

## О ЗАСЕЛЕННОСТИ ВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВНЕЙ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ РАЗРЯДА В НЕОНЕ И АРГОНЕ

Ю. Б. Голубовский, В. М. Захарова, Ю. М. Каган  
и Р. И. Лягущенко

Сравниваются измеренные и рассчитанные заселенности возбужденных атомов на уровнях  $3S$ ,  $3P$  неона и  $4S$  и  $4P$  аргона. Вычисления заселенности уровней  $S$  проводятся из соотношения  $Z\tau=1$ , где  $Z$  — число ступенчатых ионизаций, а  $\tau$  — время жизни заряженных частиц в разряде. Заселенность уровней  $P$  вычисляется в предположении их ступенчатого возбуждения с уровней  $S$ . Обсуждается вклад процессов диффузии и рекомбинации в формировании времени  $\tau$ .

В настоящей работе проводится сравнение измеренных заселенностей возбужденных атомов неона на уровнях  $2p^53s$  и  $2p^53p$  и аргона на уровнях  $3p^54s$  с вычисленными из теории положительного столба с учетом рекомбинации.

Экспериментальные данные заселенности уровней  $2p^53s$  и  $2p^53p$  в неоне для значений  $pR=12, 36, 60$  и  $96$  тор·см и  $i/R=8.4, 21, 41.6, 84$  и  $167$  мА/см брались из работ [1, 2]. Экспериментальные данные для заселенностей на уровнях  $3p^54s$  в аргоне для значений  $pR=12, 24$  и  $48$  тор·см и  $i/R=4.17, 8.34, 16.7, 41.7, 83.4$  и  $167$  мА/см — из работы [3].

Ранее [4] заселенность уровней  $3S$  неона и  $4S$  аргона рассчитывалась на основании уравнения баланса вида

$$\alpha = \frac{N_S}{\tau_S}, \quad (1)$$

$\alpha$  — число возбуждений уровней  $S$  из основного состояния электронным ударом,  $\tau_S$  — время жизни уровня.

При расчете  $\alpha$  учитывалось отклонение функции распределения от максвелловской в области быстрых электронов. Этот метод расчета требует значения точных значений таких параметров разряда, как температура медленных электронов  $T_e$  и концентрация  $n$ , поскольку величина  $\alpha$  зависит от этих параметров экспоненциально. При наличии рекомбинационного потока заселения в формулу (1) нужно ввести дополнительное слагаемое, учитывающее этот процесс.

В настоящей работе предлагается другой метод расчета заселенностей нижних возбужденных состояний, в значительной мере свободный от указанных недостатков. Как было показано в [5], ионизация в инертных газах при давлениях  $pR > 1$  тор·см носит ступенчатый характер. Тогда условие стационарности разряда

$$Z\tau = 1 \quad (2)$$

( $Z$  — число ионизаций на один электрон на оси разряда и  $\tau$  — время жизни заряженных частиц) может быть записано в виде

$$\sum_{k=1}^4 N_k w_{ki} = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_r}, \quad (3)$$

где  $W_{ki}$  — вероятность ионизации уровня  $S$ ,  $\tau_d$  и  $\tau_p$  — диффузионное и рекомбинационное времена жизни заряженных частиц. Предположим, что заселенности уровней  $S$  пропорциональны их статистическим весам. Анализ экспериментальных данных [2] показывает, что это условие приближенно выполняется в области рассматриваемых условий разряда. В этом случае из уравнения (3) может быть найдена суммарная заселенность  $S$ -уровней  $S N_S$

$$N_S = \frac{1}{W_S} \left( \frac{1}{\tau_d} + \frac{1}{\tau_p} \right), \quad (4)$$

где

$$w_S = \frac{\sum_{k=1}^4 g_k W_{ki}}{\sum_{k=1}^4 g_k}.$$

При расчете вероятности  $W_S$  необходимо принимать во внимание как непосредственную ионизацию уровней  $S$  электронным ударом, так и возбуждение высоких уровней, для которых велика вероятность ассоциативной ионизации. Анализ, проведенный в работе [6], показывает, что величина  $w_S$  оказывается заключенной в интервал значений

$$w'_S < w_S < w''_S,$$

где  $w'_S$  соответствует пренебрежению ассоциативной ионизацией, а  $w''_S$  — максимально возможному вкладу ассоциативной ионизации. При этом  $w'_S/w''_S \approx 2$ .

В настоящей работе при расчете величины  $w_S$  ассоциативная ионизация не учитывалась, а вероятность ступенчатой ионизации рассчитывалась по классической формуле Томсона. Получаемое при этом значение величины  $w_S$  попадает внутрь указанного интервала. При расчете рекомбинационного времени жизни  $\tau_p = 1/\gamma n_0$  использовался для неона экспериментально определенный коэффициент рекомбинации из работы [7], а для аргона из [8].

Диффузионное время жизни  $\tau_d = R^2/D_a t_0^2$  (где  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $t_0$  — собственное число диффузионной задачи) сильно зависит от профиля электронной концентрации. В случае, когда профиль электронной концентрации близок к функции Бесселя,  $t_0 = 2.405$ . В контрагированном столбе  $t_0$  имеет гораздо большую величину.

В условиях нашего эксперимента разряд существует в двух состояниях — диффузном и контрагированном. Диффузное состояние разряда хорошо описывается теорией [9, 10], поэтому можно использовать теоретическое значение параметров  $T_a$ ,  $n$  и  $t_0$ . С повышением тока и давления разряд скачкообразно переходит в контрагированное состояние, которое не описывается теорией. В этой области токов и давлений при расчете заселенностей использовалось значение концентрации электронов  $n$ , рассчитанное из баланса тока при помощи экспериментально найденных профилей электронной концентрации.

Величина  $t_0^2$  для этой области токов и давлений находилась следующим образом. Экспериментальный профиль электронной концентрации вблизи оси разряда аппроксимировался параболой

$$n(r) = n_0 [1 - a(r/R)^2]. \quad (5)$$

Баланс заряженных частиц на оси можно записать как

$$D_a \Delta n|_{r=0} + (Zn_0 - \gamma n_0^2)|_{r=0} = 0. \quad (6)$$

Подставляя (5) в выражение (6), член  $D_a \Delta n|_{r=0}$  можно привести к виду  $4aD_a n_0/R^2$ , откуда  $t_0^2 = 4a$ . Заселенность возбужденных состояний  $2p^5 3p N_F$

в случае ступенчатого характера возбуждения можно рассчитать по формуле

$$N_S \sum_{k=1}^4 \frac{g_k w_{km}}{\sum_{k=1}^4 g_k} = N_m \sum_{k=1}^4 A_{mk}, \quad (7)$$

где  $w_{km}$  — вероятность возбуждения электронным ударом;  $A_{mk}$  — вероятность соответствующего радиационного перехода [11].

В уравнении (7) не учитываются переходы внутри системы уровней  $P$  при соударении с электронами или атомами. В дальнейшем при сравнении эксперимента с расчетом использовались суммарные заселенности всей системы  $N_P$ , так как на величине суммарной заселенности процессы перемишивания не должны сказываться.

В табл. 1 и 2 сопоставляются результаты расчетов по формулам (4) и (7) с экспериментальными данными.

Таблица 1  
Заселенность уровней  $S$  и  $P$  в Ne ( $N_S \cdot 10^{-10}$ ;  $N_P \cdot 10^{-7}$ )

$i/R$ , мА/см		$pR$ , тор·см							
		12		36		60		96	
		$N_S$	$N_P$	$N_S$	$N_P$	$N_S$	$N_P$	$N_S$	$N_P$
8.4	I	15	12	8	6	7	4	6	5
	II	15	12	6	6	4	3	3	3
	III	17	13	8	8	6	5	5	4
21	I	19	38	12	16	12	14	10	15
	II	17	31	6	12	4	9	3	5
	III	22	—	13	25	10	21	9	19
41.6	I	23	120	15	125	16	55	15	200
	II	19	81	6	28	5	320	3	12
	III	27	113	22	94	71	460	19	93
84	I	22	250	15	414	30	700	52	1600
	II	19	166	7	71	61	1000	106	560
	III	41	352	44	450	122	2000	200	1100
167	I	22	300	14	660	—	1200	—	1860
	II	22	393	8	151	25	410	29	1000
	III	84	1447	79	1560	130	2100	180	6400

Примечание. I — эксперимент, II — расчет с диффузионным временем жизни, III — расчет с диффузионным и рекомбинационным временем жизни.

Из таблиц видно, что в пределах точности расчета и эксперимента вычисленные и измеренные значения заселенности совпадают при малых токах. При этом для аргона при малых токах лучшее согласие дает расчет с коэффициентом рекомбинации  $\gamma \sim T_e^{-1/2}$  (столбец III табл. 2). При больших токах вычисленные с учетом рекомбинации заселенности заметно превосходят экспериментальные. Такие расхождения могут быть связаны с тем, что величина коэффициента рекомбинации, как это следует из работы [8], существенно зависит от характера возбуждения колебательных уровней молекулярного иона: в том случае, когда возбуждение колебательных уровней молекулярного иона в основном происходит атомным ударом, заселенность возбужденных колебательных уровней меньше, чем в том случае, когда основным является заселение электронным ударом.

Рекомбинация с возбужденных колебательных состояний молекулярного иона с электронами меньше, чем рекомбинация из нормального со-

Заселенность уровней  $S$  в Ar ( $N_S \cdot 10^{-10}$ )

$pR$ , тор · см		$i/R$ , МА/см					
		4.17	8.4	16.7	41.7	83.4	167
12	I	9	15	24	35	32	36
	II	14	13	10	15	26	49
	III	18	21	29	101	370	236
	IV	14	13	11	17	40	104
24	I	20	23	63	84	72	62
	II	8	7	17	90	62	66
	III	13	17	—	340	1120	4500
	IV	9	7	—	94	82	224
48	I	16	20	—	93	69	50
	II	5	4	62	77	90	61
	III	9	16	135	525	2220	7550
	IV	5	4	62	92	147	270

Примечание. I — эксперимент, II — расчет с диффузионным временем жизни, III — расчет с диффузионным и рекомбинационным временем жизни  $\tau \sim T_e^{-2.3}$ , IV — расчет с диффузионным и рекомбинационным временем жизни  $\tau \sim T_e^{-3.2}$ .

стояния [8]. Поэтому коэффициенты рекомбинации для этих двух предельных случаев возбуждения различны.

Если при малых токах температура возбуждения колебательных уровней близка к атомной, то при увеличении тока на порядок температура возбуждения может оказаться близкой к электронной температуре и, так как в наших условиях  $T_e \gg T_a$ , то это может привести к заметному уменьшению коэффициента рекомбинации. Используемые же в наших расчетах значения коэффициентов рекомбинации измерялись при малых токах и больших давлениях, когда температуры возбуждения близки к атомным. По этой причине величины, рассчитанные при больших токах, могут оказаться заметно завышенными, так как истинное значение коэффициента рекомбинации может быть гораздо меньше использованного нами.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Расчет по формулам (4) и (7) в условиях, когда используемые значения коэффициента рекомбинации являются надежными, дает удовлетворительное согласие с экспериментом. Коэффициент рекомбинации в условиях разряда является сложной функцией тока и давления и его поведение не может быть описано простыми формулами типа

$$\gamma \sim T_e^n T_a^m.$$

Так как при переходе от одних условий разряда к другим температуры электронов и атомов могут меняться незначительно, а температура возбуждения  $T_e$ , от которой непосредственно зависит величина коэффициента рекомбинации, может изменяться от  $T_e = T_a$  до  $T_e = T_e$ .

Из табл. 1 и 2 следует еще один вывод. При малых токах до скачка диффузионная теория положительного столба приводит к хорошему согласию с экспериментом и рекомбинация в этих условиях играет подчиненную роль.

В области же больших токов роль рекомбинации является существенной и проявляется прежде всего в сужении радиальных распределений. Если определять  $t_0$  по этим круто спадающим кривым, то диффузионное время жизни оказывается близким к полному времени жизни заряженных частиц.

Наряду с анализом суммарных заселенностей состояний  $S$  и  $P$  был проведен также анализ заселенностей отдельных уровней в этих системах. На рис. 1 и 2 приведены относительные заселенности  $N_m/g_m$  в системе уровней  $P$  и  $S$  в Ne и Ar, полученные двумя способами: 1 — рассчитанные

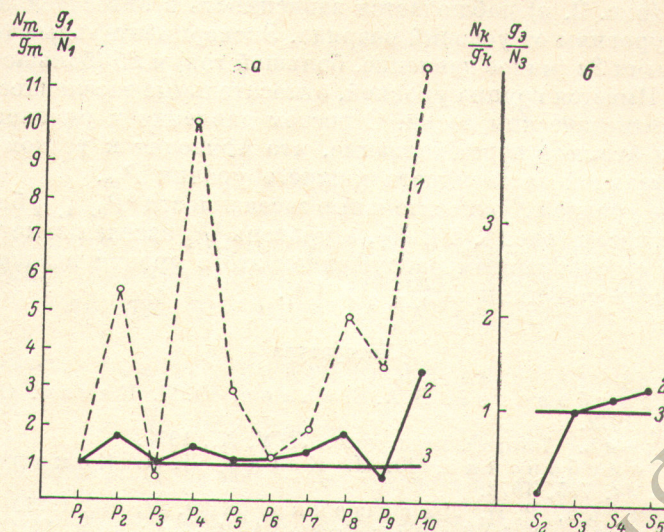


Рис. 1. Относительная заселенность возбужденных уровней в аргоне.

$a$  — уровни  $P$ ,  $N_m/g_m \cdot g_1/N_1$ ;  $b$  — уровни  $S$ ,  $N_k/g_k \cdot g_3/N_3$ . 1 — расчет по формуле (7) с использованием  $[^{12}]$  для  $\langle v \sigma_{km} \rangle$ ; 2 — экспериментальные точки, усредненные по всем давлениям и токам; 3 — распределение по Больцману с электронной температурой.

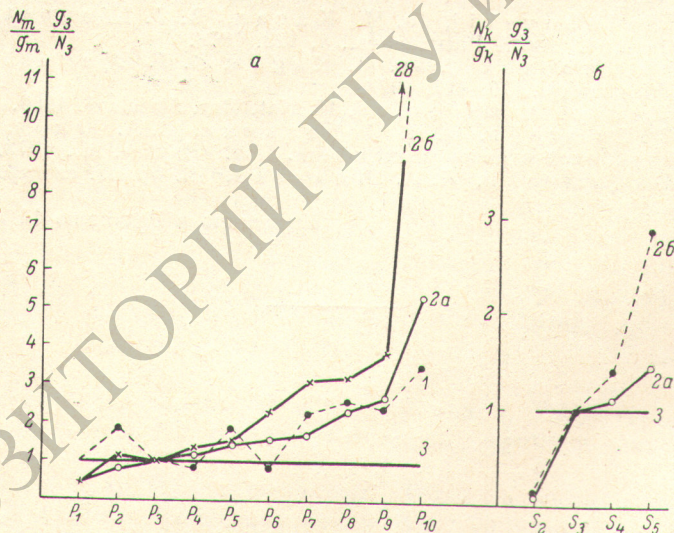


Рис. 2. Относительная заселенность возбужденных уровней в неоне.

$a$  — уровни  $P$ ,  $N_m/g_m$ ;  $b$  — уровни  $S$ ,  $N_k/g_k \cdot g_3/N_3$ . 1 — расчет по формуле (7) с использованием  $[^{13}]$  для  $\langle v \sigma_{km} \rangle$ ; 2a — экспериментальные точки для  $PR=6$  и  $i/R=167$ , 2b — для  $PR=96$  и  $i/R=8.4$ ; 3 — распределение по Больцману с электронной температурой.

из уравнения баланса (7) без учета перемешивания; 2 — полученные из экспериментальных данных; 3 — при распределении возбужденных атомов по Больцману с температурой  $T_e$ .

Из рис. 1,  $a$  видно, что экспериментальные значения отношения заселенностей на разных уровнях в Ar близки к отношению статистических весов этих уровней (за исключением уровня  $P_{10}$ ). Отчетливо видна кор-

реляция между кривыми 1 и 2, что можно интерпретировать совокупным действием электронного перемешивания и ступенчатого возбуждения уровней  $P$ . Кривая 2 в аргоне получена путем усреднения по всем давлениям и токам.

В неоне (рис. 2, а) наблюдается зависимость в относительном распределении по уровням от условий разряда. Экспериментальные точки лежат между кривыми 2а (малое давление, большой ток) и 2б (большое давление, малый ток). Имеется группа уровней, относительные заселенности которых близки к статистическим весам. С ростом давления и уменьшением тока проявляется атомное перемешивание, что приводит к резкому возрастанию относительной заселенности нижнего уровня  $P_{10}$ .

В системе уровней  $S$  относительные заселенности  ${}^3P_{0, 1, 2}$  близки к статистическим весам (рис. 1, б и 2б), а уровень  ${}^1P_1$  заселен заметно меньше, что связано со спонтанным разрушением этого уровня и энергетическим зазором между уровнями  ${}^3P_{0, 1, 2}$  и  ${}^1P_1$ .

#### Литература

- [1] Ю. Б. Голубовский, В. А. Иванов, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 32, 875, 1972.
- [2] П. Михель. Автореф. канд. дисс., ЛГУ, Л., 1970.
- [3] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, И. Л. Комарова. Опт. и спектр., 33, 795, 1972.
- [4] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖТФ, 31, 445, 1961.
- [5] Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко, А. Р. Хахаев. Опт. и спектр., 14, 598, 1963; 15, 13, 1963.
- [6] Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Каган, Р. И. Лягущенко. ЖТФ, 44, 536, 1974.
- [7] Г. К. Виноградов, Ю. Б. Голубовский, В. А. Иванов, Ю. М. Каган. ЖТФ, 49, 2584, 1973.
- [8] T. F. O'Malley, A. J. Cunningham, R. M. Holson. J. Phys., B5, 2126, 1972.
- [9] Ju. B. Golubovskij, Ju. M. Kagan, R. J. Ljagustschenko, P. Michel. Beitr. Plasmaphys., 8, 423, 1968.
- [10] Ju. B. Golubovskij, Ju. M. Kagan, R. J. Ljagustschenko. Beitr. Plasmaphys., 10, 427, 1970.
- [11] Atomic Transition Probabilities, vol. II. Nat. Bur. Standard, 1969.
- [12] Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков. Сечение возбуждения атомов и ионов электронами. Изд. «Наука», М., 1973.
- [13] Л. А. Вайнштейн, Л. А. Минаева. Ж. прикл. спектр., 9, 60, 1968.

Поступило в Редакцию 14 марта 1975 г