

Коэффициент диффузии в смеси i компонент для компоненты j , имеющей очень малую концентрацию, выражается через бинарные коэффициенты диффузии следующим образом [7]:

$$D_{j \text{ смеси}}^{-1} = \sum_i f_i D_{ij}^{-1}, \quad (2)$$

где f_i — доля частиц i сорта, D_{ij} — бинарный коэффициент диффузии для смеси $i-j$.

Так как концентрация метастабильных атомов ртути в условиях нашего эксперимента была много меньше концентрации нормальных атомов ртути и аргона, можно было вычислить коэффициент диффузии метастабильных атомов ртути в аргоне по формуле (2). При вычислениях мы использовали значения $D_{\text{Hg}^* \rightarrow \text{Hg} + \text{Ar}}$, полученные по формуле (1), и величины концентрации нормальных атомов ртути, измеренные методом крюков. Значения коэффициентов $D_{\text{Hg}^* \rightarrow \text{Hg}}$ брались из работы [1]. Результаты вычисления величин $D_{\text{Hg}^* \rightarrow \text{Ar}}^N$ приведены на рис. 2. Видно, что в широкой области изменения давления аргона значения $D_{\text{Hg}^* \rightarrow \text{Ar}}^N$ остаются постоянными, что оправдывает предположение об отсутствии тушащих столкновений в условиях нашего эксперимента. Точность определения величин DN составляет 10%.

Усредненные значения коэффициентов диффузии представлены в таблице. Ранее эти величины измерялись в работе [8]. Значения, полученные там, также приведены в таблице. Большое расхождение с результатами настоящей работы, вероятно, объясняется недостаточной чистотой эксперимента в работе [8]. Известно, что молекулярные примеси интенсивно тушат метастабильные состояния ртути. Пренебрежение этим процессом приведет к завышению определяемых коэффициентов диффузии в том случае, когда в разрядной трубке остаются следы молекулярных газов.

В таблице приводится также значение коэффициента диффузии нормальных атомов ртути в аргоне [9]. Видно, что коэффициенты диффузии возбужденных и нормальных атомов в примесном газе имеют близкие значения. Аналогичное совпадение наблюдалось в аргон-неоновой и гелий-неоновой смесях [10].

Литература

- [1] Н. П. Пенкин, Т. П. Редько. Опт. и спектр., 36, 446, 1974.
- [2] С. Kenty. J. Appl. Phys., 38, 4517, 1967.
- [3] Е. И. Вавилин, С. Д. Вагнер, В. Р. Ланенкина, С. С. Митрофанова. ЖТФ, 30, 1064, 1960.
- [4] Б. Касмалиев. Автореф. канд. дисс., ЛГУ, Л., 1967.
- [5] Ф. А. Уваров, В. А. Фабрикант. Опт. и спектр., 18, 954, 1965.
- [6] Ю. М. Каган, Н. Б. Колодолов, Р. И. Лягущенко, В. М. Миленин, А. М. Мирзабеков. ЖТФ, 41, 714, 1971.
- [7] Атомные и молекулярные процессы, под ред. Бейтса, М., 1964.
- [8] M. Shoda, M. Yokoyama, Y. Kuroda. Science reports, № 7, 7, 1958.
- [9] H. B. Spencer, J. M. Toguri, J. A. Kurtis. Canad. J. Chem., 47, 2197, 1960.
- [10] A. H. Futsch, F. A. Grant. Phys. Rev., 104, 356, 1956; J. R. Dixon, F. A. Grant. Phys. Rev., 107, 118, 1957; R. J. J. Van Heijningen, J. P. Harpe, J. J. M. Beenaker. Physica, 38, 1, 1967.

Поступило в Редакцию 17 января 1974 г.

УДК 539.186

КИНЕТИКА ЗАСЕЛЕНИЯ УРОВНЕЙ ГЕЛИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

И. П. Богданова, С. Э. Фриш и В. И. Яковлева

В работах [1, 2] было показано, что наблюдаемая зависимость эффективного сечения электронного возбуждения 3^3D и 4^3D уровней гелия от давления при возбуждении электронным пучком связана с наличием дополнительного процесса заселения этих уровней, имеющего большую длительность послесвечения. Этот дополнительный процесс заселения имеет иную зависимость от энергии электронов, чем для $1P$ -уровней гелия. Измерения были проведены при давлении гелия $2.4 \cdot 10^{-2}$ тор.

Уровень	$\tau_{\text{рач.}},$ 10^{-9} сек.	$P = 2 \cdot 10^{-3}$ тор		$P = 8 \cdot 10^{-3}$ тор		$P = 56 \cdot 10^{-3}$ тор		$P = 120 \cdot 10^{-3}$ тор		$Q'',$ 10^{-8} см ²		$I_{\text{max}}/I_{100\text{в}}$	
		$\tau, 10^{-6}$ сек.	содержание длительной компоненты, %	$\tau, 10^{-6}$ сек.	содержание длительной компоненты, %	$\tau, 10^{-6}$ сек.	содержание длительной компоненты, %	$\tau, 10^{-6}$ сек.	содержание длительной компоненты, %	$Q'',$ 10^{-8} см ²	теория [3]	на перед- нем фронте импульса	9 16 6
4^1S	90.0	0.09	—	0.09	—	0.09	—	0.09	—	—	—	—	—
3^3D	43.9	$\tau_1=2.0$	100	$\tau_2=0.47$ $\tau_1=1.8$	30	$\tau_2=0.27$ $\tau_1=1.5$	18	$\tau_2=0.22$ $\tau_1=1.6$	40	5.2	34	9	9
4^3D	32.2	$\tau_1=1.5$	100	$\tau_2=0.37$ $\tau_1=1.2$	32	$\tau_2=0.30$ $\tau_1=2.0$	46	$\tau_2=0.28$ $\tau_1=2.0$	5	2.0	30.5	16	16
5^3D	61.0	$\tau_1=1.2$	50	$\tau_2=0.35$ $\tau_1=1.3$	36	$\tau_2=0.27$ $\tau_1=1.5$	42	$\tau_2=0.22$ $\tau_1=1.5$	13	3.6	28.6	6	6

Представляло интерес проследить кинетику заселения уровней гелия в зависимости от давления газа. Для этой цели был применен метод задержанных совпадений, использовавшийся и ранее [1]. Электронная пушка отпиралась прямоугольными импульсами различной длительности от генератора Г5-30 с крутизной фронта не более $5 \cdot 10^{-8}$ сек. Разрешающее время схемы совпадений составляло $7 \cdot 10^{-8}$ сек. Как было показано в работе [3], для того, чтобы измерения послесвечения спектральной линии правильно отражали истинный характер заселения уровня, необходимо проводить измерения с достаточно длинным возбуждающим импульсом. Изучение временного хода ответного светового импульса при длительности возбуждающего в 30 мксек. показало, что излучение спектральных линий с n^3D уровней достигает насыщения за $1 \div 3$ мксек.

Измерения длительности послесвечения проводились при энергии электронов 100 эв. Результаты измерений сведены в таблицу. Во втором столбце приведены радиационные времена жизни излучаемых уровней, полученные в работе Ошеровича и Веролайнена [5]. Измерения длительности послесвечения проводились практически во всех случаях с такой разверткой по времени, чтобы полезный сигнал достигал нуля (регистрировался лишь темновой фон).

Из таблицы видно, что послесвечение спектральной линии 504.8 нм (уровень 4^1S) во всем интервале давлений остается неизменным и имеет одну длительность, которая совпадает с радиационным временем жизни 4^1S -уровня гелия. Как свидетельствуют измерения, на спектральной линии 504.8 нм не наблюдается зависимости эффективного сечения электронного возбуждения от давления [6]. Таким образом, сочетание измерений хода заселенности уровня 4^1S с давлением и длительности послесвечения позволяют пока сделать вывод о том, что уровень 4^1S в интервале давлений $2 \cdot 10^{-3} \div 10^{-1}$ тор заселяется, по-видимому, только за счет прямого электронного возбуждения.

Иная картина наблюдается на уровнях n^3D . При давлении гелия $2 \cdot 10^{-3}$ тор на уровне 3^3D и 4^3D наблюдается по одной компоненте распада с длительностью 1.5 и 2 мксек. соответственно. На уровне 5^3D наблюдается также послесвечение с длительностью 1.2 мксек., но несколько точек, измеренных за первые 0.2 мксек. после заднего фронта импульса, не ложатся на общую прямую распада, построенную в полулогарифмическом масштабе. Таким образом, при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ тор и энергии электронов 100 эв послесвечение полностью обусловлено процессом дополнительного заселения уровней, имеющим длительность, на 2 порядка превышающую радиационное время жизни n^3D уровней. Компонента распада, соответствующая радиационному времени жизни (в нашем случае 0.07 мксек. — предел разрешения установки), проявляется только при укорачивании возбуждающего импульса до 0.3 мксек. и при энергии электронов на 2 эв выше порога возбуждения уровня.

При повышении давления на всех трех изучаемых уровнях появляется вторая компонента распада, длительность которой зависит от давления газа. Процентное содержание ее в общем распаде возрастает с давлением (см. таблицу). Если построить зависимость $\gamma_2=1/\tau_2$ от давления для n^3D уровней, то экспериментальные точки хорошо ложатся на прямые, что свидетельствует о столкновительном характере заселения уровней. Из наклона экспериментально полученных зависимостей γ_2 от P можно подсчитать величины эффективных сечений столкновений, обуславливающих

этот процесс. В таблице приведены рассчитанные значения этих эффективных сечений Q'' .

Для выяснения вопроса о сорте сталкивающихся частиц были измерены длительности послесвечения спектральных линий при наложении электрического поля в пространстве столкновений. Однако поля в несколько десятков в/см не оказывали заметного влияния на длительности послесвечения с n^3D уровней. Кроме того, если при давлении гелия $2 \cdot 10^{-3}$ тор послесвечение спектральных линий с n^3D уровней имеет длительность более 1 мксек., то за это время возбужденные частицы, двигаясь с тепловой скоростью, могут пролететь расстояние ~ 1 мм (порядка радиуса пучка). Такое расширение светящейся зоны пучка легко обнаружить. Для этой цели были проведены записи поперечного контура пучка в свете различных длин волн (путем сканирования его изображения перед щелью монохроматора с помощью поворотной стеклянной пластины достаточно большой толщины). Результаты измерений подтверждают наличие большой длительности послесвечения на спектральных линиях с n^3D уровней при малом давлении гелия и ее укорачивание по мере возрастания давления.

Существование дополнительного процесса заселения n^3D уровней даже при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ тор приводит к искажению формы функции возбуждения n^3D уровней [4]. Для устранения этого влияния были проведены записи функций возбуждения в совпадениях при регистрации свечения в пределах 0.04 мксек. от переднего фронта открывающего импульса в интервале $20 \div 100$ эв при давлении $8 \cdot 10^{-3}$ тор. В последнем столбце таблицы приведены полученные отношения интенсивностей в максимуме функций возбуждения и при энергии 100 эв. Эти отношения в $2 \div 3$ раза больше измеренных в постоянном режиме работы пушки при давлении $2 \cdot 10^{-3}$ тор [7], но все еще не достигают теоретических значений, т. е. не удается совсем избавиться от дополнительного заселения n^3D уровней. Записи формы зависимости послесвечения от энергии электронов совпадают с тем, что было получено ранее [1].

На основании всего вышеизложенного можно нарисовать следующую картину заселения уровней n^3D гелия. При давлении $2 \cdot 10^{-3}$ тор при энергии 100 эв проявляется уже некий добавочный процесс заселения уровней, превышающий электронное заселение в значительное число раз и имеющий длительность послесвечения, большую радиационного времени жизни на 2 порядка. С повышением давления появляется еще один процесс заселения, пропорциональный давлению, с длительностью, зависящей также от давления. Все это дополнительное заселение должно быть обусловлено реакциями нейтральных частиц, так как ни величина этого процесса, ни его длительность не зависят от электрического поля. Этот процесс не может быть обусловлен перераспределением частиц по уровням, так как практически на всех уровнях, на которых проводились измерения, наблюдается избыток возбужденных атомов (что следует из сравнения теоретических величин электронного возбуждения и реальных кажущихся сечений, получаемых из эксперимента [2]). Дополнительное заселение может объясняться диссоциативным и столкновительным распадом молекул гелия, возбуждаемых электронным ударом.

Литература

- [1] И. П. Богданова, В. Д. Марусин. Опт. и спектр., 28, 645, 1970.
- [2] J. D. Jobe, R. M. St. John. Phys. Rev., A5, 295, 1972.
- [3] В. И. Очкур, В. Ф. Братцев. Опт. и спектр., 19, 490, 1965; Астроном. ж., 42, 1035, 1965.
- [4] И. П. Богданова, В. Е. Яхонтова. Опт. и спектр., 22, 14, 1967.
- [5] А. Л. Ощерович, Я. Ф. Веролайнен. Опт. и спектр., 24, 162, 1968.
- [6] Г. С. Кватер, О. В. Огинец, В. Б. Смирнов, С. А. Багаев. Опт. и спектр., 35, 389, 1973.
- [7] В. И. Яковлева. Вестн. ЛГУ, 1974.

Поступило в Редакцию 26 марта 1974 г.