

$-\lambda_1/\lambda_2$, где λ_1 и λ_2 соответствуют $R_{p,s}=98\%$. Как следует из рис. 1, только вблизи $\varphi=\varphi_0$ R_p зеркала B несколько больше R_p зеркала A . В согласии с [10] при $\varphi=\varphi_0$ величины $\Theta_{p,s}$ зеркала B больше, чем у зеркала A . Как и следовало ожидать, с уменьшением φ это различие уменьшается и при малых углах изменяет знак.

На рис. 2, *a* приведены зависимости $\delta_{p,s}(\lambda_0/\lambda)$ для зеркала A , а на рис. 2, *б* — для зеркала B , снятые при $\varphi=0, 30$ и 45° . На рис. 2, *в* начерчены зависимости $\Delta(\lambda_0/\lambda)$ для тех же зеркал, полученные при $\varphi=30$ и 45° . Если абстрагироваться от ряда специфических особенностей, и в данном случае соответствующие кривые одного и второго зеркала имеют много общего. При увеличении угла падения света φ на зеркало A область высокого отражения смещается в коротковолновую часть спектра, что влечет за собой соответствующее смещение кривых $\delta_p(\lambda_0/\lambda)$ и $\delta_s(\lambda_0/\lambda)$ и увеличение различия между ними. Зеркало B предназначено для работы при $\varphi=\varphi_0$. Но увеличение φ от $\varphi=0$ до $\varphi\geq\varphi_0$ приводит к таким же результатам.

Однако у зеркала B при $\lambda=\lambda_0$ $\Delta=0$, в то время как у зеркала A $\Delta\neq 0$ ни при λ , соответствующей $R_{\text{макс.}}$, ни тем более при $\lambda=\lambda_0$. Но и у зеркала A существует такая λ , при которой $\Delta=0$.

Приведенные на рис. 2, *в* кривые для зеркала A позволяют найти зависимость $\Delta(\varphi)$ при $\lambda=\lambda_0$. Для семислойников наши результаты очень хорошо согласуются с данными [2].

Увеличение числа слоев приводит к тривиальным изменениям оптических свойств как тех, так и других зеркал, описанные же здесь подобия и различия при этом сохраняются.

Таким образом, зеркала типа A с успехом могут быть использованы в качестве отражателей и при наклонном падении света. Однако в тех случаях, когда отраженные от зеркал лучи интерферируют друг с другом, особенности кривых рис. 2 должны быть приняты во внимание.

Литература

- [1] В. В. Сухановский. ДАН СССР, 106, 226, 1956.
- [2] В. В. Сухановский. Опт. и спектр., 3, 90, 1957.
- [3] В. В. Сухановский. Опт. и спектр., 3, 382, 1957.
- [4] Б. В. Рыбаков, С. С. Скулаченко, Р. Ф. Чумичев, И. И. Юдин. Опт. и спектр., 25, 572, 1968.
- [5] И. Н. Шклярский, Р. И. Умеров, Е. А. Лупашко, В. И. Храмова. Опт. и спектр., 33, 986, 1972.
- [6] И. Н. Шклярский, Р. И. Умеров, Е. А. Лупашко, И. И. Калиманова. Ж. прикл. спектр., 12, 1092, 1970.
- [7] И. Н. Шклярский, Е. А. Лупашко. Опт. и спектр., 21, 482, 1966.
- [8] И. Н. Шклярский, Е. А. Лупашко, Н. А. Носуленко. Ж. прикл. спектр., 10, 634, 1969.
- [9] И. Н. Шклярский, Н. А. Власенко, В. К. Милославский, Н. А. Носуленко. Опт. и спектр., 9, 640, 1960.
- [10] J. J. Vega. Optica Acta, 11, 315, 1964.

Поступило в Редакцию 20 декабря 1973 г.

УДК 539.184.27

ИЗМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ АТОМОВ В ДЕБАЕВСКОМ ПОЛЕ

А. Р. Чижюнас, П. О. Богданович и А. Ю. Савукинас

Для учета воздействия квазиидеальной плазмы на атомные электроны используется статический экранированный кулоновский потенциал Дебая—Хюккеля

$$V(r) = -\frac{Z}{r} e^{-r/D}, \quad D = \left(\frac{4\pi}{kT} \sum_i \rho_i Z_i^2 \right)^{-1/2} \quad (1)$$

(в атомной системе единиц). Здесь D является радиусом Дебая, ρ_i — плотность частиц с зарядом $Z_i e$. Зависимость собственных значений энергии водородоподобных атомов от радиуса Дебая рассмотрена в ряде работ. Радиальное уравнение Шредингера с указанным потенциалом решается как с применением вариационных методов и теории возмущений [1], так и численным путем [2, 3]. В [3] получены собственные значения энергии для многих состояний атома водорода и водородоподобных ионов от $nl=1s$,

2s, 2p, . . . вплоть до состояний с $n=10$. В данной работе приводятся результаты теоретического рассмотрения тонкой структуры уровней энергии и сил линий электрических мультипольных переходов в дебаевском поле. С этой целью рассмотрена зависимость радиальных интегралов $\langle r^k \rangle$ от радиуса Дебая.

Радиальные орбитали определяем численным решением уравнения Шредингера с потенциалом Дебая (1) при значениях $D=0 \div \infty$. Для этого используем с небольшими изменениями программу расчета исходных радиальных орбиталей из программы численного решения уравнений Хартри—Фока [4]. Полученные собственные значения энергии совпадают с наиболее точными значениями, найденными в работе [3]. При конечных D квантовое число n в общем случае не является целым. Однако для обозначения состояний используем значения n соответствующих состояний свободного атома, получаемых при $D \rightarrow \infty$.

При увеличении экранирования (уменьшении D) радиальные орбитали сдвигаются в область больших r . Поэтому при уменьшении D радиальные интегралы $\langle nl|r^k|nl \rangle$ с положительными степенями k увеличиваются, а с отрицательными k — уменьшаются. На рис. 1 изображена зависимость радиальных интегралов спин-орбитального взаимо-

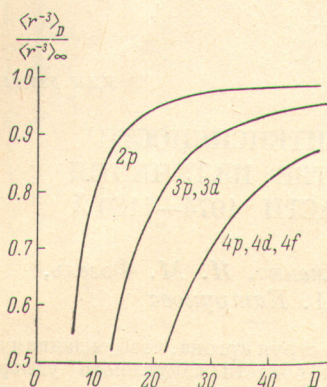


Рис. 1.

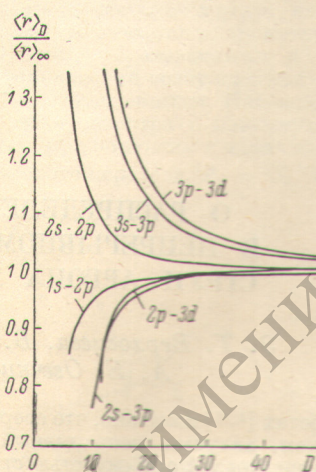


Рис. 2.

действия $\langle nl|r^{-3}|nl \rangle$, определяющих величину тонкого расщепления уровней энергии, от радиуса Дебая для высших состояний атома водорода. При этом значения радиальных интегралов $\langle r^{-3} \rangle_D$ отложены в отношении к соответствующим радиальным интегралам свободного атома ($D=\infty$). Рис. 1 показывает уменьшение тонкого расщепления уровней энергии при уменьшении радиуса Дебая. Указанное отношение мало зависит от орбитального квантового числа и кривые с разными l при одинаковых n на рис. 1 не различаются. Подобная зависимость имеет место и для радиальных интегралов с другими $k < 0$.

На рис. 2 таким же образом изображено изменение радиальных интегралов электрического дипольного перехода $\langle nl|r|n'l' \rangle$ для атома водорода в зависимости от радиуса Дебая. Радиальные интегралы переходов с $n=n'$, как и радиальные интегралы средних значений r , возрастают при уменьшении D . Это дает увеличение сил линий этих переходов (силы линий пропорциональны квадрату радиального интеграла перехода). Как показано на рис. 2, радиальные интегралы переходов с $n \neq n'$, наоборот, убывают при уменьшении D . Это происходит из-за уменьшения перекрытия радиальных орбиталей вследствие большого сдвига орбиталей более возбужденных состояний. Таким образом, расчет показывает существенное различие поведения сил линий переходов с $n=n'$ и переходов с $n \neq n'$ в дебаевском поле. Этот факт может оказаться интересным для спектроскопии плазмы в области применимости потенциала Дебая. Такое различие получается также и для высших мультипольных переходов в дебаевском поле. При этом магнитные переходы, не имеющие радиальной зависимости, не изменяются.

Отметим, что модель сжатых атомов с граничным условием для радиальных орбиталей $R(r_0) \neq 0$ и условие Вигнера—Зейтца $R'(r_0) = 0$ также дают различную зависимость сил линий электрических мультипольных переходов с $n=n'$ и переходов с $n \neq n'$ от граничного радиуса r_0 [5]. Для условия Вигнера—Зейтца (металлическая модель) при больших r_0 получаем уменьшение тонкого расщепления уровней энергии, а также увеличение сил линий с $n=n'$ и уменьшение сил линий с $n \neq n'$, как и для потенциала Дебая. Однако при дальнейшем уменьшении D при приближении к границе ионизации как для первого, так и для второго из указанных условий изменение величины тонкого расщепления и сил линий переходов с $n=n'$ является противоположным, чем в случае потенциала Дебая [5, 6]. В то время силы линий переходов с $n \neq n'$ уменьшаются в этой области как для потенциала Дебая, так и в модели сжатых атомов с вышеуказанными граничными условиями.

Интересной является возможность использования статистического потенциала Гашпара [7] для электронов тяжелых атомов в плазме вместо кулоновского потенциала

Z/r c (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. Gáspari. 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. Ярёменко, 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 Ag_2 и полимерных Ag_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 Ag_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) $Ag_2 + e \rightarrow Ag_2^* + e$, 2) $Ag_n + e \rightarrow Ag_2^* + Ag_{n-2} + e$, 3) при локализации энергии электронного возбуждения в многоатомных молекулах Ag_n , жидких каплях и частицах твердого аргона [8].¹ Помимо этого молекулы Ag_2^* ($^1\Sigma_u^+$, $^3\Sigma_u^+$) могут возникать в результате двойных и тройных столкновений возбужденных атомов Ag (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 Ag_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 Ag_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.