены кривые зависимости $I/\rho (T_0)^3$ для максимума непрерывного спектра 1270 Å и резонансной

¹ В принципе молекулы Ar_2^* могут возникать в процессах с участием молекулярных ионов и электронов, но в случае ионизации струи быстрыми электронами (энергия электронов ~1 кэВ) эти процессы будут иметь малые скорости.

² По расчетным данным давление и температура аргона в месте возбуждения струи при указанных их значениях на входе в сопло должны иметь 0.1 мм рт. ст. и (6–14.5)° К.

³ I — интенсивность излучения; ρ — концентрация частиц в месте пересечения струи электронным пучком.

линии 1067 Å. Не касаясь деталей кривых (их обсуждение содержится в работе [9]), обратим внимание на то, что 1) интенсивность максимума непрерывного спектра при $T_0 > 350^\circ \text{K}$ неизмеримо мала, 2) интенсивность линии при $T_0 > 450^\circ \text{K}$ остается постоянной. Указанные особенности хода кривых $I/\rho(T_0)$ были объяснены следующим образом [9]. Уменьшение интенсивности непрерывного спектра с максимумом $\lambda=1270 \text{ Å}$ при повышении температуры T_0 связано с уменьшением концентрации молекул Ag_n с большими значениями n . Концентрация таких молекул при $T_0=350^\circ \text{K}$, по-видимому, становится очень малой. Выше 350°K , когда еще продолжается уменьшение интенсивности линии 1067 Å,⁴ в струе постепенно исчезают и легкие полимерные молекулы, вплоть до двухатомных. При $T_0 > 450^\circ \text{K}$ струя имеет практически атомарный состав.

На основании вышеизложенного можно сделать некоторые заключения относительно наблюдающихся при понижении температуры изменений в распределении

интенсивности излучения в спектре 1074–1130 Å. При $T_0=450$ и 500°K , поскольку молекулы Ag_2 и Ag_n практически отсутствуют в струе, непрерывный спектр излучается возбужденными молекулами, образованными в результате столкновений возбужденных атомов Ag^* с невозбужденными. Наблюдение непрерывного спектра с максимумом излучения, прилегающим к длине волны запрещенного перехода $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ ($\lambda=1074 \text{ Å}$).

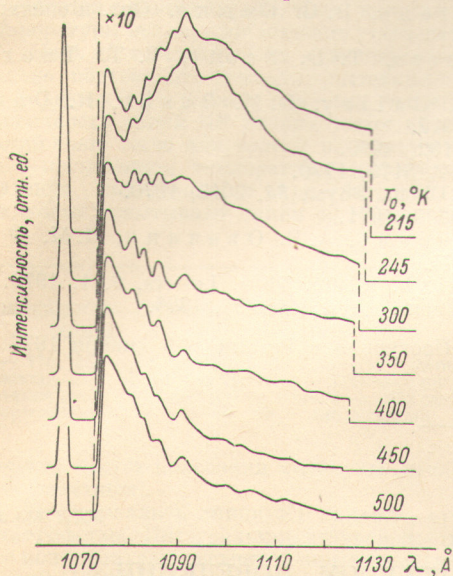


Рис. 1. Непрерывный спектр излучения струи аргона, возбужденной электронным пучком, при различных температурах газа на входе в сопло T_0 ($P_0=1 \text{ атм.}$).

Энергия пучка 1 кэВ, плотность тока 0.5 А/см^2 , ширина раскрытия щелей: $d_{\text{вх.}}=d_{\text{вых.}}=50 \text{ мм}$. При $T_0=450$ и 500°K спектр регистрировался при более широких щелях.

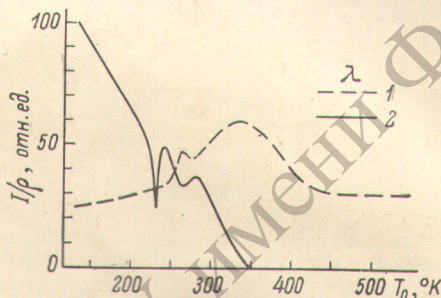


Рис. 2. Зависимость $I/\rho(T_0)$ ($P_0=1 \text{ атм.}$) для линии 1067 Å и максимума непрерывного спектра 1270 Å. 1 — 1067, 2 — 1270 Å.

свидетельствует о том, что при $T_0 \geq 450^\circ \text{K}$ в образование непрерывного спектра основной вклад вносят переходы молекул с высоких колебательных уровней электронного состояния $^3\Sigma_u^+(1u)$ в основное состояние $^1\Sigma_g^+(O_g^+)$ [6, 7, 10]. По мере понижения температуры газа ($T_0 < 450^\circ \text{K}$) в струе резко увеличивается концентрация молекул Ag_2 и Ag_n . В связи с этим начинают протекать процессы 1)–3), приводящие к появлению возбужденных молекул, при переходе которых в основное состояние $^1\Sigma_g^+(O_g^+)$, в частности, излучается непрерывный спектр с максимумом интенсивности 1090 Å. Как следует из сопоставления рис. 1 и 2, в происхождении этого спектра, так же как и эмиссии с $\lambda=1270 \text{ Å}$, основной вклад вносят процессы взаимодействия электронов с относительно тяжелыми молекулами Ag_n . Наложение непрерывного спектра с максимумом 1090 Å на спектр, излучаемый молекулами Ag_2^* ($^3\Sigma_u^+$), образованными при столкновениях атомов Ag^* (3P_2) с Ag (1S_0), и приводит к наблюдающимся изменениям распределения интенсивности в области 1074–1130 Å.

Следует обратить внимание на осцилляционную структуру в распределении интенсивности в области непрерывного спектра, прилегающей к длине волны перехода $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ ($\lambda=1074 \text{ Å}$). Осцилляционная структура в этой области спектра от перехода $^3P_2 \rightarrow ^1S_0$ наблюдалась при исследовании излучения из плазмы газового разряда в аргоне [10]. Относительно происхождения этой структуры существуют различные точки зрения [6, 7, 10, 11], и дискуссия по данному вопросу продолжается. Однако на основании работ [7, 10] и результатов настоящей работы уже ясно, что в излучение рассматриваемого участка спектра вносят вклад двухатомные молекулы, возбужденные на высокие колебательные уровни электронного состояния $^3\Sigma_u^+(1u)$ в процессах столк-

⁴ Существование зависимости интенсивности линии 1067 Å от температуры T_0 связано с протеканием в струе процессов типа $\text{Ag}_n + e \rightarrow \text{Ag}^* + \text{Ag}_{n-1} + e$.

новения атомов $\text{Ar}^* ({}^3P_2)$ с $\text{Ar} ({}^1S_0)$. Как показали результаты настоящей работы, задавая определенные температуру и давление газа на входе в сопло, можно создать сверхзвуковую струю аргона чисто атомарного состава. Возбуждение такой струи электронным пучком приводит к образованию молекул в состоянии ${}^3\Sigma_u^+(1u)$ в более чистых условиях, чем это имеет место в плазме газового разряда в аргоне. Отсюда следует вывод о перспективности применения газоструйного источника для решения сложных задач, связанных с распределением интенсивности излучения в непрерывных спектрах вакуумного ультрафиолета.

Литература

- [1] Э. Т. Верховцева, В. П. Стрельников, В. Н. Соколов, Б. Н. Попов. Ж. прикл. спектр., 7, 859, 1967.
- [2] Э. Т. Верховцева, Я. М. Фогель, В. С. Осыка. Опт. и спектр., 25, 440, 1968.
- [3] R. M. Yealland, I. M. Deckers, T. D. Scott, C. T. Tuori. Can. J. Phys., 50, 2464, 1972.
- [4] D. Golomb, R. E. Good, A. B. Bailey, R. M. Busby, R. Dabarn. J. Chem. Phys., 57, 3844, 1972.
- [5] P. Audit. J. de Physique., 30, 192, 1969.
- [6] R. Mulliken. J. Chem. Phys., 52, 5170, 1970.
- [7] Y. Tanaka, K. Yoshino. J. Chem. Phys., 53, 2012, 1970.
- [8] M. Martin. J. Chem. Phys., 54, 3289, 1971.
- [9] Э. Т. Верховцева, В. И. Яременко, А. Е. Овечкин, Я. М. Фогель. Опт. и спектр., 37, 221, 1974.
- [10] R. C. Michaelson, A. L. Smith. Chem. Phys. Letters, 6, 1, 1970.
- [11] F. H. Mies, A. L. Smith. J. Chem. Phys., 45, 994, 1966.

Поступило в Редакцию 9 января 1974 г.

УДК 535.375

РАЗЛИЧИЕ В ТЕМПЕРАТУРНОМ ПОВЕДЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛИНИЙ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ЧАСТОТ В СПЕКТРАХ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ЖИДКОСТЕЙ

Н. К. Сидоров и В. А. Еськин

Работами многих исследователей показано, что интенсивность стоксовых линий комбинационного рассеяния (КР) в жидкостях уменьшается с ростом температуры [1]. Эта закономерность универсальна, так как она имеет место для всех без исключения жидкостей и поэтому должна быть обусловлена межмолекулярным взаимодействием, общим для всех жидкостей. Таким взаимодействием является, как известно, универсальное вандерваальсово взаимодействие, т. е. коллективное взаимодействие молекулы со всем окружением. Именно вандерваальсово взаимодействие формирует внутреннее поле в диэлектрике, выражающееся через макроскопические свойства среды (для оптических частот — через ее показатель преломления). Учет действия внутреннего поля в конденсированной среде на колеблющуюся молекулу [2, 3] позволил объяснить температурную зависимость как стоксовых [4-8] (основных и обертонов), так и антистоксовых линий КР [5, 4] в жидкой фазе. Формула Плачека, выведенная для свободных молекул и игнорирующая различие между внутренним и средним полями возбуждающего света в диэлектрике, естественно не в состоянии объяснить температурных особенностей поведения интенсивности линий КР в жидкостях и растворах.

Формула для истинной интенсивности стоксовой линии КР в жидкости в приближении скалярной поляризуемости молекулы может быть записана в следующем виде [4, 5]:

$$I_{\text{ист. жидк.}} = A (5b'^2 + 13g'^2) \frac{d}{M} N_A V f(T) I^0 L, \quad (1)$$

где

$$A = \frac{(2\pi)^2 (\nu - \nu_j)^4}{45} \frac{h}{8\pi^2 c \nu_j}, \quad f(T) = (1 - e^{-1.44 \nu_j / T})^{-1}.$$

Здесь ν — частота возбуждающего света в обратных сантиметрах, ν_j — частота колебания молекулы, b' и g' — след и анизотропия тензора производной поляризуемости,