

РАДИОФИЗИКА

УДК 533.9.082.5

ВОЗБУЖДЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ УРОВНЕЙ ИОНОВ Sr^+ И Ba^+ В РАЗРЯДЕ В ПОЛОМ КАТОДЕ

А. М. Девятков, В. Х. Фазлаев

(кафедра электроники)

Разряд в полой катодной трубке часто служит источником ионных линий. В разряде в полой катодной трубке изучен механизм возбуждения линий ионов металлов: меди [1] и золота [2]. Нам не известны работы, посвященные изучению механизма возбуждения ионных линий щелочноземельных элементов в газовом разряде.

Изучение условий возбуждения резонансных уровней ионов проводилось в полой катодной трубке, конструкция которой описана в [3]. Электрокинетические и оптические характеристики разряда измерялись в разряде с гелиевым наполнителем при $p=0,4\div 1,6$ Тор и $i_p=100\div 400$ мА, а с аргоновым — при $p=0,075\div 0,5$ Тор и $i_p=50\div 200$ мА.

Для исследования механизма возбуждения резонансных уровней ионов Sr^+ и Ba^+ из измерений коэффициентов поглощения и абсолютных интенсивностей соответствующих спектральных линий были определены: концентрация атомов и ионов Sr и Ba в основных и возбужденных состояниях, концентрация атомов гелия и аргона на резонансных и метастабильных уровнях. Для определения концентрации, средней энергии и функции распределения электронов по энергиям были применены метод зондов Ленгмюра и метод второй производной тока на зонд с последующим использованием формулы Драйвестейна. Концентрации ионов на резонансных уровнях были измерены по абсолютным интенсивностям резонансных линий $\text{Sr II} : \lambda=407,8$ и $421,6$ нм ($5s^2S_{1/2}-5p^2P_{1/2,3/2}$) и $\text{Ba II} : \lambda=455,4$ и $493,4$ нм ($6s^2S_{1/2}-6p^2P_{1/2,3/2}$).

Так как расстояние между уровнями $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ составляет 0,1 эВ для Sr II и 0,21 эВ для Ba II, то электронные удары приводят к перемешиванию этих уровней и распределение концентрации ионов по ним должно соответствовать значениям их статистических весов. Измерения интенсивностей соответствующих линий тонкой структуры Sr II и Ba II показали, что их отношения имеют в условиях наших экспериментов значения, близкие к отношению их статистических весов.

В заселение резонансных уровней ионов Sr^+ и Ba^+ могут внести вклад следующие процессы: возбуждение их соударениями электронов а) с атомами и б) с ионами Sr и Ba в их основных состояниях, в) с атомами Sr и Ba в возбужденных состояниях (ступенчатое возбуждение), а также г) удары второго рода с метастабильными и резонансно-возбужденными атомами инертных газов с атомами Sr и Ba.

В качестве примера приводим результаты оценок значений скоростей перечисленных выше реакций, приводящих к возбуждению уровня $5p^2P_{3/2}$ стронция для конкретных условий эксперимента ($p_{\text{He}}=0,65$ Тор,

$i_p = 400$ мА): а) $\alpha_{0j} = 7,2 \cdot 10^{14}$ см⁻³·с⁻¹; б) $\alpha_{ij} = 1,8 \cdot 10^{15}$ см⁻³·с⁻¹; в) $\alpha_{nj} = 5,0 \cdot 10^{12}$ см⁻³·с⁻¹; г) $\alpha_{11} = 1,0 \cdot 10^{12}$ см⁻³·с⁻¹.

Измеренные величины числа резонансных переходов Sr^+ ($5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$) при этих же условиях составляли $n_j/\tau_{\text{эфф}} = 2,2 \cdot 10^{15}$ см⁻³·с⁻¹, где n_j — концентрация ионов Sr^+ (Ba^+) на резонансных уровнях, $\tau_{\text{эфф}}$ — эффективное время жизни уровня. Оно вычислялось по формуле [4]

$$\tau_{\text{эфф}} = 1,1 \kappa_0 R \sqrt{\ln \kappa_0 R} \tau_{\text{рад}}. \quad (1)$$

Здесь κ_0 — коэффициент поглощения в центре линии, R — радиус разрядного промежутка, $\tau_{\text{рад}}$ — радиационное время жизни уровня, которое определялось по известным величинам сил осцилляторов [5, 6].

Такие же соотношения скоростей реакции были получены и для других условий опытов.

Из результатов оценок следует, что заселение резонансных уровней ионов в исследованных нами условиях происходит главным образом за счет электронных возбуждений из основных состояний ионов и атомов стронция и бария, а расселение — за счет спонтанных переходов. Поэтому уравнение баланса заселения и опустошения резонансных уровней ионов Sr^+ и Ba^+ можно записать в виде

$$\alpha_{0j} + \alpha_{ij} = n_i/\tau_{\text{эфф}}. \quad (2)$$

Скорости возбуждения резонансных уровней ионов из основных состояний атомов Sr и Ba вычислялись по формуле

$$\alpha_{0j} = \sqrt{\frac{2e}{300m}} n_0 n_e \int_{\epsilon_{0j}}^{\infty} Q_{0j}(\epsilon) F(\epsilon) \sqrt{\epsilon} d\epsilon, \quad (3)$$

где n_0 — концентрация атомов Sr (Ba) в основном состоянии, n_e — концентрация электронов, $Q_{0j}(\epsilon)$ — функция возбуждения резонансных линий $\lambda = 407,8$ нм [7] и $455,4$ нм [8] ионов Sr^+ и Ba^+ из основных состояний атомов соответственно, $F(\epsilon)$ — функция распределения электронов по энергиям, e и m — заряд и масса электронов, ϵ_{0j} — энергия возбуждения уровня.

Скорости возбуждения резонансных уровней из основных состояний ионов стронция и бария определялись по формуле, аналогичной (3), только вместо n_0 и $Q_{0j}(\epsilon)$ использовались концентрации ионов $n_i \text{Sr}^+$ (Ba^+) и функции возбуждения резонансных линий $Q_{ij}(\epsilon)$ из основного состояния ионов Sr^+ (Ba^+) [9]. При этом нижний предел интеграла в (3) заменялся на ϵ_{ij} . В формуле (3) можно пользоваться функциями возбуждения линий вместо эффективных сечений возбуждения уровней, так как исследуемые уровни являются резонансными, и в наших условиях вклад каскадных переходов по сравнению с названными выше процессами был мал.

Значения концентраций ионов на резонансных уровнях $5p^2P_{3/2}(\text{Sr}^+)$ и $6p^2P_{3/2}(\text{Ba}^+)$, вычисленные из уравнения баланса (2) и измеренные по абсолютным интенсивностям резонансных линий, представлены в табл. 1 (разряд в стронциевом полом катоде) и 2 (в бариевом полом катоде). В 3-м столбце приведены значения концентрации атомов n_0 , в 4-м — ионов n_i Sr и Ba. Концентрации ионов на резонансных уровнях, вычисленные в предположении возбуждения из основных состояний атомов n_{0j} и ионов n_{ij} , приведены в 5-м и 6-м столбцах соответственно. В последнем столбце приводятся концентрации n_j возбужден-

Разряд в парах стронция

p, Тор	i_p , мА	$n \cdot 10^{-10}$, см ⁻³		$n_j \cdot 10^{-5}$, см ⁻³		$n_j \cdot 10^{-5}$, см ⁻³ (измеренное)
		n_0	n_i	n_{0j}	n_{ij}	
1	2	3	4	5	6	7

Гелиевый наполнитель

0,65	100	18	0,18	3,0	4,0	8
	200	74	0,8	12	14	28
	300	135	1,8	55	73	100
	400	190	4,2	100	270	—
1,0	100	4,0	0,15	0,5	3,8	4,1
	200	10	0,5	1,3	18	23
	300	20	1,5	7	69	73
	400	28	4,2	12	120	—
1,6	100	1,0	0,11	0,10	1,3	1,6
	200	3,0	0,27	0,5	6	8
	300	6,0	0,6	1,0	14	16
	400	8,0	0,9	2,0	35	42

Аргоновый наполнитель

0,075	50	31	0,20	0,20	0,8	1,2
	100	114	1,2	4,0	15	21
	200	340	3,6	55	235	320
0,15	50	19	0,32	0,20	2,8	3,9
	100	60	2,0	20	170	195
	200	220	8	160	1500	—
0,5	50	3,0	0,3	—	1,5	1,1
	100	7	0,6	0,10	10	9
	200	25	5	7	710	—

ных ионов Sr^+ и Ba^+ , определенные из измерений абсолютных яркостей их резонансных линий.

Из сравнения результатов вычислений n_{0j} и n_{ij} , приведенных в табл. 1 и 2, видно, что в разрядах с парами стронция и бария при малых давлениях гелия (0,4 и 0,65 Тор) они имеют приблизительно одинаковые значения. В разряде при более высоких давлениях гелия в заселение резонансных уровней ионов щелочноземельных металлов вклад возбуждения из основных состояний ионов становится превалирующим по сравнению с возбуждением из основных состояний атомов Sr и Ba.

В аргоновом разряде резонансные уровни ионов Sr^+ и Ba^+ при всех условиях эксперимента заселяются в основном за счет прямого возбуждения из основных состояний ионов щелочноземельных элементов. Вклад возбуждения резонансных уровней Sr II и Ba II из основных состояний атома при давлении аргона 0,075 Тор составляет примерно 20% от общего числа ионов на резонансных уровнях, причем с увеличением давления аргона этот вклад уменьшается и при давлении $p_{\text{Ar}} = 0,5$ Тор составляет около 1%.

Разряд в парах бария

p , Тор	i_p , мА	$n \cdot 10^{-10}$, см $^{-3}$		$n_i \cdot 10^{-5}$, см $^{-3}$		$n_j \cdot 10^{-5}$, см $^{-3}$ (измеренное)
		n_0	n_i	n_{0j}	n_{ij}	
1	2	3	4	5	6	7

Гелиевый наполнитель

0,4	100	10	0,08	2,4	1,7	6
	200	21	0,29	7	5	13
	300	33	0,38	18	11	—
	400	47	0,6	31	20	—
0,65	100	5	0,08	1,6	1,7	4,1
	200	11	0,34	6	10	17
	300	19	0,47	10	11	—
	400	25	0,6	14	25	—
1,0	100	1,0	0,06	0,30	1,7	2,7
	200	2,4	0,25	1,0	6	10
	300	3,6	0,37	2,0	18	25
	400	5	0,48	3,0	34	44

Аргоновый наполнитель

0,75	50	16	0,10	0,30	0,9	1,5
	100	50	0,6	8	25	42
	300	145	2,0	70	250	—
0,15	50	13	0,10	0,20	1,2	1,6
	100	46	0,8	4,0	26	28
	200	108	1,8	40	300	—

Таким образом, мы установили, что при давлениях гелия 0,1 Тор и выше, а также при давлении аргона 0,075÷0,5 Тор резонансные уровни ионов Sr^+ и Ba^+ заселяются в основном электронным ударом из основных состояний ионов. Это происходит из-за того, что с увеличением давления инертных газов степень ионизации щелочноземельных металлов растет. Кроме того, повышение давления газов приводит к уменьшению средней энергии электронов, особенно к уменьшению в функции распределения доли электронов высоких энергий, способных заселять рассматриваемые уровни из основных состояний атомов, а относительная доля медленных электронов, которые могут возбуждать резонансные уровни ионов Sr^+ и Ba^+ из основных состояний ионов, растет [10]. Это приводит к относительноному повышению вклада возбуждения из основных состояний ионов.

Во всех условиях эксперимента сумма вычисленных концентраций ионов Sr^+ и Ba^+ на резонансных уровнях за счет реакции (а) (столбец 5) и реакции (б) (столбец 6) удовлетворительно согласуются с измеренными значениями (столбец 7), что свидетельствует о том, что уравнение баланса (2) правильно описывает механизм возбуждения резонансных состояний ионов Sr^+ и Ba^+ .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Семенова О. П., Суханова Г. Б. // Журн. прикл. спектр. 13, № 6. С. 956—960. [2] Теодорович З. С., Семенова О. П. // Изв. вузов. Физика. 1976. № 7. С. 32—39. [3] Волкова Л. М., Девятков А. М., Фазлаев В. Х. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. 23, № 2. С. 16—20. [4] Фриш С. Э. // Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970. С. 244—273. [5] Пенкин Н. П., Шабанова Л. Н. // Опт. и спектр. 1969. 26, № 3. С. 346—349. [6] Касабов Г. А., Елисеев В. В. Спектроскопические таблицы для низкотемпературной плазмы. М., 1973. С. 125—133. [7] Стародуб В. П., Алексахин И. С., Гарга И. И., Запесочный И. П. // Опт. и спектр. 1973. 35, № 6. С. 1037—1045. [8] Алексахин И. С., Запесочный И. П., Гарга И. И., Стародуб В. П. // Там же. 1975. 38, № 2. С. 228—234. [9] Запесочный И. П., Кельман В. А., Имре А. И., Дашенко А. Н., Данч Ф. Ф. // ЖЭТФ. 1975. 69, № 6 (12). С. 1947—1955. [10] Фазлаев В. Х., Девятков А. М., Макарычев С. В. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1979. 20, № 3. С. 81—84.

Поступила в редакцию
13.02.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 2

УДК 538.566.001.24

ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД АНАЛИЗА СОБСТВЕННЫХ ЗАМЕДЛЕННЫХ ВОЛН ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА

Е. Ф. Алексеенко

(кафедра математики)

Диэлектрические волноводы и устройства на их основе привлекают внимание практиков и теоретиков вот уже более пятнадцати лет. Количество работ, посвященных этому вопросу, не уменьшается, что свидетельствует об актуальности направления. В настоящее время главные усилия прилагаются к разработке таких алгоритмов расчета, которые бы давали возможность анализировать диэлектрические волноводы (ДВ) произвольного сечения при произвольном поперечном распределении диэлектрической проницаемости [1—3]. Представляемая работа также относится к этому направлению.

Будем рассматривать собственные замедленные волны ДВ. Для этих волн фиксированной частоты известно, что они имеют гармоническую зависимость от продольной координаты и экспоненциально затухают на бесконечности. Поэтому краевая граничная задача для электрических потенциалов поля ДВ сводится к плоской краевой граничной задаче в поперечном сечении S_{\perp}

$$-\Delta_{\perp} A = k^2 A, \quad (1)$$

$$-\Delta_{\perp} \Phi = k^2 \Phi \quad (2)$$

с граничным условием непрерывности скалярного потенциала и касательной составляющей векторного потенциала A на границе сечения стержня. В уравнениях (1), (2) и далее знак (\perp) означает поперечность вектора или оператора.

Используем широко известный метод возмущения и будем искать решение задачи в виде суперпозиции волн «невозмущенного» присутствием диэлектрического стержня оператора уравнений (1) и (2), т. е. волн свободного пространства. Поскольку задача открытая, то суперпозиция получается в виде обобщенного интеграла Фурье. Полную систему волн для векторной задачи (1) образуют волны, порожденные применением операторов ∇_{\perp} , $\nabla_{\perp} \times \mathbf{z}$ и $\mathbf{z} \partial / \partial z$, коммутирующих