

## Литература

- [1] Делоне Н. Б., Крайнов В. А. Атом в сильном поле. М., 1978.  
 [2] Делоне Г. А., Манаков Н. Л., Пискова Г. К., Рапопорт Л. П. — Тр. ФИАН, 1980, т. 115.  
 [3] Klarsfeld S., Maquet A. — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 79.  
 [4] Акрамова Д. Ш., Алимов Д. Т., Делоне Н. Б., Медведева В. К., Преображенский М. А., Турсунов М. А., Хабибуллаев П. К. — Опт. и спектр., 1983, т. 56, в. 6, с. 1062.  
 [5] Акрамова Д. Ш., Алимов Д. Т., Khabibullaev P. K., Medvedeva V. K. Contributed papers XVI Inter. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Dusseldorf, 1983, v. 2, p. 328.

Поступило в Редакцию 24 декабря 1984 г.

УДК 539.186.3 : 546.292

Опт. и спектр., т. 58, в. 6, 1985

### ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ $^3P_2$ ( $2p^53s$ )-АТОМОВ НЕОНА В ГЕЛИИ И НЕОНЕ

*Картошкин В. А., Мельников В. Д.*

При оптической ориентации  $^3P_2$  метастабильных атомов благородных газов (неона и более тяжелых) существенное ограничение на степень их поляризации оказывают деполаризующие столкновения с атомами в основном  $^1S_0$ -состоянии [1]. Измерения сечений деполаризации при таких столкновениях проводились в основном при  $T=300$  К (для Ne, Ar, Xe в [2, 3], для Kr\* в Kr в [4, 5] и He в [5]), причем только в [4] измерения проводились и при 77 К. Знание величин этих сечений необходимо как для определения оптимальных условий ориентации атомов благородных газов при различных условиях, так и для анализа взаимодействия в системе двух благородных газов, один из которых находится в возбужденном метастабильном состоянии. В настоящей работе определяются температурные зависимости сечений деполаризации  $^3P_2$  атомов неона в He и Ne. Используется оптическая ориентация метастабильных атомов неона [2].

Камеры поглощения, содержавшие смесь неона и гелия в различной пропорции (при общем давлении несколько десятых Тор при 300 К), помещались в сосуд Дьюара, через который продувались пары охлажденного азота, что позволяло менять температуру камеры поглощения в интервале 77—300 К. Заселение  $2p^53s$ -состояния достигалось при возбуждении в камере слабого высокочастотного разряда. Оптическая ориентация метастабильного  $^3P_2$  ( $2p^53s$ )-состояния проводилась с помощью циркулярно поляризованного резонансного излучения с длиной волны  $\lambda=640.2$  нм (переход  $2p^53s, 1s_5 \rightarrow 2p^53p, 2p_9$ ) в продольном магнитном поле  $H_0 \sim 1$  Э. Источником излучения служила капиллярная лампа, заполненная смесью неона и гелия и возбуждавшаяся генератором высокой частоты. С помощью осциллирующего магнитного поля, перпендикулярного  $H_0$ , осуществлялся магнитный резонанс в системе зеемановских подуровней метастабильного состояния неона ( $J=2$ ). Регистрация резонансных сигналов проводилась по поглощению света накачки 640.2 нм, не являющегося резонансным ни для одного из уровней Ne.

В эксперименте определялась ширина линии магнитного резонанса  $^3P_2$  атомов неона, которая после экстраполяции к нулю интенсивности разряда, света накачки, амплитуды радиочастотного магнитного поля состояла из четырех аддитивных частей

$$\Delta f = \Delta f_{\text{He}} + \Delta f_{\text{Ne}} + \Delta f_D + \Delta f_0, \quad (1)$$

причем первые два члена обусловлены деполаризацией в столкновениях с атомами гелия и неона, следующий член определяется диффузией к стенкам камеры

поглощения, где плотность метастабильных атомов близка к нулю, а последний член связан с наличием неконтролируемых примесей и неоднородностью постоянного магнитного поля.

Здесь можно отметить, что вклад в резонансный сигнал от выравнивания метастабильного состояния неона незначителен. Оценка же диффузионного члена проводилась с использованием значений коэффициентов диффузии  ${}^3P_2$ -атомов в неоне и гелии  $D_{\text{Ne}}=163 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Тор}$  и  $D_{\text{He}}=564 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Тор}$  (при 300 К) [6] с учетом температурной зависимости этих величин. Что же касается первых двух членов в (1), то каждый из них линейно зависит от концентрации атомов He (или Ne), например,

$$\pi \Delta f_{\text{Ne}} = N_{\text{He}} \sigma_{\text{Ne}} \bar{v}, \quad (2)$$

где  $\bar{v}$  — средняя относительная скорость атомных частиц,  $\sigma_{\text{Ne}}$  — сечение деполаризации (разрушения ориентации  ${}^3P_2$ -состояния неона).

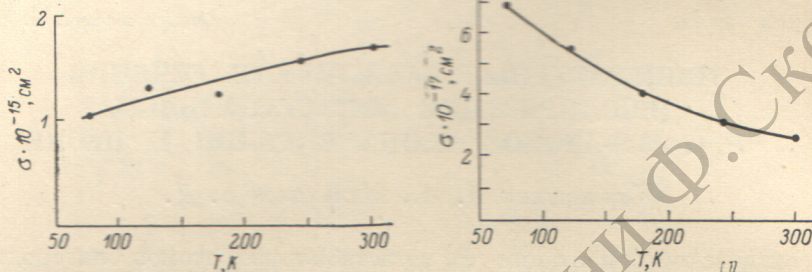


Рис. 1. Температурная зависимость сечения деполаризации  ${}^3P_2$  атомов неона на атомах неона в основном  $2^1S_0$ -состоянии.

Рис. 2. Температурная зависимость сечения деполаризации  ${}^3P_2$  атомов неона на атомах гелия в основном  $1^1S_0$ -состоянии.

Поэтому для определения сечений деполаризации  ${}^3P_2$ -атомов неона на атомах неона в основном состоянии использовались камеры поглощения, в которых давление природной смеси четных изотопов неона менялось от 0.005 до 0.023 Тор при постоянном давлении  $\text{He}^4$  — 0.26 Тор. Линейная экстраполяция ширины резонансной линии к нулевому давлению неона позволяет в соответствии с (1), (2) выделить часть, обусловленную деполаризацией на неоне, т. е. определить сечение деполаризации  $\sigma_{\text{Ne}}$ .

Для определения сечения деполаризации  ${}^3P_2$ -атомов на гелии использовались камеры поглощения с постоянным давлением неона 0.008 Тор и давлением гелия, менявшимся от 0.17 до 0.5 Тор. При этом необходимо было учитывать заметное изменение диффузионного члена при изменении давления гелия.

Результаты определения сечений деполаризации метастабильных атомов неона приведены на рис. 1 и 2. В случае неона с ростом температуры сечение медленно возрастает (примерно как  $T^{0.3}$ ), а в случае гелия — убывает (как  $T^{-0.7}$ ). Ошибка определения абсолютной величины сечения в среднем составляет 40 %. Сравнение с литературными данными возможно лишь при 300 К. Сечение деполаризации на неоне  $\sigma_{\text{Ne}}=(16.1 \pm 1.3) \text{ \AA}^2$  практически совпадает с результатом [2], в то время как сечение деполаризации на гелии  $\sigma_{\text{He}}=(2.54 \pm 0.27) \text{ \AA}^2$  меньше приводимого в [2].

Полученные в настоящей работе температурные зависимости обоих сечений деполаризации отличаются от зависимости  $T^{-0.2}$ , характерной для чистого ван-дер-ваальсова взаимодействия. В случае столкновений с гелием это связано, вероятно, с достижением при столкновениях отталкивательной части потенциала взаимодействия. Относительно небольшая величина сечения обусловлена, по-видимому, малой расходимостью (для рассматриваемого диапазона энергий) потенциальных кривых квазимолекулы He ( $1^1S_0$ )—Ne ( $2p^53s$ ), образуемой в процессе столкновения.

Что касается столкновений с неоном, то в этом случае наряду с упругим рассеянием возможна резонансная передача возбуждения от одного атома другому (так называемый обмен метастабильностью), так что сечение деполяризации состоит из двух частей [7]

$$\sigma_{\text{Ne}} = \sigma_1 + (1 - x_1) \sigma_2, \quad (3)$$

где  $\sigma_1$  — сечение деполяризации без обмена электронами,  $\sigma_2$  — сечение обмена метастабильностью,  $x_1$  — доля ориентации  $^3P_2$ -атомов, сохраняющейся в столкновении.

В [7] показано, что  $x_1 < 1$  и обмен метастабильностью вносит существенный вклад в деполяризацию даже в случае четных изотопов. Согласно расчету [8], сечение  $\sigma_2$  заметно растет с температурой, тогда как  $\sigma_1$  вероятнее всего слабо меняется с температурой. Таким образом, температурная зависимость сечения деполяризации, полученная в настоящей работе, свидетельствует о существенной роли обмена метастабильностью в деполяризации  $^3P_2$ -атомов неона практически во всем интервале температур 77—300 К.

#### Литература

- [1] Harper W. — Rev. Mod. Phys., 1972, v. 40, p. 169.
- [2] Scheerer L. D. — Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 83.
- [3] Scheerer L. D. — Phys. Rev., 1969, v. 188, p. 505.
- [4] Гутнер А. Б., Житников Р. А., Окуневич А. И. — Письма в ЖЭТФ, 1971, т. 13, с. 108.
- [5] Lefèvre-Seguin V., Leduc M. — J. Phys. B, 1977, v. 10, p. 2157.
- [6] Massey H. S. W., Burhop E. H. S. Electronic and ionic impact phenomena. Oxford, 1971, v. 3, ch. 18. 5, p. 817.
- [7] Pinard M., Leduc M. — J. Phys., 1977, v. 38, p. 609.
- [8] Cohen J. S., Schneider B. — Phys. Rev., 1975, v. A11, p. 884.

Поступило в Редакцию 27 декабря 1984 г.

УДК 539.194

Опт. и спектр., т. 58, в. 6, 1985

### ИНТЕНСИВНОСТИ ОБЕРТОННЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕХОДОВ В МОЛЕКУЛАХ

Медведев Э. С.

Интенсивность поглощения света при колебательном переходе определяется матричным элементом дипольного момента. Для перехода  $n \leftarrow m$  с большим изменением колебательной энергии  $\varepsilon_n - \varepsilon_m \gg \hbar\omega$  ( $\omega$  — частота гармонических колебаний) его можно найти с экспоненциальной точностью в квазиклассическом приближении [1]

$$d_{mn} \sim \exp \left\{ -\frac{\sqrt{2M}}{\hbar} \left[ \int_{a_n}^{q_0} \sqrt{E(q) - \varepsilon_n} dq - \int_{a_m}^{q_0} \sqrt{E(q) - \varepsilon_m} dq \right] \right\}, \quad (1)$$

где  $M$  — приведенная масса двух атомов,  $a_n$  и  $a_m$  — левые точки поворота при энергиях  $\varepsilon_n$  и  $\varepsilon_m$ ,  $E(q)$  — потенциал как функция ядерного смещения  $q$ ,  $q_0$  — особая точка  $E(q)$ . Для типичных двухатомных потенциалов, которые быстро растут при больших отрицательных смещениях, можно положить  $q_0 = -\infty$ , так как показатель экспоненты (1) быстро стремится к константе при  $q_0 \rightarrow -\infty$ .

Формула (1) позволяет связать интенсивности обертонных переходов с левой, отталкивательной ветвью  $E(q)$ . Аппроксимируя последнюю экспонен-