

ОБ ИНТЕНСИВНОСТЯХ ИОННЫХ И АТОМНЫХ ЛИНИЙ В ПОЛОМ КАТОДЕ

Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко и С. Н. Хворостовский

На основании ранее полученной функции распределения электронов по энергии рассчитывается число прямых возбуждений ряда атомных и ионных уровней гелия и аргона. Полученные значения сравниваются с интегральными интенсивностями соответствующих линий.

В наших предыдущих работах [1, 2] была рассчитана функция распределения быстрых электронов $F(\varepsilon)$, задающее число электронов в единице объема пространства скоростей и во всем объеме полого катода. На основании этих расчетов можно получить общие закономерности относительно хода абсолютных интенсивностей ионных и атомных линий от тока и давления, излучаемых всем объемом полого катода.

Выражение для числа прямых возбуждений уровня (или линии) с энергией возбуждения ε_k в единицу времени во всем объеме полого катода имеет вид

$$\alpha = \frac{8\pi}{m^2} N \int_{\varepsilon_k}^{\infty} F(\varepsilon) \varepsilon q(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (1)$$

где N — концентрация атомов, $q(\varepsilon)$ — сечение возбуждения уровня (или линии).

Учитывая, что существует максимальная энергия электронов ε_0 в полом катоде такая, что $F(\varepsilon) = 0$ при $\varepsilon > \varepsilon_0$ и вводя переменную $x = \varepsilon/\varepsilon_1$ и обозначения $x_k = \varepsilon_k/\varepsilon_1$, $x_0 = \varepsilon_0/\varepsilon_1$, $x_i = \varepsilon_i/\varepsilon_1$, где ε_1 — первый потенциал возбуждения, ε_i — потенциал ионизации, имеем

$$\alpha = \frac{8\pi}{m^2} N \varepsilon_1^2 \int_{x_k}^{x_0} F(x) x q(x) dx. \quad (2)$$

Введем вместо $F(x)$ функцию

$$\varphi(x) = \frac{8\pi^2 a Z e^4 N (x_0 - 1)}{m^2 I_0 x_0} F(x) \ln x, \quad (3)$$

где a — эмпирическая константа, Z — число валентных электронов атома, I_0 — общее число электронов, поступающее в единицу времени в объем полого катода. Величину I_0 можно определить из уравнения баланса заряженных частиц [2].

$$I_0 = \frac{i}{e} \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon_1^2}{a\pi Z e^4} \frac{x_0}{x_0 - 1} \int_{x_i}^{x_0} \varphi(x) x \frac{q_i(x)}{\ln x} dx}, \quad (4)$$

где $q_i(x)$ — сечение ионизации, i — величина разрядного тока. Используя (3) и (4), можно переписать (2) в виде

$$\alpha = \frac{i}{e} \frac{\frac{\epsilon_1^2 x_0}{a\pi Z e^4 (x_0 - 1)} \int_{x_k}^{x_0} \varphi(x) x \frac{q(x)}{\ln x} dx}{1 + \frac{\epsilon_1^2 x_0}{a\pi Z e^4 (x_0 - 1)} \int_{x_i}^{x_0} \varphi(x) x \frac{q_i(x)}{\ln x} dx}. \quad (5)$$

Используя классическую модель [3] с уточнением по Дравину [4], получаем

$$q_i(x) = \frac{aZ\pi e^4}{\epsilon_1^2} \frac{1}{x^2} \left(\frac{x}{x_i} - 1 \right) \ln x. \quad (6)$$

Для сечения возбужденных ионных линий и линий одиночников принимаем приближенную аппроксимацию вида

$$q(x) = A \frac{x + \beta}{x^2} \ln x. \quad (7)$$

Тогда

$$\alpha = \frac{i}{e} \frac{\frac{A\epsilon_1^2}{a\pi Z e^4} \frac{x_0}{x_0 - 1} \int_{x_k}^{x_0} \varphi(x) \left[1 + \frac{\beta}{x} \right] dx}{1 + \frac{x_0}{x_0 - 1} \int_{x_i}^{x_0} \varphi(x) \left[\frac{1}{x_i} - \frac{1}{x} \right] dx}. \quad (8)$$

В формуле (8) можно вставить в интегралы точные значения $\varphi(x)$, полученные в работе [2].

Для выяснения зависимости α от x_0 можно использовать и приближенное выражение для $\varphi(x)$ в виде [2]:

$$\varphi(x) = a \frac{x_0 - 1}{x_0}. \quad (9)$$

Тогда

$$\alpha = \frac{i}{e} \frac{A\epsilon_1^2}{a\pi Z e^4} \frac{1}{a} \frac{x_0 - x_k + \beta \ln \frac{x_0}{x_k}}{1 + \frac{x_0 - x_i}{x_i} - \ln \frac{x_0}{x_i}}. \quad (10)$$

Из формулы (10) видно, что, так как a и $\beta \sim 1$ и $x_k, x_i \sim 1$, при достаточно больших x_0 величина α перестает зависеть от x_0 .

Зависимость α от x_0 , полученная с помощью точных и приближенных выражений $\varphi(x)$ для ряда уровней одиночников атома гелия и уровней

Таблица 1

$\lambda, \text{\AA}$		Число кв./сек.								α				
		$P, \text{ тор}$								—				
		1.3				11.0				—				
		$i, \text{ ма}$												
		100	75	50	25	100	75	50	25	100	75	50	25	
He I {	$n=3$	3.3	2.5	1.6	0.9	2.4	2.1	1.1	0.5	3.2	2.4	1.6	0.8	$\times 10^{16}$
	$n=4$	2.9	2.2	1.5	0.7	1.1	0.8	0.5	0.3	8.0	6.0	4.0	2.0	$\times 10^{15}$
He II {	$\lambda=4686 \text{\AA}$	5.7	3.8	2.8	1.4	6.6	4.2	2.8	1.4	7.0	5.3	3.5	1.8	$\times 10^{13}$
	$\lambda=3203 \text{\AA}$	1.1	0.9	0.6	0.3	1.2	0.9	0.6	0.2	1.8	1.3	0.9	0.45	$\times 10^{13}$

Примечание. He $\varnothing$ 1 см, $l=6$ см.

иона гелия приведены на рис. 1. Для удобства на рисунке отложена не сама величина α , а функция $f(x_0)$, связанная с величиной α соотношением

$$\alpha = iq_{\max} f(x_0), \quad (11)$$

где $q_{\max}$ — сечение возбуждения в максимуме для данной линии. Так как ход сечений возбуждения для одиночников с данным значением L подобен [5, 6], x_k меняются незначительно и $x_k \ll x_0$, то данные расчеты справедливы для любого квантового числа n . На рис. 1 приведены значения $f(x_0)$ и для линии $\lambda=4686 \text{ \AA}$ с уровня иона 4^2F . Ход сечения возбуждения ряда других линий He II [7, 8] подобен ходу сечения линии $\lambda=4686 \text{ \AA}$ и эти расчеты справедливы и для них. На рис. 1 приведены функции $f(x_0)$ и для некоторых линий Ar I и Ar II. Сечения возбуждения линий взяты из работ [9, 10]. Для ряда других линий сечения возбуждения линий подобны сечениям линий, приведенных на рис. 1, и наши расчеты справедливы и для ряда других линий Ar I и Ar II.

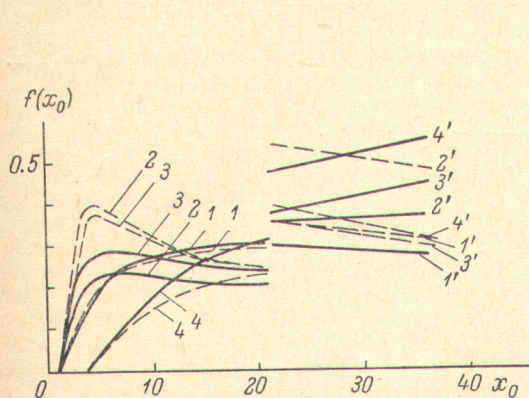


Рис. 1. Зависимость числа возбуждений от величины катодного падения.

Точное решение — сплошная линия, приближенное — штриховая. HeI: 1 — n^3P_1 , 2 — n^3D_2 , 3 — n^3S_0 ; HeII: 4 — $4686 \text{ \AA}$. Ar I: 1' — $8104 \text{ \AA}$, 2' — $7514 \text{ \AA}$; Ar II: 3' — $4965 \text{ \AA}$, 4 — $4132 \text{ \AA}$.

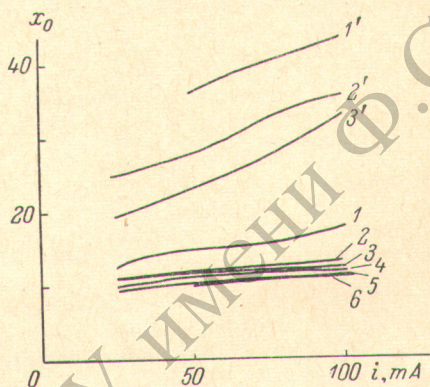


Рис. 2. Зависимость величины катодного падения от разрядного тока.

1 — 1.3, 2 — 2.7, 3 — 3.3, 4 — 6.5, 5 — 11.0, 6 — 19.0 тор; Ar: 1' — 0.5, 2' — 1.0, 3' — 2.0 тор.

Из рис. 1 видно, что $f(x_0)$ и для точного и для приближенного расчета мало меняется при больших x_0 . Зависимость x_0 от тока, давления в полном катоде с диаметром 1 см и длиной 6 см гелия и с диаметром 2 см и длиной 10 см для аргона приведены на рис. 2. Из рис. 2 видно, что для данного газа при $p > 1$ тор x_0 практически не зависит для гелия от i , p . Измерения в полном катоде с диаметром 2 см и длиной 10 см для гелия дали практически те же значения, что и на рис. 2.

Для аргона при $p \geq 1$ тор x_0 зависит сильнее от i и p , однако из рис. 2 видно, что изменение x_0 в этих пределах мало сказывается на величине $f(x_0)$.

Тогда из нашей модели вытекают следующие правила подобия: интегральная интенсивность линии, излучаемая всем объемом полого катода, должна линейно зависеть от тока и практически не должна зависеть от давления и размеров катода. Выполнение этих правил для гелия видны из табл. 1, 2.

Как и в работе [1] сравниваются числа прямых возбуждений и суммарное число квант для уровней $n=3$ и $n=4$ He I и число прямых возбуждений и число квант для ряда линий HeII.

В табл. 3 сравниваются числа прямых возбуждений и число квант для ряда атомных и ионных линий аргона.

Описание установки и методики измерений приведено в работе [1].

Из таблиц видно, что во многих случаях имеет место хорошее согласие теории с экспериментом. Имеющиеся в отдельных случаях расхождения, по-видимому, связаны с тем, что нигде не учитываются процессы ступенчатых возбуждений и тушащие процессы.

Литература

- [1] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский. Опт. и спектр., 33, 430, 1972.
- [2] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, С. Н. Хворостовский. ЖТФ., 1973.
- [3] В. Л. Грановский. Электрический ток в газе. 1, ГИТТЛ, 1952.
- [4] H. W. Drawin. Zs. Phys., 164, 513, 1961.
- [5] В. Е. Яхонтова. Вестн. ЛГУ, 10, 27, 1959.
- [6] R. M. St. John, F. L. Miller, C. C. Lin. Phys. Rev., 134, A888, 1964.
- [7] R. M. St. John, C. C. Lin. J. Chem. Phys., 41, 195, 1964; 47, 347, 1967.
- [8] R. J. Andersen, E. T. P. Lee, C. C. Lin. Phys. Rev., 160, 20, 1967.
- [9] П. В. Фельцан, И. П. Запесочный. Укр. физ. ж., № 4, 633, 1967.
- [10] П. В. Фельцан, М. М. Повч. Опт. и спектр., 28, 217, 1970.

Поступило в Редакцию 10 июня 1972 г.